

Ограничения в реализации многопроходных неустойчивых резонаторов

С.Ю.Страхов

Рассмотрены основные ограничения в реализации многопроходных неустойчивых резонаторов, связанные с внутррезонаторными потерями и крупномасштабными абберациями. Проведено численное моделирование неустойчивого резонатора, позволившее проанализировать влияние внутррезонаторных аббераций на основные характеристики лазерного излучения – мощность и расходимость. Предложен критерий эффективности неустойчивого многопроходного резонатора, пропорциональный яркости излучения и учитывающий влияние всех значимых факторов – разъюстировки, термодформации и основных параметров активной среды и резонатора – на характеристики лазерного излучения.

Ключевые слова: неустойчивый многопроходный резонатор, внутррезонаторные абберации, оптимизация резонатора.

На сегодняшний день проточные газовые и химические лазеры со сверхзвуковой прокачкой активной среды (АС) – газодинамические CO₂-лазеры (ГДЛ), сверхзвуковые химические кислородно-иодные лазеры (ХКИЛ), химические лазеры на молекулах HF (DF) – обеспечивают максимальные мощности и высокое оптическое качество излучения в непрерывном режиме. Поэтому во многих случаях такие лазеры являются оптимальными для решения как технологических задач, когда необходима высокая плотность энергии в зоне обработки, так и ряда специальных задач, связанных с транспортировкой излучения в дальнюю зону и силовым воздействием на объект.

Оптимальные характеристики излучения в таких лазерах достигаются при использовании неустойчивых резонаторов [1]. Это связано прежде всего с тем, что такие резонаторы обеспечивают малую угловую расходимость излучения при его высокой мощности, позволяют в случае необходимости обеспечить эффективное принудительное охлаждение выходного зеркала и т. д. С позиции применения неустойчивых резонаторов в проточных газовых и химических лазерах следует отметить, что все эти лазеры, несмотря на многообразие конструкций и принципов работы, имеют определенные особенности, а именно: ограниченную длину усиления – размер АС вдоль направления распространения излучения (в большинстве случаев это длина АС вдоль соплового блока, поперек потока АС) и относительно низкий коэффициент усиления слабого сигнала, который, частности, для CO₂-ГДЛ и ХКИЛ составляет 0.5–1 м⁻¹.

Преимущества неустойчивых резонаторов проявляются при достаточно высоких (более 1.3–1.5) коэффициентах увеличения. В то же время указанные выше осо-

бенности рассматриваемых лазеров не позволяют обеспечить такие коэффициенты увеличения в режиме однопроходного резонатора. Поэтому единственной возможностью использования в этих лазерах неустойчивых резонаторов является применение многопроходных схем, когда излучение на пути между концевыми зеркалами резонатора несколько раз проходит через объем АС. Тем самым увеличивается общая длина усиления и появляется возможность использовать неустойчивые резонаторы с относительно большими коэффициентами увеличения [1].

Использование многопроходных схем, наряду с повышением коэффициента увеличения резонатора, может обеспечивать и компенсацию неоднородности коэффициента усиления слабого сигнала АС. Для проточных газовых и химических лазеров такая неоднородность вниз по потоку достаточно характерна.

В частности, для CO₂-ГДЛ коэффициент усиления монотонно уменьшается от соплового блока вниз по потоку АС. В связи с этим в ГДЛ целесообразно использовать многопроходные схемы с уголковым отражателем в качестве одного из зеркал, обеспечивающие поворот поля на 180° за полный проход через резонатор [2]. В ХКИЛ распределение коэффициента усиления слабого сигнала вниз по потоку имеет вид параболы с выраженным максимумом. В работе [3] представлены решения для многопроходных резонаторов, обеспечивающие эффективную компенсацию такой амплитудной неоднородности.

Несмотря на очевидные достоинства, а в ряде случаев и на отсутствие реальной альтернативы многопроходным схемам, следует отметить, что при их применении появляется ряд негативных моментов, которые необходимо учитывать при разработке резонатора.

1. Увеличение числа дополнительных зеркал приводит к соответствующему росту внутррезонаторных потерь и к снижению мощности излучения.

2. Увеличение длины резонатора и наличие дополнительных зеркал способствует повышению его чувствительности к ошибкам юстировки.

С.Ю.Страхов. Институт лазерной техники и технологий Балтийского государственного технического университета «Военмех» им. Д.Ф. Устинова, Россия, 198005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: strakhov_s@mail.ru

3. При увеличении длины телескопического резонатора увеличиваются радиусы кривизны концевых зеркал, соответственно уменьшаются стрелки прогиба их отражающих поверхностей и повышается чувствительность резонатора к ошибкам в радиусах кривизны зеркал, возникающим как в процессе изготовления зеркал, так и при их термодформации во время работы лазера.

4. При увеличении длины резонатора уменьшается число Френеля, что приводит к возрастанию дифракционных потерь и, следовательно, к падению мощности излучения, а также к более неоднородному распределению его интенсивности по апертуре (при числах Френеля менее 10–20).

5. С увеличением протяженности оптической трассы в АС лазера возрастает влияние ее фазовых неоднородностей на оптическое качество и расходимость излучения, а также, но в меньшей степени, на мощность.

6. Использование многопроходных схем приводит к уменьшению размеров апертуры по сравнению со случаем однопроходного резонатора, что вызывает повышение лучевой нагрузки на зеркала, а также увеличение дифракционной расходимости (при отсутствии коллимирования пучка после резонатора системой формирования излучения).

Следует также отметить, что указанные негативные моменты появляются не только при использовании многопроходных схем, но и при непосредственном увеличении длины резонатора за счет увеличения длины соплового блока и расстояния между зеркалами без увеличения длины соплового блока из-за конструктивных особенностей лазера.

В связи с этим выбор оптической схемы резонатора, числа проходов излучения по АС и длины резонатора представляется достаточно сложной многопараметрической задачей, при решении которой необходимо учитывать все указанные положительные и отрицательные моменты. В данной работе предлагается новый подход к выбору оптимальной резонаторной схемы.

В качестве целевой функции для оптимизации неустойчивого резонатора можно использовать величину X , пропорциональную интенсивности излучения в дальней зоне:

$$X = P/\theta^2, \quad (1)$$

где P и θ – мощность и расходимость лазерного излучения.

С учетом указанных выше факторов, влияющих на параметры резонатора, критерий X может быть записан следующим образом:

$$X = \frac{(1 - \bar{P}_a)(1 - \bar{P}_r)P_0}{\beta^2 \theta^2}, \quad (2)$$

где P_0 – мощность излучения при отсутствии внутрирезонаторных aberrаций; $\bar{P}_a = (\Delta P_0)_a/P_0$ – относительное уменьшение мощности, вызванное разъюстировкой зеркала; $\bar{P}_r = (\Delta P_0)_r/P_0$ – относительное уменьшение мощности, обусловленное отклонениями радиусов кривизны зеркал как из-за технологических ошибок, так и вследствие термодформаций в процессе работы лазера; $(\Delta P_0)_a$ и $(\Delta P_0)_r$ – абсолютное снижение мощности из-за разъюстировки и отклонений радиусов кривизны соответственно; β – фактор оптического качества АС

лазера, показывающий, во сколько раз увеличивается расходимость лазерного излучения при наличии фазовых неоднородностей АС по сравнению со случаем, когда оптическое качество АС идеально.

Величина β в значительной степени зависит как от уровня неоднородности показателя преломления АС, так и от длины оптического пути, который излучение проходит по АС внутри резонатора. Характеристикой оптического качества АС может являться число Штреля излучения (Sh) после однократного прохождения АС. Величина β может быть определена через число Штреля следующим образом:

$$\beta = Sh^{-0.5}.$$

Число Штреля, в свою очередь, с достаточно высокой степенью точности определяется по дисперсии фазы волнового фронта D_ϕ выходного лазерного излучения: $Sh \approx \exp(-D_\phi)$. Уровень неоднородностей показателя преломления, а следовательно, и величина β пропорциональны средней плотности АС. В частности, для ХКИЛ влияние β по сравнению с влиянием других факторов пренебрежимо мало ($\beta = 1.02 - 1.05$ при $Sh = 0.98 - 0.95$). В ГДЛ значение β существенно выше (1.43–2 при $Sh = 0.7 - 0.5$). Величина β сильно зависит и от конкретного распределения показателя преломления АС, определяемого типом схемы смещения ее компонентов, конструкциями соплового блока и резонаторной камеры и т. д. Детальному анализу влияния оптических неоднородностей АС на работу резонатора и параметры излучения лазера посвящено достаточно большое количество работ, в частности [1, 4].

Угол расходимости в (2) с определенной степенью точности может быть представлен в виде суперпозиции трех независимых составляющих – дифракционной составляющей, составляющей, связанной с разъюстировкой резонатора, и составляющей, обусловленной отклонениями радиусов кривизны зеркал от номинала, которые возникают как за счет ошибок изготовления зеркал, так и вследствие термодформации:

$$\theta^2 = \left[\left(\frac{\theta_r}{\theta_0} \right)^2 + \left(\frac{\theta_a}{\theta_0} \right)^2 + 1 \right] \theta_0^2. \quad (3)$$

Здесь $\theta_0 = 2(\lambda/d)M/(M-1)$ – дифракционный угол расходимости (для неустойчивого конфокального резонатора с диаметром излучающей апертуры d и коэффициентом увеличения M); θ_a/θ_0 и θ_r/θ_0 – увеличение угла расходимости относительно дифракционного, обусловленное разъюстировкой резонатора и деформацией его зеркал соответственно.

Влияние оптических неоднородностей на угловую расходимость можно было учесть добавлением еще одной составляющей в (3), однако в настоящей работе это осуществляется через фактор оптического качества β (см. (2)), как, например, в [5].

Для исследования влияния внутрирезонаторных aberrаций, связанных с разъюстировкой и термодформацией зеркал (неточностями изготовления зеркал в настоящей работе пренебрегалось), на основные характеристики излучения (мощность и расходимость) в зависимости от параметров резонатора (коэффициента увеличения M и числа Френеля N_F) использовалось численное моделирование по методике [6]; расчеты резонатора осуществля-

лись в дифракционном приближении спектральным методом с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье. Для этого трехмерная расчетная область неустойчивого резонатора разбивалась на отдельные сегменты, ограниченные вдоль направления распространения излучения амплитудно-фазовыми экранами. Все расчеты проводились для квадратной сетки размером 512×512 узлов, причем центральная область сетки размером 256×256 узлов вписывалась в апертуру АС, а оставшиеся узлы (по 128 с каждой стороны) представляли собой «охранную зону». АС разбивалась на пять одинаковых сегментов. Пустые области между каждым из зеркал и соответствующей границей АС представляли собой еще два сегмента. Указанная конфигурация расчетной области обеспечивала достаточную точность вычислений для рассматриваемых схем неустойчивого резонатора.

Для каждого i -го экрана комплексная амплитуда поля световой волны домножалась на амплитудно-фазовый множитель A_i , характеризующий интегральные усиительные и абберационные свойства АС внутри сегмента:

$$u_i(x, y, z) = u(x, y, z)A_i(x, y),$$

$$A_i(x, y) = \exp[i\varphi(x, y)] \exp(gL_i/2),$$

где $\varphi(x, y)$ – изменение фазы излучения при прохождении АС в сегменте, предшествующем i -му экрану (в данной работе полагалось, что среда идеальна и $\varphi(x, y) = \text{const}$); g – коэффициент усиления АС; L_i – протяженность сегмента, предшествующего i -му экрану, в направлении распространения излучения.

В настоящей работе использовалась простейшая модель усиления АС, согласно которой коэффициент усиления в каждой точке может быть определен как

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_s},$$

где g_0 – коэффициент усиления слабого сигнала; I_s – интенсивность насыщения; I – текущая интенсивность излучения.

В настоящей работе исследовался конфокальный неустойчивый резонатор положительной ветви, как наиболее распространенный. В процессе численного моделирования рассматривалось влияние крупномасштабной фазовой неоднородности типа линзы (термодеформация) или оптического клина (разьюстировка), сосредоточенных на вогнутом зеркале двухзеркального (однопроходного) неустойчивого резонатора. Моделирование проводилось для коэффициента увеличения M и числа Френеля $N_F = d^2/(4\lambda L)$, где L – длина резонатора. Варьировались следующие параметры, характеризующие уровень крупномасштабных неоднородностей: относительный угол разьюстировки резонатора $\Delta\bar{\alpha} = \alpha d/\lambda$, где α – абсолютная разьюстировка зеркала (величина $\Delta\bar{\alpha}$ пропорциональна изменению фазы излучения на зеркале, возникающему за счет разьюстировки), и относительная величина деформации зеркала, пропорциональная искажению волнового фронта, $\bar{\omega} = \omega/\lambda$, где ω – абсолютная деформация зеркала (величина $\bar{\omega}$ пропорциональна стрелке прогиба зеркала относительно номинальной поверхности, выраженной в длинах волн).

Перед расчетом передачи энергии излучения в дальнюю зону для определения параметров диаграммы на-

правленности и угла расходимости излучения из волнового фронта, сформированного резонатором, выделялись крупномасштабные фазовые aberrации (сферическая и линейная) и осуществлялась их численная «компенсация», т. е. рассматривался остаточный – после выделения сферы или клина – ВФ, как это делалось, например, в [7]. Данная операция связана с тем, что на практике выделение этих составляющих осуществляется простой перифокусировкой (для сферической компоненты) или наклоном оси распространения излучения (для линейной фазовой составляющей).

В результате моделирования были получены расчетные зависимости \bar{P}_a , θ/θ_0 и \bar{P}_r , которые представлены на рис.1 – 3 соответственно. Численные исследования показали, что сферическая фазовая aberrация, вызванная термической деформацией зеркал, приводит к снижению

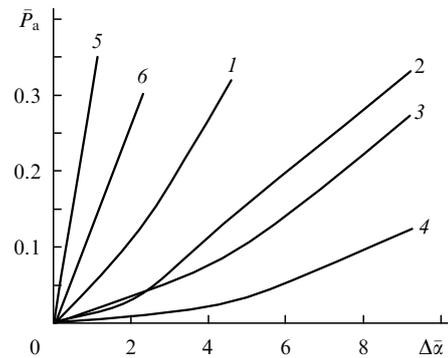


Рис.1. Зависимости относительного уменьшения мощности генерации \bar{P}_a от относительной разьюстировки вогнутого зеркала неустойчивого резонатора $\Delta\bar{\alpha}$ при $M = 1.5, N_F = 79$ (1); $M = 2.0, N_F = 79$ (2); $M = 1.5, N_F = 314$ (3); $M = 2.0, N_F = 314$ (4); $M = 1.5, N_F = 19$ (5); $M = 1.3, N_F = 78$ (6).

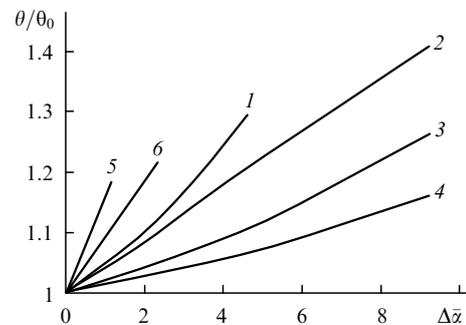


Рис.2. Зависимости нормированного угла расходимости θ/θ_0 от относительной разьюстировки вогнутого зеркала неустойчивого резонатора $\Delta\bar{\alpha}$ при $M = 1.5, N_F = 79$ (1); $M = 2.0, N_F = 79$ (2); $M = 1.5, N_F = 314$ (3); $M = 2.0, N_F = 314$ (4); $M = 1.5, N_F = 19$ (5); $M = 1.3, N_F = 78$ (6).

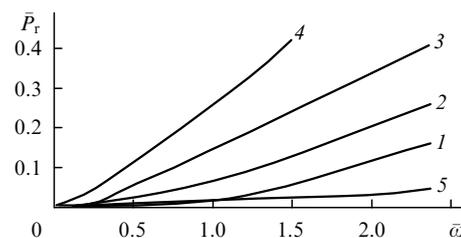


Рис.3. Зависимости относительного уменьшения мощности генерации \bar{P}_r от относительной термодеформации $\bar{\omega}$ вогнутого зеркала неустойчивого резонатора при $M = 2.0, N_F = 79$ (1); $M = 1.5, N_F = 79$ (2); $M = 1.3, N_F = 79$ (3); $M = 1.5, N_F = 19$ (4); $M = 1.5, N_F = 314$ (5).

мощности и появлению в структуре волнового фронта излучения на выходе из лазера крупномасштабной сферической составляющей. После ее компенсации волновой фронт излучения оказывается близким к волновому фронту, сформированному аналогичным резонатором в отсутствие aberrаций зеркал. Следовательно, для остаточного (после выделения сферической составляющей) волнового фронта $\theta_r/\theta_0 = 0$.

В зависимости от конструкции резонатора и способа юстировки реально достижимые значения α могут существенно различаться. В частности, при ручной юстировке и визуальном контроле за ней реально достижимым можно считать $\alpha = 10 - 20''$, при автоматизированной юстировке, например с использованием пьезокерамических приводов зеркал и ПЗС-матрицы для контроля процесса юстировки, $\alpha = 5 - 10''$. Кроме того, следует отметить, что в процессе работы лазера может происходить разъюстировка зеркал, связанная, в частности, с вибрацией, силовой нагрузкой на несущие элементы резонатора и т. д., которая ухудшает показатели точности углового положения зеркал α , достигнутые на стадии предпусковой юстировки.

Характерные термические деформации зеркал ω в процессе работы лазера могут быть определены на основе теплофизического расчета зеркал по методикам [8]. В частности, можно воспользоваться соотношением

$$\omega = \frac{\xi_{ab} I_m b^2 \gamma_T}{2 \lambda_T}, \quad (4)$$

где I_m – интенсивность падающего на зеркала излучения; ξ_{ab} – коэффициент поглощения зеркала; b – радиус лазерного пучка; γ_T – коэффициент линейного температурного расширения; λ_T – коэффициент теплопроводности. В зависимости от типа лазера, параметров зеркал и мощности излучения величина стрелки прогиба может варьироваться в достаточно широких пределах (от 0.1 до 10 мкм).

Все приведенные данные, как уже указывалось, были получены путем численного моделирования крупномасштабных неоднородностей, сосредоточенных на вогнутом зеркале резонатора. Результаты могут быть обобщены для многозеркальных резонаторов в предположении, что крупномасштабные фазовые aberrации первого и второго порядков, вносимые каждым зеркалом, независимы. В этом случае суммарная внутрирезонаторная aberrация может быть записана в следующем виде:

$$\bar{\omega}_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^N \bar{\omega}_i^2 = N \bar{\omega}_i^2, \quad (5)$$

$$\Delta \bar{\alpha}_\Sigma^2 = \sum_{i=1}^N \Delta \bar{\alpha}_i^2 = N \Delta \bar{\alpha}_i^2,$$

где N – общее число отражений от зеркал за полный проход через резонатор; $\Delta \bar{\alpha}_i$, $\bar{\omega}_i$ – относительная разъюстировка и деформация, вносимая каждым зеркалом. Аналогичные зависимости могут быть записаны и для абсолютных значений углов разъюстировки α и термической деформации ω .

Как известно, для оценки мощности генерации лазера без учета внутрирезонаторных aberrаций может использоваться формула [9]

$$P_0 = \frac{I_s t F}{2} \left[\frac{2g_0 L_{am} + \ln(1-t-\chi)}{-\ln(1-t-\chi)} \right], \quad (6)$$

где F – площадь излучающей апертуры (для устойчивого резонатора); t – коэффициент пропускания выходного зеркала; L_{am} – протяженность АС; χ – внутрирезонаторные потери мощности, не связанные с aberrациями.

Для неустойчивого резонатора коэффициент пропускания с высокой точностью может быть выражен через коэффициент увеличения: $t = 1 - 1/M^2$; величина F в этом случае равна площади поперечного сечения лазерного пучка, падающего на выходное зеркало.

Внутрирезонаторные потери мощности, не связанные с aberrациями, определяют потери на неактивное поглощение в АС, которыми для газовых лазеров можно пренебречь, дифракционными потерями и потерями на зеркалах. Уровень дифракционных потерь определяется числом Френеля N_F ; при $N_F > 20 - 50$ дифракционные потери становятся пренебрежимо малыми. Потери мощности на зеркалах равны произведению числа отражений N излучения от зеркал за полный проход через резонатор и потерь на одном зеркале χ_0 .

С учетом (3), (5), (6) выражение (2) может быть записано следующим образом:

$$\begin{aligned} X &= \frac{[1 - \bar{P}_a(N_F, M, \Delta \bar{\alpha}_\Sigma)] [1 - \bar{P}_r(N_F, M, \bar{\omega}_\Sigma)]}{\beta^2 \theta_0^2 [\theta(N_F, M, \Delta \bar{\alpha}_\Sigma)/\theta_0]^2} \\ &\times \frac{I_s (1 - 1/M^2) F}{2} \left\{ \frac{2g_0 L_{am} + \ln[1/M^2 - \chi(N, N_F)]}{-\ln[1/M^2 - \chi(N, N_F)]} \right\} \\ &\approx \frac{[1 - \bar{P}_a(N_F, M, \Delta \bar{\alpha}_\Sigma)] [1 - \bar{P}_r(N_F, M, \bar{\omega}_\Sigma)]}{\beta^2 [(2\lambda/d)(M/(M-1))]^2 [\theta(N_F, M, \Delta \bar{\alpha}_\Sigma)/\theta_0]^2} \\ &\times \frac{I_s (1 - 1/M^2) F}{2} \left[\frac{2g_0 L_{am} + \ln(1/M^2 - \chi_0 N)}{-\ln(1/M^2 - \chi_0 N)} \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

В качестве примера использования (7) для оптимизации многопроходных неустойчивых резонаторов рассмотрим неустойчивый резонатор при следующих условиях: поперечные размеры АС 0.12×0.12 м, длина АС $L_{am} = 1$ м, расстояние между плоскостями установки зеркал 1.7 м, коэффициент усиления слабого сигнала $g_0 = 0.5$ м⁻¹, интенсивность насыщения 2 кВт/см², длина волны излучения $\lambda = 10.6$ мкм; оптическое качество АС принималось идеальным: $\beta = 1$.

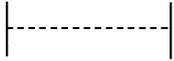
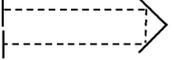
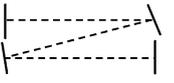
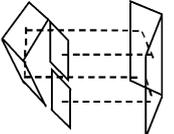
Термодеформация зеркала определялась из соотношения (4) для мощности излучения 50 кВт, $b = 0.06$ м, $\xi_{ab} = 0.015$, $\gamma_T = 16.7 \times 10^{-6}$ К⁻¹ и $\lambda_T = 400$ Вт·м⁻¹·К⁻¹ (медные зеркала) и составила для одного зеркала $\omega = 5.6$ мкм, или $\bar{\omega} = 0.53$.

Рассматривались четыре типа неустойчивых резонаторов: однопроходный, двухпроходный, трехпроходный и четырехпроходный. Схемы и основные параметры рассматриваемых резонаторов представлены в табл. 1.

В формуле (7) размер излучающей апертуры d принимался одинаковым для различных типов резонаторов в предположении о коллимировании пучка после резонатора до диаметра главного зеркала системы формирования излучения (в расчетах $d = 1$ м).

На рис. 4 и 5 показаны зависимости от M мощности и критерия X , определяемого из соотношения (7), для идеального и реального неустойчивых резонаторов. Иде-

Табл.1. Основные параметры неустойчивых резонаторов.

Тип и схема устойчивого резонатора	Размер апертуры (м)	$L_{am}(L)$ (м)	N_F	N	χ (при $\chi_0 = 0.015$)	$\Delta\bar{x}_i$ (при $\alpha = 20''$)	$\Delta\bar{x}_\Sigma$	$\bar{\omega}_\Sigma$ (при $\omega = 5.6$ мкм)	$(\Delta P)_a/P_0$ (при $M = 1.5$)	$(\Delta P)_r/P_0$ (при $M = 1.5$)	θ/θ_0 (при $M = 1.5$)
Однопроходный 	0.12×0.12	1(1.7)	200	2	0.03	1.10	1.56	0.71	0.02	0.03	1.04
Двухпроходный (П-образный) 	0.12×0.06	2(3.4)	56	6	0.09	0.83	2.03	1.22	0.16	0.15	1.15
Трехпроходный (Z-образный) 	0.12×0.06	2.5(5)	38	6	0.09	0.83	2.03	1.22	0.22	0.15	1.23
Четырехпроходный 	0.06×0.06	4(6.8)	12	14	0.21	0.55	2.06	1.87	0.45	0.55	1.45

альный резонатор – это резонатор, в котором отсутствуют aberrации, а потери на зеркалах составляют 0.01. Реальный резонатор моделировался с учетом крупномасштабных внутрирезонаторных aberrаций, обусловленных неточностями юстировки и термдеформацией зеркал, а также с учетом потерь, зависящих от количества зеркал и отражений в схеме. В расчетах предполагалось, что неточности юстировки каждого зеркала составляют $20''$, а абсолютная термдеформация каждого зеркала, как уже указывалось, равна 5.6 мкм.

Из рис.4 и 5 следует, что в случае идеального резонатора, моделируемого без внутрирезонаторных aberrаций и существенных потерь, с увеличением числа проходов в резонаторе как мощность, так и расходимость вполне предсказуемо возрастают, т. е. многопроходные резонаторы оказываются более эффективными.

Ситуация меняется при учете внутрирезонаторных потерь и aberrаций. Из рис.4, 5 видно, что эффектив-

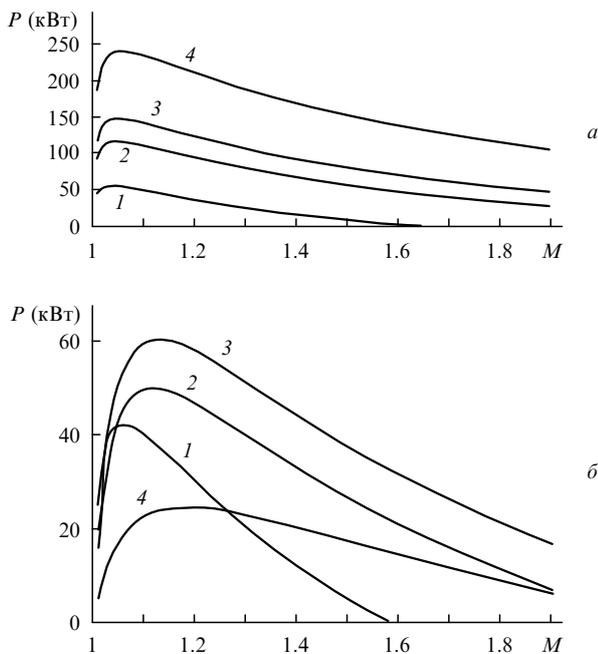


Рис.4. Зависимости мощности генерации P от коэффициента увеличения M для различных схем резонаторов без учета внутрирезонаторных aberrаций и при суммарных потерях $\chi = 0.01$ (а) и с учетом внутрирезонаторных aberrаций и реальных потерь в соответствии с табл.1 (б) в случае однопроходного (1), двухпроходного (2), трехпроходного (3) и четырехпроходного (4) резонаторов.

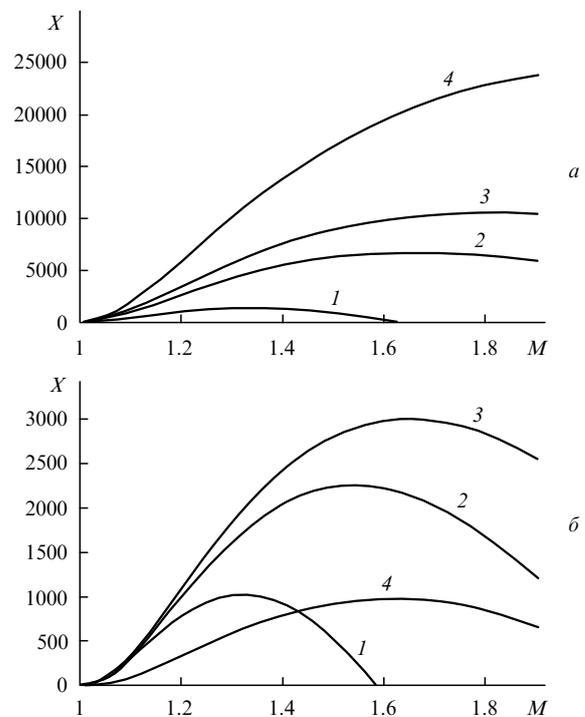


Рис.5. Зависимости критерия X от коэффициента увеличения M для различных схем резонаторов без учета внутрирезонаторных aberrаций и при суммарных потерях $\chi = 0.01$ (а) и с учетом внутрирезонаторных aberrаций и реальных потерь в соответствии с табл.1 (б) в случае однопроходного (1), двухпроходного (2), трехпроходного (3) и четырехпроходного (4) резонаторов.

ность резонатора, определяемая как мощностью излучения, так и критерием X , возрастает лишь в том случае, если число проходов не больше трех. Четырехпроходная схема проигрывает по эффективности, выраженной критерием X , не только трех-, но и двухпроходной схеме, а по мощности генерации – всем схемам, включая и однопроходную. Это очевидно связано с резким ростом внутрирезонаторных потерь и с усилением влияния фазовых aberrаций на параметры излучения в четырехпроходной схеме с большим числом отражений от зеркал при полном проходе излучения через резонатор (см. табл.1).

Данная ситуация будет усугубляться тем, что в реальных условиях эффективная апертура в четырехпроходной схеме будет еще меньше (это связано с неизбежными зазорами между плоскостями установки зеркал), а следовательно, ухудшится заполнение АС излучением и уменьшится мощность генерации. Кроме того, в четырехпроходной схеме есть и другие, менее формализуемые недостатки: усложнение процедуры юстировки, сложность конструкции, меньший диаметр апертуры, который требует более сильной коллимации пучка для достижения диаметра главного зеркала системы формирования, и т. д.

Таким образом, увеличение в рассматриваемом примере числа проходов (больше трех) с точки зрения повышения эффективности резонатора нецелесообразно. Естественно, что оптимальное число проходов в резонаторе будет зависеть от реальных условий задачи и должно определяться отдельно в каждом конкретном случае. Однако сам рассмотренный подход представляется достаточно универсальным; он может быть также дополнен учетом оптических неоднородностей АС через фактор оптического качества β , если о них есть достоверная информация. Рассмотренный подход к оптимизации апробировался, в частности, при проектировании многопроходных резонаторов 100-киловаттного ГДЛ [2] и 10-киловаттного ХКИЛ [10].

В заключение можно сформулировать основные выводы работы.

– При проектировании многопроходных неустойчивых резонаторов существует ряд объективных ограничений, препятствующих повышению их эффективности путем наращивания числа проходов и увеличения тем самым протяженности АС вдоль оси резонатора.

– Ограничения в реализации многопроходных резонаторов связаны, прежде всего, с ростом потерь на зеркалах и повышением уровня и степени влияния на параметры излучения крупномасштабных внутрирезонаторных неоднородностей, обусловленных погрешностями юстировки и термодформацией зеркал в процессе работы.

– Для оптимизации многопроходных резонаторов предлагается использовать комплексный критерий оптимальности (7), учитывающий влияние на характеристики лазерного излучения всех значимых факторов – разъюстировки, термодформации и основных параметров АС и резонатора.

1. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
2. Борейшо А.С., Леонов А.Ф., Страхов С.Ю., Трилис А.В. *Квантовая электроника*, **33** (2), 177 (2003).
3. Савин А.В., Страхов С.Ю., Дружинин С.Л. *Квантовая электроника*, **36** (9), 867 (2006).
4. Orlova I.V. *High Technol.*, **45**, 55 (1997).
5. Даути Дж. *Аэрокосмическая техника*, № 2, 53 (1990).
6. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).
7. Лобачев В.В., Страхов С.Ю. *Оптич. журн.*, **67** (1), 66 (2000).
8. Харитонов В.В. *Теплофизический расчет лазерных зеркал* (М.: Изд-во МИФИ, 1985).
9. Лосев С.А. *Газодинамические лазеры* (М.: Наука, 1977).
10. Борейшо А.С., Мальков В.М., Савин А.В., Васильев Д.Н., Евдокимов И.М., Трилис А.В., Страхов С.Ю. *Квантовая электроника*, **33** (4), 307 (2003).