

Расчетное исследование возможности повышения энергетических характеристик автономного непрерывного химического DF-лазера при замене щелевой конфигурации сопловой решетки на зубчатую

А.С.Башкин, Л.В.Гуров, М.В.Курдюков

Путем трехмерного моделирования процессов в соплах генератора активной среды и лазерной камере проведено сравнительное исследование удельных энергетических характеристик автономного непрерывного химического DF-лазера, полученных для различных конфигураций щелевой и зубчатой сопловых решеток. При описании течения газов в соплах и лазерной камере была использована численная модель, основанная на решении трехмерных уравнений Навье – Стокса для смеси химически реагирующих газов с помощью программы Ansys CFX. Применительно к данной модели разработан метод расчета интенсивности лазерного излучения в полости резонатора Фабри – Перо с учетом ее неравномерного распределения по ширине и высоте апертуры лазера. Полученные результаты показали, что использование сопловой решетки с зубчатыми соплами, которые по сравнению с щелевыми обеспечивают дополнительную интенсификацию процессов смешения реагентов, позволяет существенно повысить удельные энергетические характеристики в случаях высокого давления (более 15 Тор) в активной среде.

Ключевые слова: генератор активной среды, автономный непрерывный химический DF-лазер, сопловая решетка, трехмерное течение, уравнения Навье – Стокса.

1. Введение

Одним из эффективных путей повышения энергетических характеристик фтороводородных непрерывных химических лазеров (НХЛ) является интенсификация процессов смешения сверхзвуковых потоков окислителя, содержащего атомарный фтор, и вторичного горючего в лазерной камере. Как правило, это достигается путем внесения в течение возмущений, приводящих к увеличению площади контакта соседних струй окислителя и вторичного горючего. Поскольку истечение этих струй происходит через периодическую структуру мелкошабных сопел, составляющих сопловую решетку, основным источником подобных возмущений могут служить различные геометрические особенности в конфигурации сопел. Типичными примерами таких конфигураций являются решетки с соплами НУЛТЕ [1], соплами с «трипсами» [2], дефлекторными или зубчатыми соплами [3]. По сравнению с обычной щелевой сопловой решеткой технология изготовления практически всех указанных выше решеток значительно сложнее, что можно отнести к их основному недостатку. В меньшей степени этот недостаток проявляется лишь в случае зубчатых сопловых решеток. Растяжение поверхности смешения реагентов происходит здесь за счет внесения в конструкцию щеле-

вых сопел выступов («зубьев»), которые начинаются сразу за критическим сечением сопел и простираются до среза, постепенно увеличиваясь по высоте.

Некоторые варианты конфигурации зубчатой сопловой решетки были предложены в работах [3] и [4], где для DF-НХЛ проводились исследования динамики смешения реагентов в лазерной камере, а также измерения коэффициента усиления слабого сигнала. Подобные исследования дают лишь частичное представление о процессах в активной среде, поскольку они не включают в себя рассмотрение режима генерации излучения и тем самым не позволяют оценить энергетические характеристики такого лазера. В то же время на практике, помимо измерения абсолютных значений энергетических характеристик лазерного излучения, интерес могут представлять также их относительное изменение по сравнению со значениями, полученными при использовании сопловой решетки другой конфигурации, например щелевой. Такая задача может быть решена не только путем проведения дорогостоящих экспериментов, но и с помощью математического моделирования, чему и посвящена настоящая работа.

С помощью стандартных методов численного моделирования физико-химических процессов в соплах и активной среде, помещенной в оптический резонатор, проведено сравнительное исследование влияния наличия зубьев в соплах окислителя и вторичного горючего на изменение удельных энергетических характеристик DF-НХЛ. Для более объективного сравнения в работе рассмотрены процессы при различных уровнях давления в активной среде. Надо отметить, что при использовании щелевой сопловой решетки оптимальное давление в активной среде, как правило, невысокое (около 4–5 Тор), причем с увеличением давления происходит суще-

А.С.Башкин, Л.В.Гуров. Московский авиационный институт (государственный технический университет), Россия, 125871 Москва, Волоколамское ш., 4

М.В.Курдюков. ОАО «НПО "Энергомаш" им. акад. В.П.Глушко», Россия, Московская обл., 141400 Химки, ул. Бурденко, 1; e-mail: energo@online.ru

Поступила в редакцию 27 февраля 2011 г., после доработки – 1 июня 2011 г.

Табл.1. Линейные параметры для двух конфигураций зубчатой сопловой решетки.

Конфигурация решетки	Параметры (мм)							
	D	H	L_1	L_2	h_1	h_2	D_1	D_2
Вариант из [3]	5.46	1.25	4.3	2.3	0.13	0.085	2.3	1.5
Предлагаемый вариант	7.5	1.5	6	1.8	0.4	0.12	4.6	1.5

ственное замедление процессов смешения реагентов, поскольку диффузия, являющаяся в данном случае основным механизмом смешения, затруднена. Вследствие этого, скорость наработки колебательно-возбужденных молекул $DF(v)$ падает, а отрицательное влияние их колебательно-поступательной релаксации растёт. В то же время НХЛ с высоким давлением в активной среде обладает весьма существенным достоинством, которое заключается в более благоприятных условиях для выхлопа отработанных компонентов в окружающую атмосферу. Так, в работе [5] рассмотрены некоторые аспекты создания HF(DF)-НХЛ самолетного базирования на различных высотах (12–18 км), в котором за счет повышения давления в активной среде, формируемой с помощью щелевой сопловой решетки, обеспечивалось восстановление статического давления выхлопного потока на выходе из диффузора до уровня окружающей атмосферы. Это позволило исключить необходимость применения газоструйных эжекторов, что существенно упрощает конструкцию лазерной установки. Однако оказалось, что для указанных высот базирования повышение давления в активной среде приводит при использовании щелевой сопловой решетки к значительному снижению удельного энергосъема лазера. В настоящей работе рассматривается принципиальная возможность достижения более высоких значений удельного энергосъема в случае зубчатой сопловой решетки при повышенных давлениях (существенно превышающих 5 Тор), обеспечивающих выхлоп отработанных компонентов в атмосферу в широком диапазоне высот (от 8 км и более) без использования газоструйных эжекторов.

2. Общая постановка задачи

Для определения удельных энергетических характеристик DF-НХЛ проводилось численное моделирование течения газа в сверхзвуковых соплах и лазерной камере на основе решения системы трехмерных уравнений

Навье–Стокса с учетом процессов химической накачки, колебательной релаксации и колебательного обмена молекул DF , а также вынужденного излучения в плоскопараллельном резонаторе Фабри–Перо. При проведении численных расчетов были рассмотрены две конфигурации зубчатой сопловой решетки, отличающиеся шагом сопел, шириной зубьев, размерами критических сечений и длинами сопел (табл.1). На рис.1 приведен фрагмент зубчатой сопловой решетки, предложенной в работе [3] (далее «конфигурация 1»). Особенность этой решетки состоит в довольно малых значениях шага сопел D и ширины их критических сечений $h_{1,2}$, что может вызвать существенные технологические проблемы при изготовлении. Приняв во внимание данное обстоятельство, в качестве альтернативной конфигурации (далее «конфигурация 2») предложен вариант зубчатой сопловой решетки с увеличенным шагом сопел.

Периодическая структура рассматриваемых конфигураций зубчатой сопловой решетки позволяет при трехмерном описании течения газа в соплах и лазерной камере ограничиться рассмотрением одного периода сопел вдоль оси z и одного полупериода зубьев вдоль оси y (рис.1,б). Выделенная область течения была разбита шестигранной сеткой, при этом в лазерной зоне сетка построена таким образом, что расстояния между соседними узлами во всех трех измерениях оставались неизменными. Так, в случае «конфигурации 1» размер сетки в поперечном сечении лазерной зоны составил 36×160 узлов, а в случае «конфигурации 2» – 30×150 узлов. Число узлов сетки вдоль по потоку (оси x) варьировалось в зависимости от рассматриваемой протяженности активной среды.

Граничные условия на входе в сопло окислителя включали в себя значения давления, температуры и состав окислительного газа в камере сгорания, которые были определены в результате термодинамического расчета топливной композиции $C_2H_4 + 5.5NF_3 + 38He$, использованной в [3]. Полученная равновесная температура

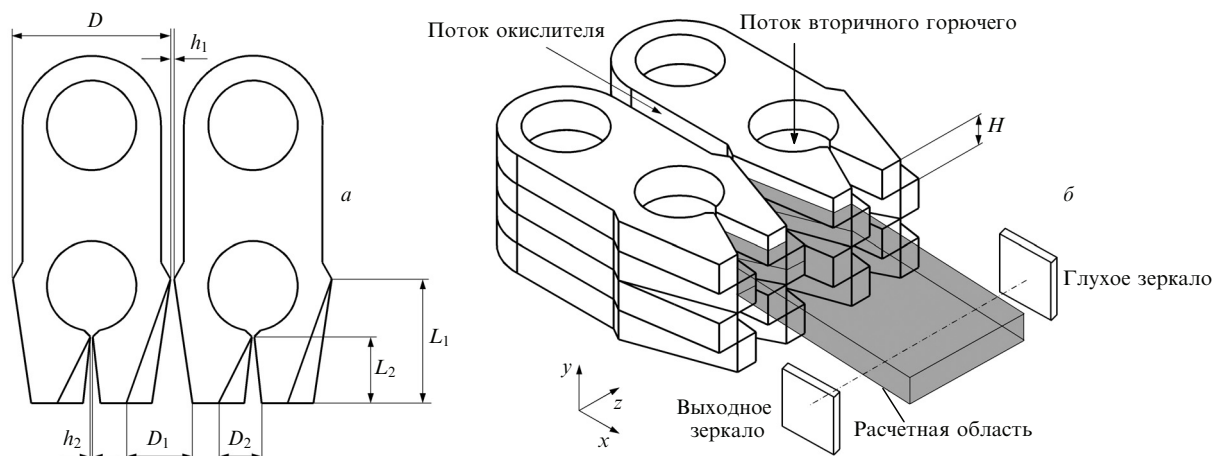


Рис.1. Фрагмент зубчатой сопловой решетки с основными геометрическими параметрами (а) и принципиальная схема подачи компонентов в лазерную камеру (б).

тура T_0 составила 1800 К, массовые доли компонентов – $C_F = 0.133$, $C_{HF} = 0.141$, $C_{He} = 0.256$, $C_{CF_4} = 0.309$ и $C_{N_2} = 0.138$. Давление на входе в сопло окислителя, также согласно [3], принято равным 10 атм. С целью проведения исследования удельных энергетических характеристик DF-НХЛ при меньших значениях давления в активной среде были также выполнены расчеты для давления в камере сгорания 5 и 2 атм. Температура T_0 и давление p_0 на входе в сопло вторичного горючего во всех расчетах принимались равными соответственно 500 К и 3 атм, при этом массовые доли компонентов составили: $C_{D_2} = 0.406$, $C_{He} = 0.594$. Для учета рекомбинации атомарного фтора на стенках сопла окислителя они считались абсолютно каталитическими. Температура стенок сопел была принята равной 500 К.

Полученная система уравнений, включающая в себя уравнение неразрывности, уравнения Навье–Стокса, уравнение для энергии и уравнения переноса для отдельных компонентов газовой смеси, с учетом граничных условий решалась с использованием программы Ansys CFX. При описании процессов химической и колебательной кинетики молекулы DF использовался пакет констант скоростей из [6], дополненный процессами многоквантовой колебательной релаксации молекулы DF.

Расчет коэффициента усиления слабого сигнала на различных колебательно-вращательных переходах Р-ветви молекулы DF проводился при условии вращательного равновесия [6]. В случае резонатора Фабри–Перо необходимым условием генерации в какой-либо полосе $v \rightarrow v - 1$ молекулы DF в некотором сечении, перпендикулярном направлению потока (оси x), является превышение среднего по периоду сопловой решетки коэффициента усиления на колебательно-вращательном переходе над пороговым значением. При возникновении генерации коэффициент усиления $G_{v-1,j}^{v,j-1}$ на данном переходе снижается до порогового значения g_{th} :

$$G_{v-1,j}^{v,j-1}(x, y) = \frac{1}{h_z} \int_0^{h_z} g_{v-1,j}^{v,j-1}(x, y, z) dz = g_{th} \equiv \frac{1}{L_a} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}, \quad (1)$$

где L_a – длина активной среды вдоль оптической оси НХЛ (в данном случае вдоль оси z); r_1 и r_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора; h_z – размер одного периода сопел вдоль оси z ; $g_{v-1,j}^{v,j-1}(x, y, z)$ – локальное значение коэффициента усиления слабого сигнала на заданном колебательно-вращательном переходе молекулы DF.

Удельные энергетические характеристики выходного лазерного излучения оценивались по значениям приведенной мощности (мощности излучения лазера, отнесенной к площади среза сопловой решетки) и удельного энергоотдачи (мощности излучения лазера, отнесенной к суммарному массовому расходу компонентов). При данной постановке задачи приведенную мощность можно найти из следующего выражения:

$$P_{las} = \frac{1}{L_a h_y} \int_{x_0}^{x_*} \int_0^{h_y} I_{out}(x, y) dx dy, \quad (2)$$

где x_0 , x_* – координаты зоны начала и окончания генерации по направлению потока; h_y – размер одного полупериода зубьев вдоль оси y ; $I_{out}(x, y)$ – суммарная интенсивность выходного лазерного излучения в точке (x, y) , которая в свою очередь определяется выражением

$$I_{out}(x, y) = \sum_{v=1}^4 I_{v-1}^v(x, y) \times \frac{t_1 \sqrt{r_2} + t_2 \sqrt{r_1}}{(1-r_2)\sqrt{r_1} + (1-r_1)\sqrt{r_2}} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} \right). \quad (3)$$

Здесь $I_{v-1}^v(x, y)$ – интенсивность лазерного излучения в колебательной полосе $v \rightarrow v - 1$ внутри резонатора; t_1 и t_2 – коэффициенты пропускания зеркал резонатора.

Соответствующее значение удельного энергоотдачи определяется следующим образом:

$$E_{las} = \frac{P_{las}}{(\dot{m}_0/S)}, \quad (4)$$

где \dot{m}_0/S – массовый расход смеси, отнесенный к единице площади среза сопловой решетки S .

При определении порогового значения коэффициента усиления (1) и интенсивности выходного излучения (3) коэффициент отражения глухого зеркала r_1 резонатора был принят равным 99.4%, выходного зеркала r_2 – 90%, а коэффициент потерь на зеркалах – 0.6%. Длина активной среды L_a составляла 40 см.

Для оценки влияния наличия зубьев в соплах окислителя и вторичного горючего на изменение удельных энергетических характеристик были также рассмотрены варианты DF-НХЛ с эквивалентной щелевой сопловой решеткой при неизменных прочих входных данных. Под эквивалентной щелевой решеткой подразумевается сопловая решетка, у которой размеры критических сечений и степени расширения сопел окислителя и вторичного горючего остаются такими же, как у исходной зубчатой решетки.

3. О расчете интенсивности лазерного излучения

В общем случае расчет поля интенсивности лазерного излучения осуществляется в рамках решения системы уравнений Навье–Стокса. Входящие в систему уравнение для энергии и уравнения переноса для колебательно-возбужденных молекул DF содержат члены-источники, описывающие изменения энергии системы и концентраций молекул DF на отдельных колебательных уровнях за счет выноса энергии лазерного излучения из активной среды при наличии генерации [6, 7]. Эти члены-источники не могут быть учтены в системе уравнений, решаемой программой Ansys CFX, поскольку они содержат заранее неизвестные значения интенсивности лазерного излучения, определение которых требует внедрения специальных численных методов. Следовательно, использование данной программы при моделировании процессов в активной среде позволяет рассматривать лишь режим усиления лазерного излучения.

Поскольку разработка численной модели, позволяющей решать систему трехмерных уравнений Навье–Стокса совместно с расчетом поля интенсивности лазерного излучения, является довольно трудоемкой задачей, в настоящей работе предложен упрощенный (с точки зрения реализации) подход, который позволяет определять поля интенсивности излучения уже по рассчитанным полям газодинамических параметров. Такой подход основан на допущении, что вынос энергии лазерного излучения из активной среды оказывает пренебрежимо малое

влияние на изменение поля течения в ней. Иными словами, наработка и перенос излучающих молекул $DF(v)$, а также остальных компонентов смеси в полости резонатора происходят в полях импульса, температуры и давления, которые определены ранее и соответствуют случаю усиления. Последнее положение и позволяет использовать на первом этапе расчетов программу Ansys CFX. Общий вид решаемых на втором этапе уравнений переноса для колебательно-возбужденных молекул $DF(v)$ приведен ниже:

$$\rho U_j \frac{\partial C_{DF}(v)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D_{DF} \frac{\partial C_{DF}(v)}{\partial x_j} \right) + \dot{w}_{DF}(v) + \dot{w}_{rad}(v), \quad (5)$$

$$\dot{w}_{rad}(v) = \frac{W_{DF}}{N_A} \left[\frac{g_{v,j+1}^{v+1,j} I_{v,j+1}^{v+1,j}}{h\nu_{v,j+1}^{v+1,j}} - \frac{g_{v-1,j'+1}^{v,j'} I_{v-1,j'+1}^{v,j'}}{h\nu_{v-1,j'+1}^{v,j'}} \right], \quad (5.1)$$

где $C_{DF}(v)$ – массовая доля молекул DF на колебательном уровне; $\dot{w}_{DF}(v)$ – член-источник, описывающий изменение концентрации молекул DF на колебательном уровне, обусловленное химической накачкой, колебательно-колебательным обменом и колебательно-поступательной релаксацией; $\dot{w}_{rad}(v)$ – член-источник, описывающий изменение концентрации этих молекул под действием вынужденного излучения.

Аналогичным образом записываются и уравнения для остальных (неизлучающих) компонентов в активной среде. В качестве граничных условий в данных уравнениях задаются также ранее рассчитанные на первом этапе концентрации (массовые доли) компонентов в некотором сечении вблизи среза сопловой решетки. Для решения уравнений в разностной аппроксимации, представляющей собой систему алгебраических уравнений, в настоящей работе использован метод матричной прогонки. Расчет интенсивности, входящей в уравнение (5), проводился исходя из порогового условия генерации в резонаторе Фабри – Перо (1).

Стоит отметить, что пренебрежение влиянием выноса излучения из активной среды на изменение ее температуры может внести некоторую погрешность при расчете интенсивности излучения и, следовательно, удельных энергетических характеристик. Провести оценку этой погрешности нам позволила разработанная ранее двумерная модель узкого канала [8], в которой рассматривался плоский вариант сопловой решетки щелевого типа. Использование этой модели позволило реализовать как стандартный, так и предложенный в настоящей работе подход для определения интенсивности. Соотношение компонентов в потоке окислителя, а также значения параметров резонатора были взяты такими же, как и в разд.2. Рассмотрено несколько случаев, в которых варьировалось давление на срезе сопловой решетки (от 5 до 9 Тор), а также массовая доля гелия в потоке вторичного горючего (от 0 до 0.6). Расчеты показали, что наибольшая погрешность в определении интенсивности наблюдается ближе к границе лазерной зоны, при этом максимальная погрешность в определении приведенной мощности излучения ($\sim 15\%$) имела место в случаях большой протяженности лазерной зоны (свыше 10 см). Более точно значение приведенной мощности определялось в случаях ее относительно малой протяженности (менее 7 см), что обеспечивалось увеличением давления на срезе

сопловой решетки и уменьшением содержания гелия в потоке вторичного горючего. Таким образом, в рассматриваемых в настоящей работе задачах, где протяженность лазерной зоны предполагает быть сравнительно небольшой, предложенный подход к расчету удельных энергетических характеристик вполне может быть использован.

4. Анализ полученных результатов

В рамках решения поставленных задач проведено тестирование используемой расчетной модели, которое заключалось в сравнении полученных значений коэффициента усиления слабого сигнала с результатами соответствующих экспериментальных измерений [3]. В работе [3] измерения проводились на трех колебательно-вращательных переходах молекулы DF ($P_2(6)$, $P_2(8)$ и $P_3(7)$), при этом использовалась зубчатая сопловая решетка с «конфигурацией 1». Основная цель проведения тестирования – проверка используемой кинетической модели [6] на предмет адекватности описания процессов в активной среде. Необходимо отметить, что в указанной кинетической модели значения констант скоростей многоквантовой релаксации молекул $DF(v)$ не были представлены, поэтому нами был проведен их подбор. Достаточно хорошее согласование с экспериментом по максимальному значению коэффициента усиления в этом случае получено в предположении, что многоквантовая релаксация молекул $DF(v)$ протекает в 5 раз медленнее соответствующей одноквантовой релаксации. Несмотря на некоторые различия в получаемых значениях протяженности зоны усиления при использовании данной кинетической модели, дальнейшие модификации отдельных констант скоростей процессов накачки и релаксации молекулы DF с целью повышения точности результатов не проводились из-за больших вычислительных ресурсов, требуемых для подобного исследования.

Полученные распределения коэффициента усиления слабого сигнала вдоль потока активной среды (оси x) показаны на рис.2, где также для качественного сравнения приведены аналогичные распределения, полученные при рассмотрении генератора активной среды (ГАС) с эквивалентной щелевой сопловой решеткой. При построении расчетных распределений коэффициента усиления учитывалось его значение, усредненное по поперечному сечению активной среды (плоскость yz). Существенно меньшие значения коэффициента усиления в случае ГАС с щелевой сопловой решеткой вполне объяснимы, поскольку в рассматриваемых условиях высокого давления в активной среде (существенно превосходящего 5 Тор) диффузия сильно затруднена, и, следовательно, скорость наработки молекул $DF(v)$ также замедлена.

Таким образом, проведенное тестирование позволило не только определиться с выбором кинетической модели процессов в активной среде DF -НХЛ, но и также убедиться в эффективности использования зубчатой сопловой решетки в конструкции ГАС путем сравнения усилительных свойств активной среды.

Сравнительная оценка влияния зубчатой и щелевой конфигураций сопловой решетки на удельные энергетические характеристики DF -НХЛ включала в себя расчет полей интенсивности выходного лазерного излучения с использованием предлагаемой методики. В случае как

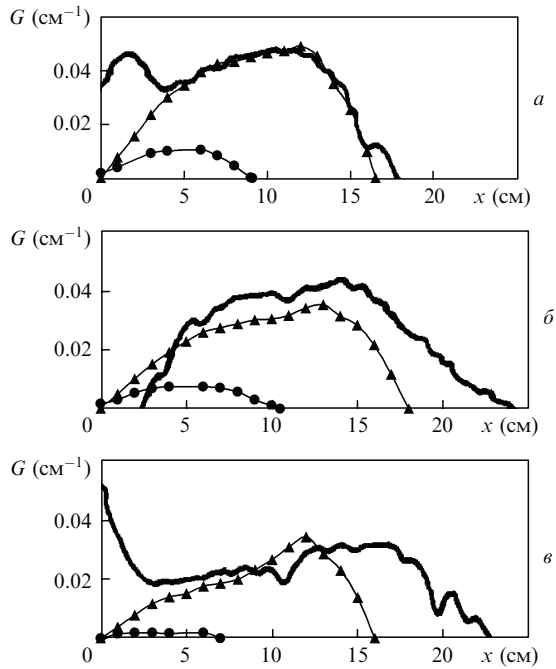


Рис.2. Распределение коэффициента усиления слабого сигнала G на колебательно-вращательных переходах $P_2(6)$ (а), $P_2(8)$ (б) и $P_3(7)$ (в) молекулы DF в случаях ГАС с зубчатой сопловой решеткой (жирная кривая – эксперимент, \blacktriangle – расчет) и эквивалентной щелевой сопловой решеткой (\bullet – расчет).

зубчатой, так и эквивалентной щелевой сопловой решетки было рассмотрено шесть различных вариантов, различающихся конфигурацией решетки («1» или «2») и выбором давления в камере сгорания (10, 5 и 2 атм), задаваемого в качестве граничного условия на входе в сопло окислителя. При построении зависимостей удельных энергетических характеристик от давления в активной среде в качестве его характерного значения было выбрано давление в ядре потока окислителя на срезе со-

пел, поскольку оно оставалось практически неизменным и для зубчатой, и для щелевой решетки. Для указанных выше значений давления на входе в сопла окислителя соответствующие значения давления в ядре потока на срезе сопел составили: 29, 16 и 8 Тор (в случае «конфигурации 1») и 45, 23 и 10 Тор (в случае «конфигурации 2»). Для сравнения, давление в ядре потока вторичного горючего на срезе сопел составило ~ 13 Тор (в случае «конфигурации 1») и 20 Тор (в случае «конфигурации 2»). Полученные при рассмотрении зубчатой сопловой решетки распределения интенсивности выходного излучения по ширине и высоте апертуры (в пределах одного полупериода активной среды вдоль оси y) показаны на рис.3.

Из рисунка видно, что с увеличением давления в активной среде наблюдается более неравномерное распределение интенсивности по высоте апертуры, что свидетельствует о доминировании турбулентного перемешивания окислителя и вторичного горючего над ламинарным. Можно заметить также, что генерация лазерного излучения наблюдается в основном в пределах 2 см от среза сопловой решетки. Несмотря на небольшую протяженность лазерной зоны, которая по сравнению со случаем использования эквивалентной щелевой сопловой решетки была почти в 3 раза меньше, интенсивность излучения оказалась почти на порядок больше. Последнее обстоятельство обуславливает особые требования к изготовлению зеркал резонатора, лучевая стойкость которых в данном случае должна быть не менее 30 кВт/см^2 (исходя из полученных пиковых значений интенсивности). На практике подобная задача уже была решена в [2], где для DF-НХЛ, сопловая решетка которого состояла из сопел с «трипсами», были изготовлены зеркала с лучевой стойкостью $\sim 60 \text{ кВт/см}^2$. Это позволяет заключить, что и для рассматриваемых режимов работы DF-НХЛ изготовление зеркал с требуемой лучевой стойкостью является вполне решаемой задачей.

Используя распределения интенсивности, получен-

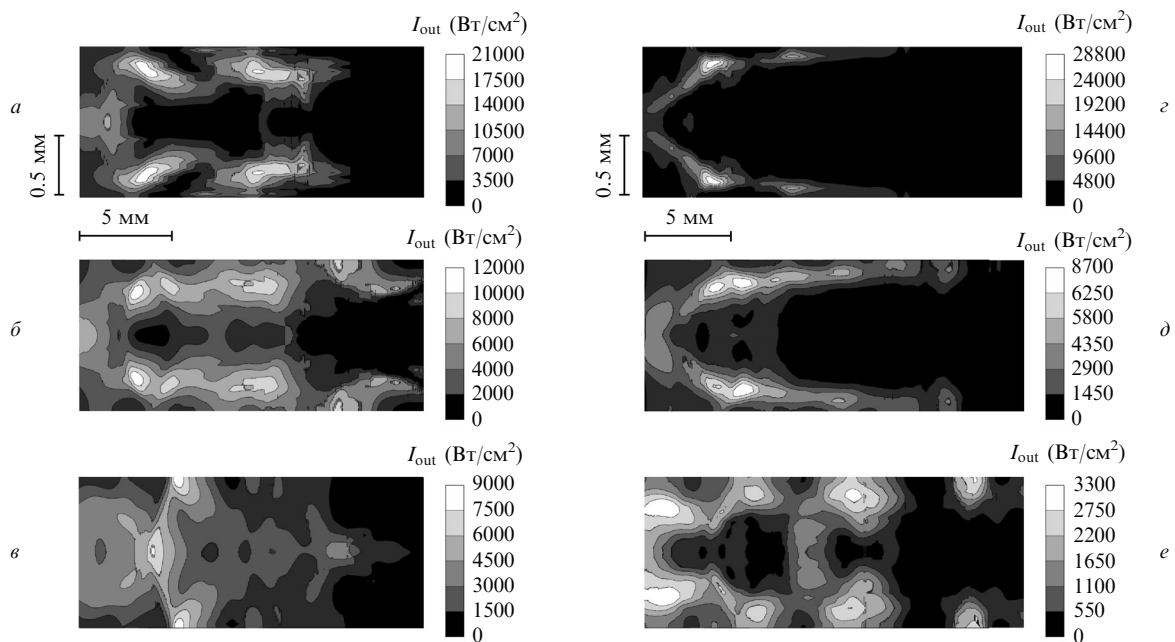


Рис.3. Распределения суммарной интенсивности выходного лазерного излучения DF-НХЛ в случае ГАС с зубчатой сопловой решеткой «конфигурации 1» (а, б и в) и «конфигурации 2» (z, д и e). Соответствующие характерные значения давления в активной среде составили 29 (а), 16 (б), 8 (в), 45 (z), 23 (д) и 10 Тор (e).

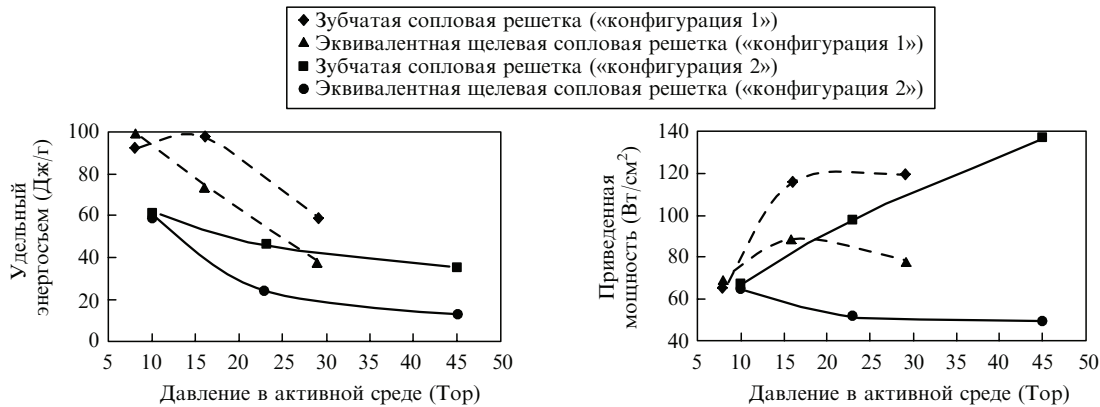


Рис.4. Зависимости удельного энергосъема и приведенной мощности от давления в активной среде DF-НХЛ.

ные при рассмотрении зубчатой и щелевой сопловых решеток, можно рассчитать соответствующие значения приведенной мощности и удельного энергосъема. На рис.4 приведены зависимости данных параметров от давления в активной среде. Из рисунка видно, что при давлениях в активной среде, меньших 10 Тор, переход от щелевой конфигурации сопел к зубчатой практически не сказывается на удельных энергетических характеристиках, а приводит лишь к увеличению лучевых нагрузок на зеркала резонатора из-за различий в протяженности лазерных зон. Однако с ростом давления вплоть до 45 Тор подобный переход уже начинает способствовать существенному росту приведенной мощности, которая в случае щелевой сопловой решетки изменяется относительно слабо. В результате увеличения приведенной мощности и, соответственно, увеличения массового расхода смеси значения удельного энергосъема при использовании зубчатой сопловой решетки оказались существенно выше. Как следует из рис.4, в случае зубчатой решетки с «конфигурацией 2» повышение давления, по крайней мере до 45 Тор, вызывает снижение удельного энергосъема менее чем на 40 %, в то время как использование эквивалентной щелевой сопловой решетки приводит к падению удельного энергосъема более чем в три раза.

Оценить принципиальную возможность использования DF-НХЛ в случае самолетного базирования на высотах порядка 8 км, в котором бы выхлоп отработанных компонентов в окружающую атмосферу обеспечивался без использования газоструйных эжекторов, позволяет получившее хорошее экспериментальное подтверждение в работе [2] выражение (6), устанавливающее зависимость между массовым расходом смеси с единицы площади среза сопловой решетки \dot{m}_0/S и давлением на выходе из диффузора p_{out} :

$$p_{\text{out}} = 5.14(\dot{m}_0/S) \sqrt{\frac{T_0}{W}} \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma+1}{2\sqrt{\gamma}} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}. \quad (6)$$

Здесь значения температуры торможения (T_0), молярной массы смеси (W) и показателя адиабаты (γ) соответствуют значениям на входе в активную зону.

Приравняв в (6) давление на выходе из диффузора к давлению окружающей атмосферы, которое на рассматриваемой высоте (8 км) составляет 267 Тор, можно определить минимальный массовый расход смеси, когда восстановленное в диффузоре давление будет не ниже

указанного значения. Положив $T_0 = 1800$ К, $W = 11$ г/моль и $\gamma = 1.5$, получим $\dot{m}_0/S = 1.8$ г/(см²·с). Из рассмотренных в настоящей работе режимов работы DF-НХЛ полученные значения массового расхода смеси оказались выше указанного в трех случаях (рис. 3, а, з и д). Для этих вариантов значения массового расхода с единицы площади среза сопловой решетки составили соответственно 2, 3.8 и 2.2 г/(см²·с). Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод о перспективности использования зубчатой сопловой решетки в DF-НХЛ самолетного базирования для обеспечения относительно высоких значений его удельных энергетических параметров.

5. Заключение

Применительно к DF-НХЛ предложен и обоснован упрощенный подход к вычислению интенсивности лазерного излучения как в случае двумерного, так и в случае трехмерного поля течения в полости резонатора, позволяющий тем самым рассматривать варианты формирования активной среды с использованием сопловой решетки сколь угодно сложной конфигурации (зубчатой, НУЛТЕ и т.п.).

Полученные результаты показали теоретическую возможность существенного улучшения удельных энергетических характеристик автономного DF-НХЛ при использовании зубчатой сопловой решетки (вместо щелевой) для формирования активной среды лазера в случае его самолетного базирования на высотах порядка 8 км с обеспечением выхлопа отработанных компонентов в окружающую атмосферу без газоструйных эжекторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (гос. контракт № 02.740.11.0227 от 7 июля 2009 г.).

1. Waldo R.E. *Proc. SPIE. Int. Soc. Opt. Eng.*, **1871**, 252 (1993).
2. Wilson L.E. *J. Phys. Colloques.*, **41**, C9-1 (1980).
3. Voignier F., Merat F. *Proc. SPIE. Int. Soc. Opt. Eng.*, **1397**, 297 (1990).
4. Driscoll R.J. *AIAA J.*, **24**, 1120 (1986).
5. Башкин А.С., Парфеньев М.В., Семенов С.Н. В сб.: *Труды НПО «Энергомаш»* (М., 2006, т. 24, с. 344).
6. Гросс Р., Ботт Дж. *Химические лазеры* (М.: Мир, 1980).
7. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. *Внутренние течения газовых смесей* (М.: Наука, 1989).
8. Башкин А.С., Гуров Л.В., Каторгин Б.И., Петрова С.Н., Полиновский Д.В. *Квантовая электроника*, **38** (5), 429 (2008).