

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ**



*имени
П. Н. Лебедева*

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

А.Н. ЛОГУНОВ

24

**К ТЕОРИИ ПОЛЯ
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

МОСКВА 2005

К ТЕОРИИ ПОЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Н.Логунов

Аннотация

Изложена новая физическая интерпретация проявления свойств дифракционного эффекта поля излучения вблизи свободных боковых границ пустых лазерных резонаторов. Обращается внимание на новый физический эффект, заключающийся в возможности существования локализованных поперечных колебаний поля в окрестности этих границ.

Первоначально теория поля лазерного излучения в пустых открытых резонаторах формулировалась в рамках линейных теоретико-полевых моделей. Это означало, что поле излучения рассматривалось в жестко заданной, не зависящей от поля, координатной системе / 1,2 /. Геометрия координатной системы в / 2 / ассоциировалась с геометрией фронтов продольной волны излучения внутри резонатора. В случае неустойчивых резонаторов и резонаторов, находящихся вблизи и на границе устойчивости (например, резонаторов с плоскими параллельными зеркалами), решение проблемы определения структуры поля лазерного излучения в них существенно осложнялось учетом дифракционного эффекта на боковых свободных границах резонаторов. Попытки решения этой проблемы в рамках линейных теоретико-полевых моделей были предприняты в / 1,2 /. С физической точки зрения они являются чрезмерно грубыми, поскольку дифракционный эффект вблизи свободных боковых границ резонатора будет существенно искажать геометрию фронтов продольной волны и, следовательно, координатную систему в этой области. Влияние этого эффекта на структуру поля лазерного излучения, с нашей точки зрения, нельзя описать в рамках линейных теоретико-полевых моделей, поскольку его физическая природа нелинейна (искажение геометрии фронтов продольной волны за счет дифракционного эффекта определяется координатной зависимостью амплитуды этой волны).

Целью данной заметки является продемонстрировать сущность влияния дифракционного эффекта вблизи боковой свободной границы резонатора на структуру поля излучения в этой области, а также уяснить содержание одного важного физического эффекта, который будет при этом проявляться.

Анализ проблемы будем проводить в рамках представлений о методе нормальных координат / 3 /. В соответствии с этим методом лазерное излучение моделируется скалярным волновым полем в системе ортогональных криволинейных координат (x^1, x^2, x^3) . Координатная система (x^1, x^2, x^3) вводится так, чтобы поверхности продольных волновых фронтов лазерного излучения (распространяющиеся вдоль оптической оси Z в декартовой координатной системе (x, y, z)) совпадали с поверхностями $x^1(x, y, z) = \text{Const}$. На поверхностях зеркал резонатора требуется, чтобы они совпадали с этими поверхностями. В соответствии с методом нормальных координат, волновое поле лазерного излучения определяется волновой функцией Ψ :

$$\Psi = \Psi_1 \cdot \Psi_2 \cdot \Psi_3,$$

где: Ψ_1 - волновая функция продольного волнового движения (вдоль продольной координаты x^1); Ψ_2, Ψ_3 - волновые функции поперечных волновых движений (вдоль поперечных координат x^2, x^3). Внутри резонатора Ψ_i имеют структуру стоячих волн вдоль координат x^i .

В конечном счете проблема сводится к определению волновых функций Ψ_i внутри и за пределами резонатора. Ее решение существенно зависит от свойств координатной системы $(x^1(x, y, z), x^2(x, y, z), x^3(x, y, z))$.

Дальнейший качественный физический анализ будет справедлив для всех классических типов пустых, открытых лазерных резонаторов с конечными размерами зеркал. Для простоты имеет смысл ограничиться его иллюстрацией на примере простейшей геометрии симметричного цилиндрического резонатора с плоскими, параллельными, тонкими, круговыми, полупрозрачными зеркалами, имеющими радиус R .

Пусть $\Psi_3 = 1$, x^2 - радиальная нормальная координата, соответствующая радиусу $r = \sqrt{(x)^2 + y^2}$. Разумно предположить, что внутри такого резонатора амплитуда ρ продольной волны $\Psi_1/2$ постоянна. С физической точки зрения при $r \gg R$ во внутренней области $-\frac{L}{2} < z < \frac{L}{2}$ (где L - расстояние между зеркалами) она не должна иметь разрывов, должна быть монотонной и при $r \rightarrow \infty$ стремиться к нулю. Потребуем также в указанной области непрерывности $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ и $\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}$ по z . Этим требованиям удовлетворяет колоколообразная зависимость $\rho(z)$ при $r \gg R$, показанная на рис. 1а.

Потребуем также выполнения условия $(4R^2/(\lambda L)) \gg 1$, где $k = 2\pi/\lambda$ - волновое число излучения. Как было показано нами в / 3 /, влияние поперечного дифракционного эффекта продольной волны на геометрию ее волнового фронта можно учесть введением диэлектрической проницаемости $\epsilon = 1 + \epsilon'$ фиктивной среды, моделирующей влияние этого эффекта на искажение геометрии продольного волнового фронта, причем

$$\epsilon' = \frac{1}{k^2 \rho} \left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} + \frac{1}{z} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \approx \frac{1}{k^2 \rho} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}.$$

На рис. 1б изображена соответствующая зависимость $\epsilon'(z)$. Геометрия продольных волновых фронтов с учетом этого эффекта изображена на рис. 1в.

Здесь важно отметить, что криволинейная координатная система, связанная с геометрией фронтов продольной волны вне резонатора, оказывается зависящей от свойств волнового поля, точнее, от кривизны $\frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2}$ амплитуды продольной составляющей этого поля и ρ . С физической точки зрения это означает, что уравнения волнового поля вне резонатора становятся нелинейными. Это замечание является основным в нашем исследовании.

По существу, на рис. 1в изображена координатная система с учетом нелинейного эффекта. Из этого рисунка видно, что поперечные сечения каналов вдоль направлений распространения волн вне резонатора переменны, оси каналов искривлены и подвержены локальным сжатиям-растяжениям. Это означает, что при распространении волн в таких каналах они будут испытывать рассеяние назад. Этот эффект приводит, например, к образованию стоячей волны Ψ_2 и гладкой структуры $\rho(z)$, показанной на рис. 1а.

Из рис. 1в также видно, что вблизи оптической оси z вне резонатора будет иметь место фокусировка продольной волны. Этот эффект тоже обусловлен нелинейностью рассматриваемой модели.

Определив криволинейную координатную систему, можно исследовать свойства поперечных колебаний Ψ_2 . В соответствии с представлениями, изложенными в / 3 /, поперечные радиальные колебания Ψ_2 в данной ситуации будут иметь место внутри потенциальной ямы $U(z) \sim k^2 \epsilon'$, показанной на рис. 1г. На этом же рисунке показаны возможные собственные значения энергии E этих поперечных колебаний. В рамках изложенных представлений не исключена возможность существования локализованных вблизи боковых границ резонатора поперечных колебаний поля Ψ_2 . Они могут иметь место в узкой потенциальной яме, изображенной на рис. 1г. Существование этих колебаний обусловлено нелинейным свойством проявления поперечного дифракционного эффекта продольной волны, искажающим координатную систему.

Таковы результаты физического анализа проблемы о структуре волнового поля лазерного излучения в цилиндрическом резонаторе и за его пределами. Подобный анализ можно применить по отношению ко всем типам классических лазерных резонаторов. Легко заметить, что он значительно отличается от анализа, существующего в литературе по лазерной физике (см., например, / 2 /).

Подведем итоги.

1. Рассмотренная выше физическая трактовка проблемы о структуре поля лазерного излучения вблизи свободных боковых границ пустых классических лазерных резонаторов существенно нелинейна. С этой точки зрения она значительно отличается от линейной трактовки, данной Л.А.Вайнштейном в / 2 /.

2. Вблизи свободной боковой границы лазерного резонатора не исключена возможность существования локализованных поперечных колебаний Ψ_2 поля излучения внутри узкой потенциальной ямы, изображенной на рис. 1г.

Последнее положение требует экспериментального подтверждения.

В заключение автор выражает благодарность Е.П.Орлову за полезные обсуждения материалов данной статьи.

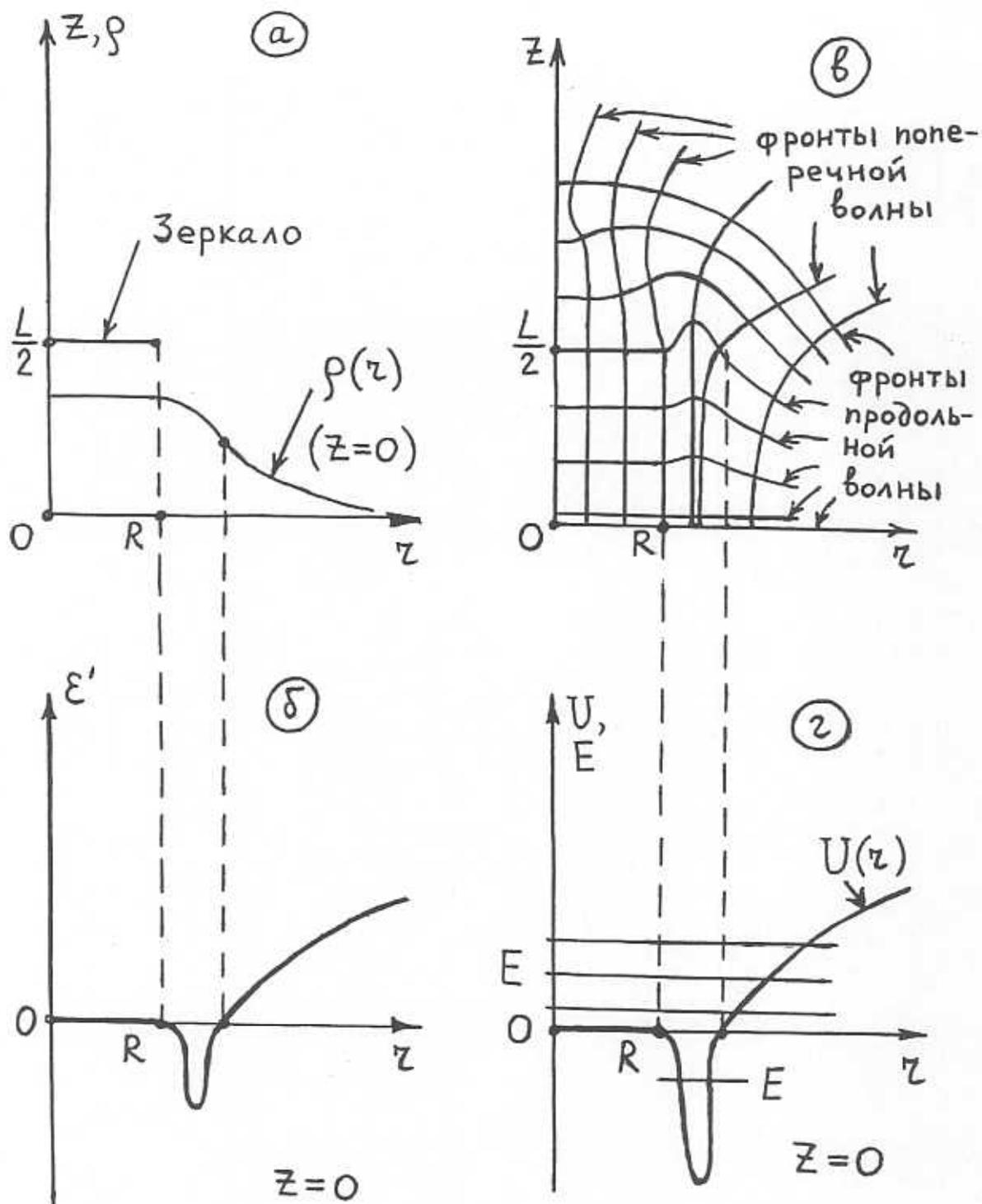


Рис. 1. Радиальные зависимости переменных задачи для пустого, открытого, цилиндрического лазерного резонатора с плоскими, параллельными, тонкими, круговыми, полупрозрачными зеркалами.

Литература

1. A.G.Fox, T.Li. "Resonant Modes in a Maser Interferometer". Bell Syst. Tech. J. 40, № 2, 453-488 (1961).
2. Л.А.Вайнштейн. "Открытые резонаторы и открытые волноводы". "Сов. Радио", М. (1966).
3. A.S.Biryukov, E.M.Kudryavtsev, A.N.Logunov, V.A.Scheglov. "Classical field theory methods in Laser Physics. 1. Radiation field in empty resonators and resonators with inhomogeneous active medium". J.Russian Laser Res. 17, № 3, 205-234 (1996).