

Владимир Николаевич Корниенко родился в 1966 г., окончил в 1989 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Института радиотехники и электроники РАН. Автор более 50 научных работ в области вакуумной микроволновой электроники.

V.N. Kornienko (b. 1966), graduated from the Moscow State University n.a. Lomonosov in 1989. Ph.D. (Phys.-Math.), senior researcher of the Institute for Radio Electronics of the Russian Academy of Sciences. Author of over 50 publications in the field of vacuum microwave electronics.

Игорь Викторович Кочиков родился в 1959 г., окончил в 1982 г. МГУ им. М.В. Ломоносова. Канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник НИВЦ МГУ. Автор более 50 научных работ в области математической физики и вычислительной математики.

I.V. Kochikov (b. 1959) graduated from the Moscow State University n. a. Lomonosov in 1982. PhD (Phys.-Math.), senior researcher of "NIVTs" center of the Moscow State University n.a. Lomonosov. Author of over 50 publications in the field of mathematical physics and computation mathematics.

Сергей Иванович Светличный родился в 1950 г., окончил в 1973 г. Московский физико-технический институт. Канд. физ.-мат. наук, директор филиала Института энергетических проблем химической физики РАН. Автор более 60 научных работ в области химической физики и спектроскопии.

S.I. Svetlichny (b. 1950) graduated from Moscow Physical and Technical Institute in 1973. Ph.D. (Phys.-Math.), director of Affiliation of the Institute for Energy Problems of Chemical Physics of the Russian Academy of Sciences. Author of over 60 publications in the field of chemical physics, spectroscopy.

УДК 621.373+535

В. Г. М а р ч е н к о

ПОЛЯ ОТКРЫТЫХ ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Изложен подход с применением ключевых систем к расчету полей широкоапертурных лазеров с резонаторами, образованными плоскими, выпуклыми и вогнутыми зеркалами, основанный на точном решении полного волнового уравнения в скалярном представлении. Сформулирован физический смысл спецфункций разделяющих систем координат.

Открытые оптические резонаторы являются важным элементом квантовых оптических генераторов — лазеров. Их функции не ограничиваются созданием положительной обратной связи в оптических генераторах: с их помощью формируются поля с определенными свойствами в ближней и дальней зонах излучения.

Исторически лазеры прошли путь от генераторов с малыми апертурами резонаторов (с диаметром апертуры a порядка нескольких миллиметров, длиной резонатора L около метра, числами Френеля $N = a^2/4\lambda L \lesssim 1$, где λ — длина волны) и — по мере возрастания

энергетических параметров активных сред — до генераторов с широкоапертурными резонаторами, для которых диаметр выходной апертуры сравним с его длиной, а числа Френеля превосходят единицу на порядки.

По этому же пути развивалась теория резонаторов. Вначале была разработана теория открытых резонаторов с малыми числами Френеля. Она создавалась с использованием машинного счета задачи о дифракции плоской волны на последовательности диафрагм с круглыми и квадратными отверстиями по методу Кирхгофа–Френеля [1], на основе приближенного решения волнового уравнения — параболического уравнения [2], а также на основе решения интегрального уравнения [3, 4], полученного на базе интеграла Кирхгофа–Френеля в параксиальном приближении.

Впоследствии в связи практическими потребностями результаты теории резонаторов с малыми апертурами были распространены на широкоапертурные резонаторы без необходимого обоснования. В таком виде теория открытых резонаторов оптических генераторов и сейчас представлена в специальной, справочной и учебной литературе [5–11].

Иные результаты получаются в том случае, если к широкоапертурным резонаторам подойти с противоположной стороны, т.е. со стороны систем, имеющих бесконечные числа Френеля. К таким системам (ключевым) приходим путем устранения апертурных ограничений. Этот подход был развит в работах автора [12–15].

Автор усматривает главный недостаток работ [1–4] в применении параксиального приближения и в преувеличении влияния дифракционных потерь на отбор (селекцию) типов колебаний и приписывании им императивной роли, в то время как эти потери должны стоять в ряду других потерь — пропускания зеркал, поглощения и рассеяния среды и зеркал, геометрических потерь и др. Выход в генерацию того или иного типа колебаний определяется балансом усиления активной среды на частоте этого колебания и суммарными потерями на той же частоте.

По мере возрастания апертуры (числа Френеля) доля дифракционных потерь уменьшается, и при $N \geq 10$ эти потери не оказывают влияния на добротность колебания. Жесткий отбор типов колебаний определяется граничными условиями на зеркалах. Точнее, граничные условия осуществляют не отбор, а запрет тех типов колебаний, которые не удовлетворяют граничным условиям. А разрешенные типы колебаний имеют потенциальную возможность выйти в генерацию.

Можно указать и на другие недостатки результатов, изложенных в работах [1–4]. В частности, в работе [1] решается задача не о резонаторе, а о длинной диафрагменной линии, поскольку отсутствует условие интерференции волны самой с собой при отражении от зеркал. Поэто-

му применимость результатов работы [1] даже к малоапертурным резонаторам трудно считать бесспорной. В работе [2] вместо уравнения Гельмгольца решается параболическое уравнение. Однако электромагнитные волны, строго говоря, этому уравнению не обязаны удовлетворять. Это же касается результатов, полученных на основе интегральных уравнений.

Из работ [1–4] следует, что частотно-угловой спектр открытых резонаторов должен быть дискретным и весьма чувствительным к изменению формы апертуры. Однако практика работы с пассивным плоским резонатором — эталоном Фабри–Перо — такой вывод не подтверждает. Частотно-угловой спектр чувствителен к длине и юстировке зеркал, но практически не чувствителен к форме апертуры и функции распределения интенсивности света по зеркалу, которая фактически выполняет роль так называемой “мягкой” диафрагмы. Известен ряд экспериментальных работ с использованием активных плоскопараллельных резонаторов, результаты этих работ не укладываются в рамки существующей теории открытых резонаторов. Частично такие результаты проанализированы в работе [4]. Попытки объяснения этих расхождений искажениями резонатора, вносимыми активной средой, не всегда убедительны.

Представляемый автором подход на основе ключевых систем позволяет получить решения полного волнового уравнения в скалярном представлении для открытых широкоапертурных резонаторов:

$$\Delta\psi(\mathbf{r}, t) = c^{-2} \frac{\partial^2 \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

здесь $\psi(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля электромагнитной волны в точке $\mathbf{r}(x, y, z)$ в момент времени t .

Для декартовой системы координат, в которой будем искать функции распределения полей открытых резонаторов (плоскопараллельного, в первую очередь), образованных плоскими зеркалами, общее решение уравнения (1) получим в виде суперпозиции плоских волн:

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int \Psi(\mathbf{k}) \exp i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t) d\mathbf{k}, \quad (2)$$

где $\Psi(\mathbf{k})$ — комплексная амплитуда плоской пространственной гармоники с волновым вектором \mathbf{k} ; $\omega(k) = ck$ — круговая частота, k — модуль вектора \mathbf{k} ; $d\mathbf{k} = dk_x dk_y dk_z$ — элемент объема пространства волновых векторов k -пространства; интегрирование проводится по всему k -пространству.

Ключевой системой плоского резонатора, получаемой путем устранения апертурных ограничений, является так называемый планарный

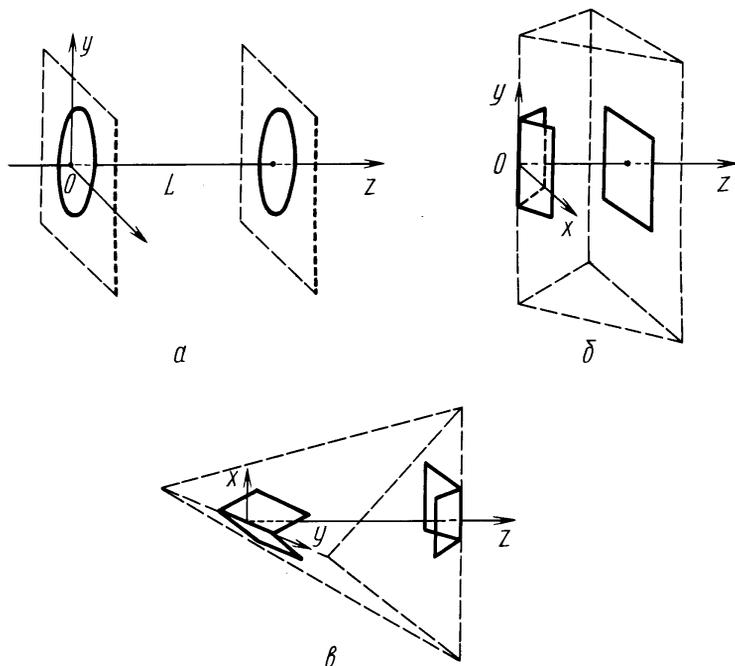


Рис. 1. Ключевые системы: а — плоского резонатора; б — трехгранного линейного волновода; в — закрытого резонатора-тетраэдра

волновод — система из двух параллельных абсолютно отражающих плоскостей, расстояние между которыми равно длине L резонатора (рис. 1, а). Если начало координат совместить с одной из зеркальных плоскостей, а ось z — с осью резонатора, то граничные условия — равенство нулю напряженности поля на отражающих плоскостях — получим в следующем виде [12,13]:

$$\psi(x, y, 0, t) = \psi(x, y, L, t) = 0. \quad (3)$$

Таким образом, отражающие плоскости являются узловыми поверхностями.

Граничным условиям (3) из всего многообразия решений (2) удовлетворяют решения, соответствующие выражению

$$\psi(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \sum_{l=0}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi lz}{L}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \int \Psi_l(\boldsymbol{\kappa}) \exp i(\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho} - \omega_l t) d\boldsymbol{\kappa}, \quad (4)$$

где $\boldsymbol{\rho}$ — радиус-вектор в плоскости xy ; $\boldsymbol{\kappa}$ — проекция вектора \mathbf{k} на эту плоскость; l — целые числа;

$$\omega_l = c \left(k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{\pi l}{L}\right)^2 \right)^{1/2};$$

$$d\mathbf{k} = dk_x dk_y;$$

интегрирование проводится по l -й \mathbf{k} -плоскости (рис. 2, *a*).

Из выражения (4) видно, что поля открытых широкоапертурных плоскопараллельных резонаторов действительно дискретны, как это следует из работ [1–4], однако эта дискретность особого рода: они дискретны по тому измерению, по которому они ограничены зеркалами, т.е. дискретна компонента $k_z = \pi l/L$ волновых векторов.

Этого достаточно, чтобы зеркала были узловыми поверхностями. Такой результат следует также из общих физических соображений. Руководствуясь этими соображениями, заключаем, что поля, ограниченные отражающими поверхностями в двух измерениях, должны иметь две дискретные составляющие волновых векторов, а в трех измерениях, соответственно, три дискретные составляющие, т.е. должны быть полностью дискретными. Здесь рассматриваем поля в виде плоских волн, что является следствием решения волнового уравнения в декартовой системе координат, поэтому адекватные этому решению ключевые системы должны быть образованы отражающими плоскостями. Такими системами являются планарный волновод, линейный волновод, имеющий три и более грани, и закрытая полость, образованная четырьмя и более гранями.

Открытые резонаторы, имеющие своими ключевыми системами указанные выше системы, состоят [14] в первом случае из двух параллельных зеркал; во втором — из плоского зеркала и двугранного зеркала, внутренней стороной обращенного в сторону плоского зеркала (двугранный угол меньше π), с ребром, выставленным параллельно последнему (рис. 1, *б*); в третьем случае — из двух двугранных зеркал, обращенных друг к другу внутренними сторонами, с ребрами, образующими скрещивающиеся прямые в пространстве (рис. 1, *в*). При устранении апертурных ограничений (при неограниченном продлении плоскостей зеркал) приходим соответственно к двумерному (планарному) волноводу, одномерному трехгранному волноводу и объемному резонатору-тетраэдру.

В пространстве волновых векторов три принципиально различные системы имеют разные годографы волновых векторов собственных полей. В случае планарного волновода годограф волновых векторов плоских волн представляет собой систему эквидистантных плоскостей — k -плоскостей, параллельных зеркальным плоскостям (см. рис. 2, *a*). Расстояние между k -плоскостями равно π/L . В случае линейного волновода непрерывной является одна составляющая волновых векторов, и годограф имеет вид семейства параллельных прямых, эквидистантно расположенных в тех измерениях, по которым поле ограничено отражающими плоскостями (рис. 2, *б*). В случае объемного резонатора

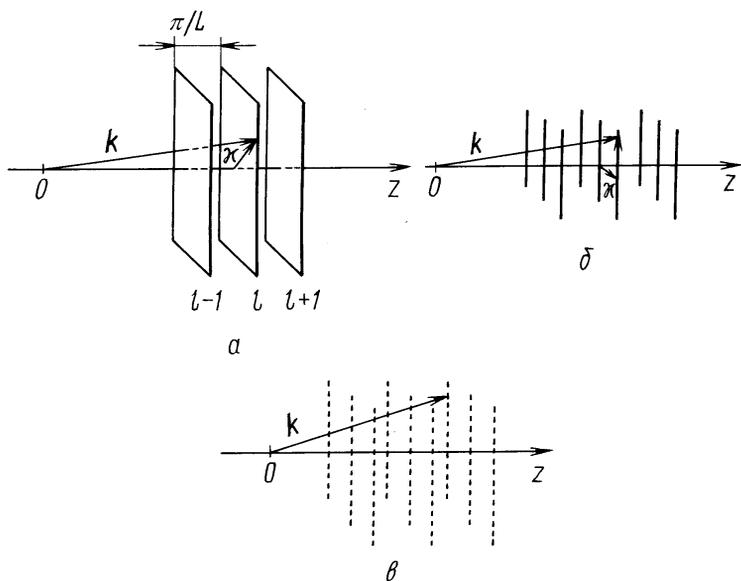


Рис. 2. Годографы волновых векторов: *а* — плоского резонатора (система k -плоскостей); *б* — трехгранного линейного волновода (система дискретных линий); *в* — закрытого резонатора-тетраэдра (система дискретных точек)

годограф представляет собой систему точек, эквидистантных по всем трем измерениям (рис. 2, в).

Можно рассмотреть и другие системы. Например, свободное пространство является ключевой системой лазера без зеркал, работающего в режиме суперлюминесценции.

Годографом является все пространство волновых векторов. Ключевой системой лазера с одним зеркалом будет полупространство, ограниченное отражающей плоскостью. Поля должны иметь эту плоскость своей узловой поверхностью. Такие поля легко выделить из общего решения (2). В этом случае волновые векторы непрерывны, а аналитические выражения парциальных волн имеют вид $\sin k_z z \exp i(k\rho - \omega t)$.

По-видимому, возможны также варианты открытых ключевых систем в виде рупора (разъюстированного плоского резонатора), заглушенного планарного и линейного волноводов и др.

Для каждой из трех рассмотренных принципиально различных ключевых систем — планарного волновода, линейного волновода и объемного резонатора — были проведены эксперименты, позволившие выявить принципиальные особенности полей, реализующихся в открытых резонаторах.

Для визуализации k -плоскостей, т.е. для наблюдения дискретности полей по одному измерению (по оси плоского резонатора) и для выявления непрерывности волновых векторов по двум другим измерениям, длину плоского резонатора необходимо выбрать не более не-

скольких десятых миллиметра. При этом апертура должна составлять сантиметры. Поскольку работа с активными средами подобной геометрии затруднительна, было принято решение эксперимент провести с использованием пассивного резонатора, так как граничные условия для активного и пассивного резонаторов идентичны. Собственные поля резонатора возбуждались внешним диффузным излучением сплошного спектра, получаемым от лампы накаливания. Частота оптического излучения плоского резонатора, волновые векторы плоских волн которого принадлежат одной k -плоскости, возрастает по мере увеличения κ , т.е. по мере увеличения угла отклонения волны от оси резонатора. Спектрограф должен фиксировать это изменение длины волны. Спроектировав объективом угловой спектр излучения на входную щель спектрографа, на фотопластинке получим его частотно-угловой спектр. Частотный спектр излучений, волновые векторы которых принадлежат различным k -плоскостям, образуют отдельные континуумы. Таким образом, частотно-угловой спектр имеет эквидистантные линии, загигающиеся в область высоких частот по мере увеличения высоты изображения щели. Экспериментальный результат, подтверждающий указанные особенности излучения, представлен на рис. 3, а. Снятые при неизменных параметрах экспериментальной установки спектральные линии контрольной спектральной лампы показывают, что искривление эквидистантных линий полей плоского резонатора не является приборным искажением, поскольку контрольные спектральные линии прямолинейны.

Эксперимент по визуализации полей открытого резонатора, образованного плоскими зеркальными поверхностями и имеющего ключевой системой линейный волновод (т.е. поля ограничены в пространстве по двум измерениям), проводился на активном резонаторе: стекло с неодимом, число Френеля имеет значение порядка 10^3 , зеркало на выходе имеет коэффициент отражения 80 %, второе зеркало — составное, имитирующее двугранное, внутренний угол которого на $5'$ меньше развернутого [14]). Из годографа волновых векторов линейного волновода (см. рис. 2, б) ясно, что угловой спектр излучения должен быть дискретен по направлению, перпендикулярному ребру двугранного угла. Эксперимент указанную особенность излучения подтвердил: в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $F = 1$ м был зарегистрирован дискретно-непрерывный угловой спектр — дискретный по направлению, перпендикулярному ребру “двугранного” зеркала, и непрерывный в направлении, параллельном ребру (рис. 3, б).

Вариант открытого объемного резонатора также исследовался с использованием активной среды на экспериментальной установке, описанной выше. Одинарное выходное зеркало заменялось составным,

имитирующим двугранное. Оба составных зеркала ориентировались таким образом, чтобы их виртуальные ребра образовывали скрещивающиеся прямые в пространстве. Двугранные углы составных зеркал были меньше развернутых на углы, немного превышающие $10'$. Юстировка состояла в установке зеркал таким образом, чтобы ось резонатора находилась внутри четырехгранного угла, образованного перпендикулярами, восстановленными к отражающим плоскостям обоих составных зеркал. Результат эксперимента — угловой спектр излучения, зарегистрированный в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием $F = 2,25$ м (рис. 3, в), — подтверждает концепцию автора.

Таким образом, можно констатировать, что в открытых резонаторах (во всяком случае, в широкоапертурных) возбуждаются поля тех ключевых систем, из которых были получены открытые резонаторы путем устранения (отсечения) части указанных систем или, что то же самое, путем введения апертурных ограничений. В этих условиях, естественно, поля идеальных систем искажаются, что обусловлено апертурными

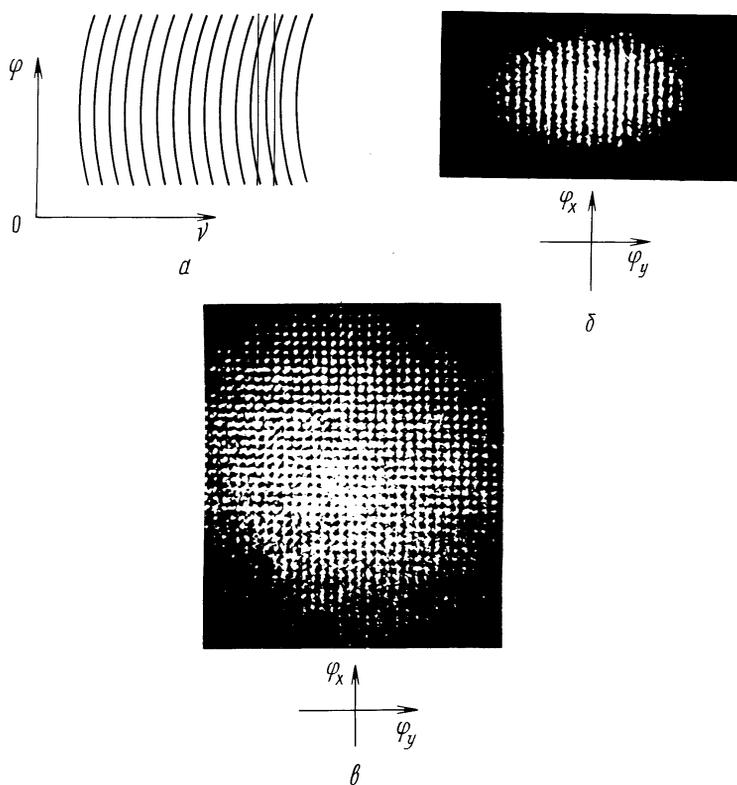


Рис. 3. Частотно-угловой спектр плоского резонатора (а) (φ — угол отклонения пространственной гармоники от оси z , ν — частота излучения) и пространственные спектры генерации резонаторов, имеющих ключевой системой трехгранный линейный волновод (б) и закрытый резонатор-тетраэдр (в)

ограничениями. Полученный результат можно сформулировать также следующим образом: в открытых резонаторах возбуждаются “реликтовые” поля систем, породивших открытые резонаторы.

Если полученные результаты обобщить для случая открытых широкоапертурных резонаторов, образованных вогнутыми и выпуклыми зеркалами, то получаем следующее [15].

С точки зрения геометрической оптики, двухзеркальные широкоапертурные открытые оптические резонаторы можно разделить на четыре класса: в первый входят резонаторы, имеющие две сопряженные точки, отображающиеся друг на друга (две “фокальные” точки); во второй — резонаторы, имеющие вырожденную “фокальную” точку (обе точки совмещены); в третий — резонаторы, имеющие одну “фокальную” точку; в четвертый — резонаторы, не имеющие ни одной “фокальной” точки.

Уточним понятие ключевой системы: ключевой является система, которая идеально (безабберационно) реализует особенности открытого резонатора. Так, одну точку в другую идеально отображает эллиптическое зеркало, а не сферическое, и, соответственно, при устранении апертурных ограничений получаем эллипсоид, а не сферу.

Зеркала первого класса резонаторов при устранении апертурных ограничений переходят в поверхности эллипсоидов или гиперboloидов в зависимости от расположения “фокальных” точек по отношению к зеркалам. При наложении всех комбинаций взаимных расположений “фокальных” точек и зеркал друг на друга получим, что ключевые системы принадлежат координатным поверхностям вытянутого сфероида — криволинейной ортогональной системе координат. Как известно, эта система координат допускает разделение переменных волнового уравнения. Решение полного волнового уравнения в этих координатах также известно, оно выражается через угловые и радиальные функции вытянутого сфероида. Открытые резонаторы с цилиндрическими зеркалами с аналогичным расположением “фокальных” точек относятся к цилиндрической криволинейной ортогональной системе координат. Обе эти системы координат порождаются плоской эллиптической координатной сеткой (рис. 4) путем вращения вокруг большой оси эллипсов и перемещением координатной сетки в пространстве перпендикулярно ее плоскости соответственно.

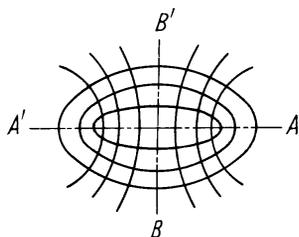


Рис. 4. Плоская эллиптическая координатная сетка

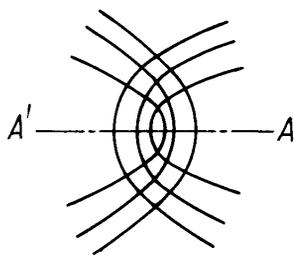


Рис. 5. Двумерная параболическая координатная сетка

открытый резонатор имеет ключевую систему в виде отражающей сферы, пересеченной отражающей плоскостью. В случае совмещения ключевых систем имеем сферическую систему координат. Волновое уравнение для этой системы координат имеет решение в сферических функциях. Концентрические резонаторы на основе зеркал из круговых цилиндров относятся к цилиндрической системе координат, в которой волновое уравнение имеет решение в цилиндрических функциях. Отметим, что от координат вытянутого сфероида можно перейти к сферической системе координат путем сближения “фокальных” точек.

Конфокальные и телескопические открытые резонаторы (третий класс) имеют ключевые системы, образованные софокусными параболами, которые принадлежат трехмерной — осесимметричной или цилиндрической — криволинейной ортогональной параболической системе координат (двумерная параболическая координатная сетка приведена на рис. 5), также допускающей получение решения полного волнового уравнения методом разделения переменных. Заметим, что от системы координат вытянутого сфероида можно перейти к параболической системе путем перемещения одной “фокальной” точки в бесконечность.

Ключевые системы четвертого класса резонаторов (устойчивых резонаторов) относятся к координатным поверхностям сплюснутого сфероида — криволинейной ортогональной системе координат, допускающей получение точного решения полного волнового уравнения методом разделения переменных для этого класса широкоапертурных открытых оптических резонаторов. Эта система координат также порождается эллиптической ортогональной координатной сеткой (см. рис. 4) путем ее вращения относительно малой оси эллипсов.

Известно, что технологически наиболее удобно изготовление вогнутых и выпуклых зеркал именно сферической формы. Все рассмотренные выше резонаторы, исключая концентрические, требуют в соответствии с развитой здесь теорией именно асферических поверхностей. Если же по какой-либо причине важна сферичность

Как и рассмотренная осесимметричная система координат, цилиндрическая также позволяет решать полное волновое уравнение методом разделения переменных. Заметим, что по существующей классификации [4] рассмотренные открытые резонаторы относятся к неустойчивым.

В случае вырожденной сопряженной точки получаем концентрические сферические отражающие поверхности. Полусферический

зеркал широкоапертурного резонатора и она является отличительной особенностью резонатора, то в этом случае ключевые системы совмещаются с координатными поверхностями трех объемных криволинейных ортогональных систем координат, построенных на плоской сетке биполярных координат (рис. 6) — биполярной цилиндрической, биполярной объемной и биполярной тороидальной. Эти системы координат не являются разделяющими, поэтому решения волнового уравнения в аналитическом виде для них не известны. Такие резонаторы можно отнести к пятому классу.

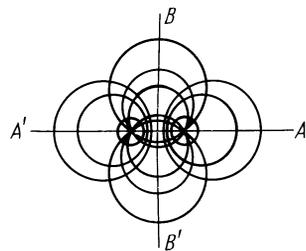


Рис. 6. Плоская сетка биполярных координат

Приведенные здесь результаты исследований позволяют прийти к интересному следствию, не имеющему непосредственного отношения к предмету настоящей работы. Скорее это относится к области математической физики.

В результате разделения переменных (в случае разделяющих систем координат) волновое уравнение, вернее, уравнение Гельмгольца, т.е. стационарное волновое уравнение, распадается на три одномерные волновые уравнения относительно соответствующих пространственных координат. Решения этих уравнений выражаются через собственные функции — спецфункции: в декартовых координатах — в плоских волнах, в сферических — через сферические функции, в цилиндрических — через цилиндрические функции, в координатах вытянутого и сплюснутого сфероидов — через функции вытянутого и сплюснутого сфероидов, в координатах параболоида — через вырожденные гипергеометрические функции и т.д.

С другой стороны, зеркало в силу граничных условий для электромагнитной волны является узловой поверхностью или, в зависимости от уточненных граничных условий, поверхностью равных фаз. Если зеркало совмещено с координатной поверхностью, то падающая и отраженная волны выражаются через соответствующие спецфункции. Они образуют стоячую волну. Это соответствует тому, что простейшим типом колебаний, который может существовать в согласованном с системой координат резонаторе — ключевой системе, образованной зеркалами, совпадающими с координатными поверхностями, — является поле, описываемое единственной спецфункцией. А поскольку волновое уравнение в рассматриваемых случаях является уравнением, которому удовлетворяют электромагнитные поля, то решения этого уравнения — спецфункции — позволяют получить математическое предста-

вление “единичных”, элементарных конфигураций электромагнитных полей — мод — выбранной ортогональной (прямолинейной или криволинейной) разделяющей системы координат.

Отсюда следует, что спецфункции разделяющих систем координат имеют конкретный физический смысл: это математическая запись конфигурации такой электромагнитной волны, которая, отражаясь от ординатной поверхности, как от зеркала, преобразуется сама в себя и образует стоячую волну. В декартовой системе координат это реализуется следующим образом: бегущая плоская волна, отражаясь от плоского зеркала при нормальном падении (одномерный случай волнового уравнения), преобразуется в отраженную бегущую плоскую волну; в результате же сложения падающей и отраженной бегущих волн получается стоячая плоская волна, а зеркало является узловой поверхностью.

Дополнительным аргументом в пользу высказанного выше положения служит тот факт, что спецфункции, являющиеся решениями уравнения Гельмгольца в соответствующих разделяющих криволинейных ортогональных объемных координатах, существуют, как правило, трех родов. Два рода этих функций, по-видимому, описывают бегущие волны во встречных направлениях, третий род — стоячую волну. В декартовой системе координат это соответствует двум бегущим волнам, описываемым (в одномерном случае) $\exp ikx$ и $\exp(-ikx)$, и стоячей волне, описываемой синусом или косинусом с аргументом kx .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F o x A. G., L i T. Resonant mode quantum generator interferometer // Bell Syst. Techn. J. – 1961. – V. 40. – P. 453–488.
2. В а й н ш т е й н Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. – М.: Сов. Радио, 1966.
3. B o y d G. D., G o r d o n J. P. Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers // Bell Syst. Techn. J. – 1961. – V. 40. – P. 489–506.
4. А н а н ь е в Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. – М.: Наука, 1979.
5. О т к р ы т ы й резонатор // Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия. – М.: Сов. энциклопедия. – 1969. – С. 325–329.
6. Р е з о н а т о р ы и типы колебаний. Оптические резонаторы. Справочник по лазерам. Т. 2 / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Сов. радио, 1978. – С. 11–46.
7. Э л ь к и н д С. А., Б ы к о в В. П. Оптический резонатор // Физический энциклопедический словарь / Под ред. А.М. Прохорова. – М.: Сов. энциклопедия, 1983. – С. 499–500.
8. М а й т л э н д А., Д а н н М. Введение в физику лазеров. – М.: Наука, 1978.
9. Л а н д с б е р г Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976. – С. 801–811.
10. М а т в е е в А. Н. Оптика. – М.: Высшая школа, 1985. – С. 315–318.

11. Тимофеев В. П. Лазерные резонаторы. – Красноярск: Красноярский государственный технический университет, 1995.
12. Марченко В. Г. Самовоспроизводящиеся поля // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8. – С. 1027–1036.
13. Марченко В. Г. Исследование полей широкоапертурных плоских резонаторов // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8. – С. 1037–1044.
14. Марченко В. Г. Поля широкоапертурных плоских резонаторов, образованных плоскими зеркалами // Радиотехника и электроника. – 1983. – Т. 28. – С. 1530–1535.
15. Марченко В. Г. Поля открытых оптических широкоапертурных резонаторов, образованных выпуклыми и вогнутыми зеркалами // Радиотехника и электроника. – 1985. – Т. 30. – С. 1257–1266.

Статья поступила в редакцию 18.04.2002

Виктор Григорьевич Марченко родился в 1935 г., окончил в 1961 г. Московский физико-технический институт. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры “Физика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 50 научных работ в области квантовой электроники и лазерной техники.

V.G. Marchenko (b. 1935) graduated from the Moscow Physical and Technical Institute in 1961. Ph.D. (Phys.-Math.), ass. professor of “Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 50 publications in the field of quantum electronics and laser technology.

**В Издательстве МГТУ им. Н.Э. Баумана
вышла из печати книга**

ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ СИСТЕМЫ ЭКОЛОГИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

Учеб. пособие для вузов / В.И. Козинцев, В.М. Орлов, М.Л. Белов
и др.; под ред. В.Н. Рождествина. – 2002. – 528 с. (в пер.)

Книга состоит из двух частей — “Лазерные оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды” и “Пассивные оптико-электронные системы экологического мониторинга природной среды”. В части I изложены физические основы лазерного зондирования, принципы построения лидарных систем экологического мониторинга и приведены примеры лидарных систем экологического мониторинга. Часть II посвящена физическим основам пассивного оптического контроля, принципам организации систем спутникового экологического мониторинга и построению пассивных оптико-электронных приборов дистанционного контроля окружающей среды. Приведены примеры спутниковой оптико-электронной аппаратуры для экологического мониторинга природной среды. Содержание учебного пособия соответствует курсу лекций, который читают авторы в МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для студентов технических университетов, обучающихся по направлению “Оптехника”, а также для научных и инженерно-технических работников приборостроительного профиля.