

Высокоэффективный непрерывный химический кислородно-иодный лазер с трансзвуковой инжекцией иода и азотом в качестве буферного газа

А.С.Борейшо, А.Б.Баркан, Д.Н.Васильев, И.М.Евдокимов, А.В.Савин

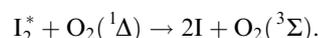
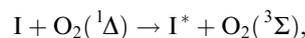
Исследованы методы повышения эффективности химических кислородно-иодных лазеров (КИЛ) низкого давления с трансзвуковой инжекцией молекулярного иода, в котором в качестве буферного газа используется азот. На основе двухслойной газодинамической модели проведен параметрический анализ физико-химических процессов, происходящих в трансзвуковом инжекторе иода и в резонаторной полости КИЛа, включая смешение и генерацию излучения. С помощью программных средств вычислительного моделирования 3D-RANS исследованы структуры течений, возникающих при инжекции иодосодержащего потока в трансзвуковой зоне кислородного сопла. В экспериментах с модернизированным лазером 10-киловаттного класса получена химическая эффективность 31.5% при мощности генерации 13.5 кВт. Приведены результаты экспериментального исследования криосорбционной системы утилизации выхлопа КИЛа.

Ключевые слова: кислородно-иодный лазер, синглетный кислород, химическая эффективность, коэффициент усиления, вычислительное 3D-RANS-моделирование.

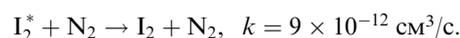
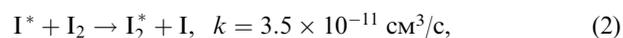
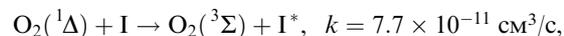
1. Введение

Непрерывный кислородно-иодный лазер (КИЛ) является наиболее привлекательным источником лазерного излучения для целого ряда применений. Малая длина волны и высокое оптическое качество лазерной среды делают его незаменимым в тех случаях, когда энергию лазерного излучения необходимо доставить на большое расстояние с минимальными потерями. Исследования в области КИЛов, ведущиеся уже более 25 лет, в настоящее время направлены, в основном, на повышение их эффективности, поскольку принципиальные вопросы физики и технологии этих лазеров практически решены. Одним из важных и до сих пор не до конца исчерпанных резервов повышения эффективности КИЛа является совершенствование газодинамических процессов формирования активной среды.

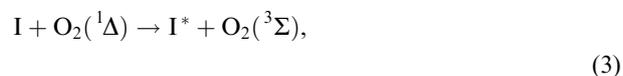
Например, к важным лимитирующим факторам, определяющим эффективность КИЛа, относятся потери синглетного кислорода при диссоциации молекулярного иода. На первой стадии основную роль играет прямая диссоциация молекулы иода: $I_2 + O_2(^1\Sigma) \rightarrow 2I + O_2(^1\Delta)$. Эта стадия протекает достаточно медленно, поскольку концентрация сигма-кислорода мала и константа скорости реакции также невелика. После того как концентрация атомов иода становится заметной, начинается вторая, более быстрая стадия диссоциации, на которой атомы иода играют роль транспортного канала при передаче энергии молекулярному иоду:



Традиционно считается, что в процессе диссоциации молекулярного иода на каждую его молекулу расходуется 5–6 молекул синглетного кислорода, хотя на быстрой стадии, исходя из схемы (1), достаточно двух молекул. Остальные потери происходят по двум причинам. Во-первых, пока иодный и кислородный потоки не до конца перемешаны, существуют зоны с высокой локальной концентрацией молекулярного иода, в которых синглетный кислород полностью тушится, например по схеме



Во-вторых, пары воды, всегда присутствующие в активной среде лазера с химическим генератором синглетного кислорода, активно способствуют тушению возбужденных атомов иода, и до тех пор, пока в потоке есть синглетный кислород, работает еще один активный канал тушения:



Поэтому чем быстрее происходит перемешивание иодного и кислородного потоков, тем меньше потери синглет-

А.С.Борейшо, А.Б.Баркан, Д.Н.Васильев, И.М.Евдокимов, А.В.Савин. Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д.Ф.Устинова, НПП «Лазерные системы», Россия, 198005 С-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: savin@lsystems.ru

Поступила в редакцию 16 сентября 2004 г., после доработки – 22 марта 2005 г.

ного кислорода и, в итоге, выше эффективность КИЛа. Отсюда понятно то внимание, которое уделяется вопросам смешения при приготовлении активной среды. Однако газодинамическое расширение, необходимое для получения высокого усиления и подавления тушения по каналу (3), затрудняет смешение и тем самым увеличивает потери в канале (2). Поэтому необходимо правильно синхронизировать процессы смешения и расширения.

Когда в качестве буферного газа используется гелий, скорость активной среды велика, времена транспортировки среды от реакционной зоны до соплового блока малы и потери в результате сравнительно невелики. Однако использование гелия приводит к тому, что эффективный молекулярный вес активной среды становится малым (9–10 а. е.). Выхлоп такой активной среды требует огромных затрат энергии, что сильно снижает эффективность лазерной системы в целом [1]. Проблемы, связанные с тушением, становятся особенно важными, когда в качестве буферного газа используется не гелий, а азот, поскольку скорость активной среды в этом случае существенно меньше, а времена транспортировки среды соответственно больше. Тем не менее повышение эффективности систем выхлопа и утилизации делает КИЛ на основе азота гораздо более эффективным.

В настоящей работе исследованы методы повышения эффективности КИЛа низкого давления [2] с трансзвуковой инжекцией молекулярного иода, в котором в качестве буферного газа используется азот. На основе двухслойной газодинамической модели [3] проведен параметрический анализ физико-химических процессов, происходящих в трансзвуковом инжекторе иода и в резонаторной полости КИЛа, включая смешение и генерацию излучения. С помощью программных средств 3D-RANS-моделирования [4] исследованы структуры течений, возникающих при инжекции иодсодержащего потока в трансзвуковой зоне кислородного сопла. В экспериментах с модернизированным лазером 10-киловаттного класса [2] получена химическая эффективность 31.5 % при мощности генерации около 14 кВт. Приведены результаты экспериментального исследования криосорбционной системы утилизации выхлопа КИЛа.

2. Вычислительное моделирование газодинамических процессов в активной среде химических КИЛов

Для того чтобы определить требования, предъявляемые к процессу смешения исходя из конечных параметров лазера, необходима упрощенная газодинамическая модель активной среды, пригодная для проведения широкого параметрического вычислительного эксперимента по моделированию преобразования энергии активной среды в энергию лазерного излучения в тех условиях, которые характерны для сопловых блоков КИЛов. Такая модель должна описывать кинетические процессы, газодинамическое охлаждение и смешение. В известных моделях подобного типа [5] делается попытка описать таким же образом и механизм смешения. Поскольку сделать это строго не представляется возможным, в модель неизбежно приходится вводить некие априорные представления о механизме смешения, что снижает объективность получаемых результатов. В настоящее время, когда появились мощные средства трехмерного моделирования течений со сложной физико-химией, появляется

возможность независимо решить две задачи: 1) определить требования к процессу смешения на основе упрощенных моделей, после чего 2) изучить трехмерный механизм смешения и найти средства достижения требуемых параметров.

2.1. Моделирование кинетики и смешения с помощью двухслойной газодинамической модели активной среды

Для решения первой задачи разработана двухслойная газодинамическая модель потока в сопловом блоке и резонаторной полости КИЛа [3]. Наиболее простая схема течения, в рамках которой можно построить модель смешения, состоит из двух перемешивающихся слоев. Каждый слой описывается одномерными газодинамическими уравнениями, смешение моделируется источниками членами в правых частях транспортных уравнений. Предполагается, что давление является функцией продольной координаты и одинаково для обоих слоев. В такой постановке скорость смешения является внешним параметром.

Уравнения движения для каждого слоя включают в себя действие сил давления и обмен импульсами между слоями:

$$\mu_1 c_1 u_1 \frac{du_1}{dx} = -\frac{dp}{dx} + m \mu_2 c_2 \frac{1-A}{A} (u_2 - u_1), \quad (4)$$

$$\mu_2 c_2 u_2 \frac{du_2}{dx} = -\frac{dp}{dx} + m \mu_1 c_1 \frac{A}{1-A} (u_1 - u_2), \quad (5)$$

где индексами 1 и 2 отмечены параметры первого и второго слоя соответственно; p – давление, общее для обоих слоев; u – скорость; μ – молекулярный вес; c – молярная плотность; A – доля площади поперечного сечения, занимаемая первым слоем; m – параметр скорости смешения.

В уравнения сохранения массы входят химические превращения и обмен веществом между слоями:

$$\frac{dc_{i1}}{dx} = -c_{i1} \left(\frac{du_1}{u_1 dx} + \frac{dF}{F dx} + \frac{dA}{A dx} \right) + \frac{1}{u_1} \sum_{j=1}^{n_r} k_j (v_{ji}'' - v_{ji}') \prod_{k=1}^{n_c} c_{k_1}^{v_{jk}'} + \frac{m}{u_1} \left(\frac{1-A}{A} c_{i2} - c_{i1} \right), \quad (6)$$

$$\frac{dc_{i2}}{dx} = -c_{i2} \left[\frac{du_2}{u_2 dx} + \frac{dF}{F dx} - \frac{dA}{(1-A) dx} \right] + \frac{1}{u_2} \sum_{j=1}^{n_r} k_j (v_{ji}'' - v_{ji}') \prod_{k=1}^{n_c} c_{k_2}^{v_{jk}'} + \frac{m}{u_2} \left(\frac{A}{1-A} c_{i1} - c_{i2} \right), \quad (7)$$

где c_{ij} – молярная плотность j -го компонента смеси в i -м слое; F – переменная площадь сечения канала, в котором движется перемешивающийся реагирующий поток; v – стехиометрические коэффициенты реакций (нижние индексы обозначают номер реакции и номер компонента смеси, два верхних штриха соответствуют правым стехиометрическим коэффициентам, один штрих – левым); k_j – коэффициент скорости j -й реакции (в $\text{м}^3 \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$); n_r и n_c – число реакций и компонентов в смеси соответственно.

Первый член в правой части уравнений (6), (7) имеет чисто газодинамическую природу и соответствует так

называемому уравнению обращения воздействия [6], второй член описывает химические превращения [7], третий член – обмен веществом между слоями. При отсутствии химических реакций и межслойного обмена уравнения переходят в классические одномерные уравнения газодинамики. Все уравнения полностью симметричны относительно перестановки слоев.

Уравнения энергии для обоих слоев таковы:

$$\frac{d}{dx} \left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_1 = \frac{m}{u_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{1-A}{A} \left[\left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_2 - \left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_1 \right] - \delta(x) \frac{\sigma J}{u_1} \left([I^*] - \frac{1}{2} [I] \right)_1 \left(\frac{RT}{\mu p} \right)_1, \quad (8)$$

$$\frac{d}{dx} \left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_2 = \frac{m}{u_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{A}{1-A} \left[\left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_1 - \left(h_m + \frac{u^2}{2} \right)_2 \right] - \delta(x) \frac{\sigma J}{u_2} \left([I^*] - \frac{1}{2} [I] \right)_2 \left(\frac{RT}{\mu p} \right)_2, \quad (9)$$

где $[I^*]$, $[I]$ – концентрации атомарного иода в возбужденном и невозбужденном состояниях соответственно; h_m – энтальпия единицы массы, включающая энтальпию ее образования; $\delta(x)$ – функция, равная единице в резонаторной полости и нулю – вне ее; J – внутрирезонаторная интенсивность поля; σ – сечение вынужденного излучения. Внутрирезонаторная интенсивность считается постоянной во времени и в пространстве в пределах объема резонаторной полости, что близко к реальности в условиях многомодового устойчивого резонатора.

Рассмотрение баланса потоков энергии на выходном зеркале позволяет вычислить выходную мощность КИЛа, если известна внутрирезонаторная интенсивность J :

$$P_{out} = \frac{\tau}{2 - (\tau + \beta)} JS, \quad (10)$$

где S – площадь выходной апертуры; β – коэффициент нерезонансных потерь; τ – коэффициент пропускания (прозрачность) выходного зеркала. В условиях внутрирезонаторного поля коэффициент усиления среды

$$g = \sigma \Delta N = \sigma \left([I^*] - \frac{1}{2} [I] \right),$$

где ΔN – инверсия активной среды. Условие стационарности для плотности лучистой энергии в объеме резонаторной полости приводит к следующему выражению для коэффициента пропускания выходного зеркала:

$$\tau = (2 - \beta) \left\{ 1 + \frac{S}{\sigma} \left[\int_0^L F(x) \sigma \left([I^*] - \frac{1}{2} [I] \right) dx \right]^{-1} \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, двухслойная модель (4)–(9) позволяет, задав внешний параметр скорости смешения m , решить газодинамическую задачу о движении смешивающегося реагирующего потока в канале переменного сечения в условиях генерации оптического излучения. При этом внутрирезонаторная интенсивность также задается как параметр, после чего соответствующий полученному решению коэффициент пропускания выходного зеркала вычисляется по соотношению (11).

Рассмотрим условия, характерные для лазера 10-киловаттного класса [2]. Синглетный кислород вырабатывается в результате взаимодействия газообразного хлора со щелочным раствором перекиси водорода, и расход хлора является основным размерным параметром, определяющим мощность генерации. Длина активной среды вдоль оптической оси резонатора $B = 37$ см, размеры апертуры 6×6 см, степень расширения сопла $2 : 1$, давление кислородного потока перед соплом 25 Тор, первичное разбавление (отношение молярного расхода первичного азота к молярному расходу хлора) $D_1 = 2$, титровальное соотношение (отношение молярного расхода молекулярного иода к молярному расходу хлора) составляет 4 %, вторичное разбавление $D_2 = 1$, относительное содержание паров воды в первичном потоке $w = 0.1$, утилизация хлора $Ut = 0.95$, содержание синглетного кислорода $Y = 0.6$. Начальные условия задаются в критическом сечении сопла. Используется транзвуковая схема смешения.

Выходная мощность в зависимости от параметра скорости смешения m и коэффициента пропускания выходного зеркала τ приведена на рис.1. Коэффициент нерезонансных потерь β принимался равным 0.01. Для лазера 10-киловаттного класса, рассматриваемого в настоящей работе, величина β не очень сильно влияет на конечные

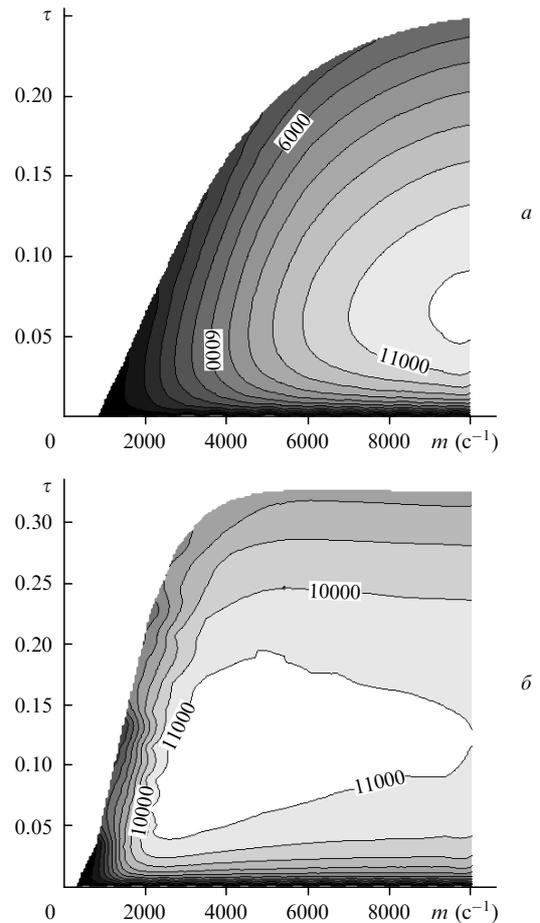


Рис.1. Зависимости выходной мощности от параметра скорости смешения m и коэффициента пропускания зеркал τ в случае, когда резонаторная полость начинается со среза сопла (а) и когда она сдвинута на 6 см от него (б); цифры на линиях уровней – мощность в ваттах.

результаты, поскольку обычно $\beta \ll \tau$. Расчеты показывают, что когда резонаторная полость начинается непосредственно со среза сопла, то увеличение скорости смещения приводит к монотонному возрастанию мощности генерации. При $m \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ и $\tau = 0.05 - 0.07$ мощность генерации составляет около 12 кВт. Это согласуется с результатами экспериментов [2]. Пороговая прозрачность растет с увеличением скорости смещения, стремясь к значению $\tau \approx 0.25$.

Результаты параметрического анализа для случая, когда резонаторная полость сдвинута на 6 см вниз по потоку от сопла, приведены на рис.1,б. Видно, что максимальная мощность практически не изменилась, однако появился оптимум по скорости смещения. Причина этого заключается в механизме потерь энергии. Основным канал потерь связан с тушением возбужденных атомов иода молекулами воды, поэтому чем больше степень диссоциации, тем больше потери, приводящие к нагреву среды. Если резонаторная полость сдвинута вниз по потоку, то большая скорость смещения даже вредна, поскольку она приводит к слишком ранней диссоциации и дополнительным потерям по каналу (3).

Это означает, что для каждой конструкции сопла, определяющей скорость смещения, необходимо выбирать оптимальное положение резонаторной полости относительно сопла. Сдвиг резонаторной полости вниз по потоку приводит к уменьшению оптимальной скорости смещения, уменьшению чувствительности к ее изменениям и к росту пороговой прозрачности. Выходная мощность лазера становится менее чувствительной к изменениям конструктивных и режимных параметров. Так, для случая, приведенного на рис.1,б, при оптимальной скорости смещения $m \approx 4000 \text{ с}^{-1}$ лазер работает на уровне мощности более 11 кВт в диапазоне прозрачности зеркал 0.04–0.18.

2.2. Анализ вихревых структур, возникающих при трансзвуковом вдуве вторичного потока

Для анализа механизма смещения и путей достижения требуемой скорости смещения при трансзвуковой схеме подачи иода проведены расчеты течений в соплах с инжектируемыми отверстиями различных конфигураций.

Трехмерные нестационарные уравнения Навье – Стокса решались в расчетном объеме, который представляет собой элемент симметрии соплового аппарата КИЛа (рис.2). Расчеты проведены с использованием программы VICON-C [4], а также пакета CFX-5.5. Для описания газофазных химических процессов использовалась кинетическая схема, включающая в себя 34 реакции и 12 компонентов газовой смеси [2]. Такая кинетическая схема в сочетании с моделью ламинарного движения термодинамически совершенной газовой смеси в настоящее время является хорошо апробированным инструментом вычислительного моделирования газодинамики активной среды КИЛа [10].

Рассмотрены три схемы трансзвуковой инжекции вторичного потока: однорядный инжектор, двухрядный инжектор с последовательным расположением отверстий и двухрядный инжектор с шахматным расположением отверстий. Результаты расчетов глубины проникновения h струй вторичного потока в первичный поток для различных типов инжекторов показаны на рис.3. Там же приведена обобщающая зависимость для случая одиночной

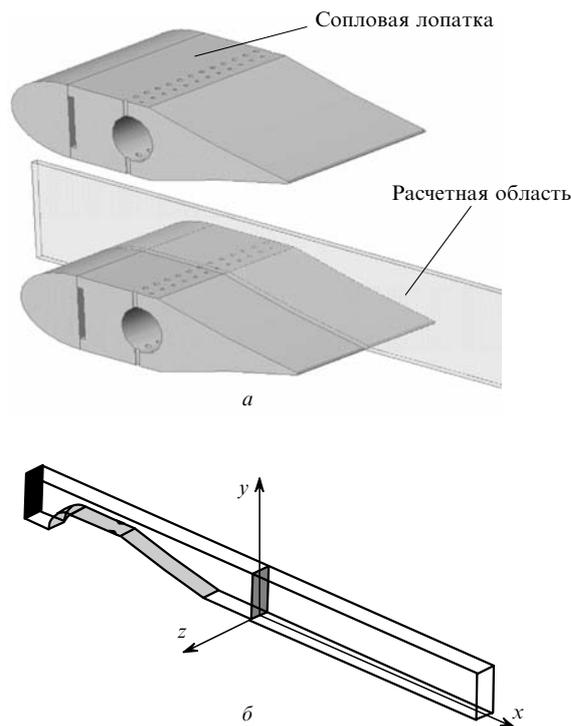


Рис.2. Положение расчетной области в сопловой щели (а) и ее схематическое изображение (б).

струи, вдуваемой в безграничный сносный поток [9]. В случае двухрядного инжектора глубина проникновения отличается от идеальной из-за взаимного влияния потоков от различных рядов инжектора. Этот эффект приводит к снижению эффективности перемешивания потоков в сопле, а в итоге – к неравномерному распределению концентраций компонентов в резонаторной полости (рис.4).

Рассмотрим детально механизм смещения в сопловом канале лазера 10-киловаттного класса [2]. Транс-

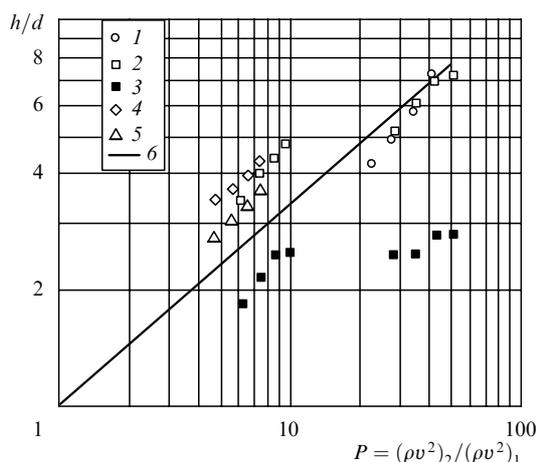


Рис.3. Зависимости нормированной глубины проникновения h инжектируемых струй в сносный поток от отношения скоростного напора вторичного (иодного) потока $(v^2)_2$ к скоростному напору первичного (кислородного) потока $(v^2)_1$ в случае однорядного инжектора (1), двухрядного инжектора с шахматным расположением отверстий (2 – первый ряд, 3 – второй ряд) и двухрядного инжектора с последовательным расположением отверстий (4 – первый ряд, 5 – второй ряд); 6 – глубина проникновения для одиночной струи [8] (d – диаметр отверстий инжектора).

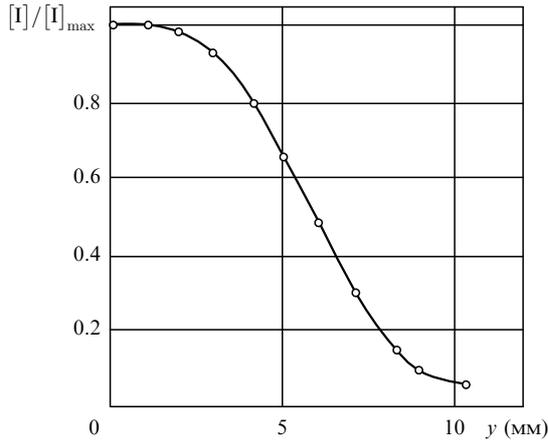


Рис.4. Распределение относительной концентрации иода по направлению оси y в выходном сечении сопла; $[I]_{\max}$ – максимальная концентрация иода в данном сечении.

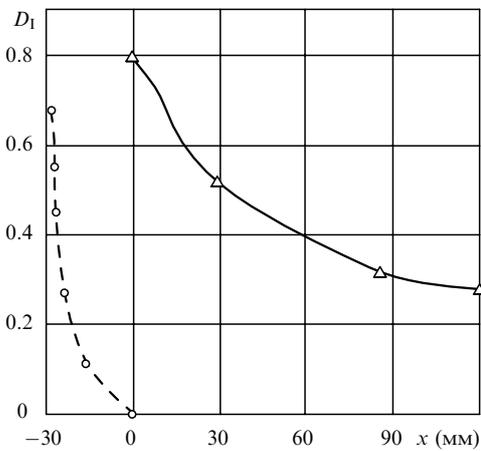


Рис.5. Распределение нормированной дисперсии концентрации атомов иода D_I вдоль потока для инжектора из работы [2] в случае дисперсии в направлении осей y (сплошная кривая) и z (штриховая кривая) при давлении торможения вторичного потока $p_{0(2)} = 88$ Тор.

звуковой инжектор иода имеет два ряда отверстий, расположенных в шахматном порядке.

На рис.5 показаны зависимости нормированных в направлении осей y и z дисперсий концентрации иода D_I (имеется в виду число атомов иода в единице объема, находящихся как в составе двухатомных молекул, так и в диссоциированном состоянии) от координаты x вдоль потока; $x = -30$ мм соответствует точке инъекции иода, $x = 0$ – выходному сечению сопла. Дисперсия концентрации (средний квадрат отклонения от среднего значения) используется в качестве меры, характеризующей неоднородность распределения иода в том или ином направлении. Процесс смешения вдоль оси y (по уровню нормированной дисперсии 0.15) не завершается даже на расстоянии 120 мм от выходного сечения сопла. Это приводит к незавершенной диссоциации и неравномерной выработке синглетного кислорода. В направлении оси z концентрации выравниваются гораздо быстрее, и к выходному сечению сопла смешение полностью завершается, поскольку масштаб неоднородностей существенно меньше. Длина смешения вдоль этой оси $L_m \approx 7.5$ мм, что соответствует приблизительно 10–11 диаметрам инжекторных отверстий первого ряда.

В экспериментах по изучению инъекции круглой струи в сносящий поток [2] показано, что вдвухамая струя приобретает подковообразную форму с двумя вихрями. Аналогичный эффект наблюдается и при трансзвуковой инъекции иода. При малом расходе вторичного потока и, следовательно, малом параметре глубины проникновения возникает режим «недопроникновения» струи и неравномерность концентрации иода сохраняется во всей расчетной области (рис. 6,б).

Действительно, струя первого ряда формирует классическую подковообразную структуру (кадры 2), которой соответствует пара продольных вихрей. Поле течения этой вихревой пары приводит к разрыву струи второго ряда (кадры 4 и 5). Вместо образования подковообразной структуры из струи второго ряда создаются два разобренных вихревых шнура, движение которых полностью подчинено вихревому полю первой струи (кадры 6). В результате формируется единая структура, которая после затухания вихревых движений выглядит как локализованная зона высокой концентрации иода. Эффект взаимного влияния струй не позволяет обеспечить рав-

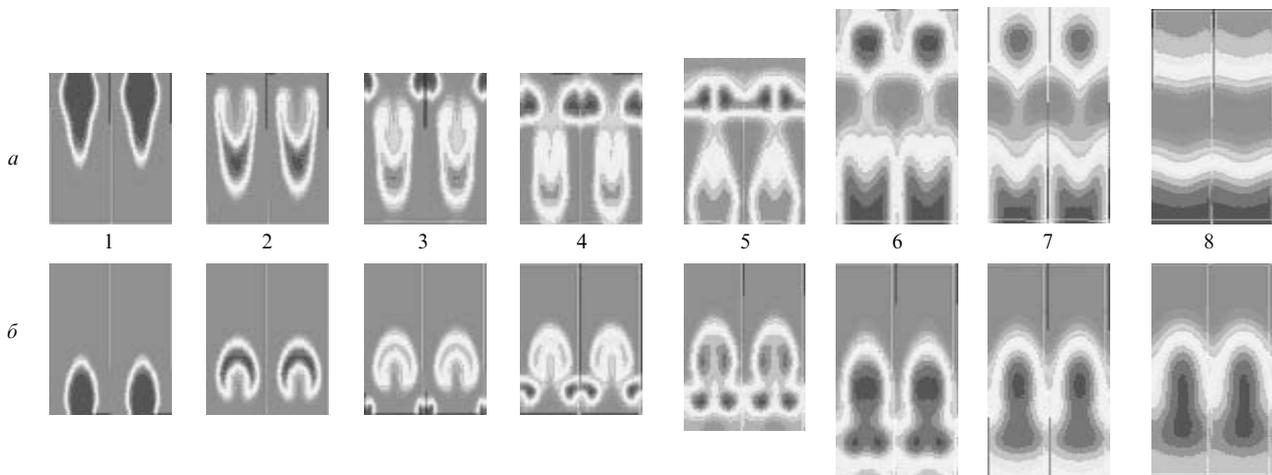


Рис.6. Последовательно расположенные кадры с распределением концентрации паров воды по поперечным сечениям сопла при давлении вторичного потока перед инжектором $p_{0(2)} = 160$ Тор (а) и 88 Тор (б): 1 – вдвух через отверстия первого ряда; 3 – вдвух через отверстия второго ряда; 5–7 – сверхзвуковое расширение; 8 – область сверхзвукового течения на расстоянии 60 мм от выходного сечения сопла.

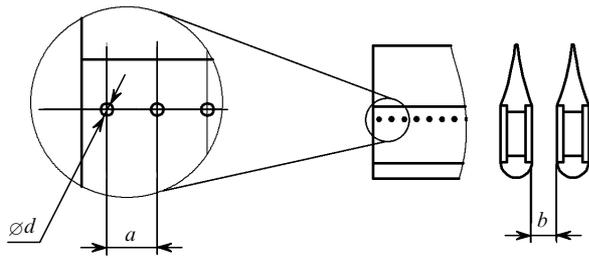


Рис.7. Схема модернизированного трансзвукового инжектора иода (показаны две проекции сопловой лопатки).

номерность концентраций и при увеличении параметра проникновения.

Анализ механизма смешения и трехмерной структуры течений, возникающих при трансзвуковой инжекции вторичного потока, позволяет сформулировать ряд требований, которым необходимо следовать при построении эффективных схем смешения в КИЛе. Перечислим главные из них:

1. Вихревая структура должна охватывать всё поперечное сечение потока. Взаимное влияние инжектируемых струй не должно приводить к образованию локализованных структур.

2. Характерные времена молекулярной диффузии должны быть согласованы с временами движения вихревых структур, а также с временами продольной конвекции активной среды от точки инжекции до резонаторной полости.

Разработанная в соответствии с этими требованиями модернизированная газодинамическая схема трансзвукового инжектора вторичного потока содержит один ряд отверстий (рис.7).

На рис. 8 показана последовательность поперечных сечений потока активной среды, начиная от точки инжекции иода. Вихревая структура устроена так, что к выходному сечению сопла формируется последовательность плоских слоев, расстояние между которыми равно шагу инжекторных отверстий. Далее выравнивание концентраций происходит за счет молекулярной диффузии. Таким образом, процесс смешения разделен на две стадии. На первой стадии происходит выравнивание концентраций в направлении инжекции на масштабах порядка поперечного сечения кислородного сопла. Этот процесс связан с формированием вихревых структур и имеет, в основном, невязкую природу. Его характерное время может быть оценено как $\tau_1 \approx b/(2u_{ef})$, где b – поперечный размер сопла, u_{ef} – эффективная поперечная скорость ин-

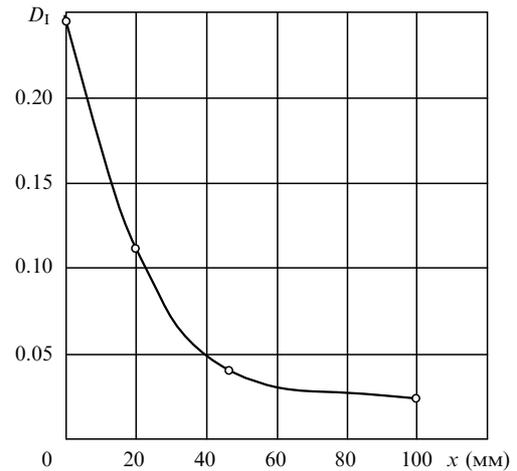


Рис.9. Распределение приведенной дисперсии по оси y концентрации атомов иода D_1 вдоль потока для модернизированной схемы смешения ($x = 0$ соответствует выходному сечению сопла); $p_{0(2)} = 256$ Тор.

жектируемых струй. Вторая стадия обусловлена преимущественно диффузией, и ее характерное время τ_2 пропорционально $(\frac{1}{2}a)^2/\nu$, где a – шаг отверстий инжектора, ν – кинематическая вязкость. Пропорции и абсолютные размеры соплового аппарата выбраны таким образом, что эти характерные времена согласованы между собой и с конвективным временем $\tau_c \approx L/u_{ch}$, где u_{ch} – характерная скорость продольного движения инжектируемой среды.

Распределение приведенной y -дисперсии концентрации атомов иода D_1 вдоль потока представлено на рис.9. На расстоянии 15 мм от среза сопла приведенная дисперсия становится меньше 15%, на расстоянии 40 мм – меньше 5%. Это приводит к формированию однородной активной среды с высоким усилением. Так, на рис.10 показано распределение коэффициента усиления слабого сигнала K_g , усредненного по направлению оптической оси резонатора, для двух типов трансзвуковых инжекторов. Видно, что модернизированный инжектор создает активную среду с существенно более высоким коэффициентом усиления.

Таким образом, результаты вычислительного моделирования показывают, что при правильной организации газодинамического процесса смешения потоков и приготовления активной среды коэффициент усиления слабого сигнала может быть существенно увеличен. Величина K_g является косвенным показателем качества активной среды. Энергетические параметры лазера, по-видимому, должны при этом также заметно возрасти.

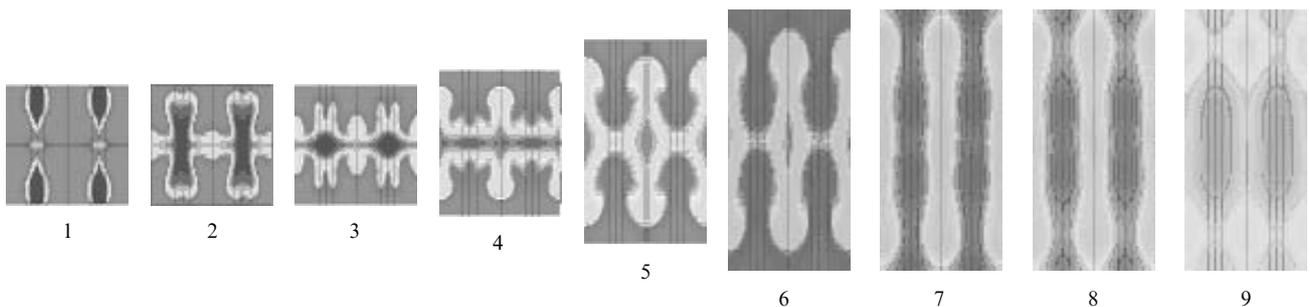


Рис.8. Распределение концентрации паров воды по поперечным сечениям модернизированного иодного инжектора при $p_{0(2)} = 256$ Тор: 1 – вдув; 4–6 – сверхзвуковое расширение; 9 – область сверхзвукового течения (60 мм от выходного сечения сопла).

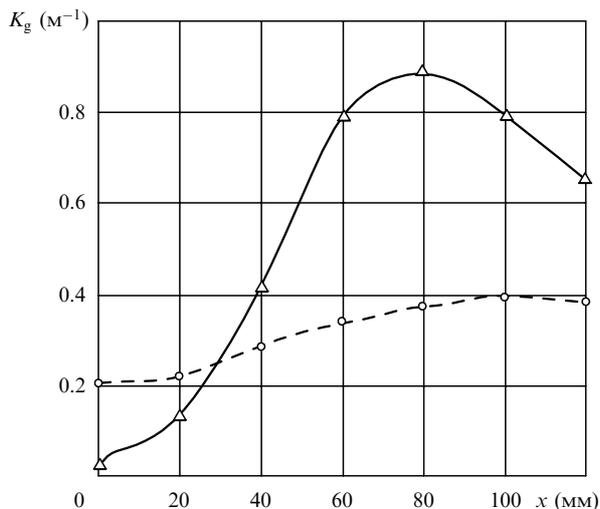


Рис.10. Распределение усредненного коэффициента усиления слабого сигнала для модернизированного инжектора (сплошная кривая) и инжектора из работы [2] (штриховая кривая).

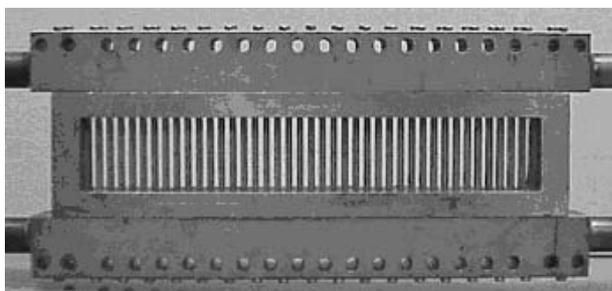


Рис.11. Сопловой блок с модернизированным иодным инжектором.

3. Экспериментальное исследование параметров КИЛа с модернизированным сопловым блоком

Модernизированная конструкция соплового блока (рис.11) для КИЛа 10-киловаттного класса [2] была разработана в соответствии с результатами вычислитель-

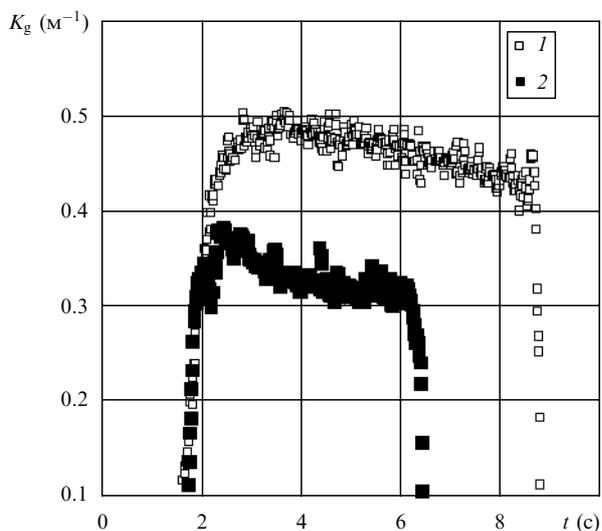


Рис.12. Экспериментальные временные зависимости коэффициента усиления в случае модернизированного иодный инжектора (1) и инжектора из работы [2] (2).

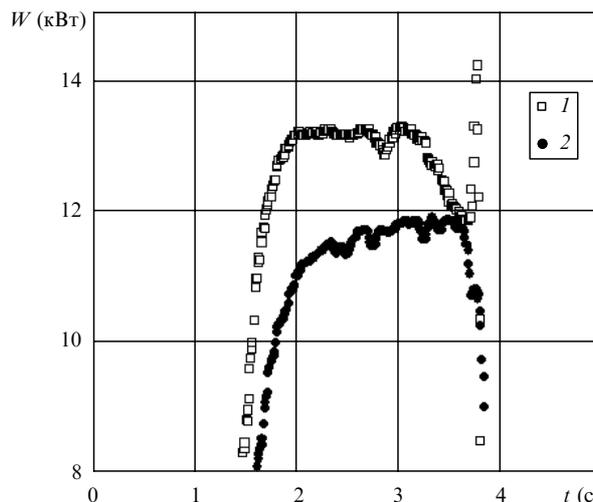


Рис.13. Экспериментальные временные зависимости мощности лазерного излучения в случае модернизированного иодного инжектора (1) и инжектора из работы [2] (2).

ного моделирования смешения. Элементы сопел изготовлены из медного сплава и пластика, температура сопел автоматически поддерживается на уровне 70–80 °С.

Экспериментально измеренный коэффициент усиления слабого сигнала, усредненный в направлении оптической оси, составляет 0.5 м⁻¹, что в 1.6 раза выше, чем в случае базовой конфигурации [2] (рис.12). В полости резонатора реализуется устойчивый сверхзвуковой режим течения с числом Маха около 2.3 (без вывода энергии из потока). В режиме генерации число Маха увеличивается до 2.4 и при этом устанавливается статическое давление, равное 1.8 Тор.

В экспериментах с генерацией лазерного излучения с устойчивым резонатором (коэффициент пропускания выходного зеркала $\tau = 0.1$) при расходе иода 10–12 ммоль/с и расходе хлора 470 ммоль/с достигнута выходная мощность 13.5 кВт (рис.13), что соответствует химической эффективности 31.5 %.

4. Исследование особенностей криосорбционных систем применительно к утилизации выхлопа КИЛа

Использование технологии криосорбции позволяет решить проблемы выхлопа и утилизации активной среды КИЛа независимо от величины внешнего давления. В условиях работы лазерных систем, в отличие от традиционных применений этих технологий, как удельный расход адсорбируемого газа, так и давление достаточно велики. При этом на скорость адсорбции оказывают определяющее влияние не только микрогеометрические параметры адсорбента, но и его геометрическая структура на всех промежуточных масштабах. Критически важными являются способ подвода адсорбируемого газа с минимальными потерями давления и способ отвода теплоты адсорбции. Поэтому имеет смысл в качестве основной характеристики адсорбента использовать эмпирический коэффициент α динамической адсорбционной способности (измеряется в м³·кг⁻¹·с⁻¹).

На рис.14 показан экспериментальный криосорбционный насос, представляющий собой герметичную емкость с теплообменником из алюминия и трубопрово-

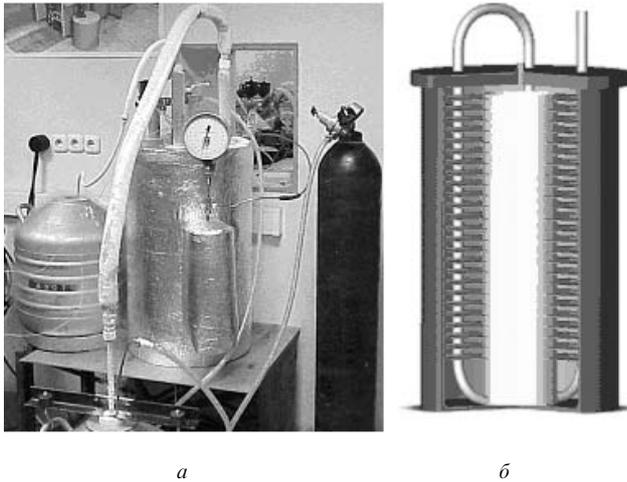


Рис.14. Модельный криосорбционный насос в общем виде (а) и в разрезе (б).

дами для жидкого азота. Пространство между теплообменными поверхностями заполнено адсорбентом (13 кг цеолита марки NaX). Конструкция обеспечивает малое гидравлическое сопротивление для адсорбируемого газа и эффективный отвод выделяющейся теплоты адсорбции. В качестве адсорбируемого газа в экспериментах использован атмосферный воздух.

Пневмогидравлическая модель крионасоса приведена на рис.15. Система сбора данных фиксирует зависимость давления в полости насоса от времени с частотой 100 Гц. Полость насоса предварительно откачивается до давления менее 1 Тор при комнатной температуре. После выдерживания под вакуумом в течение нескольких часов, в процессе которого происходит полная очистка поверхности адсорбента от газов, в теплообменник подается жидкий азот. Температура адсорбента непрерывно контролируется. Когда температура достигает ~ 100 К, открывается клапан EV1 и в полость насоса через мерное сопло Tf1 поступает атмосферный воздух. Напуск воздуха производится под контролем системы управления по следующей схеме: напуск – 5 с, пауза – 5 с.

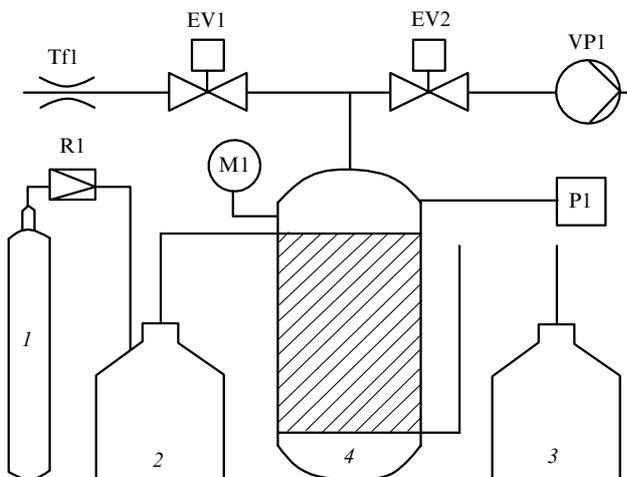


Рис.15. Пневмогидравлическая схема модельного крионасоса: 1 – баллон с газообразным азотом; 2, 3 – сосуд Дюара; 4 – крионасос; P1 – датчик давления; M1 – мановакуумметр; R1 – редуктор; EV1, EV2 – электроклапаны; Tf1 – расходная шайба; VP1 – вакуумный насос.

Динамическая адсорбция отработанной активной среды КИЛа описывается следующим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{RT}{V} \dot{M} - p \frac{\alpha m_c}{V}, \quad (12)$$

где p – давление в полости насоса; T – температура цеолита; V – объем насоса; \dot{M} – молярный расход газа; $\alpha = C(1-f)(2\pi\mu_g kT)^{-1/2}$ – коэффициент динамической адсорбции в $\text{м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ [10]; C – эмпирический коэффициент, зависящий от микрогеометрических характеристик адсорбента; f – степень насыщения поверхности адсорбента; μ_g – молекулярная масса адсорбируемого газа; m_c – масса цеолита. Первый член описывает изотермическое сжатие, второй – динамическую адсорбцию.

Использование изотермической модели состояния газа в полости криосорбционного насоса возможно в том случае, если скорость разогрева среды вследствие адиабатического сжатия гораздо меньше скорости охлаждения газа путем теплопередачи к холодному адсорбенту. Это условие выражается следующим образом:

$$\frac{\dot{M}}{V} \ll (\gamma - 1) \frac{a_g}{d_p^2} \frac{p}{R_0 T}, \quad (13)$$

где в левой части – удельный молярный расход газа на единицу объема полости насоса; a_g – коэффициент температуропроводности газа; γ – показатель адиабаты; d_p – характерный размер пористой структуры адсорбента. Другое важное условие состоит в необходимости достаточно быстрого распределения теплоты адсорбции и теплоты адиабатического сжатия в объеме адсорбента, что предотвращает повышение температуры его поверхности. Это означает, что

$$\frac{\dot{M}}{V} \ll \frac{c_s T \rho_s}{q_a} \frac{a_s}{d_p^2}, \quad (14)$$

где c_s , a_s – коэффициент температуропроводности и теплоемкость адсорбента; ρ_s – его насыпная плотность; q_a – теплота адсорбции (Дж/моль). Можно показать, что в условиях, характерных для систем утилизации выхлопа КИЛа, условия (13) и (14) приближенно выполняются. Это позволяет применять изотермическую модель для описания состояния газовой среды в полости криосорбционного насоса.

Результаты эксперимента приведены на рис.16. При температуре цеолита 110 К и расходе воздуха 0.23 моль/с скорость роста давления составляет ~ 2.5 Тор/с. Аппроксимация экспериментальных результатов решением уравнения (12) при $f \rightarrow 0$ дает константу $C = 9.8 \times 10^{-3}$.

Полученные данные позволяют оценить параметры криосорбционных насосов для утилизации выхлопа КИЛа. Эти параметры, прежде всего масса адсорбента, зависят от давления восстановления, которое имеет отработанная активная среда на выходе сверхзвукового диффузора. Так, для обеспечения пятисекундной непрерывной работы КИЛа 10-киловаттного класса с трансзвуковой инжекцией иода [2] при максимальном давлении восстановления 12 Тор и суммарном расходе отработанной среды около 1.7 моль/с необходим криосорбционный насос, содержащий около 100 кг цеолита NaX при температуре не выше 110 К.

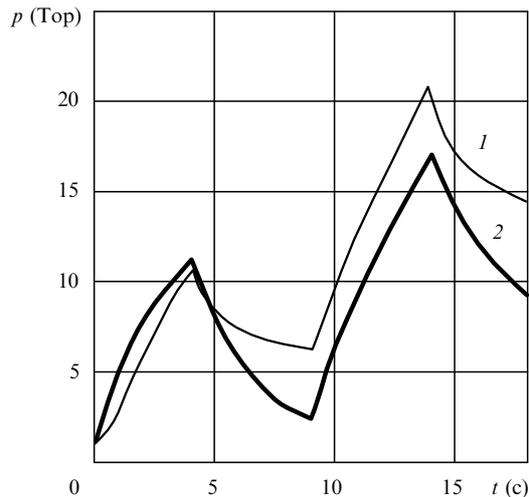


Рис.16. Временные зависимости давления в полости криосорбционного насоса при $\dot{M} = 0.23$ моль/с и $T = 110$ К (1 – эксперимент, 2 – расчет).

5. Заключение

Рассмотрены методы повышения эффективности КИЛа [2], в котором в качестве буферного газа используется азот. На основе двухслойной газодинамической модели проведен параметрический анализ физико-химических процессов, происходящих в трансзвуковом инжекторе иода и в резонаторной полости КИЛа, включая смешение и генерацию излучения. Сформулированы требования, которым должны удовлетворять процессы смешения

с точки зрения эффективности преобразования химической энергии в энергию оптического излучения. С помощью программных средств 3D-RANS-моделирования исследованы структуры течений, возникающих при инжекции иодсодержащего потока в трансзвуковой зоне кислородного сопла. Проведен анализ газодинамических особенностей этих течений. Сформулированы принципы построения эффективной схемы смешения. В экспериментах с модернизированным лазером 10-киловаттного класса получена химическая эффективность 31.5 % при мощности 13.5 кВт. Приведены результаты экспериментального исследования криосорбционной установки и оценки параметров криосорбционного насоса для утилизации выхлопа КИЛа 10-киловаттного класса. Измерена динамическая адсорбционная способность в условиях работы таких лазеров.

1. Boreysho A.S., Khailov V.M., Mal'kov V.M., Savin A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 401 (2000).
2. 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).
3. Savin A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5547**, 39 (2004).
4. Savin A.V., Ignatiev A.A., Fedotov A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4184**, 410 (2000).
5. Barmashenko B.D., Elmor A., Lebiush E., Rosenwaks S.J. *Appl. Phys.*, **75** (12), 7653 (1994).
6. Абрамович Г.Н. *Прикладная газовая динамика* (М.: Наука, 1991).
7. Лапин Ю.В. *Пограничный слой в гиперзвуковых потоках* (М.: Наука, 1976).
8. Madden T.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5120**, 363 (2002).
9. Злобин В. *Изв. АН ЭССР*, **20** (1), 66 (1971).
10. Хефер Р. *Криовакуумная техника* (М.: Энергоатомиздат, 1983).