



Московский государственный технический университет  
имени Н. Э. Баумана

**Учебное пособие**

**С. А. Болотнов, Н. М. Вереникина,  
А. А. Алексейченко**

**ЛАЗЕРНЫЕ  
ИНФОРМАЦИОННО-  
ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ  
СИСТЕМЫ**

Издательство МГТУ имени Н. Э. Баумана

Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана

С.А. Болотнов, Н.М. Вереникина

# ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Часть 1

Под редакцией *О.В. Рожкова*

*Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения  
и оптотехники в качестве учебного пособия для студентов выс-  
ших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки  
бакалавров и магистров 551900 «Оптотехника» и направлению  
подготовки дипломированных специалистов 654000  
«Оптотехника»*

Москва  
Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана  
2005

УДК 621.37(075.8)  
ББК 38.86-5  
Б79

Рецензенты: *Г.И. Уткин, А.П. Тимашов*

**Болотнов С.А., Вереникина Н.М.**

**Б79** Лазерные информационно-измерительные системы: Учебное пособие. – Ч. 1 / Под ред. О.В. Рожкова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. – 44 с.: ил.

ISBN 5-7038-2657-8

Учебное пособие посвящено изложению теоретических основ одного из наиболее перспективных видов лазерных информационно-измерительных систем – лазерной гиromетрии. Описан принцип действия лазерных гиromетров, проведен анализ основных оптических методов измерения угловой скорости, обоснованы преимущества оптических гироскопов по сравнению с механическими. Представлена теоретическая модель лазерного гиromетра. Проанализировано влияние дисперсионных свойств активной среды и не-взаимностей кольцевого лазера на масштабный коэффициент и выходную характеристику лазерного гиromетра.

Для студентов, изучающих дисциплины «Проектирование лазерных информационно-измерительных систем», «Оптические гироскопы», «Проектирование лазерных оптико-электронных систем», «Лазерная техника» и другие дисциплины приборостроительных специальностей; также может быть полезно при курсовом и дипломном проектировании.

Ил. 19. Библиогр. 6 наим.

УДК 621.37(075.8)  
ББК 38.86-5

**Сергей Альбертович Болотнов  
Нина Михайловна Вереникина**

**ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ**

Часть 1

*Учебное пособие*

Редактор *А.В. Сахарова*  
Корректор *Л.И. Малютина*

Подписано в печать 19.01.2005. Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печ. л. 2,75.  
Усл. печ. л. 2,56. Уч.-изд. л. 2,23. Тираж 100 экз. Изд. № 103. Заказ

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана.  
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5.

ISBN 5-7038-2657-8

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время значительное внимание уделяется разработке, созданию и внедрению различных лазерных информационных систем, которые можно подразделить на лазерные локационные системы и лазерные измерительные системы.

Лазерные локационные системы служат для обнаружения различных объектов, измерения их координат и параметров движения, а также для выявления некоторых их структурных или физических свойств по отраженному или переизлученному исследуемыми объектами лазерному излучению. В лазерных измерительных системах регистрируются, в первую очередь, параметры световой волны, изменяющиеся в результате ее взаимодействия с исследуемыми материальными объектами различной природы. Настоящее пособие посвящено одному из наиболее перспективных видов лазерных информационно-измерительных систем: лазерным гиromетрам.

Современная лазерная гиromетрия, возникшая практически одновременно с появлением самих лазеров и основанная на использовании интерференционных явлений, позволяет с высокой точностью измерять угловые скорости и углы в инерциальном пространстве. Являясь самостоятельным направлением квантовой электроники, лазерная гиromетрия находится в ряду таких эффектов и применений лазерной физики и лазерной техники, как голография, интерферометрия, генерация гармоник и параметрическая генерация света, оптическое гетеродинирование и др.

Термин «гироскоп» образован от греческих основ «гиро» — вращение, кружение и «скоп» — наблюдение. И действительно, принцип действия механического гироскопа, широко используемого в качестве датчика угла (и угловой скорости) в системах ориентации, навигации и управления, основан на быстром вращении некоего осесимметричного тела. Так же вращается детский волчок, юла, относительно плоскости пола.

Рассмотрим волчок, быстро вращающийся вокруг оси  $z$  (рис. В1). Предположим, что вся масса волчка сосредоточена в его ободе (на окружности радиуса  $R$ ), вдоль которого она распределена равномерно. Вращение вокруг оси  $z$  принято называть *собственным вращением гироскопа*, а скорость этого вращения  $\omega$  — *угловой скоростью собственного вращения*. Вращение вокруг каждой

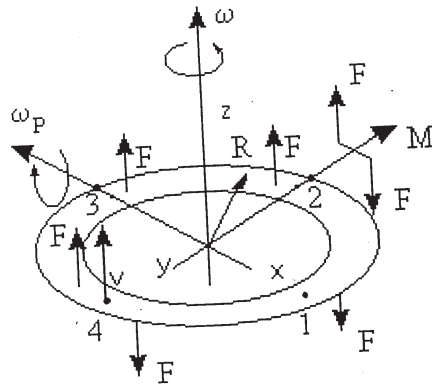


Рис. В1

из двух других осей называется *прецессией*, а скорость этого вращения  $\omega_p$  — *угловой скоростью прецессии*.

Если волчок прецессирует относительно оси  $x$  с постоянной скоростью  $\omega_p$ , то линейная скорость материальной частицы обода, находящейся на оси  $x$  (точка 1 на рис. В1), будет равна нулю. Через четверть оборота эта частица пересечет ось  $y$  в точке 2. В этот момент составляющая ее скорости, параллельная оси  $z$  и обусловленная прецессией, составит  $v = -R\omega_p$ . Когда та же частица будет пересекать ось  $x$  в точке 3, составляющая линейной скорости, обусловленная прецессией, снова обратится в нуль. Затем, когда частица достигнет оси  $y$  в точке 4, эта составляющая возрастет в противоположном направлении до величины  $v = R\omega_p$ . За следующую четверть оборота она будет уменьшаться и в момент завершения цикла (точка 1) снова будет равна нулю. Для создания ускорений, которые будут вызывать эти изменения скорости, на обод волчка должны действовать силы, параллельные оси  $z$ .

Таким образом, во время прецессии относительно оси  $x$  (если смотреть за процессом от точки 2 до точки 4) линейная скорость материальной частицы меняется от максимальной по модулю отрицательной величины до максимальной положительной. Это значит, что на точку действует положительное ускорение, обуславливающее существование силы  $F$ . В процессе вращения волчка от точки 4 до точки 2 на рис. В1 линейная скорость меняется от максимальной положительной до максимальной по модулю отрицательной; при этом на материальную точку действует отрица-

тельное ускорение, обуславливающее существование силы  $-F$ . Пара сил  $F - F$  порождает момент  $M$ , действующий относительно оси  $y$ . Так как этот момент приводит к прецессионному движению, его называют *прецессионным моментом*.

Рассмотрим работу механического гироскопа в векторной форме. Векторный метод очень нагляден, так как позволяет характеризовать движение всей совокупности материальных частиц вращающегося волчка всего лишь одним вектором. Этот вектор называют *кинетическим моментом гироскопа*  $\vec{L}$ . По величине он равен произведению осевого момента инерции волчка  $J$  на угловую скорость его собственного вращения  $\omega$ , а его направление совпадает с направлением вектора  $\vec{\omega}$ :  $\vec{L} = J\vec{\omega}$ .

Определим теперь, чему будет равно изменение вектора кинетического момента во времени (рис. В2). Введем вектор  $d\vec{\phi}_P$  бесконечно малого угла прецессии, величина которого равна углу  $d\phi_P$ , а направление совпадает с направлением вектора  $\vec{\omega}_P$ .

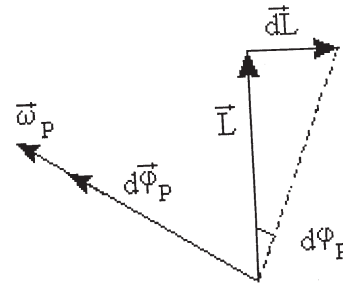


Рис. В2

Из рис. В2 очевидно, что

$$d\vec{L} = [d\vec{\phi}_P \vec{L}] = [\vec{\omega}_P dt \vec{L}] = [\vec{\omega}_P \vec{L}] dt,$$

откуда  $\frac{d\vec{L}}{dt} = [\vec{\omega}_P \vec{L}]$ .

В то же время

$$\vec{M} = [\vec{R}\vec{F}] = \left[ \vec{R} \frac{d\vec{p}}{dt} \right] = \frac{d}{dt} [\vec{R}\vec{p}] - \left[ \frac{d\vec{R}}{dt} \vec{p} \right],$$

где  $\vec{p} = m\vec{v}$  — импульс материальной частицы обода;  $m$  — масса материальной частицы;  $v$  — ее линейная скорость. Так как

$$\left[ \frac{d\vec{R}}{dt} \vec{p} \right] = [\vec{v}\vec{p}] = 0, \text{ то}$$

$$\vec{M} = \frac{d}{dt} [\vec{R}\vec{p}] = \frac{d\vec{L}}{dt}.$$

Это основной исходный закон теории гироскопов (его еще называют *теоремой Резаля*): скорость изменения кинетического мо-

мента равна приложенному внешнему силовому моменту. Кроме того, подставив выведенное выражение в векторное произведение  $[\vec{\omega}_p \vec{L}]$ , получим формулу основного закона прецессии гироскопа:

$$\vec{M} = [\vec{\omega}_p \vec{L}].$$

Из вышеизложенного можно сделать два вывода.

1. При отсутствии внешнего воздействия ось вращения массы будет иметь неизменную ориентацию в инерциальном пространстве при любом движении основания. В этом случае связанная с осью вращения система координат будет неизменно ориентирована в инерциальном пространстве. Таким образом, рассматриваемое устройство будет выдавать информацию об угловом положении основания относительно базовой системы координат. Этой системе координат нужно только придать любую желаемую ориентацию в пространстве, для чего требуется установить тело в соответствующее положение.

2. Для того чтобы провести нужную ориентацию базовой системы координат в пространстве, необходимо изменить положение оси вращения массы. Этого можно добиться, воздействуя на тело с помощью внешних сил. Под действием внешнего возмущающего момента изменится направление вектора угловой скорости гироскопа, т. е. произойдет поворот оси вращения массы. Поворот будет происходить со скоростью, пропорциональной приложенному моменту, и сразу же прекратится при его исчезновении. В результате ось собственного вращения гироскопа будет воспроизводить некое заданное направление, которое может изменяться определенным образом относительно инерциального пространства.

Очевидно, что «классические» механические гироскопы можно использовать в качестве датчиков угла и угловой скорости в системах управления широкого класса.

Строго говоря, назвать лазерный датчик угла и угловой скорости (гироскоп) гироскопом нельзя, так как в нем отсутствует вращающаяся масса. Однако исторически сложилось так, что применение и механических, и лазерных датчиков в одних и тех же системах ориентации, навигации и управления позволило перенести термин «гироскоп» и на вторые.

Проведем короткий сравнительный анализ механических и лазерных приборов.

1. Датчики угловой скорости должны измерять изменяющуюся в широких пределах угловую скорость. При этом для весьма широкого диапазона входных сигналов они должны иметь линейную выходную характеристику. Лазерные гироскопы в полной мере

удовлетворяют этим требованиям. В механических же гироскопах используют аналоговые датчики момента, которые этим требованиям соответствуют не в полной мере, использование механических гироскопов в качестве датчиков угла ограничено еще и диапазоном измеряемых углов.

Таким образом, применение лазерных датчиков предпочтительно для управления объектами, для которых характерны интенсивные изменения угловых скоростей и произвольно большие углы поворотов. Вследствие этого лазерные приборы в отличие от механических можно использовать на объектах, испытывающих значительные перегрузки.

2. Под влиянием внешних воздействий без хорошей развязки в механических гироскопах возможна дезориентация оси вращения. Лазерным гироскопам свойственна меньшая чувствительность к вибрациям и ударам.

3. По принципу своей работы лазерные гироскопы имеют частотный выход. По сравнению с гальваническим выходом механического гироскопа это представляет собой значительное преимущество, особенно в прецизионных системах управления, где важен учет любого источника ошибок.

4. Важным параметром также является время готовности прибора к работе. Механическим приборам необходимо несколько минут на разгон роторов. Для оптических же датчиков время включения в работу составляет всего доли секунды.

5. Для лазерных гироскопов характерно лучшее соотношение «точность — стоимость». При одинаковой стоимости точность лазерного гироскопа выше, при одинаковой точности — стоимость ниже.

6. Наконец, лазерный гироскоп обладает большой надежностью и высоким (более 10 000 ч) ресурсом.

К недостаткам лазерного гироскопа относятся:

1. Большие габариты и масса на одну измерительную ось по сравнению с показателями механических гироскопов.

2. Необходимость оснащения лазерного прибора целым рядом дополнительных подсистем.

3. Необходимость разработки и внедрения в процесс производства лазерного гироскопа сложных технологических процессов. Высокая стоимость технологического и метрологического оборудования.

Проблемы лазерной гироскопии характерны, с одной стороны, для собственно лазерной физики и лазеров, а с другой, — для самих интерференционных методов и приборов, что создает уни-



кальное сочетание интересных и практически важных фундаментальных и прикладных проблем, в основе которых лежит глубокая, зачастую фундаментальная физика явлений и процессов, без изучения которой невозможно создание высокоточных и надежных лазерных гиromетров.

## **1. ПРИМЕНЕНИЕ ЗАМКНУТОГО ОПТИЧЕСКОГО КОНТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА**

### **1.1. Пассивный интерферометр Саньяка**

Прежде чем говорить о принципе работы лазерного гиromетра, сделаем краткий обзор оптических методов и экспериментов, предшествующих его созданию.

В начале XX столетия физики разных стран, изучая проблему «эфира» – предполагаемой светонесущей среды, провели ряд экспериментов со световым пучком, используя установки, которые впоследствии послужили основой для создания современных лазерных гиromетров.

В 1904 г. американский физик А. Майкельсон предложил провести опыты, проверяющие гипотезу «эфира», с использованием кольцевого интерферометра. В 1912 г. немецкий физик Ф. Карресс предложил схемное решение интерферометра, а в 1913 г. французский физик М. Саньяк провел опыты с ним; при помощи своей установки он доказал, что вращательное движение измерительной установки не влечет за собой движение «эфира». Попутно Саньяк открыл «вихревой оптический эффект» (способность установки подобного типа обнаруживать угловую скорость вращения) и выразил надежду, что это явление может найти практическое применение для измерения медленных вращательных движений.

Схема установки Саньяка приведена на рис. 1.1. На круглом основании диаметром 50 см, приводимом в движение электродвигателем, были закреплены три зеркала, внутренний интерферометр с тонким воздушным слоем, источник света  $S$  (лампа накаливания) и фотопластинка ФП. На внутреннем интерферометре пучок света разделялся на проходящий и отраженный пучки; затем, отразившись от зеркал, эти пучки интерферировали на фотопластинке. При вращении основания возникали интерференционные

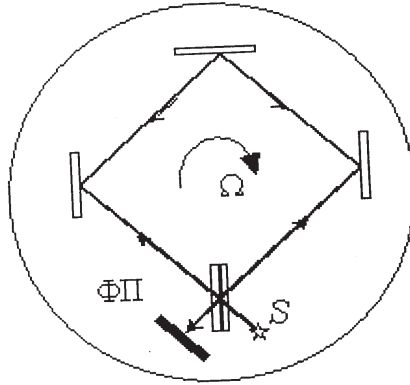


Рис. 1.1

полосы на фотопластинке. Во избежание значительных центробежных сил и воздушных вихрей число оборотов основания  $n$  выбиралось не большим трех в секунду. Интерференционная полоса фотографировалась сначала на половине ФП при вращении основания в одну сторону, а затем — при встречном вращении на вторую половину ФП (при этом первая половина ФП затенялась). В итоге наблюдалось удвоенное относительное смещение интерференционных полос

$$\delta = 2\Delta L = 16 \frac{\pi S}{c} n, \quad (1)$$

где  $\Delta L$  — разность хода лучей;  $S$  — площадь, охватываемая контуром, обходимым пучками;  $c$  — скорость света.

Формула (1) выводится на основании следующих рассуждений. Пусть световой поток распространяется в контуре, плоскость которого перпендикулярна оси вращения, проходящей через произвольную точку  $O$  (рис. 1.2). Участок пути светового луча  $AB$  примем бесконечно малым. Его длину обозначим  $\Delta l$ . Составляющую линейной скорости точки  $A$  вдоль  $\Delta l$  при вращении контура обозначим через  $\vec{v}$ , а расстояние  $OA$  — через  $\vec{r}$ . При вращении контура в инерциальном пространстве вокруг оси, проходящей через точку  $O$ , с угловой скоростью  $\Omega$

$$v = \Omega r \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол между  $\vec{r}$  и  $\vec{v}$  при стремлении  $AB$  к нулю. Если  $OA = OB'$ , то при обозначении  $AB'$  через  $\Delta l'$

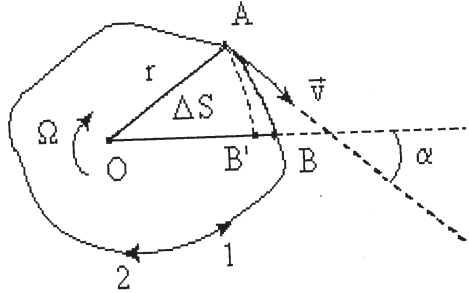


Рис. 1.2

$$\Delta l = \frac{\Delta l'}{\sin \alpha}.$$

Время прохождения участка  $AB$  световым потоком в двух противоположных направлениях

$$\Delta \tau_{1,2} = \frac{\Delta l}{c \pm v} = \frac{\Delta l \left(1 \mp \frac{v}{c}\right)}{c \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]}.$$

Учитывая, что  $v \ll c$ , получим

$$\Delta \tau_{1,2} = \frac{\Delta l}{c} \left(1 \mp \frac{v}{c}\right) = \frac{\Delta l}{c} \mp \frac{\Omega r \sin \alpha}{c^2} \cdot \frac{\Delta l'}{\sin \alpha}.$$

Так как  $r \Delta l' = 2 \Delta S$ , где  $\Delta S$  — площадь сектора  $OAB$ , то

$$\tau_{1,2} = \frac{\Delta l}{c} \mp \frac{4S}{c^2} \Omega.$$

Время распространения встречных лучей вдоль всего контура

$$\Delta \tau_{1,2} = \sum \frac{\Delta l}{c} \mp \sum \frac{2\Delta S}{c^2} \Omega.$$

Разность времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$

$$\Delta \tau = |\tau_2 - \tau_1| = \frac{4S}{c^2} \Omega, \quad (2)$$

где  $S$  — площадь всего контура.

Для случая, когда  $\Omega$  выражена через число оборотов в секунду,  $\Omega = 2\pi n$  и  $\Delta\tau = \frac{8\pi S}{c^2} n$ .

При этом разность хода лучей

$$\Delta L = \Delta\tau c = \frac{4S}{c} \Omega = \frac{8\pi S}{c} n.$$

Выраженная в долях длин волн излучения  $\lambda$  разность хода лучей

$$m = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{4S}{c\lambda} \Omega = \frac{8\pi S}{c\lambda} n.$$

При вращении установки в разные стороны относительное смещение крайних полос на фотопластинке составит

$$2m\lambda = \delta = \frac{16\pi S}{c} n.$$

В эксперименте Саньяка (при  $S = 866 \text{ см}^2$ ,  $n = 2,35 \text{ 1/с}$ ,  $\lambda = 436 \text{ нм}$ ) смещение интерференционных полос в долях  $\lambda$  достигало значения  $m = 0,077$  (при вычисленном  $m = 0,079$ ). Видно, что чувствительность метода очень невелика, а разность хода пропорциональна площади контура.

В 1926 г. Б. Погани с большой точностью повторил эксперимент Саньяка. Здесь источник света не вращался, а световой пучок ( $\lambda = 564 \text{ нм}$ ) при помощи призм входил в прибор сверху вниз вдоль оси вращения. При  $S = 1250 \text{ см}^2$ ,  $n = 20 - 30 \text{ 1/с}$  разность хода достигала значения  $m \approx 0,9$ .

В 1925 г. американские ученые А. Майкельсон и Х. Гейль поставили эксперимент, который должен был доказать увлечение «эфира» Землей при ее вращении. Однако главным результатом этого эксперимента было, разумеется, подтверждение на более высоком уровне результатов Саньяка по обнаружению угловой скорости Земли.

Рассмотрим приведенную на рис. 1.3 схему огромной установки, собранной из цельнометаллических герметизированных труб. Плечи контуров  $AF$  и  $DE$  находились на разных широтах  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , а плечи  $EF$ ,  $CB$  и  $DA$  были направлены по меридиану, перпендикулярно векторам линейных скоростей  $\vec{v}_1$  и  $\vec{v}_2$  точек, находящихся на поверхности вращающейся Земли (рис. 1.4). Если обозначить как  $R_3$  радиус Земли, как  $\Omega_3$  — угловую скорость вращения Земли, то, очевидно,

$$v_1 = R_3 \Omega_3 \cos \varphi_1, \quad v_2 = R_3 \Omega_3 \cos \varphi_2.$$

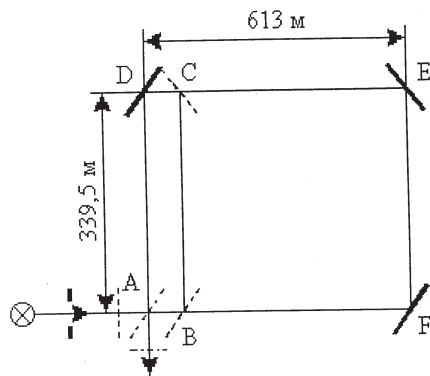


Рис. 1.3

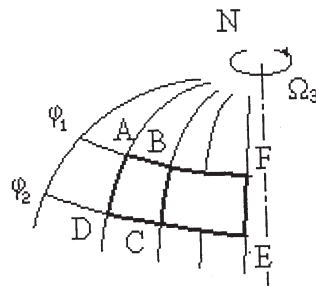


Рис. 1.4

Для уменьшения влияния изменений температуры и давления воздух из труб откачивался, чтобы давление опускалось до 10 мм рт. ст. Плоскопараллельные пластины *A* и *B* были слегка позолочены, пластина *C* посеребрена, а остальные (зеркала *D*, *E* и *F*) были покрыты толстым слоем серебра.

Пучок света проходил диафрагму, входил в систему труб через окно и на светоделительном зеркале *A* раздваивался, образуя встречно распространяющиеся лучи. После полного обхода одного из контуров (*ADCBA* или *ADEFA*) лучи направлялись в телескоп, где наблюдались интерференционные полосы.

При вращении Земли длина пути для встречных лучей в каждом из контуров была неодинаковой. Из-за разности широт плечей *ABF* и *ECD* их скорости движения отличались ( $\vec{v}_1 \neq \vec{v}_2$ ). В случае попадания одного из лучей в плечо *ABF* его путь увеличивался на определенную величину. Однако при прохождении этим лучом плеча на другой широте *ECD* его путь уменьшался больше, чем до этого увеличивался, и в результате путь обхода контура по сравнению со статическим состоянием ( $\Omega_3 = 0$ ) уменьшался. Для встречно распространяющегося луча (*DCE FBA*) общий путь должен увеличиваться. Разность хода лучей определяется через сумму времени опережения и времени отставания.

Время обхода

$$t_1 = \frac{AF}{c + v_1} + \frac{h}{c} + \frac{DE}{c - v_2} + \frac{h}{c},$$

где  $h = AD = BC = FE$ .

Время обхода

$$t_2 = \frac{h}{c} + \frac{DE}{c + v_2} + \frac{h}{c} + \frac{AF}{c - v_1}.$$

Для  $AF \approx DE = l$  и при  $c \gg v$

$$\begin{aligned} \Delta t = t_2 - t_1 &= AF \frac{2v_1}{c^2} - DE \frac{2v_2}{c^2} = \frac{2lR_3\Omega_3}{c^2} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) = \\ &= \frac{4lR_3\Omega_3}{c^2} \sin \varphi \sin \left( \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right), \end{aligned}$$

где  $\varphi = \frac{\varphi_2 + \varphi_1}{2}$ . Так как  $R_3 \sin \left( \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2} \right) = R_3 \frac{h}{2R_3} = \frac{h}{2}$ , то

$$\Delta t = \frac{2hl\Omega_3}{c^2} \sin \varphi.$$

Разность хода в длинах волн определится из соотношения

$$m = \frac{c\Delta t}{\lambda} = \frac{2hl\Omega_3}{c\lambda} \sin \varphi.$$

Здесь  $hl = S$  — площадь оббегаемого лучом контура.

Малый контур необходим для того, чтобы сравнить в поле зрения телескопа интерференционные полосы, получаемые при обегании лучами света различных контуров (большого  $ADEFA$  и малого  $ACDBA$ ). При этом из-за малой площади  $ADCBA$  принимают смещение при обходе этого контура пренебрежимо малым.

Чтобы свести к минимуму регулярные ошибки, смещение полос наблюдали в следующих условиях: измерения проводили в различные дни и при полной перестановке зеркал разными людьми. После 269 измерений было получено  $m = 0,230 \pm 0,005$  (теоретически ожидалось, что  $m = 0,236 \pm 0,002$ ). Этот опыт явился прекрасной аналогией опыта Фуко с маятником, ибо в то время как поступательное движение Земли не может быть доказано ни механически, ни оптически, вращение Земли может быть измерено как механически по Фуко, так и оптически по Майкельсону — Гейлю.

## 1.2. Фазовые методы измерения угловой скорости

Использование установки типа интерферометра Саньяка в качестве датчика угловой скорости показало, что необходимо располагать более чувствительными методами обнаружения разности

хода. Рассмотрим в этом аспекте возможность применения лазера в качестве внешнего источника излучения.

Очевидно, что разность фаз  $\Delta\varphi$  между встречными волнами может быть найдена из соотношения

$$\frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\Delta\tau}{T},$$

где  $T = \frac{\lambda}{c}$  – период электромагнитных колебаний. Так как  $\Delta\tau = \frac{4S}{c^2}\Omega$  (см. (2)),

$$\Delta\varphi = 2\pi \frac{\Delta\tau}{T} = \frac{8\pi S}{c\lambda}\Omega.$$

Приведем оценку основных характеристик фазового метода измерений. Определим вначале диапазон измеряемых угловых скоростей. Максимальному и минимальному значениям  $\Omega$  соответствуют максимальные и минимальные значения регистрируемой разности фаз  $\Delta\varphi_{\max}$  и  $\Delta\varphi_{\min}$ ; при этом  $\Delta\varphi_{\max}$  определяется величиной  $\pi/2$  рад,  $\Delta\varphi_{\min}$  – разрешающей способностью регистрирующего устройства.

Для рассматриваемой схемы  $\frac{8\pi S}{c\lambda}\Omega_{\max} = \frac{\pi}{2}$ , откуда  $\Omega_{\max} = \frac{c\lambda}{16S}$ . При  $S = 100 \text{ см}^2$  и  $\lambda = 632,8 \text{ нм}$  имеет место  $\Omega_{\max} = 1185 \text{ рад/с} = 2,4 \cdot 10^9 \text{ }^\circ/\text{ч}$ . Минимально обнаруживаемая угловая скорость  $\Omega_{\min} = \frac{c\lambda\Delta\varphi_{\min}}{8\pi S}$ . При разности фаз  $\Delta\varphi_{\min} = 10^{-5}$  рад для выбранных ранее параметров  $\Omega_{\min} = 0,75 \cdot 10^{-2} \text{ рад/с} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ }^\circ/\text{ч}$ . Очевидно, что использование лазера в качестве внешнего источника излучения ненамного улучшило чувствительность кольцевого интерферометра как датчика угловой скорости.

Известен также фазовый метод регистрации угловой скорости с использованием настроенного пустого кольцевого резонатора. На рис. 1.5 показано взаимное расположение лазерного источника излучения и настроенного на частоту излучения лазера кольцевого резонатора  $ABC$ . При вращении установки кольцевой резонатор эквивалентен для встречных волн двум колебательным контурам, имевшим до начала вращения частоту настройки  $\nu_0$ , теперь отличную от  $\nu_0$  на величину  $\Delta\nu$

$$\Delta\nu = \nu_0 \frac{v}{c}, \quad (4)$$

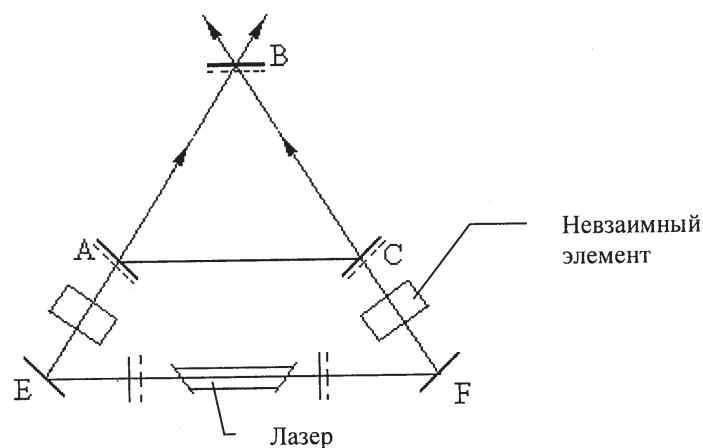


Рис. 1.5

где  $v = \Omega R$  – проекция линейной скорости элементов резонатора на направление распространения волны;  $R$  – радиус окружности, вписанной в многоугольник, образованный контуром резонатора. Фазовый сдвиг встречных волн, обусловленный расстройкой  $\Delta\nu$ ,

$$\Delta\varphi_{1,2} = \pm \arctg \xi,$$

где  $\xi = 2Q \frac{\Delta\nu}{\nu_0}$  – обобщенная расстройка (здесь  $Q$  – добротность настроенного резонатора). При этом относительный фазовый сдвиг между встречными волнами

$$\Delta\varphi = 2|\Delta\varphi_{1,2}| \cong 4Q \frac{\Delta\nu}{\nu_0}.$$

Подставив выражение для расстройки частоты (4) в последнее выражение, получим

$$\Delta\varphi = 4Q \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 4Q \frac{R}{c} \Omega.$$

Из геометрических соображений величина радиуса вписанной в любой многоугольник окружности  $R = \frac{2S}{L}$ , где  $L$  – периметр многоугольника;  $S$  – площадь многоугольника; при этом

$$\Delta\varphi = 8Q \frac{S}{cL} \Omega$$



и соответственно

$$\Omega = \frac{cL}{8SQ} \Delta\varphi.$$

В случае, когда  $S = 100 \text{ см}^2$ ,  $L = 40 \text{ см}$ ,  $Q = 10^9$ , имеем  $\Omega = 15\Delta\varphi$  рад/с. При  $\Delta\varphi_{\max} = \pi/2$  имеем  $\Omega_{\max} = 25 \text{ рад/с} = 5 \cdot 10^6 \text{ }^\circ/\text{ч}$ ; при  $\Delta\varphi_{\min} = 10^{-5}$  рад имеем  $\Omega_{\min} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ рад/с} = 30 \text{ }^\circ/\text{ч}$ .

Из полученных результатов ясно, что фазовый метод регистрации угловой скорости с использованием настроенного кольцевого резонатора позволил получить увеличение чувствительности лазерного гиromетра на порядки. Однако техническая реализация подобного устройства усложнена тем, что необходимо вносить не-взаимные элементы, обеспечивающие развязку лазера с кольцевым резонатором, которые имели бы высокие вентиляльные свойства. Кроме того, для данного метода характерна некоторая неопределенность относительной начальной фазы встречных лучей, связанная с неопределенностью положения лазера в плече *EF*.

Таким образом, лазерные измерители угловой скорости, основанные на фазовых методах измерения, не смогут на практике служить прецизионными датчиками угловой скорости, позволяющими измерять, например, угловую скорость вращения Земли, равную  $15 \text{ }^\circ/\text{ч}$ .

### 1.3. Активный кольцевой резонатор. Выходная характеристика лазерного гиromетра

Рассмотренные ранее схемы измерения угловой скорости показали свою неэффективность из-за низкой чувствительности. Существенного повышения чувствительности прибора удалось достичь лишь путем применения активного интерферометра, который представляет собой лазер с резонатором в виде кольцевого интерферометра. Увеличение чувствительности активных интерферометров обусловлено зависимостью частоты генерации лазера от длины резонатора.

Сравним линейный и кольцевой лазеры. На рис. 1.6, *a* приведена схема линейного лазера с резонатором, образованным двумя отражателями, размещенными на расстоянии  $L$  друг от друга, а на рис. 1.6, *б* – схема кольцевого лазера с периметром резонатора  $L_k$ . В обоих случаях для возникновения генерации на поперечной моде низшего порядка необходимо, чтобы за цикл обхода на длине

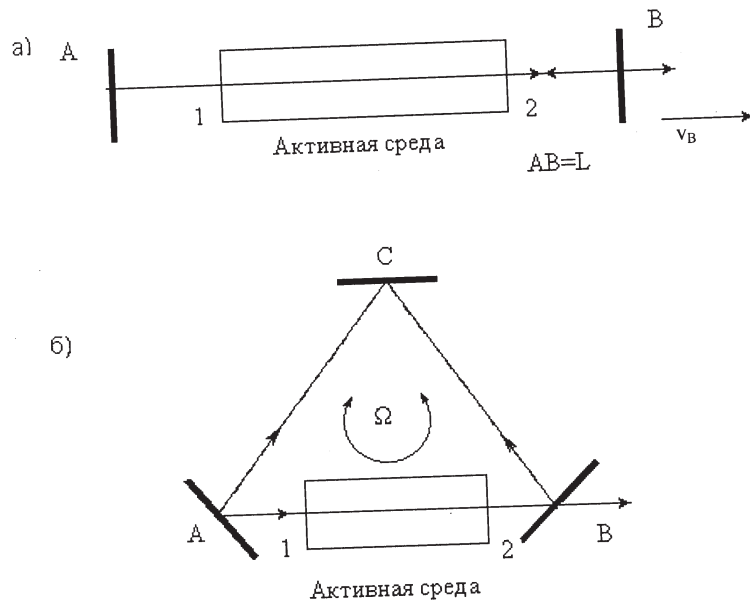


Рис. 1.6

резонатора укладывалось целое число длин волн. Рассмотрим оба типа лазеров.

В резонаторе линейного лазера возникают две противоположно направленные бегущие волны, которые образуют стоячую волну. Амплитуды и частоты бегущих волн равны.

При работе линейного лазера на продольной моде колебания, соответствующей определенному значению  $m$ , при медленном изменении длины резонатора от  $L$  до  $L'$  частота излучения изменится на величину

$$\Delta\nu = \nu' - \nu = \frac{cm}{L'} - \frac{cm}{L} = \frac{cm}{L} \left( \frac{L}{L'} - 1 \right) = \nu \left( \frac{L}{L'} - 1 \right). \quad (5)$$

При этом если зеркало  $B$  сдвинется вправо, то получим, что  $L' > L$  и  $\nu' < \nu$ .

Рассмотрим один из способов изменения частоты генерируемого излучения. Излучение выходит из трубки с активной средой через торец 2 на рис. 1.6, а. Отразившись от зеркала  $B$ , излучение обратной связи (отраженная волна) поступит в активную среду через тот же торец 2. Представим зеркало  $B$  эквивалентным некото-

рому источнику излучения энергии обратной связи. Поскольку зеркало  $B$  по отношению к активной среде является удаляющимся источником излучения (см. рис. 1.6,  $a$ ), то поступившая в активную среду энергия обратной связи согласно эффекту Доплера будет восприниматься с частотой  $\nu' < \nu$ . Тогда лазер (из-за действия обратной связи) перестроится и будет генерировать на частоте  $\nu'$ .

Напротив, в кольцевом резонаторе излучение, выйдя через торец 2 на рис. 1.6,  $b$  газовой трубки и отразившись от зеркала  $B$ , вернется в активную среду не через торец 2, а через торец 1 на рис. 1.6,  $b$ , пройдя предварительно некоторый путь в резонаторе.

Здесь зеркало  $A$ , как и зеркало  $B$  в случае линейного лазера, играет роль эквивалентного источника энергии обратной связи, а расстояние  $ABCA$  подобно расстоянию  $AB$  в первом случае. Чтобы изменить величину  $L_k$  до  $L'_k$ , необходимо удалить не точку  $B$  от точки  $A$ , а точку  $A$  от первоначального положения. Это возможно при вращении кольцевого резонатора в плоскости контура, так как скорость распространения электромагнитных волн есть величина постоянная. Величина изменения  $L_k$  зависит от размера резонатора и от величины угловой скорости вращения резонатора в плоскости чертежа.

Путем регистрации изменения частоты излучения, обусловленной изменением  $L_k$ , можно получить информацию об угловой скорости вращения контура. На рис. 1.6,  $b$  видно, что волны распространяются в противоположных направлениях в равных условиях. При вращении контура частота каждой волны будет иметь сдвиг, равный по величине и противоположный по знаку. Если обе волны, имеющие сдвиг частот, подать на сравнивающее устройство, можно определить разность частот этих волн.

Зная зависимость разности частот от размеров кольцевого резонатора и величины угловой скорости вращения, можно по зафиксированной разности частот вычислить угловую скорость вращения  $\Omega$ .

В 1962 г. американские ученые А. Розенталь и У. Мацек предложили использовать лазерный датчик угловой скорости для измерения угловой скорости вращения Земли. Эта идея была реализована на экспериментальной установке У. Мацека и Д. Дэвиса (рис. 1.7).

Кольцевой резонатор этой установки образован зеркалами 1, 2, 3, 4, расположенными по углам квадратного контура. В каждом плече размещена газовая трубка с гелий-неоновой смесью, обеспечивающей генерацию на длине волны 1,15 мкм. Одно из зеркал (4) — полупрозрачное и пропускает часть энергии встречно рас-

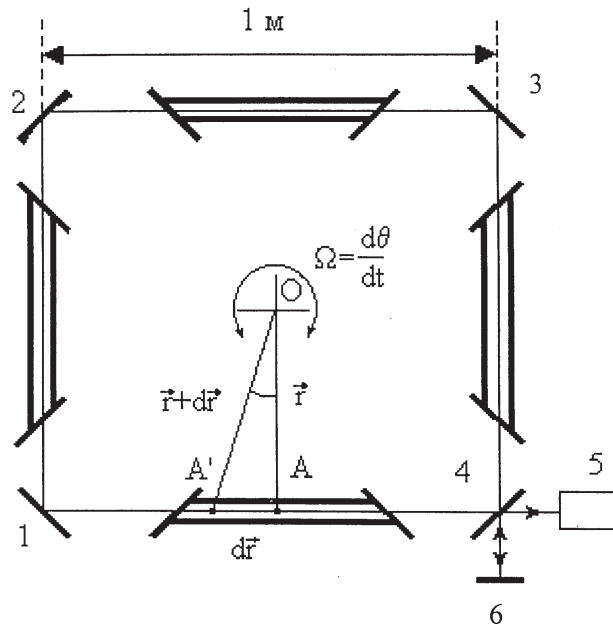


Рис. 1.7

пространяющихся в резонаторе волн на устройство контроля разности частот встречных волн. Зеркало 2 выполнено вогнутым с тем, чтобы обеспечить устойчивость кольцевого резонатора. Каждая из встречно распространяющихся волн попадала на детектор 5: одна – сразу после прохождения полупрозрачного зеркала 4, а другая – после отражения от зеркал 6 и 4.

Встречные волны при вращении установки с угловой скоростью  $\Omega$  имеют различные частоты  $\nu_1$  и  $\nu_2$ , отличающиеся от  $\nu_0$  (частоты излучения лазера):

$$\nu_1 = \nu_0 + \Delta\nu_1; \quad \nu_2 = \nu_0 - \Delta\nu_2.$$

В силу изотропности кольцевого лазера

$$|\Delta\nu_1| = |\Delta\nu_2|.$$

Величина  $\Delta\nu_i$  ( $i = 1, 2$ ) определится из выражения, аналогичного выведенному для лазера с резонатором некольцевого типа (5), как

$$\Delta v_{1,2} = v_0 \left( \frac{L_K}{L'_K} - 1 \right) = v_0 \left( \frac{L_K}{L_K \pm \Delta L_K} - 1 \right).$$

Для схемы, приведенной на рис. 1.7, можно записать

$$dl = v_A dt,$$

где  $dl$  – изменение длины пути луча на участке контура за время  $dt$ ,  $v_A$  – линейная скорость точки  $A$ , обусловленная вращением контура с угловой скоростью  $\Omega$ .

Очевидно, что

$$dl = v_A \frac{dr}{c} = \frac{\Omega r dr}{c},$$

причем

$$r dr = 2dS,$$

где  $dS$  – площадь треугольника с основанием  $dr$  и высотой  $r$ . Тогда

$$dl = \frac{2\Omega dS}{c}.$$

По всему контуру площадью  $S$  «набегает»

$$\Delta L_K = \int_0^S dl = \int_0^S \frac{2\Omega}{c} dS = 2 \frac{S}{c} \Omega. \quad (6)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \Delta v_{1,2} &= v_0 \left( \frac{L_K}{L_K \pm \Delta L_K} - 1 \right) = \mp \frac{v_0 \Delta L_K}{L_K \pm \Delta L_K} = \\ &= \mp \frac{v_0 \frac{2S}{c} \Omega}{L_K \pm \frac{2S}{c} \Omega} = \mp \frac{2S\Omega}{\lambda_0 L_K \left( 1 \pm \frac{2S}{L_K c} \Omega \right)}, \end{aligned}$$

где  $\lambda_0 = \frac{c}{v_0}$ .

Пренебрегая выражением в скобках (мало отличающимся от единицы), можно записать

$$\Delta v_{1,2} = \mp \frac{2S}{\lambda_0 L_K} \Omega.$$

На фотодетекторе выделится разностная частота, определяемая выражением

$$\Delta v = |v_1 - v_2| = 2|\Delta v_{1,2}| = \frac{4S}{\lambda_0 L_K} \Omega. \quad (7)$$

Для первой экспериментальной установки при изменении  $\Omega$  в пределах  $5,7 \cdot 10^{-4} \dots 1,6 \cdot 10^{-1}$  рад/с ( $1,1 \cdot 10^2 \dots 3,2 \cdot 10^4$  °/ч)  $\Delta v$  изменялась в диапазоне 0,5...150 кГц.

Выражение для разностной частоты двух распространяющихся навстречу друг другу волн можно определить несколько иным способом. Величины уменьшенного и увеличенного за счет вращения кольцевого резонатора периметров можно определить как

$$L_+ = L_K + \Delta L_K, \quad L_- = L_K - \Delta L_K,$$

откуда  $v_1 = \frac{cm}{L_-}$ ,  $v_2 = \frac{cm}{L_+}$  ( $m$  – номер аксиальной моды).

При этом ( $\Delta L_K \ll L_K = L$ )

$$\Delta v = cm \left( \frac{1}{L_-} - \frac{1}{L_+} \right) = cm \frac{2\Delta L_K}{L^2} = v_0 \frac{2\Delta L_K}{L}. \quad (8)$$

Так как общая разность периметров  $\Delta L = 2\Delta L_K$ , получим, что относительное изменение частоты

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{\Delta L}{L}$$

равно относительному изменению длины оптического пути встречных волн вращающегося кольцевого лазера.

В оптическом диапазоне частот ( $v_0 \sim 10^{14}$  Гц) малое изменение длины оптического пути приводит к значительному изменению частоты. Подставив в выражение для разностной частоты (8) значение  $\Delta L_K$  из (6), получим

$$\Delta v = v_0 \frac{2\Delta L_K}{L} = \frac{4\Omega S}{c} v_0 = \frac{4S}{\lambda_0 L} \Omega. \quad (9)$$

Выведенное разными способами выражение для разности частот двух волн во вращающемся кольцевом лазере (7) и (9) является **основным уравнением лазерного гиromетра**. Из выражения очевидна линейная зависимость между угловой скоростью вращения лазера и частотой выходного сигнала лазерного интерферометра. Линейный коэффициент, связывающий эти два параметра, называют **масштабным коэффициентом лазерного гиromетра**. Он определяется исключительно геометрическими размерами кольцевого резонатора и длиной волны излучения лазера. Для кольцевого лазера

с резонатором прямоугольного типа с длиной стороны 10 см, работающего на длине волны 0,633 мкм, величина масштабного коэффициента составит  $1,6 \cdot 10^5$ .

Идеальная выходная характеристика кольцевого лазерного гироскопа представлена на рис. 1.8.

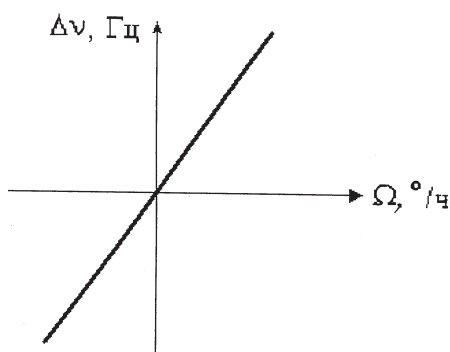


Рис. 1.8

Из анализа выражения (9) следует, что нестабильность температуры и механические воздействия могут привести к изменению геометрических размеров контура, которые, в свою очередь, приведут к ошибке выходного сигнала лазера. Поэтому при использовании кольцевого лазера в качестве датчика вращения (лазерного гироскопа) необходимо строго следить за постоянством геометрических размеров кольцевого резонатора.

Оценим величину частоты выходного сигнала лазера для типичных значений угловых скоростей и геометрических размеров применяемых лазерных гироскопов. Например, для кольцевого лазера с указанными выше характеристиками разность частот  $\Delta\nu$  составляет 8 Гц при скорости вращения  $10^\circ/\text{ч}$ . Эту разность частот легко измерить путем гетеродинамирования встречных волн (при этом разность частот наблюдается как частота биений суммарного сигнала), хотя она в  $10^{-14}$  раз меньше оптической частоты.

#### 1.4. Получение информации о параметрах вращения

В лазерном гироскопе информацию о параметрах вращения получают путем измерения разности частот противоположно направленных волн, т. е. лазерный гироскоп является *измерителем угловой скорости с частотным выходом*  $\Delta\nu = K\Omega$ , где для перехода от

частоты биений  $\Delta\nu$  к измеряемой угловой скорости  $\Omega$  необходимо знать масштабный коэффициент лазерного гиromетра  $K = 4S/\lambda_0 L$ , измеряемый в Гц/(°/ч) или Гц/(рад/с).

Для выделения частоты биений небольшую долю (обычно менее 0,1 %) энергии обоих противоположно направленных пучков выводят через один из отражателей резонатора. С помощью специальной оптической системы лучи совмещаются под небольшим углом и образуют интерференционную картину. Один из возможных вариантов такой системы показан на рис. 1.9.

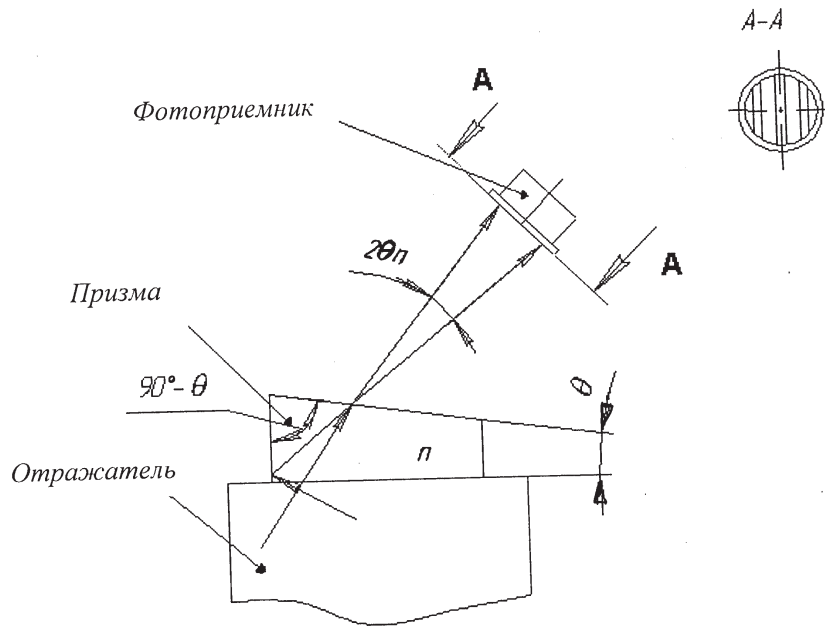


Рис. 1.9

Если интенсивности лучей равны и лучи почти коллинеарны (их угол расхождения равен  $2\alpha$ ), интерференционная картина может быть описана выражением

$$I = I_0 \left[ 1 + \cos \left( 2\pi\Delta\nu t - \frac{4\pi\alpha x}{\lambda} + \Delta\varphi_0 \right) \right], \quad (10)$$



где  $\Delta\nu$  – частота биений (частота расщепления);  $\Delta\varphi_0$  – некоторый постоянный сдвиг фаз,  $2\alpha = 2n\theta$ ;  $n$  – показатель преломления призмы;  $\theta$  – отклонение угла при вершине призмы от  $90^\circ$ ;  $I_0$  – интенсивность источника излучения.

Расстояние между полосами равно  $\lambda/2\alpha$ . Для призмы с  $\theta = 15^\circ$ , используемой с кольцевым He–Ne лазером, излучающим на длине волны 0,633 мкм, расстояние между полосами интерференционной картины равно 3 мм.

Положение интерференционной картины зависит от мгновенной разности фаз встречных волн  $\Delta\varphi = 2\pi\Delta\nu dt$ . Таким образом, при отсутствии вращения, т. е. при  $\Delta\nu = 0$ , интерференционная картина стационарна. При вращении кольцевого лазера интерференционная картина перемещается со скоростью, определяемой частотой биений. Следовательно, при использовании фотоприемника с размером чувствительной площадки, много меньшим расстояния между полосами интерференционной картины, можно измерить скорость вращения кольцевого лазера, измеряя скорость прохождения максимумов интенсивности интерференционной картины через чувствительную площадку фотодетектора.

Из выражения (10) для интенсивности излучения следует, что направление вращения определяется направлением перемещения интерференционной картины. Используя два фотоприемника, расположенные друг относительно друга на расстоянии четверти интерференционной полосы (разность фаз составляет  $90^\circ$ ), вместе с логической схемой и реверсивным счетчиком, можно подсчитать количество импульсов, соответствующих прохождению максимумов интерференционной картины в обоих направлениях, и одновременно определить направление вращения.

Очевидно, что лазерный гироскоп с подобным устройством обработки сигнала является *интегрирующим гироскопом с дискретным выходом*, где количество импульсов  $N$  определяется разностью фаз встречных волн за время измерения  $\varphi(t)$  и шагом квантования  $\Delta\varphi$ :

$$N = \frac{\varphi(t)}{\Delta\varphi} = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} \int_0^t \Delta\nu dt = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} K \int_0^t \Omega dt = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} K\theta(t),$$

где  $\theta(t) = \int_0^t \Omega dt$  – угол поворота основания лазерного гироскопа за

время измерения  $t$ ;  $\theta_{\text{пред}} = \left( \frac{2\pi K}{\Delta\varphi} \right)^{-1}$  – угловая цена одного импуль-

са или разрешение по углу лазерного гиromетра. Величина  $\theta_{\text{пред}}$  определяет шаг дискретизации *характеристики интегрирующего лазерного гиromетра*  $N = f(\theta)$  (рис 1.10) (такой же, как характеристика  $\Delta v = f(\Omega)$ ), связывающей вход и выход лазерного гиromетра. Диапазон измерения по углу ограничивается емкостью счетчика. Верхняя граница диапазона измерения по угловой скорости определяется полосой пропускания фотоприемника.

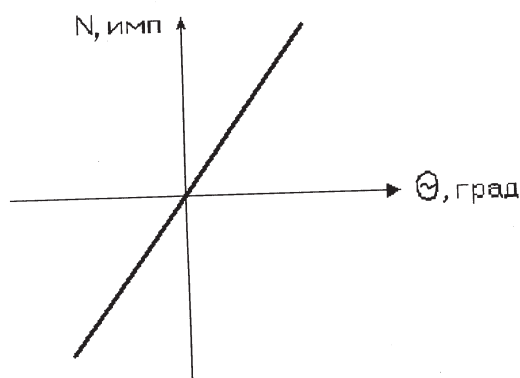


Рис. 1.10

Если, как описано выше, измеряется количество максимумов интерференционной картины, проходящих через фотоприемник (а значит, один импульс соответствует смещению интерференционной картины на одну полосу и  $\Delta\phi = 2\pi$ ), то

$$N_{2\pi} = K\theta(t), \quad \theta_{\text{пред}} = K^{-1} [\text{"/имп}].$$

В этом случае для вращающегося He-Ne лазерного гиromетра с прямоугольным равносторонним (10 см) кольцевым резонатором (длина волны 0,633 мкм) один импульс отсчета на выходе соответствует повороту на 1,2". Таким образом, при повороте гиromетра на один полный оборот (360°) получим величину порядка  $0,5 \cdot 10^6$  импульсов отсчета.

Для идеального гиromетра, размещенного в инерциальном пространстве, полный поворот на 360° в одном направлении, а затем поворот на тот же угол в противоположном направлении дает нулевое число импульсов отсчета на реверсивном счетчике.

Если такое измерение провести на Северном полюсе при условии, что плоскость резонатора параллельна поверхности Земли, то

число импульсов определится углом, на который повернулась Земля вокруг своей оси за время проведения эксперимента. Если, например, это время составит 10 с, то счетчик зарегистрирует величину порядка 125 импульсов.

Если же этот эксперимент повторить на экваторе, реверсивный счетчик не зарегистрирует импульсы отсчета вообще, поскольку в этих условиях проекция вектора угловой скорости Земли на нормаль контура резонатора равна нулю. Благодаря этому свойству лазерный гиrometer можно применять и в качестве компаса.

## **2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА**

### **2.1. Отличия математической модели кольцевого лазера от линейного**

Теоретическое рассмотрение работы гелий-неонового лазера включает в себя два аспекта: один касается поля электромагнитного излучения в резонаторе лазера, другой – вещества активной среды. При этом возможно как классическое, так и квантово-механическое рассмотрение. Наиболее строгим является квантово-механическое рассмотрение, использующее результаты квантовой электродинамики, но вносящее при этом в теорию газового лазера сложный и громоздкий аппарат вычислений.

Хорошее описание свойств гелий-неоновых лазеров дает модель, предложенная в 1964 г. американским ученым У. Лэмбом. Она соединяет классическое рассмотрение поля излучения с квантовым рассмотрением активной среды. Конкретно в теории Лэмба поле в резонаторе вызывает появление макроскопической поляризации активной среды, вычисляемой на основе квантово-механических представлений. Эта поляризация затем используется в качестве источника поля в уравнениях Максвелла. В результате получается замкнутая система уравнений для амплитуд, частот и фаз генерируемых оптических колебаний.

Теория Лэмба разработана применительно к линейному лазеру. Ее обобщение для кольцевого лазера дано в работах американских ученых Ф. Ароновица и Дж. Киллпатрика [1, 2].

В лэмбовской трактовке линейного лазера собственные функции нормальных мод резонатора без активной среды представлены набором стоячих волн. В кольцевом лазере электромагнитное поле описывается системой бегущих встречных волн, причем, по-

сколькx эти встречные волны независимы, число степеней свободы поля в кольцевом лазере удвоено по сравнению с линейным. Соответственно число уравнений для определения амплитуд и частот волн также удваивается, а их анализ усложняется. Так, в наиболее простом случае одномодового кольцевого лазера с линейной поляризацией амплитуды и частоты генерируемых волн определяются системой четырех уравнений. При равенстве амплитуд и частот встречных волн (предельный случай) число уравнений уменьшается до двух, предложенных Лэмбом для описания линейного лазера со стоячими волнами.

Другой особенностью кольцевого лазера является проблема связи между встречными волнами, причем она бывает двух типов: через поле и через активную среду. В настоящем же разделе мы коснемся лишь связи встречных волн через активную среду. Для однородно уширенных лазерных переходов это взаимодействие достаточно сильное. При наличии несимметричных условий распространения разных мод наблюдается конкуренция мод, и генерация обычно происходит на одной бегущей волне.

Ассиметрия в условиях возбуждения может быть обусловлена неодинаковыми потерями в разных направлениях (асимметричное рассеяние или магнитооптическое взаимодействие) или неравным усилением (расщепление частот в результате невязимности оптического пути, вызванной вращением лазера, ленгмюровской прокачкой среды, эффектом Фарадея и т. д.). Генерация каждой волны сопровождается насыщением усиления в широкой спектральной области атомных переходов линии усиления лазера. Насыщение, вызванное более сильной волной, может привести к уменьшению усиления более слабой волны до величины, меньшей порогового уровня, что приведет к срыву генерации этой волны, т. е. к однонаправленной генерации.

## 2.2. Уравнения электромагнитного поля кольцевого лазера

Электромагнитное поле в резонаторе лазера подчиняется уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{D} = 0, \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{B} = 0, \end{aligned}$$

где  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ ,  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ ,  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ .

Каждый возбужденный атом активной среды, участвующий в рабочем переходе  $a \rightarrow b$ , характеризуется дипольным моментом

$$\vec{d}_{ab} = e\vec{R},$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\vec{R}$  – радиус-вектор от центра отрицательного заряда к центру положительного заряда. Под действием поля диполь ориентируется в нем и, в свою очередь, становится источником поля. Суммируя дипольные моменты атомов по объему, мы получаем макроскопическую поляризацию среды

$$\vec{P} = \sum_V \vec{d}_{ab}.$$

Используя уравнения Максвелла, получаем волновое уравнение, описывающее электромагнитное поле:

$$-\frac{1}{\epsilon_0\mu_0} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \frac{\sigma}{\epsilon_0} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (11)$$

В данном случае, учитывая, что активная среда является практически протяженной только вдоль координаты  $z$ , приближенно считалось, что  $\text{rot rot } \vec{E} = \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}$ . Полученное уравнение без второго

и четвертого члена является уравнением для плоской монохроматической волны. Второй член учитывает потери в резонаторе (при этом предполагается, что они равномерно распределены вдоль резонатора). Четвертый член дает вклад поляризации активной среды, являющейся источником поля в резонаторе (фактически это учет активной среды). Во вращающейся системе отсчета (наиболее интересной для нашего случая) материальное уравнение для электрической индукции принимает вид

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} + [\vec{B}[\vec{\Omega}\vec{r}]],$$

где  $\vec{\Omega}$  – угловая скорость вращения системы;  $\vec{r}$  – радиус-вектор относительно нулевой точки системы координат. Аналогичный член добавляется и в выражение для магнитной индукции. Волновое уравнение при этом примет следующий вид:

$$-\frac{1}{\epsilon_0\mu_0} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \pi \frac{v}{Q} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + [\vec{\Omega}\vec{r}] \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z \partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2},$$

где  $v$  – частота рабочего перехода лазера;  $Q$  – добротность резонатора; соотношение  $v/Q$  выражает потери в кольцевом резонаторе.

Решение волнового уравнения проводится путем разложения поля по модам пустого резонатора

$$E(z, t) = \sum_m A_m(t) \sin\left(\frac{2\pi}{c} f_m z\right),$$

где  $f_m$  – собственные частоты резонатора  $f_m = m \frac{c}{L}$ ;  $A_m$  – коэффициенты разложения генерируемых волн.

Фактически данная процедура аналогична фурье-разложению. Уравнение для коэффициентов разложения (после подстановки в волновое уравнение и интегрирования по длине резонатора) принимает вид

$$\frac{d^2 A_{mi}}{dt^2} + \pi \frac{v}{Q} \frac{dA_{mi}}{dt} + f_{mi}^2 A_{mi} \pm \frac{4S}{\lambda_{mi} L} \Omega \frac{dA_{mi}}{dt} = \frac{f_{mi}^2}{\epsilon_0} P_{mi},$$

где  $P_{mi}(t) = \frac{2}{L} \int_0^L P(z, t) \sin\left(\frac{2\pi}{c} f_m z\right) dz$  – пространственная фурье-компонента поляризации;  $\lambda_{mi} = c/j_{mi}$ ; индекс  $i$  ( $i = 1, 2$ ) относится к направлению распространения волн. Поскольку величина  $P_{mi}(t)$  очень близка к монохроматичной волне, то ее вторая производная по  $t$  заменена на  $f_{mi}^2 P_{mi}$ .

В результате проведенных преобразований мы получаем уравнение для собственных типов колебаний с частотами  $f_{mi}$  и вынуждающей силой  $P_{mi}$ , которая представляет собой воздействие на собственные типы колебаний активной среды. Результатом влияния активной среды является то, что генерируемые волны несколько отличаются от собственных типов колебаний как по амплитуде, так и по частоте. Для нахождения амплитуд и частот генерируемых волн решение волнового уравнения ищется в виде

$$A_{mi} = E_{mi}(t) \cos(2\pi f_{mi} t + \phi_{mi}(t)),$$

где амплитуды  $E_{mi}$  и фазы  $\phi_{mi}$  являются медленно меняющимися функциями времени. Данный метод позволяет получить следующие уравнения для амплитуд  $E_{mi}$  и частот  $v_{mi}$  генерируемых волн:

$$\frac{dE_{mi}}{dt} + \pi \frac{v}{Q} E_{mi} = F_1(C_{mi}, S_{mi});$$

$$v_{mi} = f_{mi} + \frac{1}{E_{mi}} F_2(C_{mi}, S_{mi}),$$

где  $F_1(C_{mi}, S_{mi})$ ,  $F_2(C_{mi}, S_{mi})$  – определенные функции коэффициентов  $C_{mi}$  и  $S_{mi}$ , которые находятся из рассмотрения поляризации активной среды.

### 2.3. Поляризация активной среды

Генерация в активной среде возникает благодаря тому, что между двумя возбужденными состояниями атомов среды  $a$  и  $b$  устанавливается распределение с отрицательной температурой (рис. 2.1). Здесь и далее будем использовать традиционные для теории Лэмба обозначения:  $a$  – для верхнего и  $b$  – для нижнего рабочих уровней. Уровни имеют резонансную частоту перехода  $\nu$  и определенные константы затухания.

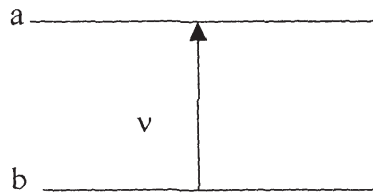


Рис. 2.1

Посмотрим, что произойдет с атомом, который в момент времени  $t_0$  каким-либо образом (например, из-за столкновений второго рода) был возбужден в верхнее состояние  $a$ . Пусть в момент времени  $t_0$  атом находился в точке  $\vec{r}_0$  и имел скорость  $\vec{v}$ . Так как мы пока пренебрегаем столкновениями, то в момент времени  $t > t_0$  атом будет находиться в точке  $\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}(t - t_0)$ . Если в резонаторе, где находится атом, имеется электрическое поле  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ , то при  $t > t_0$  на атом будет действовать некоторое зависящее от времени поле  $E(\vec{r}_0 + \vec{v}(t - t_0), t_0)$ . Возмущение, связанное с этим полем, может быть представлено в виде следующей функции:

$$V(t) = -d_{ab} E(\vec{r}_0 + \vec{v}(t - t_0), t_0),$$

где  $d_{ab}$  – электрический дипольный момент атома по состояниям  $a$  и  $b$ . Приведенные выше уравнения для амплитуд и частот генерируемых волн можно решить с помощью теории возмущений, если представить решение в виде ряда по степеням функции  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ . Удобнее всего это сделать, используя матрицу плотности  $\rho(\vec{r}, \vec{v}, t)$ .

Как уже отмечалось, макроскопическая поляризация активной среды складывается из сумм дипольных моментов отдельных атомов. Поэтому для нахождения поляризации необходимо учитывать распределение атомов по состояниям, координатам и скоростям. Распределение атомов по состояниям или внутреннее движение атомов можно описать следующей матрицей плотности населенности уровней:

$$\rho(\vec{r}, \vec{v}, t) = \begin{pmatrix} \rho_{aa} & \rho_{ab} \\ \rho_{ba} & \rho_{bb} \end{pmatrix}.$$

Элементы матрицы плотности  $\rho_{ij}$  характеризуют вероятности нахождения атомов в том или ином энергетическом состоянии. Макроскопическая поляризация, являющаяся источником поля в резонаторе, определяется через элементы матрицы плотности

$$\vec{P} = N \int \vec{d}_{ab} \rho(\vec{r}, \vec{v}, t) dv,$$

где  $N$  – плотность числа активных атомов.

Для нахождения элементов матрицы плотности необходимо решить систему уравнений, определяющих внутреннее движение атомов:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{ab} = \rho_{ab}(-j\omega - \gamma_{ab}) + jV(t)(\rho_{aa} - \rho_{bb}); \\ \dot{\rho}_{aa} = -\gamma_a \rho_{aa} + jV(t)(\rho_{ab} - \rho_{ba}); \\ \dot{\rho}_{bb} = -\gamma_b \rho_{bb} - jV(t)(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \end{cases}$$

где  $V(t)$  – возмущение, обусловленное воздействием поля на дипольный момент атома; величины  $\gamma_a$  и  $\gamma_b$  соответствуют ширинам энергетических уровней (т. е. вероятностям их распада или обратному времени жизни атомов на этих уровнях);  $\gamma_{ab}$  – естественной ширине линии перехода (или вероятности лазерного перехода). Приведенные уравнения движения имеют ясный физический смысл и легко поддаются трактовке. Например, второе уравнение можно интерпретировать так: скорость уменьшения населенности верхнего рабочего уровня  $a$  пропорциональна константе релаксации уровня  $\gamma_a$  и величине самой населенности уровня  $\rho_{aa}$ , а также величине возмущения, помноженного на разность плотностей атомов в верхнем и нижнем состояниях. Систему трех уравнений решают методом возмущения по малому параметру  $V(t)$ . Сначала берут определенное состояние системы в нулевой момент времени, например

$$t = 0, \rho_{aa} = 1, \rho_{bb} = \rho_{ab} = \rho_{ba} = 0,$$



и в нулевом приближении теории возмущений находят

$$\rho_{aa}^{(0)} = \exp(-\gamma_a t).$$

Это решение подставляют в первое уравнение, после чего находят значение  $\rho_{ab}^{(1)}$ , которое затем подставляют во второе и третье уравнения, и т. д. Для описания амплитуд и частот встречных волн в кольцевом лазере обычно достаточно третьего порядка теории возмущений. При этом предполагается, что превышение усиления над потерями невелико; при его увеличении необходимо переходить к пятому порядку теории возмущений. Существуют методы точного решения уравнений движения, используемые для случаев больших мощностей в лазерах. Мы ограничимся лишь рассмотрением уравнений, получаемых в третьем порядке теории возмущений.

Использование макроскопической поляризации, получаемой в первом порядке теории возмущений, дает следующий вид функции:

$$F_1(C_{mi}, S_{mi}) = E_{mi} \frac{c}{L} G,$$

где  $G$  — коэффициент усиления активной среды. Подставляя данное представление в выражение для амплитуд кольцевого лазера, получим

$$\dot{E}_{mi} + \pi \frac{v}{Q_{mi}} E_{mi} = E_{mi} \frac{c}{L} G. \quad (12)$$

Потери в резонаторе можно выразить следующим образом:

$$\pi \frac{v}{Q_{mi}} = \frac{c}{L} \mu, \quad (13)$$

где  $\mu$  — коэффициент потерь. Подставив выражение для потерь (13) в выражение для амплитуд (12), находим

$$\frac{\dot{E}_{mi}}{E_{mi}} = \frac{c}{L} (G - \mu).$$

В установившемся режиме генерации ( $\dot{E} = 0$ ) из полученного уравнения находим пороговое условие генерации, которое и является основным результатом решения в первом порядке теории возмущений

$$G - \mu = 0.$$

## 2.4. Амплитуды и частоты встречных волн кольцевого лазера

Вычисление макроскопической поляризации в третьем порядке теории возмущений дает следующие уравнения для амплитуд и частот в кольцевом лазере для одномодового случая:

$$\begin{cases} \frac{\dot{E}_1}{E_1} = \alpha_1 - \beta_1 E_1^2 - \theta_{12} E_2^2; \\ \frac{\dot{E}_2}{E_2} = \alpha_2 - \beta_2 E_2^2 - \theta_{21} E_1^2; \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} \nu_1 + \dot{\phi}_1 = f_1 + \sigma_1 + \rho_1 E_1^2 + \tau_{12} E_2^2; \\ \nu_2 + \dot{\phi}_2 = f_2 + \sigma_2 + \rho_2 E_2^2 + \tau_{21} E_1^2, \end{cases} \quad (15)$$

где  $\dot{\phi}_{1,2}$  – мгновенный фазовый сдвиг встречных волн.

Коэффициенты перед  $E_i$ , а также  $\alpha_i$  и  $\sigma_i$  носят название *лямбовских коэффициентов*.

Физический смысл отдельных членов приведенных уравнений можно представить следующим образом.

Коэффициенты  $\alpha_i$  определяют превышение усиления над потерями с учетом зависимости коэффициента усиления от частоты генерации:

$$\alpha_i = G_0 \exp\left[-\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta\nu_D^2}\right] - \mu = \mu \left[ \chi \exp\left[-\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta\nu_D^2}\right] - 1 \right]. \quad (16)$$

Здесь  $G_0 = G(\nu_{ab})$  – коэффициент усиления в центре неоднородно уширенной линии;  $\chi = G_0/\mu$  – относительное возбуждение.

Коэффициенты

$$\beta_i = G_0 \exp\left[-\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta\nu_D^2}\right] \quad (17)$$

являются коэффициентами насыщения, определяющими уровень интенсивности генерируемых волн. Для однонаправленной генерации выражение (14) упрощается до вида  $\dot{E}_1/E_1 = \alpha_1 - \beta_1 E_1^2$ . При установившемся режиме генерации ( $\dot{E}_1 = 0$ )

$$E_1^2 = I_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1} = 1 - \left[ \chi \exp\left[-\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta\nu_D^2}\right] \right]^{-1}.$$

Если  $\left[ \chi \exp \left[ -\frac{(v_i - v_{ab})^2}{\Delta v_D^2} \right] \right] = \chi_i$ , то  $I_i = 1 - \frac{1}{\chi_i}$ .

В данной зависимости (рис. 2.2) представляет интерес только ее начальная часть, так как в рассматриваемом приближении теория справедлива лишь для величин  $\chi - 1 \ll 1$ .

Для объяснения физического смысла лэмбовских коэффици-

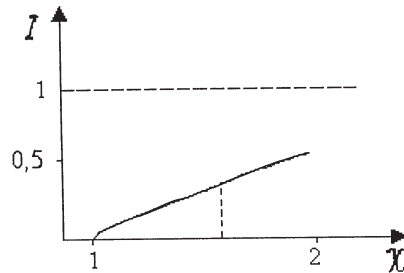


Рис. 2.2

ентов  $\theta_{ik}$  (где  $i = 1, 2$ ;  $k = 2, 1$ ;  $i, k$  – номера мод противоположно распространяющихся волн) рассмотрим подробнее участие атомов активной среды в процессе генерации. Из-за неоднородного (доплеровского) уширения линии с генерируемой волной могут взаимодействовать только атомы с определенными скоростями, для которых выполняются условия  $v_i = v_{ab}(1 + v_z/c)$  по скорости их движения ( $v_z$  – проекция скорости движения атомов на продольную ось активного элемента). На рис. 2.3 частотная область коэффициента усиления, участвующая в генерации, показана штриховкой; эта область имеет конечную ширину благодаря естественному (однородному) уширению  $\Delta v_e$ . Такой специфический вид насыщения усиления называют иногда «выжиганием «дырки»» или образованием провала Беннета в контуре усиления; этот провал имеет лоренцевскую форму.

Площадь, заштрихованная на рис. 2.3, прямо пропорциональна мощности генерации на данной частоте. При генерации двух встречных волн за счет их движения в противоположных направлениях с ними взаимодействуют разные группы атомов; соответственно в контуре инверсной населенности выжигаются два провала, расположенные симметрично относительно центра линии (рис. 2.4). При этом провалы в значительной степени перекрываются, что ведет к взаимному насыщению активной среды встречными волнами (иначе говоря, к кросснасыщению).

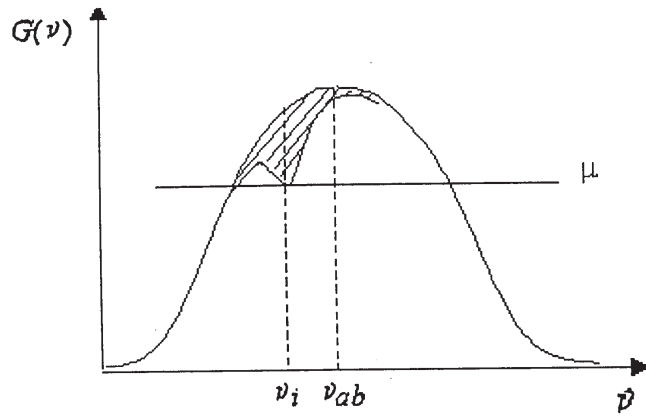


Рис. 2.3

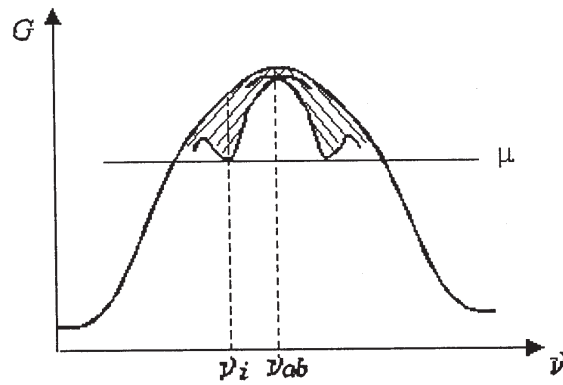


Рис. 2.4

ние описывается в амплитудных уравнениях (14) коэффициентами  $\theta_{12}, \theta_{21}$ , которые могут быть представлены в виде

$$\theta_{ik} = G_0 \exp\left[-\frac{(v_i - v_{ab})^2}{\Delta v_D^2}\right] L(v), \quad (18)$$

где  $i = 1, 2; k = 1, 2; L(v)$  — функция Лоренца с нормировкой  $L(0) = 1$ :

$$L(\nu) = \frac{\gamma_{ab}^2}{\pi^2(\nu - \nu_{ab})^2 + \gamma_{ab}^2}, \quad \gamma_{ab} = \gamma_a + \gamma_b.$$

Взаимное перекрытие провалов Беннета ведет к конкуренции встречных волн, которая проявляется особенно сильно вблизи центра линии, т. е. при почти полном их перекрытии.

Лэмбовские коэффициенты в частотных уравнениях имеют следующий смысл: коэффициенты  $\sigma_i$ , получаемые в первом порядке теории возмущений, дают сдвиг частоты генерации относительно собственной частоты пустого резонатора  $f_i$ , обусловленный отличием коэффициента преломления активной среды от среднего значения, т. е. дисперсией активной среды (рис. 2.5):

$$\sigma_i = G_0 \left( \frac{c}{2L} \right) \left[ -\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta \nu_D^2} \right] \exp \left[ -\frac{(\nu_i - \nu_{ab})^2}{\Delta \nu_D^2} \right]. \quad (19)$$

В литературе наличие  $\sigma_i$  часто называют (используя радиотех-

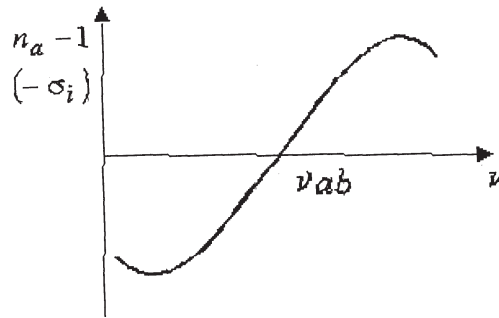


Рис. 2.5

нические аналогии) «затягиванием» частоты генерации к центру линии. Проще это явление объяснить с точки зрения изменения оптической длины резонатора. Собственная частота продольной моды резонатора определяется оптической длиной резонатора

$$\nu_m = m \frac{c}{L_{\text{опт}}} = m \frac{c}{\sum_k l_k n_k} = m \frac{c}{L + l(n_a - 1)},$$

где  $l$ ,  $n_a$  — длина активной среды и ее коэффициент преломления;  $l_k$  — участки периметра резонатора с коэффициентами преломле-

ния  $n_k$ . Поскольку  $(n_a - 1)$  меняет знак в точке  $v_i = v_{ab}$ , то частота генерации «уходит» от собственной частоты пустого резонатора  $f_i$  всегда в сторону  $v_{ab}$ ; поэтому говорят о «затягивании» частоты генерации к центру линии.

Коэффициент  $\rho_i$  описывает влияние интенсивности  $i$ -й волны на ее частоту генерации. Он дает очень малый вклад в частоту генерации и не поддается простой физической интерпретации. Коэффициенты  $\tau_{12}, \tau_{21}$  аналогичны амплитудным коэффициентам  $\theta_{ik}$  и описывают влияние кросснасыщения на частоту генерации. Величину  $\tau_{ik} I_k$  называют нелинейной дисперсией (в отличие от линейной  $\sigma_i$ ), так как она пропорциональна интенсивности генерации. Нелинейная дисперсия описывает изменение коэффициента преломления за счет провалов Беннета, «выжигаемых» в контуре инверсной населенности встречными волнами (см. рис. 2.4):

$$\tau_{ik} = \frac{G_0 c (v_i - v_{ab})^2}{2L \gamma_{ab}} \exp\left[-\frac{(v_i - v_{ab})^2}{\Delta v_D^2}\right] L(v). \quad (20)$$

Нелинейная дисперсия обычно имеет знак, противоположный  $\sigma_i$ ; поэтому ее вклад в частоту генерации противоположен вкладу линейной дисперсии. Нелинейную дисперсию часто называют «выталкиванием» частоты генерации от центра линии.

Рассмотрим интенсивности встречных волн  $I_1$  и  $I_2$  и разность частот  $\Delta v = v_2 - v_1$  в стационарном режиме ( $\dot{I}_i = 0$ ). Поскольку  $I_1$  и  $I_2$  близки по значению, то удобнее представить их в виде

$$I_1 = I + \frac{\Delta I}{2}, \quad I_2 = I - \frac{\Delta I}{2};$$

тогда в стационарном режиме амплитудные уравнения (14) принимают вид

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= (\beta_1 + \theta_{12})I + (\beta_1 - \theta_{12})\frac{\Delta I}{2}; \\ \alpha_2 &= (\beta_2 + \theta_{21})I + (\beta_2 - \theta_{21})\frac{\Delta I}{2}, \end{aligned} \quad (21)$$

откуда получаем

$$I = \frac{\alpha_1(\beta_2 - \theta_{21}) + \alpha_2(\beta_1 - \theta_{12})}{(\beta_1 + \theta_{12})(\beta_2 - \theta_{21}) + (\beta_1 - \theta_{12})(\beta_2 + \theta_{21})}, \quad (22)$$

$$\Delta I = 2 \frac{\alpha_1(\beta_2 + \theta_{21}) - \alpha_2(\beta_1 + \theta_{12})}{(\beta_1 + \theta_{12})(\beta_2 - \theta_{21}) + (\beta_1 - \theta_{12})(\beta_2 + \theta_{21})}. \quad (23)$$

Таким образом, насыщение усиления активной среды, разность потерь (добротностей) резонатора для встречных волн, а также взаимное насыщение активной среды встречными волнами определяют различие интенсивностей встречных волн, что (за счет дисперсионных свойств активной среды), в свою очередь, вызывает изменение частоты генерации, т. е. приводит к погрешностям выходной характеристики и масштабного коэффициента лазерного гиromетра.

### 2.5. Масштабный коэффициент кольцевого лазерного гиromетра

При вращении идеального кольцевого лазера частоты встречных волн расщепляются:

$$\Delta f = f_2 - f_1 = \frac{4S}{\lambda L} \Omega. \quad (24)$$

В случае сравнительно небольших скоростей вращения (менее одного оборота в секунду) расщепление не превышает 1 МГц, что значительно меньше ширины линии усиления, т. е. выполняется соотношение  $\Delta f \ll \Delta \nu_D$ . Для дальнейших преобразований удобно ввести величину

$$\xi_i = \frac{f_i - \nu_{ab}}{\Delta \nu_D},$$

называемую относительной расстройкой частоты генерации от центра линии. Разность расстроек для встречных волн является малой величиной  $\Delta \xi = \frac{f_2 - f_1}{\Delta \nu_D} \ll 1$ , по которой можно провести

разложение лэмбовских коэффициентов в ряд Тейлора. При разложении можно ограничиться членами первого порядка малости

$$\begin{aligned} \alpha_1 &\cong \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha + \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2 \Delta \nu_D}; \\ \alpha_2 &\cong \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta \xi}{2} = \alpha - \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{2 \Delta \nu_D}, \end{aligned} \quad (25)$$

где  $\alpha$  — значение коэффициента для нерасщепленной частоты генерации. Аналогичные выражения можно написать и для других коэффициентов. Подставляя полученные выражения (25) в (22) и (23) для  $I$  и  $\Delta I$  соответственно, получим, что

$$I = \frac{\alpha}{\beta + \theta};$$

$$\Delta I = \frac{1}{\beta - \theta} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \frac{\Delta f}{\Delta v_D}. \quad (26)$$

Вернемся к рассмотрению уравнений (15) для частот встречных волн. Вычитая первое уравнение из второго, получим выражение для разности частот генерации встречных волн с учетом равенства фазовых сдвигов встречных волн:

$$\Delta v = \Delta f + \Delta \sigma + (\Delta \rho + \Delta \tau) I + (\rho - \tau) \Delta I. \quad (27)$$

Подставляя в эту формулу выражение для разности интенсивностей (26) и представляя разность коэффициентов (25) в виде

$$\Delta \sigma = \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{\Delta v_D}, \quad \Delta \rho = \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \frac{\Delta f}{\Delta v_D} \text{ и т. д.,}$$

получим разность частот генерации

$$\Delta v = \Delta f \left\{ 1 + \left[ \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \right] \frac{1}{\Delta v_D} \right\}. \quad (28)$$

Учитывая (24), можно получить связь разности частот со скоростью вращения:

$$\Delta v = \frac{4S}{\lambda L} (1 + K_a) \Omega = K \Omega, \quad (29)$$

где множитель перед  $\Omega$  представляет собой масштабный коэффициент лазерного гиromетра, а

$$K_a = \frac{1}{\Delta v_D} \left[ \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} + \left( \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \right) I + \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \left( \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta}{\partial \xi} I \right) \right] \quad (30)$$

является дополнительным вкладом активной среды в масштабный коэффициент; определяется, в основном, первым слагаемым в квадратных скобках (30) и при значениях коэффициента усиления порядка  $10^{-3} \dots 10^{-2}$  составляет примерно  $10^{-4} \dots 10^{-3}$ .

## 2.6. Сдвиг нуля выходной характеристики лазерного гиromетра

До сих пор мы учитывали разность интенсивностей встречных волн, обусловленную только расщеплением собственных частот резонатора и зависимостью усиления активной среды от частоты генерации. Однако, как указывалось ранее, выражение для  $\Delta I$  (23) показывает, что разность интенсивностей может возникать и за счет разности потерь (добротностей) резонатора для встречных



волн. Пусть  $\Omega = 0$  и расщепления частот за счет вращения нет; тогда  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ ,  $\theta_2 = \theta_1 = \theta$  и

$$\Delta I = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\beta - \theta} = \frac{\Delta\mu}{\beta - \theta}. \quad (31)$$

Подставляя это выражение в выражение (28) для  $\Delta\nu$ , получим

$$\Delta\nu_0 = (\rho - \tau)\Delta I = \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \Delta\mu \quad (32)$$

при  $\Delta f = 0$ . Расщепление  $\Delta\nu_0$ , обусловленное разностью потерь, присутствует как добавка к основной разности частот, вызванной вращением, при любом значении  $\Omega$ . В результате выходная характеристика лазерного гиromетра

$$\Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_0 \quad (33)$$

сдвигается по оси абсцисс (рис. 2.6).

### 2.7. Основные виды погрешностей лазерного гиromетра

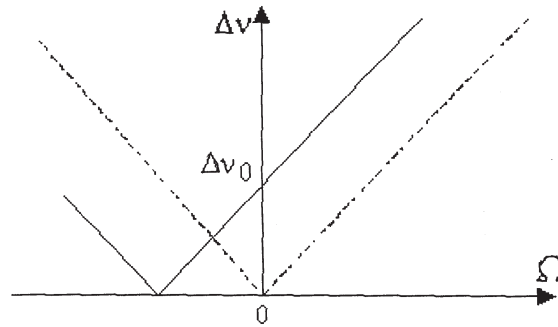


Рис. 2.6

Как было показано в предыдущих разделах, для перехода от частоты биений к измеряемой угловой скорости вращения кольцевого лазера необходимо знать масштабный коэффициент лазерного гиromетра, который в идеальном случае определяется как  $K = \frac{4S}{\lambda L}$ . Таким образом, в идеальном случае невзаимный эффект, состоящий в различии амплитудных, фазовых или поляризационных характеристик встречно бегущих волн, не проявляется в кольцевом лазере при его вращении в инерциальном пространстве. При этом выходная характеристика идеального лазерного гиromетра

метра имеет вид прямой 1 (рис. 2.7), проходящей через начало координат и имеющей наклон к оси абсцисс, тангенс угла которого равен масштабному коэффициенту.

Любое отклонение от прямой за счет различных эффектов,

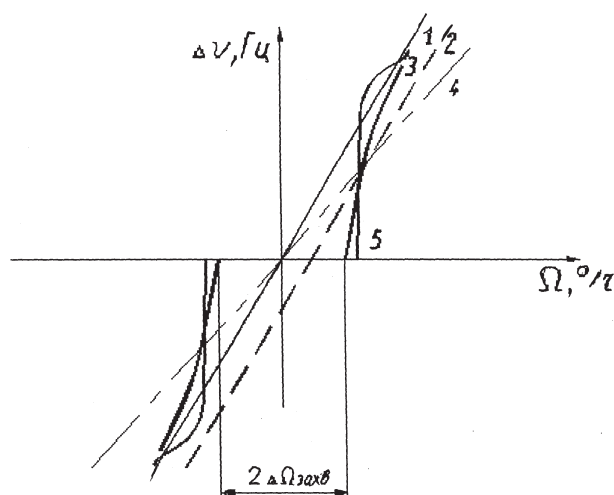


Рис. 2.7

имеющих место в лазере, приводит к погрешностям измерений скорости и, соответственно, угла поворота. При проектировании кольцевого лазерного гиromетра особенно важно оценить три вида погрешностей, а именно, сдвиг нуля (прямая 2 на рис. 2.7 не проходит через центр координатной системы), захват частоты двух встречных волн при наличии паразитной связи между ними (кривая 3) и нелинейное затягивание частот генерации лазера (кривая 4), обусловленное дисперсией и эффектом насыщения коэффициента усиления активной среды. Результирующая выходная характеристика лазерного гиromетра отображается кривой 5.

Сдвиг нуля возникает в тех случаях, когда резонатор по каким-либо причинам невзаимен по отношению к излучению, распространяющемуся в противоположных направлениях. При этом оптические пути могут стать неравными для встречных пучков, что приводит к генерации на различных частотах. Если в конструкции лазера не используются специальные меры для компенсации этого

явления, то сдвиг нуля может по порядку величины превосходить измеряемую скорость вращения.

Самосинхронизация, или захват частот, — хорошо известное явление, характерное для всех связанных генераторов. Лазерный гироскоп можно рассматривать как систему связанных генераторов, поскольку генерация в обоих направлениях может осуществляться на общей резонансной частоте. При низких скоростях вращения лазерного гироскопа разность частот противоположных волн незначительна и наблюдается взаимная синхронизация частот, приводящая к нечувствительности прибора в некоторой области малых скоростей вращения. Разрыв характеристики в области малых скоростей и обусловлен эффектом захвата частот.

Третий вид погрешностей, возникающих при работе лазерного гироскопа, вызывается эффектом затягивания мод. Выражение  $\Delta\nu = 4S/L\lambda$  было выведено в предположении, что кольцевой резонатор не содержит активной среды. В реальных условиях в резонаторе находится активная среда, в которой происходит усиление лазерного излучения. Изменения ее дисперсионной характеристики (т. е. зависимости показателя преломления среды  $n(\nu)$  от частоты генерации) могут приводить к нарушению стабильности и воспроизводимости масштабного коэффициента; это недопустимо, в частности, в случае применения лазерных гироскопов в навигационных системах.

Таким образом, наибольшие отклонения реальной выходной характеристики кольцевого лазера (кривая 5 на рис. 2.7) от идеальной наблюдаются при измерении малых угловых скоростей. Для того чтобы обеспечить измерение малых скоростей вращения с требуемой точностью, рабочую точку смещают из области синхронизации выходной характеристики — создают так называемую частотную подставку. Для этой цели можно использовать эффект невзаимности; так же может быть использовано дополнительное контролируемое вращение лазерного гироскопа.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Арановиц Ф.* Лазерные гироскопы // Применение лазеров /Под ред. М. Росса. М.: Мир, 1974. С. 182–269.
2. Квантовая оптика и квантовая радиофизика. Лекции в Летней школе теоретической физики Гренобльского университета, Лезуш, Франция: Пер. с англ. и фр. /Под ред. О.В. Богданкевича и О.Н. Крохина. М.: Мир, 1966. 452 с.
3. *Федоров Б.Ф., Шереметьев А.Г., Умников В.Н.* Оптический квантовый гироскоп. М.: Машиностроение, 1972. 222 с.
4. *Лукьянов Д.П., Филатов Ю.В.* Основы квантовой гироскопии: Учеб. пособие. Л.: Изд-во ЛЭТИ, 1987. 71 с.
5. *Серегин В.В., Кукулиев Р.М.* Лазерные гироскопы и их применение. М.: Машиностроение, 1990. 288 с.
6. *Рожков О.В., Вереникина Н.М.* Стабилизация параметров лазерного излучения: Учеб. пособие /Под ред. О.В. Рожкова. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1990. 68 с.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение . . . . .	3
1. ПРИМЕНЕНИЕ ЗАМКНУТОГО ОПТИЧЕСКОГО КОНТУРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ. ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ СХЕМА ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА . . . . .	8
1.1. Пассивный интерферометр Саньяка . . . . .	8
1.2. Фазовые методы измерения угловой скорости . . . . .	13
1.3. Активный кольцевой резонатор. Выходная характеристика лазерного гиromетра . . . . .	16
1.4. Получение информации о параметрах вращения . . . . .	22
2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА . . . . .	26
2.1. Отличия математической модели кольцевого лазера от линейного . . . . .	26
2.2. Уравнения электромагнитного поля кольцевого лазера . . . . .	27
2.3. Поляризация активной среды . . . . .	30
2.4. Амплитуды и частоты встречных волн кольцевого лазера . . . . .	33
2.5. Масштабный коэффициент кольцевого лазерного гиromетра . . . . .	38
2.6. Сдвиг нуля выходной характеристики лазерного гиromетра . . . . .	39
2.7. Основные виды погрешностей лазерного гиromетра . . . . .	40
Список литературы . . . . .	43

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. Н.Э. БАУМАНА

С.А. Болотнов, Н.М. Вереникина

# ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО- ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Часть 2

Под редакцией проф. О.В. Рожкова

*Рекомендовано УМО по образованию  
в области приборостроения и оптотехники  
в качестве учебного пособия  
для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению подготовки  
бакалавров и магистров 551900 «Оптотехника»  
и направлению подготовки дипломированных специалистов  
654000 «Оптотехника»*

Москва  
Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана  
2005

УДК 621.37(075.8)  
ББК 38.86-5  
Б79

Рецензенты: *Г.Н. Вишняков, С.Ф. Коновалов*

**Болотнов С.А., Вереникина Н.М.**

Б79      *Лазерные информационно-измерительные системы: Учеб. пособие / Под ред. О.В. Рожкова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005. – 92 с.: ил.*

Проведен анализ влияния невязимных эффектов и синхронизации мод на параметры генерации кольцевого газового лазера. Рассмотрены основные оптико-физические модели лазерных гироскопов на его базе, а также методы управления его параметрами в режиме лазерного гироскопа, позволяющие избежать захвата частот.

Для студентов, изучающих дисциплины «Проектирование лазерных информационно-измерительных систем», «Оптические гироскопы», «Проектирование лазерных оптико-электронных систем», «Лазерная техника» и другие дисциплины старших курсов приборостроительных специальностей; пособие также может быть использовано в курсовом и дипломном проектировании.

Ил. 38. Библиогр. 7 назв.

**УДК 621.37(075.8)**  
**ББК 38.86-5**

**Сергей Альбертович Болотнов**  
**Нина Михайловна Вереникина**

## **ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ**

Часть 2

*Учебное пособие*

Редактор *А.В. Сахарова*  
Корректор *Г.С. Беляева*  
Компьютерная верстка *В.И. Товстоног*

Подписано в печать 11.04.05. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.

Печ. л. 5,75. Усл. печ. л. 5,35, Уч.-изд. л. 5,15.

Тираж 100 экз. Изд. № 7. Заказ

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана.  
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5.

© МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

Частотная характеристика кольцевого газового лазера (КГЛ) (простейшая оптическая схема которого показана на рис. В1) в режиме измерения угловой скорости имеет вид

$$\Delta\nu = K\Omega,$$

где  $\Delta\nu$  — разность частот двух встречных волн;  $K$  — масштабный коэффициент;  $\Omega$  — измеряемая угловая скорость. Эта характеристика является линейной лишь в случае идеального лазерного гироскопа, в котором отсутствуют нежелательные эффекты, взаимодействие встречных волн (обходящих контур по ходу часовой стрелки (ПЧ) и против (ПрЧ)), неконтролируемые фазовые сдвиги, внешние воздействия и т. п.

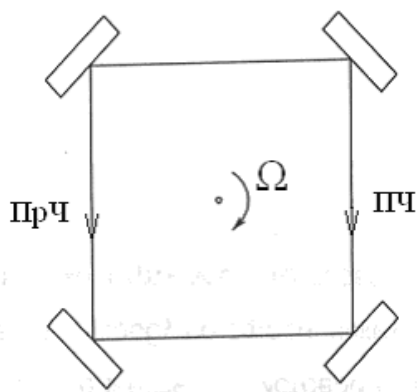


Рис. В1



Реальные лазерные гиromетры отличаются существенной нелинейностью выходной характеристики, что приводит к погрешностям измерения скорости вращения и угла поворота. Основными искажениями выходной характеристики являются:

- 1) сдвиг нуля характеристики;
- 2) захват частот встречных волн;

3) изменение масштабного коэффициента  $K$ , т. е. изменение наклона частотной характеристики, например из-за определенных дисперсионных свойств активной среды, обуславливающих зависимость степени затягивания частоты генерации к центральной линии усиления от этой частоты, или же из-за эффекта насыщения усиления (что было рассмотрено в части 1 данного пособия [1]).

В этой же части проанализированы первые два вида искажений выходной характеристики и методы снижения их влияния на точность измерений.

# 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К СДВИГУ НУЛЯ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

При сдвиге нуля выходной характеристики КГЛ

$$\Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_0 \quad (1)$$

(т. е. при существовании начальной разности частот встречных волн  $\Delta\nu_0$  в покоящемся КГЛ (рис. 1.1)) часто говорят о его невязимности для встречных волн. Термин «невязимность» означает неодинаковость условий распространения встречных волн в резонаторе. При этом следует иметь в виду, что полезный эффект в кольцевом лазере (расщепление частот встречных волн за счет вращения) также является невязимным эффектом. Все остальные проявления невязимности (разность потерь и другие явления) приводят к сдвигу нуля выходной характеристики (так называемому ложному вращению лазерного гиromетра) и являются для лазерного гиromетра источником ошибок [2, 3].

## 1.1. Невязимные эффекты, вызывающие сдвиг нуля

Физически сдвиг нуля выходной характеристики за счет *разности потерь* обусловлен разной глубиной провалов, «выжигаемых» в контуре инверсной населенности встречными волнами (рис. 1.2) и соответственно разными значениями насыщения дисперсии (изменения коэффициента преломления за счет насыщения усиления).

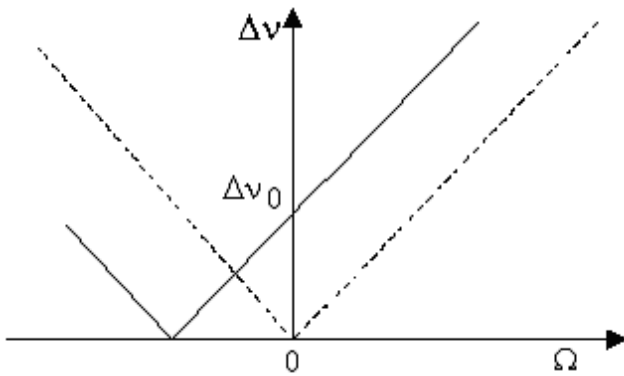


Рис. 1.1

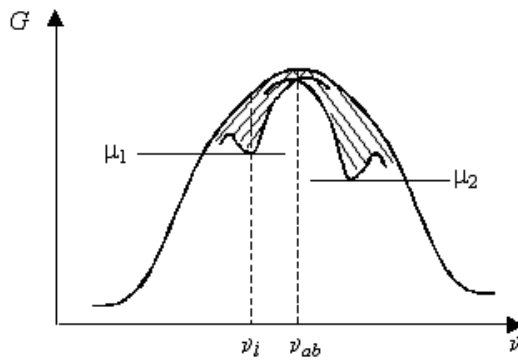


Рис. 1.2

Таким образом, основным источником погрешностей в КГЛ являются невязимые эффекты насыщения в активной среде.

Но эти эффекты можно усилить введением в кольцевой резонатор любого оптического элемента, вызывающего невязимые потери для встречных волн. Невязимые потери могут быть обусловлены анизотропным рассеянием или же магнитооптическим воздействием. Например, когда два противоположно направленных луча с линейной поляризацией проходят последовательно через фарадеевскую ячейку и полуволновые пластинки, потери для них оказываются зависящими от направления распространения.

Хорошо известным явлением, вызывающим невязанность лазера, является *эффект Френеля — Физо*, в результате которого скорость света  $v$ , распространяющегося в движущейся среде с показателем преломления  $n$ , оказывается равной:

$$v = c/n \pm V(1 - 1/n^2). \quad (2)$$

Здесь знаки «плюс» и «минус» соответствуют распространению света по направлению и против направления движения среды со скоростью  $V$ .

Если вращающийся кольцевой лазер содержит движущуюся вместе с ним оптическую среду, уравнение для частоты биений встречных волн должно быть модифицировано. Действительно, в реальном лазерном гиromетре оптические лучи проходят через активную лазерную среду, а также через призмьные отражатели, выполняющие роль зеркал в обычном лазере.

Для случая кольцевого резонатора с оптической средой периметр резонатора выражается через длину оптического пути:

$$L = \oint n d\ell, \quad (3)$$

где интеграл берется по замкнутой траектории луча в кольцевом резонаторе. При этом разность времени прохождения лучей в противоположных направлениях  $\Delta t = 4\pi\Omega R^2/c^2$  и разность оптических путей  $\Delta L = 4S\Omega/c$  остаются неизменными.

Влияние сдвига нуля на частоту биений в случае оптической среды, движущейся со скоростью  $V$  в кольцевом резонаторе, можно описать выражением

$$\Delta\nu_0 = \left[ \frac{2}{\lambda} \frac{\oint (n^2 - 1) V d\ell}{\oint n d\ell} \right]. \quad (4)$$

Для кольцевого лазера, содержащего оптическую среду с коэффициентом преломления  $n$ , движущуюся со скоростью  $V$  по контуру резонатора на участке длиной  $d$ , выражение (4) может быть упрощено до вида

$$\Delta\nu_0 = 2(n^2 - 1) V d / \lambda L, \quad (5)$$

где  $L$  — общая оптическая длина резонатора, определяемая выражением (3).

Сдвиг нуля, обусловленный движением оптической среды в кольцевом резонаторе лазерного гиromетра, обычно слишком велик для приборов, используемых в инерциальной навигации. Например, поток воздуха, движущийся со скоростью 1 см/с ( $n - 1 = 3 \cdot 10^{-4}$ ) на участке длиной 1 см в кольцевом лазере с площадью резонатора 20 см<sup>2</sup>, дает эффективное вращение с угловой скоростью 3 °/ч.

Одним из проявлений не взаимности является сдвиг нуля за счет дрейфа активных атомов при возбуждении разряда в активном элементе постоянным током. В тлеющем разряде наблюдается *эффект Лэнгмюра*, заключающийся в том, что электроны за счет большей подвижности заряжают стенки трубки отрицательно (рис. 1.3).

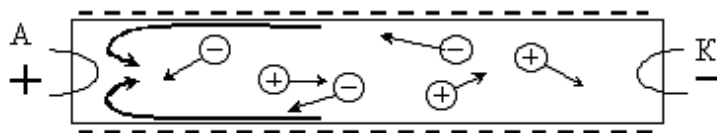


Рис. 1.3

При этом положительно заряженные ионы, соударяясь со стенками, отдают им частично свой импульс. Так появляется различие суммарных импульсов электронов и положительных ионов. В результате часть импульса электронов передается атомам. За счет этого создается дрейф атомов вдоль стенок по направлению к аноду и увеличение давления у анода. Создающийся таким образом градиент давления компенсируется течением атомов по направлению к катоду в приосевой области трубки. Поскольку электромагнитное поле в лазере сосредоточено в приосевой части активного элемента, встречные волны кольцевого лазера взаимодействуют в основном с атомами, дрейфующими вдоль оси трубки к катоду.

Наличие дрейфа эквивалентно сдвигу максвелловского распределения атомов по скоростям и соответствующему доплеровскому сдвигу кривой усиления, причем для встречных волн сдвиги

кривых усиления происходят в противоположных направлениях (рис. 1.4).

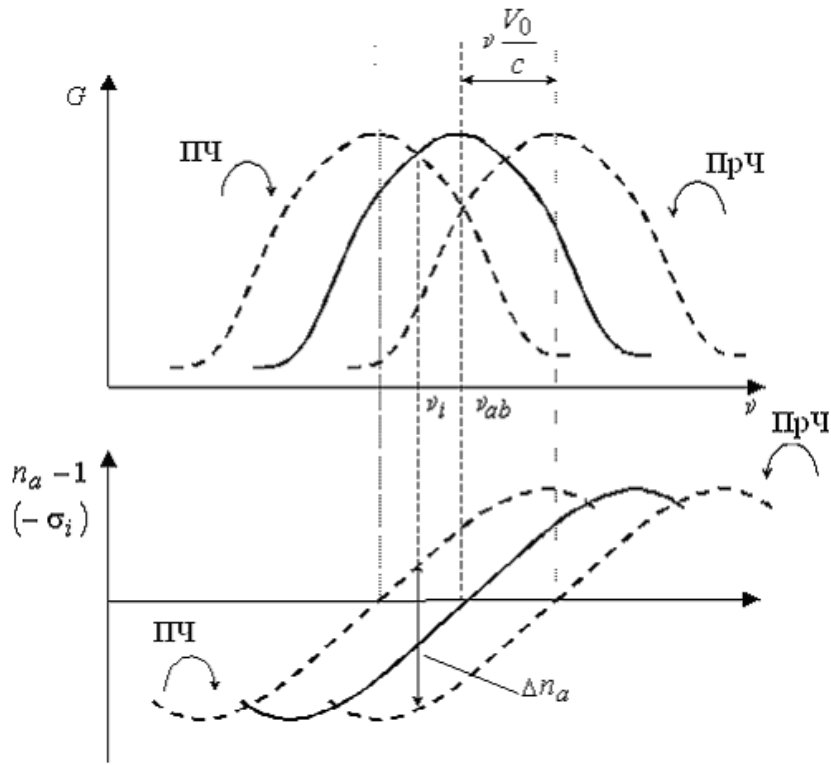


Рис. 1.4

В соответствии с этим возникают разность коэффициентов преломления (линейной дисперсии) активной среды  $\Delta n_a$  и разность интенсивностей встречных волн, сопровождающаяся соответствующей разностью нелинейных дисперсий. Формально дрейф активных атомов изменяет расстройки для встречных волн следующим образом:

$$\xi_1 \rightarrow \xi_1 - \frac{V_0}{c} \frac{\nu}{\Delta\nu_D}, \quad \xi_2 \rightarrow \xi_2 + \frac{V_0}{c} \frac{\nu}{\Delta\nu_D}, \quad (6)$$

где  $V_0$  — скорость дрейфа атомов;  $\Delta\nu_D$  — доплеровское уширение неоднородно уширенной активной среды. Если без учета дрейфа активных частиц

$$\Delta\xi = \xi_2 - \xi_1 = \frac{\Delta f}{\Delta\nu_D}, \quad (7)$$

то его учет дает добавку

$$\Delta\xi = \frac{\Delta f}{\Delta\nu_D} + 2\frac{V_0}{c} \frac{\nu}{\Delta\nu_D}. \quad (8)$$

Соответственно, если при отсутствии сдвига частот [1]

$$\Delta\nu = \frac{4S}{\lambda L} \Omega \left\{ 1 + \left[ \frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] \frac{1}{\Delta\nu_D} \right\}, \quad (9)$$

где  $S$  — площадь контура;  $\sigma$  — коэффициент Лэмба, то теперь

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{4S}{\lambda L} \Omega \left\{ 1 + \left[ \frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] \frac{1}{\Delta\nu_D} \right\} + \left[ \frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] 2\frac{V_0}{c} \frac{\nu}{\Delta\nu_D} = \\ &= \frac{4S}{\lambda L} \Omega \{1 + K_a\} + \left[ \frac{\partial\sigma}{\partial\xi} + \dots \right] 2\frac{V_0}{c} \frac{\nu}{\Delta\nu_D}. \end{aligned} \quad (10)$$

В выражении (10) мы получим дополнительный член, не зависящий от величины  $\Omega$  и, следовательно, вызывающий сдвиг нуля выходной характеристики.

Лэнгмюровский дрейф атомов пропорционален току разряда. При обычных параметрах активного элемента (диаметр капилляра 2...3 мм, длина разрядного промежутка 50...100 мм) значение скорости  $V_0$  составляет несколько сантиметров в секунду, а значение сдвига нуля выходной характеристики — несколько герц на миллиампер (тока разряда в He-Ne-смеси).

Еще одной причиной, вызывающей сдвиг нуля выходной характеристики, является дифракция встречных волн на элементах резонатора, в результате которой возникает так называемое *дифракционное расщепление частот встречных волн*.

Эксперименты показали, что из-за дифрагмирования, используемого для подавления поперечных мод высших порядков, появляется расщепление частот встречных волн и связанное с ним неравенство их интенсивностей, т. е. амплитудная и частотная невязанность (сдвиг нуля).

Различие потерь, которое возникает из-за разъюстировки резонатора при перемещении диафрагмы перпендикулярно пучку, также приводит к невязанности: пространственная невязанность преобразуется в амплитудно-частотную. Результатом существенного различия пространственных конфигураций встречных волн может быть даже однонаправленная генерация.

По мнению ряда исследователей, в этом механизме ключевую роль играет возникновение пространственной невязанности, которая вызывает неравенство насыщения поперечных составляющих комплексных коэффициентов преломления для встречных волн, из-за чего в резонаторе возникают неодинаковые нелинейные потери и неравные фазовые скорости встречных волн. Мультипликативное действие дифракции и насыщения активной среды объясняет несимметричный характер зависимости потерь, а значит, и интенсивностей встречных волн относительно центральной частоты перехода, т. е. частотно-зависимое неравенство потерь и фазовых скоростей. В результате амплитудные и частотные невязанности зависят от отстройки частоты от центральной частоты кривой усиления и представляют собой весьма сложные функции параметров, определяющих геометрию резонатора и свойства активной среды.

Теория дифракционного расщепления достаточно сложна, поэтому ограничимся лишь весьма приближенным толкованием эффекта. Для подавления поперечных мод в резонатор кольцевого лазера часто встраивают диафрагму; она деформирует поля встречных волн, причем деформирует их по-разному, что и показано схематично на рис. 1.5. От вида распределения (по поперечной координате) поля встречных волн зависит вид распределения поля в активной среде и соответственно — разный вклад активной среды в разностную частоту. Даже в том случае, когда коэффициент усиления не зависит от поперечной координаты, за счет эффектов



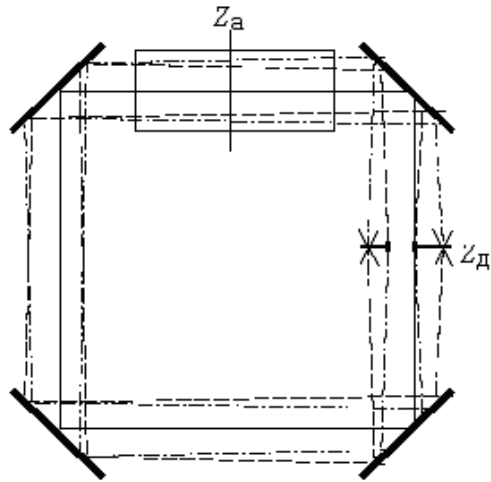


Рис. 1.5

насыщения вклад активной среды для встречных волн будет разным. Дифракционное расщепление имеет при этом нелинейный характер в том смысле, что оно также зависит от интенсивностей встречных волн.

Основной характеристикой дифракционного расщепления является зависимость разности частот  $\Delta\nu_0$ , обусловленной наличием диафрагмы, от взаимного пространственного расположения активной среды и диафрагмы. Пусть  $Z_a$  и  $Z_d$  — координаты расположения центра активной среды и диафрагмы вдоль периметра резонатора соответственно. На рис. 1.6 представлена зависимость  $\Delta\nu_0$  от  $(Z_a - Z_d)$ .

При симметричном расположении активной среды и диафрагмы ( $Z_a = Z_d$ ,  $|Z_a - Z_d| = L/2$ ) дифракционное расщепление отсутствует, так как в этих точках (см. рис. 1.6) распределения полей встречных волн одинаковы и соответственно вклады активной среды в частоты генерации встречных волн также одинаковы. Следствием подобной закономерности является необходимость строго

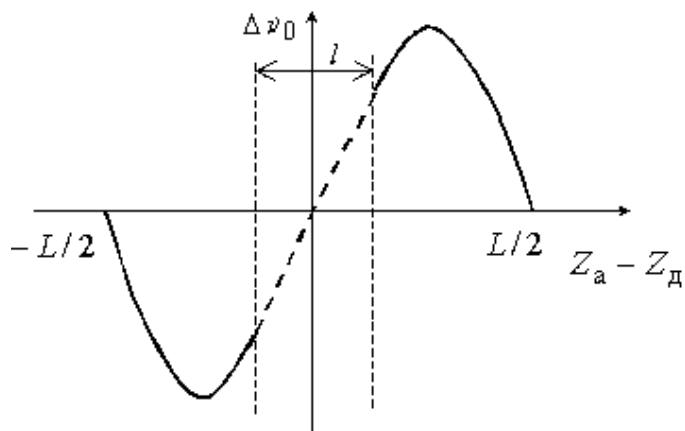


Рис. 1.6

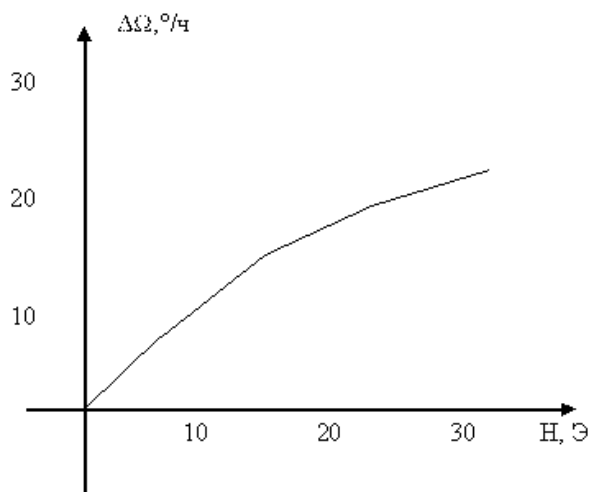


Рис. 1.7

симметричного расположения элементов в резонаторе кольцевого лазера при конструировании лазерного гиromетра.

Известно, что *магнитные поля* также вызывают сдвиг нуля характеристики лазерного гиromетра. На рис. 1.7 показана экспериментальная зависимость сдвига нуля в кольцевом He-Ne-лазере с рабочей длиной волны 1,15 мкм от напряженности поперечного

магнитного поля. К сожалению, механизм сдвига нуля, вызванного магнитным полем, еще полностью не изучен.

## 1.2. Влияние тепловых градиентов на сдвиг нуля

Температура оказывает многофакторное влияние на параметры КГЛ. Рассмотрим несколько основных причин воздействия температуры на сдвиг нуля лазерного гиromетра и его пороговые характеристики. Наибольшее влияние на сдвиг нуля оказывает асимметрия распределения температуры вдоль активной среды. При создании градиента температуры вдоль стенок у ее поверхности возникает поток газа, направленный из более холодной области к более горячей. Это явление называется термоскольжением. Скорость пристеночного потока термоскольжения  $\bar{V}$  приближенно равна

$$\bar{V} = \mu \bar{\nabla} T, \quad (11)$$

где  $\bar{\nabla} T$  — градиент температуры по стенке;  $\mu$  — коэффициент пропорциональности.

Приближенно коэффициент  $\mu$  можно оценить следующим образом:

$$\mu \approx \frac{3}{8} \frac{\sqrt{\pi k^3}}{p \sigma \sqrt{m}} \sqrt{T},$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $p$  — давление газа;  $\sigma$  — сечение соударения атомов газа (He);  $m$  — масса атомов газа (He).

He-Ne-газовая смесь обладает высокой кинематической вязкостью. Это означает, что возникающее движение газа в одном месте вызывает движение атомов в большом объеме. Рассчитать скорость движения газа внутри объема можно с помощью уравнения Навье — Стокса:

$$\rho \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = -\text{grad}(p) + \eta \Delta \bar{V}, \quad (12)$$

где  $\text{grad}(p)$  — градиент давлений;  $\eta$  — динамическая вязкость,  $\rho$  — плотность газа;  $\Delta$  — оператор Лапласа. (Кинематическая вязкость  $\eta/\rho$  высока для He-Ne-смеси из-за малости величины  $\rho$ .)

Граничные и начальные условия зависят от конкретной конструкции КГЛ и изменения его температуры во времени. Обычно температура КГЛ меняется намного медленнее, чем устанавливается давление в каналах, тогда можно полагать  $dV/dt = 0$ .

Для примера разберем расчет потоков внутри замкнутого канала цилиндрической формы радиуса  $R$ . Уравнение (12) запишем для стационарного случая установившихся потоков в цилиндрических координатах, учитывая что:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \bar{V}}{\partial \varphi} &= 0, \quad \frac{\partial V}{\partial z} \approx 0, \\ \Delta V &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial V}{\partial r} \right), \\ \eta \frac{\partial^2 V_z}{\partial r^2} + \eta \frac{1}{r} \frac{\partial V_z}{\partial r} &= \text{grad}(p) = \frac{dp(z)}{dz}.\end{aligned}$$

Граничными условиями являются:

1)  $V_z(R) = \mu \frac{dT}{dz}$  — условие (11) при пренебрежении поперечным распределением давления;

2)  $\bar{j} = \rho \bar{V}_z = \rho \frac{\int_0^R V_z \pi r dr}{\pi R^2} = \text{const}$ , т. е. поток через любое поперечное сечение постоянен;

3)  $\int_0^L \frac{dp(z)}{dz} dz = 0$ , где  $L$  — общая длина замыкающего канала.

Решение уравнения имеет вид

$$V(r, z) = \frac{-R^2 + 2r^2}{R^2} \mu \frac{dT}{dz}. \quad (13)$$

При  $r = R$  выражение (13) переходит в (11). Движение возбужденных атомов He приводит к сдвигу нуля, который рассчитывается следующим образом:

$$\Delta \nu = -\frac{\Delta \ell}{\lambda} \frac{c}{L} = -\frac{c}{L \lambda} \int_0^\ell \Delta n dz = -\frac{c}{L \lambda} \int_0^\ell 2\nu \frac{V}{c} \frac{dn}{d\nu} dz =$$

$$= -\frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} \int_0^\ell V dz = -\frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} \int_0^\ell \frac{-R^2 + 2r^2}{R^2} \mu \frac{dT}{dz} dz, \quad (14)$$

где  $\ell$  — длина активной среды.

Учитывая, что  $\mu \sim \sqrt{T}$ , и полагая, что луч генерации проходит по оси канала ( $r = 0$ ), из (14) получаем

$$\begin{aligned} \Delta\nu &= \frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} A \int_0^\ell \sqrt{T} \frac{dT}{dz} dz = \frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} A \int_0^{T_\ell} \sqrt{T} dT = \\ &= \frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} A \frac{2}{3} [T_\ell^{3/2} - T_0^{3/2}], \quad (15) \end{aligned}$$

где  $A = \mu/\sqrt{T}$ ;  $T_\ell$  и  $T_0$  — температуры на противоположных концах активной среды.

Из выражения (15) видно, что сдвиг нуля зависит только от разности температур на концах активной среды и не зависит от закона распределения температуры вдоль каналов резонатора. Это означает, что надо стремиться уменьшить разность температур на концах активной среды, и поэтому во всех реальных условиях выполняется неравенство  $|T_\ell - T_0| \ll T_{\ell,0}$ . Для этого случая выражение (15) можно несколько упростить:

$$\Delta\nu = \frac{2c}{L\lambda^2} \frac{dn}{d\nu} \mu [T_\ell - T_0]. \quad (16)$$

Градиенты температур на концах активной среды являются самым главным механизмом, определяющим температурные дрейфы лазерного гиromетра (изменение сдвига нуля во времени). Даже у высокочастотных резонаторов сдвиг нуля составляет несколько десятых долей герца при перепаде температур на концах активной среды в  $1^\circ\text{C}$ .

Так как скорость термоскольжения обратно пропорциональна давлению активной смеси, для повышения температурной стабильности давление смеси желательно увеличивать. Кроме того, при одном уровне потерь величина  $dn/d\nu$  обратно пропорциональна длине разряда.

На практике оказывается, что неравномерное распределение температуры вдоль активной среды оказывает несколько более сложное влияние на сдвиг нуля по сравнению с описываемой формулой (16). Это обусловлено неравномерным распределением усиления вдоль активной среды (а это значит, что  $dn/d\nu$  является функцией  $z$ ); кроме того, возникающие потоки термоскольжения способствуют уменьшению градиента температуры вдоль стенки.

При изменении температуры меняется оптическая длина резонатора, при подстройке периметра может происходить смещение пучка генерации относительно активной среды, диафрагмы, дефектов на зеркалах. Все это также вызывает температурный дрейф нуля лазерного гироскопа.

Из-за смещения лучей по диафрагмам может меняться дифракционная невзаимность встречных волн и добротность резонатора, а так как величина потерь входит во все выражения для сдвига нуля, ее изменение будет тут же приводить к дрейфу нуля.

Значительное влияние на дрейф нуля оказывает поперечное смещение луча относительно активной среды. Механизм этого влияния следующий. При горении разряда на его концах возникают заметные градиенты температуры, а значит, и циркулярные потоки, связанные с термоскольжением. Скорость потока вдоль оси  $z$  зависит от координаты попадания луча в разрядную трубку. Если луч входит и выходит из трубки с разными координатами, то в приборе наблюдается сдвиг нуля.

При изменении температуры меняется примесный состав газа, от которого зависит продольное распределение  $dn/d\nu$ , определяющее дрейф нуля. Происходит разбаланс токов в плечах, и величина разбаланса влияет на уход нуля.

Кроме того, при изменении температуры изменяется расстояние между рассеивающими центрами и, следовательно, связь между встречными волнами. Таким образом, причин влияния температуры на сдвиг нуля ЛГ весьма много.

### 1.3. Температурная калибровка приборов

Для повышения точности работы лазерного гиromетра следует проводить температурную калибровку сдвига нуля КГЛ. Важно определить, сколько нужно ставить термодатчиков, где их размещать, как использовать снимаемую информацию и какова должна быть точность измерения.

Поскольку известно, что сильнее всего влияет на сдвиг разность температур на концах активной среды (15)—(16), кажется логичным там и размещать термодатчики и измерять разность их показаний. В действительности вопрос осложняется тем, что в этом случае датчики измеряют температуру не на концах активной среды, а на поверхности блока, т. е. не совсем там, где нужно. Возникающая разность температур очень невелика — сотые доли градуса. Измерить эту разность и при этом не внести заметной погрешности устройствами АЦП не просто. К тому же, разность температур на концах активной среды не полностью и неоднозначно определяет сдвиг нуля. В связи с этим ставится вопрос о разработке более простой температурной калибровки приборов.

Самая простая калибровка может производиться с помощью одного температурного датчика, установленного на блоке кольцевого лазера. Корректировка сдвига нуля осуществляется полиномом  $n$ -ой (обычно первой или второй) степени:

$$\Delta\nu = A_0 + A_1T + A_2T^2 + \dots + A_nT^n. \quad (17)$$

Для определения коэффициентов  $A_n$  проводят точностные испытания при  $(n + 1)$ -м значении температуры окружающей среды. Если  $n = 2$ , то можно проводить испытания: при нормальных климатических условиях и на границах температурного диапазона. Получают систему уравнений с тремя неизвестными  $A_0, A_1, A_2$  и решают ее

$$\begin{cases} \Delta\nu_{T_1} = A_0 + A_1T_1 + A_2T_1^2, \\ \Delta\nu_{T_2} = A_0 + A_1T_2 + A_2T_2^2, \\ \Delta\nu_{T_3} = A_0 + A_1T_3 + A_2T_3^2. \end{cases} \quad (18)$$

К сожалению, калибровка с помощью одного термодатчика не всегда хорошо описывает переходной процесс при изменении температуры, характерный вид которого показан на рис. 1.8. Подобный вид температурной зависимости объясняется несимметричным подводом тепла к элементам конструкции кольцевого лазера.

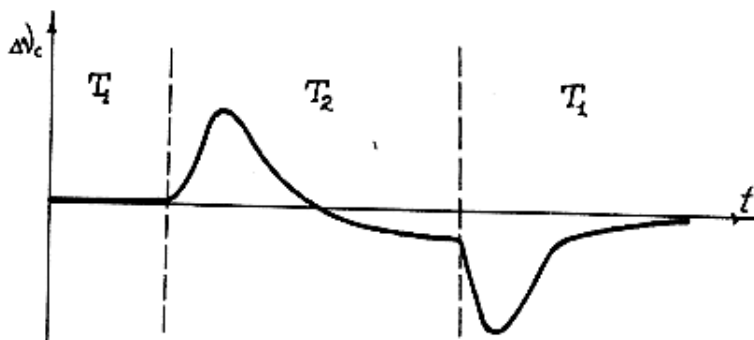


Рис. 1.8

Рассмотрим, к чему приводит несимметричный подвод тепла к концам активной среды. При изменении температуры окружающей среды от начального значения  $T_H$  до конечного  $T_K$  зависимость нагрева блока от времени  $t$  имеет вид

$$T = T_K - (T_K - T_H)e^{-t/\tau}, \quad (19)$$

где  $\tau$  — постоянная времени разогрева.

Приближенно можно считать, что асимметричный подвод тепла делает неравными постоянные времени разогрева концов активной среды. При условии, что разность времен разогрева  $\Delta\tau$  мала, дифференцируя по  $\tau$  выражение (19), можно получить следующее выражение для разности температур на концах активной среды:

$$\Delta T \cong (T_K - T_H) \frac{t\Delta\tau}{\tau} e^{-t/\tau}. \quad (20)$$



Вид зависимости, задаваемый формулой (20), примерно соответствует наблюдаемому в эксперименте. Аналогично зависит от времени разность температур между блоком и основанием КГЛ. Поэтому для уточнения температурной зависимости следует использовать два термодатчика — один на блоке (измеряет его температуру  $T_6$ ), другой на основании КГЛ (измеряет ее температуру  $T_{oc}$ ); тогда сдвиг нуля можно корректировать следующим образом:

$$\Delta\nu = A_0 + A_1T_6 + A_2T_6^2 + B(T_6 - T_{oc}). \quad (21)$$

Корректировка по формуле (21) позволяет уменьшить температурную погрешность лазерного гиromетра в несколько раз. Однако величина коэффициентов корректировки в этом случае зависит от закрепления лазерного гиromетра на раме, от формы рамы, от распределения по ней температуры. Это означает, что определение корректирующих коэффициентов следует проводить в уже собранной системе. Достоинством данной корректировки является то, что разность температур между блоком и основанием может составлять несколько градусов, т. е. достаточно приближенно измерить температуру.

Если же измерять температуру на всех элементах, разогрев которых влияет на сдвиг нуля, то, с одной стороны, требуется очень точно проводить измерения, а с другой стороны — такая корректировка не зависит от способа подвода тепла к лазерному гиromетру, т. е. корректирующие коэффициенты не зависят от закрепления на раме и других факторов. Поэтому такой способ корректировки самый естественный, перспективный, но и технически сложный.

На первых этапах разработки возможно пользоваться корректировкой по двум термодатчикам. Для этого можно использовать терморезисторы из медного провода, они измеряют абсолютную температуру с погрешностью  $\leq 0,1$  °C.

#### 1.4. Конкуренция мод и свойства двухчастотной активной среды

Кривая зависимости мощности излучения кольцевого лазера от частоты отличается от соответствующей кривой, полученной для линейного лазера, поскольку между двумя встречными волнами возможна конкуренция. Как было показано ранее [1], два провала, «выжженные» в контуре усиления распространяющимися навстречу друг другу волнами, могут перекрываться друг с другом при приближении частот генерации к центральной частоте кривой усиления. Такой режим работы кольцевого лазера соответствует малым угловым скоростям, когда расстройка составляет не более половины однородного уширения спектральной линии ( $0,5\Delta\nu_{\text{одн}}$ ). При этом на центральной частоте обе волны отбирают энергию у одних и тех же излучающих атомов и любая асимметрия в лазере может вызвать ослабление одной из встречных волн. Таким образом, конкуренция мод приводит к различным сдвигам частот двух встречных волн и к появлению сдвига нуля кольцевого лазера. В случае, когда конкуренция мод достаточно велика и имеет место сильная невзаимность, может произойти подавление одной из мод; в результате генерация будет происходить только на одной моде, т. е. генерация будет проходить в однонаправленном режиме.

Конкуренцию мод можно исключить, уменьшая взаимодействие встречных волн в активной среде. Это довольно просто осуществить, используя лазер на смеси изотопов. Например, в кольцевом He-Ne-лазере центр линии атомного перехода  $^{22}\text{Ne}$  на длине волны 0,6328 мкм имеет частоту на 875 МГц большую, чем у центра излучения линии более легкого изотопа  $^{20}\text{Ne}$ . Если использовать представление об образовании провала для активной среды из смеси двух изотопов, то в этом случае провалы насыщения в распределении молекул по скоростям возникают независимо для каждого изотопа (рис. 1.9). За счет этого при настройке моды резонатора на центр суммарной доплеровской линии в усилении частот встречных волн будут участвовать соответствующие «склоны» парциальных контуров  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$ , где конкуренция практически исключена. Так как центры линий усиления для двух изотопов

смещены относительно друг друга, то на кривой усиления провалы перекрываются не полностью. Это обеспечивает необходимую стабильность генерации обеих волн. Требуемая для этого концентрация изотопов зависит от параметров лазера.

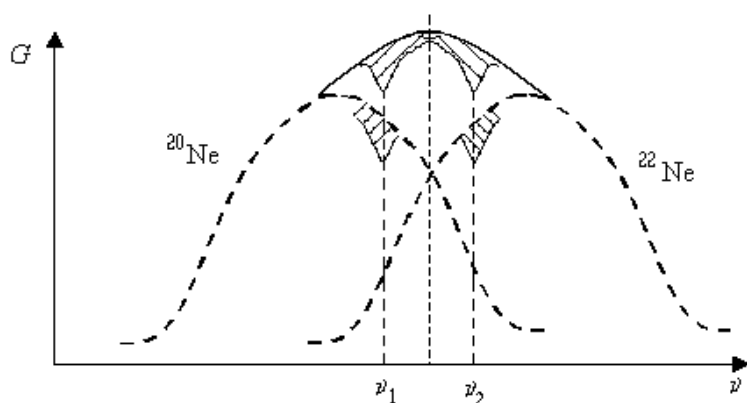


Рис. 1.9

Обычно в He-Ne-лазере используют смесь с равным содержанием изотопов. Это дает почти симметричную кривую усиления с максимумом, лежащим между центрами линий излучения двух изотопов. Однако для использования кольцевого лазера в качестве прецизионного датчика угла требуется по возможности идеально симметричная кривая усиления среды. Несимметричная относительно центра кривая может вызвать сдвиг нуля и изменение масштабного коэффициента, что неприемлемо в точных измерительных устройствах. Симметрирование кривой можно осуществить эмпирическим подбором соотношения изотопов  $^{22}\text{Ne} : ^{20}\text{Ne}$ , причем данное соотношение является функцией давления. Например, для давления от 1 до 6 тор соотношение изотопов  $^{22}\text{Ne} : ^{20}\text{Ne}$  составляет 0,47 : 0,53; для давлений более 6 тор соотношение выравняется до 1 : 1.

В кольцевом лазере на смеси с равным или близким друг к другу содержанием изотопов стабилизация частоты резонатора на максимуме линии усиления может быть получена с помощью стандартной техники автоподстройки. Использование такой бинарной смеси

изотопов позволяет избежать конкуренции мод, а также приводит к уменьшению сдвига нуля и симметрированию масштабного коэффициента. Последнее вызвано тем, что присутствие второго изотопа изменит все коэффициенты Лэмба в уравнениях для амплитуд и частот кольцевого лазера. Выражения для коэффициентов Лэмба получатся теперь простым сложением вкладов разных изотопов. Например, уравнение для лэмбовского коэффициента  $\tau_{12}$ , описывающего влияние кросснасыщения на частоту генерации, примет вид

$$\tau_{12} = \frac{Gc}{2L} \left[ \left( \frac{\nu - \nu_{ab}}{\gamma_{ab}} \right) \exp \left( -\frac{\nu_k - \nu_{ab}}{\Delta\nu_D} \right) L(\nu) f + \right. \\ \left. + \left( \frac{\nu' - \nu'_{ab}}{\gamma'_{ab}} \right) \exp \left( -\frac{\nu'_k - \nu'_{ab}}{\Delta\nu'_D} \right) L(\nu') f' \right],$$

где частоты со штрихом относятся ко второму изотопу;  $f$  и  $f'$  — относительные концентрации изотопов;  $\nu_{ab}$  центральная частота перехода;  $G$  — коэффициент усиления;  $\gamma_{ab}$  — коэффициент затухания;  $\nu_k$  ( $k = 1, 2$ ) — частота генерации.

## 2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ДВУХЧАСТОТНОМ КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ

### 2.1. Связь встречных волн за счет рассеяния

Очень слабая шероховатость поверхности отражателей кольцевого резонатора (как правило, это зеркала, но иногда используются призмы полного внутреннего отражения) приводит к рассеянию части излучения. Индикатриса рассеяния волны  $E_2$ , которая обходит кольцевой контур ПЧ, показана на рис. 2.1. Как видно по рисунку, небольшая часть излучения ПЧ-волны, равная  $r_2 E_2$ , рассеивается в направлении встречной волны  $E_1$ , распространяющейся ПрЧ. Это приводит к тому, что волна  $E_2$  (ПЧ-волна), рассеиваясь, навязывает свою фазу встречной ПрЧ-волне; точно так же встречная ПрЧ-волна  $E_1$  через рассеяние навязывает свою фазу ПЧ-волне  $E_2$ .

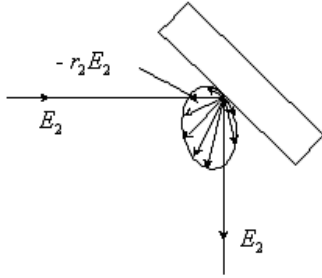


Рис. 2.1

В результате слабой связи (обмена энергиями) обе встречные волны захватываются по частоте и лазерный гиromетр становится нечувствительным к малым угловым скоростям вращения; это и есть упоминавшееся выше явление синхронизации мод, или захвата частот встречных волн. Таким образом, даже ничтожно малое рассеяние приводит к полной потере чувствительности лазерно-

го гиromетра к вращению в некоторой зоне угловых скоростей, называемой зоной захвата [3, 4].

Рассмотрим, что происходит при этом с частотами генерации встречных волн, учитывая, что средняя за период разность фаз встречных волн связана с разностью их частот, как описывается в (14):

$$\langle \varphi_2(t) - \varphi_1(t) \rangle_T = \psi = 2\pi \Delta f t.$$

Соответственно

$$\frac{d\psi}{dt} = 2\pi \Delta f. \quad (22)$$

Используем для этого анализ фазовой диаграммы, в которой представим электрические поля встречных волн в комплексной форме  $\mathbf{E}_i(t) = \mathbf{E}_i e^{j\varphi_i(t)}$ . Представим векторы электрических полей встречных волн в системе координат, связанной с одним из векторов, например  $\mathbf{E}_1$  (рис. 2.2). При таком представлении вектор  $\mathbf{E}_2$  вращается в выбранной системе координат со скоростью  $d\psi/dt$ , а  $\psi$  является мгновенным значением угла между векторами  $\mathbf{E}_1$  и  $\mathbf{E}_2$ . Из-за рассеяния волны  $\mathbf{E}_2$  в волну  $\mathbf{E}_1$  с коэффициентом рассеяния  $r_2$  и фазовым углом рассеяния  $\varepsilon_2$  вектор  $\mathbf{E}_1$  образуется сложением невозмущенного вектора  $\mathbf{E}_1^0$  и вектора  $r_2 \mathbf{E}_2$ , как это показано на рис. 2.2. За счет вращения вектора  $\mathbf{E}_2$  вектор  $\mathbf{E}_1$  оказывается промодулированным по фазе и по амплитуде на частоте  $d\psi/dt$ .

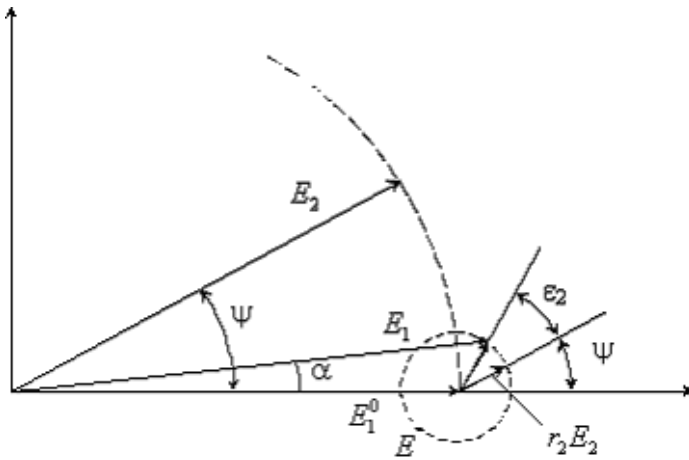


Рис. 2.2

Поскольку в кольцевом лазере фазовые изменения приводят к изменениям частоты в соответствии с соотношением  $\alpha = 2\pi\delta\nu L/c$  (где  $\alpha$  угол между направлениями векторов  $\mathbf{E}_1^0$  и  $\mathbf{E}_1$ ), можно считать, что рассеяние волны  $\mathbf{E}_2$  ведет к изменению частоты волны  $\mathbf{E}_1$  на величину

$$\delta\nu_1 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{c}{L}. \quad (23)$$

Согласно рис. 2.2, имеем

$$\sin \alpha = \frac{r_2 E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2). \quad (24)$$

Подставляя выражение (24) в (23) и считая, что  $\sin \alpha \cong \alpha$ , получим изменение частоты волны  $E_1$  за счет рассеяния

$$\delta\nu_1 = \frac{cr_2}{2\pi L} \frac{E_2}{E_1} \sin(\psi + \varepsilon_2) = \Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon_2), \quad (25)$$

где  $f_3$  — полоса захвата,

$$\Delta f_3 = r_2 \frac{1}{2\pi} \frac{c}{L} \frac{E_2}{E_1}. \quad (26)$$

Следовательно, вместо тривиального уравнения (12) для  $d\psi/dt$  с учетом захвата нужно записать

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} = \Delta f - \Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon_2). \quad (27)$$

## 2.2. Выходная характеристика лазера с учетом эффекта захвата

Более строго учет обратного рассеяния производится при выведении волнового уравнения для электромагнитного поля в резонаторе кольцевого лазера из уравнений Максвелла. При этом в правую часть волнового уравнения вводится дополнительный член (с индексом  $S$ ), описывающий связь волн через обратное рассеяние:

$$-\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \frac{\sigma}{\varepsilon_0} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \frac{\sigma_S}{\varepsilon_0} \frac{\partial \mathbf{E}_S}{\partial t}.$$

После решения волнового уравнения и получения выражений для поляризации активной среды методом, рассмотренным ранее [1], уравнение для разности фаз встречных волн может быть представлено в виде

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} = (1 + K_a) \Delta f + \Delta \nu_0 - \Delta f_3 \sin(\psi + \varphi), \quad (28)$$

где, как и раньше,  $\Delta f$  — расщепление собственных частот резонатора за счет вращения;  $\Delta \nu_0$  — расщепление, обусловленное взаимными эффектами в лазере;  $\Delta f_3$  и  $\varphi$  — параметры связи, являющиеся функциями параметров рассеяния  $r_1, r_2, \varepsilon_1, \varepsilon_2$ ;  $K_a$  — изменение масштабного коэффициента, обусловленное активной средой (см. (9)).

В наиболее простом случае, когда  $r_1 = r_2, \varepsilon_1 - \varepsilon_2 = \pi, E_1 = E_2$ , получим выражение  $\Delta f_3 = rc/2\pi L$ .

Уравнение (28) имеет два решения. Одно решение, справедливое при выполнении неравенства  $\Delta f \leq \Delta f_3$ , дает отсутствие разности частот встречных волн:

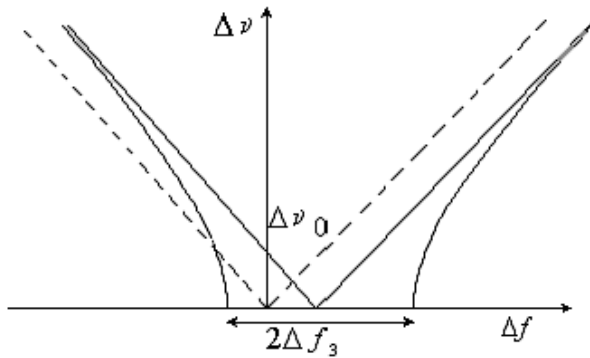
$$\Delta \nu = d\psi/dt = 0.$$

Эта область называется *зоной захвата*, или *зоной синхронизации встречных волн*. В ней происходит взаимная синхронизация частот встречных волн, обусловленная рассеянием на элементах резонатора. Измерение угловых перемещений, являющееся основной задачей кольцевого лазера, в этой области невозможно.

Второе решение справедливо при выполнении условия  $\Delta f > \Delta f_3$ :

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{[(1 + K_a)\Delta f + \Delta\nu_0]^2 - \Delta f_3^2}. \quad (29)$$

Уравнение (29) отражает реальную выходную характеристику кольцевого лазера (рис. 2.3). На этом рисунке показаны зона захвата, равная по значению  $2\Delta f_3$ , сдвиг нуля выходной характеристики  $\Delta\nu_0$  и нелинейность характеристики, имеющая вид гиперболической зависимости величины  $\Delta\nu$  от  $\Delta f$ .



**Рис. 2.3**

Выражение (29) справедливо вблизи зоны захвата. Вдали от нее, когда выполняется условие  $\Delta f \gg rc/2\pi L$ , выражение для разности  $\Delta\nu$  приобретает вид

$$\Delta\nu = (1 + K_a)\Delta f + \Delta\nu_0 + \frac{c}{L^2} \frac{r_1 r_2}{2\Delta f} \left[ \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \frac{\rho - \tau}{\beta - \theta} \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \right]. \quad (30)$$



Из выражения (30) видно, что член, обусловленный связью встречных волн, пропорционален  $1/\Delta f$ . Это связано с тем, что чем больше  $\Delta f$ , тем больше расстояние между линиями генерации для встречных волн и, значит, рассеянный свет одной волны уже не попадает в центр линии резонатора встречной волны и не оказывает такого действия, как при малых значениях разности  $\Delta f$ . В зависимости от того, какой знак имеют величины  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  и  $(\rho - \tau)/(\beta - \theta)$ , получаем выходную характеристику, проходящую выше или ниже асимптоты (рис. 2.4).

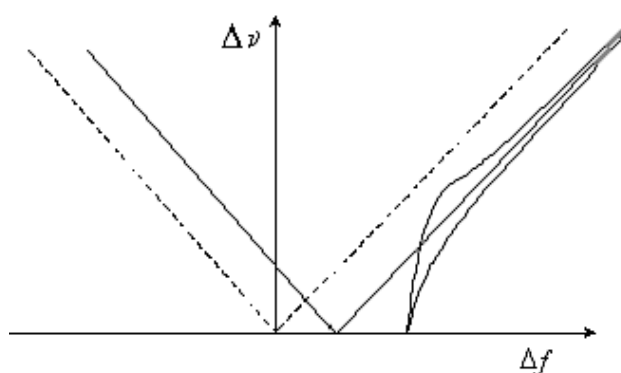


Рис. 2.4

Итак, связь встречных волн за счет обратного рассеяния вызывает существенные изменения выходной характеристики кольцевого лазера: появляются область синхронизации и нелинейность. Однако само наличие этих явлений не являлось бы источником погрешности, если бы оно было стабильно. Основную погрешность вносят изменения параметров связи во времени.

Рассмотрим часть резонатора кольцевого лазера (рис. 2.5). Пусть в нем распространяется ПЧ одна из встречных волн  $E_1(t) = E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$ , часть которой рассеивается во встречную волну  $E_2$  ПЧ на каждом зеркале. Каждое зеркало характеризуется собственной амплитудой  $r_1^{(i)}$  и фазой  $\varepsilon_1^{(i)}$  коэффициентов связи.

На зеркале 1 (см. рис. 2.5) рассеивается волна

$$r_1^{(1)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)}).$$

На зеркале 2 рассеивается волна

$$r_1^{(2)} E_1 \sin(2\pi\nu_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}).$$

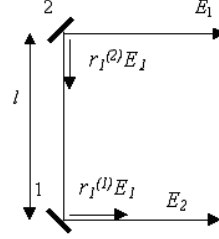


Рис. 2.5

Найдем амплитуду  $r_1$  и фазу  $\varepsilon_1$  суммарного коэффициента связи:

$$r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) = r_1^{(2)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(2)}) + r_1^{(1)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{\ell}{c}).$$

Здесь учтено расстояние  $\ell$  между рассеивающими центрами, которыми являются зеркала. Пусть зеркала одинаковы, т. е.  $r_1^{(1)} = r_1^{(2)}$ ,  $\varepsilon_1^{(1)} = \varepsilon_1^{(2)}$ ; тогда

$$\begin{aligned} r_1 E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1) &= r_1^{(1)} E_1 (\sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)}) + \\ &+ r_1^{(1)} E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{\ell}{c}) = \\ &= 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\omega_1 \frac{\ell}{2c}) \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \omega_1 \frac{\ell}{2c}) = \\ &= 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\pi \frac{\ell}{\lambda}) \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{\ell}{\lambda}), \end{aligned}$$

откуда

$$r_1 = 2r_1^{(1)} E_1 \cos(\pi \frac{\ell}{\lambda}), \varepsilon_1 = \varepsilon_1^{(1)} + \pi \frac{\ell}{\lambda}.$$

В результате получена зависимость амплитуды и фазы коэффициента связи от расстояния между зеркалами. Значения амплитуды и фазы коэффициентов связи определяют зону захвата и нелинейность выходной характеристики.

Таким образом, изменения расстояний между зеркалами, происходящие за счет тепловых деформаций резонатора, вызывают изменение частоты выходного сигнала лазера, что особенно сильно

сказывается на работе прибора при больших значениях коэффициентов связи.

Также эффективной возможностью уменьшения зоны захвата является такой подбор взаимных фаз рассеянных на зеркалах волн, чтобы суммарная интенсивность всех рассеянных волн была бы минимальной; — его можно реализовать при прецизионной регулировке расстояний между зеркалами.

### **2.3. Эффект захвата, вызванный невзаимностью потерь в резонаторе**

Другим фактором, ответственным за связь встречных волн и их синхронизацию, является неоднородность потерь в резонаторе. Предположим, что рассеяние на зеркалах резонатора отсутствует. Представим себе, что потери в резонаторе имеют однородное пространственное распределение везде, за исключением одной точки, в которой потери представляют собой дельта-функцию. При неподвижном лазере суперпозиция встречных волн дает стоячую волну. С точки зрения минимума энергетических потерь в системе стоячая волна будет занимать такое расположение, при котором в точке, где потери равны дельта-функции, находится узел стоячей волны. При вращении кольцевого лазера частоты встречных волн должны расщепляться так, чтобы их разность была пропорциональна скорости вращения: это эквивалентно движению стоячей волны относительно резонатора. При таком движении узлы и пучности стоячей волны будут проходить через точку резонатора с потерями в виде дельта-функции, в результате чего в системе возникнут дополнительные потери. Таким образом, режим расщепления частот встречных волн оказывается менее выгодным с энергетической точки зрения, чем режим неподвижной стоячей волны. Поэтому система должна стремиться к сохранению режима стоячей волны, т. е. к сохранению синхронизации встречных волн. Тем не менее, при увеличении скорости вращения собственные частоты резонатора расщепляются и генерируемые встречные волны, частоты которых остаются синхронизованными, оказываются сдвинутыми относительно центров собственных линий резонатора. В результате

этого также возникают дополнительные потери. При дальнейшем увеличении скорости вращения эти потери будут увеличиваться до тех пор, пока не сравняются с потерями, которые имеет система с расщепленными частотами. При этой скорости система выходит из режима синхронизации частот встречных волн, т. е. лазер выходит из зоны захвата.

Анализ синхронизации частот встречных волн за счет неоднородных потерь проводится с учетом проводимости стенок резонатора  $\sigma(z)$ , имеющей пространственную неоднородность. В результате такого анализа вместо выражения (27) получаем

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} = \Delta f - \Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon_2) - \Delta f'_3 \sin(\psi + \delta), \quad (31)$$

где

$$\Delta f'_3 = \left( \frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2}{E_1} \right) \frac{\pi}{\varepsilon_0 L} \left[ \int_0^L \int_0^L \sigma(z) \sigma(z') \cos \frac{4\pi}{\lambda} (z - z') dz dz' \right]^{1/2},$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\int_0^L \sigma(z) \sin \frac{4\pi}{\lambda} z dz}{\int_0^L \sigma(z) \cos \frac{4\pi}{\lambda} z dz}.$$

Формально связь, обусловленная пространственно неоднородными потерями, дает такую же составляющую в уравнении для разности фаз встречных волн, что и связь, обусловленная рассеянием.

Анализ полученных выражений показывает, что зона захвата определяется пространственным распределением потерь. Наибольшая величина зоны захвата реализуется в том случае, когда потери на зеркале распределены по гармоническому закону с пространственным периодом, равным периоду стоячей волны в проекции на зеркало кольцевого резонатора. Такое решение иногда реализуется на практике при условии долгой работы лазера в режиме захвата. В этом случае пучности стоячей волны воздействуют на недостаточно стойкое зеркало и «выжигают» на нем соответствующую

пространственную картинку, которая и дает наиболее неблагоприятное распределение потерь в резонаторе.

#### 2.4. Конструктивно-технологические методы уменьшения зоны захвата

Явление захвата частот свойственно всем лазерным гиromетрам, так как невозможно полностью исключить все источники связи между двумя волнами. Попробуем дать оценку порога захвата в случае обратного рассеяния.

Допустим, что часть мощности  $r_S^2$  одного луча при отражении от отражающей поверхности равномерно рассеивается в телесный угол  $4\pi$  радиан. При этом только часть рассеянного излучения, попадающая в телесный угол распространения противоположно направленного луча, эффективно участвует в связи между лучами. Следовательно,

$$\left(\frac{r}{r_S}\right)^2 = \frac{d\theta}{4\pi}, \quad (32)$$

где  $r$  — парциальный амплитудный коэффициент рассеяния;  $\theta$  — угол расходимости лазерного луча.

Используя телесный угол, определяемый дифракционным пределом расходимости луча, приведем выражение (2) к виду

$$\left(\frac{r}{r_S}\right)^2 = \frac{\theta^2}{16} = \frac{\lambda^2}{16d^2}, \quad (33)$$

где  $d$  — диаметр лазерного пучка.

Объединяя выражения (26) и (33), а также выражение для масштабного коэффициента  $\Omega_3 = \frac{\Delta f_3}{K}$  (где  $K = \frac{4S}{\lambda L}$ ), можно получить следующее выражение для порога захвата:

$$\Omega_3 = \frac{c\lambda^2 r_S}{32\pi S d}. \quad (34)$$

Для He-Ne-лазера, работающего на длине волны 0,63 мкм, у которого диаметр луча составляет 0,05 см, а коэффициент рассеяния

отражателей равен 0,01 % ( $r_S = 10^{-2}$ ), решение уравнения (33) дает значение  $r = 3 \cdot 10^{-6}$ . При периметре кольцевого резонатора, равном 40 см, порог захвата будет приблизительно равен 300 Гц или 500 °/ч, что существенно превышает скорость вращения Земли  $\Omega = 15$  °/ч. Такое значение порога захвата является характерным для простейшего лазерного гиromетра.

Один из очевидных путей борьбы с захватом частот встречных волн — это уменьшение или даже исключение рассеяния излучения на диэлектрических зеркалах и других оптических элементах резонатора. Однако следует отметить, что рассеяние зависит от существующего уровня технологии; уменьшение рассеяния достигается ценой огромных технологических усилий и экономических затрат. Поэтому трудно ожидать существенного улучшения этого параметра.

Отметим, что, согласно выражению (34), имеет место слабая параметрическая зависимость порога захвата от диаметра пучка, однако при проведении качественного анализа этой зависимостью можно пренебречь. Кроме того, можно видеть, что порог захвата уменьшается при уменьшении длины волны генерации и при увеличении размеров кольцевого лазера.

Таким образом, из проведенного выше анализа связи противоположно направленных волн через обратное рассеяние, очевидно, что порог захвата нельзя существенно снизить за счет оптимальной конструкции или использования лучших оптических компонентов. Поэтому для вывода лазерного гиromетра из зоны нечувствительности необходимо использовать другие методы.

## **2.5. Постоянное смещение из зоны захвата (подставка)**

Использование лазерного гиromетра в навигационных системах выдвигает требование измерения малых угловых скоростей вращения, лежащих в том числе и в области зоны захвата. Несмотря на то, что зона нечувствительности лазерного гиromетра составляет сотни градусов в час, с помощью лазерных гиromетров необходимо измерять скорости вращения менее одного градуса в час. Поэтому для устранения зоны нечувствительности — мертвой зоны —

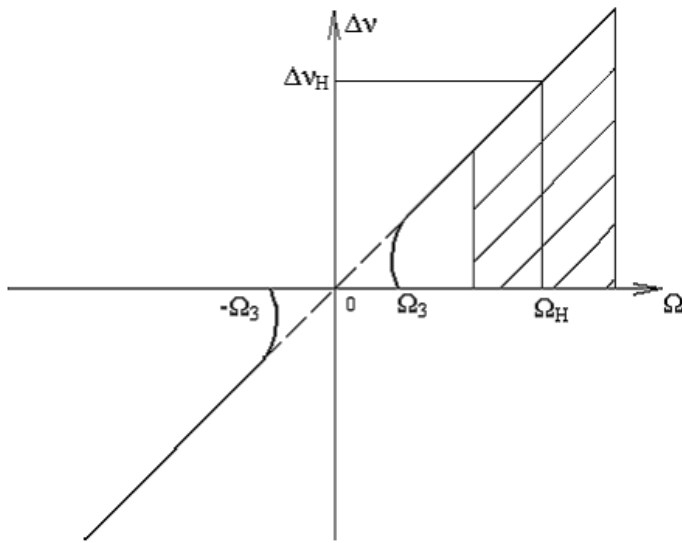


Рис. 2.6

используют дополнительные устройства, перемещающие рабочую точку из зоны захвата на линейный участок частотной характеристики (рис. 2.6).

### 2.5.1. Способы создания частотной подставки

На первых этапах разработки кольцевых лазеров эта задача решалась посредством однонаправленного (или реверсивного) *вращения* лазерного гиromетра с постоянной (начальной) угловой скоростью  $\Omega_H$ , которое приводило к «начальному» расщеплению частот встречных волн  $\Delta\nu_H$  (так называемой *частотной подставке*) и позволяло проводить измерения скорости вращения на линейном участке выходной характеристики (заштрихованная область вблизи  $\Omega_H$  на рис. 2.6) с использованием очевидных соотношений

$$\Delta\nu = K\Omega + \Delta\nu_H, \quad \Omega = \frac{1}{K}(\Delta\nu - \Delta\nu_H). \quad (35)$$

Разумеется, вывод лазерного гиromетра из зоны захвата можно осуществить любым методом (механическим или немеханическим), в котором реализуется управляемая фазовая невзаимность

кольцевого лазера для противоположно направленных лучей, существенно превосходящая пороговую скорость захвата  $\Omega_3$ . Кроме того, из выражения (35) следует, что для обеспечения малой погрешности измерений необходимо добиваться стабильности величины  $\Delta\nu_n$  (частотной подставки).

Невзаимность в кольцевом лазере может быть реализована движением среды на оптическом пути распространения лучей, постоянным по скорости вращением лазерного гиromетра (на практике используется реверсивное вращение на заданный с высокой точностью угол), либо широко распространенным механическим колебанием (периодическим покачиванием) резонатора лазерного гиromетра (так называемой механической подставкой, или виброподвесом). Управляемая фазовая невзаимность также может быть создана с помощью магнитооптического устройства на базе эффектов Фарадея, Зеемана и Керра (магнитооптическая частотная подставка).

### **2.5.2. Использование магнитооптических невзаимных эффектов для линейризации частотной характеристики**

Один из методов создания частотной подставки заключается во введении в резонатор невзаимного фазового элемента на основе магнитооптического эффекта (МОЭ) Фарадея, который состоит в изменении коэффициента преломления однородного вещества (магнитоактивной среды) у света с круговой поляризацией при помещении вещества в продольное магнитное поле (например, поле соленоида). В качестве магнитоактивной среды используют специальной марки стекла с большой постоянной Верде  $V_M, \text{ '}/\text{Э}\cdot\text{см}$ , характеризующей чувствительность данной среды к МОЭ. В магнитном поле среда становится анизотропной для циркулярно поляризованных волн встречного направления. Разность показателей преломления для правоциркулярно поляризованных (ПЦП) волн  $n_{\text{ПЦП}}$  и левоциркулярно поляризованных (ЛЦП) волн  $n_{\text{ЛЦП}}$

$$\Delta n = n_{\text{ПЦП}} - n_{\text{ЛЦП}} = \pm \frac{V_M H \lambda}{\pi} \cos \alpha, \quad (36)$$



где  $H$  — напряженность магнитного поля;  $\alpha$  — угол между вектором напряженности магнитного поля и направлением распространения волны.

Из выражения (36) следует, что для указанных волн оптическая длина пути при прохождении магнитоактивной среды неодинакова; волны приобретают за счет МОЭ разные набеги фазы

$$\Delta\varphi = \varphi_{\text{ПЦП}} - \varphi_{\text{ЛЦП}} = \frac{2\pi}{\lambda} \ell_M \Delta n = 2V_M H \ell_M \cos \alpha, \quad (37)$$

где  $\ell_M$  — длина среды.

Если поместить это устройство в кольцевой резонатор с циркулярной поляризацией встречных волн одного знака вращения вектора  $E$  и приложить поле вдоль направления распространения волн, то за счет разности оптических длин для встречных волн собственные частоты резонатора расщепляются; изменение частоты  $\Delta\nu_{\text{НВЗ}}$  за счет невзаимного изменения фазы  $\Delta\varphi_{\text{НВЗ}}$  определяется выражением

$$\Delta\varphi_{\text{НВЗ}} = 2\pi \Delta\nu_{\text{НВЗ}} \frac{L}{c}, \quad (38)$$

где  $L$  — периметр контура.

Подставляя (37) в (38), найдем расщепление частот

$$\Delta\nu_{\text{НВЗ}} = \frac{\Delta\varphi_{\text{НВЗ}}}{2\pi} \frac{c}{L} = \frac{1}{\pi} V_M H \ell_M \frac{c}{L}, \quad (39)$$

прямо пропорциональное отношению  $\ell_M/L$ .

Для пластины кварца длиной  $\ell_M = 0,5$  см с постоянной Верде  $V_M = 0,023$ , ' / Э·см в случае приложения к ней поля в 100 Э и размещения ее в резонаторе КГЛ длиной  $L = 0,5$  м разнос частот составит  $\Delta\nu_{\text{НВЗ}} = 35$  кГц.

В лазерных гиromетрах, работающих в режиме линейно-поляризованных колебаний, циркулярную поляризацию в магнитоактивной среде создают с помощью кварцевых четвертьволновых пластинок (рис. 2.7), толщина  $d$  которых выбирается из соотношения  $(n_o - n_e)d = \lambda(m + \frac{1}{4})$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ , где  $n_o$  и  $n_e$  — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей

соответственно. Тогда происходит сдвиг фазы обыкновенного луча относительно необыкновенного луча на  $90^\circ$ ; результирующий вектор поля после прохождения пластины вращается, т. е. свет становится циркулярно поляризованным. Быстрые оси пластин четверть волновых « $\lambda/4$ » и « $\lambda/4'$ » ориентируются под углами  $\beta_{1,2} = \pm 45^\circ$  относительно электрического вектора  $\vec{E}$  падающего излучения, что позволяет сохранить в резонаторе исходное состояние поляризации света.

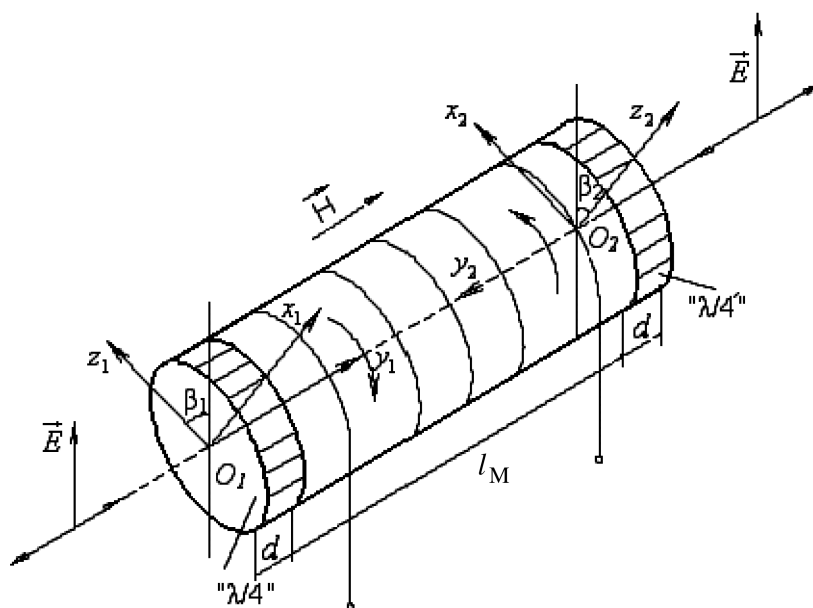


Рис. 2.7

Таким образом, при приемлемых значениях напряженности магнитного поля легко получить расщепление, эквивалентное угловой скорости  $10^5 \dots 10^6$  °/ч. Такое большое смещение позволяет измерять высокие скорости знакопеременного вращения, а также уменьшает нелинейность масштабного коэффициента.

Наряду с эффектом Фарадея возможно также использование магнитооптического эффекта Зеемана [5], суть которого в том,

что при наложении постоянного продольного магнитного поля атомные уровни активной среды (например, уровни  $a$  и  $b$  на рис. 2.8) расщепляются на подуровни с разными значениями магнитного квантового числа  $m$ . Уровень  $a$ , имеющий совокупный угловой момент  $-J_a$ , равный 1, расщепляется на 3 подуровня, уровень  $b$  с угловым моментом  $-J_b = 2$  расщепляется на 5 подуровней. Подобная структура энергетических уровней соответствует рабочим уровням  $\text{Ne}^*$  в He-Ne-лазере на длинах волн генерации 1,15; 3,39; 0,6328 мкм. Каждый подуровень (с магнитными квантовыми числами  $m_{a'}$  для верхнего энергетического уровня и  $m_{b'}$  — для нижнего) может участвовать в генерации. Согласно правилу отбора, разрешенными оптическими переходами являются такие, для которых  $\Delta m = m_{b'} - m_{a'} = \pm 1$ . При этом доплеровский контур усиления активной среды расщепляется на два контура, симметрично сдвинутых относительно центра исходного нерасщепленного контура (рис. 2.9). Сдвиг определяется формулой

$$\Delta\nu_0^{(\pm)} = \pm \frac{g\beta H}{\hbar} \ll \Delta\nu_D, \quad (40)$$

где  $g$  — фактор расщепления;  $\beta$  — магнетон Бора;  $\hbar$  — постоянная Планка;  $\Delta\nu_D$  — ширина нерасщепленного контура.

При этом более высокочастотный контур с центральной частотой  $\nu_0^{(+)} = \nu_0 + g\beta H/\hbar$  усиливает только ПЦП-волну, а более низкочастотный контур  $\nu_0^{(-)} = \nu_0 - g\beta H/\hbar$  — только волну, ЛЦП относительно направления магнитного поля; суммарное разнесение двух контуров составляет величину  $\Delta\nu_z = \Delta\nu_0^+ + \Delta\nu_0^-$ . Если же смотреть вдоль волновых векторов волн, то усиливаться будет пара волн с одинаковой круговой поляризацией, например только левой или правой, в зависимости от того, какая пара волн попала в исходный «нерасщепленный» контур усиления. Так, если в двухчастотном лазерном гиromетре на центр нерасщепленной линии усиления была настроена частота резонаторных мод встречных ПЦП-волн, а вектор  $H$  направлен вдоль канала контура ПЧ (см. рис. В1), то ПЧ-волна будет усиливаться расщепленным контуром с частотой  $\nu_0^{(+)}$ , а ПрЧ-волна — контуром с частотой  $\nu_0^{(-)}$ .

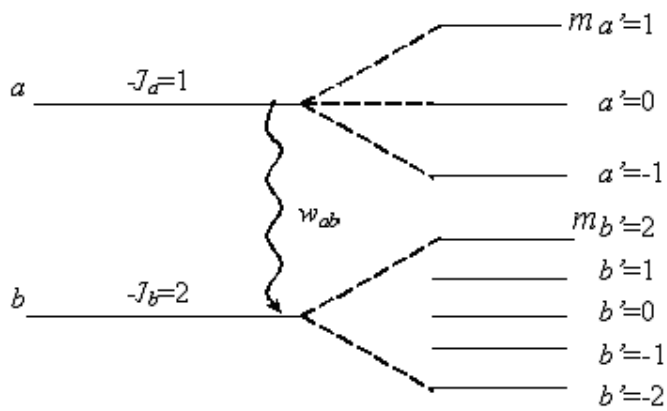


Рис. 2.8

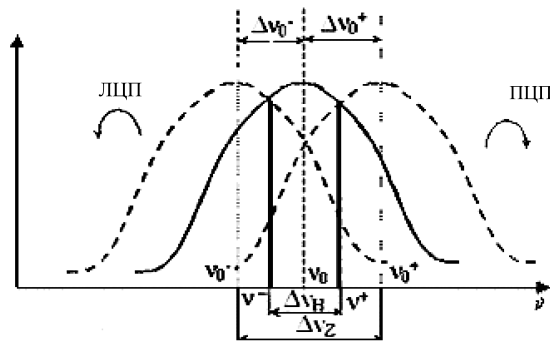


Рис. 2.9

Итак, в результате наложения продольного магнитного поля на активную среду КГЛ контур линии усиления расщепился на два контура, в связи с чем частота резонаторной моды обеих волн (ПЧ и ПрЧ) перестала соответствовать центру (максимуму) линии усиления.

Если при этом первоначальная настройка частоты резонаторных ПЧ- и ПрЧ-мод на максимум нерасщепленного контура усиления (при  $H = 0$ ) была произведена, например, для пары встречных

ПЦП-волн, то при наложении поля резонаторная ПЧ-мода сдвинется по направлению к центру высокочастотного контура ( $\nu_0^{(+)}$ ), а ПрЧ-мода — к центру низкочастотного ( $\nu_0^{(-)}$ ). Частоты реально генерируемых ПЧ- и ПрЧ-волн последуют за центрами своих резонаторных мод. Расщепление реальных излучаемых резонаторных мод  $\nu^\pm$  с учетом эффекта затягивания частот определяется формулой

$$\Delta\nu_{\text{н}} = \delta\nu_D \frac{\Delta\nu_p G_0}{\Delta\nu_D \mu \hbar} \ll \Delta\nu_D, \quad (41)$$

где  $\delta\nu_D = 2\Delta\nu_0^{(\pm)} = 2g\beta H/h$  — полное расщепление контуров усиления;  $\Delta\nu_p$  — ширина резонаторной моды;  $G_0$  — коэффициент усиления в максимуме контура линии усиления;  $\mu$  — коэффициент потерь.

Таким образом, в покоящемся лазерном гиromетре вследствие наложения продольного магнитного поля возникает разность частот генерации встречных волн, играющая роль частотной подставки, выводящей рабочую точку на линейный участок частотной характеристики лазерного гиromетра. При  $\Delta\nu_{\text{н}} \gg \Delta f_3$  можно пренебречь эффектами захвата.

Полагая  $\Delta\nu_D = 1500$  МГц,  $\Delta\nu_p = 1$  МГц,  $G_0/\mu \cong 2$ ,  $H = 20$  Э, получаем  $\delta\nu_D \approx 72$  МГц;  $\Delta\nu_{\text{н}} = 192$  кГц  $\ll \Delta\nu_D$ . Если полоса захвата  $\Delta f_3 = (0,5 - 1,7)10^3$  Гц, то условие  $\Delta f_3 \gg \Delta\nu_{\text{н}}$  выполняется с большим запасом, что обеспечивает высокую линейность участка частотной характеристики лазерного гиromетра вблизи новой рабочей точки  $\Delta\nu_{\text{н}}$ , которую можно теперь принять за нулевую точку отсчета.

Другим вариантом создания невзаимного расщепления частот встречных волн является использование вместо фарадеевского и зеемановского невзаимных элементов магнитных зеркал на основе невзаимного экваториального эффекта Керра. Максимальный эффект достигается, когда вектор напряженности магнитного поля, приложенного к зеркалу, перпендикулярен плоскости падения волн на зеркало, а сами волны линейно поляризованы в плоскости падения. Магнитное зеркало изготавливают в форме многослойного диэлектрического покрытия с тонкой пленкой ферромагнитного

материала. Использование магнитных зеркал на основе прозрачных гранатов наиболее эффективно в области больших длин волн, например 1,15 мкм. В качестве примера отметим, что для лазерного гиromетра с периметром 40 см на длине волны  $\lambda = 1,15$  мкм был достигнут невзаимный фазовый сдвиг около  $2'$ , эквивалентный угловой скорости вращения  $60^\circ/\text{с}$ .

### **2.5.3. Техника создания смещения путем использования неплоского резонатора**

Для создания лазерного гиromетра с магнитооптическим управлением в КГЛ с линейной поляризацией необходимо использовать четвертьволновые пластины, поворачивающие плоскость поляризации. Существует и другой способ поворота плоскости поляризации — использование конфигурации зеркал, образующих неплоский контур.

Для понимания того, как это осуществляется, рассмотрим систему из трех ортогональных векторов, сформированных вектором распространения  $\vec{k}$  и двумя ортогональными поляризациями  $\vec{P}$  и  $\vec{S}$ , при этом вектор  $\vec{P}$  лежит в плоскости падения, а вектор  $\vec{S}$  — перпендикулярно ей (рис. 2.10). Ориентация этих трех векторов относительно плоскости падения сохраняется, за исключением вектора  $\vec{S}$ , для которого осуществляется инверсия пространства и фазовый сдвиг составляет  $180^\circ$ .

Тогда, если использовать четное число зеркал (так что число инверсий пространства будет четным), главным фактором в определении эффекта последовательных отражений будет изменение ориентации самой плоскости падения, когда волна проходит от одного зеркала к другому. Ясно, что это изменение должно приводить к повороту вокруг направления распространения  $\vec{k}$  и поэтому может быть представлено как взаимный поворот векторов  $\vec{S}$  и  $\vec{P}$  между собой.

На рис. 2.10  $\vec{n}_1$  и  $\vec{n}_2$  — нормали к двум последовательным зеркалам. Плоскость падения для первого зеркала определяется вектором  $\vec{n}_1$  и волновым вектором  $\vec{k}_1$  или, что эквивалентно, нормалью к

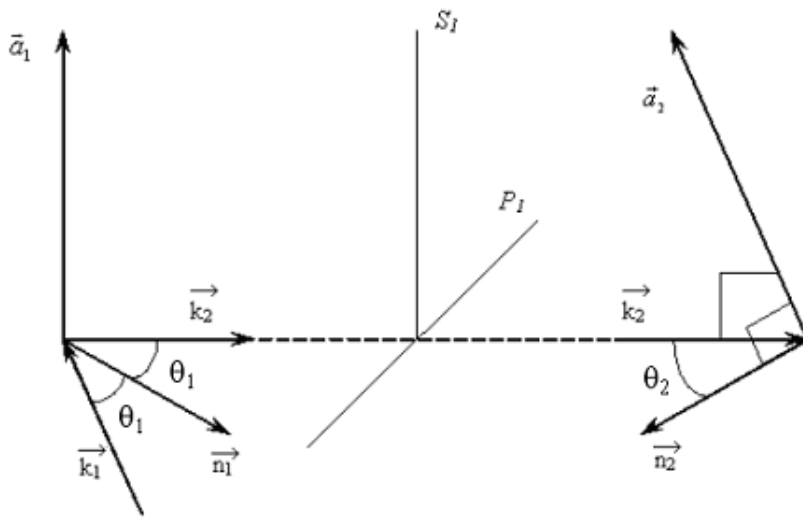


Рис. 2.10

плоскости падения  $\vec{a}_1$ :

$$\vec{a}_1 = \frac{\vec{n}_1 \times \vec{k}_1}{\sin \theta_1} = -\frac{\vec{n}_1 \times \vec{k}_2}{\sin \theta_1}. \quad (42)$$

Отраженный единичный вектор  $\vec{k}_2$  вместе с  $\vec{n}_2$  определяет нормаль  $\vec{a}_2$  ко второй плоскости падения

$$\vec{a}_2 = \frac{\vec{n}_2 \times \vec{k}_2}{\sin \theta_2}. \quad (43)$$

Если нормали ко всем зеркалам лежат в одной плоскости, то все векторы  $\vec{a}_j$  параллельны и резонатор плоский. Поворота плоскости поляризации можно достичь только располагая зеркала так, чтобы положение плоскостей падения менялось между отражениями. Это означает, что оптическая траектория не должна лежать в одной плоскости, как в обычных кольцевых лазерах. Рассмотрим эту ситуацию подробнее.

Компоненты поляризации  $\vec{P}_1$  и  $\vec{S}_1$  относятся к первой плоскости падения. Для того чтобы найти  $\vec{P}_2$  и  $\vec{S}_2$ , отметим, что  $\vec{a}_1$  и  $\vec{a}_2$

перпендикулярны  $\vec{k}_2$ , так что оба лежат в той же плоскости, что и  $P_1$  и  $S_1$  (рис. 2.11). Если обозначить через  $\rho_{12}$  угол между  $\vec{a}_1$  и  $\vec{a}_2$  (или между плоскостями падения зеркал 1 и 2 на рис. 2.11), то получим

$$P_2 = P_1 \cos \rho_{12} + S_1 \sin \rho_{12}, \quad (44)$$

$$S_2 = -P_1 \sin \rho_{12} + S_1 \cos \rho_{12}. \quad (45)$$

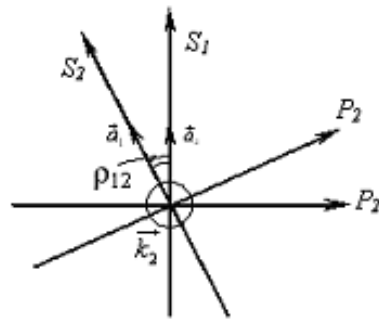


Рис. 2.11

Всю оптическую систему резонатора представляют в виде матриц Джонса  $2 \times 2$  для поляризованного света [6]:

$$\begin{vmatrix} P_2 \\ S_2 \end{vmatrix} = R(\rho_{12}) \begin{vmatrix} P_1 \\ S_1 \end{vmatrix}, \quad (46)$$

где матрица поворота

$$R(\rho_{12}) = \begin{vmatrix} \cos \rho_{12} & \sin \rho_{12} \\ -\sin \rho_{12} & \cos \rho_{12} \end{vmatrix}. \quad (47)$$

Влияние самих зеркал на компоненты  $P$  и  $S$  может быть представлено диагональной матрицей  $M_i(\theta_i)$ :

$$M_i(\theta_i) = \begin{bmatrix} r_{xi} e^{j\delta/2} & 0 \\ 0 & -r_{yi} e^{-j\delta/2} \end{bmatrix}, \quad (48)$$

где  $r_{xi}$ ,  $r_{yi}$  — коэффициенты отражения зеркала  $i$  для угла падения  $\theta_i$ ;  $\delta$  — соответствующий линейный фазовый сдвиг.



Тогда поглощение  $\mu_x = 1 - r_x$  и  $\mu_y = 1 - r_y$ , а разность фаз  $\varphi_x - \varphi_y = \delta + \pi$ . (Как было указано, все фазовые сдвиги, равные  $\pi$ , эффективно исчезают за один оборот для четного числа зеркал.)

Если имеется  $n$  зеркал, то общее изменение вектора поляризации после одного оборота

$$\left| \begin{array}{c} P' \\ S' \end{array} \right| = R(\rho_{n1})M_n(\theta_n) \dots R(\rho_{23})M_2(\theta_2)R(\rho_{12})M_1(\theta_1) \left| \begin{array}{c} P \\ S \end{array} \right|. \quad (49)$$

Выражение может быть упрощено, если пренебречь амплитудной и фазовой анизотропией (т. е. полагая  $r_x = r_y$  и  $\delta = 0$  для всех зеркал). Тогда

$$M_i \equiv \left| \begin{array}{cc} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{array} \right| (j^{r_{xi}}). \quad (50)$$

Общий матричный результат (49) пропорционален повороту на угол

$$\rho_\Sigma = \rho_{n1} - \rho_{n,n-1} + \dots + \rho_{23} - \rho_{12}. \quad (51)$$

Фактически имеем

$$\left| \begin{array}{c} P' \\ S' \end{array} \right| = j^n \left| \prod_{i=1}^n r_{xi} \right| R(\rho_\Sigma) \left| \begin{array}{c} P \\ S \end{array} \right|. \quad (52)$$

Это означает, что вектор поляризации поворачивается на угол, равный  $\rho_\Sigma$  или  $\rho_\Sigma + \pi$  в зависимости от того, четно или нечетно количество зеркал (соответственно значение  $j^n$  равно  $+1$  или  $-1$ ).

Если потери сбалансированы,  $j^n = +1$  и  $\prod_{i=1}^n r_{xi} = 1$  в выражении (52), вектор поляризации может поворачиваться на  $90^\circ$ . Тогда после одного оборота

$$\left| \begin{array}{c} P' \\ S' \end{array} \right| = \left| \begin{array}{cc} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} P \\ S \end{array} \right|. \quad (53)$$

Для ориентации  $\vec{P}$  и  $\vec{S}$ , выбранной на рис. 2.11, ПЦП-свет будет представлен вектором Джонса

$$E_{\text{ПЦП}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left| \begin{array}{c} 1 \\ -j \end{array} \right|, \quad (54)$$

аналогично ЛЦП свет

$$E_{\text{ЛЦП}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 1 \\ +j \end{vmatrix}. \quad (55)$$

Тогда, учитывая (53), (54) и (55), получим

$$E'_{\text{ПЦП}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -j \\ 1 \end{vmatrix} = -jE_{\text{ПЦП}} = e^{-j\pi/2}E_{\text{ПЦП}},$$

$$E'_{\text{ЛЦП}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1 \\ j \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} j \\ 1 \end{vmatrix} = jE_{\text{ЛЦП}} = e^{j\pi/2}E_{\text{ЛЦП}}. \quad (56)$$

Следовательно, через один оборот между ПЦП- и ЛЦП-волнами разница фаз составит  $\pi$ .

Для того чтобы удовлетворить условию резонанса, новые частоты должны быть такими, что

$$\omega_{\substack{\text{ПЦП} \\ \text{ЛЦП}}} \frac{L}{c} \mp \frac{\pi}{2} = 2\pi m \equiv \frac{\omega_0 L}{c}, \quad (57)$$

где  $m$  — номер моды;  $\omega$  — круговая частота. В результате получим

$$\omega_{\substack{\text{ПЦП} \\ \text{ЛЦП}}} = \omega_0 \pm \frac{\pi c}{2L}. \quad (58)$$

Следовательно, расщепление частот, достигаемое между ПЦП- и ЛЦП-волнами,

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi}(\omega_{\text{ПЦП}} - \omega_{\text{ЛЦП}}) = \frac{c}{2L}, \quad (59)$$

т. е. равно половине сдвига частот между модами.

Таким образом, в неплюском резонаторе (так же, как в резонаторе с невзаимным элементом на оптически активном кварце) собственными типами колебаний являются разнесенные по частоте волны с круговой поляризацией. Расщепление частот возникает за счет того, что ЛЦП- и ПЦП-волны получают разные набег фазы при отражении от зеркал в резонаторе такой геометрии. Расчет

спектра собственных частот резонатора с неплоским контуром проводится на основе известного матричного уравнения

$$ME = \gamma E, \quad (60)$$

где  $M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$  — матрица, описывающая воздействие всех элементов резонатора на световую волну, совершающую круговой обход резонатора;  $E$  — электрический вектор световой волны;  $\gamma$  — собственные значения матрицы  $M$ .

Физический смысл параметра  $\gamma$  прост: он описывает изменение амплитуды и сдвиг фазы световой волны при круговом обходе ею резонатора. Для собственных частот резонатора сдвиг фазы должен быть кратен  $2\pi$ . Матричное уравнение (60) может быть сведено к системе из двух уравнений для проекций вектора  $E(E_x, E_y)$  на оси координат  $x, y$  (ось  $z$  совпадает с направлением обхода резонатора), решение которой имеет вид

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= \frac{1}{2} \left\{ SpM \pm [(SpM)^2 - 4 \det M]^{1/2} \right\}, \\ \left| \frac{E_x}{E_y} \right|_{1,2} &= \frac{M_{1,2}}{\gamma_{1,2} - M_{11}}. \end{aligned} \quad (61)$$

Для резонаторов с неплоским контуром подкоренное выражение всегда отрицательно:

$$[(SpM)^2 - 4 \det M] < 0, \quad (62)$$

что означает наличие разности сдвига фаз и соответственно разности частот между модами с разными состояниями поляризации (из-за знаков плюс и минус перед корнем).

В отсутствие невзаимных эффектов матрицы полного обхода так называемых холодных (не содержащих активной среды) резонаторов с неплоским контуром и идеальными зеркалами для направления обхода ПЧ и ПрЧ одинаковы и имеют вид

$$M_{ПрЧ} = M_{ПЧ} = \begin{bmatrix} \cos \rho_\Sigma & -\sin \rho_\Sigma \\ \sin \rho_\Sigma & \cos \rho_\Sigma \end{bmatrix} = R(\rho_\Sigma), \quad (63)$$

где  $\rho_\Sigma$  — полный угол поворота изображения световой волны при круговом обходе резонатора.

Подставив (63) в (61) и (62), получим соответственно

$$\gamma_{1,2} = \exp(\pm\rho_\Sigma) \text{ и } |E_x/E_y| = \exp(\pm j\pi/2) = \pm j.$$

Таким образом, в резонаторах с неплоским контуром собственные типы колебаний имеют правую и левую круговые поляризации независимо от угла излома резонатора, а сдвиг по фазе между волнами с правой и левой круговыми поляризациями равен удвоенному углу поворота системы координат при полном обходе резонатора  $2\rho_\Sigma$ .

В зависимости от угла излома контура  $\alpha$  (рис. 2.12) и, следовательно, от  $\rho_\Sigma$  изменяется сдвиг резонансных частот резонатора для левой и правой круговых поляризаций, т. е. видоизменяется спектр резонатора. Изменяя угол  $\alpha$ , можно получить резонатор с требуемым спектром частот.

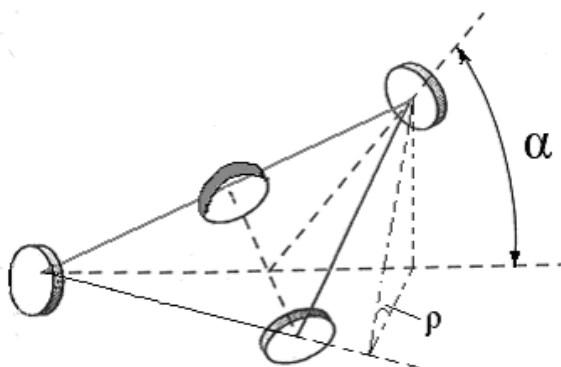


Рис. 2.12

Таким образом, неплоский контур резонатора в общем случае выполняет две функции: во-первых, он обеспечивает условия генерации волн с круговой поляризацией и, во-вторых, в резонаторе (без использования оптически активного материала) снимается вырождение по частотам, т. е. обеспечивается геометрически регулируемое взаимное расщепление, или разнос частот волн с разными

круговыми поляризациями (в плоском контуре такое расщепление отсутствует).

В результате обобщенной собственной модой резонатора с неплоским контуром будут четыре волны, причем две из них распространяются вдоль контура резонатора по ПЧ, а две других — ПрЧ; волны каждой из этих пар имеют разные круговые поляризации: левую и правую, — и соответственно разные частоты (так называемое взаимное расщепление). Особо подчеркнем, что частоты встречных волн с одинаковыми направлениями вращения поляризации попарно совпадают, в результате чего каждая пара встречных волн покоящегося резонатора (ПЧ и ПрЧ) имеет совпадающие частоты и совпадающие направления круговой поляризации (одна пара — обе левые, другая — обе правые круговые поляризации).

Указанные собственные моды кольцевого резонатора относятся к холодному резонатору. Лазерная среда (в нашем случае — газовая смесь He-Ne, возбуждаемая прямым разрядом или высокочастотной накачкой) характеризуется контуром усиления с центром вблизи  $\lambda = 632,8$  нм с характерной шириной (по уровню 0,5)  $\sim 1500$  МГц. В генерации могут участвовать лишь те собственные моды холодного резонатора, которые попадают в полосу усиления активной среды и для которых усиление превышает потери (с учетом затягивания частот мод к центру линии усиления, изотопического сдвига и др.).

В лазерной гиromетрии в зависимости от количества частот, участвующих в генерации, различают так называемые двухчастотные и четырехчастотные лазерные гиromетры. Для двухчастотных основной задачей является достижение максимально возможного разноса частот волн одного направления распространения с ортогональными поляризациями, чтобы только одна из них попала в контур усиления. Это возможно при угле излома контура  $\alpha = 32^\circ$ . При этом суммарный угол поворота системы координат при полном обходе резонатора  $\rho_\Sigma = 90^\circ$ , спектр собственных частот такого резонатора с разными круговыми поляризациями (на рис. 2.13 соответственно П и Л) становится эквидистантным, а расстояние между собственными модами оказывается равным  $c/2L$  (что при

$L = 16$  см составляет  $\sim 890$  МГц). В этом случае только одна пара встречных мод холодного резонатора может попасть в центр полосы усиления активной среды (1500 МГц) и «выйти в генерацию»; напомним, что эта пара имеет одно и то же направление круговой поляризации и в случае покоящегося резонатора вырождена по частоте.

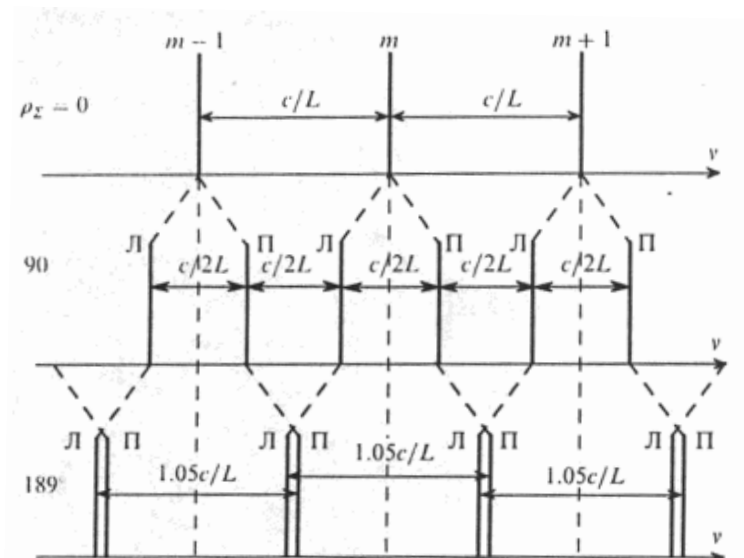


Рис. 2.13

Разумеется, реальные моды холодного резонатора следует представлять не в виде идеальных дельта-функций, как на рис. 2.13, а в виде спектральных линий определенной ширины, зависящей от потерь в резонаторе. Характерная ширина моды для высокодобротного резонатора составляет  $0,1 \dots 1$  МГц.

Таким образом, использование невзаимных фазовых элементов на базе магнитооптических эффектов сопряжено с серьезными техническими трудностями. Для получения информации об истинной измеряемой скорости вращения лазера частоту смещения необходимо вычесть из измеренной. Для измерения скорости  $\sim 0,1$  °/ч при

постоянном смещении  $10^5$  °/ч необходима долговременная стабильность смещения  $\sim 10^{-6}$ . Следовательно, того же порядка должны быть долговременные стабильности всех параметров лазерного гиromетра, в том числе магнитного поля и температуры (в силу высокой температурной зависимости постоянной Верде), чего на практике пока не удается реализовать.

Использование магнитооптических способов связано с внесением в резонатор дополнительных оптических элементов и/или наложением магнитного поля на отдельные элементы КГЛ, что существенно увеличивает чувствительность КГЛ к внешним магнитным полям, снижает добротность резонатора, увеличивает разность добротностей  $\Delta Q$  и связь между волнами и в итоге вызывает дополнительные погрешности КГЛ. Кроме того, в таких устройствах с трудом решается проблема обеспечения стабильности нуля. В результате этого постоянное смещение находит ограниченное применение из-за сильного влияния его нестабильности на точностные параметры лазерного гиromетра.

## 2.6. Знакопеременное начальное смещение

В настоящее время для уменьшения влияния связи встречных волн на работу лазера применяют в основном реверсивные (периодические) смещения рабочей точки с изменением их знака (механические покачивания КГЛ с помощью виброподвеса или их магнитооптические аналоги).

Суть знакопеременного начального смещения [4] состоит в том, что при смещении рабочей точки выходной характеристики кольцевого лазера по периодическому закону лазер большую часть времени находится вне зоны захвата и чувствует в это время входную скорость вращения (рис. 2.14). И лишь малую часть периода изменения начального смещения лазер находится в зоне захвата; при этом очевидно, что чем больше амплитуда изменения смещения и чем быстрее лазер проходит через зону захвата, тем меньше влияние зоны захвата. Оптимальной с этой точки зрения является прямоугольная форма закона изменения начального смещения, так как в данном случае время нахождения в зоне захвата близко к нулю.

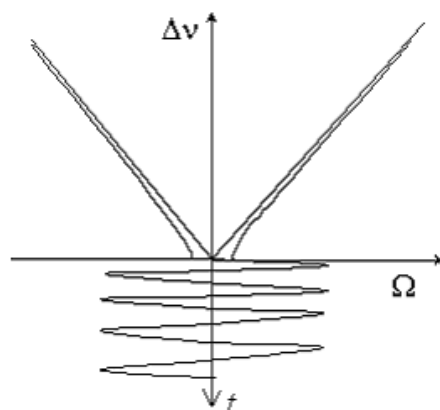


Рис. 2.14

Знакопеременное начальное смещение может быть создано двумя способами. Одним из них является *создание переменного магнитного поля, накладываемого на невзаимный элемент*. В этом случае может быть реализован любой закон изменения начального смещения (прямоугольный, синусоидальный и др.). Однако при этом сохраняются многие из недостатков, присущих лазеру с невзаимными элементами (влияние внешнего магнитного поля и др.). Кроме того, закон изменения начального смещения обязательно должен быть строго симметричным, так как отсутствие симметрии дает накопление ошибки (дрейф лазера).

Второй способ заключается в *реализации механических крутильных колебаний кольцевого лазера*. В этом случае лазер устанавливают на специальную конструкцию, совершающую вынужденные колебания (с помощью электромагнита или пьезокерамических преобразователей) на собственной резонансной частоте. Преимущество механической знакопеременной подставки (виброподставки) — отсутствие невзаимных элементов в резонаторе и, главное, исключение эффекта «накапливания» подставки, так как средняя точка механических колебаний лазера не может сместиться относительно основания прибора. Недостатком данного способа является



нежесткость крепления лазера и, следовательно, чувствительность к ударам.

Поскольку кинематические способы создания частотной подставки широко используются на практике (в частности, во всех эксплуатируемых безинерционных навигационных системах (БИНС) на лазерных гиromетрах фирм Honeywell, Litton, Sfenа используются крутильные колебания КГЛ), остановимся в первую очередь на лазерных гиromетрах с виброподставкой.

### ***2.6.1. Выходная характеристика лазерного гиromетра с виброподставкой***

Принцип действия такого гиromетра заключается в том [4], что КГЛ придают периодические крутильные колебания относительно основания такой амплитуды и частоты, чтобы время прохождения рабочей точки через зону синхронизации КГЛ было меньше времени установления разности фаз. В этом случае при неподвижном в инерциальном пространстве основании набег разности фаз встречных волн за период колебания (период виброподставки) стремится к нулю, а при вращении основания будет пропорционален углу поворота последнего за период подставки. Регистрируя значения разности фаз через интервалы времени, равные (или кратные) периоду виброподставки, определяют угол поворота основания; через последний, зная период подставки, определяют усреднено (за период подставки) значение угловой скорости основания.

Рассмотрим более подробно работу лазерного гироскопа с механической знакопеременной подставкой. Пусть колебания лазера происходят по закону

$$\theta(t) = \theta_0 \sin \omega_{\text{п}} t,$$

где  $\theta_0$  — амплитуда подставки;  $\omega_{\text{п}}$  — круговая частота подставки.

Тогда разность собственных частот резонатора для встречных волн определяется выражением

$$\Delta f(t) = K\Omega = K \frac{d\theta}{dt} = \Delta f_{\text{п}} \cos \omega_{\text{п}} t, \quad (64)$$

где

$$\Delta f_{\Pi} = K\theta_0\omega_{\Pi}. \quad (65)$$

Чтобы определить выходную характеристику лазера при использовании знакопеременной подставки, вернемся к выражению для разности фаз встречных волн в КГЛ с учетом их связи за счет рассеяния (17):

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} + \Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon) = \Delta f. \quad (66)$$

Под величиной  $\Delta f$  здесь понимаем расщепление частот встречных волн за счет угловых перемещений, подлежащих измерению (полезный эффект), а также за счет невзаимных эффектов, создающих сдвиг нуля.

При знакопеременной подставке в правую часть уравнения (66) необходимо добавить расщепление, обусловленное угловыми колебаниями кольцевого лазера (64):

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\psi}{dt} + \Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon) = \Delta f + \Delta f_{\Pi} \cos \omega_{\Pi} t. \quad (67)$$

Точного решения уравнения (67) получить нельзя. Поэтому для получения результата воспользуемся следующим подходом. Проинтегрируем по времени уравнение

$$\frac{1}{2\pi} \psi(t) = \Delta f t + \frac{\Delta f_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \sin(\omega_{\Pi} t) + \delta(t), \quad (68)$$

где  $\delta(t)$  — интеграл от функции  $[-\Delta f_3 \sin(\psi + \varepsilon)]$ .

Для неизвестной функции  $\delta(t)$  найдем следующее приближенное уравнение, используя выражение (68) и пренебрегая сдвигом фаз при обратном рассеянии:

$$\dot{\delta}(t) = -\Delta f_3 \sin \frac{1}{2\pi} \left( \Delta f t + \frac{\Delta f_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \sin(\omega_{\Pi} t) + \delta(t) \right). \quad (69)$$

Решение этого уравнения можно получить разложением в ряд Фурье по функциям Бесселя. Считая, что расщепление частот за счет

вращения лазера и зона захвата много меньше частоты виброподставки, и проводя усреднение за целое число периодов виброподставки, приближенно получаем для средней разности фаз встречных волн:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\bar{\psi}}{dt} = \Delta f + \Delta f_3 J_0 \left( \frac{\Delta f_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \right) \sin \bar{\psi}, \quad (70)$$

где  $J_0$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка;  $\frac{\Delta f_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} = K\theta_0$  (см. (65)).

Сравнивая уравнение (70) с исходным уравнением (66) для величины  $\psi$ , видим, что при использовании знакопеременной подставки зона захвата изменяет свою величину. Для определения этой величины введем понятие динамической зоны захвата  $\Delta f_{з.д}$ :

$$\Delta f_{з.д} = \Delta f_3 \left| J_0 \left( \frac{\Delta f_{\Pi}}{\omega_{\Pi}} \right) \right| = \Delta f_3 |J_0(K\theta_0)|. \quad (71)$$

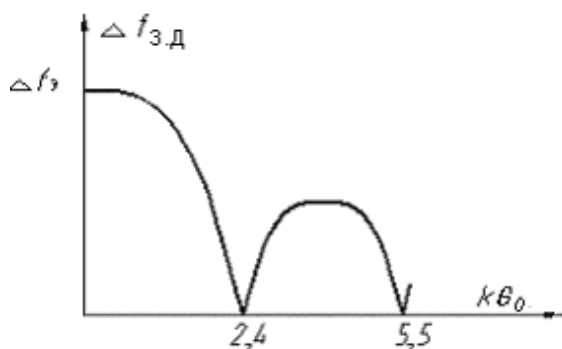


Рис. 2.15

Зависимость  $\Delta f_{з.д}$  от параметра  $K\theta_0$  показывает, что при определенных амплитудах угловых колебаний кольцевого лазера динамическая зона захвата обращается в нуль (когда  $K\theta_0 = 2,4; 5,5 \dots$ ) (рис. 2.15). Однако реально этого не происходит из-за постоянных флуктуаций амплитуды колебаний виброподвеса  $\theta_0$ . Поэтому для

уменьшения зоны захвата стремятся достичь как можно больших значений амплитуды колебаний. При  $\Delta f_{\pi}/\omega_{\pi} \gg 1$  для функции Бесселя можно использовать ее асимптотическое выражение:

$$J_0(K\theta_0) \cong \sqrt{\frac{2}{\pi K\theta_0}} \cos\left(K\theta_0 - \frac{\pi}{4}\right), \quad (72)$$

откуда следует, что при больших амплитудах колебаний динамическая зона захвата не превышает значения

$$\Delta f_{з.д} \leq \Delta f_3 \sqrt{\frac{2}{\pi K\theta_0}} \quad (73)$$

(при  $K\theta_0 \rightarrow \infty$   $\Delta f_{з.д} \rightarrow 0$ ). Для типичных параметров виброподставки динамическая зона захвата в 50 — 100 раз меньше обычной статической.

Нелинейный характер полученных уравнений приводит к тому, что наряду с уменьшением зоны захвата введение виброподставки создает дополнительные зоны нелинейности в выходной характеристике кольцевого лазера. Уравнение (70) имеет следующие решения для средней разности фаз встречных волн:

$$\frac{1}{2\pi} \frac{d\bar{\psi}}{dt} = \begin{cases} Kk\omega_{\pi}/2\pi & \text{при } |\Delta f - k\omega_{\pi}/2\pi| \leq |\Delta f_3 J_0(K\theta_0)|; \\ K[k\omega_{\pi} \pm \sqrt{(\Delta f - k\omega_{\pi}/2\pi)^2 - (\Delta f_3 J_0(K\theta_0))^2}] & \\ \text{при } |\Delta f - k\omega_{\pi}/2\pi| > |\Delta f_3 J_0(K\theta_0)|. \end{cases} \quad (74)$$

где  $k = 1, 2, 3, \dots$

Полученные решения нужно интерпретировать следующим образом. В том случае, когда разность частот встречных волн  $\Delta\nu$  становится близка к целому числу частот виброподставки  $Kk\omega_{\pi}/2\pi$ , происходит их взаимная синхронизация, т. е. в некоторой области скорости вращения они неразличимы. Таким образом, одновременно с существенным уменьшением зоны захвата в выходной характеристике лазера появляются так называемые полочки — своеобразные дополнительные зоны захвата, обусловленные синхронизацией разности частот встречных волн частотой виброподставки и ее гармониками (рис. 2.16).

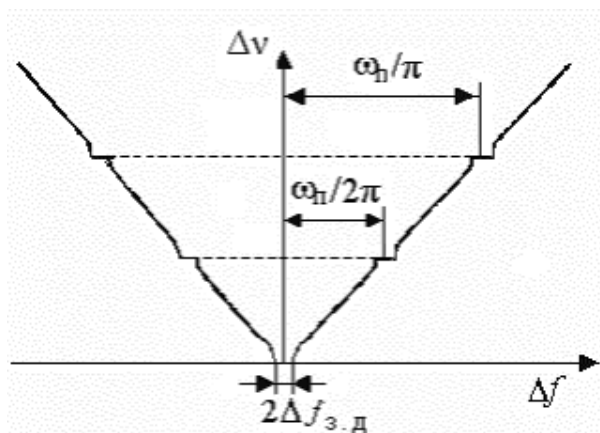


Рис. 2.16

Прежде чем рассматривать вопрос измерения выходных характеристик КГЛ с виброподставкой и его потенциальную точность с применением ошумления, оценим потенциальную точность кольцевого лазера без применения средств вывода из зоны захвата.

### 2.6.2. Потенциальная точность кольцевого газового лазера

Источники погрешностей измерения угловой скорости лазерного гиromетра обычно делятся на две группы: технические и естественные. Технические погрешности, или флуктуации параметров кольцевого лазера, обусловлены вибрациями, изменением температуры, колебаниями тока разряда и другими причинами конструктивно-технологического характера. Технические флуктуации могут быть снижены и в принципе ликвидированы полностью. Естественные флуктуации, определяющие предельно достижимую точность лазерного гиromетра, обусловлены принципиально неустранимыми причинами: квантовым характером излучения (в основном — спонтанного) и атомной структурой вещества резонатора, вызывающей колебания оптической длины резонатора.

Рассмотрим ширину спектральной линии выходного сигнала лазера и нестабильность частоты генерации из-за естественных

флуктуаций. Как отмечалось ранее, частота генерации определяется собственной частотой резонатора, доплеровским уширением, естественной шириной линии излучения и шириной спектральной линии резонатора. При отсутствии технических флуктуаций (когда линия резонатора неподвижна) ширина линии генерации зависит в основном от ширины спектральной линии резонатора. При этом в процессе генерации происходит как бы самосужение линии излучения, так как наибольшее усиление (наиболее выгодные условия для генерации) наблюдается в центре линии резонатора. Однако такое сужение ограничено спонтанным излучением, состоящим из некогерентных фотонов со случайной фазой. Суперпозиция когерентного вынужденного излучения со спонтанным излучением дает уширение спектральных линий встречных волн лазера, что, в свою очередь, проявляется в сигнале биений.

Проиллюстрируем этот эффект наглядной диаграммой. Если представить одну из встречно бегущих волн в форме вектора  $\mathbf{A}$ , то спонтанная эмиссия  $\mathbf{S}$ , складываясь с вектором  $\mathbf{A}$  в произвольной фазе (рис. 2.17), приводит к случайным вариациям фазы  $\Delta\psi$ .

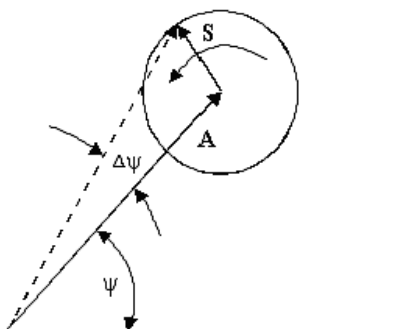


Рис. 2.17

Анализ показал, что естественная ширина линии генерации  $\delta\nu_0$  определяется выражением

$$\delta\nu_0 \cong \frac{8\pi h\nu_{ab}}{P} (\Delta\nu_p)^2, \quad (75)$$

где  $\nu_{ab}$  — частота лазерного перехода;  $P$  — мощность генерации, теряемая в резонаторе (в основном за счет поглощения, светорассеяния и пропускания зеркал).

Работа лазера с учетом естественных флуктуаций может быть описана введением соответствующих источников флуктуаций в уравнение для разности фаз встречных волн:

$$\Delta\nu = K\Omega + F_1(t) + F_2(t), \quad (76)$$

где  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$  — источники флуктуаций фаз электромагнитных полей встречных волн, обусловленные спонтанным излучением. Поскольку время жизни атомов активной среды много меньше постоянной затухания поля в резонаторе, источники флуктуаций можно считать стационарными случайными процессами в виде белого (гауссовского) шума с нулевым средним. Автокорреляционная функция каждого из этих случайных процессов является дельта-функцией:

$$\langle F_i(u)F_k(v) \rangle = D\delta(u - v).$$

Здесь скобки  $\langle \rangle$  обозначают осреднение по времени. Электромагнитные поля спонтанного излучения в модах встречных волн являются статистически независимыми, поэтому  $\langle F_i(u)F_k(v) \rangle = 0, i \neq k$ .

Анализ показывает, что дисперсия  $D$  равна естественной ширине линии излучения  $\delta\nu_0$ . Разность фаз встречных волн найдем, интегрируя выражение для  $\Delta\nu$  (76),

$$\psi(t) = 2\pi\Delta\nu t + \int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt'.$$

Учитывая, что величины  $F_i(t)$  являются случайными процессами с нулевым средним, найдем среднюю во времени разность фаз в виде

$$\langle \psi(t) \rangle = 2\pi\Delta\nu t + \int_0^T \langle F_1(t') + F_2(t') \rangle dt' = 2\pi\Delta\nu t. \quad (77)$$

Тогда средний квадрат флуктуаций разности фаз при ее измерении в течение времени  $T$  находим как

$$\begin{aligned}
D_{\delta\psi}(t) &= \langle (\delta\psi(t))^2 \rangle = \langle (\psi(t) - 2\pi\Delta\nu t)^2 \rangle = \\
&= \left\langle \left( \int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt' \right)^2 \right\rangle = \\
&= \left\langle \int_0^T [F_1(t') + F_2(t')] dt' \int_0^T [F_1(t'') + F_2(t'')] dt'' \right\rangle = \\
&= 2 \int_0^T \int_0^T \langle F(t')F(t'') \rangle dt' dt'' = 2 \int_0^T \int_0^T D\delta(t' - t'') dt' dt'' = 2DT.
\end{aligned} \tag{78}$$

Здесь учтено, что  $\langle F_1(t')F_1(t'') \rangle = \langle F_2(t')F_2(t'') \rangle = \langle F(t')F(t'') \rangle$ , а также что  $\langle F_1(t')F_2(t'') \rangle = 0$ .

Полученное выражение (78) показывает, что дисперсия флуктуаций разности фаз пропорциональна времени измерения  $T$ , т. е. флуктуации разности фаз, обусловленные наличием спонтанного излучения, накапливаются во времени. Эта закономерность хорошо известна и всегда имеет место, когда происходит интегрирование белого шума. Такой процесс обычно называют *диффузией фазы*, или *случайным дрейфом*. Обычно вводят так называемый *коэффициент случайного дрейфа*  $R$ , который определяют через среднеквадратичное отклонение флуктуаций разности фаз, поделенное на корень из времени измерения:

$$R_{\delta\psi} = \frac{\left( \langle (\delta\psi)^2 \rangle \right)^{1/2}}{\sqrt{T}} = \frac{\sigma_{\delta\psi}}{\sqrt{T}} = \sqrt{\frac{D_{\delta\psi}}{T}} = \sqrt{2D}. \tag{79}$$

Учитывая, что дисперсия  $D$  (коэффициент диффузии фазы) равна ширине спектральной линии  $\delta\nu_0$ , обусловленной спонтанным излучением (75), находим

$$R_{\delta\psi} = 4\Delta\nu_p \sqrt{\frac{\pi h\nu_{ab}}{P}}. \tag{80}$$



Коэффициент случайного дрейфа определяет минимально достижимые флуктуации разности фаз встречных волн (при устранении всех технических источников флуктуации) и соответственно предельную точность лазера. Поскольку точность данного прибора обычно оценивают через погрешность измерения скорости вращения  $\Omega$  или угла поворота  $\theta$ , коэффициент случайного дрейфа удобно представить через ошибку измерения угла поворота. Для этого исходное выражение (80) поделим на масштабный коэффициент  $K$  и получим коэффициент случайного дрейфа в виде

$$R_{\theta} = 4 \frac{\Delta\nu_p}{K} \sqrt{\frac{\pi h \nu_{ab}}{P}}, \quad (81)$$

где  $h$  — постоянная Планка.

Оценки удобнее проводить, используя мощность  $P_{\text{вых}}$  на выходе одного из зеркал резонатора (с известным пропусканием  $\tau_{\text{зер}}$ ). Обозначая общие потери в резонаторе через  $\mu$ , свяжем полную теряемую мощность  $P$  с  $P_{\text{вых}}$ :

$$P_{\text{зер}}/P = \tau_{\text{зер}}/\mu. \quad (82)$$

Ширина спектральной линии резонатора, выраженная через потери,

$$\Delta\nu_p = c\mu/2\pi L. \quad (83)$$

Подставим выражения (82) и (83) в формулу (81), при этом коэффициент случайного дрейфа  $R_{\theta}$ , рад/ $\sqrt{\text{с}}$  будет получен в виде

$$R_{\theta} = 4 \frac{c}{2LK} \sqrt{\frac{h\nu_{ab}\tau_{\text{зер}}\mu}{\pi P_{\text{вых}}}}. \quad (84)$$

Подставив в выражение (84) типичные значения используемых величин, получим величину порядка  $10^{-4} \text{ }^\circ/\sqrt{\text{ч}}$ . Следовательно, лазер с предельными точностными характеристиками обеспечивает чрезвычайно высокую (потенциальную) точность инерциальных измерений углов и угловых скоростей (при отсутствии технических флуктуаций).

### 2.6.3. Знакопеременное смещение с ошумлением

Нелинейность выходной характеристики кольцевого лазера (74), обусловленная наличием виброподставки, может быть существенно снижена путем добавления шумовой составляющей в колебательное движение лазера. Рассмотрим механизм воздействия шумовой составляющей виброподставки, используя асимптотическое выражение для функции Бесселя (72). Если  $K\theta_0$  имеет значение порядка 1000, что соответствует амплитуде угловых колебаний порядка  $3'$ , то небольшие беспорядочные изменения этой величины будут приводить к тому, что за несколько периодов колебаний выражение (72) даст в среднем нуль. Это означает, что нелинейность выходной характеристики (т. е. «полочка») полностью исчезает, в том числе исчезает и нулевая «полочка». В результате динамическая зона захвата обращается в нуль. Для получения данного результата достаточно иметь шумовые колебания величины  $\theta_0$  с амплитудой менее 1 %. Таким образом, при ошумлении виброподставки достигается практически идеальная выходная характеристика лазера:

$$\frac{1}{2\pi}\bar{\psi} = \Delta ft. \quad (85)$$

Однако использование виброподставки, тем более — с ошумлением, приводит к некоторому увеличению случайной составляющей погрешности измерений. Такое увеличение обусловлено многократными проходами через зону захвата, каждый из которых сопровождается некоторым измерением разности фаз, а также введением шума в угловые колебания кольцевого лазера. В результате разность фаз  $\bar{\psi}$  имеет случайную (шумовую) составляющую, осреднение которой во времени дает ошибку с дисперсией, пропорциональной времени осреднения. Обозначим случайную составляющую разности фаз как  $\delta\psi$ , т. е.  $\delta\psi = |\bar{\psi} - 2\pi\Delta ft|$ . Тогда

$$\delta\psi = |\bar{\psi} - 2\pi\Delta ft| = 2\pi \left| \int_0^T \Delta f_3 J_0(K\theta_0, t') \sin\bar{\psi} dt' \right|. \quad (86)$$

Определим дисперсию величины  $\delta\psi$ :

$$D_{\delta\psi} = \left\langle (\bar{\psi} - 2\pi\Delta\omega t)^2 \right\rangle =$$

$$= 4\pi^2 \left\langle \int_0^T \int_0^T (\Delta f_3)^2 J_0(K\theta_0, t') J_0(K\theta_0, t'') \sin \bar{\psi}(t') \times \right.$$

$$\left. \times \sin \bar{\psi}(t'') dt' dt'' \right\rangle. \quad (87)$$

Функция  $J_0(K\theta_0, t)$  является случайной. Будем считать ее флуктуации некоррелированными на времени, большем половины периода виброподставки. Это предположение основывается на том факте, что, как уже отмечалось, в течение периода виброподставки происходит два прохода через зону захвата с соответствующими малыми флуктуациями разности фаз. Поэтому временное усреднение в приведенном выражении для дисперсии  $\delta\psi$  можно отнести только к произведению двух функций Бесселя и получить соответствующую корреляционную функцию:

$$\langle J_0(K\theta_0, t') J_0(K\theta_0, t'') \rangle = \frac{f_{\Pi}}{\pi \Delta f_{\Pi}} e^{-\frac{|t'-t''|}{\tau_{\Pi}}}, \quad (88)$$

где  $\tau_{\Pi}$  — период виброподставки.

Подставляя полученную корреляционную функцию (88) в выражение для дисперсии  $\delta\psi$  (87), получаем

$$D_{\delta\psi} = 4\pi^2 (\Delta f_3)^2 \sin^2 \psi \frac{f_{\Pi}}{\pi \Delta f_{\Pi}} \int_0^T \int_0^T e^{-\frac{|t'-t''|}{\tau_{\Pi}}} dt' dt'' \cong$$

$$\cong \frac{2 (\Delta f_3)^2}{\Delta f_{\Pi}} T \sin^2 \psi.$$

Значение  $\sin^2 \psi$  на больших временах осреднения  $T$  можно заменить на  $1/2$ . Тогда окончательно получаем

$$D_{\delta\psi} = \frac{(\Delta f_3)^2}{\Delta f_{\Pi}} T \quad \text{или} \quad \sigma_{\delta\psi} = \frac{\Delta f_3}{\sqrt{\Delta f_{\Pi}}} \sqrt{T}. \quad (89)$$

Полученный результат говорит о том, что виброподставка с ошумлением, ликвидируя зону захвата и нелинейность выходной характеристики, в целом вызывает одновременно появление дополнительного шума в выходном сигнале кольцевого лазера, воспринимаемого как случайный дрейф гироскопа. Коэффициент случайного дрейфа определяем по аналогии с определением коэффициента случайного дрейфа с учетом спонтанного излучения в виде

$$R_{\delta\psi} = \frac{\sigma_{\delta\psi}}{\sqrt{T}} = \frac{\Delta f_3}{\sqrt{\Delta f_{\pi}}}. \quad (90)$$

Ошибку измерения угла поворота лазера за время  $T$  найдем, поделив  $R$  на масштабный коэффициент:

$$\sigma_{\theta} = \frac{R}{K} \sqrt{T} = R_{\theta} \sqrt{T}. \quad (91)$$

Оценим значение  $R_{\theta}$ , обусловленного наличием виброподставки с ошумлением. Для резонатора квадратной формы со стороной порядка 10 см  $K \cong 10^6$ . Типичными параметрами виброподставки являются частота  $f_{\pi} = 400$  Гц и амплитуда  $\theta_0$  порядка  $3'$ . Тогда, подставив эти значения в выражение для  $R_{\theta}$ , получаем  $R_{\theta} = 0,1''/\sqrt{с} = 0,002^{\circ}/\sqrt{ч}$ .

Следует отметить, что с точки зрения процедуры определения точностных характеристик лазерного гироскопа случайный дрейф, обусловленный виброподставкой, ничем не отличается от случайного дрейфа за счет квантовых флуктуаций излучения (квантового шума системы).

#### **2.6.4. Формирование выходного сигнала лазерного гироскопа с виброподставкой**

Знакопеременная подставка требует обязательного реверсивного счета для ее исключения и выделения полезного входного сигнала. При этом необходимо считать периоды разностной частоты за целое число периодов подставки. При отсутствии входного сигнала и симметричной подставке суммирование за период даст нуль (рис. 2.18, *a*). Когда скорость вращения лазера необходимо измерять

(рис. 2.18, б), суммирование за период подставки даст не нуль, а число импульсов, характеризующее измеряемую угловую скорость.

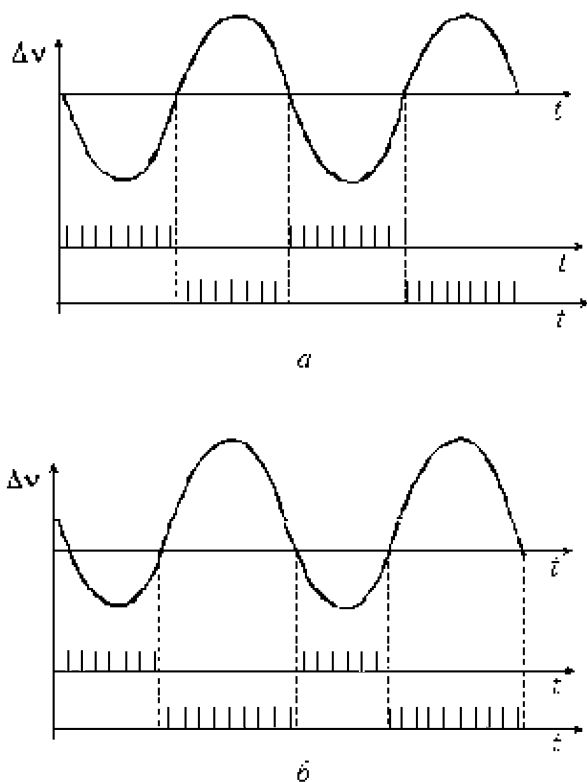


Рис. 2.18

Рассмотрим теперь функциональную схему лазерного гиromетра с виброподставкой (рис. 2.19). Такой гиromетр включает в себя кольцевой лазер (КЛ) в торсионном подвесе с возбудителем колебаний и схему формирования измерительной информации. В рабочем режиме лазер совершает крутильные колебания относительно основания гироскопа с заданной амплитудой и частотой. Система предварительной обработки информации по сигналам *a* и *b* двух фотоприемников вырабатывает последовательности счетных импуль-

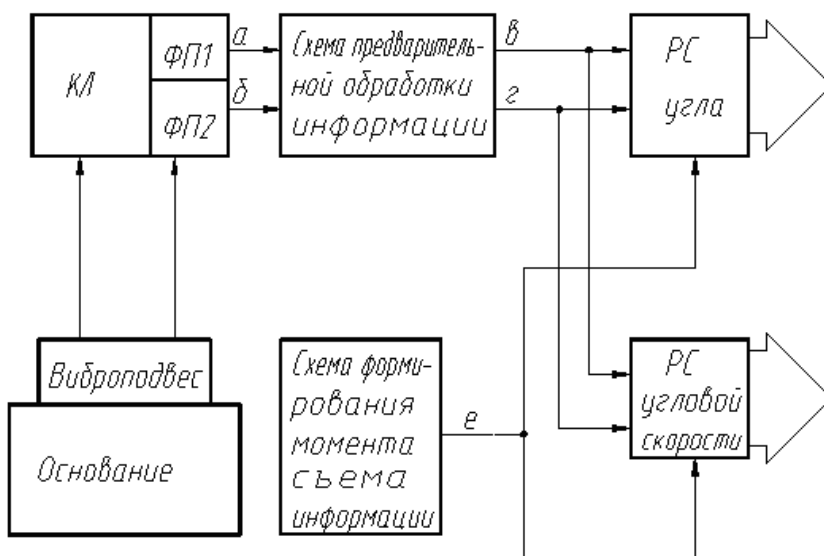


Рис. 2.19

сов с заданным порогом квантования фазы, распределяет их на «положительную» или «отрицательную» шины  $b$  и  $z$  и вырабатывает сигнал знака скорости  $\delta$ . Схема формирования момента съема информации по сигналу знака скорости вырабатывает импульсы в моменты переключения знака от отрицательного значения к положительному  $e$ , формируя измерительный интервал, равный периоду повторения сигнала знака (или нескольким наперед заданным целым числам таких периодов). Реверсивные счетчики (РС) угла и угловой скорости непрерывно подсчитывают импульсы, поступающие на их входы. В конце каждого измерительного интервала информация из счетчиков переписывается в соответствующие регистры, после чего показания счетчика угловой скорости обнуляются.

Таким образом, в этом счетчике к концу каждого измерительного такта накапливается средняя угловой скорости за такт обработки  $T$ . Число импульсов в конце каждого измерительного такта пропорционально углу поворота основания гироскопа за полное время измерения  $t_{из} = \sum T$ . Временные диаграммы работы лазера с подставкой показаны на рис. 2.20.

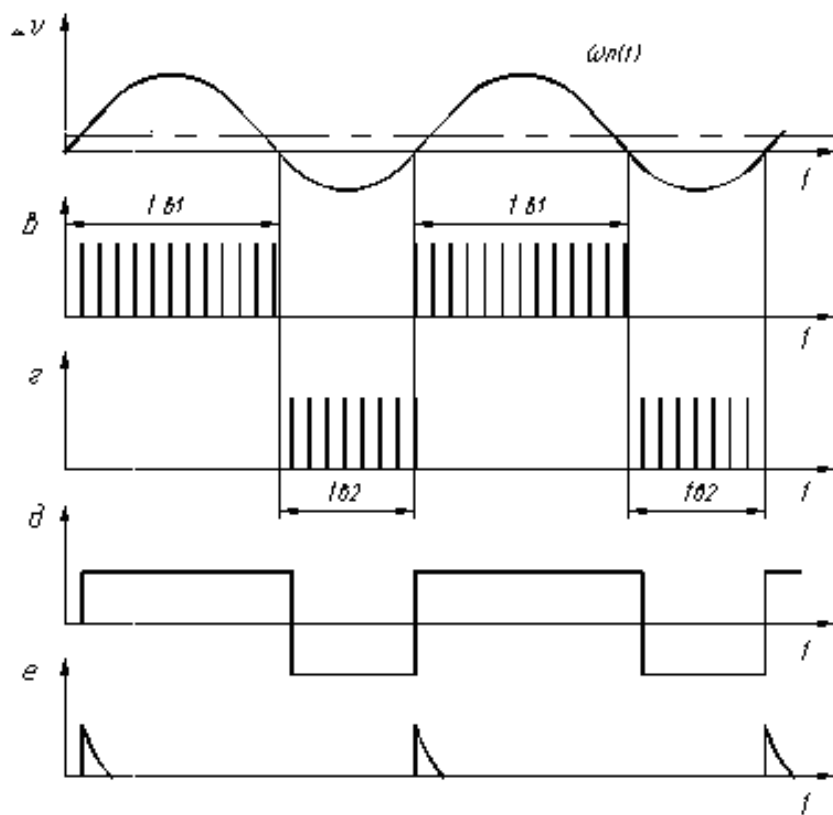


Рис. 2.20

В случае использования виброподставки сложная электроника реверсивного счета может быть заменена *оптической схемой компенсации подставки* (рис. 2.21), включающей отражательный клин 1, установленный на основании 3, и фотосмесительное зеркало 2 КГЛ 4.

Относительные смещения КГЛ и основания 3 дают дополнительный набег фаз интерферирующих волн на частоте виброустановки. Интенсивность интерференционной картины на фотоприемнике 5 изменяется по закону:

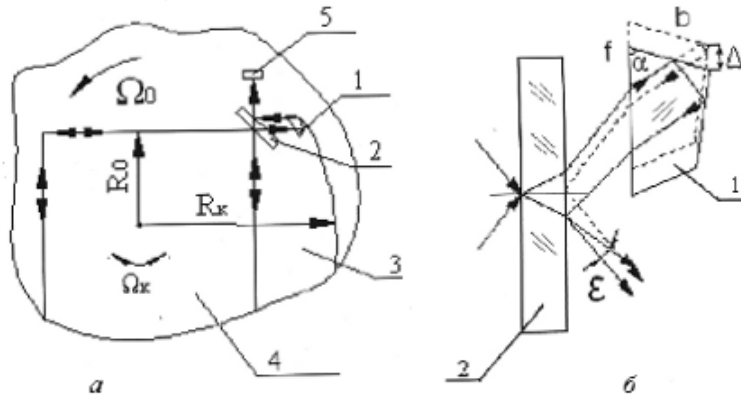


Рис. 2.21

$$I = I_0 [1 + \cos(2\pi\varepsilon/\lambda + 2\pi\Delta\nu_{\text{КГЛ}}t + 2\pi\Delta\nu t + \Delta\varphi)]; \quad (92)$$

$$\varepsilon = 2n\theta; \quad \Delta\nu_{\text{КГЛ}} = K(\Omega_\omega + \Omega_0 + \Omega_\kappa),$$

где  $\varepsilon$  — угол сходимости интерферирующих лучей;  $\theta$  — отклонение угла при вершине отражательного клина от  $90^\circ$ ;  $n$  — показатель преломления материала клина;  $\Delta\nu_{\text{КГЛ}}$  — частота биений КГЛ;  $\Omega_0$  — угловая скорость вращения основания;  $\Omega_\kappa$  — угловая скорость колебаний кольцевого лазера на подставке;  $\Omega_\omega$  — угловая скорость ошумления колебаний КГЛ;  $\Delta\nu$  — разность частот и  $\Delta\varphi$  — разность фаз, вносимые компенсатором.

Разность оптического хода интерференционных волн  $\delta$  зависит от вносимых относительных смещений  $\Delta$  (рис. 2.21, б):

$$\delta = n\Delta \left\{ \left[ \frac{2b \cos \alpha}{\sin(135^\circ - \alpha)} + 2\sqrt{2}f \cos \alpha \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{\sqrt{2} \cos(135^\circ - \alpha) + 1}{2b \sin \alpha - \sqrt{2} \cos(135^\circ - 2\alpha) - 1} - 2\sqrt{2} \sin \alpha \right\} = n\Delta F_0, \quad (93)$$

где  $F_0$  — функция геометрических параметров отражательного клина.



Учитывая, что колебания кольцевого лазера на подставке осуществляются в пределах относительно малых углов (когда условие  $\sin \psi \approx \psi$  выполнимо до углов  $2^\circ$ )  $\psi = (\Omega_k + \Omega_\omega)$ , смещение  $\Delta$  определяется простым выражением

$$\Delta = R_k(\Omega_k + \Omega_\omega)t,$$

а разность фаз  $\Delta\varphi$  имеет вид

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda}nF_0R_k(\Omega_k + \Omega_\omega)t, \quad (94)$$

где  $R_k$  — расстояние от центра колебаний КГЛ до вершины компенсационного клина (см. рис. 2.21, *a*). При крутильных колебаниях КГЛ на подставке (см. рис. 2.21, *b*) волна генерации, отраженная от клина, приобретает удвоенное доплеровское приращение частоты, пропорциональное угловой скорости колебаний,

$$\Delta\nu = -\frac{2}{\lambda}R_0 \cos \tau \cos \psi(\Omega_k + \Omega_\omega), \quad (95)$$

где  $R_0$  — радиус окружности, вписанной в контур КГЛ;  $\tau$  — угол изменения оптического пути интерференционной волны на отражательный угол клина.

Условие компенсации сигналов виброподставки с учетом (92), (94), (95) имеет вид

$$K\lambda = nF_0R_k + 2R_0 \cos \tau \cos \psi. \quad (96)$$

Из (96) следует, что для полной компенсации требуется выбор определенных геометрических соотношений КГЛ, которые в лазерном гиromетре выбирают в первую очередь исходя из минимального дрейфа КГЛ или из минимального размера КГЛ.

Рассмотрим погрешности оптической схемы компенсации при изменениях температур  $\Delta T$  и неплоскостности  $\varphi$  отражательного клина и фотосмесительного зеркала, пропорциональных динамическим нагрузкам на лазерный гиromетр. Разность фаз  $\Delta\varphi$  в (94) пропорциональна показателю преломления материала призмы, равного (в первом приближении)

$$n = n_0 + \beta\Delta T, \quad (97)$$

где  $\beta = \partial n / \partial T$  — термооптическая постоянная материала.

Погрешность частоты компенсации  $\Delta\nu_T$ , обусловленная изменениями температуры,

$$\Delta\nu_T = (\lambda)^{-1} F_0 R_k (\Omega_k + \Omega_\omega) \beta \Delta T. \quad (98)$$

Непараллельность  $\varphi$  обуславливает дополнительную разность хода  $\delta'$  интерференционных волн:

$$\begin{aligned} \delta' &= \frac{4f \sin^2 \alpha \sin(135^\circ - \alpha)}{b \sin \alpha - \sqrt{2} f \sin \alpha \sin(135^\circ - \alpha)} R_k \sin \varphi (\Omega_k + \Omega_\omega) t = \\ &= F_\varphi R_k \sin \psi (\Omega_k + \Omega_\omega) t, \end{aligned} \quad (99)$$

обуславливающую погрешность частоты компенсации из-за динамических нагрузок лазерного гиromетра

$$\Delta\nu_\varphi = (\lambda)^{-1} F_\varphi R_k (\Omega_k + \Omega_\omega) \sin \varphi, \quad (100)$$

где  $F_\varphi$  — функция, зависящая от геометрических параметров отражательного клина.

Итак, погрешности в рассмотренной оптической схеме компенсации, обусловленные температурными  $\Delta\nu_T$  и динамическими  $\Delta\nu_\varphi$ -возмущениями, пропорциональны угловой скорости колебаний КГЛ на подставке. При значительных относительных смещениях  $\Delta$  отражательного клина 1 и фотосмесительного зеркала 2 на рис. 2.21 нарушается работоспособность компенсатора в силу нарушения требуемых геометрических соотношений отражательного клина.

Кроме того, оптические компенсаторы используют излучение кольцевого лазера, внося разность добротностей и разность обратных рассеяний бегущих волн генерации КГЛ и увеличивая дрейф лазерного гиromетра.

В *электронной схеме компенсации сигналов* виброподставки КГЛ обеспечивается вычитание биений частот, дающих бег интерференционных полос разного знака на фотоприемнике лазерного гиromетра. Иначе говоря, осуществляется вычитание импульсов отрицательного полупериода  $S_2$  из импульсов положительного полупериода  $S_1$  колебаний КГЛ на подставке (рис. 2.22).

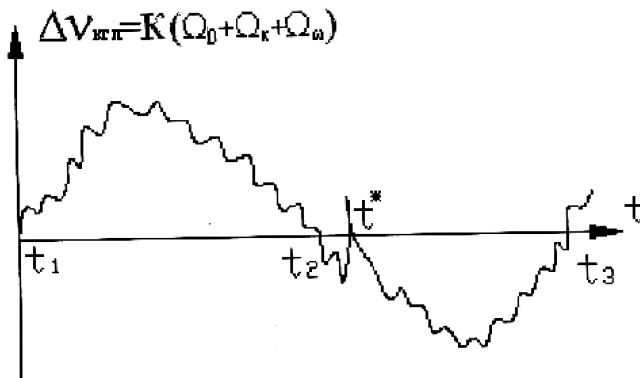


Рис. 2.22

Условие компенсации сигналов виброподставки имеет вид

$$\begin{aligned}
 N &= \int_{t_1}^{t_2} K \Omega_0 dt = \\
 &= \left[ \int_{t_1}^{t_2} (\Omega_0 + \Omega_k + \Omega_\omega) dt - \int_{t_2}^{t_3} (\Omega_0 + \Omega_k + \Omega_\omega) dt \right] K, \quad (101)
 \end{aligned}$$

где  $N$  — информативное число импульсов за период колебаний КГЛ на подставке,  $t_1, t_2, t_3$  — моменты смены знака бега интерференционных полос.

В приближении малых изменений  $\Omega_0$  за период колебаний можно записать выражение для погрешностей  $\Delta N$  компенсации электронной схемой:

$$\Delta N = K \left[ \int_{t_1}^{t_2} \Omega_\omega(t) dt - \int_{t_2}^{t_3} \Omega_\omega(t) dt \right]. \quad (102)$$

Выражение (102) показывает, что погрешность компенсации возрастает с увеличением амплитуд ошумления, увеличение которых необходимо для обеспечения малых погрешностей измерения лазерного параметра.

Кроме того, в малогабаритных КГЛ с большими амплитудами ошумления при  $(\Omega_\omega + \Omega_0) \gg \Omega_k$  в момент времени  $t^*$  (на рис. 2.22 в центре) электронная схема компенсации может дать сбой информации из-за смены бега интерференционных полос в момент времени  $t^*$ ; тогда число импульсов  $N$  за период колебаний будет равно

$$N' = K \left[ \int_{t_1}^{t_2} (\Omega_0 + \Omega_k + \Omega_\omega) dt - \int_{t_2}^{t_3^*} (\Omega_0 + \Omega_k + \Omega_\omega) dt \right] \cong \cong K \int_{t_1}^{t_2} \Omega_k(t) dt. \quad (103)$$

Усреднение измерений  $N$  за несколько периодов колебаний при малом ошумлении, конечно, позволит уменьшить погрешность  $\Delta N$ , но это применимо лишь при нулевых изменениях  $\Omega_0$  угловой скорости вращения основания.

Для измерения колебаний КГЛ на подставке целесообразно использовать *оптико-электронную схему компенсации*, оптически развязанную с излучением КГЛ и обладающую масштабным множителем  $K_1$ , равным масштабному множителю:  $K = K_1$ , что не увеличивает дрейф КГЛ и упрощает систему обработки информации лазерного гиromетра. Для измерения колебаний КГЛ предлагается использовать равноплечий интерферометр Майкельсона (рис. 2.23), включающий КГЛ 1 на основании 2, светодиод 3, линзу 4, разделительный куб 5, трипель-призму 6 и фотоприемник 7, установленные на основании лазерного гиromетра, и трипель-призму 8, установленную на КГЛ. Здесь смещение порядков интерференционных полос интерферометра

$$\Delta m = \frac{2\Delta\delta}{\lambda_D}, \quad (104)$$

где  $\Delta\delta$  — изменение разности оптического хода лучей в двух плечах интерферометра,  $\lambda_D$  — длина волны излучения светодиода.

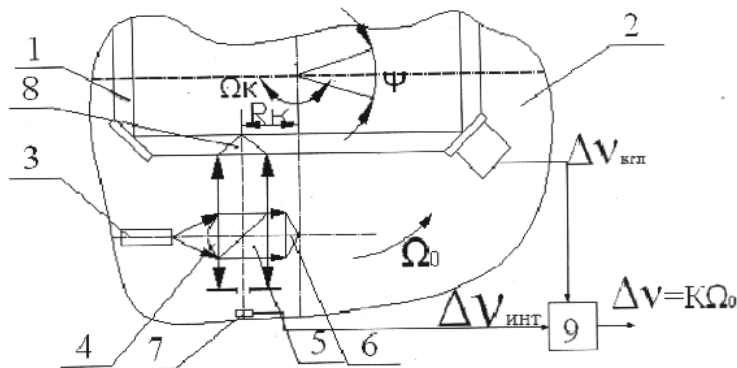


Рис. 2.23

Использование трипель-призмы 8 на рис. 2.23, установленной на КГЛ, исключает наличие разности  $\Delta\delta$  — из-за угловых колебаний  $\psi$  и  $\varphi$  КГЛ. Линейные смещения  $\Delta\delta$  вдоль  $R_k$  т. е. расстояния от оптической оси трипель-призмы 8 до центра колебаний КГЛ, равны произведению

$$\Delta\delta = R_k\psi. \quad (105)$$

Подставляя (105) в (104) и дифференцируя по времени, получим частоту бега интерференционных полос на фотоприемнике 7:

$$\Delta\nu_k = \frac{2R_k}{\lambda_D}(\Omega_k + \Omega_\omega) = K_1(\Omega_k + \Omega_\omega). \quad (106)$$

Знак бега интерференционных полос определяется по аналогии с обработкой КГЛ. Из требования равенства масштабных множителей КГЛ  $K$  и интерферометра  $K_1$  можно получить условие компенсации

$$R_k = \frac{2S}{L} \frac{\lambda_D}{\lambda}, \quad (107)$$

где  $S$  — площадь контура КГЛ,  $L$  — периметр.

В силу измерения интерферометром мгновенных изменений угловой скорости колебаний КГЛ на подставке, при компенсации сигналов КГЛ, обусловленных виброподставкой, происходит полная компенсация ошумления колебаний КГЛ, что особо важно в

малогабаритных КГЛ с большими амплитудами ошумления и резкими изменениями измеряемой скорости  $\Omega_0$ . Кроме того, здесь информацию об угловой скорости можно получить за любой промежуток времени, информативным может стать даже один импульс КГЛ, при этом выделяется разность длительностей импульса КГЛ и импульса интерферометра в схеме алгебраического вычитания 9 на рис. 2.23.

Из (106) можно увидеть, что погрешности компенсации в оптико-электронной схеме пропорциональны температурным изменениям  $\Delta R_k$ , которые в ситалловом моноблоке равны:

$$\Delta R_k = R_k \Delta T (10^{-8} \dots 10^{-9}), \quad (108)$$

где  $\Delta T$  — изменение температуры моноблока.

В реальном температурном диапазоне работы КГЛ  $\Delta R_k \approx R_k \times 10^{-6}$ , что лучше стабильности масштабного множителя КГЛ. Равноплечая схема интерферометра Майкельсона с двумя одинаковыми трипель-призмами 6 и 5 (см. рис. 2.23) позволяет исключить температурные уходы из-за их однородного разогрева. При неоднородном разогреве трипель-призм появляется нестабильность компенсации

$$\Delta K_1 = 2 \frac{\Delta T' \beta l}{\lambda_D}, \quad (109)$$

где  $\ell$  — оптический ход лучей в трипель-призме;  $\Delta T'$  — изменение разности температур трипель-призм за период измерения  $\Delta t$ . При реальных значениях  $\beta \approx 10^{-6}$ ;  $\Delta t = t_3 - t_1 = 0,002$  с;  $\ell = 5$  мм;  $\Delta T' = 0,01^\circ$  нестабильность масштабного коэффициента интерферометра  $K_1$  составляет  $\Delta K_1 = 10^{-6} \cdot K_1$ , что лучше нестабильности масштабного коэффициента (например, малогабаритного КГЛ).

Таким образом, схема оптико-электронной компенсации обеспечивает практически мгновенный съем информации о вращении с минимальными погрешностями при значительных углах и угловых скоростях ошумленных колебаний лазерного гироскопа на подставке. При перестройках периметра в КГЛ с малым периметром из-за

нелинейных взаимодействий в активной среде значение неустойчивости масштабного множителя может составить около  $10^{-4}$ , которое при соответствующих изменениях в системе обработки информации кольцевого лазера можно уменьшить до  $\approx 10^{-5}$  с помощью данной схемы компенсации.

Несмотря на очевидные достоинства виброподставки как способа линеаризации выходной характеристики лазера многолетний опыт работы позволил выявить и ряд ее серьезных недостатков:

значительные тангенсальные ускорения элементов конструкции гиromетра, приближающиеся к 30g;

возбуждение сопутствующих механических колебаний;

значительный уровень случайного дрейфа, не позволяющий приблизиться к потенциальной точности лазера.

Стремление улучшить перечисленные недостатки привело к разработке модифицированного реверсивного вращения лазера, при котором он совершает несколько оборотов с постоянной угловой скоростью в одну сторону, например ПЧ, а затем почти мгновенно (за 0,1 с) меняет направление вращения на противоположное и далее совершает столько же оборотов ПрЧ. По существу, выходная характеристика лазера модулируется биполярной последовательностью прямоугольных импульсов (меандр). Этот метод в зарубежной литературе получил название Carouselled или Rate Bias. Основное преимущество метода состоит в уменьшении времени нахождения лазера в зоне захвата. Действительно, если обозначить через  $N$  число проходов через зону захвата, то при обычной виброподставке на частоте 400 Гц оно за 1 ч составит

$$N_{\text{вibr}} = 400 \cdot 2 \cdot 3600 \approx 3 \cdot 10^6.$$

В то же время в режиме реверсивного (Carouselled) движения со скоростью 50 °/с и двумя оборотами в каждую сторону найдем также за 1 ч значение числа проходов

$$N_{\text{рев}} = \frac{50}{720} \cdot 3600 = 250.$$

В результате, случайный дрейф может быть уменьшен более чем на порядок. На сегодняшний день реверсивный метод относится к числу наиболее эффективных путей приближения к потенциальной точности гиromетра и используется при создании наиболее точных (в основном, морских) бесплатформенных инерциальных навигационных систем (БИНС) с классами точности до 1 мили в сутки. Правда, следует отметить, что данный метод требует увеличения габаритов БИНС.

#### ***2.6.5. Параметрическая модуляция в кольцевом газовом лазере с магнитооптическим управлением***

В 1968 — 1969 гг. советскими исследователями была впервые использована знакопеременная магнитооптическая (на базе эффекта Зеемана) подставка, обеспечивающая знакопеременную периодическую модуляцию параметров активной среды КГЛ переменным магнитным полем. Такая параметрическая модуляция (см. рис. 2.9) приводит к тому, что высокочастотный и низкочастотный контуры усиления периодически меняются местами, вызывая тем самым периодическое изменение знака частотной подставки  $\Delta\nu_n$ . Частота модуляции  $f_m$  обычно лежит в диапазоне 200...1000 Гц.

Путем надлежащей обработки выходного сигнала, промодулированного частотой  $f_m$ , можно исключить (вычесть) его знакопеременную часть, оставив лишь сигнал, обусловленный полезным не-взаимным эффектом (т. е. вращением). Это вычитание осуществляется за один период модуляции, т. е. за 1...5 мс, и стабильность частоты подставки должна быть обеспечена именно за это время, что технически относительно несложно, в то время как для лазерного гиromетра с постоянным магнитным смещением такая стабильность должна обеспечиваться в течение всего времени его работы.

Параметрическая модуляция параметров КГЛ периодическим магнитным полем приводит к новым физическим эффектам, прежде всего к появлению параметрических резонансов, которые для реальных лазерных гиromетров проявляются в виде так называемых динамических зон синхронизации. При этом статическая зона захвата практически исчезает. Указанные зоны синхронизации



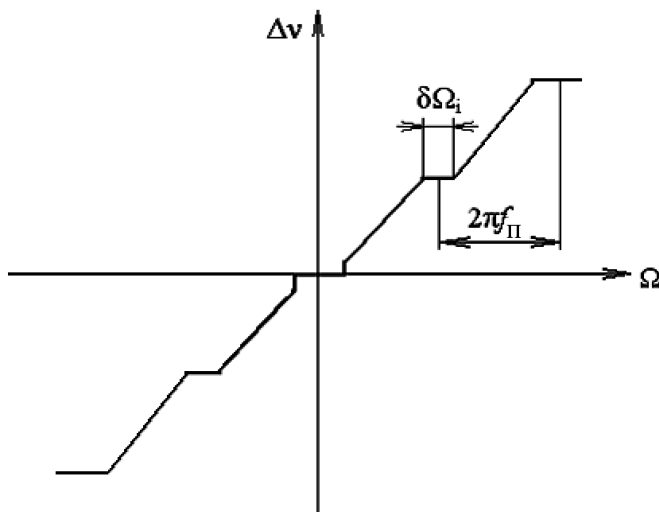


Рис. 2.24

располагаются на частотной характеристике лазерного гиromетра с частотным интервалом  $f_{\pi}$  (рис. 2.24), причем число таких зон на участке  $[0; \Delta\nu_{\pi}]$  может составлять несколько сотен. Нетрудно видеть, что при всех преимуществах знакопеременной магнито-оптической подставки наличие многих мини-зон синхронизации вызывает существенную нелинейность частотной характеристики. Методы значительного уменьшения ширины мини-зон существуют, но их описание выходит за рамки данной работы.

При наличии параметрической модуляции разность частот волн может быть представлена в виде

$$\Delta\nu = \frac{d\psi}{dt} = K\Omega - K\Omega_3 \sin(\psi + \beta) + \Delta\nu_{\pi} F(t), \quad (110)$$

где  $F(t)$  — периодическая знакопеременная функция, описывающая характер модуляции. Анализ уравнения (110) показывает, что ширины зон синхронизации  $\Delta\nu_i$  ( $i$  — номер зоны) в первом приближении связаны с шириной статической зоны захвата  $\Delta f_3$  соотношением

$$(\Delta f_3)^2 = \sum_i (\delta\nu_i)^2 \quad (111)$$

и определяются формой изменения во времени знакопеременного магнитного поля (синус, меандр и т. д.), а также  $\Delta\nu_H$  и  $\Delta f_3$ . При  $\Delta\nu_H = 0$  ( $H = 0$ ) динамические зоны синхронизации исчезают, а статическая зона захвата полностью восстанавливается.

Концепция зеемановского лазерного гиromетра с неплоским резонатором была предложена впервые российскими учеными из НИИ «Полюс» в 1967 г. Позже эта концепция разрабатывалась американскими учеными. В результате более чем 30-летних исследований российскими учеными было создано семейство ЗЛК (зеемановские лазеры кольцевые) — отечественных двух- и четырехчастотных зеемановских лазерных гиromетров разного типа-размера и одновременно были решены некоторые проблемы зеемановского лазерного гиromетра с неплоским резонатором, одна из которых вызвана более высокими потерями на отражение при круговой поляризации по сравнению с линейной поляризацией; в результате из-за потерь требуется более высокое усиление активной среды, что ведет к большему числу ошибок, связанных со взаимодействием лазерного излучения с активной средой. Очень важной проблемой также является высокая чувствительность приборов к внешнему магнитному полю из-за смещения магнитного типа: это уменьшало точность гиromетров в условиях высоких магнитных полей. Для решения этих проблем и достижения требуемой точности применяют зеркала улучшенной технологии, специальную магнитную экранировку; были также разработаны специальные алгоритмы коррекции влияния температуры и других погрешностей. Следует отметить, что в стационарном режиме (после прогрева) стабильность смещения нуля данных гиromетрических датчиков составляет 0,03...0,05 °/ч, что сопоставимо с точностными параметрами лазерного гиromетра с плоским контуром, линейной поляризацией и механическим виброподвесом. При нестационарном режиме эти параметры ухудшаются, но не настолько, чтобы препятствовать практическому применению. В настоящее время ведутся работы по усовершенствованию изготовления зеркал и резонатора,

алгоритмической коррекции воспроизводимых зависимостей дрейфа нуля от температуры и других внешних условий, а также разрабатываются четырехчастотные ЗЛК с более высокими коррекционными возможностями. Помимо того, разрабатывается уникальный твердотельный кольцевой лазер YAG:Nd с неплоским контуром и магнитооптическим смещением — миниатюрный гироскоп нового поколения.

### 3. МНОГОЧАСТОТНЫЕ УСТРОЙСТВА

#### 3.1. Дифференциальный лазерный гироскоп

В 1964 г. де Ланг предложил использовать для преодоления эффекта захвата лазерного гироскопа четырехчастотный режим генерации кольцевого лазера совместно с оптическим смещением за счет использования ячейки Фарадея [7]. Патент США, выданный в 1968 г. на дифференциальный лазерный гироскоп (Differential Laser Gyro System), закрепил за четырехчастотными лазерными гироскопами общеизвестную аббревиатуру DPLAG (ДИЛАГ) и идею использования круговых поляризаций двух пар встречных волн — такая система эквивалентна двум двухчастотным лазерным гироскопам, описанным выше, только находящимся в одной полости.

Для обеспечения четырехчастотного режима генерации в кольцевой резонатор наряду с активной средой были введены два анизотропных элемента: пластина кристаллического кварца 1 и ячейка Фарадея 2 (рис. 3.1). Первый элемент вносил взаимную поляризационную анизотропию, не зависящую от направления распространения ЛЦП- и ПЦП-волн, второй — невзаимную анизотропию, т. е. зависящую от направления распространения указанных волн внутри кольцевого резонатора — ПЧ или ПрЧ.

Из-за того, что кристалл кварца помещен внутрь кольцевой полости так, что его оптическая ось направлена вдоль оси резонатора, это приводит к тому, что у всех ЛЦП-волн будет больше коэффициент преломления, а у всех ПЦП-волн — меньше (независимо от

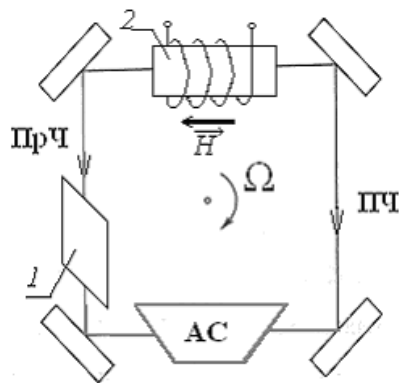


Рис. 3.1

направления их распространения). Это вызывает взаимное расщепление волн с разными циркулярными поляризациями на величину

$$\Delta\nu_{\text{вз}} = \frac{\Delta\varphi c}{2\pi L}, \quad (112)$$

где  $\Delta\varphi$  — сдвиг по фазе между ЛЦП- и ПЦП-волнами,  $c$  — скорость света;  $L = \sum \ell_i n_i$  — оптическая длина резонатора.

Как известно, знак смещения, вносимого ячейкой Фарадея в частотный спектр кольцевого лазера, зависит от направления распространения встречных волн по отношению к направлению приложенного к оптически активному сердечнику магнитного поля. Поэтому для двух одинаковых лазеров (одного — с встречными ЛЦП-волнами, другого — с встречными ПЦП-волнами) смещение будет одинаковым, но будет иметь противоположные знаки для ПЧ- и ПрЧ-волн. В связи с этим ячейка Фарадея получила название невзаимного фарадеевского элемента (НФЭ).

Если поместить НФЭ в кольцевой резонатор лазерного гиromетра с циркулярной поляризацией встречных волн одного типа вращения вектора  $\vec{E}$ , то это приведет к их расщеплению по частоте на величину

$$\Delta\nu_{\text{нвз}} = \frac{cV_M H \ell_M}{\pi \sum \ell_i n_i}, \quad (113)$$

где  $V_M$  — постоянная Верде магнитоактивной среды;  $\ell_M$  — ее длина;  $H$  — продольная составляющая приложенного к среде магнитного поля.

Результирующий оптический спектр ДИЛАГа составляют четыре частоты (аксильные моды выше порога генерации (рис. 3.2, *a*)). Пронумеруем конкретные моды кольцевого лазера для определенности следующим образом:

1 — встречная ПЦП-волна, распространяющаяся в кольцевом резонаторе ПрЧ;

2 — ЛЦП-волна, распространяющаяся ПрЧ;

3 — ЛЦП-волна, распространяющаяся ПЧ;

4 — ПЦП-волна, распространяющаяся ПЧ.

Здесь можно выделить два разнесенных друг относительно друга по частоте на величину  $\Delta\nu_{\text{вз}}$  двухчастотных лазерных гиromетра с разными круговыми поляризациями.

При наличии угловой скорости ( $\Omega \neq 0$ ) возникает невязимый саньяковский фазовый сдвиг  $\Delta\nu_\Omega$ , который приводит к дополнительному разнесу частот. При этом ПЧ-волны сдвигаются в одну сторону, а ПрЧ — в другую. В результате для лазерных гиromетров типа ЛЦП саньяковское расщепление увеличивает расщепление, вызванное НФЭ, а для ПЦП — расщепление за счет вращения уменьшает невязимое расщепление (см. рис. 3.2, *b*).

Если пучки 1 и 4 смешиваются на фотодетекторе, то образуется интерференционная картина, перемещение которой, как в обычном двухчастотном лазерном гиromетре, соответствует вращению системы в инерциальном пространстве; то же происходит и для пучков 2 и 3. Поскольку фотодетекторы и электронные тракты для каждого лазерного гиromетра (ПЦП и ЛЦП) независимы, имеем:

$$\Delta\nu_{\text{ПЦП}} = \nu_1 - \nu_4 = \Delta\nu_{\text{вз}} - \Delta\nu_\Omega = \Delta\nu_{\text{вз}} - K\Omega, \quad (114)$$

$$\Delta\nu_{\text{ЛЦП}} = \nu_3 - \nu_2 = \Delta\nu_{\text{вз}} + \Delta\nu_\Omega = \Delta\nu_{\text{вз}} + K\Omega, \quad (115)$$

где  $K = 4S/\lambda L$  — масштабный коэффициент;  $S$  — площадь, ограниченная кольцевым резонатором с периметром  $L$ .

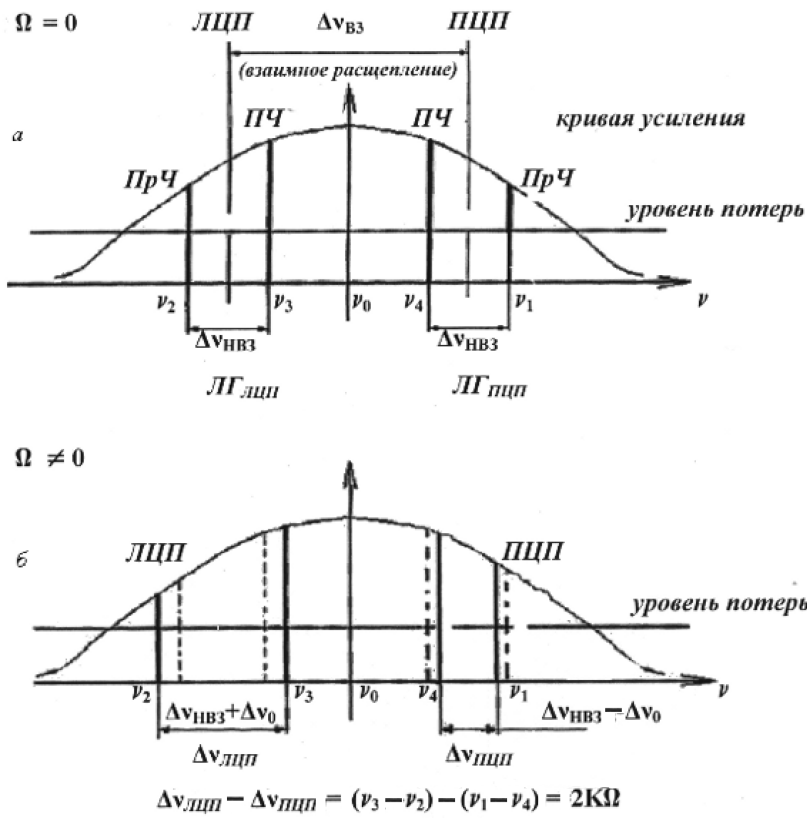


Рис. 3.2

Соответственно, выходной сигнал дифференциального лазерного гиromетра

$$\Delta\nu_{\Sigma} = \Delta\nu_{ЛЦП} - \Delta\nu_{ПЦП} = (\nu_1 - \nu_4) - (\nu_3 - \nu_2) = 2K\Omega. \quad (116)$$

Как видно из (116), выходной сигнал ДИЛАГа прямо пропорционален скорости вращения  $\Omega$ , причем коэффициент пропорциональности (чувствительность) в 2 раза больше, чем в обычном (двухчастотном) лазерном гиromетре, и не зависит от величины невзаимного фарадеевского смещения. Любые случайные колебания или

долговременные уходы частоты фарадеевского смещения (например, температурные) компенсируются разностью знаков, поэтому стабилизации смещения и измерения ее точной величины больше не требуется!

Однако следует иметь в виду, что (114) или (115) становится неверным, если происходит захват частот. Существует три явных механизма захвата.

1. Захват однонаправленных волн. В этом случае  $\nu_2 = \nu_1$  и  $\nu_3 = \nu_4$ . Фактически здесь мы имеем только две встречные линейно поляризованные волны, как в обычном лазерном гиromетре; и ничто не предотвращает их захвата частот на низких скоростях вращения, так как эффект смещения нейтрализован.

Причиной этого захвата может быть анизотропия отражения (обычно присущая зеркалам), в результате которой потери для волн, поляризованных по разным осям ( $x, y$ ), разные, что способствует переводу циркулярной поляризации в линейную.

Вторым еще более важным эффектом является фазовая анизотропия, в результате которой фазовый сдвиг за один оборот вокруг кольцевой полости не одинаков для  $x$ -поляризованной и  $y$ -поляризованной волны.

Обычно всегда присутствуют в какой-то мере оба эти эффекта, так как коэффициент отражения и фазовый сдвиг у зеркал зависят еще и от угла падения.

Рассмотрим выражение для полосы захвата мод 1 и 2:

$$\begin{aligned} \left(\dot{\psi}_{12}\right)_{xy} = \frac{c}{L} \frac{\varphi_y - \varphi_x}{2} \left| \frac{E_2}{E_1} - \frac{E_1}{E_2} \right| \cos \psi_{12} + \\ + \frac{c}{L} \frac{\mu_y - \mu_x}{2} \left| \frac{E_2}{E_1} + \frac{E_1}{E_2} \right| \sin \psi_{12}, \quad (117) \end{aligned}$$

где  $E_{1,2}$  — амплитуды мод 1 и 2;  $\varphi_x, \varphi_y$  — фазовые сдвиги  $x$ - и  $y$ -поляризованных волн за один оборот;  $\mu_x E_x, \mu_y E_y$  — потери  $x, y$  волн за оборот;  $\psi_{12} = \psi_1 - \psi_2$  — разность фаз между модами;  $L/c$  — время обхода.

Если средние потери составляют 1 %, а длина контура  $L \approx 30$  см, анизотропия потерь  $\mu_x/\mu_y \approx 0,9$ , то полоса захвата  $\frac{c}{L}(\mu_y - \mu_x)/2 \approx 0,1$  МГц.

Фазовая анизотропия зависит от качества покрытия зеркал и углов падения (отличных от  $90^\circ$ ). Для типичных значений  $|\varphi_y - \varphi_x| \approx 5 \cdot 10^{-2}$  рад на одно отражение для лазера с четырьмя зеркалами полоса захвата  $\approx 16$  МГц. Тем не менее, в соответствии с (117), полоса захвата уменьшится, если амплитуды  $E_1$  и  $E_2$  будут приблизительно равны.

Для преодоления захвата этого типа обычно вводят невзаимное смещение для сонаправленных мод различных поляризаций. Самым общим способом является использование оптически активного материала. Другие схемы используют неплоский резонатор для создания встречных волн круговой поляризации и для их частотного расщепления. В этом случае не нужен дополнительный элемент внутри лазерного гиromетра (такой, как кристалл кварца), который может быть источником нежелательных дополнительных потерь и, главное, обратного рассеяния. Эта техника смещения была рассмотрена в разделе 2.5.3.

2. Захват противоположно направленных волн с разной поляризацией. В этом случае  $\nu_2 = \nu_4$  и  $\nu_3 = \nu_1$ , а следовательно,  $2K\Omega = 0$  (см. (116)). Этот захват соответствует постоянным волнам в КГЛ и может быть вызван обратным рассеянием и локальными потерями, т. е. механизм его аналогичен тому, который вызывает захват частот обычного двухмодового лазерного гиromетра. Обратное рассеяние связывает волны разных поляризаций, потому что обратное рассеянное ПЦП-излучение становится ЛЦП, и наоборот. Очевидно, что потери, локализованные в какой-то определенной точке КГЛ, будут способствовать конфигурации поля с точкой пересечения в этом месте.

Этот вид захвата частот можно предотвратить введением взаимного смещения, как описано выше.

3. Захват противоположно направленных волн с одинаковой поляризацией. В данном случае  $\nu_2 = \nu_3$  и  $\nu_4 = \nu_1$ , при этом волны также постоянные, но линейно поляризованные. Причинами захвата



могут быть локализованные потери и обратное рассеяние, а также амплитудная и фазовая анизотропия. Полоса захвата, определяемая в этом случае, будет иметь вид  $\frac{r(\mu_y - \mu_x)}{2}$  или  $\frac{r(\varphi_y - \varphi_x)}{2}$ , где  $r$  — коэффициент обратного рассеяния.

Такая полоса захвата на 2 — 3 порядка меньше, чем вызванная рассеянием, которая, в свою очередь, на много порядков меньше, чем полоса захвата в случае амплитудной и фазовой анизотропии.

Этому типу захвата противодействует смещение Фарадея, которое должно превышать максимально ожидаемую величину  $K|\Omega|$ .

В итоге, используя механизмы введения взаимной и невзаимной анизотропии, в ДИЛАГе создают условия для устранения зоны захвата.

Несмотря на то, что многочастотный лазерный гиометр — дифференциальное устройство, он имеет источники ошибок, приводящие к сдвигу нуля и погрешностям масштабного коэффициента. Наиболее важные из них — это дисперсия коэффициента Верде и активной среды, а также обратное рассеяние.

Зависимость коэффициента Верде от длины волны  $V_m(\lambda)$  приводит к тому, что фарадеевские смещения для лазерных гиометров типа ПЦП и ЛЦП немного различаются. Для типичных значений невзаимных расщеплений (порядка 1 МГц) их разность составляет 5 Гц (в то время как взаимное расщепление  $\sim 800$  Гц).

Влияние дисперсии активной среды на сдвиги нуля обусловлено наличием расщеплений и расстроек соответствующих частот относительно центральной частоты кривой усиления, а также разными потерями для частот генерации. Кроме того, наблюдается дрейф нуля за счет нестабильности во времени параметров резонатора и продольного магнитного поля, прикладываемого к НФЭ, а следовательно, непостоянство расстроек частот.

Ввиду различия поляризаций и частот аксиальных мод величина амплитуды и фазы обратного рассеянного излучения на оптических элементах будет различна для лазерных гиометров типа ЛПЦ и ПЦП, что обуславливает разные сдвиги выходных характеристик этих двух лазеров. Вычитая сдвиг нуля для двух различных пар,

мы получим сдвиг, который зависит от разброса характеристик этих ЛЦП- и ПЦП-пар и от расщепления Фарадея. Эффекты дисперсии и рассеяния приводят также к погрешностям масштабного коэффициента.

Тем не менее использование оптического смещения дает существенные преимущества ДИЛАГу по сравнению с лазерным гироскопом на виброподвесе: прежде всего, как указывалось выше, это повышение в 2 раза масштабного коэффициента и соответственно уменьшение в 2 раза угловой цены выходного сигнала.

В противоположность лазерному гироскопу с виброподставкой ДИЛАГ не имеет каких-либо механических устройств, что упрощает его конструкцию, повышает устойчивость к внешним перегрузкам, существенно снижает случайный дрейф за счет отсутствия многократного пересечения зоны захвата и ошумления виброподставки и снижает механические и акустические шумы, что дает возможность более точного измерения вращательной динамики системы.

Возможность использования низкочастотной фильтрации разностного выходного сигнала позволяет существенно снизить шумы квантования и в перспективе уменьшить шаг квантования, т. е. минимальный разрешаемый угол.

Очень важным для различных применений ДИЛАГа (в том числе — в системах навигации и управления движением) является более высокая линейность масштабного коэффициента и более широкий динамический диапазон измеряемых скоростей (около 9 порядков), обусловленный отсутствием зоны захвата и тем, что оптическое смещение выбирается больше, чем смещение от ожидаемой максимальной угловой скорости.

В 70-е и 80-е годы несколько фирм независимо друг от друга исследовали множество различных подходов к созданию четырехчастотного лазерного гироскопа. Демонстрация первого образца ДИЛАГа была осуществлена в 1975 г. Переломным моментом в разработке коммерческого лазерного гироскопа было предложение Доршнера и Смита (1978 и 1980 гг.) использовать для создания взаимного поляризованного расщепления неплоский оптический

контур и вывести из резонатора кристалл кварца, что позволило не только значительно уменьшить потери и повысить добротность резонатора, но и уменьшить погрешности лазерного гиromетра, в том числе минимизировать температурную чувствительность ДИЛАГа.

Промышленное производство четырехчастотного лазерного гиromетра, включающего НФЭ и неплоский контур, было начато фирмой Litton в 1991 г., где этот гиromетр получил название Zero-Lock Laser Gyr (ZLG) — лазер с нулевой зоной захвата. Одним из важнейших достижений фирмы, позволившим обеспечить высокую точность ZLG, явилась разработка технологии нанесения эффективных просветляющих покрытий, уменьшающих коэффициент отражения от поверхностей НФЭ до значений, меньших  $10^{-4}$ .

С 1991 г. по 1998 г. фирмой Litton было произведено более 1500 промышленных навигационных систем на основе ZLG (в том числе инерциальная система управления полетом самолетов LTN-101).

Современные ZLG обеспечивают следующие характеристики: разрешение (угловая цена одного периода выходного сигнала)  $0,75''$ ;

нестабильность дрейфа от включения к включению  $0,003^\circ/\text{ч}$ ;

случайный дрейф  $< 0,0015^\circ/\sqrt{\text{ч}}$ ;

относительная нестабильность масштабного коэффициента  $2 \cdot 10^{-7}$ .

### **3.2. Четырехчастотный лазерный гиromетр на базе эффекта Зеемана**

Рассмотрим дифференцированный лазерный гиromетр, в котором взаимное расщепление встречных волн с круговой поляризацией обеспечивает неплоский резонатор, а невзаимное смещение обеспечивается самой активной средой лазера, т. е. зеемановский лазерный гиromетр с неплоским резонатором [5]. При этом элемент Фарадея не вводится в оптическую полость, а магнитное поле прикладывается к лазерной среде (рис. 3.3), т. е. используется эффект Зеемана; величина невзаимного сдвига рассчитывается с помощью лазерной теории эффекта Зеемана (см. разд. 5.2).

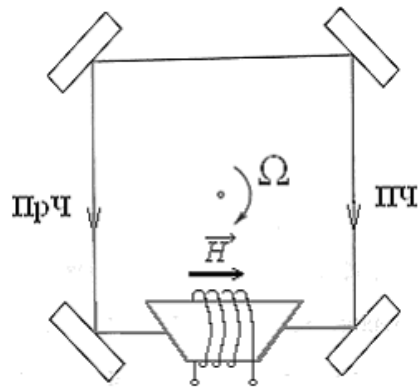


Рис. 3.3

Согласно правилу отбора, ЛЦП-волна, направление распространения которой совпадает с направлением приложения магнитного поля (т. е. ПрЧ, такая, как мода 2 на рис. 3.4), и ПЦП-волна, встречная первой (ПЧ, такая как мода 4), могут осуществлять переходы, для которых изменение углового момента  $\Delta m = 1$ , тогда как для двух других волн (моды 1 и 3)  $\Delta m = -1$ .

На рис. 3.4 показано расщепление мод четырехчастотного лазерного гиromетра, где контуры усиления активной газовой двухизотопной среды для ЛЦП- и ПЦП-волн смещены относительно исходного контура в результате наложения постоянного магнитного поля на величину  $\Delta\nu_z$ . Из этого рисунка видно, что моды 1 и 2 (ПрЧ) по сравнению с модами 3 и 4 (ПЧ) имеют вдвое меньшее начальное смещение.

Реальное невязимное расщепление меньше, чем ожидаемое по эффекту Зеемана, поскольку оно определяется соотношением ширины линии резонатора и доплеровского контура (см. (51)). Кроме того, нелинейные эффекты затягивания и отталкивания частот создают невязимные сдвиги, зависящие от интенсивности магнитного поля и расстройки резонатора, вызывают колебания длины резонатора.

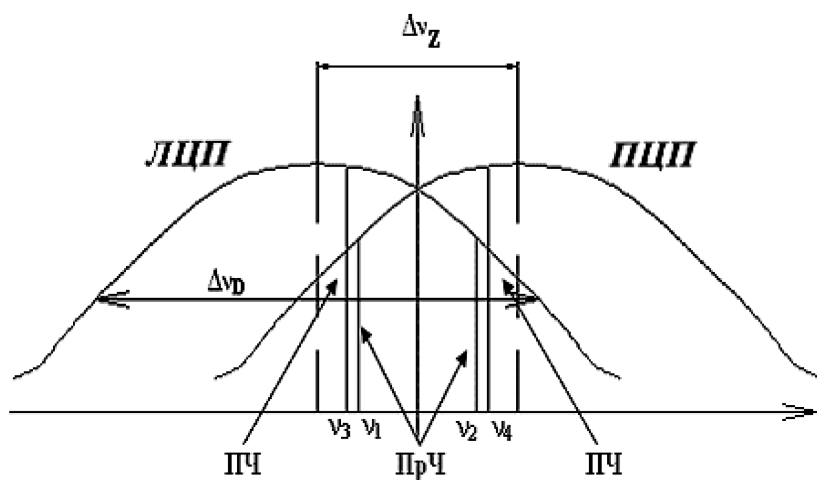


Рис. 3.4

В случае четырехчастотного лазерного гиromетра необходимо оптимизировать частотные расстояния между ПЦП- и ЛЦП-модами для одного направления, т. е. еще более увеличить угол излома контура, чтобы, например, ПЦП мода с номером  $m$  близко подошла к ЛЦП-моду с номером  $m + 1$  для одного направления распространения (см. рис. 2.14, где показан спектр собственных частот холодного кольцевого резонатора с  $\alpha = 57^\circ$  и  $\rho_\Sigma = 189^\circ$  в одном направлении обхода). В таком резонаторе существуют две пары встречных волн с противоположными круговыми поляризациями и разными частотами.

Встречные волны одной и той же поляризации в случае покоящегося резонатора для моды одного номера вырождены по частоте. В центр полосы усиления активной среды попадают обе пары встречных волн.

Дополнительно заметим, что поскольку активным газом в He-Ne-лазере является неон, обладающий двумя стабильными изотопами  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$ , в четырехчастотных датчиках обычно применяется смесь, содержащая равное количество обоих изотопов. Результирующая линия усиления в этом случае уширяется до  $\Delta\nu_D \cong$

$\cong 2,3$  ГГц (по сравнению с одноизотопным газом, для которого  $\Delta\nu_D \cong 1,5$  ГГц), что обеспечивает более стабильную работу четырехчастотного лазерного гиromетра.

Четырехчастотный режим позволяет в значительной степени снизить влияние внешних воздействий (например, внешнего магнитного поля) на параметры лазерного гиromетра по сравнению с двухчастотными. За счет соответствующей обработки информации можно минимизировать ошибку из-за магнитной чувствительности до  $0,03$  °/ч, стабилизировать периметр резонатора до  $(10^{-3} \cdot 10^{-4})$ , компенсировать дрейфы, связанные с параметрами среды и неустойчивостью потерь.

Несмотря на некоторые преимущества, зеемановские лазерные гиromетры в настоящее время характеризуются несколько худшими точностными характеристиками по сравнению с ZLG.

## СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Болотнов С.А., Вереникина Н.М.* Лазерные информационно-измерительные системы: Учеб. пособие. Ч. 1. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 70 с.
2. *Арановиц Ф.* Лазерные гироскопы // Применение лазеров: Пер. с англ. / Под ред. М. Росса. М.: Мир, 1974. С. 182–269.
3. *Федоров Б.В., Шереметьев А.Г., Умников В.Н.* Оптический квантовый гироскоп. М.: Машиностроение, 1972. 222 с.
4. *Лукьянов Д.П., Филатов Ю.В.* Основы квантовой гироскопии: Учеб. пособие. Л.: Изд-во ЛЭТИ, 1987. 71 с.
5. Zeeman laser gyroscopes / V.V. Azarova, Yu.D. Golyaev, V.G. Dmitriev et al. // Optical Gyros and their Application / Research and Technology Organisation of NATO. Hull (Québec), May 1999. P. 5.1–5.29.
6. *Джерард А., Берч Дж.М.* Введение в матричную оптику / Пер. с англ. под ред. В.В. Коробкина. М.: Мир, 1978. 341 с.
7. Multiscillator ring laser gyroscopes and their applications / C.H. Volk, S.C. Gillespie, J.G. Mark et al. // Optical Gyros and their Application / Research and Technology Organisation of NATO. Hull (Québec), May 1999. P. 4.1–4.25.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
1. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К СДВИГУ НУЛЯ ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЬЦЕВОГО ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА .....	5
1.1. Невзаимные эффекты, вызывающие сдвиг нуля .....	5
1.2. Влияние тепловых градиентов на сдвиг нуля .....	14
1.3. Температурная калибровка приборов .....	18
1.4. Конкуренция мод и свойства двухчастотной активной среды .....	21
2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ДВУХЧАСТОТНОМ КОЛЬЦЕВОМ ГАЗОВОМ ЛАЗЕРЕ .....	23
2.1. Связь встречных волн за счет рассеяния .....	23
2.2. Выходная характеристика лазерного гиromетра с учетом эффекта захвата .....	26
2.3. Эффект захвата частот, вызванный невязимностью потерь в резонаторе .....	30
2.4. Конструктивно-технологические методы уменьшения зоны захвата .....	32
2.5. Постоянное смещение из зоны захвата (подставка) .....	33
2.5.1. Способы создания частотной подставки .....	34
2.5.2. Использование магнитооптических невязимных эффектов для линеаризации частотной характеристики .....	35
2.5.3. Техника создания смещения путем использования неплоского резонатора .....	41
2.6. Знакопеременное начальное смещение .....	50
2.6.1. Выходная характеристика лазерного гиromетра с виброподставкой .....	52
2.6.2. Потенциальная точность кольцевого газового лазера .....	56
2.6.3. Знакопеременное смещение с ошумлением .....	61
2.6.4. Формирование выходного сигнала лазерного гиromетра с виброподставкой .....	63
	91



2.6.5. Параметрическая модуляция в кольцевом газовом лазере с магнитооптическим управлением .....	75
3. МНОГОЧАСТОТНЫЕ УСТРОЙСТВА .....	78
3.1. Дифференциальный лазерный гироскоп .....	78
3.2. Четырехчастотный лазерный гироскоп на базе эффекта Зеемана .....	86
Список рекомендуемой литературы .....	90

Московский государственный технический университет  
имени Н.Э. Баумана

С.А. Болотнов, Н.М. Вереникина,  
А.А. Алексейченко

# ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО- ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Часть 3

*Рекомендовано УМО по образованию в области  
приборостроения и оптоэлектроники в качестве учебного  
пособия для студентов высших учебных заведений,  
обучающихся по направлению подготовки бакалавров  
и магистров 551900 «Оптическая техника» и направлению  
подготовки дипломированных специалистов 654000  
«Оптическая техника»*

Под редакцией *О.В. Рожкова*

Москва  
Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана  
2006

УДК 621.37(075.8)  
ББК 38.86-5  
Б79

Рецензенты: *Г.Г. Левин, И.Н. Спиридонов*

**Болотнов С.А., Вереникина Н.М., Алексейченко А.А.**  
Б79 Лазерные информационно-измерительные системы: Учебное пособие. Ч. 3 / Под ред. О.В. Рожкова. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. – 94 с.: ил.

ISBN 5-7038-2827-9

Рассмотрены теоретические и практические вопросы проектирования основных элементов и систем лазерных гироскопов. Дана оценка влияния геометрических параметров кольцевых резонаторов на выходные характеристики лазерных гироскопов. Проведен анализ их точностных характеристик.

Для студентов, изучающих дисциплины «Проектирование лазерных информационно-измерительных систем», «Оптические гироскопы», «Проектирование лазерных оптико-электронных систем», «Лазерная техника» и другие дисциплины старших курсов приборостроительных специальностей; также может быть использовано в курсовом и дипломном проектировании.

Ил. 42. Табл. 7. Библиогр. 20 наим.

**УДК 621.37(075.8)**  
**ББК 38.86-5**

## ВВЕДЕНИЕ

Лазерный гироскоп как образец передовой лазерной техники имеет технологический и коммерческий успех, он сменяет механический гироскоп в качестве датчика угловой скорости в различных областях применения, включая навигацию и контроль движения. Лазерный гироскоп на основе кольцевого лазера, будучи сравнительно недорогим, имеет превосходные характеристики, а также высокую надежность, не доступную для механических гироскопов, которые устроены кинематически сложнее и, главное, склонны к износу. Хотя с помощью лазерного гироскопа просто решается задача измерения угловой скорости (он не использует накопление энергии вращающейся или вибрирующей массой), его функционирование имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать при проектировании.

Основными элементами лазерных гироскопов являются: резонатор кольцевого типа, активная среда (рабочее вещество с системой накачки), система вывода излучения, сведения и выделения сигнала биения, система стабилизации периметра резонатора и селекторы мод, система частотной подставки и др.

В данной работе рассмотрены теоретические и практические вопросы проектирования основных элементов лазерных гироскопов, влияние их параметров на точностные характеристики лазерных гироскопов, особенности их конструирования, изготовления и точностных испытаний, включая измерение двух основных, наиболее серьезных причин снижения точности современных лазерных гироскопов: медленного систематического дрейфа нуля выходной характеристики (вызванного тепловыми переюстировками, перестройкой периметра, движением активной среды и др.) и быстрого случайного дрейфа (связанного, например, с захватом частот).

Авторы данного пособия постарались систематизировать и изложить в достаточно компактной форме вопросы схемотехники лазерных гироскопов, отраженные в целом ряде работ, например [1—3], большая номенклатура и объемы которых и не всегда удобное с методической точки зрения расположение материала не позволяют непосредственно использовать их в учебном процессе. Настоящее издание ориентировано на студентов старших курсов, предварительно изучивших части 1 и 2 настоящего пособия [4, 5], вышедшие под редакцией проф. Рожкова в МГТУ в 2005 г. В них излагались история развития лазерной гироскопии и теоретические основы принципа действия лазерного гироскопа, описывались его погрешности и «неидеальные» условия распространения лазерного излучения, создающие возможность воздействия на параметры встречных волн кольцевого лазера, что из-за высокой точности лазерного гироскопа и его чувствительности ко многим физическим явлениям приводит к ошибкам в измерении угловой скорости. Там же проанализированы три основные разновидности схемотехники лазерных гироскопов, позволяющие избежать зоны захвата: лазерные гироскопы с вибрационной частотной подставкой, в которых осуществляется знакопеременный вывод из зоны нечувствительности путем создания крутильных колебаний моноблока относительно оси чувствительности; лазерные гироскопы со знакопеременной магнито-оптической подставкой и неплоским контуром резонатора; многочастотные лазерные гироскопы (варианты «идеального» резонаторного гироскопа).

## 1. ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА

Принципиальная оптическая схема кольцевого лазера лазерного гиromетра включает в себя кольцевой резонатор (КР), оптический смеситель и регистратор сигнала биений двух встречных волн.

### 1.1. Влияние конфигурации кольцевого резонатора на выходные параметры лазерного гиromетра

С первых шагов лазерной гиromетрии было очевидно, что основой точного лазерного гиromетра является активный КР с высокой добротностью, малым уровнем обратного рассеяния и высоким отношением площади  $S$ , охватываемой кольцевым замкнутым контуром, к периметру контура  $L$ , чем обеспечивается высокий масштабный коэффициент  $K$  лазерного гиromетра согласно его основному уравнению

$$\Delta \nu = \frac{4S}{\lambda L} \Omega = K \Omega.$$

Таким образом, разность частот двух встречных волн КР  $\Delta \nu$  прямо пропорциональна масштабному коэффициенту  $K$  и угловой скорости вращения резонатора  $\Omega$ .

В настоящее время большинство существующих кольцевых лазеров построено по трех- и четырехугольным схемам [1]. Для сравнения различных конфигураций можно выразить площадь КР через периметр  $L$  и безразмерный коэффициент  $H$  как

$$S = HL^2.$$

Для двух самых распространенных конфигураций (квадрат и равносторонний треугольник) значения  $H$  составляют  $1/16 = 0,0625$  и  $1,73/36 \approx 0,048$  соответственно. Если перейти от единицы измерения угловой скорости [радиан в секунду] к обычно используемой единице [градус в секунду], то получим выражение для масштабного коэффициента, Гц/(°/С):

$$K = \frac{4S}{\lambda L} \frac{2\pi}{360} = \frac{4HL^2}{\lambda L} \frac{2\pi}{360} = \frac{\pi HL}{45\lambda}. \quad (1)$$

Очевидно, что при одинаковой длине периметра  $L$  и длине волны излучения лазера  $\lambda$  масштабный коэффициент  $K$  четырехстороннего КР в  $(1/16):(1,73/36) = 1,3$  раза выше, чем трехстороннего.

Однако зависимость чувствительности лазерного гиromетра от периметра и формы резонатора не так проста, как видно по формуле (1). Рассмотрим соотношение между геометрией резонатора и предельной чувствительностью лазерного гиromетра – квантовым пределом, возникающим из-за того, что вынужденное излучение, формируемое активной средой, подвержено влиянию спонтанного излучения, имеющего случайную фазу по отношению к лазерному излучению. Квантовый предел может быть выражен как случайная составляющая дрейфа на выходе лазерного гиromетра с учетом (1) в следующем виде [5]:

$$R_{\theta} = 2 \frac{c}{LK} \sqrt{\frac{h \nu_{ab} \tau_3 \mu}{\pi P_{\text{ВЫХ}}}} = \frac{90c\lambda}{\pi HL^2} \sqrt{\frac{h \nu_{ab} \tau_3 \mu}{\pi P_{\text{ВЫХ}}}}, \quad (2)$$

где  $c$  — скорость света;  $h$  — постоянная Планка;  $\nu_{ab}$  — частота лазерного перехода;  $\tau_3$  — пропускание выходного зеркала;  $\mu$  — потери в резонаторе;  $P_{\text{ВЫХ}}$  — выходная мощность лазера.

Минимальный случайный дрейф лазерного гиromетра, таким образом, зависит не только от его размеров, но и от потерь (или добротности) резонатора и текущих параметров лазера. В свою очередь, выходная энергия лазера и плотность энергии внутри резонатора являются функциями длины резонатора. По мере увеличения длины резонатора увеличивается и число мод, попадающих в полосу усиления активной среды. Чтобы предотвратить генерацию нежелательных продольных мод, для этих частот обеспечивают

кратность превышения усиления над потерями  $X$ , меньшую единицы, поскольку  $P_{\text{вых}} = \tau_z P_{\text{уд}}(X - 1)V$ , где  $P_{\text{уд}}$  — удельная мощность излучения;  $V$  — объем активной среды.

Сопоставляя квантовые пределы для квадратной и треугольной конфигураций, сравним различные параметры резонаторов и, в первую очередь, потери. Основное различие в потерях между квадратным и треугольным КР определяется числом отражателей. Кроме того, следует учесть, что в треугольном резонаторе для вывода излучения используют один отражатель, а в четырехугольном — обычно два. Таким образом, уменьшение потерь в треугольном КР практически компенсирует геометрические преимущества квадратной конфигурации в плане большего в 1,3 раза масштабного коэффициента.

При одинаковой удельной мощности излучения  $P_{\text{уд}}$  кратность превышения усиления над потерями  $X$ , ограниченная появлением многочастотной генерации, разная для различных конфигураций. Квадратный КР с четным количеством зеркал может генерировать существенно большую мощность излучения, чем КР с нечетным количеством зеркал. Достаточно часто встречается практически трехкратное превышение усиления над потерями для квадратной конфигурации по сравнению с треугольной (например, восемь для треугольной и три для квадратной соответственно [1]). Высокая выходная мощность, таким образом, при указанных предположениях определяет практически двукратное (точнее, в 1,87 раза) уменьшение предельной чувствительности для квадратного КР по сравнению с треугольным КР при сопоставимой длине резонатора. Кроме того, у треугольного кольцевого резонатора больше зона захвата, поскольку при угле падения  $30^\circ$  обратное рассеяние оказывает большее влияние, чем при угле  $45^\circ$ .

Для приборов больших размеров абсолютное различие между квантовыми пределами для двух конфигураций мало, хотя такие приборы редко востребованы на рынке, в том числе и потому, что уровень потерь зависит от габаритов зеркал и моноблока. Для приборов с меньшими габаритами (периметром) различие в квантовом пределе становится более явным с большим преимуществом в пользу квадратной конфигурации. На практике размеры гиromетра могут задавать исходя из общих габаритов системы.



Реализация на практике квантового предела чрезвычайно сложна, поскольку другие шумы, как правило, превышают его; например, в колеблющихся гиromетрах весьма заметен шум из-за повторяющихся переходов через зону захвата, а также шумы из-за изменения длины волны, оптической длины периметра, уровня потерь, коэффициента усиления или энергии генерации, несмотря на то, что эти параметры стараются стабилизировать. Изменение этих параметров работы с течением времени во многом свидетельствует о недостаточно высокой технологии производства.

При сопоставлении квадратной и треугольной конфигураций резонатора лазерного гиromетра необходимо также учитывать процесс юстировки, который влияет на уровень потерь в КР. Из-за соображений стабильности предпочтительно изготавливают лазерные гиromетры без юстировки зеркал после прикрепления их к моноблоку, чтобы избежать возможной разъюстировки в процессе эксплуатации. Тогда при использовании, например оптического контакта, точность юстировки главным образом определяется допусками на изготовление моноблока и отчасти может быть скомпенсирована точностью установки центра сферической поверхности относительно отверстия моноблока (так как для обеспечения устойчивости резонатора одно или два зеркала делают сферическими). Для четырехзеркального КР требования на юстировку находятся в диапазоне нескольких угловых секунд; для трехзеркального КР требования на юстировку сферической поверхности такие же, однако допуски для плоских поверхностей могут быть снижены до нескольких угловых минут.

## **1.2. Расчет кольцевого резонатора**

В настоящее время используют многочисленные конструкции лазерных гиromетров, которые обладают рядом общих характерных черт. В первую очередь, это использование в качестве чувствительного элемента активного КР, обеспечивающего устойчивую генерацию по крайней мере двух встречных волн. Поэтому основной задачей при проектировании является исследование устойчивости КР и расчет параметров формируемого им излучения.

### Векторно-матричный метод

Для расчета преобразования лучей элементами оптической системы в гауссовом приближении, а также для расчета некоторых параметров формируемого резонатором лазерного излучения (поскольку лазерный пучок имеет малый диаметр и малую расходимость) удобно пользоваться векторно-матричным аппаратом [6—8]. Произвольный луч в некотором сечении оптической системы (опорной плоскости ОП<sub>1</sub>) задан четырехмерным вектором  $\mathbf{A}(x, \alpha, y, \beta)$ , а преобразование луча участком оптической схемы от опорной плоскости ОП<sub>1</sub> до опорной плоскости ОП<sub>2</sub> определяется матрицей размера  $4 \times 4$   $\mathbf{M}$ , так что вектор преобразованного луча  $\mathbf{A}'$  в выходной опорной плоскости ОП<sub>2</sub> определяется выражением

$$\mathbf{A}' = \mathbf{M}_i \times \mathbf{A}. \quad (3)$$

Такую матрицу  $\mathbf{M}$ , которая называется лучевой, можно построить для каждого элемента оптической системы резонатора. Чтобы найти матрицу преобразования луча при прохождении всего резонатора, следует найти, а затем перемножить матрицы преобразования луча отдельными элементами и матрицы преобразований при перемещении луча от одного элемента к другому. Очевидно, если координаты луча преобразуются  $i$ -м элементом резонатора, действие которого описывается с помощью матрицы  $\mathbf{M}_i$ , т. е.  $\mathbf{A}_i = \mathbf{M}_i \times \mathbf{A}_{i-1}$ , то для координат луча, прошедшего весь резонатор, должно выполняться правило:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_k &= \mathbf{M}_k \times \mathbf{A}_{k-1} = \mathbf{M}_k (\mathbf{M}_{k-1} \times \mathbf{A}_{k-2}) = \\ &= \mathbf{M}_k \mathbf{M}_{k-1} \times \dots \times \mathbf{M}_1 \mathbf{A}_0 = \mathbf{M} \times \mathbf{A}_0, \end{aligned} \quad (4)$$
$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_k \mathbf{M}_{k-1} \times \dots \times \mathbf{M}_1,$$

где  $k$  — число оптических элементов в резонаторе, включая длины сторон.

Таким образом, матрица резонатора получается путем перемножения матриц отдельных элементов резонатора (включая слои пространства) в обратном порядке по сравнению с порядком прохождения этих элементов лучом, т. е. матрица последнего оптического элемента умножается на матрицу предыдущего элемента и т. д.

Преобразование лучевого вектора каким-либо оптическим элементом или участком резонатора (3), описываемое лучевой матрицей размера  $4 \times 4$ , аналитически соответствует соотношению, которое можно развернуть следующим образом:

$$\begin{pmatrix} x' \\ \alpha' \\ y' \\ \beta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x \\ \alpha \\ y \\ \beta \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь  $x, \alpha, y, \beta$  — компоненты исходного;  $x', \alpha', y', \beta'$  — преобразованного лучевых векторов;  $m_{ik}$  — элементы лучевой матрицы, описывающей оптический элемент.

Если оптический элемент характеризуется матрицей квазидиagonalного вида

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & 0 & 0 \\ m_{21} & m_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{33} & m_{34} \\ 0 & 0 & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

то это означает, что преобразование координатных проекций луча можно рассматривать независимо и вместо матриц размера  $4 \times 4$  воспользоваться матрицами  $2 \times 2$ . В этом случае соотношение (6) распадается на два следующих:

$$\begin{pmatrix} x' \\ \alpha' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} x \\ \alpha \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} y' \\ \beta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{33} & m_{34} \\ m_{43} & m_{44} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} y \\ \beta \end{pmatrix}.$$

Лучевая матрица произвольной сложной оптической системы, в том числе и оптической системы резонатора, может быть представлена как произведение ряда элементарных матриц. В качестве таких элементарных достаточно рассмотреть три матрицы:

**T** — матрицу, описывающую прохождение луча через среду;

**P** — матрицу, описывающую преломление на границе двух сред;

$\mathbf{R}$  — матрицу, описывающую отражение от поверхности.

Прохождение лучом однородного пространства длиной  $L$  описывается матрицей

$$\mathbf{T}(L) = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

или, с учетом квазидиагональности матрицы:

для меридионального сечения — матрицей

$$\mathbf{T}_m(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix},$$

для сагиттального сечения — матрицей

$$\mathbf{T}_s(L) = \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Для получения матрицы преломления необходимо рассмотреть тороидальную поверхность, являющуюся общим случаем границы раздела двух оптических сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  (на рис. 1, а показана профильная проекция, а на рис. 1, б — фронтальная).

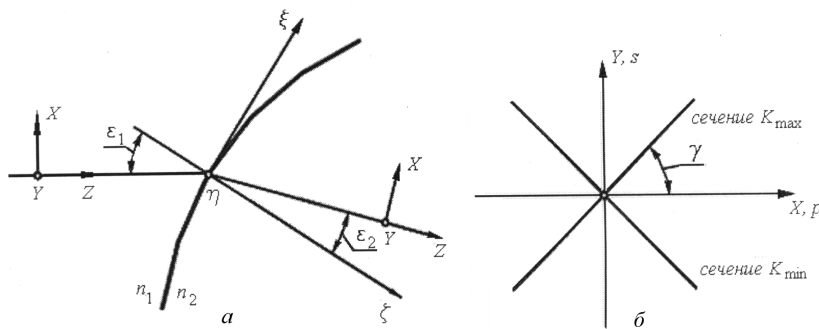


Рис. 1

Пусть осевой луч, претерпевая преломление на поверхности, составляет углы  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  с ее нормалью (индексы расставлены в порядке прохождения луча). Углы  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  положительны, если поворот луча к нормали (направленной так, что они составляют с преломленным (отраженным) лучом угол, меньший  $\pi/2$ ) осуществляется по часовой стрелке. На рис. 1 оба угла  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  положительны.

Характерными сечениями являются: плоскость падения-преломления  $p$ , совпадающая с координатной плоскостью  $XZ$ , являющейся меридиональным сечением, и ортогональная ей плоскость  $s$ , совпадающая с координатной плоскостью  $YZ$ , являющаяся сагиттальным сечением. Охарактеризуем преломляющую поверхность экстремальными величинами кривизны  $K_{\max}$  и  $K_{\min}$ ; причем будем считать кривизну положительной, если центр кривизны располагается в среде распространения падающего луча. Для общности положим, что главные меридиональное и сагиттальное сечения совпадают с координатными плоскостями  $XZ(p)$  и  $YZ(s)$ . Пусть главное сечение с максимальной кривизной составляет с плоскостью  $XZ(p)$  угол  $\gamma$  (см. рис. 1).

Для компактности записи последующих соотношений и матриц можно ввести вспомогательные характеристики преломления:

относительный показатель преломления

$$N = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \varepsilon_1}{\sin \varepsilon_2}$$

и коэффициент анаморфизма, который показывает масштаб изменения поперечной координаты луча

$$\Pi = \frac{\cos \varepsilon_2}{\cos \varepsilon_1}.$$

Удобно также использовать вспомогательный параметр  $\mu$ :

$$\mu = 1 - \frac{n_1 \cos \varepsilon_1}{n_2 \cos \varepsilon_2} = 1 - \frac{\operatorname{tg} \varepsilon_2}{\operatorname{tg} \varepsilon_1} = 1 - \frac{n_1 \cos \varepsilon_1}{\sqrt{(n_2)^2 - (n_1 \sin \varepsilon_1)^2}}.$$

В технической оптике принято характеризовать оптические поверхности величинами оптической силы, которые для ортогональных плоскостей  $p$  и  $s$  задаются соотношением

$$\bar{\Phi}_p = -\mu K_p \sec \varepsilon_2, \quad \bar{\Phi}_s = -\mu K_s \cos \varepsilon_2, \quad (9)$$

где  $K_p$  и  $K_s$  — величины кривизны поверхности в плоскостях  $XZ(p)$  и  $YZ(s)$  соответственно, определяемые формулами Эйлера

$$\begin{aligned} K_p &= K_{\max} \cos^2 \gamma + K_{\min} \sin^2 \gamma, \\ K_s &= K_{\max} \sin^2 \gamma + K_{\min} \cos^2 \gamma. \end{aligned} \quad (10)$$

Несовпадение сечений экстремальных кривизн с плоскостями  $p$  и  $s$ , определяющее сложный астигматизм поверхности, охарактеризуем коэффициентом

$$\Gamma = \frac{1}{2} (K_{\max} - K_{\min}) \sin 2\gamma. \quad (11)$$

С учетом введенных вспомогательных обозначений лучевая матрица преломления принимает вид

$$\mathbf{P}(\Phi_p, \Phi_s, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \Gamma) = \begin{pmatrix} \Pi & 0 & 0 & 0 \\ -\Pi\Phi_p & (N\Pi)^{-1} & \mu\Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \mu\Gamma\Pi & 0 & -\Phi_s & N^{-1} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

При  $\Gamma = 0$ , что соответствует случаю сферической поверхности ( $K_{\max} = K_{\min}$ ) или случаю совпадения одного из сечений с плоскостью падения ( $\gamma = 0$ ), матрица (12) становится квазидиагональной и распадается на две более простых:

для меридионального сечения

$$\mathbf{P}_p(\Phi_p, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = \begin{pmatrix} \Pi & 0 \\ -\Pi\Phi_p & (N\Pi)^{-1} \end{pmatrix},$$

для сагиттального сечения

$$\mathbf{P}_s(\Phi_s, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_s & N^{-1} \end{pmatrix}.$$

Переход от преломления к отражению под углом  $\varepsilon$  (см. рис. 1) осуществляется следующей заменой в матрице  $\mathbf{P}$ :  $\varepsilon_1 = \varepsilon$ ,  $\varepsilon_2 = \pi - \varepsilon$ ,  $\sin \varepsilon_2 = \sin \varepsilon$ ,  $\cos \varepsilon_2 = -\cos \varepsilon$ ,  $n_2 = n_1$ ,  $N = 1$ ,

$\Pi = -1$ ,  $\mu = 2$ . Величины оптической силы задаются формулами:  $\Phi_p = 2K_p \sec \varepsilon$ ,  $\Phi_s = 2K_s \cos \varepsilon$ . Тогда

$$\mathbf{R}(\Phi_p, \Phi_s, \Gamma) = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ \Phi_p & -1 & 2\Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -2\Gamma & 0 & -\Phi_s & 1 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

В случае  $\Gamma = 0$  матрица отражения (13), так же, как и матрица преломления, становится квазидиагональной и распадается на две: для меридионального сечения

$$\mathbf{R}_p(\Phi_p, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ \Phi_p & -1 \end{pmatrix},$$

для сагиттального сечения

$$\mathbf{R}_s(\Phi_s, \varepsilon_1, \varepsilon_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\Phi_s & 1 \end{pmatrix}.$$

### **Устойчивость кольцевого резонатора**

Отличительной особенностью устойчивого резонатора является многократность прохождения излучения через одни и те же элементы оптической системы. Пусть матрица прохода луча по резонатору  $\mathbf{M}$ , тогда координаты луча после  $N$ -го прохода резонатора на опорную плоскость (ОП) можно записать

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1 &= \mathbf{M} \times \mathbf{A}_0, \\ \mathbf{A}_2 &= \mathbf{M} \times \mathbf{A}_1 = \mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{A}_0, \\ \mathbf{A}_N &= \mathbf{M}^N \times \mathbf{A}_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Лучевую матрицу резонатора  $\mathbf{M}$  (как и любую матрицу) можно представить в виде

$$\mathbf{M} = \mathbf{F} \mathbf{\Lambda} \mathbf{F}^{-1}, \quad (15)$$

где  $\mathbf{F}$  — диагоналирующая матрица;  $\mathbf{\Lambda}$  — диагональная матрица. Тогда

$$\mathbf{M}^2 = (\mathbf{F} \mathbf{\Lambda} \mathbf{F}^{-1}) (\mathbf{F} \mathbf{\Lambda} \mathbf{F}^{-1}) = \mathbf{F} \mathbf{\Lambda}^2 \mathbf{F}^{-1}.$$

Обобщая на произвольное число проходов  $N$ , получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}^N &= \mathbf{F} \mathbf{\Lambda}^N \mathbf{F}^{-1}, \\ \mathbf{\Lambda}^N &= \begin{pmatrix} \lambda_1^N & 0 \\ 0 & \lambda_2^N \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

В теории матриц показано, что элементы  $\lambda_{ii}$  матрицы  $\mathbf{\Lambda}$  удовлетворяют уравнению

$$\det (\lambda \mathbf{I} - \mathbf{M}) = 0, \quad (17)$$

где  $\mathbf{I}$  — единичная матрица.

Для того чтобы излучение не покидало резонатор, т. е. выполнялось условие устойчивости резонатора, необходимо выполнение условия  $|\lambda_{ii}|^2 < 1$ . Тогда при бесконечном числе проходов  $\mathbf{M}^N \rightarrow 0$ , при конечном числе проходов  $\lambda_{ii}^N = \lambda_{ii}$  и  $\mathbf{M}^N = \mathbf{I}$ . В последнем случае можно записать

$$\begin{aligned} \lambda_{ii} &= \exp(j \theta_{ii}) = \lambda_{ii}^N = \exp(jN \theta_{ii}); \\ |\lambda_{ii}|^2 &= 1. \end{aligned} \quad (18)$$

Эти условия необходимы, но недостаточны: при промежуточных значениях  $N$  луч может в общем случае выходить за пределы апертуры отражателей. Однако для рассматриваемых резонаторов эту возможность допустимо не принимать во внимание.

Для матрицы размерности  $2 \times 2$  уравнение принимает вид

$$(\lambda - A)(\lambda - D) - BC = 0.$$

Учитывая, что  $AD - BC = 1$ , и принимая  $A + D = 2 \cos \theta$ , получаем

$$\lambda^2 - (A + D)\lambda + 1 = 0, \quad \lambda = \exp(\pm i \theta).$$

Условие устойчивости (18) выполняется при

$$-1 \leq \frac{A + D}{2} \leq 1. \quad (19)$$

Таким образом, резонатор является устойчивым, если неравенство (19) выполняется одновременно для обеих плоскостей — меридиональной и сагиттальной.



## Параметры лазерного излучения

Точностные параметры лазерного гиromетра зависят от того, насколько резонатор одинаков для обеих встречных волн. Поэтому КР обычно имеют ось симметрии, проходящую через центр активной среды. Если за ОП взять середину активной среды, то матрица резонатора может быть представлена в виде произведения некоторых матриц, соответствующих прохождению лучей до следующего пересечения с осью симметрии. Затем такие же матрицы перемножают в обратном порядке.

Симметрия КР упрощает расчет резонатора матричным методом, так как через матрицу полурезонатора (т. е. части резонатора, отсекаемой плоскостью симметрии)

$$\mathbf{M}_{\Pi} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (20)$$

можно выразить и матрицу резонатора в целом [9]:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 2ad - 1 & 2bd \\ 2ac & 2ad - 1 \end{pmatrix}, \quad (21)$$

и все важнейшие параметры резонатора и гауссова пучка:  
область устойчивости

$$0 \leq ad \leq 1; \quad (22)$$

комплексный параметр кривизны волнового фронта

$$q = \pm \sqrt{\frac{bd}{ac}}; \quad (23)$$

размеры пятна в плоскости симметрии

$$w_{01}^2 = \frac{j \lambda q}{\pi} = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{-\frac{bd}{ac}} = \frac{\lambda b}{\pi a} \sqrt{\frac{ad}{1-ad}}, \quad (24)$$
$$w_{02}^2 = \frac{\lambda b}{\pi d} \sqrt{\frac{ad}{1-ad}},$$

конфокальный параметр

$$z_K = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = -\frac{bd}{ac} = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{ad}{1-ad}}. \quad (25)$$

Определим на примере прямоугольного КР с осью симметрии, представленного на рис. 2, область устойчивости КР и размеры пучка, используя метод лучевых матриц.

Пусть четырехзеркальный резонатор образован двумя парами зеркал с оптическими силами  $1/f'_1$  и  $1/f'_2$  и плечами длиной  $L_1$  и  $L_2$  соответственно. Матрица полурезонатора имеет следующий вид:

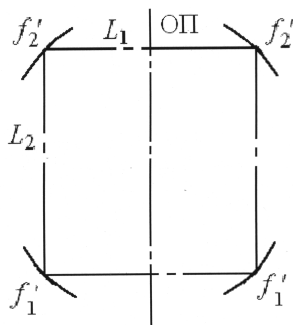


Рис. 2

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\Pi} &= \begin{pmatrix} 1 & L_1/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f'_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f'_1 & 1 \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} 1 & L_1/2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2} - \frac{\left[ \left(1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2}\right) L_2 + \frac{1}{2} L_1 \right]}{f'_1} & \\ \frac{-1}{f'_2} - \frac{\left( \frac{-1}{f'_2} L_2 + 1 \right)}{f'_1} & \end{bmatrix} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2} - \frac{\left[ \left(1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2}\right) L_2 + \frac{1}{2} L_1 \right]}{f'_1} \right] L_1 + \left(1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2}\right) L_2 + \frac{1}{2} L_1 & \\ \frac{1}{2} \left[ \frac{-1}{f'_2} - \frac{\left( \frac{-1}{f'_2} L_2 + 1 \right)}{f'_1} \right] L_1 - \frac{1}{f'_2} L_2 + 1 & \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Выпишем диагональные элементы  $a$  и  $d$  полученной матрицы, определяющие устойчивость:

$$a = 1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2} - \frac{\left[ \left(1 - \frac{1}{2} \frac{L_1}{f'_2}\right) L_2 + \frac{1}{2} L_1 \right]}{f'_1},$$

$$d = \frac{1}{2} \left[ \frac{-1}{f_2'} - \frac{\left( \frac{-1}{f_2'} L_2 + 1 \right)}{f_1'} \right] L_1 - \frac{1}{f_2'} L_2 + 1. \quad (26)$$

Введем новые переменные:

$$g_1 = \frac{L_2}{f_1'}, \quad g_2 = \frac{L_2}{f_2'}, \quad A = \frac{L_1}{L_2}, \quad (27)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  — параметры КР. Выразим элементы матрицы  $a$  и  $d$  (26) через  $g$ -параметры КР (27):

$$a = 1 - \frac{Ag_1}{2} - g_1 - \frac{Ag_2}{2} + \frac{Ag_1g_2}{2},$$

$$d = 1 - \frac{Ag_1}{2} - \frac{Ag_2}{2} - g_2 + \frac{Ag_1g_2}{2}.$$

Далее найдем след матрицы полурезонатора, т. е.  $ad$ , и последовательно приравнивая его нулю и единице, найдем границы области устойчивости (25) согласно полученному выше неравенству  $0 \leq ad \leq 1$ :

$$\left( 1 - \frac{Ag_1}{2} - g_1 - \frac{Ag_2}{2} + \frac{Ag_1g_2}{2} \right) \times$$

$$\times \left( 1 - \frac{Ag_1}{2} - \frac{Ag_2}{2} - g_2 + \frac{Ag_1g_2}{2} \right) = 0, \quad (28)$$

$$\left( 1 - \frac{Ag_1}{2} - g_1 - \frac{Ag_2}{2} + \frac{Ag_1g_2}{2} \right) \times$$

$$\times \left( 1 - \frac{Ag_1}{2} - \frac{Ag_2}{2} - g_2 + \frac{Ag_1g_2}{2} \right) = 1. \quad (29)$$

Решения уравнений (28) и (29) задают семейство кривых (гипербол), определяющих границы областей устойчивости:

$$\begin{aligned}
g_1(g_2) &= \frac{(-2 + Ag_2)}{(-A - 2 + Ag_2)}, \\
g_1(g_2) &= \frac{(-2 + Ag_2 + 2g_2)}{[A(-1 + g_2)]}, \\
g_1(g_2) &= \frac{g_2}{(-1 + g_2)}, \\
g_1(g_2) &= \frac{(A^2g_2 + 2Ag_2 - 4A - 4)}{[A(-A - 2 + Ag_2)]}.
\end{aligned} \tag{30}$$

Устойчивым конфигурациям резонаторов соответствуют области диаграммы, ограниченные кривыми (30), для которых  $ad = 1$  и  $ad = 0$  (или  $(A + D)/2 = \pm 1$ ), а радиусы перетяжки гауссова пучка увеличиваются до бесконечности или стягиваются к оптической оси (рис. 3).

Таким образом, использование векторно-матричного метода применительно к расчету КР позволяет:

- зная оптическую схему кольцевого резонатора, определить его основные параметры;
- рассчитать параметры формируемого КР лазерного излучения, включая размеры лазерного пучка в перетяжке в двух плоскостях: меридиональной и сагиттальной;
- определить местоположение КР относительно границ области устойчивости по его параметрам  $g_1$  и  $g_2$ .

Анализ размеров лазерного пучка в перетяжке и на оптических элементах имеет важное значение при проектировании КР. Так, увеличение размера перетяжки и ее эллиптичности, вызванной астигматизмом КР и различными размерами перетяжки в меридиональном и сагиттальном сечении в плоскости симметрии — в центре активной среды, при прочих равных условиях требует увеличения усиления активной среды, т. е. повышения мощности системы накачки. Это ведет к необходимости увеличения потребляемой энергии и, следовательно, к большему выделению теплоты или удлинению разрядного промежутка, а значит, увеличению габаритов резонатора.

Таким образом, анализ параметров гауссова пучка еще на этапе расчета КР позволяет выбрать оптимальную конфигурацию КР и оптические силы отражательных элементов.

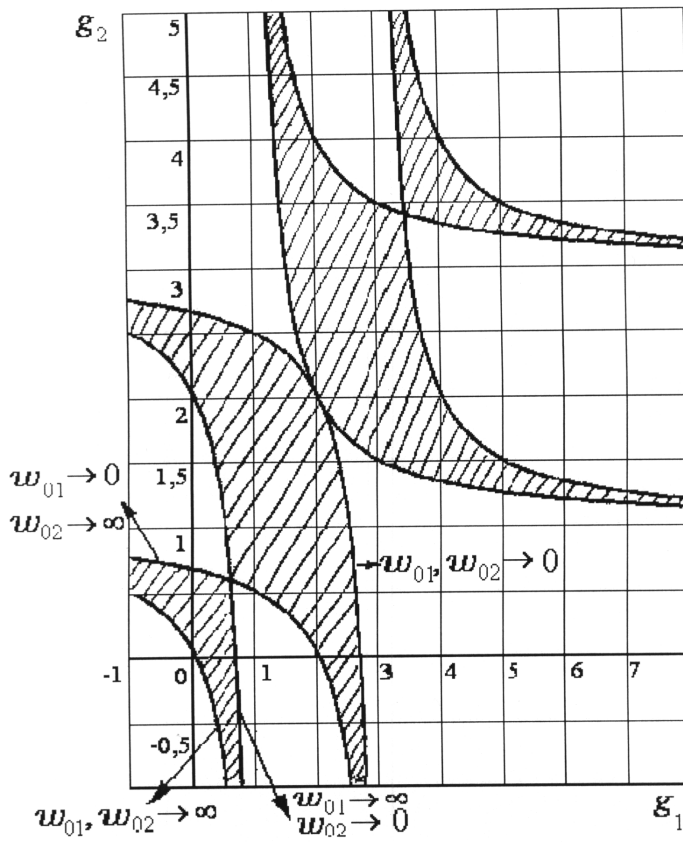


Рис. 3

Инженерная проработка конструкции резонатора предполагает также установление связей между возможными ошибками его реализации (разъюстировками) и соответствующим изменением характеристик собственных волн. К разъюстировкам, во-первых, приводит конечная точность выполнения оптических элементов и их размещения в схеме резонатора. Во-вторых, в процессе эксплуатации резонатор подвергается различным внешним воздействиям: нагреву или охлаждению (как общему в результате изменения внешней температуры, так и неравномерному, локальному при саморазо-

греве прибора в процессе работы), статическим и динамическим нагрузкам, механическим вибрациям, действию электрических и магнитных полей и т. п., что также может приводить к разъюстировкам резонатора.

Избежать разъюстировки в резонаторе принципиально невозможно. Разъюстировка приводит не только к изменению геометрических параметров резонатора (периметра и площади), которое может сопровождаться изменением масштабного коэффициента кольцевого лазера, но и к изменению дифракционных потерь и дифракционной невзаимности, а также поляризационных эффектов (при наличии напряжений в призмах и магнитного поля), что приводит к дрейфу нуля лазерного гиromетра.

Расчет разъюстировки можно провести методом расширенных лучевых матриц или методом осевого контура.

### ***Оптические элементы кольцевого резонатора***

Существуют различные оптические схемы лазерных гиromетров с различными способами включения невзаимных элементов. Но для обеспечения замкнутой кольцевой конфигурации в КР везде используются отражательные элементы, количество которых определяется конфигурацией КР.

Конструктивно резонатор, как правило, выполняют в виде моноблока из кварца или ситалла (материала типа Zerodur), на котором закрепляют либо высококачественные зеркала, либо призмные отражатели. Предварительно в моноблоке высверливают каналы для распространения излучения; один или несколько каналов заполняют активной средой (обычно He-Ne-смесью); кроме того, имеются крепежные отверстия, отверстия для дополнительных балансных объемов, отверстия и выемки для размещения невзаимных элементов и др.

Способом соединения отражательных элементов с моноблоком является, как правило, оптический контакт, поскольку он представляет собой надежное вакуумно-плотное и механически прочное соединение, которое допускает высокотемпературное обезгаживание собранного кольцевого лазера. Оптический контакт не создает в

призме начальных напряжений в момент соединения ее с моноблоком. Призма соединена с ним всей поверхностью большого катета, поэтому при воздействии окружающей температуры в ней возникают небольшие напряжения типа сдвига только вблизи зоны оптического контакта. Суммарные напряжения в призме, установленной на оптическом контакте, малы и, главное, стабильны, что подтверждено экспериментально при многократном термоциклировании. При оптическом контакте между призмой и моноблоком отсутствует граница сред, поэтому отсутствуют и переотражения излучения от большого катета призмы и не создается дополнительного вклада в обратное рассеяние. Использование при сборке кольцевого лазера специальной оснастки позволяет в принципе исключить юстировку призм.

Единственным недостатком оптического контакта является возникновение напряжений в призмах (и, соответственно, двулучепреломления) при механической деформации моноблока в процессе эксплуатации.

Для реализации всех преимуществ оптического контакта должна быть обеспечена высокая точность размеров моноблока и формы контактных поверхностей, контактные поверхности должны быть хорошо отмыты, так как несогласование формы контактных поверхностей, местные дефекты и загрязнения создают при контакте дополнительные напряжения в призмах. Заметим, что выполнение этих требований в любом случае необходимо при изготовлении высокоточного лазерного гиromетра.

На моноблоке закрепляют также фотоприемник, системы сведения пучков, отклоняющую призму, направляющую излучение на фотоприемник, колпачки, герметично закрывающие отражатели от воздействия окружающей среды и оптический контакт от влияния влажности.

Для обеспечения высокой добротности КР (т. е. минимальных потерь в резонаторе) следует использовать отражательные элементы с максимальным коэффициентом отражения. Принципиально наибольший коэффициент отражения, т. е. равный единице, может быть достигнут при использовании эффекта полного внутреннего отражения (ПВО). По этой причине развитие техники КР изначально-

но пошло в двух направлениях: разработка технологии производства высококачественных зеркальных отражателей и разработка резонаторов с призмами ПВО.

Имея более высокоразвитую технологическую базу, большинство западных фирм, производящих лазерные гиromетры, в качестве отражателей применяют зеркала несмотря на то, что требования к диэлектрическим покрытиям чрезвычайно велики (как в плане минимизации потерь, так и минимизации обратного рассеяния, что необходимо для уменьшения взаимодействия встречных волн). При использовании современных установок для напыления многослойных диэлектрических покрытий и сверхчистых материалов для напыления и высококачественных подложек серийное изготовление зеркал более технологично. Кроме того, для зеркального варианта конструкции КР значительно проще организовать систему регулирования периметра и температурную коррекцию лазерных гиromетров, когда относительное положение зеркал, подобранное на этапе калибровки лазерного гиromетра, подбирают в зависимости от измеренной температуры таким, что достигается минимальное значение сдвига нуля или случайного дрейфа.

Несмотря на высокую стоимость призм ПВО и более сложную юстировку призмной системы, в нашей стране широко используется призмный вариант оптической схемы КР благодаря лучшей, чем у зеркал, технологической отработанности изготовления отражательных призм. Значительным достоинством призмной схемы является возможность применения дисперсионных призм и использования ПВО от одной из внутренних поверхностей призмы, что позволяет обойтись без сложных и дорогостоящих отражающих покрытий и, главное, добиться меньшего значения обратного рассеяния, чем у зеркальных системам [2].

На рис. 4 показаны основные типы используемых в гиromетрах призм ПВО. Для уменьшения потерь излучения на отражение при прохождении луча через преломляющие грани призмы полного внутреннего отражения геометрию резонатора выбирают такой, чтобы угол падения луча на эти грани был равен углу Брюстера  $\varphi_{\text{Бр}}$ .



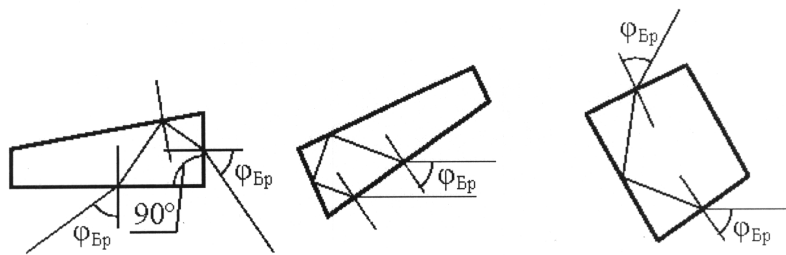


Рис. 4

Призмы ПВО в общем случае могут иметь оптические силы на любой из трех граней (рис. 5). Матрица призмного отражателя образуется произведением нескольких матриц, так как в процессе прохода луча через призму он испытывает несколько элементарных преобразований: один раз отражение и по два раза преломление и свободное распространение через материал призмы.

Для того чтобы вычислить значения матрицы призмы, необходимо определить входящие в нее параметры:

- углы падения и преломления на границе раздела сред «воздух — материал призмы» и «материал призмы — воздух»  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ ;
- угол падения и отражения  $\varepsilon_3$ ;
- длины промежутков внутри призмы  $a, b$ ;
- величины кривизны поверхностей малого катета, гипотенузы и большого катета  $K_1, K_2, K_3$ .

Геометрию призмы, которая однозначно определяет углы  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$  и промежутки  $a$  и  $b$ , выбирают из условия замкнутости контура резонатора и минимальности вносимых потерь при прохождении лучом призмы.

Для обеспечения второго условия используют явление полного внутреннего отражения и ориентирование преломляющих граней под углом Брюстера к падающему излучению. Угол Брюстера для двух материалов является функцией отношения их показателей преломления:

$$\text{для границы раздела «воздух — материал призмы» } \operatorname{tg} \varepsilon_1 = \operatorname{tg}(\varphi_{\text{Бр}}) = \frac{n_{\text{воздух}}}{n_{\text{стекло}}},$$

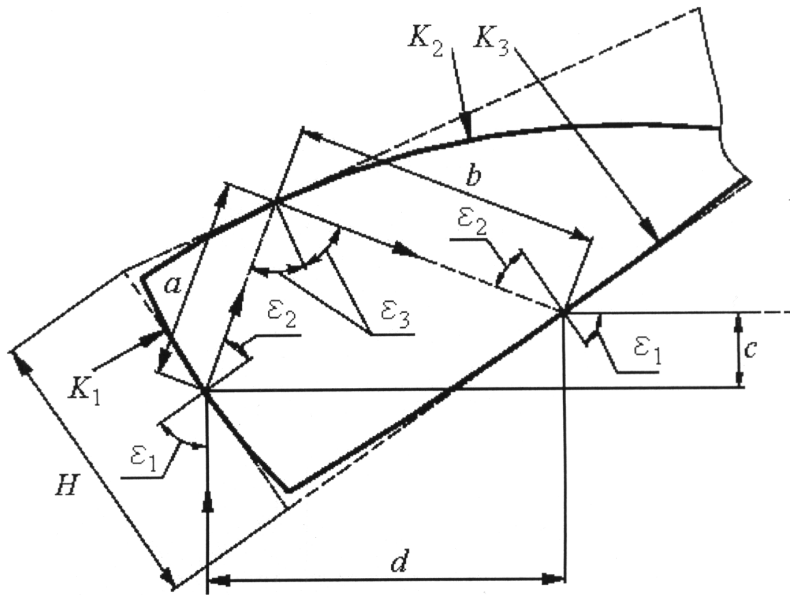


Рис. 5

для границы раздела «материал призмы — воздух»  $\text{tg } \varepsilon_2 = \text{tg}(\varphi_{\text{Бр}}) = \frac{n_{\text{стекло}}}{n_{\text{воздух}}}$ .

В качестве материала призмы обычно используют плавеный кварц (показатель преломления  $n_{\text{стекло}} \approx 1,5$ ), а показатель преломления воздуха в приближенных расчетах можно принять  $n_{\text{воздух}} \approx 1$ .

Таким образом,  $\varepsilon_1 \approx 56^\circ$ ,  $\varepsilon_2 \approx 34^\circ$ .

Для обеспечения замкнутости контура отражающую грань призмы необходимо ориентировать под углом  $\varepsilon_3 = 45^\circ$  к падающему лучу, что еще не нарушает явления полного внутреннего отражения:

$$\varepsilon_3 = 45^\circ > \varphi_{\text{ПВО}} = \arcsin\left(\frac{n_{\text{воздух}}}{n_{\text{стекло}}}\right) \approx 42^\circ.$$

Точка входа луча в призму со стороны малого катета делит его на две равные части. Это условие используют для получения выражений для промежутков  $a$  и  $b$ :

$$a = \frac{H \sin(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)}{2 \cos \varepsilon_3},$$

$$b = \frac{H}{\cos \varepsilon_2} - \frac{H}{2 \cos \varepsilon_3} \cos(\varepsilon_2 + \varepsilon_3).$$

В зависимости от конструктивных и технологических соображений призмы могут отличаться размером малого катета  $H$  и кривизной поверхностей преломляющих и отражающей граней ( $K_1, K_2, K_3$ ). При этом считается, что осевой контур проходит через центры сферических поверхностей. Таким образом, эти четыре параметра однозначно определяют значения матрицы призмы ПВО.

Для удобства определения межпризменных интервалов четырехугольного призменного КР можно ввести вспомогательные параметры  $c$  и  $d$ :

$$c = \left( \sqrt{\left( \frac{H \cos \varepsilon_2}{2 \cos \varepsilon_3} \right)^2 + b^2 + \frac{Hb \cos \varepsilon_2}{\operatorname{tg} \varepsilon_3} - H^2 - \frac{H}{2} \operatorname{tg} \varepsilon_1} \right) \cos \varepsilon_1,$$

$$d = \frac{H}{2 \cos \varepsilon_1} + c \operatorname{tg} \varepsilon_1.$$

К основным недостаткам данных систем следует отнести наличие в призмах остаточного или вызванного механическими напряжениями двулучепреломления, которое в магнитных полях может привести к сдвигу нуля, хотя призмы изготавливают, как правило, из высококачественных кварцевых стекол КУ-1.

Тем не менее, применение ряда специальных конструкторских и технологических решений позволило снизить уровень остаточных напряжений в материале призм и решить тем самым основную проблему призменных резонаторов. Это сделало призменные лазерные гиromетры конкурентоспособными, а в ряде случаев и более предпочтительными, чем зеркальные, так как отсутствие покрытий

на отражательных элементах резонатора и внутри лазера позволяет обеспечить в призмных лазерных гиromетрах принципиально большие стабильность эксплуатационных параметров и, соответственно, ресурс.

### ***Анализ призмных кольцевых резонаторов***

Призмные КР бывают различной конфигурации, например четырехпризмной (рис. 6, *a*), трехпризмной (рис. 6, *б*), двухпризмной (рис. 6, *в*).

При проектировании кольцевых лазеров с призмными резонаторами важно знать изменение положения осевого контура резонатора под воздействием внешних факторов. Наибольшие разъюстировки происходят при изменении температуры, поскольку от температуры зависит показатель преломления материала призм. Кроме того, происходит изменение плотности и показателя преломления воздуха, который заполняет канал моноблока, соединенный с системой регулирования периметра.

При анализе влияния температурных возмущений на разъюстировки резонатора необходимо рассматривать два случая:

- самопрогрев прибора в процессе работы;
- внешнее изменение температуры.

Применительно к четырехугольным призмным КР (рис. 7, где *a* — «классическая схема» четырехпризмного КР; *б* — КР «с обращенными вторыми призмами») к самопрогреву кольцевого лазера в процессе работы в первом приближении приводит увеличение температуры активной среды, которая в рассматриваемых конструкциях располагается между первыми призмами; следовательно, данному режиму соответствует изменение температуры первых призм относительно вторых. Случай внешнего изменения температуры соответствует одинаковому изменению температуры всех призм. Другие температурные режимы можно имитировать комбинацией двух рассматриваемых.

Для установления причин разъюстировок в ряде случаев можно использовать приближенный метод, основанный на фиксированной деформации осевой линии резонатора. При этом принимают во внимание, что любое изменение характеристик собственных волн

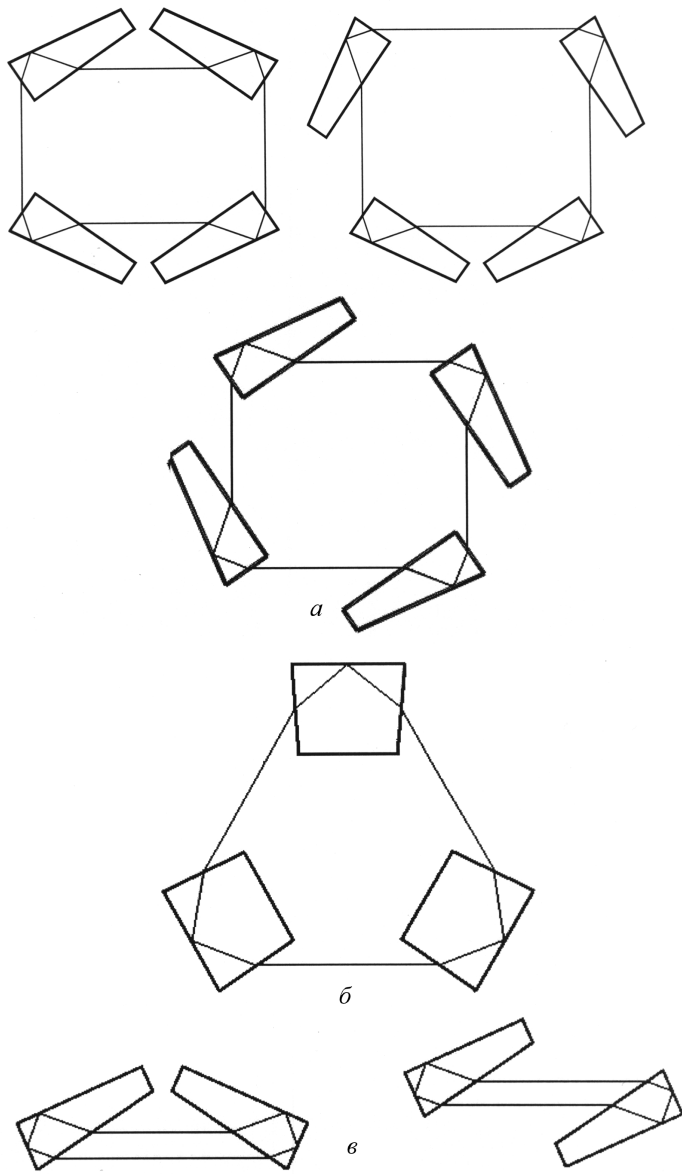


Рис. 6

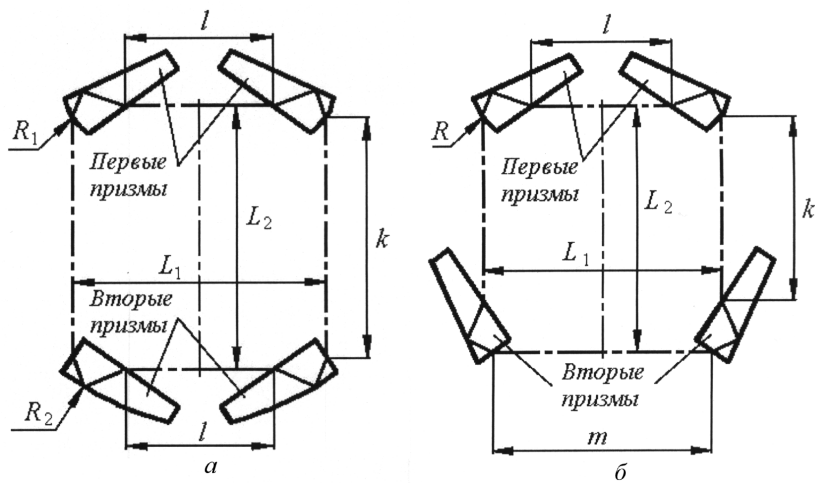


Рис. 7

прямо связано с деформацией осевой линии резонатора. Чем больше смещение осевой линии в каком-нибудь ответственном сечении или на каком-нибудь ответственном участке, тем значительнее последствия разъюстировки. Этот метод назван методом осевого контура.

Важным для метода осевого контура является понятие вектора ошибок  $\mathbf{V}(b_x, b_\alpha, b_y, b_\beta)$ . Его составляющие — ненулевые значения координат лучевого вектора осевого луча, прошедшего часть оптической системы, подвергшейся разъюстировке (рис. 8).

Для того чтобы найти вектор ошибок, необходимо связать изменения координат лучевого вектора с вызывающими эти изменения причинами. Если оптическая система содержит несколько ошибок, то рассчитывают суммарный вектор ошибок  $\mathbf{V}_0$ .

Для определения координат возмущенного осевого контура в других сечениях полученный собственный вектор последовательно умножают на лучевые матрицы соответствующих элементов резонатора с учетом векторов ошибок элементов резонатора.

Особое внимание необходимо уделять наиболее ответственным сечениям, в которых переюстировки не желательны. К таковым принадлежат промежуток, в котором расположена активная среда,

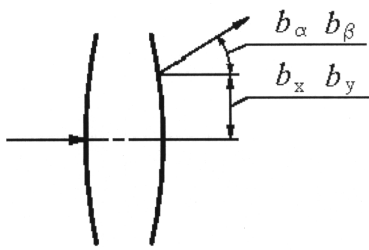


Рис. 8

а также места установки диафрагм и элементов оптики, выводящей часть излучения из резонатора.

Влияние температурных возмущений на оптические элементы можно оценить, исследовав вектор ошибок. При полном обходе резонатора он может приобрести ненулевые координаты, что приводит к незамкнутости осевого контура.

Для обеспечения условия самовоспроизводимости осевого луча положение осевого контура смещают, т. е. происходит переюстировка. Для исключения переюстировок в выбранном сечении резонатора необходимо, чтобы суммарный вектор ошибок резонатора имел нулевые значения.

В качестве примера на рис. 9 и 10 и в табл. 1 и 2 приведены численные расчеты переюстировок для анализа представленных на рис. 10 резонаторов при различных воздействиях (*a* — при самопрогреве; *b* — при внешнем прогреве). Расчеты проводились для плеч резонаторов  $L_1 = L_2 = 100$  мм и радиусов сферической поверхности  $R = 1000$  мм (большая катетная грань призм ПВО всегда делается плоской, поскольку она контактирует с моноблоком).

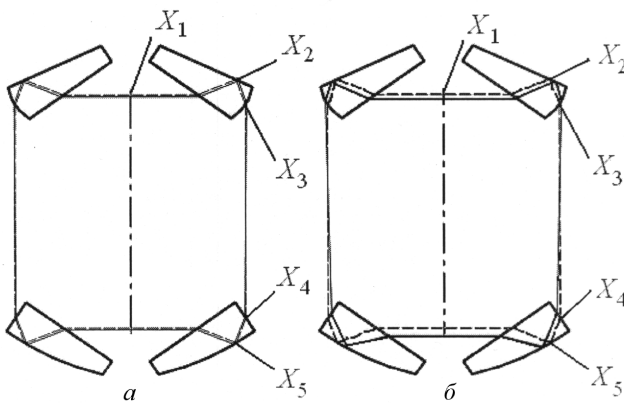


Рис. 9

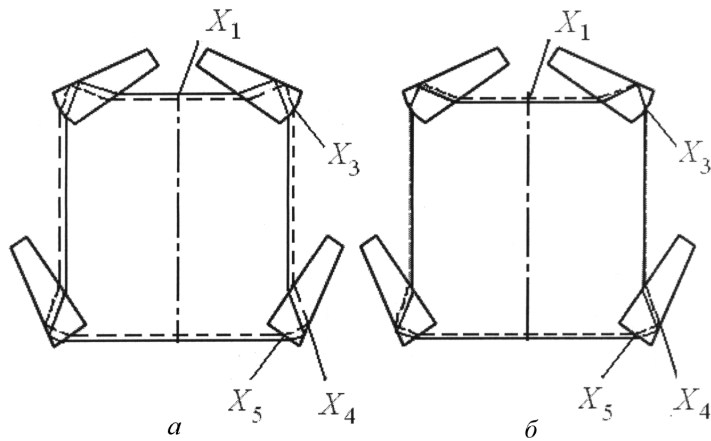


Рис. 10

Таблица 1

Температурные переюстировки резонатора, выполненного по классической схеме

Сечение	При внешнем прогреве, $\Delta T = 100^\circ\text{C}$		При самопрогреве, $\Delta T = 10^\circ\text{C}$	
	Линейные, мкм	Угловые, рад	Линейные, мкм	Угловые, рад
$X_1$	-34,6	0	-9,3	0
$X_2$	47,1	$-4,7 \cdot 10^{-4}$	13,2	$-4,7 \cdot 10^{-5}$
$X_3$	30,8	$2,1 \cdot 10^{-3}$	8,9	$-2,2 \cdot 10^{-4}$
$X_4$	-209,5	$2,1 \cdot 10^{-3}$	12,1	$-2,2 \cdot 10^{-4}$
$X_5$	311,8	$-4,7 \cdot 10^{-4}$	18,1	0

В призмном оптическом КР путем выбора соответствующей конфигурации можно добиться, чтобы переюстировка в одном из плеч резонатора была минимальной (термостабильный резонатор). В этом плече обычно располагают активную среду, диафрагмы и другие элементы, переюстировка по которым нежелательна. Анализ показывает, что достичь нулевого смещения осевого контура



Таблица 2

**Температурные переюстировки резонатора, выполненного по схеме с обращенными вторыми признаками**

Сечение	При внешнем прогреве, $\Delta T = 100^\circ\text{C}$		При самопрогреве, $\Delta T = 10^\circ\text{C}$	
	Линейные, мкм	Угловые, рад	Линейные, мкм	Угловые, рад
$X_1$	-3,8	0	100,4	0
$X_2$	-2,6	$-4,7 \cdot 10^{-4}$	-178	$-4,7 \cdot 10^{-4}$
$X_3$	0	$-2,1 \cdot 10^{-3}$	-178	0
$X_4$	322	$4,7 \cdot 10^{-4}$	178	0
$X_5$	324	0	178	0

в активном канале возможно только при определенном соотношении между оптической силой призм и интервалами между первыми и вторыми призмами. Кроме того, одновременно можно добиться приемлемой температурной стабильности масштабного коэффициента.

Температурные разъюстировки, зависящие от изменения показателя преломления призм, приводят к изменению оптического периметра  $L$  и площади резонатора  $S$ . От их стабильности в процессе работы зависит точность лазерного гиromетра. Поэтому для минимизации погрешностей необходимо использовать те конфигурации схем призмных КР, которые не приводят к значительному изменению данных геометрикооптических характеристик резонатора.

Если не учитывать влияние активной среды, то масштабный коэффициент лазерного гиromетра выражается через геометрикооптические характеристики резонатора:  $K = \frac{4S}{\lambda L}$ . Их нестабильность приводит к изменению масштабного коэффициента

$$\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta S}{S} - \frac{\Delta L}{L},$$

где  $\Delta S/S$  — относительное изменение площади резонатора;  $\Delta L/L$  — относительное изменение оптического периметра резонатора.

Анализируя последнюю формулу с учетом работы системы регулировки периметра (СРП), можно отметить следующее.

1. Если ресурс СРП позволяет стабилизировать оптический периметр во всем температурном диапазоне без перехода с моды на моду, то относительное изменение масштабного коэффициента полностью определяется приращением площади резонатора, зависящим от переюстировок. В этом случае необходимо подбирать геометрию резонатора, исходя из условия минимального изменения его площади.

2. Если ресурс СРП рассчитан на стабилизацию оптического периметра только в некотором интервале, соответствующем обычно расстоянию между соседними модами, то относительная погрешность масштабного коэффициента зависит от разности относительных изменений площади и периметра резонатора. Поэтому в данном случае геометрию резонатора выбирают такой, чтобы переюстировки в процессе работы прибора вносили минимальный вклад в разность относительных изменений площади и оптического периметра.

## **2. ПОЛУЧЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ О ПАРАМЕТРАХ ВРАЩЕНИЯ**

### **2.1. Вывод излучения**

Вывод излучения из КР осуществляют через частично пропускающее зеркало, а в призмных резонаторах — за счет эффекта нарушения полного внутреннего отражения (НПВО).

Существует несколько факторов, вызывающих НПВО на границе двух диэлектриков:

- вторая среда с поглощением;
- шероховатая поверхность раздела;
- близкое расположение третьей среды (рис. 11).

Необходимо рассмотреть третий из перечисленных случаев.

Коэффициент пропускания смесительной призмы, основанный на нарушении ПВО, можно получить, при этом решая волновое уравнение для слоистой среды с соответствующими граничными условиями.

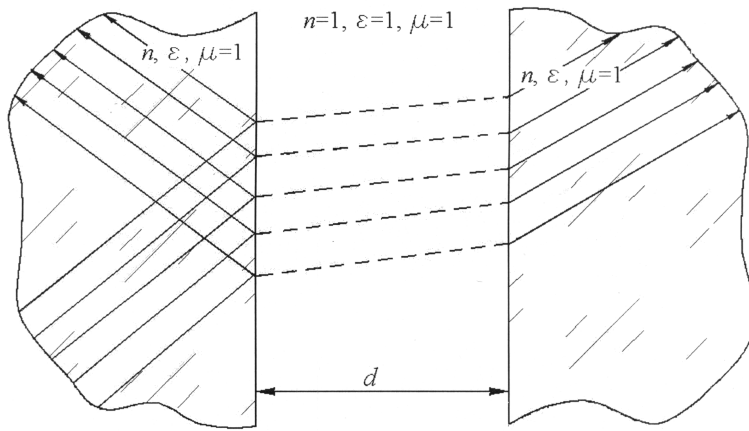


Рис. 11

Для плоской  $p$ -поляризованной волны (ТМ-типа) скалярное уравнение имеет вид (предполагается, что электромагнитное поле зависит от времени как  $\exp(-i\omega t)$ ):

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 H_x = 0,$$

где  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $n^2 = \epsilon\mu$ ,  $\lambda$  — длина волны излучения;  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды;  $\mu$  — магнитная проницаемость.

Предполагается, что величины  $\epsilon$  и  $\mu$  не зависят от  $Z$  (среда однородная).

Граничные условия имеют вид

$$\begin{aligned} H_x &= \text{const}; \quad H_y = H_z = 0; \\ E_x &= 0; \quad E_y = \text{const}; \quad E_z = \text{const}. \end{aligned}$$

Коэффициент отражения

$$R_p = \left| 2ib \frac{\exp(k_0 b d)(a - ib) + \exp(-k_0 b d)(a + ib)}{\exp(-k_0 b d)(a + ib)^2 - \exp(k_0 b d)(a - ib)^2} - 1 \right|^2, \quad (31)$$

а коэффициент пропускания

$$T_p = \left| \frac{4iab \exp(-ik_0ad + \pi)}{\exp(-k_0bd)(a + ib)^2 - \exp(k_0bd)(a - ib)^2} \right|^2. \quad (32)$$

В формулах (31)—(32)  $a = \cos(\theta)/n$ ,  $b = \sqrt{n^2 \sin^2(\theta) - 1}$ ,  $n$  — показатель преломления материала призм;  $\theta$  — угол падения на отражающую грань;  $d$  — величина зазора в мкм.

Для плоской  $s$ -поляризованной волны (ТЕ-типа) скалярное волновое уравнение имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + k_0^2 n^2 = 0.$$

Граничные условия — вид (рис. 12)

$$H_x = 0; \quad H_y = \text{const}; \quad H_z = \text{const};$$

$$E_x = \text{const}; \quad E_y = E_z = 0.$$

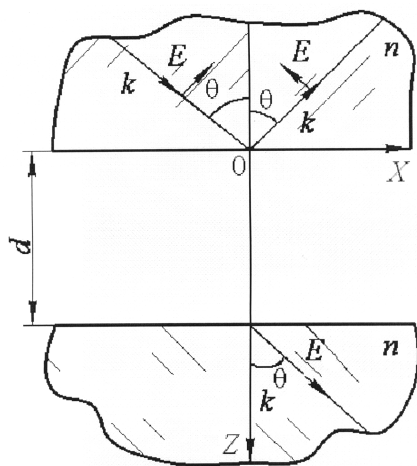


Рис. 12

Коэффициент отражения

$$R_s = \left| 2a \frac{\exp(k_0bd)(a + ib) - \exp(-k_0bd)(a - ib)}{\exp(k_0bd)(a + ib)^2 - \exp(-k_0bd)(a - ib)^2} - 1 \right|^2, \quad (33)$$

а коэффициент пропускания

$$T_s = \left| \frac{4iab \exp(-ik_0ad)}{\exp(k_0bd)(a+ib)^2 + \exp(-k_0bd)(a-ib)^2} \right|^2. \quad (34)$$

Результаты расчета коэффициентов отражения и пропускания в зависимости от величины зазора  $d$  по формулам (31)—(34) представлены на рис. 13 и 14. Видно, что требуемое пропускание (обычно менее 0,1 %) и, соответственно, отражение ( $\approx 99,9\%$ ) достигаются, если зазор  $d \approx \lambda$ .

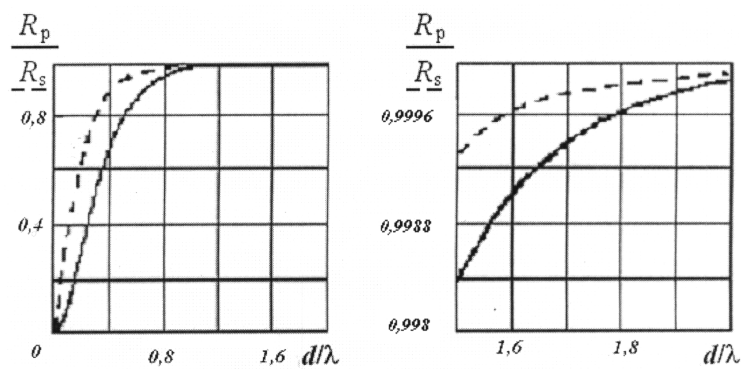


Рис. 13

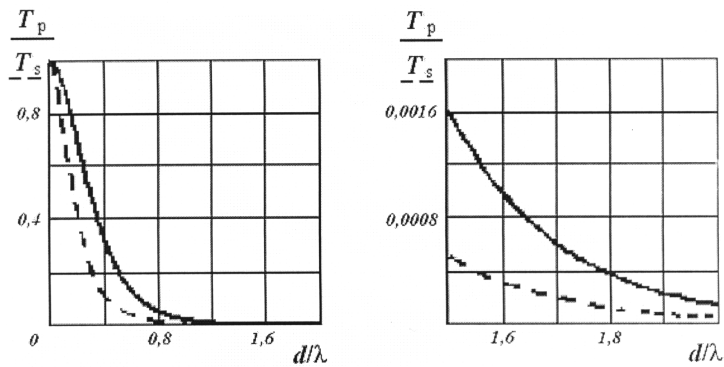


Рис. 14

## 2.2. Системы сведения двух встречных волн

Для выделения сигнала разностной частоты встречные волны, выходящие через одну из призм в результате НПВО, смешивают на фотоприемнике при помощи дополнительного оптического устройства. Для этого встречные лучи, распространяющиеся в КР по и против часовой стрелки, должны быть направлены практически коллинеарно друг другу на чувствительную поверхность приемника. Этого достигают при помощи оптического блока сведения пучков с использованием зеркал, призм или волоконно-оптических схем смешения. При выборе схемы блока сведения пучков необходимо учесть габариты блока, его размещение в конструкции, возможность юстировки, влияние вибрации и т. д. На рис. 15 представлены различные варианты схем смешения: для четырехугольных КР на двух и трех зеркалах (см. рис. 15, *а*) и на призмах (см. рис. 15, *б*); а также — для треугольного КР на призмах (см. рис. 15, *в*).

Простейшие схемы сведения на зеркалах подвержены влиянию вибраций, поэтому на практике чаще используются призмённые конструкции интерференционного устройства, например с использованием призмы ПВО (см. рис. 15, *б*). Угол при вершине призмы делают слегка отличным от  $90^\circ$  для того, чтобы получить требуемый шаг интерференционной картины.

Крепление призмы сведения представляет интересную теоретическую (рассмотренную в разд. 2.1) и практическую задачи. Очевидно, что при приближении призмы сведения вплотную к отражательной призме прекращается генерация лазерного излучения ввиду резкого увеличения потерь. При большом зазоре между призмами в призму сведения излучение не поступит. На практике делают определенный зазор  $d$  и из теоретических зависимостей рассчитывают долю попадающего излучения в призму-смеситель. Обычно зазор составляет менее 1 мкм. Этого значения достигают путем напыления на базовую поверхность (нижнюю грань) смесительной призмы диэлектрического покрытия. В этом покрытии оставляют «окошко» для прохождения лучей, на которое наносят клей, скрепляющий смесительную призму с призмой-отражателем.

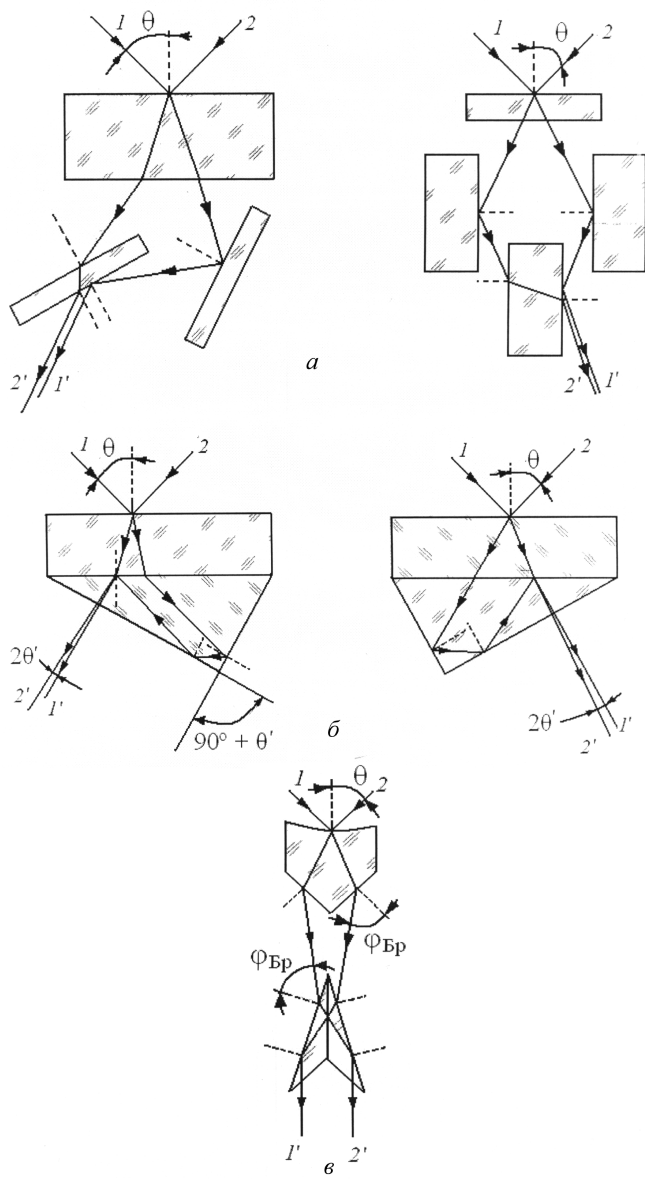


Рис. 15

Для выравнивания интенсивностей лучей можно применять полупрозрачное покрытие на смесительной призме.

### 2.3. Выделение сигнала биений встречных волн

Сигналом биений в лазерном гиromетре обычно называют сигнал на выходе фотоприемника, регистрирующего интерференционную картину, которая образуется при пространственном сложении встречных волн кольцевого лазера на его выходе. Сигнал биений несет информацию о разности частот встречных волн и, соответственно, об угловой скорости объекта, на котором расположен гиromетр (а точнее — о величине проекции этой скорости на плоскость рабочего контура гиromетра).

Для рационального выбора фотоприемника необходимо проанализировать распределение поля в плоскости чувствительной площадки фотоприемника. Аналитическое решение этой задачи затруднено в силу того, что на распределение поля в плоскости фотоприемника существенное влияние оказывают дифракционные эффекты. Распределение поля можно получить, воспользовавшись скалярной теорией дифракции и соответствующими численными методами, но для этого нужны вычисления большого объема. Однако для выбора фотоприемника часто достаточно приближенного анализа поля без учета дифракции.

Рассмотрим образование интерференционной картины и выделение в ней частоты биений встречных волн в кольцевом лазере. Распространяющуюся вдоль оси  $X$  плоскую электромагнитную волну (которой можно пользоваться при приближенном описании волн в лазере) можно представить в виде

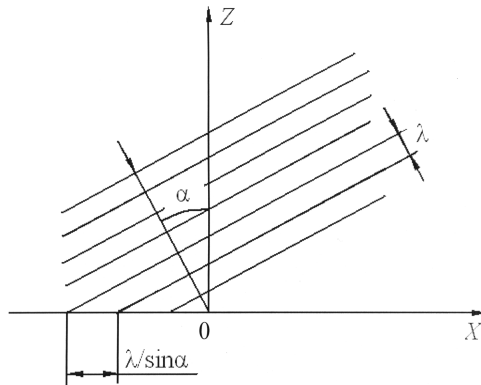
$$E(t, x) = E_0 \cos \left( 2 \pi \nu t - \frac{2 \pi}{\lambda} x \right).$$

В том случае, когда направление распространения волны не совпадает с осью координат, выражение для  $E$  приобретает вид (рис. 16)

$$E(t, r) = E_0 \cos \left( 2 \pi \nu t - \frac{2 \pi}{\lambda} r \right),$$

где  $r = x \sin \alpha - z \cos \alpha$ .



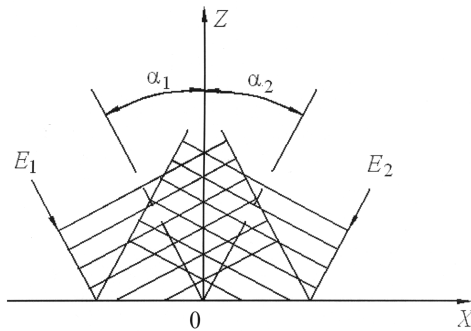


**Рис. 16**

При падении встречных волн на фотоприемник считают, что фазовые фронты падающих волн плоские и волны имеют одинаковую поляризацию. Пусть тогда плоскость фотоприемника совпадает с плоскостью  $XOY$  (рис. 17). Распределение полей  $E_1$  и  $E_2$  в этой плоскости вдоль оси  $X$  имеет вид

$$E_1 = E_{01} \cos \left( 2 \pi \nu_1 t - \frac{2 \pi}{\lambda} x \sin \alpha_1 + \varphi_1 \right),$$

$$E_2 = E_{02} \cos \left( 2 \pi \nu_2 t - \frac{2 \pi}{\lambda} x \sin \alpha_2 + \varphi_2 \right).$$



**Рис. 17**

Фотоприемник чувствителен к интенсивности светового поля, пропорциональной квадрату амплитуды суммарного поля  $E$ :

$$\begin{aligned}
I &= E^2 = (E_1 + E_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 = \\
&= E_{01}^2 \cos^2 \left( 2\pi \nu_1 t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha_1 + \varphi_1 \right) + \\
&+ E_{02}^2 \cos^2 \left( 2\pi \nu_2 t - \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha_2 + \varphi_2 \right) + \\
&+ E_{01}E_{02} \cos \left[ 2\pi(\nu_1 + \nu_2)t - \right. \\
&- x \left( \frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \alpha_1 + \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \alpha_2 \right) + \varphi_1 + \varphi_2 \left. \right] + \\
&+ E_{01}E_{02} \cos \left[ 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t - \right. \\
&- x \left( \frac{2\pi}{\lambda_1} \sin \alpha_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} \sin \alpha_2 \right) + \varphi_1 - \varphi_2 \left. \right]. \tag{35}
\end{aligned}$$

Учитывая ограниченную чувствительность обычного фотоприемника по частоте, необходимо проинтегрировать полученное выражение на интервале времени  $\tau$ , величина которого по крайней мере удовлетворяет условию  $\tau \ll \frac{1}{\nu_1 - \nu_2}$ ; при этом

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \cos^2(2\pi \nu_i t + \varphi_i) dt &\approx \frac{1}{2}; \\
\frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \cos [2\pi(\nu_1 + \nu_2)t + \varphi_1 + \varphi_2] dt &\approx 0,
\end{aligned}$$

а последний член постоянен на интервале  $\tau$ . Поэтому формула (35) получает вид

$$\begin{aligned}
I &= \frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}E_{02} \times \\
&\times \cos \left[ 2\pi(\nu_1 - \nu_2)t - 2\pi x \left( \frac{\sin \alpha_1}{\lambda_1} - \frac{\sin \alpha_2}{\lambda_2} \right) \right] \approx \\
&\approx \frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}E_{02} \cos \left[ 2\pi \Delta \nu t - \frac{4\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right], \tag{36}
\end{aligned}$$

где принято, что  $\alpha_1 = -\alpha_2 = \alpha$ ;  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ .

Для простейшего случая, когда  $\Delta v = 0$ ,

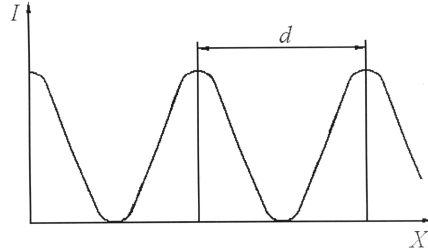
$$I = \frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}E_{02} \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right),$$

при малых углах  $\alpha$

$$I \approx \frac{1}{2} (E_{01}^2 + E_{02}^2) + E_{01}E_{02} \cos \left( \frac{4\pi}{\lambda} x \alpha \right).$$

Таким образом, для случая  $\Delta v = 0$  в плоскости фотокатода имеются неподвижные интерференционные полосы (рис. 18), ширина которых

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \approx \frac{\lambda}{2 \alpha}. \quad (37)$$



**Рис. 18**

Рассмотрим теперь основной случай, когда  $\Delta v \neq 0$ . Анализируя фазу  $\Phi = 2\pi\Delta v t - \frac{4\pi}{\lambda} x \sin \alpha$ , запишем условия максимумов и минимумов интерференционной картины:

$$\Phi_{\max} = 2\pi n, \quad \Phi_{\min} = \pi(2n + 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Скорость перемещения полос находится дифференцированием  $\Phi$  по времени:

$$2\pi\Delta v - \frac{dx}{dt} \frac{4\pi}{\lambda} \sin \alpha = 0,$$

откуда

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\lambda}{4\pi \sin \alpha} 2\pi\Delta v = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha} \Delta v. \quad (38)$$

Таким образом,  $\Delta \nu = \frac{1}{a} \frac{dx}{dt}$  (где  $a = \lambda/2 \sin \alpha$  — коэффициент пропорциональности), т. е. по направлению перемещения и частоте смены интерференционных полос можно установить соотношение частот двух интерферирующих волн.

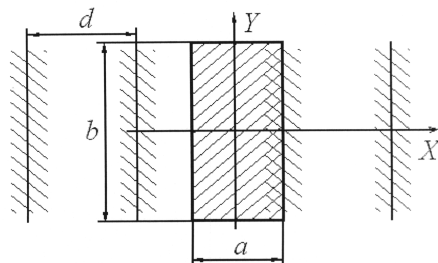
Пусть интерферирующие волны равнойки, т. е.  $E_{01} = E_{02} = E_0$ . Тогда распределение интенсивности (31) упрощается до вида

$$I(x, t) = E_0^2 \left[ 1 + \cos \left( 2 \pi \Delta \nu t - \frac{4 \pi}{\lambda} x \alpha \right) \right].$$

Рассмотрим результат регистрации такой интерференционной картины фотоприемником, перед которым расположена прямоугольная диафрагма, ограничивающая световой поток (рис. 19). Фототок (ток электронов, выбиваемых из фотокатода при падении на него фотонов) определяется следующим выражением:

$$i_{\phi} = \gamma I,$$

где  $\gamma = \frac{\eta e}{h \nu}$  — интегральная чувствительность;  $\eta$  — квантовый выход фотокатода на частоте  $\nu$ ;  $e$  — заряд электрона;  $h$  — постоянная Планка.



**Рис. 19**

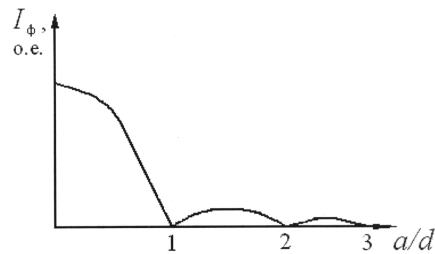
Результирующий фототок находим интегрированием по освещенной площади  $S$  фотокатода:

$$\begin{aligned}
J_{\Phi} &= \int_S i_{\Phi} ds = \gamma \int_S I(x, y, t) dx dy = \\
&= \gamma \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_0^2 \left[ 1 + \cos \left( 2 \pi \Delta vt - \frac{4 \pi}{\lambda} x \alpha \right) \right] dx dy = \\
&= \gamma b \int_{-a/2}^{a/2} E_0^2 \left[ 1 + \cos \left( 2 \pi \Delta vt - \frac{4 \pi}{\lambda} x \alpha \right) \right] dx = \\
&= \gamma b a E_0^2 \left\{ \frac{\sin \left( \frac{2 \pi}{\lambda} a \alpha \right)}{\frac{2 \pi a \alpha}{\lambda}} \cos (2 \pi \Delta vt) \right\} + \gamma a b E_0^2.
\end{aligned}$$

При условии, что ширина полосы  $\lambda/2 \alpha = d$ , имеем

$$J_{\Phi} = \gamma a b E_0^2 \left[ 1 + \frac{\sin \left( \frac{\pi a}{d} \right)}{\frac{\pi a}{d}} \cos (2 \pi \Delta vt) \right], \quad (39)$$

т. е. имеется постоянная составляющая фототока, пропорциональная площади диафрагмы, и переменная составляющая, амплитуда которой зависит от соотношения  $a/d$  в выражении  $\sin x/x$  (рис. 20).



**Рис. 20**

Таким образом, наиболее выгоден случай, когда ширина полосы много больше диафрагмы. Если это неосуществимо по техническим причинам, должно выполняться равенство  $a/d = 1/2 + n$ , где

$n$  — целое число. Расстояние между соседними полосами обычно выбирают равным нескольким миллиметрам.

Для определения направления вращения обычно используют два фотоприемника, сдвинутых друг относительно друга по координате  $x$  на четверть ширины интерференционной полосы ( $d/4$ , рис. 21), или двухплощадочный фотоприемник. Это дает сдвиг по фазе на  $\pi/4(90^\circ)$  сигналов разностной частоты, снимаемых с этих фотоприемников (или двух отдельных чувствительных площадок).

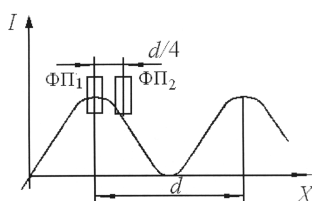


Рис. 21

Так как при разных направлениях вращения величина  $v_1 - v_2$  меняет знак, то меняется и направление движения полос. Соответственно изменяется и знак разности фаз сигналов, снимаемых с двух фотоприемников. Таким образом, определение знака разности фаз фазовым детектором дает информацию о направлении вращения лазера. Учет направления вращения позволяет производить реверсивный счет периодов выходного сигнала (т. е. счет с учетом знака направления вращения). При этом сигнал фазового детектора используют для переключения сигнала с одного канала на другой (рис. 22). После разделения сигнала на два канала осуществляют подсчет периодов реверсивным счетчиком, который производит суммирование с учетом знака. Реверсивный счет полос позволяет правильно определить угловое перемещение лазера при его движении с изменением знака угловой скорости.

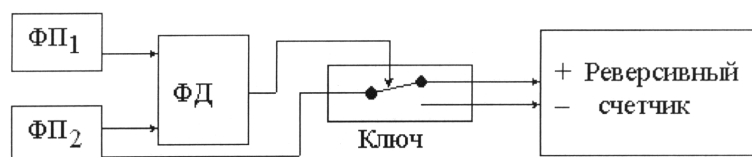


Рис. 22

### 3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЕРИМЕТРА КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА

#### 3.1. Влияние ухода частоты на параметры лазерного гиromетра

Одним из параметров, существенно влияющим на работу лазерного гиromетра, является частота генерации лазера, или расстройка частоты генерации относительно центра кривой усиления. Как было показано в [4], выходная характеристика кольцевого лазера (масштабный коэффициент, сдвиг нуля, нелинейность) существенно зависит от коэффициента усиления активной среды и ее дисперсии. Усиление же и, соответственно, дисперсия, являются функциями расстройки генерации относительно центра кривой усиления.

Значительные изменения частоты генерации могут привести к изменению модового состава. При этом область генерации (частотная область, в которой усиление  $G > \mu$ ) должна превышать частотный интервал резонатора  $\Delta \nu_{\text{рез}} = c/L$ . Переход от одномодового (одночастотного) режима генерации к двухмодовому создает вследствие разности параметров мод (прежде всего, разности расстроек) различие в выходных характеристиках, когда одной угловой скорости соответствуют две разности частот соответствующих встречных волн, а  $\Omega_{31}, \Omega_{32}$  — полосы захвата соответственно первой и второй моды (рис. 23).

Поскольку отличие разностной частоты от идеальной всегда уменьшается с увеличением угловой скорости  $\Omega$ , то и различие разностных частот двух мод тоже уменьшается с ее ростом. При определенных значениях  $\Omega$ , когда разность разностных частот становится мала, происходит синхронизация с разностных частот. При этом частота, на которой синхронизируются разностные частоты  $\Omega_0$ , отличается от разностной частоты, соответствующей одномодовому случаю. Вследствие этого переход из одномодового режима в двухмодовый и любые другие изменения модового состава всегда приводят к резкому изменению разностной частоты, причем изменяются все параметры выходной характеристики ( $K, \Delta \nu_0, \Delta f_3$ ). Изменения величины  $\Delta \nu$ , обусловленные изменением модового

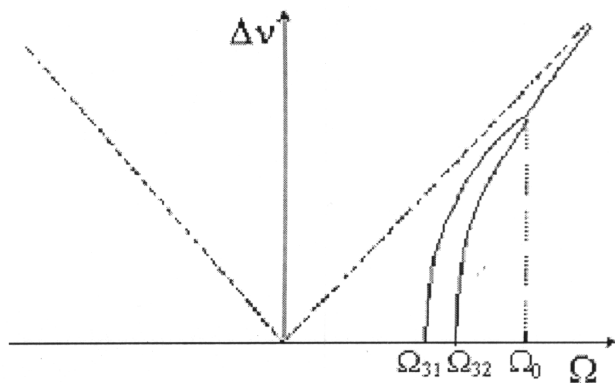


Рис. 23

состава, весьма велики и обычно превышают флуктуации, создаваемые другими источниками погрешностей. Так, относительное изменение масштабного коэффициента при переходе из одномодового режима в двухмодовый, составляющее  $\sim 10^{-4}$ , приводит к скачкообразному изменению разностной частоты.

Перечисленные факторы свидетельствуют о том, что нормальное функционирование лазерного гиromетра невозможно без стабилизации частоты генерации. Поскольку частота генерации определяется длиной резонатора и соответствующей собственной частотой резонатора (внутри линии усиления):

$$v_q = q \frac{c}{L}; \quad \frac{\delta v_q}{v_q} = \frac{\delta L}{L},$$

для поддержания стабильной частоты генерации необходимо компенсировать изменение величины  $L$  с помощью соответствующего управляющего элемента. Поэтому систему стабилизации частоты генерации часто называют системой регулирования периметра (СРП).



### 3.2. Система регулирования периметра зеркального лазера

Для стабилизации частоты генерации необходимо иметь некоторую реперную (экстремальную) точку дискриминационной характеристики, относительно которой можно было бы определять уходы частоты генерации. Простейшей дискриминационной характеристикой, используемой для стабилизации периметра, является зависимость выходной мощности от частоты генерации (рис. 24), а частота экстремума этой резонансной кривой служит реперной точкой в СРП [10]. Отклонение частоты генерации от реперной (экстремальной) точки преобразуется в изменяющийся во времени сигнал рассогласования в контуре обратной связи, который сервосистема выделяет и обрабатывает, а управляющий элемент изменяет частоту генерации лазера в сторону уменьшения сигнала ошибки обычно путем подрегулировки длины его резонатора. Управляющим элементом обычно является пьезокерамический преобразователь, изменяющий свою длину при подаче на него напряжения. На него крепится одно из зеркал резонатора лазера, которое, перемещаясь вместе с преобразователем, изменяет периметр  $L$  (рис. 25). На пьезокерамический преобразователь подается также переменное напряжение небольшой амплитуды  $U_{\text{п}}$ , создающее поисковый сигнал — изменение во времени длины резонатора, а следовательно, и частоты генерации (см. рис. 24). За счет поискового сигнала выходная мощность лазера имеет переменную составляющую, фаза которой зависит от того, с какой стороны от реперной точки находится частота генерации, а амплитуда — насколько далеко она от центра кривой  $\nu_0$ .

Система стабилизации периметра по данному методу строится по следующей схеме (рис. 26): переменная составляющая интенсивности одного из выходных пучков кольцевого лазера регистрируется фотоприемником, усиливается в предварительном усилителе и подается на синхронный детектор; в качестве опорного сигнала на этот детектор подается сигнал со звукового генератора, используемого в качестве источника поискового сигнала. Синхронный детектор вырабатывает сигнал постоянного тока, знак которого

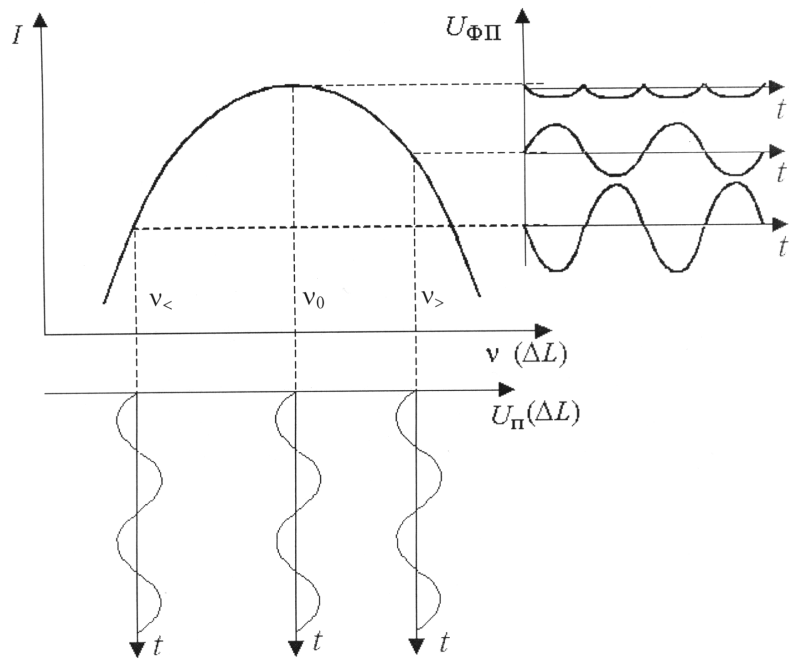


Рис. 24

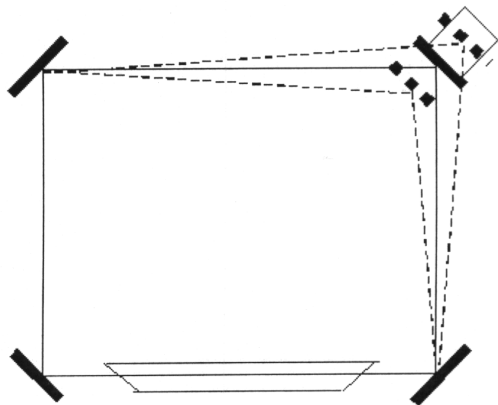


Рис. 25

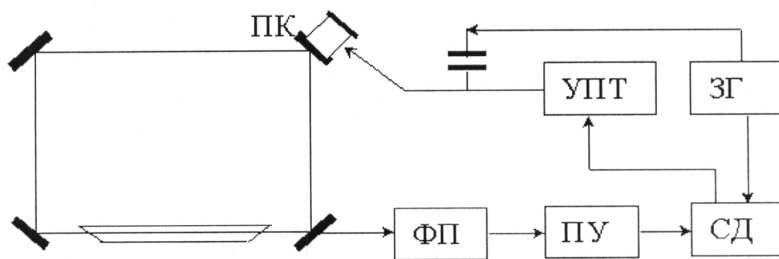


Рис. 26

определяется соотношением фаз входных сигналов, а значение — амплитудой переменной составляющей сигнала фотоприемника.

В результате на выходе синхронного детектора имеется сигнал, пропорциональный производной  $dI/d\nu$ . На вершине контура мощности  $dI/d\nu = 0$ , и, соответственно, значение коррекционного сигнала, подаваемого через усилитель постоянного тока на пьезокерамический преобразователь, также равно нулю.

Разность, или несимметрия, интенсивностей при частотной подмодуляции, пропорциональная уходу частоты генерации от центра кривой усиления  $\nu_0$  в отсутствие магнитного поля служит сигналом ошибки.

Следует отметить, что СРП поддерживает постоянной оптическую длину периметра  $L$ . При этом отдельные плечи (стороны) резонатора могут изменяться произвольным образом с соответствующим изменением амплитуд и фаз коэффициентов связи. С этой точки зрения одновременно со стабилизацией периметра резонатора необходимо проводить регулировку длин его сторон, направленную на минимизацию связи встречных волн и зоны захвата. Такую регулировку осуществляют посредством установки еще одного зеркала на пьезокерамический преобразователь (рис. 27). В качестве сигнала ошибки используют глубину модуляции интенсивности второго выходного луча лазера, обусловленную связью встречных волн. Система минимизации зоны захвата (СМЗЗ) подает постоянные напряжения разных знаков на два пьезокерамических преобразователя. При этом зеркала перемещаются в противоположных направлени-

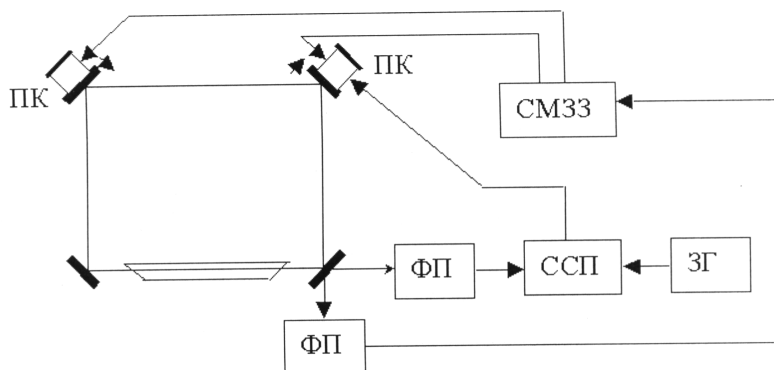


Рис. 27

ях, сохраняя периметр неизменным, но меняя длины сторон резонатора. В результате изменяются расстояния между рассеивающими центрами (зеркалами) и, как следствие, суммарные рассеянные волны. Одновременно с этим процессом система стабилизации периметра осуществляет стабилизацию частоты генерации.

### 3.3. Система регулирования периметра призмного кольцевого резонатора

Если в зеркальном КР для контроля длины периметра  $L$  используют перемещение одного или нескольких зеркал с помощью пьезоприводов (рассмотренное выше), то для призмных КР используют пневматическую систему подстройки длины резонатора, когда в одном или нескольких каналах меняют давление воздуха (или другой газовой смеси), тем самым изменяя оптическую длину резонатора и в случае поискового сигнала, и в случае отработки сигнала рассогласования.

Здесь в качестве дискриминационной характеристики используется, как правило, та же зависимость, а исполнительное устройство представляет собой герметичный объем, внутри которого находятся мембрана с наклеенной на нее пьезокерамикой, на которую передается переменное напряжение для поискового сигнала, а также нихромовая спираль для разогрева воздуха внутри объема и подстрой-

ки периметра по сигналу рассогласования. Такое исполнительное устройство соединено с каналом кольцевого лазера с помощью трубопровода.

### 3.4. Система периметра зеэмановского лазерного гиromетра

Для зеэмановских схем лазерных гиromетров в качестве репера используют частоту точки пересечения кривых усиления активной среды в случае действия на среду положительного и отрицательного магнитного поля [3, 10].

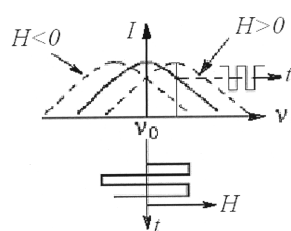


Рис. 28

Принцип действия СРП для зеэмановского лазера показан на рис. 28. Когда магнитное поле действует на активную среду, кривая усиления лазерного излучения смещается по частоте. При этом частота генерации перестает совпадать с центральной частотой усиления и мощность генерации излучения уменьшается.

Поэтому в СРП в качестве поискового сигнала используют небольшую подмодуляцию во времени магнитного поля по прямоугольному закону (см. рис. 28). Если частота резонатора совпадает с центральной частотой кривой усиления (расстройка равна нулю), то амплитуды положительного и отрицательного полупериодов будут равны. Если же частота резонатора, определяемая длиной резонатора, не совпадает с центральной частотой кривой усиления (расстройка отлична от нуля), амплитуды положительного и отрицательного полупериода интенсивности выходного лазерного пучка не совпадают. Разность, или несимметрия, интенсивностей при частотной подмодуляции, пропорциональная уходу частоты генерации от центра кривой усиления в отсутствие магнитного поля, служит сигналом ошибки, а фаза изменения интенсивности во времени будет свидетельствовать о направлении ухода частоты генерации от центра кривой усиления. Сигнал рассогласования подается на пьезокерамические двигатели, которые подстраивают длину зеркального КР так, как было рассмотрено выше (см. рис. 25).

## **4. СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ В КОЛЬЦЕВЫХ ЛАЗЕРАХ**

### **4.1. Сравнение техники разряда постоянного тока и высокочастотного разряда**

Передача энергии от источника накачки к активному веществу осуществляется с помощью газового разряда, а именно — при прохождении электрического тока через газовую среду, расположенную между электродами. Разряд характеризуется следующими параметрами:

- плотностью тока в канале разряда;
- протяженностью электрического поля в межэлектродном пространстве;
- давлением газа в разрядном промежутке;
- диаметром канала разряда.

Разряд может быть продольным, когда электроды расположены на концах активного промежутка, и поперечным, когда активный канал расположен между двумя протяженными электродами, параллельными оптической оси.

В настоящее время основными способами возбуждения активной газовой среды являются: разряд постоянного тока (РПТ), высокочастотный разряд (ВЧР) и комбинированный разряд. В случае РПТ основным источником разряда является электрическое поле высокого напряжения, необходимое для пробоя и поддержания разряда; для ВЧР подобную роль играют поля ВЧ- и СВЧ-диапазона; комбинированный разряд основан на совместном использовании принципов РПТ и ВЧР.

Техника РПТ хорошо исследована и применяется в подавляющем большинстве лазерных гиromетров, поэтому отметим лишь, что несомненными преимуществами такого способа возбуждения является возможность получения стабильного разряда (т. е. активной среды) произвольной длины и отсутствие проблем, связанных с взаимным влиянием близкорасположенных лазерных гиromетров.

Рассматривая РПТ и ВЧР как способы создания активной среды в маломощных газовых лазерах, применяемых в лазерной гиromетрии, отметим их сравнительные характеристики. Во-первых,

необходимость создания электрического поля высокого напряжения приводит к увеличению габаритов и потребляемой мощности приборов с РПТ. Во-вторых, снижается долговечность приборов подобного рода, в частности — из-за разрушения катодов вследствие их бомбардировки тяжелыми ионами. В-третьих, дрейф заряженных частиц к электродам (так называемый эффект Ленгмюра) из-за неравновесности концентраций в приэлектрических областях затрудняет использование лазеров на РПТ в прецизионных приборах. В-четвертых, уровень шумов при накачке постоянным током на порядок больше, чем при ВЧ-накачке. И, наконец, в-пятых, РПТ подвержен воздействию ионизационных колебаний, создающих неоднородности продольного характера. Известны также и дополнительные недостатки РПТ, возникающие при использовании его именно в лазерных гиromетрах: необходимость высоковольтного источника питания и устройства поддержания баланса токов в плечах разряда.

Схемотехника этих устройств хорошо отработана, а сами устройства выпускаются серийно и широко применяются.

Отметим лишь один недостаток РПТ с точки зрения применения его в миниатюрном призматическом лазерном гиromетре: практически невозможно с его помощью создать в одном плече резонатора разрядный промежуток длиной 30 мм (конструктивно допустимая длина активной среды в малогабаритном призматическом лазерном гиromетре). Этот факт имеет две причины: во-первых, на такой малой длине конструктивно невозможно разместить электроды РПТ (катод и два анода), во-вторых, такая длина разряда не обеспечит необходимого усиления для получения генерации.

В качестве недостатка ВЧР следует указать на необходимость начального насыщения стенок газоразрядной трубки лазера неонem. В противном случае вследствие стеночной адсорбции происходит нарушение соотношения компонент газовой смеси, что в конечном итоге ухудшает качество лазерного излучения. Кроме того, в лазерах на базе ВЧР существует проблема взаимного влияния друг на друга систем возбуждения при их близком расположении.

В принципе для применения в призматических кольцевых лазерах, имеющих одно активное плечo ограниченной длины, ВЧР имеет целый ряд достоинств. При его использовании прямое возбуждение

верхних уровней активных атомов Ne преобладает над ступенчатым. Кроме того, для ВЧР характерны наличие большего по сравнению с РПТ (на 15...20 %) количества активных атомов гелия в диапазонах энергий метастабильных уровней  $2^1S$  и  $2^3S$  и более слабое подзаселение нижнего рабочего уровня  $2p_4$  NeI. Таким образом, очевидно, что излучение при использовании ВЧР имеет более устойчивый характер.

Помимо этого, ВЧР позволяет обеспечить необходимую для поддержания плазменного столба напряженность электрического поля при относительно низких прилагаемых напряжениях. Уменьшение напряжения питания до некоторой степени способствует увеличению срока службы разрядной трубки и, главное, упрощает электросхему питания.

Известные недостатки ВЧР: повышенное жестчение активной среды и влияние на внешнюю аппаратуру — преодолимы. Во время вакуумно-технологической обработки активный канал кольцевого лазера заполняют неоном (или рабочей He-Ne-смесью) и обрабатывают мощным ВЧ-разрядом. При этом достигаются два полезных эффекта: стенки разрядного промежутка очищаются от примесей и насыщаются неоном для предотвращения в последующем стеночной адсорбции. Снижение наводок на внешние приборы достигается схмотехнически при разработке ВЧ-генератора, а также путем строгого согласования выхода генератора ВЧ с нагрузкой — разрядным промежутком кольцевого лазера.

## **4.2. Продольный и поперечный высокочастотные разряды**

На первых этапах разработок основное внимание уделялось схемам, в которых использовался продольный ВЧ-разряд. В приборах подобного рода на поверхность лазерной трубки наносились металлические кольца, на которые в генераторе ВЧ-диапазона подавалось соответствующее напряжение. Однако данная схема не получила широкого распространения, особенно при использовании в точных лазерных системах. Недостаток ее заключался прежде всего в том, что электрическое поле, образованное высокочастотной



разностью потенциалов между кольцами, распределялось внутри трубки крайне неравномерно. Это приводило к неоднородному распределению электронных концентраций и температуры, что, в свою очередь, влияло на инверсную населенность и, соответственно, на качество лазерного излучения. К отрицательным свойствам такой системы следовало бы также отнести сложность согласования выходного сопротивления ВЧ-генератора, образованного проводящими кольцами, носящего емкостной характер, с импедансом плазменного столба индуктивного типа. При этом большая часть ВЧ-излучения рассеивалась в окружающем пространстве и для поддержания горения разряда приходилось повышать мощность генератора, что снижало срок службы из-за подгорания газоразрядной трубки под кольцами. Поэтому от этого направления исследований, носивших чисто прикладной характер, пришлось отказаться.

Более перспективным направлением развития систем ВЧР в качестве накачки газовых лазеров оказалось использование распределенного поперечного возбуждения. Такие устройства не только свободны от недостатков, присущих продольному разряду, но и позволяют обеспечить необходимую для поддержания плазменного столба напряженность электрического поля при относительно низких прилагаемых напряжениях. Поперечный тип ВЧР используется в таких серийных приборах, как кольцевой лазер КМ-11, линейные лазеры ЛГН-214, ИЛГН-202.

Итак, в лазерных гироскопах более целесообразно применение поперечного ВЧР по следующим причинам:

- для поддержания горения разряда достаточно меньших рабочих напряжений, чем при продольном ВЧР;
- отсутствуют узкие приэлектродные области, и перераспределение коэффициента усиления способствует повышению интегрального усиления в среднем на 15 %;
- отсутствуют градиенты концентрации по длине разрядного промежутка (без учета краевых эффектов), что приводит к исчезновению в принципе дрейфа возбужденных атомов в аксиальном направлении;
- не существует разделения смеси из-за эффекта Лэнгмюра, которое максимально при малых давлениях (до 2 Торр = 266,64 Па),

т. е. в рабочих диапазонах лазеров на He-Ne на частоте генерации 0,6328 мкм.

Применение поперечного ВЧР с внешними электродами позволяет освободить вакуумную часть лазера от металлических деталей, что делает ее более очищаемой и, значит, повышает ресурс работы лазерного гиromетра.

Указанные преимущества поперечного ВЧР приводят к заметным улучшениям конструктивно-технологических параметров лазерных систем. Так, за счет уменьшения питающих напряжений и равномерного распределения параметров плазмы по длине трубки возможно уменьшение габаритов источников питания и веса газоразрядной трубки, а также увеличение ее срока службы. Уменьшение потребляемой мощности приводит также к снижению тепловых эффектов.

Основной недостаток ВЧР — сложность системы накачки — оказывается в данном случае несущественным, так как в лазерных гиromетрах не требуется большей выходной мощности. При используемой мощности лазера объем высокочастотного генератора (даже если не используется интегральная технология) составляет лишь несколько кубических сантиметров.

На частоту поля ВЧР накачки накладываются ограничения как сверху, так и снизу. Кроме того, по международному соглашению для ВЧ-установок, создающих помехи, выделены частоты, кратные частоте 13,56 МГц.

Определим границы частоты накачки.

Для работы лазера благоприятна  $\alpha$ -форма ВЧ-разряда. Толщина слоя пространственного заряда в таком разряде приблизительно обратно пропорциональна частоте:  $d_{\alpha} = V_{др} / \omega$  ( $V_{др}$  — скорость дрейфа электрона). Для того чтобы в разрядном промежутке было легко зажечь  $\alpha$ -разряд, достаточно, чтобы диаметр канала  $D$  был больше максимальной толщины слоя. Но чтобы в промежутке еще оставалось достаточно места для возникновения плазмы, которая и является активной средой, размер  $D$  должен быть достаточно большим по сравнению с толщиной слоев разряда. Поскольку для улучшения условий теплоотвода желательны небольшие размеры  $D$ , это накладывает весьма жесткое ограничение снизу на рабочую частоту

ВЧ-поля вида

$$d_{\alpha} = V_{\text{ДР}} / \omega \ll h \Rightarrow \omega \gg V_{\text{ДР}} / h.$$

Если, как обычно, скорость дрейфа электродов, соответствующая амплитуде ВЧ-поля в плазме,  $V_{\text{ДР}} = 10^7$  см/с и диаметр  $D = 4$  мм, то требуются частоты  $f \gg 4$  МГц. Низкие частоты невыгодны еще и тем, что для них слишком малы нормальная плотность тока и энерговыделение, так что на низких частотах от лазера нельзя получить достаточной мощности. Таким образом, нужно стремиться к возможно более высоким частотам.

Верхний предел частоты обусловлен существованием верхнего предела допустимой газовой температуры  $T_{\text{max}}$  (около 600 К). Поскольку нормальная, т. е. минимально возможная плотность тока  $\alpha$ -разряда растет с ростом частоты, то при очень высоких частотах энерговыделение в плазму может оказаться слишком сильным, что приведет к перегреву лазерной смеси. Наибольшая допустимая частота также связана с малым размером. Если разрядный канал имеет формы цилиндра, тепловой баланс газа приближенно описывается равенством

$$jElR = 2 \pi R (dT/dr)_{r=R} \approx (2,4)^2 \pi \lambda_T (T_{\text{max}} - T_0),$$

где  $j$  — плотность тока;  $E$  — электрическое поле;  $R = D/2$  — радиус канала;  $\lambda_T$  — теплопроводность (порядка  $5 \cdot 10^{-4}$  Вт/см · К);  $T_0$  — температура стенок. Для трубки диаметром 4 мм допустимая вкладываемая мощность составляет

$$jE = 2,7 \text{ Вт/см.}$$

Требуемый энерговыделитель значительно меньше полученной величины, поэтому перегрев смеси практически невозможен.

Выберем частоту накачки вблизи середины заданного диапазона частот 100...200 МГц:  $13,56 \cdot 11 = 149,16$  МГц. На такой частоте у прибора КМ-11 при диаметре капилляра  $D = 4$  мм и составе рабочей смеси из газов  $\text{He}^3 : \text{Ne}^{20} : \text{Ne}^{22}$  в соотношениях 1000 : 54 : 46 оказалось, что давление рабочей смеси, соответствующее минимальному порогу генерации, составляет 330 Па (2,47 Торр).

### 4.3. Анализ влияния параметров высокочастотного разряда на усиление активной среды

В процессе проведенного исследования активной среды выявлены следующие закономерности: из графиков зависимости интегрального коэффициента усиления от удельной мощности накачки очевидна пропорциональность между ростом мощности, идущей на ионизацию, и увеличением инверсной населенности для обоих переходов He-Ne активной среды на линейных участках зависимости (рис. 29).

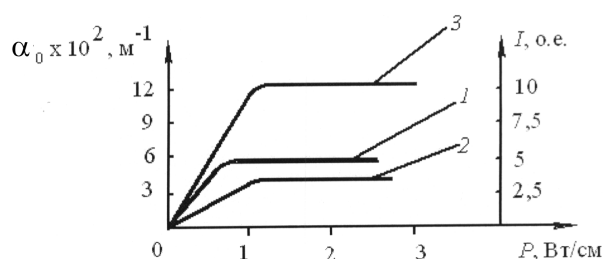
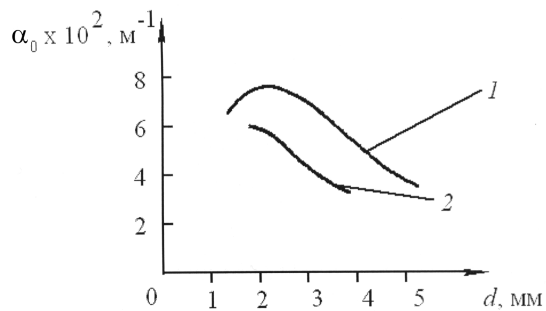


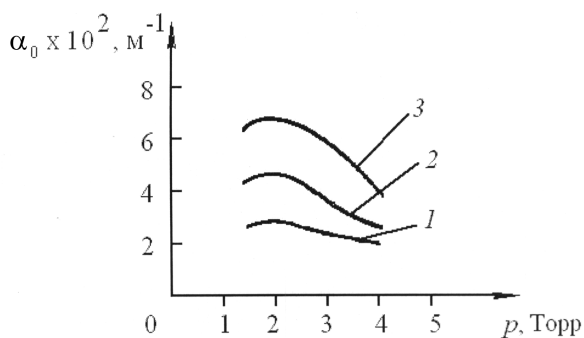
Рис. 29

Анализируя полученные зависимости интегрального коэффициента усиления от геометрических размеров активного элемента — его диаметра  $d$ , приведенные на рис. 30 (где кривая 1 соответствует давлению  $p = 2$  Торр, а кривая 2 — 4 Торр), следует подчеркнуть ту особенность, что для ВЧ-систем возбуждения максимальное усиление соответствует произведению  $pd = 4 \dots 6$ . Переход к нелинейному режиму работы лазера, приводящего к провалу усиления по оси, происходит при значениях  $pd = 10 \dots 12$ .

На графике зависимости усиления от давления при фиксированном диаметре лазерной трубки (рис. 31) наблюдается явно выраженный максимум, который для линии генерации 0,633 мкм и диаметра 3 мм составляет порядка 2 Торр. Необходимо также отметить наличие нелинейного участка усиления при росте подводимой мощности, характерной для больших давлений (в данном случае соответствующих области  $p \approx 4$  Торр).



**Рис. 30**



**Рис. 31**

Кроме того, детальное исследование поперечной и продольной неоднородности активной среды, возбуждаемой ВЧ-полями, с точки зрения повышения стабильности выходных лазерных характеристик и однородности усиления активной среды позволяет сделать вывод, что путем изменения формы и размеров внешних электродов можно существенно изменить и оптимизировать параметры газового разряда (например, радиальное и продольное распределение коэффициента усиления). На рис. 32 показана зависимость радиального распределения коэффициента усиления от диаметра разрядного канала. Аналогичным образом поперечное распределение интенсивности меняется и от перепадов давления (для одного и того же значения произведения давления  $p$  на диаметр разрядного канала  $d$ ,  $pd = \text{const}$ ).

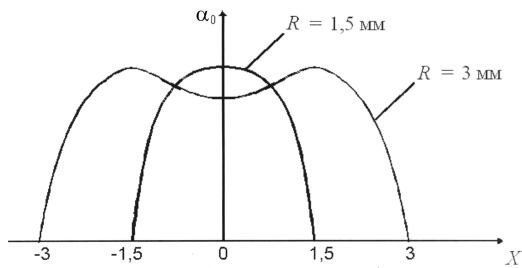


Рис. 32

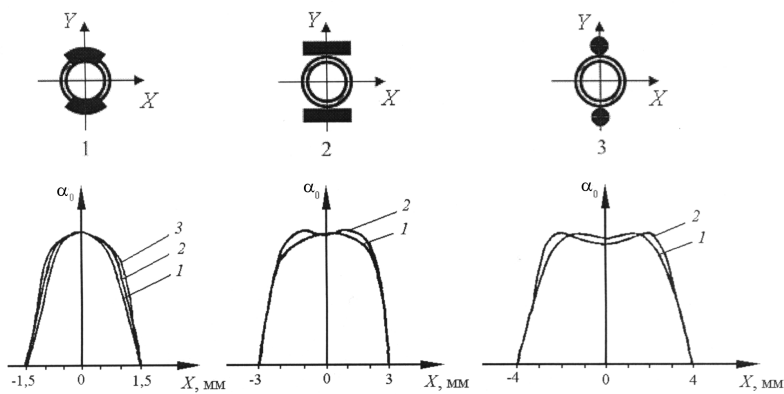
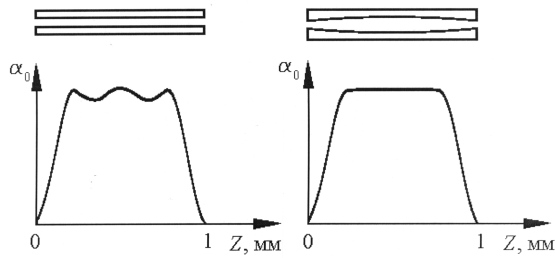


Рис. 33

На рис. 33 показана зависимость распределения коэффициента усиления от формы электродов и диаметра разрядного канала. Здесь рассмотрены следующие конструктивные варианты выполнения двухпроводных электродов: 1 — несущие электроды нанесены на трубку; 2 — несущие электроды расположены вне трубки параллельно оси; 3 — несущие электроды выполнены в виде двух проводов. Следует отметить, что уже при диаметре 6 мм невозможно было осуществить поджиг активной среды в конструкции, изображенной на рис. 33 (кривая 3) из-за большого рассеяния электромагнитной энергии. При больших диаметрах трубок в случае плоских электродов просматривается увеличение провала интенсивности в центре трубки.

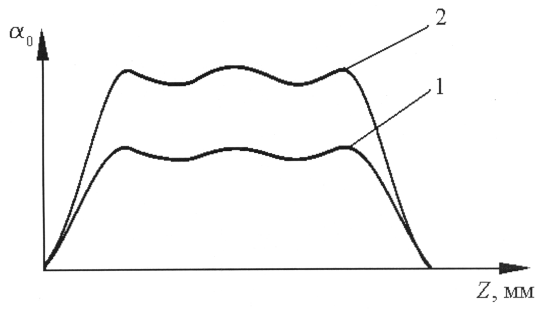


**Рис. 34**

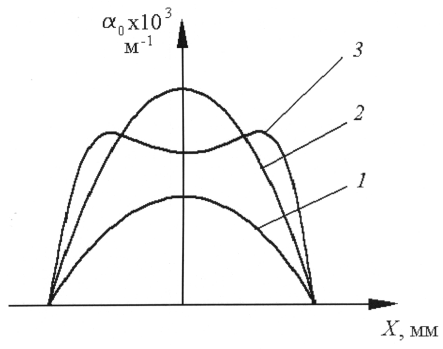
Устранение продольной неоднородности возможно также путем изменения ширины полоски внешних электродов, компенсирующей неоднородность плазменного столба по длине трубки  $l_3$  в режиме стоячей волны. На рис. 34 приведены продольные зависимости коэффициента усиления  $\alpha_0$  для двух случаев: *a* — ширина полоски неизменна по длине; *b* — ширина полоски расширяется на концах. Как показал эксперимент, соответствующий подбор размеров полосковой линии позволяет обеспечить высокую степень продольной неоднородности по длине плазменного столба (при фиксированном уровне ВЧ-мощности).

Важным вопросом при изучении неоднородности интенсивности лазерного излучения является исследование влияния параметров накачки и активной среды на интегральную величину локального распределения усиления в активной среде. Если в продольном направлении (рис. 35) коэффициент усиления меняется прямо пропорционально изменению мощности накачки (здесь для кривой 1 мощность накачки составляла  $P_1 = 0,3$  Вт/см, для кривой 2 —  $P_2 = 0,7$  Вт/см), то в поперечном направлении (рис. 36) изменением мощности накачки можно существенно менять поперечное распределение коэффициента усиления.

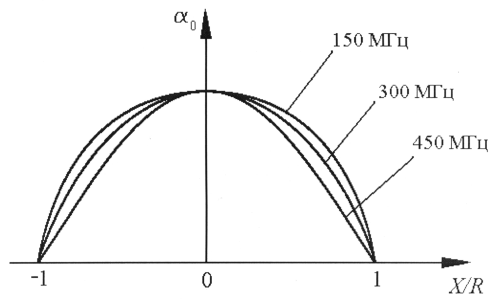
Частота внешнего ВЧ-поля накачки лишь незначительно меняет форму поперечного распределения коэффициента усиления (рис. 37). Однако увеличение этой частоты приводит к росту пороговой напряженности, после которой возможен пробой газа. При этом прямое заселение верхнего рабочего уровня будет все больше и больше превалировать над ступенчатым, поэтому выходная мощность будет возрастать по мере роста частоты.



**Рис. 35**



**Рис. 36**



**Рис. 37**



Таким образом, оптимального распределения усиления с точки зрения поддержания высокой однородности активной среды можно добиться вариацией давления, размеров, а также формы электродов.

## **5. ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ГИРОМЕТРОВ**

Как отмечалось выше, лазерный гироскоп выполняет функции датчика первичной информации об угловом движении объектов в различного вида системах автоматического регулирования и управления. Очевидно, что основным качеством любого датчика первичной информации является точность, с которой он воспроизводит в заданном виде поступающую на его вход информацию. Погрешностями датчика первичной информации, как правило, определяются погрешности измерительной системы в целом.

### **5.1. Классификация погрешностей лазерного гироскопа**

Ранее мы рассматривали погрешности лазерного гироскопа, связанные с его выходной характеристикой (точнее, с отклонением реальной характеристики от идеальной) [4, 5]. К ним мы отнесли сдвиг нуля, захват частоты двух встречных волн при паразитной наличии связи между ними и нелинейное затягивание частот генерации лазера, обусловленное дисперсией и эффектом насыщения коэффициента усиления активной среды. Каждый из этих трех эффектов можно охарактеризовать расчетными и реальными показателями. При этом под расчетной погрешностью понимают величину отклонения разностной частоты в определенной рабочей точке его расчетной характеристики от идеальной характеристики. Соответственно, величина отклонения реальной характеристики от расчетной будет являться реальной погрешностью.

Вообще говоря, выполнение теоретических расчетов погрешностей лазерного гироскопа с учетом всего многообразия факторов, влияющих на него при эксплуатации, представляет слишком трудоемкую работу, для проведения которой к тому же требуется боль-

шой объем исходной информации. Поэтому реальную точность лазерного гиromетра с достаточной достоверностью можно получить только путем проведения исследований его работы в условиях, аналогичных условиям эксплуатации. Теоретически может быть проведена лишь оценка предельно достижимой точности, определяемой уровнем технической флуктуации выходного сигнала лазера. Эту величину можно рассматривать как потенциальную точность лазерного гиromетра, к которой можно было бы приблизиться в идеальных условиях. Такие оценки мы и провели [5], рассмотрев потенциальную точность прибора, определяемую спонтанным излучением лазера и ошумлением виброподставки.

Погрешности лазерного гиromетра, связанные с его реальным функционированием, в зависимости от вызывающих их причин можно разделить на две большие группы: методические и инструментальные.

Методические погрешности гиromетра определяются режимом его работы в реальных условиях. Они обусловлены в основном следующими факторами:

- действием линейных и угловых ускорений на выходной сигнал гиromетра;
- изменением параметров гиromетра в изменяющихся условиях эксплуатации (изменения атмосферного давления, температуры и т. д.);
- нелинейностями масштабного коэффициента, определяемыми реальными дисперсионными свойствами активной среды;
- обработкой информации на выходе фотоприемника лазерного излучения;
- естественными флуктуациями излучения.

Под инструментальными погрешностями лазерного гиromетра понимают погрешности, связанные с несовершенством конструктивной и аппаратной части, а именно:

- с неточностью изготовления деталей, их сборки, регулировки (юстировки) прибора, установки его относительно базовой поверхности;
- с неравножесткостью конструкции прибора, проявляющейся под действием линейных ускорений;

— с отклонением режима работы аппаратурной части (подсистем) прибора от номинального;

— с техническими флуктуациями кольцевого лазера.

Кроме того, характер внешних воздействий кольцевого лазера позволяет различать погрешности статические и динамические. К статическим погрешностям лазера можно отнести погрешности, имеющие место при установившемся (или очень медленно меняющемся) значении входной угловой скорости при квазипостоянных внешних условиях, т. е. при постоянных внешних воздействиях. К динамическим относятся погрешности, возникающие из-за изменения угловой скорости при меняющихся (в общем случае — случайным образом) внешних условиях, т. е. при переменных внешних воздействиях.

## **5.2. Основные источники технических флуктуаций**

Было показано, что потенциальная точность лазерного гиromетра весьма высока [5], однако реально его работа характеризуется значительно большими значениями погрешностей. Последние достижения в области разработки новых принципов построения и технологии создания кольцевых лазеров позволили получить лазеры с точностными характеристиками, приближающимися к предельно достижимым. В этой связи важным вопросом является рассмотрение конкретных технических флуктуаций лазера, являющихся основными среди реальных погрешностей прибора.

Определим основные источники технических флуктуаций в кольцевом лазере. В значительной степени условно их можно разбить на три группы.

1. Источники флуктуаций могут быть связаны с изменением температуры корпуса лазера (на котором крепятся зеркала резонатора) за счет изменения температуры окружающей среды или температуры активной среды. Изменение температуры корпуса лазера приводит, как правило, к деформациям резонатора. Вследствие этого в кольцевом лазере происходят определенные явления. Во-первых, меняются длина периметра и соответствующим образом — частота генерации (влияние изменения частоты генерации

на характеристики кольцевого лазера рассматривалось в [4]). Вторым явлением, сопровождающим деформацию резонатора, является изменение потерь. Потери в резонаторе в значительной мере определяют уровень интенсивности генерации, которая, в свою очередь, входит в выражения для всех коэффициентов выходной характеристики лазера. Таким образом, деформация резонатора через частоту генерации и потери изменяет выходную характеристику лазера. Третьим, едва ли не самым важным таким явлением, является влияние деформации резонатора на связь встречных волн за счет изменения расстояния между рассеивающими центрами и соответствующего изменения эффективных коэффициентов связи. Частично этот эффект компенсируется при использовании системы минимизации зоны захвата. Четвертым фактором, связанным с деформацией резонатора, является изменение значения дифракционного расщепления частот встречных волн, что обусловлено смещением элементов конструкции резонатора (диафрагм) относительно встречных световых пучков, распространяющихся в резонаторе.

2. Источники технических флуктуаций в лазере могут быть связаны с нестабильностью тока разряда в активной среде. Флуктуации тока разряда вызывают колебания интенсивностей встречных волн, так как коэффициент усиления активной среды зависит от тока разряда (рис. 38). Поскольку параметры выходной характеристики кольцевого лазера зависят от интенсивности генерации, колебания тока разряда приводят к погрешности лазерного гиromетра. В том случае, когда активный элемент выполнен в виде двух разрядных промежутков, взаимно некоррелированные колебания тока разряда в них приводят к флуктуациям сдвига нуля.

3. Источники технических флуктуаций могут быть связаны с системами вывода кольцевого лазера из зоны захвата. Погрешности, определяемые частотной подставкой, мы уже рассмотрели в работе [5]. В этом разделе рассмотрим лишь влияние невзаимного элемента на выходную характеристику лазера.

В предыдущих разделах отмечалось, что в том случае, когда вывод кольцевого лазера на линейный участок выходной характеристики производят с помощью невзаимного элемента, значительное влияние на работу лазера будут оказывать внешние магнитные

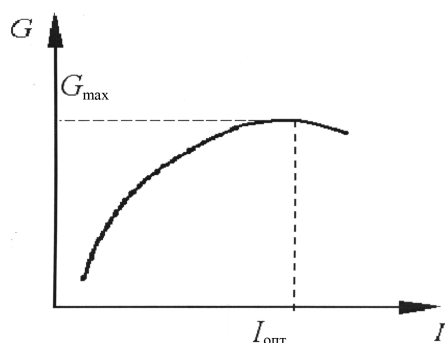


Рис. 38

поля. Кроме того, следует отметить, что невзаимный элемент является источником эллиптичности поляризации встречных волн за счет неточной юстировки пластинок  $\lambda/4$ . Эллиптичность поляризации приводит к появлению сдвига нуля выходной характеристики за счет эффекта Фарадея в оптических элементах резонатора, а также за счет возникновения разности потерь резонатора для встречных волн разной поляризации. При наличии невзаимного элемента возникают дополнительные погрешности за счет тепловых деформаций резонатора. Имеющаяся обычно неоднородность магнитного поля в невзаимном элементе, а также неоднородность свойств его элементов приводят к тому, что при деформации резонатора и соответствующем поперечном смещении световых пучков по невзаимному элементу происходит изменение начального расщепления частот встречных волн, т. е. флуктуация сдвига нуля.

### 5.3. Масштабный коэффициент лазерного гиromетра как его основная метрологическая характеристика

Рассмотрим основные параметры лазерного гиromетра, определяющие его точностные характеристики и подлежащие измерению. По аналогии с механическими гиromетрами, а также для удобства сравнения с их характеристиками точность лазерного гиromетра целесообразно выражать в единицах измеряемой угловой скорости. В этом случае основной характеристикой является угловая скорость

дрейфа гиromетра, определяющая отличие измеренного значения угловой скорости от истинного. Дрейф механического гиromетра, как известно, характеризует смещение вектора его кинетического момента в инерциальном пространстве и при проведении испытаний может быть измерен непосредственно. В лазерном гиromетре погрешности могут быть определены только по выходному сигналу, а затем уже приведены ко входу.

Для осуществления этого перехода необходимо, очевидно, знать значение масштабного коэффициента  $K$  (основной функции преобразования лазерного гиromетра), являющегося, таким образом, его нормируемой метрологической характеристикой. Этот параметр определяют посредством вращения лазера с постоянной скоростью и измерения числа  $N$  периодов выходного сигнала за один оборот при вращении поочередно в противоположных направлениях по формуле

$$2 \pi K = \frac{1}{2}(N_{2\pi}^+ + N_{2\pi}^-),$$

где  $N_{2\pi}^\pm = \int_0^{t_{об}} (\Delta v)^\pm dt$ ;  $t_{об}$  — время оборота;  $(\Delta v)^\pm$  — частота вы-

ходного сигнала лазерного гиromетра при вращении в положительном или отрицательном направлении. Точность определения масштабного коэффициента зависит в основном от точности фиксации прохождения угла  $2 \pi$  рад (т. е. одного оборота). При погрешности фиксации в  $1''$  относительная погрешность измерения масштабного коэффициента составляет  $\sim 10^{-6}$ .

Современные лазерные гиromетры характеризуются относительной нестабильностью масштабного коэффициента на уровне  $10^{-4}$ . С учетом алгоритмической компенсации эта величина может быть улучшена до уровня  $10^{-5} \dots 10^{-6}$ . Нелинейность масштабного коэффициента в диапазоне угловых скоростей от  $-50^\circ/\text{с}$  до  $+50^\circ/\text{с}$  составляет величину порядка  $10^{-5}$ .

Для лазера четырехугольной конфигурации с длиной плеча 7 см ( $\lambda = 0,63$  мкм) величина масштабного коэффициента находится в пределах от 1,12 до 1,20"/имп.

Проверку масштабного коэффициента, нелинейности масштабного коэффициента и нестабильности масштабного коэффициента

прибора обычно проводят на поворотном столе с автоколлиматором (рис. 39) в следующей последовательности:

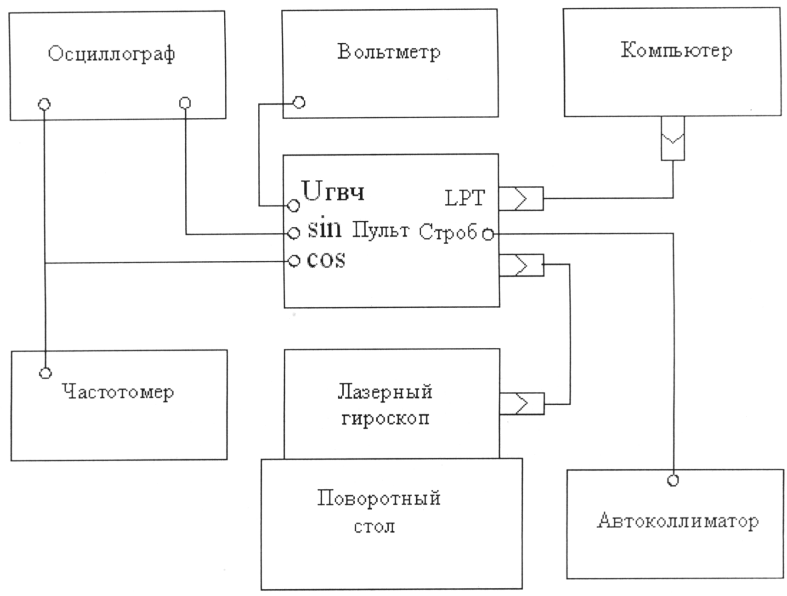


Рис. 39

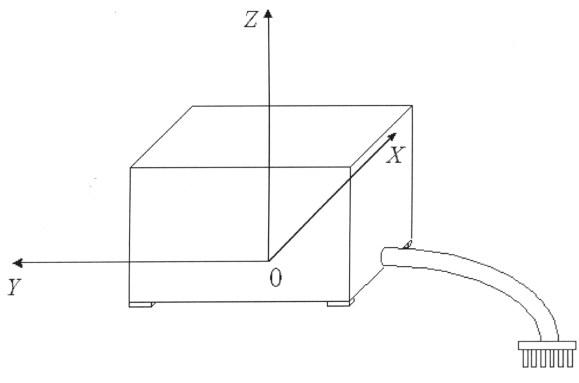


Рис. 40

1) устанавливают и закрепляют прибор на поворотном столе кожухом вверх (вертикальное положение оси  $Z$  прибора, рис. 40);

2) включают вращение поворотного стола в направлении против часовой стрелки со скоростью  $\Omega_0$  °/с. Скорость вращения определяют по времени одного оборота стола. Скорости вращения стола  $\Omega_0$  °/с соответствует время одного оборота стола  $360/\Omega_0$ , с;

3) в процессе испытания после каждого оборота стола регистрируют показания прибора  $N$  (импульсы), рабочее напряжение на генераторе ВЧ  $U_{ГВЧ}$ , В, время оборота стола  $t_{об}$ , с, время счета  $t_{сч}$ , с;

4) после каждого оборота стола, который фиксируют с помощью автоколлиматора и зеркала на поворотном столе, изменяют направление вращения поворотного стола на противоположное;

5) проводят три цикла измерений масштабного коэффициента по 10 измерений в каждом с интервалом 2 ч между циклами. В интервалах между циклами прибор выдерживают в рабочем режиме. После окончания третьего цикла измерений программа, заложенная в компьютер, рассчитывает значение масштабного коэффициента и нестабильности масштабного коэффициента и выводит их на дисплей компьютера;

6) проводят еще три цикла измерений масштабного коэффициента при других скоростях вращения поворотного стола.

Полученные результаты фиксируют в паспорте прибора.

#### **5.4. Дрейф лазерного гиromетра и его составляющие**

Для приведения погрешностей от выходных характеристик ко входу использование масштабного коэффициента как меры преобразования не всегда удобно, так как он не остается постоянным. При этом использование номинального значения масштабного коэффициента может привести к дополнительной ошибке. Однако учитывая сравнительно высокую стабильность масштабного коэффициента, а также значительные трудности разделения полученной при испытаниях погрешности на мультипликативную и аддитивную составляющие, при оценке точности лазерного гиromетра допустимо характеризовать ее дрейфом нуля выходной характеристики.



Таким образом, дрейф является второй основной метрологической характеристикой гиromетра. Этот параметр определяется сдвигом нуля выходной характеристики лазерного гиromетра во времени (сдвиг нуля представляет собой частоту выходного сигнала лазера при отсутствии входной скорости). Скорость вращения, полученная пересчетом значения сдвига нуля  $\Omega_0 = \Delta \nu_0 / K$ , представляет собой кажущуюся (ложную) скорость вращения лазера. Она аналогична дрейфу механического гироскопа, поэтому ее и называют обычно дрейфом лазерного гиromетра. В иностранной литературе часто используется термин «bias» (смещение), который по своему смыслу полностью идентичен (для лазерного гиromетра) термину «дрейф».

Значение дрейфа лазерного гиromетра обычно определяют, выставив измерительную его ось под определенным углом к оси вращения Земли. Точность выставки в значительной мере определяет точность измерения дрейфа лазерного гиromетра. В том случае, когда измерительная ось приблизительно ортогональна оси вращения Земли, ошибка выставки в  $1''$  дает погрешность определения дрейфа  $0,004^\circ/\text{ч}$ . Тогда измерительная ось лазерного гиromетра приблизительно параллельна оси вращения Земли, требования к точности выставки значительно снижаются. В этом случае ошибка выставки в  $1^\circ$  дает погрешность определения дрейфа лишь  $0,002^\circ/\text{ч}$ . Дрейф гиromетра определяют как

$$\Omega_0 = \frac{N}{T} \frac{1,296 \cdot 10^6}{2 \pi K} - \Omega_3 \cos(\mathbf{n} \Omega_3),$$

где  $N = \frac{1}{2 \pi} \int_0^T \Delta \omega dt$  — число периодов выходного сигнала лазерного гиromетра, полученное при суммировании за время усреднения  $T$ ;  $\Omega_3$  — вектор скорости вращения Земли;  $\mathbf{n}$  — вектор измерительной оси гиromетра. Масштабный коэффициент  $K$  должен быть измерен заранее. Множитель  $1,296 \cdot 10^6 / (2 \pi K)$  представляет собой угловую цену периода выходного сигнала гиromетра, выраженную в угловых секундах. Поскольку  $1''/\text{с} = 1^\circ/\text{ч}$ , выражая значение  $T$  в секундах, а  $\Omega_3$  — в градусах в час, получаем  $\Omega_0$  или в градусах в

час, или в угловых секундах в секунду, что в принципе одно и то же. Какую из этих единиц следует выбрать, определяют в зависимости от времени осреднения  $T$ .

При измерении дрейфа лазерного гиromетра обычно определяют ряд его характеристик, обусловленных разными причинами. Основной такой характеристикой дрейфа нуля является его нестабильность, определяющая изменение выходного сигнала лазерного гиromетра при постоянном значении угловой скорости. В зависимости от времени наблюдения различают долговременную и кратковременную нестабильность. При проведении длительных испытаний выявляют детерминированное смещение нуля, являющееся постоянной составляющей дрейфа лазерного гиromетра. Этот параметр, определяемый как величина  $\bar{\Omega}_0$ , получается усреднением всех результатов измерений, проводимых обычно в течение нескольких дней или недель. Как нормируемую метрологическую характеристику ее называют систематической составляющей показаний прибора (сдвигом нуля). Она определяется конструктивными и аппаратными особенностями лазерного гиromетра.

Основной причиной долговременной нестабильности являются технические флуктуации, проявляющиеся за время проведения измерения. Эти флуктуации оцениваются таким параметром, как нестабильность дрейфа в течение одного запуска. Эта величина определяется обычно как среднеквадратичное отклонение значений дрейфа  $\Omega_0$ , измеренных на определенных временных интервалах (чаще всего выбирают отрезки времени продолжительностью 1 ч). Как нормируемая метрологическая характеристика эта величина называется случайной составляющей дрейфа нуля при осреднении за определенный промежуток времени. Она определяется обычно температурной вариацией элементов лазерного гиromетра, влияющих на разъюстировку кольцевого резонатора.

Случайная составляющая дрейфа нуля прибора в  $n$ -часовом запуске,  $^{\circ}/ч$ , определяется по формуле

$$\delta\Omega = \frac{\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (N_i - N)^2}}{at},$$

где  $N_i$  — среднее арифметическое значение показаний за  $i$ -й час измерений в  $n$ -часовом запуске, имп.;  $a$  — коэффициент передачи, с<sup>3</sup>;  $t$  — время измерения, с.

Долговременную нестабильность нуля можно представить в виде

$$\delta\Omega = v_0 t,$$

где  $v_0$  — скорость дрейфа нуля (характеризующая долговременную нестабильность частоты), которую можно считать случайной величиной с нулевым математическим ожиданием и среднеквадратичным отклонением  $\sigma_v$ , характеризующим разброс скорости дрейфа от пуска к пуску.

Технические флуктуации, проявляемые за тот промежуток времени, при котором долговременные измерения пренебрежимо малы, являются основной причиной кратковременной, или шумовой, нестабильности. Значение шумовой компоненты дрейфа можно определить через коэффициент случайного дрейфа  $R$ . Значение  $R$  определяют построением зависимости среднеквадратичного отклонения ошибки измерения углового перемещения  $\sigma_\theta(T)$  от времени усреднения  $T$  и последующей аппроксимацией этой зависимости параболой в соответствии с выражением  $\sigma_\theta = R_\theta \sqrt{T}$ . Другим способом определения коэффициента случайного дрейфа  $R$  является построение среднеквадратичного отклонения ошибки измерения угловой скорости  $\sigma_\Omega(T)$  как функции времени осреднения  $T$ :

$$\sigma_\Omega(T) = \frac{1}{\bar{K}} \sqrt{\left( \frac{1}{T} \int_0^T \dot{\psi} dt - \frac{\bar{\psi}}{T} \right)^2} = \frac{R}{\sqrt{T}},$$

и последующая аппроксимация этой зависимости.

Изменение нулевого сигнала от включения к включению определяет воспроизводимость его выходной характеристики. Эти изменения, выявляемые в процессе испытаний, связаны с погрешностью изготовления и настройки систем каждого конкретного образца. Для практики наиболее существенны смещение нуля в процессе эксплуатации от пуска к пуску в результате вариации температуры, изменения периметра резонатора, колебания показателя преломления среды и т. п. Наличием многих не связанных

между собой причин объясняется случайный характер процесса. Воспроизводимость выходной характеристики лазерного гиromетра определяется как среднеквадратичное отклонение средних для каждого запуска значений дрейфа  $\sigma_0$ . Как нормируемая метрологическая характеристика эта величина называется неисключенной систематической погрешностью (неисключенным остатком систематической погрешности) показаний прибора.

Для правильной оценки воспроизводимости выходной характеристики необходимо проводить алгоритмическую компенсацию дрейфа, поэтому для повышения точности прибора в его состав включен термодатчик. С помощью термодатчика осуществляется алгоритмическая компенсация (в вычислителе) сдвига нуля лазерного гиromетра. Для такого вида компенсации требуется знание изменения температуры с точностью до 0,5 К. Температурную калибровку следует осуществлять на специальном стенде (рис. 41), точно воспроизводящем условия подвода и отвода теплоты на объекте или в системе, где прибор будет окончательно установлен. Закон изменения сдвига нуля от показаний термодатчика имеет вид

$$\Delta v = \Delta v_0 + (R_1 - R_0)A_1 + (R_1 - R_0)^2 A_2,$$

где  $\Delta v_0$  — сдвиг нуля прибора при температуре  $T_0$ ;  $\Delta v$  — сдвиг нуля прибора при температуре  $T_1$ ;  $R_0$  — сопротивление термодатчика при температуре  $T_0$ ;  $R_1$  — сопротивление термодатчика при температуре  $T_1$ ;  $A_1$ ,  $A_2$  — коэффициенты, определяемые в ходе температурной калибровки.

Для температурной калибровки проводят серию из трех измерений сдвига нуля при трех разных температурах, а также в переходном процессе. По измеренным значениям сдвига нуля находят коэффициенты  $A_1$  и  $A_2$ .

Таким образом, дрейф нуля лазерного гиromетра может быть представлен в виде

$$\Omega_0(t) = \Omega_0 + \delta\Omega + \Omega(t),$$

где  $\Omega_0$  — смещение нуля выходной характеристики, имеющее ненулевое математическое ожидание  $\bar{\Omega}_0$  и среднеквадратичное отклонение  $\sigma_0$ , которое характеризует воспроизводимость измерения от

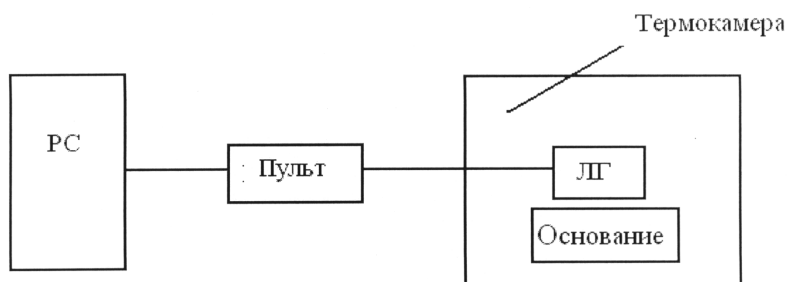


Рис. 41

включения к включению;  $\delta\Omega$  — дрейф нуля, характеризующий долговременную нестабильность;  $\Omega(t)$  — флуктуации частоты, определяющие кратковременную нестабильность сигнала лазерного гиromетра, которую на некотором интервале частот можно считать белым шумом с дисперсией  $\sigma_\Omega$ .

Приведенным выражением удобно пользоваться при оценке работы лазерного гиromетра в режиме измерительного преобразователя угловой скорости. При использовании лазера в качестве преобразователя угла целесообразно перейти от дрейфа нуля, выраженного в единицах угловой скорости, к погрешности, измеряемой в импульсах, подсчитываемых на выходе лазерного гиromетра. В соответствии с приведенным выражением за время измерения  $T$  одного цикла погрешность из-за дрейфа нуля составит

$$N = K \left( \Omega_0 T + v_0 \frac{2i-1}{i} T^2 + \bar{\Omega}(t_i) T \right),$$

где  $K$  — масштабный коэффициент лазера;  $i$  — номер измерения с момента запуска или обнуления выходного сигнала;  $\bar{\Omega}(t_i)$  — средняя за цикл измерения величина флуктуаций. Пример реализации одного из измерений приведен на рис. 42, где  $U_{\text{нагр}}$  — напряжение на нагревателе — элементе пневматической СРП.

Таким образом, если производить обработку результатов, полученных в одном пуске лазерного гиromетра, то погрешность будет содержать постоянную (модуль которой возрастает во времени), и

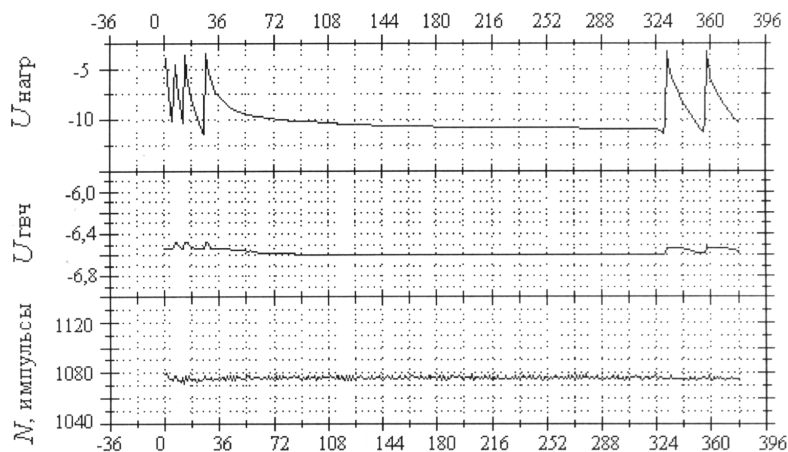


Рис. 42

случайную составляющие. Сочетание знаков в приведенном выражении является случайным. Абсолютное значение каждого из слагаемых возрастает с увеличением времени измерения в цикле.

При оценке точности лазерного гиromетра в целом для учета его погрешностей при работе навигационной системы следует считать все слагаемые в приведенном выражении случайными величинами. На основании этого при нормальном законе распределения каждой из составляющих можно получить следующее выражение для среднеквадратичной погрешности [11]:

$$\sigma_N = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_\Omega^2 + 0,25 \sigma_v^2 T^2 T},$$

которое определяет точность первого после обнуления цикла измерений.

Кроме перечисленных основных характеристик, могут также определяться следующие параметры: переходная характеристика дрейфа после включения гиromетра до его выхода на стационарный режим; чувствительность дрейфа к внешним воздействиям (изменение температуры окружающей среды, магнитного поля,

ускорения и т. д.); статистические характеристики, которые могут быть представлены в виде спектральной плотности шума.

### 5.5. Точностные параметры серийного лазерного гиromетра

Рассмотрим в качестве примера серийно выпускаемый лазерный гиromетр периметра 28 см с квадратным моноблоком с призмой полного внутреннего отражения, механической знакопеременной частотной подставкой и высокочастотной накачкой (длина волны излучения  $\lambda = 0,6328$  мкм), у которого средняя наработка на отказ — 30 000 ч, срок службы — 15 лет, масса — 2,5 кг, объем —  $90 \times 120 \times 150$  мм<sup>3</sup>. Он имеет следующие параметры:

— систематическую составляющую показаний прибора (смещение нуля)  $\bar{\Omega}_0$  в нормальных климатических условиях не более  $0,6^\circ/\text{ч}$ ;

— случайную составляющую дрейфа нуля  $\delta\Omega$ , при часовом усреднении не более  $0,01^\circ/\text{ч}$  в течение 5 ч (с учетом алгоритмической компенсации температурной погрешности);

— воспроизводимость систематической составляющей  $\sigma_0$  показаний прибора от включения к включению в течение всего срока службы не более  $0,01^\circ/\text{ч}$  (с учетом алгоритмической компенсации температурной погрешности);

— шумовую составляющую дрейфа  $\sigma_\Omega$  не более  $0,005^\circ\sqrt{\text{ч}}$ ;

— масштабный коэффициент  $K$  в пределах от 1,12 до 1,20''/имп;

— нелинейность масштабного коэффициента  $\Delta K$  в диапазоне угловых скоростей от  $-50^\circ/\text{с}$  до  $+50^\circ/\text{с}$ , не превышающую  $5 \cdot 10^{-5}$  при асимметрии меньше  $1 \cdot 10^{-6}$ ;

— нестабильность масштабного коэффициента  $\delta K$  не более  $5 \cdot 10^{-5}$ ;

— угол между нормалью к базовой поверхности и осью чувствительности прибора (ошибка базы  $\alpha$ ) не более  $10'$ ;

— нестабильность ошибки базы  $\delta\alpha$  не более  $\pm 10''$ .

Согласно конструкторской документации прибор должен удовлетворять указанным параметрам в рабочем диапазоне температур от  $-40$  до  $+60^\circ\text{C}$ .

## 6. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНЫХ ГИРОМЕТРОВ

К настоящему моменту рядом предприятий в США (*HONEYWELL*, *LITTON*, *ROCKWELL* и др.), в Великобритании (*SPERRY*), во Франции (*SAGEM* и др.), в Германии (*LITEF*), в бывшем СССР и России (НИИ «Полнос», МИЭА, НПК «Электрооптика», НПО «Арсенал» и др.) обеспечено серийное изготовление достаточно точных, компактных, надежных и удобных в эксплуатации лазерных гироскопов, которые имеют весьма существенные конструктивные отличия:

- по количеству осей чувствительности (одна или три);
- по типу конструкции (моноблочная, полумоноблочная);
- по типу выхода из зоны захвата (с виброподставкой или зеемановским расщеплением лазерного пучка);
- по исполнению отражательных элементов (с зеркалами или призмами полного внутреннего отражения и т. п.).

### 6.1. Современные зарубежные лазерные гироскопы

Случайный дрейф применяемых в бесплатформенных инерционных навигационных системах (БИНС) лазерных гироскопов доведен до  $0,01$  °/ч, а в отдельных типах лазерных гироскопов — до нескольких тысячных °/ч. В табл. 3 даны технические характеристики некоторых наиболее распространенных лазерных гироскопов, выпускавшихся и выпускаемых ведущими зарубежными фирмами.

Интересны результаты, достигнутые фирмой *KEARFOOT* (США) [11]. Ею разработана серия оригинальных трехосных моноблочных лазерных гироскопов с периметром от 10 до 24 см, позволяющих создавать БИНС высокой, средней и умеренной точности для различных типов самолетов, наземного транспорта и др. Серийные БИНС изготавливают с использованием трехосных лазерных гироскопов типа Т-24, Т-26 и Т-16В соответственно высокой, средней и умеренной точности.



Технические характеристики зарубежных лазерных гиросметров

Характеристика	HONEYWELL 11GO-1342		ROCKWELL		LITTON LG-2717	LITTON LG-2728	SPERRY SLJC-7 (трехосн.)	SPERRY SLG-15	RAYTHEON RB-25
	Периметр, см	32	43	17	28	20	40	25	
Масса, кг	1,9	3,63	1,5	1,5	2,3	7,2	-		
Габариты	15,7 × 14,7 × 5,3	22,9 × 22,9 × 7,6	14 × 11 × 6,5	14 × 17,7 × 5	10,2 × 11,4	10,2 × 20,3 × 27,9	-		
Материал	CERVIX		ZERODUR		CERVIT				
Метод линеаризации	Виброподставка				Магнитное зеркало		Фарадеевская (четырёх-частотная)		
Число зеркал	3	3	4	4	3	3	3	4	
Мощность, Вт	30	20	3	3	1,8	0,6	-		
Максимальная угловая скорость, °/с	800	-	800	400	1500	750	-		
Сдвиг нуля, °/ч	0,007	0,01	0,02	0,005	0,2	0,02	0,005		
Случайный дрейф, °/ч	0,003	0,005	0,015	0,003	0,05	0,006	0,001		

Окончание табл. 3

Характеристика	HONEYWELL 11GO-1342	ROCKWELL	LITTON LG-2717	LITTON LG-2728	SPERRY SLIC-7 (трехосн.)	SPERRY SLG-15	RAYTHEON RB-25
Масштабный коэффициент, // /ммл.	2,0	1,57	3,0	1,8	3,2	1,6	1,5
Линейность масштабного коэффициента	$5 \times 10^{-6}$	$10^{-5}$	$5 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-4}$	$10^{-4}$	$3 \times 10^{-6}$
Стабильность масштабного коэффициента	$5 \times 10^{-6}$	–	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-4}$	$10^{-4}$	–
Температурный градиент, ( $^{\circ}$ / ч) / $^{\circ}$ С	0,002	0,02	–	–	0,008	0,002	0,0004

Независимо от других ведущих фирм собственную разработку семейства БИНС на лазерных гиromетрах GLS 32 (высокоточных) и GLS 16 (умеренной точности) завершила французская фирма *SAGEM* [12].

Французская авиационная фирма *THALES A VIONICS* разработала интегрированную бесплатформенную инерциально-спутниковую навигационную систему на базе трехосного кольцевого лазерного гиromетра с периметром резонатора 22 см.

## **6.2. Лазерные гиromетры отечественного производства**

Следует выделить ряд отечественных производителей, выпускающих лазерные гиromетры и системы на их основе.

В НТИЦ «Навигатор» при НИИ «Полнос» проводят работы по усовершенствованию и улучшению технологичности лазерного гиromетра КМ-11-1А (случайный дрейф 0,1—0,01 °/ч). Ведутся экспериментальные работы по созданию монолитного миниатюрного лазерного гиromетра, где кольцевой резонатор так же, как и в КМ-11, построен на призме с полным внутренним отражением [13].

В НИИ «Полнос» продолжают работы с лазерными гиromетрами, в которых используется зеемановское расщепление пучка: ZLK-12, -16, -20 и -28. Разработаны и трехосные датчики МТ-501 на базе ZLK-20 и МТ-401 — на базе ZLK-16. Для временных интервалов до 30 мин обеспечивается нестабильность в пределах 3 °/ч [14, 15]. В табл. 4 описан ряд лазерных гиromетров, выпускаемых НИИ «Полнос».

АО «Гранит-16» на базе лазерного гиromетра ZLK, изготавливаемого в НИИ «Полнос» [16, 17], разработало самолетную БИНС, интегрированную с GPS/ГЛОНАСС. Погрешность определения курса системой — не более 1°, измерения углов крена и тангажа — не более 0,3°. Общая масса системы около 16 кг, время готовности не более 10 мин, среднее время наработки на отказ 8000 ч, потребляемая мощность 80 Вт [12].

НИИ ПМ им. акад. В.И. Кузнецова подготовил опытное производство лазерных гиromетров для БИНС самолетов гражданской авиации. Точность лазерных гиromетров порядка  $10^{-2}$  °/ч с периметром 28 см [18].

Таблица 4

## Лазерные гиromетры, выпускаемые в НИИ «Полюс» [3]

Характеристика	Двухчастотные ZLK			Четырех- частотные ZLK
	ZLK-12	ZLK-16	ZLK-20	ZLK-28
Длина оптического пути, мм	128	160	200	285
Масштабный коэффициент, "/имп.	4,0	3,3	2,7	3,0
<i>Стационарный режим</i>				
Стабильность сдвига нуля, °/ч	0,1	0,05	0,05	0,03
Повторяемость сдвига нуля, °/ч	0,3	0,15	0,15	0,1
Случайный дрейф, °/ч <sup>1/2</sup>	0,02	0,01	0,01	0,005
<i>Неустановившийся режим</i>				
Повторяемость сдвига нуля, °/ч	5–10	1–3	1–2	0,5
Стабильность масштабного коэффициента, 10 <sup>-6</sup>	200	100	100	50
<i>Условия эксплуатации</i>				
Удары, g	500	500	500	300
Вибрация, g	40	35	25	5
Температурный диапазон, °С	-55...+ +60	-55...+ +60	-55...+ +60	-10...+ +60
Магнитная чувствительность, (°/ч) Э	2	0,2	1	0,03

Серпуховский завод «Металлист» производит лазерные гиromетры типа ЛГ-1, ЛГ-2 и ЛГ-4, разработанные совместно с МИ-ЭА. Их конструкция близка к конструкции лазерного гиromетра LG-8028, разработанного фирмой *LITTON* в 1984 г. Случайный дрейф — 0,01–0,001 °/ч, диапазон измерения угловых скоростей — от 100 до 1400 °/с [19].

К настоящему времени завершена разработка систем БИНС-77 и БИНС-85, построенных на лазерном гиromетре ЛГ-1 [20], и БИНС-СП — на лазерном гиromетре ЛГ-2. Системы предназначены для автономного измерения, вычисления и выдачи потребителям пилотажно-навигационных параметров пространственного положения самолета.

ОАО «Раменский приборостроительный завод» (РПЗ) с начала 90-х годов выпускает интегрированную БИНС И-42-1С на базе лазерного гиromетра ГЛ-1, разработанного НПК «Электрооптика». Система И-42-1С предназначена для измерения и вычисления пилотажно-навигационных параметров летательных аппаратов и наземных транспортных средств.

В ОАО «РПЗ» налажен выпуск зеркального трехстепенного лазерного гироскопа ЛЧЭ, разработанного НПО «Астрофизика», предназначенного для работы в качестве датчика в системах управления, ориентации, стабилизации и инерциальной навигации объектов гражданской авиации. Его основные технические характеристики следующие:

Характеристика	Значение
Диапазон измеряемых углов . . . . .	Не ограничен
Диапазон рабочих угловых скоростей . . . . .	$\pm 400^\circ/\text{с}$
Дискретность измерения угла . . . . .	$0,5''$
Величина случайной ошибки, не более . . . . .	$\pm 0,005^\circ/\text{ч}$
Срок службы . . . . .	$> 10\,000\text{ ч}$
Рабочий температурный диапазон . . . . .	$\pm 60^\circ\text{C}$
Вес . . . . .	6 кг
Потребляемая мощность . . . . .	$\leq 10\text{ Вт}$

В НПК «Электрооптика» создана бесплатформенная инерциальная навигационная система БИНС-Л, предназначенная для определения горизонтальных и вертикальных координат относительно Земли, местоположения относительно неподвижной точки на земле, углов ориентации, а также скорости объекта и ее составляющих\*.

\*За более подробной информацией о характеристиках всех данных устройств можно обратиться к рекламным проспектам упомянутых предприятий.

БИНС-Л построена на базе трех лазерных гиromетров ГЛ-2. Кроме упомянутых ГЛ-1 и ГЛ-2, НПК «Электрооптика» выпускает лазерные гиromетры ГЛ-3. В табл. 5 представлены основные данные этих приборов [12].

Среди предприятий из стран СНГ следует выделить киевский завод «Арсенал», имеющий многолетние наработки по выпуску лазерных гиromетров (табл. 6).

Из приведенных данных ясно, что разработка и выпуск лазерных гиromетров широко ведется как за рубежом, так и в нашей стране. В силу ряда причин среди отечественных разработок наиболее высокие результаты достигнуты для лазерных гиromетров, отражательными элементами которых являются призмы ПВО.

Таблица 5

**Техническая характеристика лазерных гиromетров, выпускаемых НПК «Электрооптика»**

Характеристика	ГЛ-1	ГЛ-2	ГЛ-3
Периметр резонатора, см	45	28	62
Масса, кг	4	2	6
Габариты, см	020, 6 × 10, 5	15, 4 × 11, 6 × 8, 8	24, 5 × 19, 5 × 11, 1
Материал	Ситалл		
Метод линеаризации	Виброподставка		
Число призм	4	4	4
Максимальная угловая скорость, °/ч	360	500	250
Стабильность сдвига нуля, °/ч	0,007	0,01	0,001
Случайный дрейф, °/ч	0,003	0,005	0,001
Линейность масштабного коэффициента, "/имп.	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-6}$	$5 \times 10^{-6}$
Стабильность масштабного коэффициента, "/имп.	$5 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-5}$	$5 \times 10^{-6}$
Температурная чувствительность, (°/ч)/°С	0,003	0,002	0,001

Таблица 6

## Техническая характеристика лазерных гиromетров ЦКБ и завода «Арсенал»

Характеристика	ФИЛ	ТРО90	СГ	Фанза БЛГ-56	Четырехчастотный
Периметр резонатора, см	40	56	28	56	48
Масса, кг	12	28	2	16	2
Габариты, см	10 × 17 × 4	16 × 16 × 6	13 × 16,5 × 4,7	25 × 25 × 21	12 × 12 × 12
Материал	Ситалл (СО-115М)				
Метод линеаризации	Фарадеевская ячейка		Механическая вибрация		Фарадеевская ячейка
Число зеркал	4	4	4	4	6
Мощность, Вт	80	80	35	40	40
Максимальная угловая скорость, °/ч	200	200	200	90	200
Сдвиг нуля, °/ч	5	0,5	0,1–0,2	0,2–0,3	0,05
Масштабный коэффициент, //ИМП.	0,8	0,92	0,93	0,23	0,91

Окончание табл. 6

Характеристика	ФИЛ	ТРО90	СГ	Фанза БЛГ-56	Четырехчастотный
Линейность масштабного коэффициента, //имп.	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$
Стабильность масштабного коэффициента, //имп.	$10^{-4}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$	$10^{-5}$
Случайный дрейф, °/4 ч	0,2	0,2	0,005	0,2	0,01
Температурная чувствительность, (°/ч)/°С	0,5	0,5	0,002	0,5	0,2



Таким образом, за более чем сорокалетнюю историю лазерной гиromетрии за рубежом и в нашей стране был создан целый ряд лазерных гиromетров. Они вобрали в себя лучшие достижения квантовой электроники и оптико-электронной промышленности. Лазерная гиromетрия предъявляет весьма высокие и зачастую уникальные требования как к качеству лазерного излучения, так и к совершенству оптических элементов и уровню их параметров. Поэтому для производства лазерных гиromетров характерно применение высоких технологий: при изготовлении высокочастотных резонаторов сложной геометрии и высокой точности (допуск — 10 мкм, 15''), изготовлении сверхплоских и сверхгладких оптических поверхностей (с плоскостностью вплоть до  $\lambda/100$  с целью снижения уровня напряжений в материале при оптическом контакте и с шероховатостью до 0,5–1 нм, изготовлений отражателей (зеркал или призм ПВО) с коэффициентом отражения, близким к единице с точностью до 0,001 %, и лучше с тем, чтобы минимизировать потери излучения (в первую очередь — потери на рассеяние); термовакуумная обработка резонатора с температурами до 1200 °С, вакуумом до  $10^{-8}$  мм рт. ст. и допуском на наличие примесей в активной среде лазера не более  $2 \cdot 10^{-5}$ ; изготовлении уникальных пьезодвигателей зеркал оптического резонатора с точностью перемещения 0,01  $\lambda$  и быстродействием 100 мкс; изготовлении прецизионных оптических смесителей и систем фотоэлектрической обработки создаваемого интерференционного поля и др. Существенно, что в данных производствах используется комплекс уникальных прецизионных метрологических систем.

В целях дальнейшего повышения точности лазерных гиromетров и их надежности проводятся глубокие исследования всех физических явлений, сопутствующих работе лазерных гиromетров, наиболее перспективные из которых связаны с устранением дифракционного рассеяния на таких оптических элементах, как диафрагмы и смесительные призмы с уменьшением поляризационной невязанности и тепловых переюстировок.

Наличие локальной активной среды и других внутренних и внешних источников тепла означает, что при работе лазерный гиromетр находится в нестационарном тепловом режиме. При этом

контур КР претерпевает деформации, меняются периметр КР, рассеяние на оптических элементах, невзаимность резонатора из-за неоднородности напряжений в призмах и из-за температурной зависимости показателя преломления призм.

Для повышения точности лазерных гиromетров разрабатывают и применяют новые схемные и конструктивные решения для оптимизации оптической схемы КР и коррекции выходного сигнала.

Перспективным направлением развития техники лазерной гиromетрии является исследование и разработка четырехволновых лазерных гиromетров (в том числе и призмных) с уменьшенной случайной составляющей дрейфа и в значительной степени более низким влиянием внешних воздействий.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aronowitz F. Fundamentals of the Ring Laser Gyro // Optical Gyros and their Application / RTO AGARD o graph 330. Hull (Québec). May 1999. P. 3.1–3.45.*
2. *Y.V. Bakin, G.N. Ziouzev, Lioudomirski Laser Gyros with total Reflection prisms // Optical Gyros and their Application / RTO AGARD o graph 330. Hull (Québec). May 1999. P. 6.1–6.29.*
3. *Zeeman Laser Gyroscopes / V.V. Azarova, Yu.D. Golyaev, V.G. Dmitriev et all. // Optical Gyros and their Application / RTO AGARD o graph 330. Hull (Québec). May 1999. P.5.1–5.29.*
4. *Болотнов С.А., Вереникина Н.М. Лазерные информационно-измерительные системы: Учеб. пособие. Ч. 1. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.*
5. *Болотнов С.А., Вереникина Н.М. Лазерные информационно-измерительные системы: Учеб. пособие. Ч. 2. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2005.*
6. *Джерард А., Берч Дж.М. Введение в матричную оптику / Пер. с англ. под ред. В.В. Коробкина. М.: Мир, 1978.*
7. *Пахомов И.И., Цибуля А.Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986.*
8. *Ищенко Е.Ф., Рамазанова Г.С. Анализ разъюстированных открытых оптических резонаторов: Учеб. пособие. М.: Изд-во МЭИ, 1993.*
9. *Ломакин А.В. Матричные методы в расчете лазерных резонаторов: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.*
10. *Рожков О.В., Вереникина Н.М. Стабилизация параметров лазерного излучения: Учеб. пособие. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1990.*
11. *Несенюк Л.П. Бесплатформенные инерциальные системы: Обзор состояния и перспективы развития // Гироскопия и навигация. № 1. 2002.*

12. Степанов О.А. Особенности построения и перспективы развития навигационных инерциально-спутниковых систем. Навигация и управление движением // Сб. докл. I НТК молодых ученых. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1999. С.5–22.
13. Курятов В.Н., Черемисинов Г.В. Точная инерциальная система на основе лазерного гироскопа КМ-П // Международ. конфер. по гироскопической технике. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1994. С. 131–140.
14. Типоряд зеэмановских гироскопических датчиков / В.В. Азарова, Ю.Д. Голяев, Г.Д. Дмитриев и др. // Международ. конфер. по гироскопической технике. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1994. С. 131–140.
15. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. Кольцевые газовые лазеры с магнитооптическим управлением в лазерной гироскопии // Квантовая электроника. Т. 30. № 2. 2000. С. 96–104.
16. Курятов В.Н., Наседкин Е.Ф., Семенов Б.Н., Журавлева Е.Н. История лазерной гироскопии // НИИ «Полос» – 40 лет. М.: 2002. С. 59–65.
17. Степанов О.Д., Кошаев Д.А. Исследование методов решения задач ориентации с использованием спутниковых систем // Гироскопия и навигация. 1999. № 2. С. 30–55.
18. Кробка Н.И., Сапожников И.Н. Работы по лазерной гироскопии в НИИ ПМ им. акад. В.И.Чебышева // Международ. конфер. по гироскопической технике. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1994. С. 3–13.
19. Логозинский В.Н., Соломатин В.А. Разработка волоконно-оптического датчика угловой скорости широкого применения // Международ. конфер. по гироскопической технике. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1994. С. 141–148.
20. Чесноков Г.И., Измайлов Е.А., Голубев А.М. Перспективы развития отечественных авиационных ИНС // Международ. конфер. по гироскопической технике. СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1994. С. 14–18.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение .....	3
1. ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА ЛАЗЕРНОГО ГИРОМЕТРА .....	5
1.1. Влияние конфигурации кольцевого резонатора на выходные па- раметры лазерного гиromетра .....	5
1.2. Расчет кольцевого резонатора .....	8
2. ПОЛУЧЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ О ПАРАМЕТРАХ ВРАЩЕНИЯ .	33
2.1. Вывод излучения .....	33
2.2. Системы сведения двух встречных волн .....	37
2.3. Выделение сигнала биений встречных волн .....	39
3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЕРИМЕТРА КОЛЬЦЕВОГО РЕЗОНАТОРА .	46
3.1. Влияние ухода частоты на параметры лазерного гиromетра ....	46
3.2. Система регулирования периметра зеркального лазера .....	48
3.3. Система регулирования периметра призмного кольцевого ре- зонатора .....	51
3.4. Система периметра зеemanовского лазерного гиromетра .....	52
4. СИСТЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГАЗОВЫХ РАЗРЯДОВ В КОЛЬЦЕ- ВЫХ ЛАЗЕРАХ .....	53
4.1. Сравнение техники разряда постоянного тока и высокочастотно- го разряда .....	53
4.2. Продольный и поперечный высокочастотные разряды .....	55
4.3. Анализ влияния параметров высокочастотного разряда на уси- ление активной среды .....	59
5. ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОВРЕМЕННЫХ ЛАЗЕР- НЫХ ГИРОМЕТРОВ .....	64
5.1. Классификация погрешностей лазерного гиromетра .....	64
5.2. Основные источники технических флуктуаций .....	66

5.3. Масштабный коэффициент лазерного гиromетра как его основная метрологическая характеристика . . . . .	68
5.4. Дрейф лазерного гиromетра и его составляющие . . . . .	71
5.5. Точностные параметры серийного лазерного гиromетра . . . . .	78
6. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНЫХ ГИРОМЕТРОВ . . . . .	79
6.1. Современные и зарубежные лазерные гиromетры . . . . .	79
6.2. Лазерные гиromетры отечественного производства . . . . .	82
Список литературы . . . . .	90

**Сергей Альбертович Болотнов**  
**Нина Михайловна Вереникина**  
**Андрей Александрович Алексейченко**

**ЛАЗЕРНЫЕ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ  
СИСТЕМЫ**

Часть 3

*Учебное пособие*

Редактор *А.В. Сахарова*  
Корректор *М.А. Василевская*  
Компьютерная верстка *В.И. Товстоног*

Подписано в печать ??.0?.2006. Формат 60×84/16. Бумага офсетная.  
Печ. л. ??, Усл. печ. л. ??, Уч.-изд. л. ?? Тираж 100 экз. Изд. № 7.  
Заказ

Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана  
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5.