

Поляризационные неоднородности кольцевого резонатора и невзаимность встречных волн

В.Н.Курытов*, А.Л.Соколов**

Проведен анализ невзаимности характеристик встречных волн в кольцевом резонаторе, образованном призмами полного внутреннего отражения. Исследованы поляризационно-неоднородные свойства призмленного резонатора и их влияние на невзаимность частот встречных волн.

Ключевые слова: кольцевой лазер, призма полного внутреннего отражения, поляризационно-неоднородная волна, магнитное поле.

1. Введение

В кольцевых оптических резонаторах, анизотропия которых в идеале формирует линейную поляризацию, на практике собственные состояния поляризации встречных волн отличаются от линейных. В магнитном поле такие волны приобретают сдвиг частот даже в неподвижном кольцевом лазере, что приводит к ошибкам лазерного гироскопа. Как правило, рассматриваются две основные причины возникновения эллиптичности: погрешности изготовления и юстировки резонатора, приводящие к неплоской деформации осевого контура, и наведенная линейная фазовая анизотропия (двулучепреломление) в материале отражателей.

Особое значение данная проблема имеет для лазерных гироскопов типа КМ, резонатор которых образован призмами полного внутреннего отражения (ПВО) [1]. В одной из первых работ [2], посвященных лазерным гироскопам, отмечались достоинства призм ПВО как идеальных отражателей, однако при этом высказывались опасения, что вышеперечисленные факторы создадут большие трудности при использовании призм в кольцевом лазере. Практика показала, что сдвиг частот в магнитном поле, обусловленный искажениями анизотропии призмленного резонатора, может быть уменьшен до требуемого минимума (не более 0.01 Гц/Э) благодаря комплексу конструктивных и технологических решений, в основе которых лежат исследования анизотропии призмленного резонатора [3–6].

Однако в указанных работах анализ характеристик резонатора проводился без учета поляризационной неоднородности, при которой возникает зависимость состояния поляризации как от поперечных, так и от продольной координаты. Наличие таких неоднородностей является третьим фактором, вызывающим невзаимность встречных волн. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы восполнить данный пробел.

2. Результаты исследования анизотропии призмленного резонатора без учета поляризационной неоднородности призм

Расчет углов эллиптичности χ и азимута ψ собственных волн кольцевого резонатора удобно проводить с помощью метода поляризационных возмущений [5, 7].

Сдвиг частот $\Delta\nu$ в призмленном резонаторе, который помещен в магнитное поле H , зависит от геометрии осевого контура, параметра возмущения и ориентации вектора магнитного поля. Индикатриса $\Delta\nu(H)$ в случае *однородного* магнитного поля лежит в плоскости резонатора и имеет вид восьмерки, т. е. существует направление нулевой чувствительности. Важная особенность совместного действия анизотропных призм состоит в том, что результирующий сдвиг частот зависит от распределения напряжений в призмах и, в принципе, может быть равен нулю.

В идеале осевой контур кольцевого призмленного резонатора является плоским, а амплитудно-фазовая анизотропия призмы характеризуется коэффициентом $T \approx 0.8707 \exp(i0.15\pi)$. Встречные волны имеют линейные поляризации, при этом меньшими потерями обладают r-компоненты. Непланиарная деформация осевого контура резонатора приводит к возникновению чувствительности к магнитному полю. Заметим, что в этом случае локальная магнитная чувствительность примерно совпадает с чувствительностью к однородному магнитному полю. Это связано с тем, что эллиптичность встречных волн в таком резонаторе примерно одинакова во всех плечах резонатора.

В реальном резонаторе следует учитывать механические напряжения в призмах, которые возникают из-за того, что призмы закрывают вакуумные каналы моноблока и под действием атмосферного давления испытывают механические деформации. С учетом фотоупругости поляризационные свойства призмы эквивалентны свойствам совокупности линейных фазовых пластинок, оси которых постепенно разворачиваются при смещении от центра симметрии к периферии призмы вдоль оси y [6]. На рис.1 для двух проекций призмы ПВО показана система линий, вдоль которых направлены квазиглавные напряжения в каждой точке призмы. При ориентации

*ФГУП «НИИ "Полус" им. М.Ф.Степанаха», Россия, 117342 Москва, ул.Введенского, 3

**Московский государственный энергетический институт (технический университет), Россия, 111250 Москва, Красноказарменная ул., 14

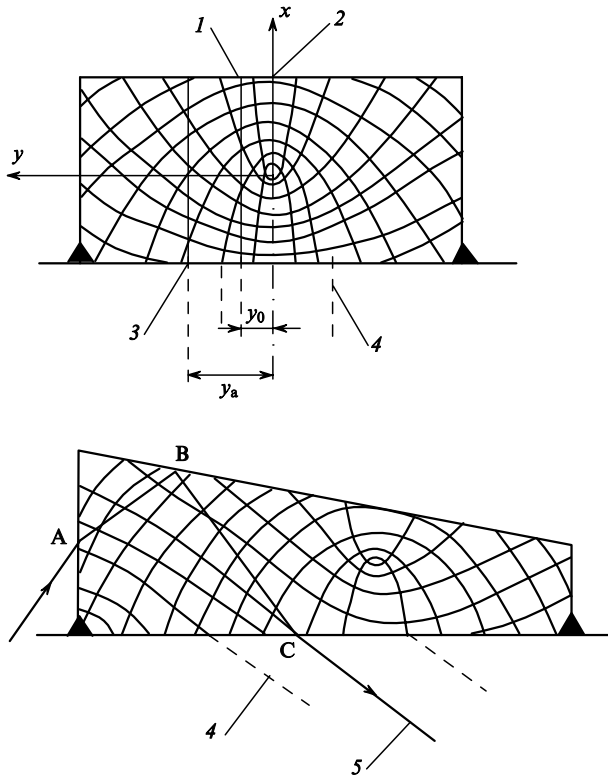


Рис.1. Наведенная линейная фазовая анизотропия призмы ПВО в двух проекциях:

1 – плоскость осевого контура; 2 – плоскость симметрии напряжений; 3 – плоскость измерений анизотропии на поляриметре; 4 – вакуумный канал; 5 – осевой луч; ABC – траектория луча в призме.

вектора E линейно поляризованной световой волны вдоль этих линий эллиптичность не возникает.

Эллиптичность на оси пучка, прошедшего напряженную призму, возникает, если плоскость, образованная осевым лучом в призме, не совпадает с центром симметрии напряжений. На практике это связано или с неточной юстировкой резонатора, или с нарушением симметрии напряжений из-за дефектов паяного шва вокруг призмы. Преобразование компонент вектора E при прохождении излучением участка напряженной призмы в первом приближении можно выразить матрицей Джонса

$$M = \begin{pmatrix} 1 - a^2(y - y_0)^2/2 & ia(y - y_0) \\ ia(y - y_0) & 1 - a^2(y - y_0)^2/2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Табл.1.

Поляризационные характеристики резонатора	Непланарный осевой контур		
	Децентрировка отражающей сферической грани призмы	Наклон преломляющей грани призмы в сагиттальной плоскости	Напряжение (двулучепреломление)
Параметр ошибки	$\sigma_g = 3.7'$	$\sigma = 10'$	$\varepsilon_a = 2^\circ, y_0 = 0.5 \text{ мм}$
Максимальный угол эллиптичности ($'$)	2	3	6
Поляризационные потери (%)	5×10^{-5}	1.8×10^{-4}	0.9×10^{-4}
Максимальная чувствительность к локальному магнитному полю (Гц/Э)	~ 0.38	~ 0.57	~ 0.8
Максимальная чувствительность к однородному магнитному полю (Гц/Э)	~ 0.45	~ 0.62	~ 2.3

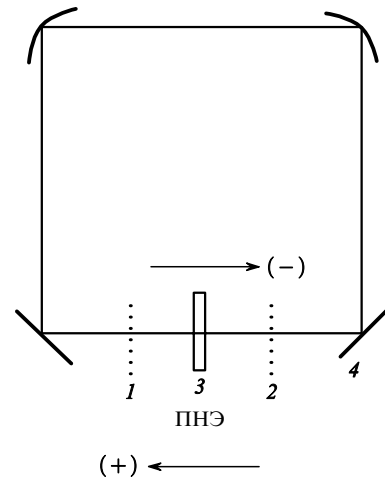


Рис.2. Принципиальная схема кольцевого резонатора:

1 – сечение резонатора после поляризационно-невзаимного элемента по ходу прямой волны (+); 2 – сечение резонатора после поляризационно-невзаимного элемента по ходу обратной волны (-); 3 – поляризационно-невзаимный элемент; 4 – отражатель с амплитудно-фазовым коэффициентом пропускания T .

Здесь координатная ось y привязана к осевому контуру резонатора, который смещен относительно центра симметрии напряжений на малую величину $y_0 = 0 - 1 \text{ мм}$ в сагиттальной плоскости; a – параметр линейно-фазовой анизотропии, зависящий от условий закрепления призмы (в частности, от состояния паяного или клеевого шва вокруг призмы) и формы посадочной поверхности моноблока. Данный параметр характеризует изменение анизотропии призмы как в поперечном, так и в продольном направлении. Поскольку призма опирается на моноблок по всему краю канала, касательные напряжения, определяющие эллиптичность для падающей r -компоненты излучения, возрастают в продольном направлении z от нуля до максимума примерно в центре призмы (в области ПВО). Величину a в собранном резонаторе можно оценить с помощью измерений на поляриметре, оси которого ориентированы вдоль осей x и y (рис.1). Обычно $a = 1.4 \times 10^{-3} - 4.4 \times 10^{-3} \text{ рад/мм}$.

Результаты исследования влияния непланарности и напряжений на поляризационные характеристики кольцевого призмного резонатора КМ-11 приведены в табл.1.

3. Учет поляризационной неоднородности призмленного резонатора

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что лазерное излучение в большинстве оптических приборов, в том числе в лазерных гироскопах, является поляризационно-неоднородным. Состояние поляризации поляризационно-неоднородных волн (ПНВ), заданное в едином поляризационном базисе для всех точек пространства, регулярным образом изменяется как в поперечном, так и в продольном направлении. Плоская волна является поляризационно-однородной волной в декартовом базисе, а излучение диполя в волновой зоне – в сферическом базисе.

Весь существующий расчетный формализм [7] построен для плоских волн, при этом взаимосвязь поляризационных и волновых характеристик (величина и направление волнового вектора, размер пучка, кривизна волнового фронта) полностью игнорируется.

Исследования волн со сложной поляризационной структурой [8–11] в основном базируются на лучевом подходе, в соответствии с которым излучение рассматривается как совокупность лучей с различными состояниями поляризации. В случае такого подхода необходимо проследить эволюцию состояния поляризации большого числа лучей, однако при этом игнорируются фазовые соотношения между ними, возникающие из-за разности хода между лучами, не изменяющейся по сечению. Важно отметить, что лучевой подход неприемлем для решения собственных поляризационных задач в оптических резонаторах, поскольку применяемые методы, как правило, строятся на раздельном расчете поляризационных и оптических волновых характеристик. В действительности же данные характеристики резонатора с ПНВ принципиально неразделимы.

Основным свойством ПНВ является то, что в произвольном, но едином для всех точек пространства поляризационном базисе компоненты вектора \mathbf{E} имеют различное амплитудно-фазовое распределение. Другими словами, наличие ПНВ может быть описано с помощью суперпозиции трех полностью или частично когерентных волн с ортогональными ориентациями вектора \mathbf{E} . Лучевые векторы этих волн в произвольной точке пространства могут не совпадать, так же как и их фазовые скорости.

Рассматриваемый призмленный кольцевой резонатор обладает значительной поляризационной неоднородностью. Как отмечалось в [1], даже в идеально съюстированном резонаторе несовпадение кривизны волнового фронта и оптической поверхности приводит к поляризационной неоднородности излучения, т. е. к пространственной зависимости эллипсометрических параметров в поперечном и продольном направлениях. Аналогичная ситуация имеет место для напряженной призмы. Если осевой луч проходит в плоскости симметрии напряжений, где касательные напряжения равны нулю ($y_0 = 0$), угол эллиптичности на периферии пучка ($y = w_y \approx 0.35$ мм) достигает β' ; при этом на противоположном крае пучка угол эллиптичности имеет такую же величину, но обратный знак.

Возникает вопрос: какое влияние данная поляризационная неоднородность оказывает на невзаимность встречных волн? Ответ может быть получен при использовании метода поляризационно-волновых матриц [13–

15], который предназначен для расчета искажений поляризационной структуры, потерь и частоты излучения в оптическом резонаторе.

Кратко суть метода состоит в следующем: поляризационно-неоднородное лазерное излучение представляется в виде когерентной векторной суперпозиции поперечных мод Эрмита – Гаусса с различными состояниями поляризации, амплитудами и своими сдвигами фаз. Интенсивность мод убывает по мере возрастания их порядка, и в паракиальной области можно ограничиться только модами нулевого, первого и второго порядков.

Расчет проводится в следующей последовательности:

1. Рассчитываются параметры основной моды оптической системы без учета поляризационной неоднородности.

2. Записывается поляризационно-волновой вектор \mathbf{D} , компонентами которого являются комплексные амплитуды мод Эрмита – Гаусса. В излучении оптического резонатора без поляризационной неоднородности отлична от нуля только одна компонента, являющаяся вектором Джона базовой моды Эрмита – Гаусса. В реальном резонаторе возникают «паразитные» моды, и вектор \mathbf{D} можно записать так: $\mathbf{D}_0 = (\mathbf{D}_{00}, \mathbf{D}_{10}, \mathbf{D}_{01}, \mathbf{D}_{20}, \mathbf{D}_{02}, \mathbf{D}_{11})^{-1}$.

3. Составляется блочная поляризационно-волновая матрица каждого поляризационно-неоднородного элемента (ПНЭ) с учетом известных волновых параметров излучения, найденных ранее. С этой целью для ПНЭ записывается матрица Джона, элементы которой являются функциями поперечных координат. Каждая такая функция раскладывается в убывающий ряд по полиномам Эрмита, при этом в качестве аргумента полиномов Эрмита выбираются величины $\sqrt{2}x/w_x$ и $\sqrt{2}y/w_y$, где w_x , w_y – радиусы пучка в меридиональной (xz) и сагиттальной (yz) плоскостях. Поляризационно-волновая матрица описывает взаимодействие между модами, образующими ПНВ.

4. Записывается блочная матрица изотропных оптических промежутков между ПНЭ. Данная матрица является диагональной, причем каждый элемент представляет собой произведение единичной матрицы на коэффициент G_{mm} , который в частном случае оптической системы без астигматизма имеет вид $G_{mm} = [(1 + d_1 Q^*) / (1 + d_1 Q)]^{1+(m+n)/2}$. Здесь $Q = \rho - i\omega$; $\omega = \lambda/\pi w^2$; ρ – кривизна волнового фронта; w – радиус пучка; d_1 – длина оптического промежутка. Данная матрица описывает межмодовую дисперсию.

В общем случае лазерная система может содержать также поляризационные устройства, которые для данной системы можно считать поляризационно-однородными. Такие устройства описываются диагональной поляризационно-волновой матрицей, элементы которой – матрицы Джона.

Применим данную методику для анализа невзаимности встречных волн призмленного резонатора, обусловленной поляризационной неоднородностью призм ПВО. Рассмотрим упрощенную схему резонатора: четыре отражателя обладают амплитудно-фазовой анизотропией призм ПВО с коэффициентом $T = |T| \exp(i\theta)$; фокусное расстояние отражающей поверхности в сагиттальной плоскости $f_y = 2100$ мм, плечо резонатора имеет длину $l = 110$ мм, а ПНЭ, который в данном случае является невзаимным элементом, располагается посередине плеча резонатора (в перетяжке, см. рис.2). Элементы матрицы Джона (1) данного ПНЭ зависят от координаты y .

Формальное включение этой матрицы в матричное уравнение по методу Джонса не представляется возможным, поскольку ПНЭ искажает волновые параметры пучка, и напротив, изменение состояния поляризации в поперечном сечении зависит от кривизны отражающих поверхностей и периметра резонатора. Примем следующие обозначения: $\hat{\mathbf{M}}_d$ – блочная матрица; \mathbf{M}_{mn} – внутренняя матрица, где индексы m, n , так же как и у векторов \mathbf{D}_{mn} , соответствуют индексам мод Эрмита – Гаусса. Собственные волны находятся из решения уравнения для поляризационно-волновых матриц:

$$\Lambda \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{00} \\ \mathbf{D}_{01} \\ \mathbf{D}_{02} \end{pmatrix} = \hat{\mathbf{M}}_d \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 & 0 \\ 0 & \mathbf{I} \exp(i\phi_{0y}) & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{I} \exp(i2\phi_{0y}) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{00} & \mathbf{M}_{01} & 0 \\ \mathbf{M}_{01} & \mathbf{I} & 0 \\ \mathbf{M}_{02} & \mathbf{M}_{01} & \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{D}_{00} \\ \mathbf{D}_{01} \\ \mathbf{D}_{02} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\mathbf{M}_{00} = \begin{pmatrix} A_{00} & 0 \\ 0 & D_{00} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{M}_{01} = \begin{pmatrix} 0 & B_{01} \\ C_{01} & 0 \end{pmatrix};$$

$$\mathbf{M}_{02} = \begin{pmatrix} A_{02} & 0 \\ 0 & D_{02} \end{pmatrix};$$

$A_{02} = D_{02} = -a^2 w_{0y}^2 / 16$; $B_{01} = C_{01} = iaw_{0y} / 2\sqrt{2}$; $A_{00} = D_{00} = 1 + 2A_{02}$; $w_{0y} \approx 0.35$ мм – радиус пучка в сечении перед ПНЭ (в перетяжке) для сагиттальной плоскости; ϕ_{0y} – набег фазы моды TEM_{01} по отношению к моде TEM_{01} при циклическом обходе резонатора, который определяется шпуром циклической лучевой матрицы \mathbf{M}_{1y} для сагиттального сечения: $\phi_{0y} = \arccos[(A_y + D_y)/2]$ (A_y, D_y – диагональные элементы \mathbf{M}_{1y} , в нашем случае $\phi_{0y} \approx 140^\circ$).

Решение (2) позволяет определить поправку к собственным значениям невозмущенного резонатора, поправку к поляризационной переменной на оси пучка и распределение эллипсометрических параметров волны как в поперечном, так и в продольном направлении. Из (2) находим поляризационную переменную для прямой волны, обходящей резонатор по часовой стрелке (в сечении l после ПНЭ по ходу прямой волны):

$$\Gamma_1^{(+)} = \frac{ia y}{1 - T^4 \exp(i\phi_{0y})}.$$

Таким образом, из-за ПНЭ в резонаторе возникает ортогональная s -компонента вектора \mathbf{E} , которая имеет распределение моды TEM_{01} . Пучок вытягивается вдоль оси y . Кроме того, в излучении присутствует мода TEM_{02} , имеющая p -поляризацию, как и основная мода, однако влиянием ее на состояние поляризации можно пренебречь. Вследствие набег фаз между модами TEM_{00} и TEM_{01} , образующими ПНВ, оптический промежуток эквивалентен линейной фазовой анизотропии, распределенной в продольном направлении. Если отсчитывать расстояние z от перетяжки, где находится ПНЭ, то

$$\Gamma^{(+)} = \frac{ia y \exp[i\phi_y(z)]}{1 - T^4 \exp(i\phi_{0y})}.$$

Здесь $\phi_y(z) = \arctan(\lambda z / \pi w_{0y}^2)$. Следовательно, эллиптичность и азимут непрерывно изменяются не только в поперечном, но и в продольном направлении. На каждом отражателе $\Gamma^{(+)}(z)$ умножается на параметр амплитудно-фазовой анизотропии T , и в результате в сечении 2 после обхода резонатора получаем

$$\Gamma_2^{(+)} = \frac{B_{01} T^4 \exp[i\phi_{0y}(z)]}{1 - T^4 \exp(i\phi_{0y})}.$$

Для обратной волны (см. рис.2) картина распределения состояния поляризации по резонатору симметрична относительно ПНЭ: $\Gamma_1^{(-)} = -\Gamma_2^{(+)}$ и $\Gamma_2^{(-)} = -\Gamma_1^{(+)}$.

Проведенный анализ показывает, что, в отличие от обычной поляризационной невзаимности встречных волн [4, 5, 16], поляризационная неоднородность приводит к тому, что разность интенсивностей встречных волн в заданном сечении зависит от поперечных координат:

$$\Gamma^{(+)} - \Gamma^{(-)} = Ka^2 y^2 \exp\left(-\frac{2x^2}{w_x^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{w_y^2}\right), \quad (3)$$

где K – коэффициент, зависящий от амплитудно-фазовой анизотропии отражателей, кривизны отражающих поверхностей и оптической длины резонатора.

Поправки к собственному значению оператора Джонса, обусловленные поляризационной неоднородностью, одинаковы для встречных волн. Это означает, что невзаимный сдвиг частот в резонаторе без активной среды отсутствует. Потери пропорциональны квадрату произведения параметра анизотропии a на размер пучка w_y .

Если призмный резонатор помещен в магнитное поле H , но нет искажений линейной поляризации на оси пучка (поляризационная переменная Γ_0 равна нулю [7]), то невзаимность частот и потерь встречных волн также отсутствует. Таким образом, условием взаимности встречных волн является симметрия поляризационной неоднородности относительно меридионального и сагиттального сечений гауссовых пучков в кольцевом резонаторе.

При наличии асимметрии поляризационной неоднородности сдвиг частот $\Delta\nu_n$ и потери собственных волн призмного резонатора, помещенного в магнитное поле H , пропорциональны произведению $B_{02}\Gamma_0 V H d$, где d – длина оптического пути во всех призмах; V – постоянная Верде; $B_{02} = a^2 w_y^2 \approx 10^{-7}$. В этом случае поляризационная неоднородность дает малую добавку к уже имеющейся невзаимности встречных волн, поэтому при вычислении $\Delta\nu/H$ в призмном резонаторе ею можно пренебречь.

Следует отметить, что для случая частотного вырождения поперечных мод ($\phi = 0$) используемый метод неприменим (поправки резко возрастают), и требуется дополнительное исследование.

4. Заключение

Таким образом, анализ невзаимности встречных волн в призмном резонаторе показал, что оптические элементы призмного резонатора формируют поляризационно-неоднородные волны с углом эллиптичности, изменяющимся в значительных пределах (от $-6'$ до $+6'$) в поперечном сечении.

Сдвиг частот встречных волн в магнитном поле, обусловленный поляризационной неоднородностью, отсутствует. При искажении анизотропии резонатора, напри-

мер из-за натяжений, вклад в магнитную чувствительность из-за поляризационной неоднородности пренебрежимо мал.

Размер пучка, а в общем случае и кривизна волнового фронта встречных волн в резонаторе, обусловленные поляризационной неоднородностью, в заданном сечении не совпадают, что при наличии активной среды может привести к нелинейной невязимости встречных волн.

1. Курятов В.Н., Соколов А.Л. *Квантовая электроника*, **30**, 125 (2000).
2. Ф. Аронович. *Применения лазеров* (М.: Мир, 1974).
3. Ищенко Е.Ф., Курятов В.Н., Юкаров О.С. *Труды МЭИ*, № 281, 324 (1976).
4. Ищенко Е.Ф., Курятов В.Н., Соколов А.Л. *Электронная техника. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника*, **38**, 78 (1986).
5. Лившиц А.А., Соколов А.Л. *Труды МЭИ*, № 164, 92 (1988).
6. Воронина Е.А., Курятов В.Н., Соколов А.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 189 (2002).
7. Ищенко Е.Ф., Соколов А.Л. *Поляризационный анализ* (М.: Знак, 1998).
8. Витрицак И.Б., Сомс А.Н., Тарасов А.А. *ЖТФ*, **44**, 1055 (1974).
9. Петрунькин Ю.В., Кожевников Н.М. *Труды ЛПИ*, **366**, 12 (1979).
10. Климов Ю.М. *Прикладная лазерная оптика* (М.: Машиностроение, 1985).
11. Леднева Г. П., Чекалинская Ю. И. *ЖПС*, **33**, № 3, 430 (1980).
12. McGuiр J.P., Jr., Chirman R.A. *Appl. Opt.*, **33**, 5080 (1994).?МБ
13. Соколов А.Л. *Лазерная техника и оптоэлектроника*, № 3–4, 98 (1993).
14. Соколов А.Л. *Оптика и спектроскопия*, **83**, 1005 (1997).
15. Соколов А.Л. *Оптика и спектроскопия*, **89**, 512 (2000).
16. Тиунов Е.А., Фрадкин Э.Е. *Квантовая электроника*, **9**, 889 (1982).