

О НЕУСТОЙЧИВЫХ РЕЗОНАТОРАХ С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ ВЫХОДНЫМ ЗЕРКАЛОМ

Ю.А.Ананьев, В.Д.Соловьев

Обсуждаются достоинства и недостатки неустойчивых резонаторов с полупрозрачными выходными зеркалами; показано, что присутствие внутрирезонаторных aberrаций резко ограничивает область применимости таких схем.

Несколько лет тому назад японскими исследователями [1-3] была практически реализована очевидная идея, касающаяся возможности улучшения пространственного распределения излучения лазера с телескопическим резонатором. Идея сводится к замене традиционного полностью отражающего выходного зеркала на частично пропускающее. Такой прием при точном фазовом сопряжении излучения, выходящего через зеркало и через периферийную зону сечения резонатора, приводит к возрастанию доли мощности в центральном максимуме углового распределения за счет уменьшения мощности в боковых его крыльях (смотри также [4], разд. 5.1.3). Иллюстрацией может послужить рис. 1, на котором представлены картины углового распределения излучения лазера с традиционным (кривая 1) и модифицированным (кривая 2) осесимметричными резонаторами. В первом случае выходное зеркало непрозрачно, коэффициент увеличения M составляет 1,58, что соответствует потерям 60%. Во втором пропускание зеркала составляет 20%, коэффициент увеличения уменьшен, для сохранения величины суммарных потерь на прежнем уровне, до $M_1 = 1,41$. Для простоты здесь мы использовали простейшую модель резонатора с однородной активной средой в рамках вполне приемлемого для широкоапертурных неустойчивых резонаторов геометрического приближения [4, 5]. В этом случае основной модой резонатора является плоская волна с однородным распределением

интенсивности по волновому фронту. Поддержание равенства потерь резонаторов обеспечивает корректность сравнения рассчитанных пространственных распределений.

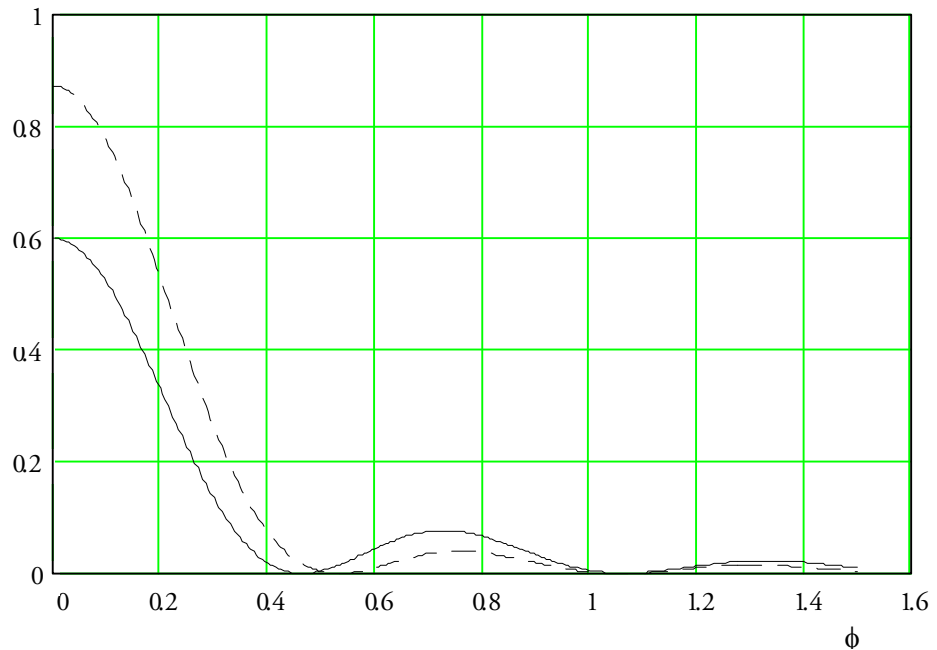


Рис. 1

Угловое распределение излучения осесимметричного неустойчивого резонатора обычной конфигурации (сплошная кривая) и с полупрозрачным выходным зеркалом (штриховая) в отсутствие aberrаций. По оси абсцисс отложено отношение ϕ угла наклона к дифракционному λ/r_0 ; единице по оси ординат соответствует значение осевой силы света источника с плоским волновым фронтом и той же выходной мощностью при равномерном распределении интенсивности по круглой апертуре того же диаметра.

В работе [6] было отмечено, что наряду с несомненными достоинствами рассматриваемой схемы ей присущ и принципиальный недостаток, заключающийся в возрастании требований к оптической однородности среды. Это является следствием как уменьшения коэффициента увеличения резонатора M (что повышает чувствительность резонатора к aberrациям [4, 5]), так и того, что существенный рост площади выходной апертуры при

наличии деформаций волнового фронта практически всегда приводит к росту их абсолютной величины.

Эти соображения были проиллюстрированы в [6] на простейшем примере, когда наведенная “линзовость” среды приводит к некомпенсированной сферичности волнового фронта на выходе лазера. На практике, однако, эту сферичность волнового фронта нетрудно уничтожить; так, в лазерных технологических установках можно осуществлять настройку на плоскость наилучшей фокусировки, что и при “линзовости” среды реализует характеристики, представленные на рис. 1.

В общем случае искажения волнового фронта не сводятся только к его сферичности, и указанный недостаток схемы с полупрозрачным зеркалом становится принципиально неустранимым. Мы решили проиллюстрировать это обстоятельство в рамках той же простой модели.

Ограничимся рассмотрением осесимметричных аберраций с учетом не только второй, но и последующей третьей степени в разложении их радиального распределения. При этом будем полагать, что во всех случаях осуществляется настройка на плоскость наилучшей фокусировки. В терминах угловой расходимости это соответствует установке на выходе лазера квадратичного фазового корректора (линзы), осуществляющего максимизацию интенсивности в центре углового распределения. Такой подход позволяет нам интересоваться исключительно ролью аберраций третьего порядка (имеющаяся “линзовость” среды будет автоматически учтена в процессе настройки).

Итак, пусть благодаря наличию неоднородностей среды набегающие в результате ее однократного прохождения волновые аберрации равны

$$F(\rho) = h \rho^3, \quad (1)$$

где $\rho = r/r_0$ - безразмерный радиус (диаметры активной зоны и вогнутого зеркала равны $2r_0$). В рамках используемого приближения такие неоднородности приводят к искажениям волнового фронта на выходе лазера

$$L(\rho) = \alpha_3 h \rho^3, \quad (2)$$

где α_3 - соответствующий абберациям типа (1) так называемый абберационный коэффициент, зависящий от увеличения M резонатора и места расположения источников аббераций [4, 5]. Если неоднородности распределены вдоль длины резонатора равномерно, то для $M = 1,58$ и $1,41$ величина коэффициента α_3 составляет 2,11 и 2,55 соответственно.

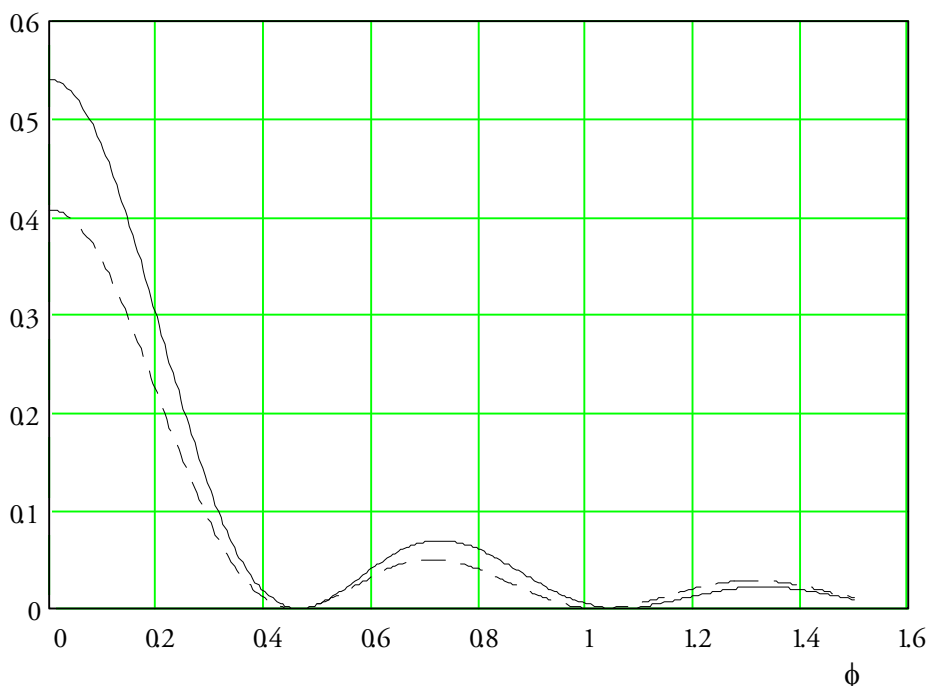


Рис.2

Случай присутствия аббераций третьего порядка; остальные обозначения те же, что и на рис.1

Рис. 2 относится к случаю $h = 2\lambda$. Хотя на первый взгляд такие абберации третьего порядка представляются большими, однако значительная их часть сводится к “линзовости” среды, которая считается скомпенсированной. Нетрудно выяснить, что подсчитанная при усреднении по всему сечению резонатора средняя квадратичная величина некомпенсируемых волновых аббераций на одном проходе через среду составляет здесь менее $0,2\lambda$.

Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что в случае традиционного резонатора такие aberrации почти не сказываются на угловом распределении излучения. В то же время при модифицированной схеме они существенно снижают осевую яркость излучения, и применение этой схемы становится явно невыгодным.

Напомним еще о сложности фазового сопряжения излучения, выходящего через центральную и периферийную части сечения неустойчивого резонатора с полупрозрачным зеркалом. Все это показывает, что при наличии даже небольших внутрирезонаторных aberrаций к применению подобных схем следует относиться с большой опаской.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yasui K., Tanaka M. and Yagi S.//Appl.Phys.Lett 1988, v.52, p.530
2. Yasui K., Tanaka M. and Yagi S.//Appl.Phys., 1989, v. 65, p.17
3. Yagi S., Yasui K., Takenaka Y., Kuzumoto M. and Tagashira M.//Proc. SPIE, 1990, v. 1225, p. 357
4. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. - М., "Наука", 1990, 264с.
5. Anan'ev Yu., Laser Resonators and The Beam Divergence Problem. - Adam Hilger (Bristol, Philadelphia and New York), 1992, 460p.
6. Anan'ev Yu.//Proc. SPIE, 1994, v. 2502, p. 96