

Зеemanовские лазерные гироскопы

В.В.Азарова, Ю.Д.Голяев, И.И.Савельев

Описаны история создания, а также особенности оптико-физической схемы и принципа действия зеemanовских лазерных гироскопов. Рассмотрены устройство и элементная база современных лазерных датчиков угловой скорости с частотной подставкой на основе эффекта Зеемана. Обсуждаются проблемы и перспективы их развития.

Ключевые слова: кольцевой лазер, эффект Зеемана, лазерный гироскоп.

1. Введение

История развития оптической гироскопии началась еще в 1913 г. когда Саньяком впервые были исследованы свойства вращающегося кольцевого оптического интерферометра. В 1963 г., после создания первых лазеров, появилась идея использовать в качестве оптического интерферометра кольцевой лазер. В процессе реализации этой идеи выявился целый ряд принципиальных преимуществ лазерных гироскопов (ЛГ) перед развитыми к этому времени механическими гироскопами: неограниченный динамический диапазон измеряемых угловых скоростей, малое время готовности, устойчивость к большим механическим перегрузкам, а также значительные перспективы совершенствования и повышения точности.

В настоящее время развиты и применяются ЛГ трех основных типов, различающихся способом создания так называемой частотной подставки (предварительным расщеплением частот встречных волн лазера в отсутствие вращения) – вибрационной, зеemanовской и фарадеевской. Вибрационная частотная подставка основана на механическом реальном вращении гироскопа путем угловых вибраций. Она характеризуется высокой долговременной стабильностью, позволяет применять высокочастотный резонатор с линейной поляризацией генерируемого излучения и обеспечивает максимально высокую точность гироскопов. Однако этот тип частотной подставки имеет существенный недостаток – наличие подвижных механических частей, резко снижающих устойчивость гироскопов к внешним механико-климатическим воздействиям.

Зеemanовские и фарадеевские частотные подставки (магнитооптические) основаны на искусственном, электрически управляемом расщеплении частот встречных волн в гироскопе. Искусственное вращение создается с помощью введения в резонатор невзаимного элемента. В случае зеemanовской частотной подставки невзаимным элементом является сама активная среда – смесь газов гелия и неона. Невзаимность в кольцевом лазере обеспечивается созданием круговой поляризации излучения за

счет неплоскостности контура резонатора и наложением продольного магнитного поля на активную среду. В случае фарадеевской частотной подставки невзаимность создается путем введения в резонатор фарадеевской ячейки. Параметры этих частотных подставок определяются электрическими сигналами, подаваемыми на невзаимные элементы, что обеспечивает большую гибкость в управлении частотной подставкой и в достижении их оптимальных значений. Важнейшим достоинством гироскопов с этими подставками является отсутствие каких-либо подвижных механических частей и обеспечение высокой устойчивости к внешним механико-климатическим воздействиям, недостатком – худшая долговременная стабильность их точностных параметров. Однако совершенствование технологий изготовления диэлектрических зеркал и просветляющих покрытий позволяет сокращать разрыв в точностных параметрах гироскопов с механической и магнитооптической частотными подставками.

В настоящей работе рассматриваются зеemanовские лазерные гироскопы (ЗЛГ), особенностью которых по сравнению с другими типами лазерных гироскопов является сочетание ряда ценных качеств. Это монолитность конструкции, обеспеченная отсутствием массивных подвижных частей, наличие гибкой электронно-управляемой магнитооптической частотной подставки, высокая устойчивость неплоского резонатора к разъюстировкам зеркал и возможность использования четырехволнового режима генерации лазера.

История создания ЗЛГ началась в 1967 г. в НИИ «Полус», когда было получено авторское свидетельство на ЗЛГ [1]. В 1969 году был создан первый образец такого гироскопа [2]. К концу 1990-х годов появился типоряд ЗЛГ [3–7] – прототипов современных серийно выпускаемых приборов.

Сегодня создание ЗЛГ и систем на их основе является ведущим направлением лазерной техники в НИИ «Полус», а сам институт относится к лидерам отечественной лазерной гироскопии.

2. Особенности принципа действия и оптико-физической схемы ЗЛГ

Принцип действия ЗЛГ, как и других лазерных гироскопов, основан на эффекте Саньяка, который неоднократно и в деталях рассмотрен в литературе [8–18]. Рас-

В.В.Азарова, Ю.Д.Голяев, И.И.Савельев. ОАО «НИИ «Полус» им. М.Ф.Стельмаха», Россия, Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: azarovav@hotmail.ru, goljaev@bk.ru, i.saveliev@gmail.com

Поступила в редакцию 19 апреля 2014 г.

смотрим подробнее особенности оптико-физической схемы и конструкции ЗЛГ.

2.1. Неплоский оптический резонатор

В ЗЛГ используется четырехзеркальный неплоский кольцевой резонатор, схематично показанный на рис.1.

Поляризационные, спектральные и пространственные характеристики мод такого резонатора и излучение лазеров на его основе рассматривались в работах [4–7, 19–27]. Его особенностью является поворот картины поперечного сечения лазерного пучка при каждом отражении на угол ρ , равный углу разворота плоскостей падения соседних зеркал, что приводит к суммарному повороту поперечного сечения лазерного пучка (соответственно и его электромагнитного поля) при полном обходе резонатора на угол, равный сумме углов разворота соседних зеркал. Благодаря этому неплоский четырехзеркальный резонатор при угле излома контура $\alpha \neq 0$ изначально обладает циркулярной поляризационной анизотропией. В связи с тем, что зеркала косо падают имеют линейную поляризационную анизотропию, поляризация мод становится близкой к круговой только при достаточно больших углах излома. Эллиптичность излучения зависит от параметров поляризационной анизотропии зеркал и от углов, определяющих разворот плоскостей падения соседних зеркал.

В неплоских резонаторах частотное вырождение для собственных мод с ортогональными круговыми поляризациями снимается.

Расчет состояний поляризации и спектра частот мод неплоского резонатора основан на матричных уравнениях, приведенных в [4, 27]:

$$\hat{M} \cdot E = \gamma E, \tag{1}$$

где

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$$

– матрица, описывающая влияние всех элементов резонатора на световую волну, циркулирующую в нем;

$$E = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$$

– комплексный электрический вектор световой волны; γ – собственное число матрицы \hat{M} ; E_x, E_y – проекции век-

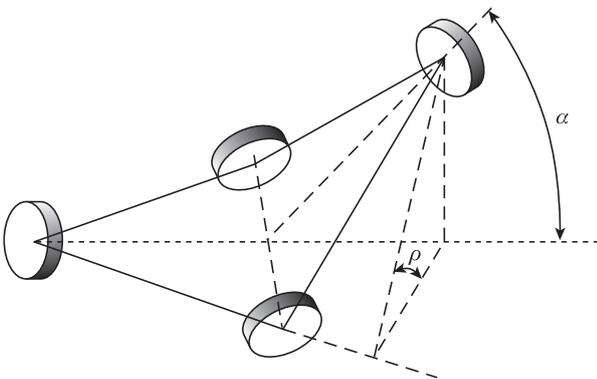


Рис.1. Схема неплоского резонатора с углом излома α (ρ – угол разворота плоскостей падения соседних зеркал, равный углу поворота изображения при однократном отражении).

тора E на оси правой прямоугольной системы координат, ось z которой направлена по направлению распространения волны.

Величина γ характеризует изменение амплитуды и сдвига фазы световой волны при обходе ею резонатора. Для мод резонатора фазовый сдвиг за полный проход должен быть кратен 2π . Матричное уравнение (1) – это система двух уравнений для проекций E_x, E_y . Эта система уравнений имеет два решения, которые соответствуют двум модам с ортогональной поляризацией электрического поля:

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} [\text{Sp}M \pm \sqrt{(\text{Sp}M)^2 - 4 \det M}], \tag{2}$$

$$\left| \frac{E_x}{E_y} \right|_{1,2} = \frac{M_{12}}{\gamma_{1,2} - M_{11}}. \tag{3}$$

Для неплоских резонаторов выражение под корнем всегда отрицательно, $(\text{Sp}M)^2 - 4 \det M < 0$, что приводит к различию фазовых сдвигов за проход резонатора и соответственно частот мод с разными состояниями поляризации (знаки «+» и «-» соответствуют этим состояниям). Матрица полного обхода неплоского резонатора с идеальными зеркалами для одной из встречных волн эквивалентна матрице вращения осей x и y на угол ρ_Σ :

$$\hat{M} = \begin{bmatrix} \cos \rho_\Sigma & -\sin \rho_\Sigma \\ \sin \rho_\Sigma & \cos \rho_\Sigma \end{bmatrix} = \hat{M}(\rho_\Sigma), \tag{4}$$

где ρ_Σ – суммарный угол поворота изображения при полном обходе резонатора. Подставив (4) в (2) и (3), получим $\gamma_{1,2} = \exp(\pm i \rho_\Sigma)$ и $|E_x/E_y|_{1,2} = \exp(\pm i \pi/2) = \pm i$.

Следовательно, в этом приближении собственные моды неплоского резонатора имеют правую (RCP) и левую (LCP) круговые поляризации независимо от угла поворота изображения ρ_Σ , и фазовый сдвиг между ними равен двойному углу поворота осей при полном обходе резонатора $2\rho_\Sigma$. В свою очередь, разность частот мод с ортогональными поляризациями ν_c^\pm такова:

$$\nu_c^+ - \nu_c^- = \frac{c}{L} \frac{\rho_\Sigma}{\pi}, \tag{5}$$

где c – скорость света; L – периметр резонатора. Спектр частот резонатора и соответственно сдвиг частот мод с RCP и LCP зависят от угла излома оптического контура резонатора α (рис.1) и, следовательно, от ρ_Σ . Изменяя угол излома резонатора, можно получить требуемый спектр частот. Формирование частотного спектра в резонаторе для одного из направлений распространения волн показано на рис.2.

В случае двухчастотного ЗЛГ основной проблемой является достижение максимально возможного разделение частот мод ортогональных поляризаций для работы только на одной из них. Этому условию соответствует эквидистантный спектр продольных мод. В свою очередь такой спектр обеспечивает специальная конструкция резонатора, в которой угол поворота изображения при полном обходе резонатора $\rho_\Sigma = 90^\circ$. Для двухчастотных гироскопов такой угол поворота обеспечивается при угле излома $\alpha = 32^\circ$, при этом угол между плоскостями падения двух соседних зеркал $\rho = 22.5^\circ$ (см. рис.1).

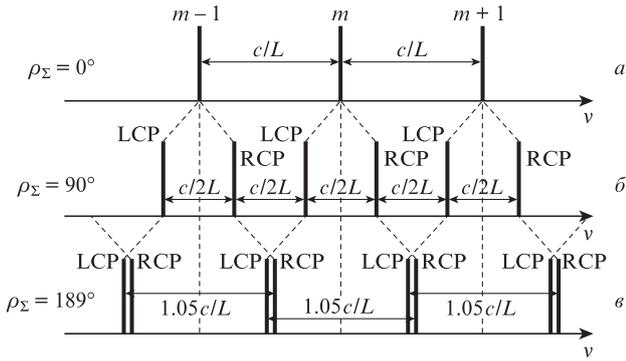


Рис.2. Спектр собственных частот продольных мод плоского резонатора с линейной поляризацией (а) и четырехзеркальных неплоских кольцевых резонаторов, имеющих одинаковый периметр L , двухчастотного ЗЛГ (б) и четырехчастотного ЗЛГ (в) при разных суммарных углах поворота ρ_Σ .

При проектировании четырехчастотных лазерных гироскопов возникает проблема, заключающаяся в оптимизации частотного разделения между режимами с RCP и LCP, чтобы получить четырехчастотный режим. Показанный на рис.2 спектр собственных частот кольцевого резонатора позволяет решить эту проблему при угле излома $\alpha = 57^\circ$ и суммарном угле поворота $\rho_\Sigma = 189^\circ$.

Неплоский резонатор, в отличие от плоского, обладает высокой устойчивостью к разъюстировке даже при плоских зеркалах. В этом случае устойчивость к разъюстировке неплоского резонатора определяется, как и спектр продольных мод, углом ρ_Σ . Величина угловых разъюстировок обратно пропорциональна $\sin(\rho/2)$, поэтому уже для $\rho_\Sigma = 90^\circ$ при качественном изготовлении резонатора отклонения оптического контура от идеального настолько малы, что резонатор не требует юстировки. Минимальная чувствительность к разъюстировкам проявляется при угле $\rho_\Sigma = 180^\circ$.

2.2. Кольцевой лазер с частотной подставкой на основе эффекта Зеемана

Чувствительным элементом ЗЛГ служит кольцевой He-Ne-лазер с неплоским резонатором, на активную среду которого наложено продольное магнитное поле. Накачка активной среды осуществляется прямоточным тлеющим разрядом. Высокая селективность и добротность резонатора обеспечивают генерацию в режиме одной продольной моды на переходе $3s_2-2p_4$ неона с длиной волны 633 нм.

Благодаря циркулярной анизотропии неплоского кольцевого резонатора в лазере генерируются волны с круговыми поляризациями, причем моды с LCP и RCP ортогональными поляризациями оказываются разнесенными по частоте (рис.2).

В одномодовом лазере генерируются только две встречные волны (cw и ccw) одной поляризации. В пассивном резонаторе в отсутствие его вращения и магнитного поля на активной среде они имеют одинаковые частоты ($\nu_{cw} = \nu_{ccw}$) и, как правило, настроены на центральную частоту ν_0 кривой усиления. В продольном магнитном поле вследствие эффекта Зеемана кривая усиления расщепляется, и мы получаем две компоненты усиления: низкой частоты с центральной частотой ν_0^- и высокой частоты с центральной частотой ν_0^+ (рис.3). Величина расщепления (разность

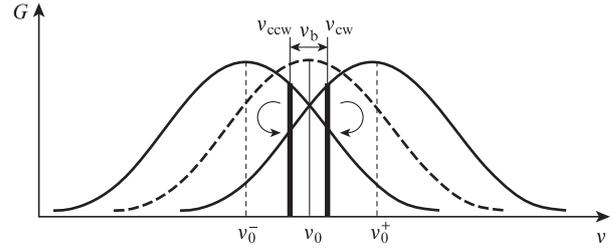


Рис.3. Зеемановское расщепление встречных волн (ν_0 – частота мод в отсутствие магнитного поля, ν_{cw} , ν_{ccw} – частоты расщепленных встречных волн в магнитном поле, ν_b – разность частот встречных волн).

частот между смещенными контурами) определяется выражением [19]

$$\delta\nu_0 = \nu_0^+ - \nu_0^- = \frac{eg}{2\pi mc} H, \tag{6}$$

где e – заряд электрона; m – масса электрона; H – напряженность магнитного поля; g – фактор Ланде. Используя табличные значения физических констант и фактор Ланде для рабочего перехода, мы имеем $\delta\nu_0 = 3.64 \times 10^6 H$ (Гц), где H выражается в эрстедах.

Каждый контур определяет усиление только одной из возможных поляризаций света: низкочастотный контур – волны с LCP, распространяющейся вдоль магнитного поля, а высокочастотный контур – волны с RCP. Для встречных волн, наоборот, низкочастотный контур определяет усиление волны с RCP, распространяющейся против магнитного поля, а высокочастотный контур – волны с LCP. Вследствие эффекта «затягивания мод» частоты реально генерируемых волн сдвигаются к центру своего контура усиления [28]. На рис.3 показано смещение встречных волн RCP.

Для возникающей разности частот встречных волн ν_b , называемой в ЗЛГ частотной подставкой, можно получить следующее выражение [7]:

$$\nu_b = \nu_{cw} - \nu_{ccw} = 0.94 \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_D} \frac{G}{\sigma} (\nu_0^+ - \nu_0^-), \tag{7}$$

где $\Delta\nu_D$, $\Delta\nu_c$ – ширины линии лазерного усиления и полосы пропускания резонатора; G , σ – коэффициенты усиления и потерь резонатора. Знак разности частот зависит от поляризации генерируемой моды.

Используя (6), преобразуем формулу (7) следующим образом:

$$\nu_b = \pm 2.63 \times 10^6 \frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_D} \frac{G}{\sigma} H. \tag{8}$$

При типичных параметрах ЗЛГ ($\Delta\nu_c = 1.5$ МГц, $\Delta\nu_D = 1.5$ ГГц, $G/\sigma = 2$, $H = 20$ Э) получим следующие значения зеемановского расщепления и частотной подставки: $2\delta\nu_0 = 7.2 \times 10^7$ Гц, $\nu_b = 135$ кГц. Метод создания частотной подставки в четырехчастотном кольцевом лазере аналогичен. Схема расположения частот и образования частотной подставки для этого случая показана на рис.4.

Более подробное описание амплитудно-частотных характеристик ЗЛГ в условиях реальных режимов работы (с учетом самонасыщения, больших превышений усиления над потерями и т. д.) дано в работах [21–26].

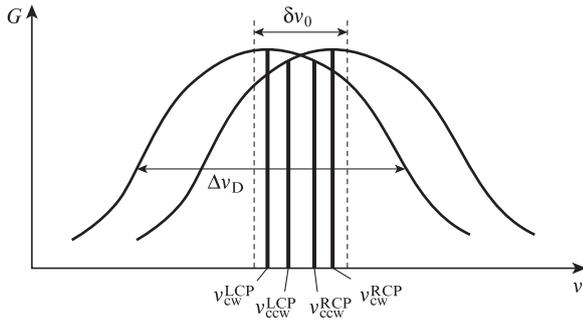


Рис.4. Схема расположения частот и образования частотной подставки в четырехчастотном зеемановском кольцевом лазере.

2.3. Связь встречных волн и явление «захвата» их частот в кольцевом лазере с неплоским резонатором

Физические явления, приводящие к связи встречных волн и к «захвату» их частот в кольцевых лазерных гироскопах, изучались во многих работах [12, 18, 29–33]. Причиной линейной связи встречных волн в кольцевых лазерах служит обратное рассеяние света на элементах резонатора. К каждой собственной волне идеального (без рассеяния) резонатора добавляется малая часть встречной волны. В результате нелинейного взаимодействия волн в активной среде частоты генерируемых волн сближаются, и при некоторой (граничной) скорости вращения происходит синхронизация частот встречных волн, или, другими словами, встречные волны имеют равные частоты. Это явление называют «захватом» частот встречных волн, а разность частот, соответствующую граничной скорости вращения, – частотой, или порогом захвата.

Кольцевой лазер с неплоским резонатором имеет некоторые специфические особенности, связанные с круговой поляризацией встречных волн. В отсутствие деполаризации обратно рассеянная волна теоретически должна иметь круговую поляризацию, ортогональную по отношению к основной волне того же направления, и не будет взаимодействовать с ней, т. е. явление захвата будет отсутствовать. Этот эффект называют поляризационной развязкой. На практике значительная часть рассеянной волны деполаризована, поэтому захват наблюдается всегда. Для его преодоления в ЗЛГ используется частотная подставка на эффекте Зеемана. Преимуществом такой частотной подставки по сравнению с вибрационной является полное отсутствие движущихся частей, а по сравнению с подставками, созданными другими магнитооптическими методами, – отсутствие в резонаторе дополнительных оптических элементов, увеличивающих потери и рассеяние света. Кроме того, этот метод является малоинерционным и позволяет получить частотную подставку практически любой формы, в том числе – знакопеременную. Важным дополнительным преимуществом такой подставки является отсутствие жестких требований к стабильности ее амплитуды и возможность вычитания подставки из выходного сигнала ЛГ на каждом периоде ее изменения.

В отсутствие конкуренции встречных волн, когда в КЛ существует устойчивая двунаправленная генерация, изменение разности фаз встречных волн Ψ может быть описано приближенным уравнением [32]

$$d\Psi/dt = K\Omega - K\Omega_0 \sin(\Psi + \beta), \quad (9)$$

где K – масштабный коэффициент; Ω – полная частотная невязанность резонатора, в которую входит, в том числе, угловая скорость вращения ЛГ; Ω_0 – частота захвата; $\beta = \beta_1 - \beta_2$ – разность фаз коэффициентов обратного рассеяния встречных волн. Частота захвата определяется выражением

$$\Omega_0 = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - 2\sigma_1\sigma_2 \cos\beta)^{1/2}, \quad (10)$$

где σ_1, σ_2 – амплитуды коэффициентов обратного рассеяния встречных волн, причем

$$\sigma_{1,2} = \varepsilon_{1,2} r_{1,2} \frac{cE_{2,1}}{LE_{1,2}}. \quad (11)$$

Здесь $\varepsilon_{1,2}$ – коэффициенты деполаризации волн при обратном рассеянии; $r_{1,2}$ – относительные коэффициенты полного обратного рассеяния волн в телесный угол моды резонатора; $E_{1,2}$ – амплитуды полей встречных волн. Коэффициенты деполаризации определяются, прежде всего, «гладкостью» поверхностей зеркал и углом падения. Для резонаторов, применяемых в ЗЛГ, их величина составляет 0.4–0.6. Входящие в (11) коэффициенты $r_{1,2}$ определяются интерференцией всех рассеянных в резонаторе волн. В зависимости от их взаимных фаз, величины $r_{1,2}$ могут меняться в широких пределах – теоретически от нуля до их суммы. Разность фаз β определяется характером рассеивающих центров поверхности зеркал (если эти центры представляют собой неоднородности диэлектрической проницаемости, то $\beta = 0$, если рассеяние осуществляется только на неоднородностях поглощения, то $\beta = \pi$).

В реальных лазерах зеркала обладают как поглощением, так и рассеянием на неоднородностях диэлектрической проницаемости, поэтому $\beta \neq 0$ и на практике всегда имеет место ненулевая частота захвата Ω_0 . Полагая амплитуды встречных волн и полные коэффициенты их обратного рассеяния равными, что близко к реальной ситуации ($\sigma_{1,2} = \sigma, r_{1,2} = r, \varepsilon_{1,2} = \varepsilon$), а $\beta = \pi/2$, получим приближенную формулу для оценки частоты захвата

$$\Omega_0 \cong \sigma\sqrt{2} = \frac{\varepsilon r c \sqrt{2}}{L}. \quad (12)$$

При интегральном рассеянии в телесный угол моды от всех четырех зеркал $r = (0.66-2) \times 10^{-6}$ и коэффициенте деполаризации $\varepsilon = 0.5$ для лазера с $L = 16$ см получим $\Omega_0 = (0.3-0.8) \times 10^3$ Гц, что более чем на два порядка превышает расщепление частот встречных волн, вызванное вращением Земли (4.6 Гц). Именно поэтому проблема снижения обратного рассеяния и уменьшения влияния захвата является центральной на протяжении всей истории развития лазерной гироскопии.

Повышая качество зеркал ЛГ, можно снижать величину обратного рассеяния на них и тем самым уменьшать частоту захвата.

Другой эффективной возможностью уменьшения частоты захвата является подбор взаимных фаз рассеянных на зеркалах волн, таких, чтобы суммарная интенсивность всех рассеянных волн была минимальной, что можно реализовать при прецизионной регулировке расстояний между зеркалами.

Уравнение (9) имеет два различных решения в зависимости от величины невязанности Ω . При $\Omega \ll \Omega_0$, т. е.

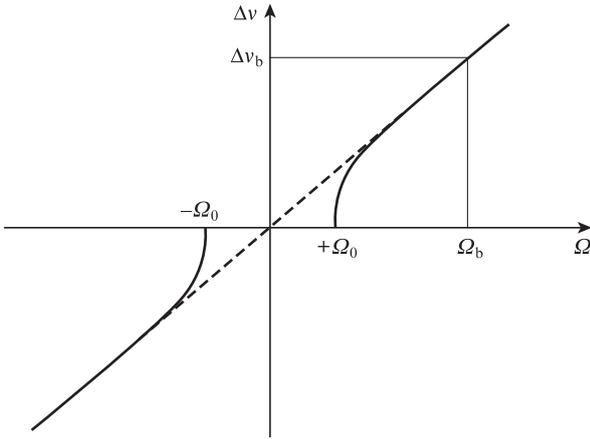


Рис.5. Идеальная (штриховая линия) и реальная (сплошные кривые) частотные характеристики ЛГ; Ω_b – частота вращения, соответствующая частоте подставки v_b .

внутри зоны захвата, с очевидностью имеем $d\Psi/dt = \Delta v = 0$. При $\Omega > \Omega_0$, т.е. вне зоны захвата, решение (9) таково:

$$\Delta v = K(\Omega^2 - \Omega_0^2)^{1/2}. \tag{13}$$

Графически решение (13) показано на рис.5.

2.4. Знакопеременная частотная подставка на основе эффекта Зеемана

Знакопеременная модуляция магнитного поля на активной среде приводит к периодической смене местами высокочастотного и низкочастотного контуров усиления (рис.3) и, тем самым, к периодическому изменению знака частотной подставки v_b (см. (7), (8)). Частота модуляции f_b обычно лежит в диапазоне 200–1000 Гц. Надлежащей обработкой выходного сигнала, промодулированного частотой f_b , можно исключить (вычесть) его знакопеременную часть, оставив лишь сигнал, обусловленный полезным невязанным эффектом (т.е. вращением). Это вычитание осуществляется за один период модуляции, т.е. за время 1–5 мс, и стабильность частоты подставки должна быть обеспечена именно в течение этого времени, что технически значительно проще, тогда как для ЛГ с постоянным магнитным смещением такая стабильность должна быть обеспечена на протяжении всего времени работы ЛГ.

Знакопеременная модуляция частотной подставки периодическим магнитным полем приводит к новым физическим эффектам, прежде всего к появлению параметрических резонансов. Для реальных ЛГ эти резонансы проявляются в виде так называемых динамических зон синхронизации. Частотная характеристика реального ЛГ при знакопеременной частотной подставке с частотой переключения f_b при $\Omega \ll \Omega_b$ показана на рис.6.

Динамические зоны синхронизации располагаются на частотной характеристике ЛГ с частотным интервалом f_b между ними, причем число таких зон на участке $[0; v_b]$, т.е. вплоть до частоты подставки v_b , может составлять несколько сотен. На месте статической зоны синхронизации располагается нулевая динамическая зона.

При наличии знакопеременной частотной подставки уравнение для разности фаз встречных волн принимает следующий вид [18]:

$$d\Psi/dt = K\Omega - K\Omega_0 \sin(\Psi + \beta) + v_b F(t), \tag{14}$$

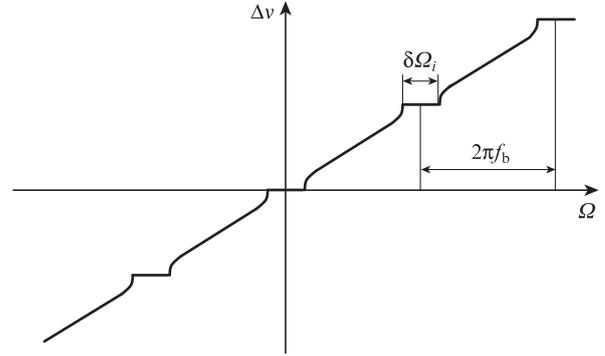


Рис.6. Частотная характеристика реального ЛГ при знакопеременной частотной подставке с частотой переключения $2\pi f_b$ при $\Omega \ll \Omega_b$. Горизонтальные «полочки» – динамические зоны синхронизации шириной $\delta\Omega_i$ (i – номер зоны).

где $F(t)$ – периодическая знакопеременная функция, описывающая характер знакопеременной частотной подставки.

Ширины динамических зон синхронизации $\delta\Omega_i$ в первом приближении связаны с частотой статической зоны захвата Ω_0 соотношением

$$\Omega_0^2 = \sum_i (\delta\Omega_i)^2. \tag{15}$$

Величины $\delta\Omega_i$ определяются формой знакопеременной частотной подставки, а также значениями v_b и Ω_0 . При снятии магнитного поля ($H = 0$) динамические зоны синхронизации исчезают, а статическая зона захвата полностью восстанавливается.

Влияние динамических зон синхронизации можно устранить «ошумлением» частотной подставки [33].

Второй существенной составляющей ошибок измерения угловых параметров лазерным гироскопом, которая также в основном определяется величиной связи встречных волн через обратное рассеяние, является нелинейность масштабного коэффициента. Наиболее сильно она проявляется при угловых скоростях, близких к угловой скорости, соответствующей частоте подставки. Нелинейность динамической характеристики зависит от формы частотной подставки. В случае прямоугольной формы (меандр) в широком диапазоне угловых скоростей, меньших частоты подставки v_b , нелинейность квадратична, а зависимость масштабного коэффициента K от Ω может быть описана формулой

$$K = K_0[1 - \Delta K(\Omega)], \tag{16}$$

где K_0 – не зависящая от угловой скорости часть масштабного коэффициента; $\Delta K(\Omega)$ – вариации масштабного коэффициента, обусловленные его нелинейной зависимостью от угловой скорости.

В сделанных приближениях

$$K_0 = \frac{4S(1-a)}{\lambda L}, \tag{17}$$

$$\Delta K(\Omega) = \frac{\Omega_0^2 K_0}{2(\Omega_b^2 - \Omega^2)}. \tag{18}$$

Здесь S – площадь проекции замкнутого оптического контура на плоскость, перпендикулярную оси чувствительности ЛГ к вращению; a – коэффициент, пропорциональ-

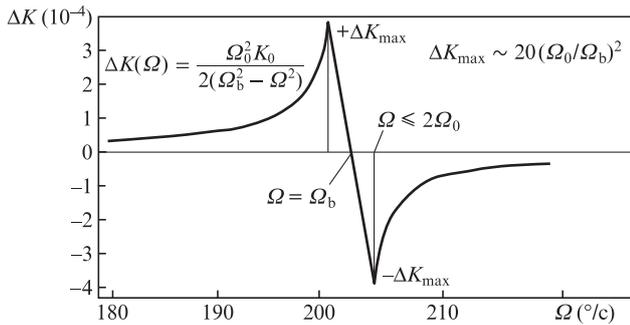


Рис.7. Теоретическая зависимость нелинейности масштабного коэффициента от угловой скорости вблизи частоты подставки Ω_b .

ный усилению активной среды. Формула (18) не позволяет определить вариации масштабного коэффициента при угловых скоростях, близких к частоте подставки и превышающих ее.

Для более точного описания зависимости ΔK от угловой скорости во всем диапазоне измерения, в том числе при $\Omega = \Omega_b$, разработана теория [19, 20], описывающая частотные и амплитудные зависимости встречных волн кольцевого лазера со знакопеременной частотной подставкой и проведены численные расчеты на ЭВМ частотной характеристики КЛ во всем динамическом диапазоне при различных значениях Ω . На рис.7 показаны результаты численных расчетов отклонения нелинейного отклонения ΔK ЗЛГ с периодически реверсируемой частотной подставкой прямоугольной формы с амплитудой 200 кГц и областью захвата 1 кГц ($\Omega_0/\Omega_b \approx 5 \times 10^{-3}$). Видно, что $\Delta K = 5 \times 10^{-4}$, при $\Omega = \Omega_b$ величина $\Delta K = 0$. На рис.7 показаны аппроксимирующие аналитические выражения, правильно описывающие поведение ΔK при угловых скоростях вдали от особой точки $\Omega = \Omega_b$.

Нелинейный характер частотной характеристики наиболее существенно проявляется при угловых скоростях истинного вращения, попадающих в зону вблизи Ω_b [29, 30]. В этой зоне частотная зависимость масштабного коэффициента испытывает осцилляцию по типу аномальной дисперсии вблизи частоты поглощения, что является следствием сильной связи встречных волн (рис.7). Амплитуда этой осцилляции тем больше, чем больше Ω_0 , и зависит от формы частотной подставки. Напомним, что в отличие от лазеров с виброподвесом, где реализуется чисто синусоидальная подставка, в земановских лазерах, позволяющих реализовать электронное управление параметрами генерации и немеханическую подставку, возможны практически любые формы изменения подставки во времени – синусоидальная, в форме меандра, треугольная и т. п. При подставке в форме меандра для относительной амплитуды ΔK осцилляции масштабного коэффициента можно использовать эмпирическую формулу [29, 30]:

$$\Delta K \approx 20(\Omega_0/\Omega_b)^2. \quad (19)$$

Ширина области существенной нелинейности масштабного коэффициента равна примерно двум ширинам статической зоны захвата.

Характерный вид экспериментальной зависимости нелинейности относительного масштабного коэффициента ЗЛГ от угловой скорости вращения при больших частотах захвата (примерно 500 Гц) показан на рис.8. Эта зависимость имеет достаточно симметричный вид и меняет

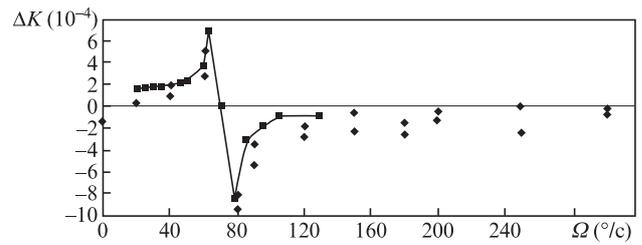


Рис.8. Типичный вид зависимости нелинейности масштабного коэффициента двухчастотного ЗЛГ (зав. №0510328) от угловой скорости его вращения при больших (~ 500 Гц) частотах захвата (точки \blacklozenge – эксперимент, сплошная кривая – аппроксимация) [29].

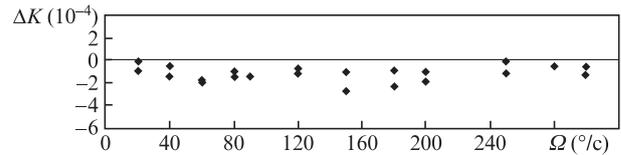


Рис.9. Экспериментальная зависимость относительного масштабного коэффициента ЗЛГ (зав. №0610350) от угловой скорости вращения при малых (~ 100 Гц) частотах захвата.

знак вблизи $\Omega = \Omega_b = 70$ °/с, что является весьма важным при практической эксплуатации гироскопа. Действительно, на практике частота подставки соответствует большим угловым скоростям, которых реальные объекты достигают кратковременно, возвращаясь опять в область малых угловых скоростей, поэтому вклад этой нелинейности практически обнуляется. Заметим, что вследствие этого в эксперименте весьма трудно обнаружить и «прописать» зону нелинейности масштабного коэффициента.

Для гироскопов с улучшенными зеркалами резонатора (граница захвата менее 100 Гц) нелинейность масштабного коэффициента вблизи частоты подставки не превышает 5×10^{-5} (рис.9).

2.5. Особенности предварительной обработки информации ЗЛГ

Используя предварительную обработку информации, полученной с помощью ЗЛГ, можно определить не только угловую скорость, но и другие полезные характеристики.

Подсчитывая разность и сумму числа интерференционных полос, регистрируемых фотоприемным устройством в положительный и отрицательный полупериоды частотной подставки, можно определить как угловую скорость вращения, так и амплитуду частотной подставки. Для регистрации интерференционных полос в фотоприемном устройстве формируется электрический импульс на каждую интерференционную полосу, проходящую через чувствительную площадку. В четырехчастотном режиме, кроме этих характеристик, из выходных сигналов можно выделить сигнал расстройки периметра резонатора и сигнал, пропорциональный остаточному магнитному полю в активной среде.

В двухчастотном режиме со знакопеременной частотной подставкой в форме меандра за период изменения частоты подставки T мы получаем две суммы импульсов: N^+ – за положительный полупериод и N^- – за отрицательный полупериод. Они позволяют рассчитать угловую скорость Ω и частотную подставку Ω_b :

$$\Omega = (N^+ - N^-)/KT, \quad (21)$$

$$\Omega_b = (N^+ + N^-)/KT. \quad (22)$$

В четырехчастотном режиме за период изменения частоты подставки T мы получаем четыре суммы импульсов: две для одной моды, N^+ и N^- , и две для другой моды, \tilde{N}^+ и \tilde{N}^- . Они позволяют рассчитать угловую скорость Ω , среднюю частотную подставку Ω_b , а также частотные сигналы расстройки периметра (f_y) и остаточного магнитного поля в активной среде (f_h):

$$\Omega = (N^+ - N^- - \tilde{N}^+ + \tilde{N}^-)/KT, \quad (23)$$

$$\Omega_b = (N^+ + N^- + \tilde{N}^+ + \tilde{N}^-)/KT, \quad (24)$$

$$f_y = (N^+ + N^- - \tilde{N}^+ - \tilde{N}^-)/T, \quad (25)$$

$$f_h = (N^+ - N^- + \tilde{N}^+ - \tilde{N}^-)/T. \quad (26)$$

Используя сигнал f_y , можно стабилизировать периметр резонатора с точностью до $10^{-3} - 10^{-4}\lambda$, а используя сигнал f_h – уменьшить магнитную чувствительность до сотых долей градуса в час. В случае двухчастотного режима для стабилизации периметра приходится использовать еще один аналоговый сигнал – амплитуду модуляции выходного сигнала одной из встречных волн, A_y , пропорциональную расстройке периметра.

Преимуществом таких систем регулировки периметра в ЗЛГ по сравнению с гироскопами на виброподвесе является то, что в них не требуется осуществлять искусственную модуляцию периметра лазерного резонатора, увеличивающую случайный дрейф нуля гироскопа.

3. Повышение точности ЗЛГ методом реверса мод

Благодаря совершенствованию электроники и алгоритмической цифровой коррекции выходных сигналов гироскопа [30, 34, 35] удалось реализовать так называемый квазичетырехчастотный режим работы гироскопа (или режим реверса мод). В этом режиме периодически, с интервалом 1–5 мин, осуществляется переключение ортогонально поляризованных мод. Соответственно обработка информации по каналам вращения, подставки и остаточного магнитного поля происходит как в истинном четырехчастотном режиме. Преимуществом режима с реверсом мод перед истинным четырехчастотным режимом является значительное упрощение конструкции лазера, а

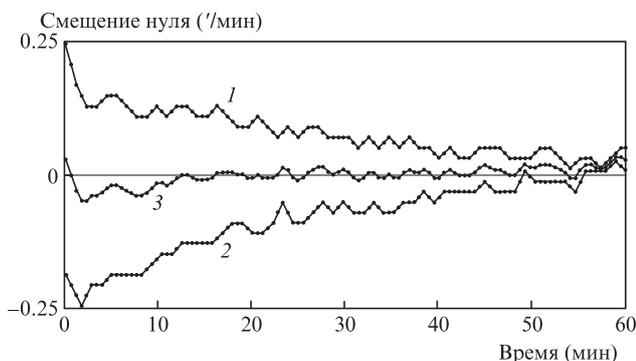


Рис.10. Временной ход смещения нуля гироскопа для каждой из двух ортогональных мод (1, 2) и выходной сигнал гироскопа в режиме реверса мод (3).

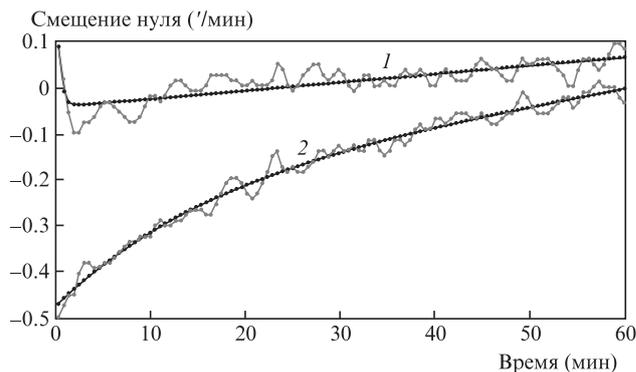


Рис.11. Временной ход немагнитной (1) и магнитной (2) составляющих смещения нуля.

основным недостатком – наличие кратковременных потерь информации в моменты переключения мод. Сегодняшний уровень развития цифровой техники позволяет в значительной мере компенсировать этот недостаток путем восстановления потерянной информации на основе значений выходного сигнала до и после переключения мод.

На рис.10 представлен временной ход смещения нуля гироскопа для каждой из мод и результирующего выходного сигнала гироскопа в режиме реверса мод.

Режим реверса мод дает дополнительный ценный инструмент для исследования по отдельности магнитной и немагнитной составляющих дрейфа нуля гироскопа и разработке мер по их снижению. В качестве примера на рис.11 представлены по отдельности временной ход немагнитной и магнитной составляющих смещения нуля. Видно, что доминирующий вклад в суммарный дрейф нуля гироскопа дает магнитная составляющая, которая и подавляется в режиме реверса мод.

При работе гироскопа основным источником погрешности является ошибка угла ориентации объекта, которая накапливается в процессе его движения. Режим реверса мод позволяет принципиально уменьшить эту ошибку, как продемонстрировано на рис.12. Показаны зависимости накопленной ошибки измерения угла в двухчастотном режиме отдельно для каждой моды и в режиме реверса мод с калибровкой. В течение первых минут, пока производилась калибровка, сигнал в режиме реверса мод был принят равным нулю.

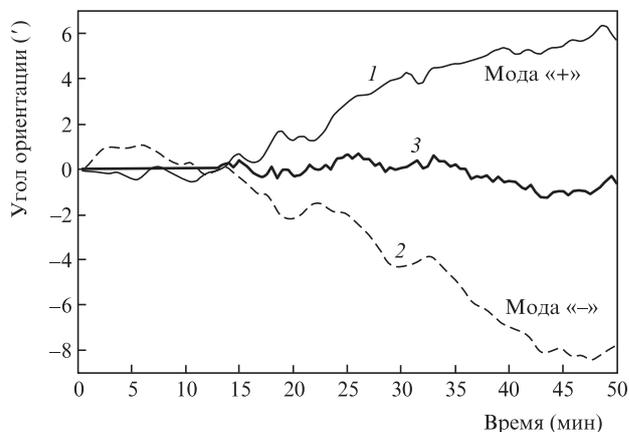


Рис.12. Временной ход накопленного измерения угла ориентации ЗЛГ в одномодовом режиме для каждой из ортогональных мод (1, 2) и в режиме реверса мод (3).

Табл.1. Параметры зеэмановских лазерных гироскопов.

Модель	Масштабный коэффициент ("'/имп.)	Невоспроизводимость смещения нуля (°/ч)		Нестабильность смещения нуля в запуске (°/ч)		Габаритные размеры (мм)
		Двухчастотный режим	Квазичетырехчастотный режим	Двухчастотный режим	Квазичетырехчастотный режим	
МТ-300	4.44	1.0–2.0	0.5–1.0	0.2–0.5	0.1–0,2	∅162×115
МТ-401	3.33	0.5–1.0	0.2–0.3	0.1–0.2	0.03–0.05	∅180×140
МТ-501	2.75	0.3–0.5	0.03–0.1	0.02–0.1	0.01–0.03	∅200×150

4. Практическая реализация ЗЛГ

К настоящему времени создан типоряд двух- и квазичетырехчастотных лазерных гироскопических датчиков с магнитооптическим управлением на базе эффекта Зеэмана и трехосных лазерных гироскопов на их основе.

Внешний вид лазерных датчиков серии ЗЛК представлен на рис.13. Кольцевой резонатор датчиков формируется четырьмя зеркалами, три из которых плоские, а четвертое – сферическое (рис.14).

Два зеркала, расположенных на одной диагонали, закреплены на прецизионных пьезодвигателях для контроля и коррекции периметра резонатора. Датчики серии ЗЛК различаются периметром (от 120 до 200 мм), их моноблочные резонаторы выполнены из ситалла – материала со сверхнизким коэффициентом термического расширения. Зеркала резонатора крепятся на его корпусе методом оптического контакта, для чего базовые плоскости корпуса и поверхности подложек зеркал обрабатываются методом суперполировки. Газовый разряд возбуждается во всех четырех плечах резонатора с попарно противоположным направлением тока в них. Пермалловый экран уменьшает влияние внешних магнитных полей.

Трехосные ЗЛГ построены на основе трех одинаковых датчиков серии ЗЛК, электронных блоков жизнеобеспечения и управления датчиками, блока формирования выходных сигналов. Датчики и электронные блоки разме-

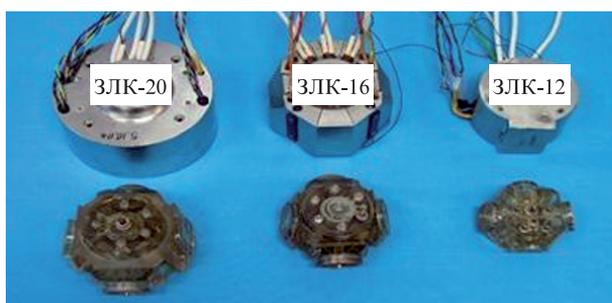


Рис.13. Выпускаемые зеэмановские датчики угловой скорости.



Рис.14. Резонатор с зеркалами.



Рис.15. Унифицированная конструкция трехосного ЗЛГ типа МТ-401 (справа – в собранном виде, слева – без кожуха и экранов).

щены в единой герметичной конструкции с внешним магнитным экраном (рис.15).

Основные параметры ЗЛГ представлены в табл.1, из которой следует, что нестабильность смещения нуля в режиме реверса мод для прибора МТ-501 составляет 0.01–0.03 °/ч, что сопоставимо с параметрами точности ЛГ с плоским контуром на виброподвесе.

Возможности малогабаритных ЗЛГ сегодня далеко не исчерпаны. Уменьшение внутррезонаторных потерь и рассеяния, достигаемое прежде всего за счет совершенствования качества зеркал резонатора (см., напр. [36–45]), снижение частоты захвата, повышение точности изготовления и сборки резонатора, а также оптимизация параметров и режимов работы лазера, включая алгоритмическую коррекцию воспроизводимых зависимостей дрейфа нуля от температуры и других внешних условий, позволяют довести стабильность смещения нуля в стационарном режиме до 0.005–0.01 °/ч при случайном уходе до 0.003 °/ч^{1/2}, что существенно расширит области применения рассматриваемых ЗЛГ.

Авторы выражают благодарность Ю.Ю.Колбасу, Ю.А.Винокурову, А.И.Якушеву, Н.И.Хохлову, А.Ю.Голяевой, М.И.Климентовой и другим сотрудникам гироскопического направления НИИ «Полус» за участие в подготовке материалов данной статьи.

1. Мельников А.В., Просветов В.К., Рыбаков Б.В., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.Н. Патент СССР №745242 с приоритетом от 16.05.1967.
2. Рыбаков Б.В., Демиденков Ю.В., Скротский С.Г., Хромых А.М. *ЖЭТФ*, 57, 1184 (1969).
3. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Мельников А.В., Назаренко М.М. В сб. *Научные труды 2-й С.-Петербургской международной конференции по гироскопической технике* (С.-Пб.: ЦНИИ «Электроприбор», 1995, с. 49).
4. Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Dmitriev V.G., Melnikov A.V., in *Navigational Technology For The 3rd Millennium* (Cambridge, Massachusetts, 1996, p. 697).
5. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Мельников А.В., Назаренко М.М. *Гироскопия и навигация*, №4(19), 7 (1997).
6. Azarova V.V., Golyaev Yu.D., Dmitriev V.G., et al., in *Optical Gyros and Their Application* (France: RTO, 1999, p. 5-1).

7. Азарова В.В., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г. *Квантовая электроника*, **30**, 96 (2000).
8. Климонтович Ю.Л., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. *ЖЭТФ*, **52**, 1616 (1967).
9. Курятов В.Н., Ланда П.С., Ларионцев Е.Г. *Изв. вузов. Сер. радиофизика*, **11**, 1839 (1968).
10. Привалов В.Е., Фридрихов С.А. *УФН*, **97**, 377 (1969).
11. Померанцев Н.М., Скромный Г.В. *УФН*, **100**, 361 (1970).
12. Аронович Ф. В кн.: *Применения лазеров* (М.: Мир, 1974, с. 182).
13. Бычков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. *Лазерный гироскоп* (М.: Сов. радио, 1975).
14. Chou W.W., Gea-Banacloche J., et al. *Rev. Modern Phys.*, **57**, 61 (1985).
15. Савельев А.М., Соловьева Т.И. *Зарубежная радиоэлектроника*, №8, 77 (1981).
16. Wilkinson G.R. *Prog. Quantum Electron.*, **11**, 1 (1987).
17. Серегин В.В., Кукулиев Р.М. *Лазерные гироскопы и их применение* (М.: Машиностроение, 1990).
18. Хромых А.М. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, вып. 1 (53), 76 (1990).
19. Хромых А.М. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, вып. 2 (54), 44 (1990).
20. Рыбаков Б.В., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.И., *ЖЭТФ*, **64**, 1146 (1973).
21. Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **4**, 27 (1977).
22. Савельев И.И., Хромых А.М., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1155 (1979).
23. Савельев И.И., Тимонин П.В., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1549 (1979).
24. Савельев И.И. *Квантовая электроника*, **6**, 632 (1979).
25. Могильная Т.Ю., Савельев И.И., Тимонин П.В., Якушев А.И. *Квантовая электроника*, **10**, 2032 (1983).
26. Назаренко М.М., Савельев И.И., Скулаченко С.С., Хромых А.М., Юдин И.И. *Квантовая электроника*, **4**, 1738 (1977).
27. Савельев И.И., Хромых А.М. *Квантовая электроника*, **3**, 1517 (1976).
28. Беннет В. *Газовые лазеры* (М.: Мир, 1964).
29. Голяев Ю.Д., Голяева А.Ю., Назаренко М.М., Тихменев Н.В. *Концентрированные потоки энергии* (М.: МГУ, 2006, с. 175).
30. Dmitriev V., Golyaev Yu., Kolbas Yu., Nazarenko M., Tikhmenev N., Vinokurov Yu. *Proc. 15th Intern. Conf. on Integrated Navigation Systems* (St. Petesburg, 2008, p. 127).
31. *Волновые и флуктуационные процессы в лазерах*. Под ред. В.Л.Климонтовича (М.: Наука, 1974).
32. Aronowitz F., in *Optical Gyros and Their Application* (France: RTO, 1999, p. 3-1).
33. Голяев Ю.Д., Колбас Ю.Ю., Найда О.Н., Толстенко К.А., Чубарь А.В. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, вып. 4 (52), 41 (1989).
34. Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Назаренко М.М., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2408844 с приоритетом от 07.10.2009 г.
35. Винокуров Ю.А., Голяев Ю.Д., Дмитриев В.Г., Казаков А.А., Колбас Ю.Ю., Тихменев Н.В., Якушев А.И. Патент РФ №2418266 с приоритетом от 11.01.2010 г.
36. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 359 (2000).
37. Kolodnyi G.V., Golyaev Yu.D., Azarova V.V., Rasyov M.M., Tikhmenev N.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4350**, 120 (2000).
38. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Квантовая электроника*, **31**, 740 (2001).
39. Азарова В.В., Дмитриев В.Г., Лохов Ю.Н., Малицкий К.Н. *Оптический журн.*, **69**, 71 (2002).
40. Азарова В.В., Ефремова Н.А. *Квантовая электроника*, **32**, 239 (2002).
41. Азарова В.В., Асадчиков В.Е., Занавескин М.Л., Рошин Б.С., Грищенко Ю.В., Толстихина А.Л. *Кристаллография*, **4**, 730 (2008).
42. Азарова В.В. В сб. *Технологии обработки оптических элементов и нанесения вакуумных покрытий* (Минск: Контенант, 2013, с. 8).
43. Азарова В.В. *Оптика и спектроскопия*, **107**, 201 (2009).
44. Сидорюк О.Е., Азарова В.В., Голяева А.Ю., Лобанов П.Ю., Мануйлович И.С., Расев М.М. В сб. *Лазеры, измерения, информация* (С.-Пб.: С.-Пб.ГПТУ, 2012, т. 1, с. 303).
45. Горшков В.Н., Азарова В.В., Петрухин Е.А. В сб. *Лазеры, измерения, информация* (С.-Пб.: С.-Пб.ГПТУ, 2012, т. 2, с. 81).