

Синтез спектра в кольцевых лазерах со связью встречных волн через спектральный фильтр при фильтрации реальными линиями

Ю.Н.Пархоменко, В.Б.Андрienко

Исследовано формирование излучения со сложным спектром в кольцевом титановом лазере со связью между встречными волнами через внерезонаторный спектральный фильтр. Экспериментально показано, что при использовании для фильтрации линий поглощения в пламени возникающие в нем малые линзы приводят к искажению спектра, что можно объяснить только при модификации метода расчета коэффициентов связи. Показано, что механизм этого эффекта связан с узким пиком согласования полей встречных волн в неустойчивых резонаторах в окрестности нулевой оптической силы линзы канала связи. Найден оптимальный режим синтеза спектра без искажений и с высоким КПД.

Ключевые слова: кольцевой титановый лазер, связь, спектральный фильтр, искажения, зоны согласования.

1. Введение

Лидарное зондирование и лазерная спектроскопия, запись, хранение и передача информации, а также другие проблемы, актуальность которых приобретает новую окраску вследствие выдвигания на передний план вопросов, связанных с экологией, компьютерными сетями, многоканальными системами связи и новыми физико-химическими системами медицинской диагностики, постоянно требуют развития более совершенных методов и технических средств. Часть из них может базироваться на многочастотных лазерах, что подтверждается многочисленными примерами из современной научной литературы, иллюстрирующими повышение эффективности этих методов и средств в их различных приложениях при переходе к многочастотному излучению [1–4].

Важный этап на этом пути – разработка лазеров с возможностью электронного синтеза излучения со спектром заданной структуры (многочастотным или непрерывным). Развитие в настоящее время методы на основе внутррезонаторных акустооптических элементов [5, 6] эффективны только в лазерах на красителях с короткоимпульсной когерентной накачкой и из-за высоких потерь не подходят для лазеров на новых средах (титан в корунде, форстерит и др.), в том числе и при накачке другого типа (ламповой, лазерными диодами и т. д.). Однако именно для таких систем можно ожидать существенного прогресса, т. к. они обладают уникально широким диапазоном перестройки и позволяют продвигаться в важные для приложений длинноволновые диапазоны. Существующие работы в этой области, как правило, посвящены отдельным узким вопросам (например, двухчастотным фемтосекундным лазерам [7] и титановым лазерам, усиливающим сигнал диодных излучателей [8]) и не решают проблему в целом. Здесь необходимо развитие новых подходов и принципов.

Учитывая это, в работе [9] мы предложили новый метод и изложили первые результаты его исследования. Метод базируется на однонаправленном селективном связывании встречных волн кольцевого лазера через сложный спектральный фильтр, расположенный вне резонатора. Такой подход универсален, т. к. позволяет формировать многочастотное излучение и излучение со сложным аналоговым спектром, развивать новые методы их перестройки, вплоть до создания комплексных фильтров, включающих в себя и реальные линии поглощения (усиления) сложной формы. Возможность сохранения в спектре деталей и особенностей, неизбежно утрачиваемых при искусственном синтезе, определяет самостоятельное значение последнего метода. Понятна и его практическая значимость, т. к. наряду с применениями этого метода в метрологии (спектроскопии и др.) его можно использовать, например, для создания излучения для оптимального воздействия на объекты через среду со сложным спектром поглощения и т. д.

Цель настоящей работы – реализация и изучение особенностей синтеза спектра при введении в спектральные фильтры реальных веществ, а также поиск наиболее оптимальных путей реализации метода (изучение факторов, влияющих на связь между волнами). В частности, сопоставление теории с экспериментом потребовало уточнения, модификации определения и вычисления коэффициентов связи между модами.

2. Эксперимент

Предварительно напомним основные преимущества предлагаемого метода формирования спектра, которые более подробно изложены в [9]:

– вынесение из резонатора сложных и часто громоздких устройств формирования (синтеза) спектра позволяет уменьшить потери и перейти к решению подобных задач в лазерах с меньшим усилением активных сред (например, с электронно-фононными переходами) и даже с ламповой накачкой;

– переход к формированию спектра за большее число проходов излучения в резонаторе допускает использова-

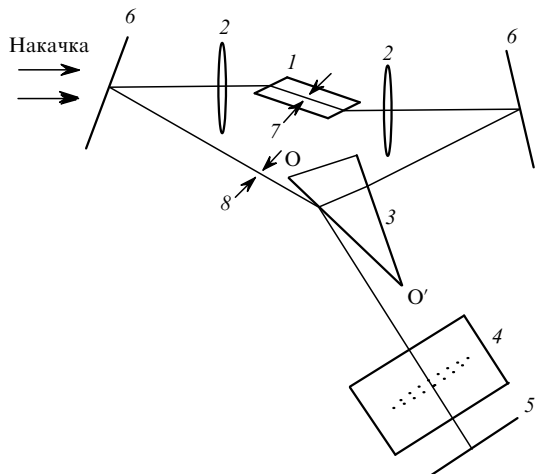


Рис.1. Оптическая схема лазера:

1 – активная среда; 2 – линзы; 3 – призма; 4 – спектральный фильтр; 5 – глухое зеркало; 6 – зеркала; 7, 8 – эквивалентные диафрагмы.

ние спектральных фильтров с большими потерями;

– аддитивное «впрыскивание» сформированного сигнала из звена связи в резонатор исключает мультипликативное конкурентное взаимодействие, искажающее спектр лазера, обеспечивая его максимальное подобие спектру фильтра.

Перейдем к изложению полученных результатов. В качестве базового был выбран лазер (рис.1) с активной средой 1 – кристаллом $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ длиной 30 мм и диаметром 8 мм со скошенными под углом Брюстера торцами. Он накачивался продольно второй гармоникой импульсного лазера ЛТИ-401 ($\tau_p \approx 20$ нс, $\lambda = 0.53$ мкм). Линзы 2, расстояние между которыми могло варьироваться, согласовывали зоны возбуждения в активной среде 1 с остальными элементами резонатора. Волна, отраженная от грани OO' стеклянной призмы 3, использовалась для образования звена связи между встречными волнами, которое включало в себя глухое возвратное зеркало 5 и спектральный фильтр 4. Призма 3 обеспечивала регулировку коэффициента связи и его постоянство в широком частотном диапазоне, а ее несимметрия, несмотря на усложнение структуры поля, позволяла исключить потери на второй грани. Спектр лазера фиксировался ПЗС-линейкой в кассетной части спектральной камеры УФ-90. Программа сопряженного с приемником компьютера анализировала спектры отдельных импульсов и могла усреднять их.

В отличие от систем с дисперсионными резонаторами в предлагаемом лазере спектр формируется за большее число проходов (постепенно), поэтому для достижения нужной эффективности формирования требуются импульсы генерации большей длительности τ_g . В лазере на титане это условие выполняется, т. к. импульсы его генерации, несмотря на короткие импульсы накачки, имеют существенные длительности ($\tau_p \approx 20$ нс, а $\tau_g \sim 50$ –500 нс [10]).

Исследовались различные варианты фильтра 4: кювета с газовой смесью, интерферометр Фабри–Перо, пламя спиртовой горелки и др. Неожиданные результаты были получены в последнем случае, на котором мы остановимся ниже более подробно. Как известно, в пламени присутствуют различные элементы [11], линии поглощения которых могут служить фильтрами. На рис.2

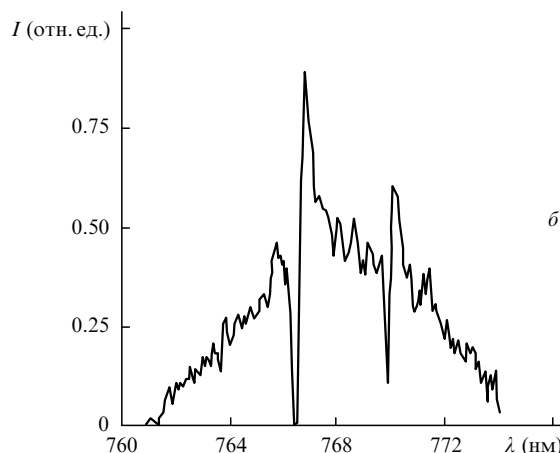
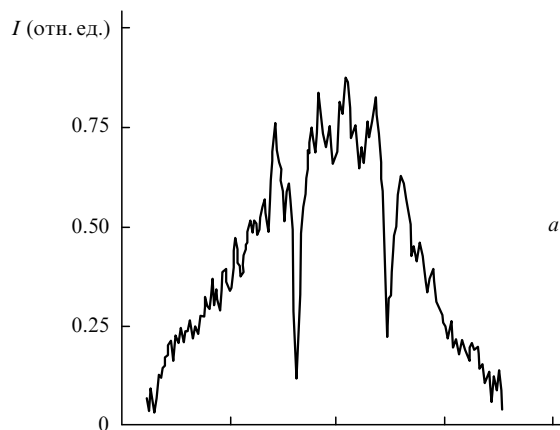


Рис.2. Экспериментальные спектры с фильтром-пламенем без искажений (а) и с искажениями (б).

показаны результаты формирования спектра с двумя линиями поглощения калия на длинах волн $\lambda = 769.90$ нм (переход $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$ с силой осциллятора $F = 0.347$) и 766.49 нм ($4^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$, $F = 0.684$), находящихся в диапазоне титанового лазера.

В большинстве случаев четко проявлялись указанные выше преимущества и сохранялось подобие (рис.2,а) между спектрами лазера и фильтра-пламени (дополнительная структура связана со вкладом линий поглощения кислорода и озона и др.).

Вместе с тем в некоторых случаях спектр существенно искажался (типичный результат приведен на рис.2,б, причем наблюдались и спектры с большими искажениями). Это опровергало отмеченное выше преимущество метода, связанное с подобием преобразования. Нужно было выяснить причину и найти режим, где искажения отсутствуют. Их наиболее вероятный источник – линза в пламени в звене связи, оптическая сила которой P_s , как и показатель преломления, зависит от λ в окрестности линий поглощения (усиления) [12]. Оценки показали, что P_s подобных линз составляет несколько десятых долей диоптрии и они не должны были бы оказывать существенное влияние и тем более приводить к таким искажениям в предлагаемом методе. (Наблюдаемая в лазерной спектроскопии конденсация спектра при нахождении пламени внутри резонатора связана с мультипликативным накоплением различий в потерях, вызванных линзой с частотно-зависимой оптической силой [13], влияние которых быстро нарастает с увеличением числа проходов излучения по резонатору. В нашем случае такое накопление

принципиально отсутствует, т.к. спектр формируется при интерференционном аддитивном сложении сигналов, «впрыскиваемых» из звена связи в резонатор.) Чтобы выяснить причину этой аномалии, мы изучили поведение коэффициента связи в канале фильтрации лазера.

3. Коэффициент связи между модами встречных волн

Результирующий коэффициент связи определяется: 1) коэффициентом отражения волны от грани призмы 3 (углом падения); 2) потерями в канале фильтрации; 3) согласованием пространственной структуры мод встречных волн после преобразования одной из них в канале связи. Сосредоточимся на третьем факторе.

Найти объяснение наблюдаемым искажениям, используя общепринятые классические выражения, полученные в [14], не удастся, т.к. они справедливы только для свободно распространяющихся гауссовых пучков и неприменимы к излучению в резонаторе, где определяющими являются диафрагирующие факторы, как это и имеет место во многих реальных системах.

Уточним метод расчета, учитывая, что линейные интегральные уравнения лазерных резонаторов не являются эрмитовыми и их моды неортогональны в смысле комплексного сопряжения (такая ортогональность использовалась в [14]). Не умаляя общности, для простоты рассмотрим двумерный резонатор, характеристики которого не зависят от поперечной переменной y , ось которой перпендикулярна плоскости резонатора (рис.1). Общий подход при этом состоит в построении двух систем собственных функций: $\{u_j\}$ и $\{v_j\}$, являющихся решениями основного и сопряженного с ним уравнений. Эти функции имеют одни и те же собственные числа и ортогональны в следующем смысле:

$$\int u_n(x)v_m(x)dx = W_n\delta_{nm}, \quad (1)$$

где W_n – нормирующие множители; x – поперечная пространственная координата. Такие функции нужно строить для каждого резонатора системы. В нашем случае связываются поля одного кольцевого резонатора и роль основных и сопряженных с ними функций выполняют моды встречных волн E_n^- и E_m^+ .

Сравнивая в общей отсчетной плоскости поля мод $E_n^-(x)$ волны, распространяющейся по часовой стрелке в резонаторе (рис.1), с распространяющимися в этом же направлении полями $E_m^+(x)$, образованными модами встречной волны после возвращения ее в резонатор из звена связи, находим общее соотношение для коэффициентов связи различных мод этих волн:

$$T_{nk} = \int dx \int K_c(x, x_1) E_n^+(x_1) E_k^+(x) dx_1, \quad (2)$$

где $K_c(x, x_1)$ – функция Грина преобразования волны в звене связи в приближении Френеля.

Не умаляя общности, приведем результаты для мод с низким поперечным индексом (продольных мод) в случае резонатора с упрощающими вычисления гауссовыми диафрагмами 7 и 8, причем диафрагма 7 моделирует зону возбуждения в активной среде, а диафрагма 8 учитывает все остальные ограничители поля (см. рис.1). Характери-

зуя действие элементов резонатора матрицей преобразования с элементами A, B, C, D , находим выражения для гауссовых пучков мод встречных волн. Подставив их в (2), получаем

$$T_{00} = 2i \operatorname{Im} \frac{1}{q_0} \left\{ B_s \left[\left(\frac{1}{q_0} + \frac{A_s}{B_s} \right)^2 - \left(\frac{1}{B_s} \right)^2 \right] \right\}^{-1}, \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{q_0} = \pm \frac{\sqrt{(A+D)^2 - 4}}{2B};$$

A_s, B_s – элементы матрицы преобразования звена связи. Знак перед корнем выбирается из условия обращения в нуль поля на бесконечности. (При выводе (3) нормирующий множитель W_0 , от которого зависит коэффициент связи, соответствовал единичной энергии моды.)

Напомним, что поля могут различаться своими фазовыми и амплитудными распределениями. Коэффициенты (2), (3) характеризуют степень согласования этих распределений, которая возрастает при увеличении $|T_{mm}|$, что определяется физическим смыслом изучаемых процессов. С этой точки зрения возможны три режима работы лазера [15]: 1) режим полного согласования – при $|T_{mm}|^2 = 1$, когда максимально связаны между собой моды с одинаковым поперечным индексом; 2) режим полного рассогласования (противоположный режиму 1) – при $|T_{mm}|^2 = 0$ и $|T_{mn}|^2 \neq 0$ для $n \neq m$, когда связаны только моды с разными индексами; 3) промежуточный режим.

Используя выражение (3), мы подробно проанализировали зависимости $|T_{00}|^2$ от различных параметров, входящих в выражения для элементов матриц ($A, B, C, D, A_s, B_s, C_s, D_s$), которые определяются стандартным образом [12] в соответствии со схемой лазера (рис.1): коэффициента M расширения поля призмой 3, расстояния L между линзами 2 (изменение L, M и параметра конфигурации g позволяло нам реализовывать все типы устойчивых и неустойчивых резонаторов), ширины a диафрагмы δ , оптической силы P линзы в цепи обратной связи, ее расположения и др.

Анализ показал, что наиболее информативными являются зависимости $|T_{00}|^2$ от P при разных фиксированных g (остальные параметры выбирались такими же, как в экспериментальной установке на рис.1). На рис.3 показана эволюция формы этих зависимостей при изменении g , а на рис.4 сравниваются результаты модифицированного расчета (сплошные линии) с результатами, получен-

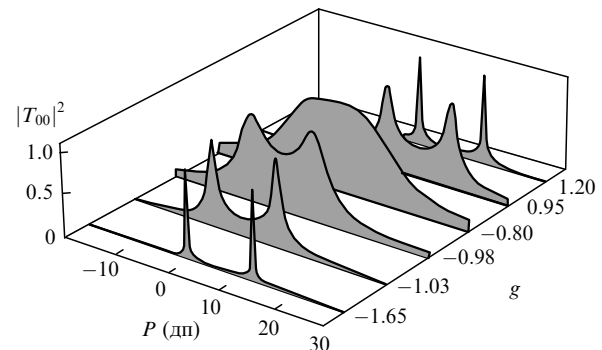


Рис.3. Зависимости $|T_{00}|^2$ от оптической силы линзы в канале связи P при разных g .

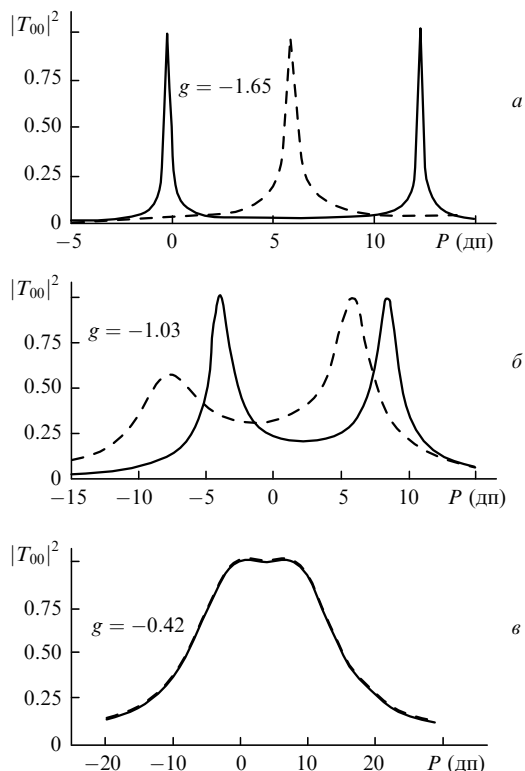


Рис.4. Сравнение методов расчета зависимости $|T_{00}|^2$ от оптической силы линзы в канале связи P (сплошные линии – модифицированный метод расчета, штриховые линии – расчет по формулам из [14] при разных g).

ными при использовании соотношений из [14] (штриховые линии). Видно, что уточнение метода расчета привело не только к количественным, но и к принципиальным качественным изменениям. Для устойчивых резонаторов оба метода дают широкие зоны (области) согласования, различия которых невелики ($g = -0.42$, рис.4,в). Различия возрастают (по форме областей и их перекрытию) при приближении к границе области устойчивости ($g = -1.03$, рис.4,б). В области неустойчивости ($g = -1.65$, рис.4,а) зоны трансформируются в узкие пики, число и положение которых различно: выражение (3) дает два пика при $P \approx 0$ и 12 , а соотношения из [14] – один пик при $P \approx 6$.

4. Искажения спектра и оптимальный режим работы лазера

Модификация расчета привела к появлению узкого пика при $P \approx 0$ (ширина 0.25 дп при $a = 4$ мм и 0.15 дп при $a = 6$ мм) в зависимости $|T_{00}|^2$ от P . Именно благодаря наличию этого пика изменения оптической силы P_s слабых линз пламени при изменении длины волны приводят к сильным вариациям коэффициента связи, которые искажают спектр. Механизм здесь следующий. При $\Delta = L/2 - f = 0$ (f – фокусное расстояние линзы 2) зависимость $|T_{00}|^2$ от P симметрична относительно точки $P = 0$. Небольшие отклонения Δ (300 мкм для $a = 4$ мм и 150 мкм для $a = 6$ мм), неизбежно присутствующие в реальных системах, смещают точку $P = 0$ на крыло пика. Это нарушает симметрию линии (как и на рис.2,б), т. к. смена знака P на разных крыльях линии приводит к разным $|T_{00}|^2$.

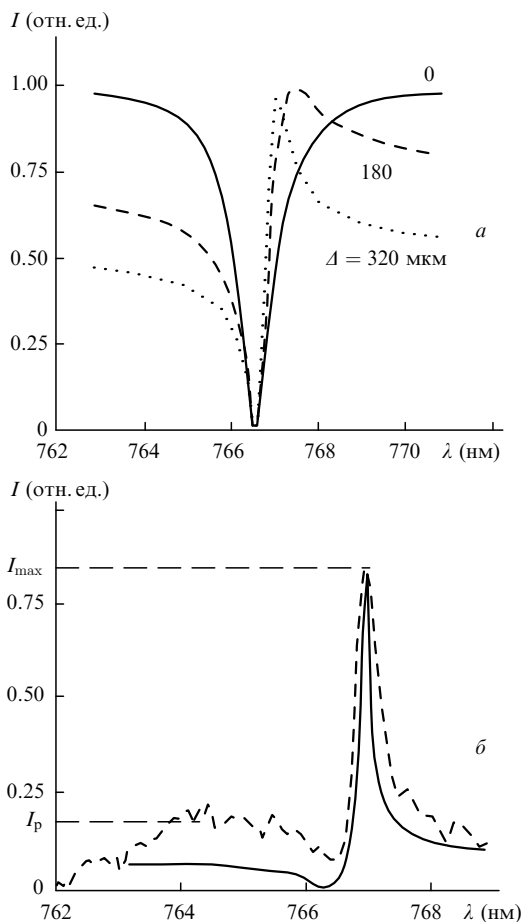


Рис.5. Расчетные спектры в окрестности линий поглощения (а) и сравнение расчетного спектра (сплошная кривая) с экспериментальным (штриховая кривая) при расположении точки $P = 0$ на пьедестале пика связи и $\Delta = 800$ мкм (б).

На рис.5,а показаны расчетные спектры в окрестности линий поглощения пламени с линзой с $P_s \approx \pm 0.15$ дп (радиус кривизны поверхности $R \sim 7$ мм, эквивалентная толщина линзы $b \sim 0.5$ мм, логарифмический коэффициент поглощения в максимуме $\sigma \sim 5$) при $a = 4$ мм для разных Δ . Зависимость для $\Delta = 320$ мкм по характеру искажений количественно и качественно согласуется с экспериментальной (рис.2,б).

Дополнительным аргументом в пользу такого механизма служат результаты контрольных экспериментов. В первом эксперименте при помещении в цепь обратной связи дополнительной линзы с оптической силой $P_d = 20$ см⁻¹ (сильном смещении рабочей точки от $P = 0$) наблюдались только неискаженные спектры. Во втором, введя небольшое дополнительное смещение Δ , мы сдвинули точку $P = 0$ далее на пьедестал пика связи. При этом в некоторых спектрах (см. рис.5,б) наблюдались еще большие искажения. Для сравнения показан и расчетный спектр (сплошная линия) для $a = 4$ мм при линзе в пламени с $\sigma \sim 25$, $R = 5$ мм и $b = 0.4$ мм.

Экспериментальный спектр (рис.5,б) одновременно дает ответ на принципиальный вопрос: что мы выигрываем, добиваясь согласования резонатора? Интенсивность в максимуме I_{max} соответствует полному согласованию, а интенсивность I_p на другом крыле – полному рассогласованию; выигрыш I_{max}/I_p дает $\sim 4 - 5$. Этот результат чрезвычайно важен для практики, поскольку оценить теоретически эффективность лазерной генерации,

отвечающую I_p в нашем случае, в режимах 2 и 3 (с несогласованными модами) очень трудно, если вообще возможно.

Из изложенного выше ясно, что оптимальной для синтеза спектра в лазере (рис.1) является работа в режиме полного согласования, т. е., как видно из рис.3 и 4, в области устойчивости (реализуется выбором Δ , а при необходимости – и P_d), где наряду с отсутствием искажений спектра возможен 8–10-кратный энергетический выигрыш (исключаются потери из-за нарушения согласования и на 40–50 % уменьшаются потери резонатора). Только в этом режиме можно добиться и высокого качества пространственной структуры лазерного пучка (малой расходимости, высокой степени фокусировки и т. д.).

5. Заключение

Итак, в предлагаемом лазере можно эффективно генерировать излучение с достаточно сложными синтезированными спектрами, в которых активными методами (с помощью дисперсионных элементов с пространственно-угловыми модуляторами) формируются их простые (многочастотные или аналоговые) компоненты, а реальными линиями поглощения (усиления) – сложные элементы (фронты, провалы, внутренняя структура), которые иными методами создать невозможно.

Установлено, что механизм искажений спектра связан с характером согласования в неустойчивой области, причем существует режим работы лазера, в котором максимальный КПД достигается при максимальном подобию спектров лазера и фильтра в звене связи.

Определен выигрыш при переходе в режим согласования, что является практически важным для многочисленных систем с кольцевыми резонаторами, в которых связь между встречными волнами используется для управления их характеристиками или присутствует как

неизбежный фактор. Этот результат является важным и для других систем с открытыми резонаторами, и не только кольцевыми, т. к. количественный теоретический анализ сильно рассогласованного режима практически невозможен.

Теоретически и экспериментально показано, что учет неэрмитовости операторов таких систем приводит не только к поправкам, но и к иным результатам. Таким образом, моды с ортогональностью (1) являются не математической абстракцией, а физической реальностью, поскольку ответственны за появление новых эффектов.

1. Soole J.B.D., Poguntke K., Scherer A., Le Blanc H.P., Chang-Hasnain C., Hayes J.R., Caneau C., Bhat R., Koza M.A. *Electron.Letts*, **28**, 1806 (1992).
2. White I.H. *IEEE J.Lightwave Technol.*, **9**, 893 (1991).
3. Namazian M., Schmitt R.L., Long M.B. *Appl.Optics*, **27**, 3597 (1988).
4. Bruneau D., Cazeneuve H., Loth C., Pelon J. *Appl.Optics*, **30**, 3930 (1991).
5. Кравченко В.И., Пархоменко Ю.Н. *Изв. АН СССР.Сер.физич.*, **54**, 1543 (1990).
6. Parkhomenko Yu.N., Galkin O.N., Gorbenko O.V. *Appl.Optics*, **37**, 7763 (1998).
7. Siebe F., Sieber K., Leonhard R., Roskos H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1731 (1999).
8. Raymond T.D., Smoth A.V. *Optics Letts*, **16**, 33 (1991).
9. Андриенко В.Б., Пархоменко Ю.Н. *Укр.физ.ж.*, **42**, 408 (1997).
10. Андриенко В.Б., Пархоменко Ю.Н., Галкин О.Н. *Квантовая электроника*, **23**, 473 (1996).
11. Бурриель-Мартос Ф., Рамирес-Муньос Х. *Фотометрия пламени* (М., ИЛ, 1962).
12. Яриу А. *Квантовая электроника* (М., Сов. радио, 1980).
13. Войцехович В.С., Данилейко М.В., Негрийко А.М., Ходаковский В.М., Яценко Л.П. *Препринт Института физики АН УССР № 15* (Киев, 1988).
14. Kogelnik H. In: *Proc.Symp. on Quasi Optics* (Brooklyn, Polytechnic Press, 1964, p.333).
15. Воронцов В.И., Кравченко В.И., Пархоменко Ю.Н. *Письма в ЖТФ*, **6**, 1106 (1980).