

Неоднородности активной среды и оптическое качество излучения сверхзвуковых химических кислородно-иодных лазеров

А.С.Борейшо, С.Л.Дружинин, В.В.Лобачев, А.В.Савин, С.Ю.Страхов, А.В.Трилис

Исследованы оптические неоднородности активной среды сверхзвукового химического кислородно-иодного лазера (ХКИЛ) и их влияние на параметры излучения при использовании неустойчивого резонатора. Рассмотрена классификация оптических неоднородностей и основные факторы, определяющие качество излучения ХКИЛ. Представлены результаты численного моделирования трехмерной газодинамики активной среды и неустойчивого оптического резонатора в дифракционном приближении. Определены ограничения в реализации крупномасштабных ХКИЛ, обусловленные ухудшением оптического качества излучения.

Ключевые слова: оптическое качество излучения, сверхзвуковой химический кислородно-иодный лазер, неустойчивый резонатор, численное трехмерное моделирование газодинамических процессов, численное моделирование оптического резонатора, регулярные и стохастические мелкомасштабные неоднородности.

1. Введение

Химические кислородно-иодные лазеры (ХКИЛ) со сверхзвуковой прокачкой активной среды (АС) являются перспективными источниками мощного лазерного излучения, что обусловлено такими их достоинствами, как автономность, высокий энергоэффект, длина волны, соответствующая ближнему инфракрасному диапазону, и т. д. Эффективность ХКИЛ, как и любого мощного лазера, в равной степени определяется двумя основными параметрами – мощностью лазерного излучения и его оптическим качеством. В данном случае под оптическим качеством излучения понимается степень равномерности волнового фронта (ВФ) излучения в выходной апертуре лазера. Основными причинами ухудшения оптического качества излучения являются:

- разъюстировка зеркал резонатора в процессе работы лазера;
- исходные (технологически обусловленные) оптические искажения резонаторной оптики;
- термодформация зеркал резонатора в процессе работы лазера;
- оптические неоднородности АС.

Первые три причины достаточно универсальны и характерны для различных типов мощных лазеров. Они подробно исследованы в ряде работ и обобщены, в частности, в [1, 2]. Что касается оптических неоднородностей АС, то данный фактор сильно зависит от параметров соплового блока и характеристик газового потока (плотность, температура, концентрация компонентов и т. д.). Для ХКИЛ со сверхзвуковой прокачкой этот вопрос пра-

ктически не изучен, что обусловлено как сложностью детального моделирования и исследования процессов в их АС, приводящих к нарушению оптической однородности, так и сравнительно низким давлением в АС, делающим уровень оптических неоднородностей, на первый взгляд, незначительным. Последнее, однако, справедливо лишь для ХКИЛ малой мощности, в которых протяженность АС вдоль оси резонатора не превышает 10 см. Для ХКИЛ же средней и, тем более, высокой мощности с суммарной протяженностью АС порядка 1 м проблема оптического качества является достаточно важной и может быть лимитирующим фактором при создании крупногабаритных лазерных установок.

В данной работе сделана попытка оценить уровень оптических неоднородностей в АС сверхзвуковых ХКИЛ и спрогнозировать их влияние на эффективность лазера с неустойчивым резонатором при масштабировании лазерной установки.

2. Классификация оптических неоднородностей АС ХКИЛ

На рис.1 представлена возможная классификация оптических неоднородностей АС мощных газовых лазеров. Амплитудные неоднородности связаны, в первую очередь, с неоднородностью коэффициента усиления в объеме АС. Для ХКИЛ такая неоднородность, как известно, обусловлена тем, что характерные времена кинетических процессов, определяющих наработку возбужденных атомов иода и, соответственно, усиление, имеют тот же порядок, что и «транспортное время», в течение которого АС проходит зону генерации. В работе [3] достаточно подробно рассмотрены вопросы компенсации амплитудных неоднородностей в ХКИЛ с помощью многопроходного неустойчивого резонатора. Следует отметить, что амплитудные неоднородности АС слабо влияют на структуру ВФ, а следовательно, на оптическое качество излучения [1]. Поэтому в данной работе они рассматриваться не будут.

А.С.Борейшо, С.Л.Дружинин, В.В.Лобачев, А.В.Савин, С.Ю.Страхов, А.В.Трилис. Институт лазерной техники и технологий Балтийского государственного технического университета «Военмех» им. Д.Ф. Устинова, Россия, 190005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: strakhov_s@mail.ru

Поступила в редакцию 24 ноября 2006 г., после доработки – 5 апреля 2007 г.

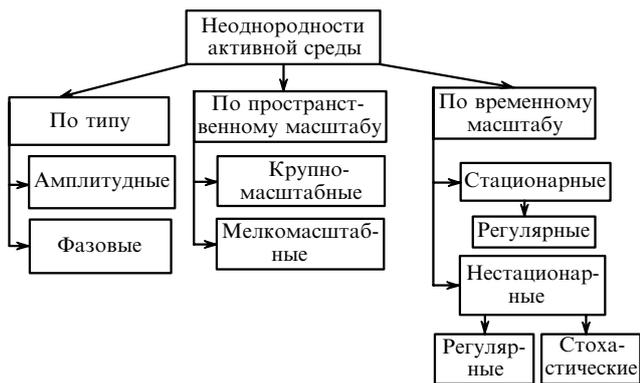


Рис.1. Классификация оптических неоднородностей АС мощных газовых лазеров.

Деление неоднородностей на крупномасштабные, имеющие характерный размер, соизмеримый с размером излучающей апертуры, и мелкомасштабные, существенно меньшие этой апертуры, связано с качественно разным влиянием таких неоднородностей на эффективность неустойчивых резонаторов. В частности, в [4] показано, что при совпадении размера неоднородности с диаметром d_F первой зоны Френеля неустойчивого резонатора ($d_F = 2(\lambda L_r)^{1/2}$, где λ – длина волны излучения, L_r – длина резонатора) наблюдается резкое возрастание угла расхождения излучения и соответствующее снижение яркости лазерного пучка. Для ХКИЛ с характерной длиной резонатора 1–5 м при $\lambda = 1.315$ мкм $d_F = 2 – 5$ мм. Характерный размер неоднородностей показателя преломления в потоке соответствует размеру конструктивных элементов соплового блока лазера, а именно – шагу сопел. Наиболее неблагоприятная с точки зрения работы резонатора ситуация, когда эти размеры совпадут, может иметь место в ХКИЛ.

Можно предположить, что для ХКИЛ непрерывного действия характерны стационарные оптические неоднородности потока АС, основной причиной которых являются ударные волны и связанные с ними изменения плотности потока. Нерегулярные стохастические неоднородности, вызванные турбулентностью потока, в АС ХКИЛ не проявляются. Это обусловлено низкими характерными числами Рейнольдса ($Re \sim 10^3 – 10^4$) и, соответственно, ламинарным режимом течения АС в полости резонатора.

3. Объект и методы численного моделирования

Объектом численного моделирования в данной работе являлась АС, сформированная плоским сопловым блоком с трансзвуковой инжекцией иода.

Общий вид соплового блока представлен на рис.2.

Данный сопловой блок был разработан и успешно апробирован в экспериментах с ХКИЛ 10-киловаттного класса в НПП «Лазерные системы» [5, 6]. Основные характеристики соплового блока: рабочая длина 36 см, расстояние между соплами 8.6 мм, размер критического сечения сопла 4 мм, степень расширения сопла 2, шаг отверстий для инжекции иода 4 мм, диаметр отверстий для инжекции иода 0.5 мм.

Газодинамический расчет структуры течения был выполнен в программном пакете CFX-5. Использовались LES- и RANS-модели. RANS-моделирование (Reynolds-averaged Navier Stokes – усредненные по Рейнольдсу уравнения Навье – Стокса) проводилось с использованием модели турбулентности типа $k – \omega$ SST. Эта модель позволяет адекватно моделировать как пристеночные, так и свободные турбулентные потоки с сильным вязко-невязким взаимодействием при небольших числах Рейнольдса. С помощью LES-модели (Large Eddy Simulation – моделирование крупных вихрей) исследовалось влияние крупномасштабных случайных возмущений [7]. Их структура существенно зависит от газодинамических макромасштабов, поэтому RANS-модели не подходят для исследования таких возмущений. Химические процессы моделировались на основе метода расщепления по физическим процессам и модели конечных скоростей реакций [6]. Использовалась наиболее полная из общепринятых моделей активной среды ХКИЛ, включающая в себя 12 компонентов и 34 реакции.

На рис.3 показана геометрия расчетной области, которой служил повторяющийся элемент соплового блока. В качестве граничных условий в расчетах принимались следующие параметры.

Для первичного потока (поток через сопло, содержащий синглетный кислород и буферный газ азот) давление торможения равно 25 Тор, температура торможения со-



Рис.3. Геометрия расчетной области (наклонные стрелки – первичный поток газа, вертикальные – вторичный).

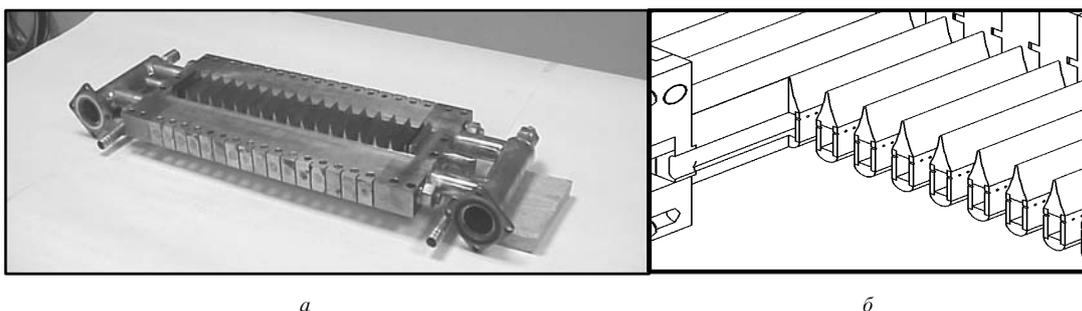


Рис.2. Общий вид соплового блока ХКИЛ (а) и конфигурация сопел (б).

ставляет 300 К, массовые доли компонентов таковы: $O_2(^1\Delta) - 0.15118$, $O_2(^3\Sigma) - 0.100787$, $Cl_2 - 0.02942$, $H_2O - 0.022378$, $N_2 - 0.696235$.

Для вторичного потока (дозвуковой поток на выходе иодных инжекторов, содержащий иод и буферный газ азот) скорость равна 347.4 м/с, статическая температура – 294 К, давление составляет 100 Тор, массовые доли компонентов: $I_2 - 0.2$, $N_2 - 0.8$.

Для стенок сопла: постоянная температура 350 К.

Активная среда рассматривалась как смесь идеальных газов, участвующих в химических реакциях. Для расчета рефракции использовалось соотношение Гладстоуна – Дейла для смеси основных газов:

$$\begin{aligned} (n - 1)_{\text{mix}} &= \frac{\rho_{\text{mix}}}{\rho_{0\text{mix}}} \sum_i (n_{0i} - 1) \xi_i \\ &= \frac{10^{-4}}{\rho_{0\text{mix}}} (7.442\rho_{Cl_2} + 2.447\rho_{H_2O} + 2.919\rho_{N_2} \\ &+ 2.670(\rho_{O_2(^1\Delta)} + \rho_{O_2(^1\Sigma)} + \rho_{O_2(^3\Sigma)}) \\ &+ 1.863(\rho_{I_2} + \rho_{I^*} + \rho_{I_2^*} + \rho_{I^*})], \end{aligned} \quad (1)$$

где ξ_i – массовые доли компонентов; $\rho_{0\text{mix}}$ – плотность смеси при нормальных условиях ($T = 273$ К, $P = 10^5$ Па); ρ_{mix} – плотность смеси; $(n_{0i} - 1)$ – рефракция i -го компонента смеси при нормальных условиях (взято из [8]); ρ_i – парциальная плотность i -го компонента.

Численное моделирование неустойчивого резонатора осуществлялось в трехмерном дифракционном приближении спектральным методом с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье [9]. Для этого трехмерная расчетная область 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» [9]. Активная среда 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 неустойчивых резонаторов. Сферические зеркала заменялись квадратичными фазовыми экранами, сосредоточенными в конце соответствующих сегментов.

Распространение света между экранами осуществлялось в свободном пространстве, для его описания использовалось параболическое волновое уравнение вида

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0,$$

где k – волновое число; u – комплексная амплитуда поля.

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

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

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

где $\varphi(x, y)$ – изменение фазы излучения при прохождении АС в сегменте, предшествующем i -му экрану; $g(x, y)$ – коэффициент усиления АС; L_i – протяженность сегмента, предшествующего i -му экрану, в направлении распространения излучения.

В нашем случае изменение фазы определялось исходя из рассчитанной рефракции АС (1), коэффициент усиления полагался одинаковым по объему АС и равным 0.5 м^{-1} . В ходе расчетов световая волна распространялась по резонатору в прямом и обратном направлениях до получения квазиустановившегося решения для поперечной моды неустойчивого резонатора.

4. Результаты исследований

На рис.4 представлено качественное распределение плотности АС вниз по потоку, а на рис.5 – структура рефракции АС в плоскости, перпендикулярной оптической оси резонатора. Распределения получены в пакете CFX-5 с использованием RANS-модели. Из рисунков видно, что распределение плотности АС, а следовательно, и ее рефракция имеют неоднородную структуру вниз по потоку, обусловленную медленным восстановлением давления на слабоинтенсивной ударно-волновой структуре.

На первом этапе был изучен вопрос о наличии в потоке АС ХКИЛ турбулентных возмущений. Индикатором турбулентных возмущений является отношение вихревой (турбулентной) вязкости к молекулярной. RANS-моделирование показало, что в условиях, характерных для ХКИЛ рассматриваемого типа, турбулентные возмущения имеют место в небольшой области, локализованной вблизи точки инъекции иодного потока в сопловом блоке [6]. В резонаторной же полости поток близок к ламинарному.

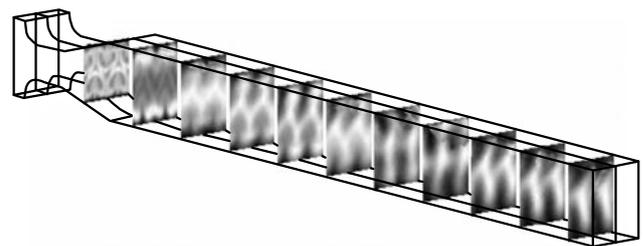


Рис.4. Качественное распределение плотности.

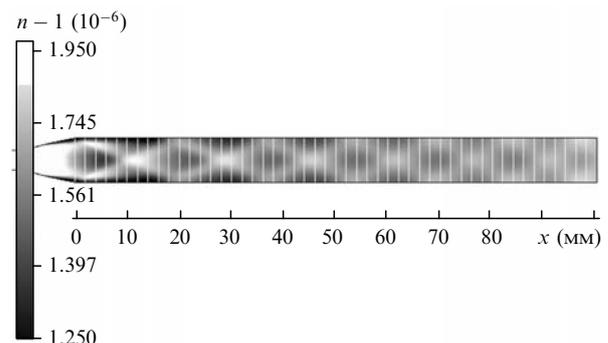


Рис.5. Распределение структуры рефракции.

С помощью LES-модели было исследовано влияние крупномасштабных случайных возмущений. Известно, что при определенных условиях, когда в качестве буферного газа используется гелий [7], в сопловом канале возникают периодические пространственно-временные возмущения среды и, следовательно, ее лазерных параметров. Ключевым механизмом, определяющим возникновение подобных осцилляций, является неустойчивость типа дорожки Кармана за плохо обтекаемым телом. Это явление возникает, когда обтекание препятствия (в данном случае – инжектируемой струи вторичного потока) полностью дозвуковое как в окрестности самого препятствия, так и вниз по потоку. Для ХКИЛ с азотом в качестве буферного газа инжекция производится в трансзвуковой области соплового канала. При этом газодинамическое горло образуется в пространстве между струями, и вниз по потоку от точки инжекции течение среды, в основном, сверхзвуковое [6]. Действительно, результаты LES-моделирования течения в сопловом аппарате ХКИЛ на основе азота показали, что в диапазонах масштабов и чисел Рейнольдса, характерных для ХКИЛ рассматриваемого типа, крупномасштабные случайные возмущения не возникают. Таким образом, подтверждается предположение о ламинарном характере течения в резонаторной полости ХКИЛ, а следовательно, и тот факт, что неоднородности рефракции в АС ХКИЛ несут регулярный стационарный характер. Поэтому для анализа оптических свойств потока АС в резонаторной полости использовались стационарные RANS-решения.

На рис.6 показана структура ВФ излучения после прохождения им участка АС, соответствующего расчетному элементу длиной $l_0 = 8.6$ мм. Видно, что в структуре ВФ можно выделить три характерные составляющие: крупномасштабные линейную (оптический клин) и сфе-

рическую, обусловленные медленным восстановлением давления вниз по потоку, а также мелкомасштабную регулярную составляющую, причиной возникновения которой являются ударные волны (рис.6,а). Структура этих ударных волн хорошо видна на рис.5.

Полный ВФ характеризуется дисперсией фазы на 1 м АС по лучу – $D_\varphi = 4.47 \times 10^{-2}$ рад²/м, и числом Штреля $Sh = 0.956$. Для остаточного ВФ $D_\varphi = 2.857 \times 10^{-3}$ рад²/м и $Sh = 0.997$. Малые величины крупномасштабных искажений затрудняют их компенсацию путем угловой или продольной разъюстировки резонатора, а также методами адаптивной оптики. Однако они могут быть устранены оптимизацией формы газопроточной полости. В то же время мелкомасштабные неоднородности сохраняются при любой конфигурации проточного канала. В этой связи расчеты неустойчивого резонатора проводились для двух случаев: когда крупномасштабные искажения не скомпенсированы (далее – полный ВФ), рис.6,а, и когда они скомпенсированы (далее – остаточный ВФ), рис.6,б.

Расчитанные числа Штреля показывают, что оптическое качество АС ХКИЛ является достаточно высоким, и в режиме одностороннего усилителя возмущения в АС не вызовут существенных искажений ВФ. Однако при использовании резонатора ситуация может измениться, особенно для крупномасштабных установок. С целью исследования этого вопроса была проведена серия расчетов неустойчивого резонатора при различных коэффициентах увеличения M , длинах АС L_{AM} и резонатора L_T для случаев, когда АС характеризуется полными и остаточными (после компенсации крупномасштабных составляющих) абберациями. На рис.7 в качестве примера показана поперечная структура моды неустойчивого резонатора ХКИЛ для структуры возмущений, соответст-

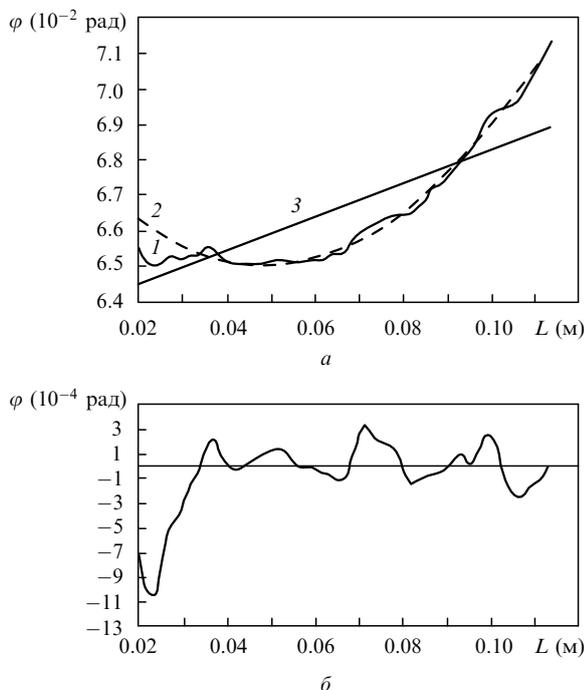


Рис.6. Структура волнового фронта излучения. Зависимости фазы волнового фронта $\varphi = 2\pi(n-1)l_0/\lambda$ от расстояния от среза соплового блока L в случае полного ВФ (1 – собственно ВФ, 2 – его сферическая и 3 – линейная составляющие) (а) и остаточного ВФ после выделения крупномасштабных (линейной и сферической) составляющих (б).

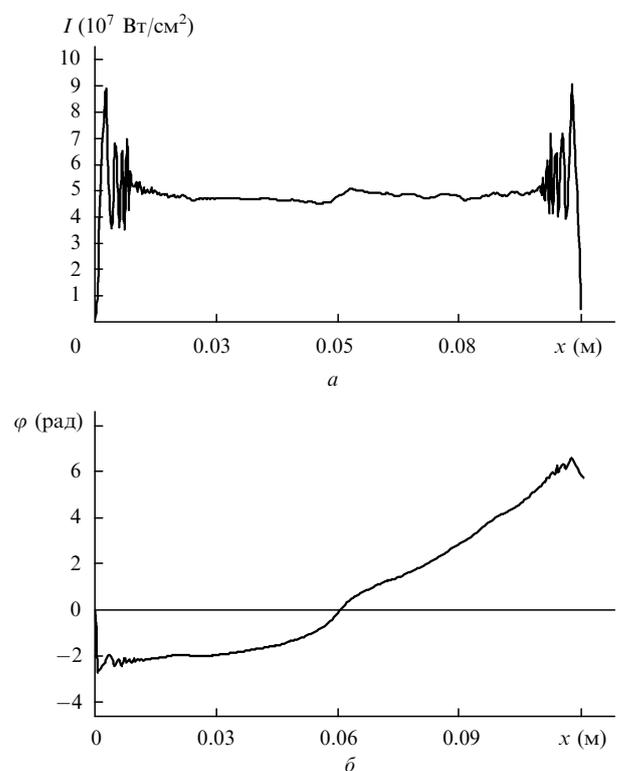


Рис.7. Распределения интенсивности (а) и фазы (б) излучения в плоскости выходного зеркала неустойчивого резонатора ХКИЛ при $L_{AM} = 2$ м, $M = 1.5$; x – продольная координата вдоль потока.

вующей полному ВФ. В распределении фазы отчетливо видна линейная составляющая, абсолютная величина которой, однако, невелика (см. далее).

Расчеты показали, что даже для полного ВФ рассматриваемые неоднородности АС не приводят к значимому изменению мощности лазерного излучения по сравнению со случаем идеальной АС – среды с однородным распределением показателя преломления. В диапазоне длин резонатора 1–5 м и коэффициентов увеличений 1.3–2 различие между значениями мощности для реальной и идеальной АС не превышало 1%. Оптическое же качество излучения, выраженное числом Штреля и углом расходимости, существенно ухудшилось по сравнению с идеальной средой.

На рис.8 представлены зависимости числа Штреля излучения ХКИЛ от коэффициента увеличения резонатора при разных значениях L_{AM} и L_r для случаев, когда aberrации АС характеризуются полным и остаточным ВФ. Видно, что в случае полного ВФ неоднородности АС сильно влияют на качество излучения даже при больших коэффициентах увеличения резонатора и относительно малых длинах АС. Если принять, что допустимое (критическое) значение числа Штреля равно 0.6, то для ситуации с полным ВФ критическая длина АС будет составлять 1–1.5 м (в зависимости от коэффициента увеличения резонатора). Если же крупномасштабные искажения отсутствуют и aberrации АС характеризуются остаточным ВФ, влияние оптических неоднородностей АС на оптическое качество излучения ХКИЛ проявится лишь при больших длинах АС; в этом случае критическое значение числа Штреля достигается при длинах АС, превышающих 5 м. Для обоих случаев (остаточного и полного ВФ) оптическое качество излучения, выраженное числом Штреля, улучшается с ростом коэффициента увеличения резонатора и с уменьшением длины АС, что вполне понятно. Следует также отметить, что для аналогичных неустойчивых резонаторов с идеальной АС рассчитанное число Штреля всегда составляло не менее 0.97.

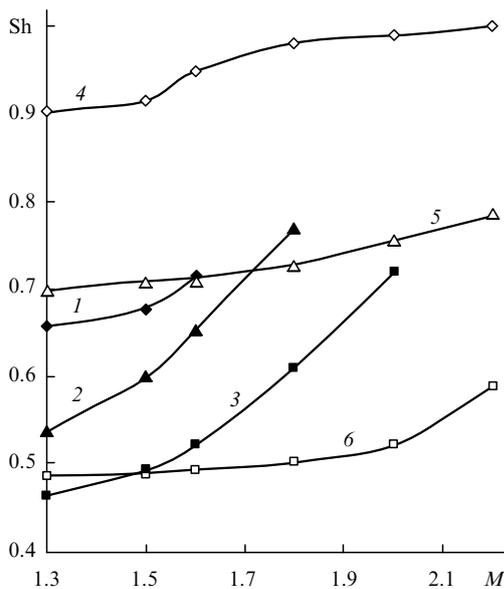


Рис.8. Зависимости числа Штреля излучения ХКИЛ от коэффициента увеличения неустойчивого резонатора M для полного (1–3) и остаточного (4–6) ВФ при $L_{AM} = 1$ м ($L_r = 1.2$ м) (1), $L_{AM} = 1.5$ м ($L_r = 1.8$ м) (2), $L_{AM} = 2$ м ($L_r = 2.4$ м) (3), $L_{AM} = 2$ м ($L_r = 2.4$ м) (4), $L_{AM} = 5$ м ($L_r = 6$ м) (5) и $L_{AM} = 8$ м ($L_r = 9.6$ м) (6).

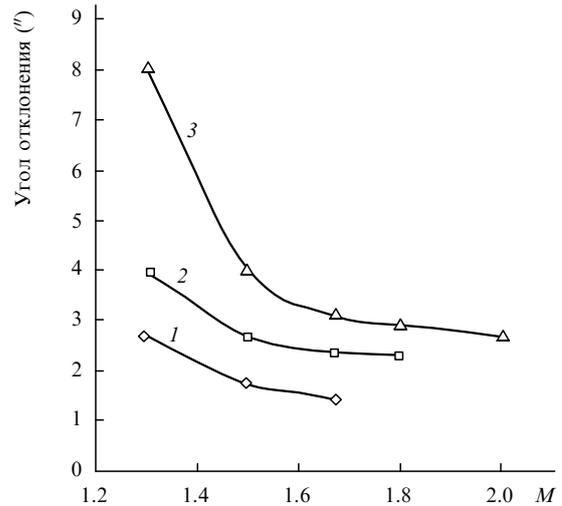


Рис.9. Отклонение направления распространения излучения от оси резонатора в зависимости от коэффициента увеличения неустойчивого резонатора M (обозначения кривых 1–3 соответствуют рис.8).

В случае, когда неоднородности АС характеризуются полным ВФ, в его структуре, как уже указывалось, присутствует линейная составляющая, приводящая к отклонению оси распространения излучения от оси резонатора. Однако эти отклонения весьма незначительны и в диапазоне расчетных параметров не превышают 8". На рис.9 представлена зависимость угла отклонения луча от оптической оси от коэффициента увеличения резонатора при разных длинах резонатора.

На рис.10 представлены зависимости угла расходимости лазерного излучения, определенного по 50%-ному уровню энергии излучения. Здесь же кривой 7 показана зависимость угла расходимости для неустойчивого резонатора с идеальной АС. Видно, что представленные зависимости соответствуют поведению числа Штреля излучения (см. рис.8).

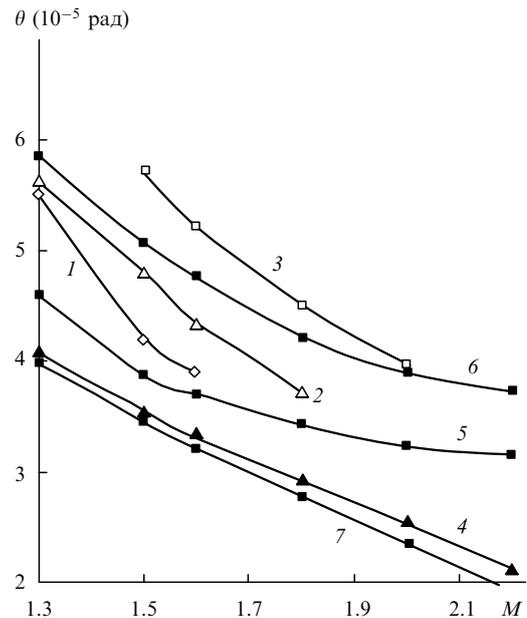


Рис.10. Зависимости угла расходимости θ излучения ХКИЛ от коэффициента увеличения неустойчивого резонатора M ; обозначения кривых 1–6 соответствуют рис.8, кривая 7 – расходимость излучения для резонатора с идеальной АС.

Следует также отметить, что из-за малого коэффициента усиления АС в ХКИЛ используются схемы многопроходных неустойчивых резонаторов, так что суммарные (за несколько проходов) длины АС порядка нескольких метров являются характерными для ХКИЛ средней и высокой мощности.

5. Заключение

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1. Для АС ХКИЛ характерны регулярные неоднородности показателя преломления при отсутствии стохастических (нерегулярных) возмущений. Это связано с ламинарным режимом течения потока в резонаторной полости и с отсутствием выраженной турбулентности.

2. В структуре ВФ излучения, прошедшего АС ХКИЛ, можно выделить три пространственные составляющие: крупномасштабные (соизмеримые с апертурой резонатора) искажения типа оптического клина (линейная составляющая) и сферы (квадратичная составляющая), а также мелкомасштабную составляющую. Крупномасштабные составляющие обусловлены плавным восстановлением давления в АС вниз по потоку, а мелкомасштабная – регулярной ударно-волновой структурой потока, характерной для течения сверхзвукового газа в плоском канале. Крупномасштабные искажения могут быть снижены оптимизацией формы газопроводного канала.

3. Интегральный уровень оптических искажений в АС ХКИЛ соответствует $D_\phi = 4.47 \times 10^{-2}$ рад²/м или $Sh = 0.956$. При компенсации крупномасштабных искажений (линейной и сферической) для остаточного ВФ $D_\phi = 2.857 \times 10^{-3}$ рад²/м и $Sh = 0.997$. Такой небольшой уровень фазовой аберрации обуславливает то, что в режиме однопроходного усиления оптическое качество не явля-

ется лимитирующим фактором при масштабировании лазерной установки.

4. При использовании неустойчивого резонатора неоднородности АС ХКИЛ практически не влияют на мощность генерации, но при соответствующих длинах АС приводят к ощутимому снижению качества излучения, выраженному интегральными критериями типа числа Штреля и угла расходимости. Если не принимать мер для компенсации крупномасштабных искажений, то снижение числа Штреля излучения до уровня 0,6 происходит при длинах АС, превышающих 1–1.5 м (в зависимости от увеличения резонатора). При компенсации крупномасштабных искажений (линейной и сферической), например оптимизацией формы газопроводной части, снижение числа Штреля до уровня 0.6 будет происходить при длинах АС, превышающих 5 м. Крупномасштабная линейная составляющая в структуре ВФ приводит к отклонению направления распространения излучения от оси резонатора, которое, однако, незначительно и для рассматриваемых условий не превышает нескольких угловых секунд.

1. Ананьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979).
2. Oglava I.V. *Proc. NATO ASI. Ser.3, High Technol.*, **45**, 55 (1997).
3. Савин А.В., Страхов С.Ю., Дружинин С.Л. *Квантовая электроника*, **36** (9), 867 (2006).
4. Лобачев В.В., Страхов С.Ю. *Квантовая электроника*, **34** (1), 67 (2004).
5. 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).
6. Борейшо А.С., Баркан А.Б., Васильев Д.Н., Евдокимов И.М., Савин А.В. *Квантовая электроника*, **35** (6), 495 (2005).
7. Madden T.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5120**, 363 (2002).
8. Васильев Л.А. *Теневые методы* (М.: Наука, 1968).
9. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).