

**Гуров Леонид Валерьевич**

Численное моделирование фтороводородных химических лазеров  
непрерывного и импульсно-периодического действия  
с интенсификацией процессов смешения реагентов в зоне генерации

Специальность 01.02.05  
«Механика жидкости, газа и плазмы»

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва – 2013

Работа выполнена на кафедре «Энергофизические системы» факультета «Комета» Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)»

**Научный руководитель:** академик РАН, доктор технических наук, профессор

**Каторгин Борис Иванович**

**Официальные оппоненты:** **Бирюков Александр Сергеевич**, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий теоретическим сектором НЦВО РАН

**Киселёв Александр Сергеевич**, кандидат физико-математических наук, главный специалист ОАО «НПО Энергомаш имени академика В.П. Глушко»

**Ведущая организация:** федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова»

Защита диссертации состоится « 4 » октября 2013 года в 10 ч. 00 мин. на заседании Диссертационного совета Д 212.125.14 в Федеральном государственном бюджетном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет)» (МАИ) по адресу: 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МАИ по адресу: 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4.

Автореферат разослан “ \_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2013 г.

Отзывы, заверенные печатью, просим направлять по адресу: 125993, г. Москва, Волоколамское шоссе, д. 4, Учёный совет МАИ

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.125.14,  
кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

Гидаспов В.Ю.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность темы исследования

В настоящее время в мире продолжаются активные работы по совершенствованию технологии создания автономных химических лазеров на молекулах HF и DF с генерацией в непрерывном, а также в импульсно-периодическом режиме (ИПР). Существуют проекты по созданию энергетических установок космического базирования на основе непрерывного химического лазера на молекулах HF (HF-НХЛ), который, по сравнению с DF-НХЛ, обладает более высокими удельными энергетическими характеристиками. Известны упоминания о проектах по созданию установок самолетного, наземного и морского базирования на основе DF-НХЛ ( $\lambda_{DF} \sim 3.7 \dots 4.05$  мкм), излучение которого по сравнению с HF-НХЛ ( $\lambda_{HF} \sim 2.6 \dots 3.1$  мкм), хорошо проходит через атмосферу. Возможность переключения в ИПР при использовании данных лазеров, когда при некотором снижении средней мощности могут быть получены сверхвысокие мощности в импульсе, превышающие более чем на порядок соответствующие значения, достигнутые в непрерывном режиме генерации, также представляет отдельный интерес как для научных исследований, так и для практических применений (например, экологического мониторинга приземной атмосферы).

Известно, что при создании вышеуказанных лазеров существует потенциальная возможность повышения их энергетических параметров, в частности их удельного энергосъёма (мощности излучения, отнесенной к суммарному массовому расходу рабочих компонентов), посредством оптимизации схемы смешения сверхзвуковых потоков реагентов (окислителя, содержащего атомы F, и вторичного горючего, содержащего молекулы  $H_2$  или  $D_2$ ), которые, вступая в химическую реакцию, образуют активную среду. Результаты теоретических исследований, проведённых в данном направлении, позволили обозначить два основных способа повышения удельного энергосъёма, первый из которых заключается в уменьшении шага смешения сверхзвуковых потоков реагентов, а второй предполагает подачу данных реагентов при пониженном давлении (массовом расходе).

На примере сопловой решетки щелевой конфигурации, традиционно используемой во фтороводородных химических лазерах для подачи окислителя и вторичного горючего, практическая реализация указанных способов представляется сложной и противоречивой задачей. Так, уменьшение шага сопел, определяющего шаг смешения в сопловой решётке данной конфигурации, приводит к нарастанию технологических сложностей изготовления щелевых сопел, когда намного усложняется решение задачи надежного и равномерного охлаждения конструкции сопловой решетки при условии обеспечения ее прочности и жесткости. В свою очередь, подача реагентов при пониженном давлении будет сопровождаться формированием в соплах достаточно толстых пограничных слоев (из-за малых значений числа Рейнольдса в критическом сечении сопел, не превышающих 1000), в которых эффективно протекает рекомбинация

атомов фтора. Результаты исследований показывают, что наиболее эффективная генерация излучения при использовании сопловой решётки щелевой конфигурации наблюдается в случае, когда шаг сопел равен 6-7 мм, а средний уровень давления на срезе сопел составляет около 5 Тор.

Для DF-НХЛ самолетного, наземного и морского базирования, где, помимо достижения высоких удельных энергетических характеристик, требуется обеспечить выхлоп отработанных газов в окружающую атмосферу, предпочтительным является смешение реагентов при повышенном давлении (более 5 Тор) на срезе сопловой решётки. Снизить падение удельного энергосъёма, которое в подобном случае неизбежно [1], позволяет решение вопроса о возможности уменьшения шага смешения реагентов.

В случае HF-НХЛ космического базирования давление на срезе сопловой решётки может быть достаточно малым (менее 5 Тор), поскольку проблема обеспечения выхлопа отработанных газов в окружающее пространство здесь отсутствует. Учитывая ограниченный запас топлива, привлекательным для данного лазера является организация смешения реагентов при пониженном давлении, когда плотность массового расхода (массовый расход, отнесенный к площади срезе сопловой решётки) также принимает малые значения.

Очевидно, что, с учётом отмеченных недостатков щелевых сопел, использование в подобных лазерах сопловой решётки щелевой конфигурации не является оптимальным. Более перспективным представляется использование специальных сопловых решёток, геометрические особенности которых способствуют интенсификации процессов смешения реагентов, что выражается в увеличении поверхности контакта истекающих струй окислителя и вторичного горючего. К подобному классу относятся рассматриваемые в настоящей работе сопловые решётки с зубчатыми соплами [2], а также сопла NYLTE (NYpersonic Low TEmpérature nozzle) [3].

Изначально разработанные для использования в HF-НХЛ космического базирования сопла NYLTE примечательны наличием широкой донной области, способствующей дальнейшему расширению потоков за срезом сопел до ещё более низких давлений. Отсюда, в свою очередь, создается предпосылка к получению эффективной генерации излучения на обертоновых переходах молекулы HF ( $\lambda_{HF}^{om} \sim 1.25 \dots 1.45$  мкм), которая априори требует понижения давления в активной среде. В подобном лазере за счёт двукратного уменьшения длины волны генерируемого излучения вдвое снижается дифракционный предел расходимости излучения ( $\sim \lambda$ ), что приводит к увеличению яркости в дальней зоне в 4 раза ( $\sim \lambda^{-2}$ ).

Важным этапом, предшествующим внедрению указанных сопловых решёток в конструкцию НХЛ для реализации натуральных экспериментов, является проведение численных экспериментов, направленных на оптимизацию геометрических параметров сопел, а также газодинамических параметров подаваемых реагентов для получения более высоких удельных энергетических характеристик лазерного излучения при

сохранении высокого оптического качества активной среды. К настоящему времени, несмотря на интенсивное развитие вычислительной техники, в мировой литературе отсутствуют какие-либо свидетельства о проведении численных расчётов энергетических характеристик фтороводородных НХЛ с сопловыми решётками, реализующими интенсификацию процессов смешения, когда для адекватного описания течения в соплах и активной среде необходимо использование трехмерных расчётных моделей. По всей видимости, это связано с широкой популярностью двумерных расчётных моделей для решения аналогичных задач, однако использование подобных моделей оправдано лишь в случае рассмотрения НХЛ с щелевой сопловой решёткой. Достаточно ограниченные данные о результатах экспериментов, в которых рассматривались зубчатые сопла и сопла NYLTE для формирования активной среды, подчеркивают необходимость проведения численного моделирования, которое позволяет не только оценить интегральные энергетические параметры, но и также получить детальное представление о характере распределения интенсивности формируемого излучения вдоль по потоку активной среды.

**Целью работы** является теоретическое исследование удельных энергетических параметров автономных фтороводородных непрерывных и импульсно-периодических химических лазеров, в которых для формирования активной среды используются перспективные сопловые решётки, способствующие интенсификации процессов смешения потоков окислителя и вторичного горючего.

**Объектом исследования** являются автономные непрерывные химические HF- и DF-лазеры с различными конфигурациями сопловой решётки (щелевой, зубчатой, NYLTE), работающие на различных топливных композициях и генерирующие излучение в непрерывном, а также в импульсно-периодическом режиме.

**Предметом исследования** являются физико-химические процессы, происходящие в составных частях НХЛ, начиная от камеры сгорания до входа в диффузор; методы математического моделирования этих процессов; сравнительные энергетические характеристики, полученные для HF- и DF-НХЛ с традиционной щелевой сопловой решёткой и с сопловыми решётками перспективных конфигураций, обеспечивающими интенсификацию процессов смешения потоков окислителя и вторичного горючего.

**Методом исследования** является численный эксперимент, проводимый посредством совокупности расчётных программ на основе стандартных и разработанных соискателем численных моделей, позволяющих в трехмерной постановке описать физико-химические процессы в соплах и активной среде HF- и DF-НХЛ.

## Научная новизна исследования

1. Предложена и обоснована методика численного решения уравнений для резонансного поля излучения в полости плоскопараллельного резонатора в рамках моделирования процессов в активной среде химических HF- и DF-лазеров непрерывного действия с перспективными конфигурациями сопловой решётки. Особенностью методики является разработанный алгоритм численного расчёта значений интенсивности генерируемого лазерного излучения, позволяющий вычислять данные величины в предварительно рассчитанных полях газодинамических параметров истекающего сверхзвукового потока, которые в свою очередь определяются путем решения системы трехмерных уравнений Навье-Стокса.

2. В рамках разработанной численной модели при использовании топливной композиции ( $C_2H_4$ ,  $NF_3$ , He) / ( $D_2$ , He) выполнено теоретическое исследование удельных энергетических характеристик DF-НХЛ с повышенным уровнем давления в активной среде, показавшее, что замена в сопловой решётке традиционных щелевых сопел зубчатыми соплами с аналогичным шагом

- способствует повышению приведённой мощности и удельного энергосъёма минимум в 1.5 раза при уровнях давления в активной среде 10-20 Тор, когда существенно упрощается решение задачи выхлопа отработанных газов в окружающую атмосферу, при этом в случае DF-НХЛ самолетного базирования на высотах 8-12 км из конструкции лазера могут быть полностью исключены газоструйные эжекторы.

- приводит к уменьшению протяженности зоны генерации в 2-3 раза;

- приводит к формированию дополнительных неоднородностей в распределении интенсивности по высоте апертуры.

3. В рамках разработанной численной модели при использовании топливной композиции ( $D_2$ ,  $NF_3$ , He) / ( $H_2$ , He) выполнено теоретическое исследование оптического качества активной среды и параметров генерации на частотах основного тона и первого обертона молекул HF в HF-НХЛ с соплами NYLTE, показавшее что:

- протяженности зон генерации на частотах основного тона и первого обертона молекул HF отличаются незначительно;

- амплитуда искажений волнового фронта при средних значениях давления на срезе сопловой решётки 3.5... 6 Тор не превышает 0.016 мкм ( $\lambda_{HF}/160$ ) в расчёте на один проход луча по активной среде длиной 40 см, что свидетельствует об очень хорошем оптическом качестве формируемой активной среды;

- при направлении оптической оси вдоль высоты сопловой лопатки достигаются значения приведённой мощности и удельного энергосъёма, превышающие в 2 раза аналогичные значения, полученные при рассмотрении случая с перпендикулярным расположением сопловых лопаток относительно оптической оси.

4. Разработана численная модель импульсно-периодического HF-НХЛ, описывающая динамику развития коротких импульсов (<50 нс) с учётом неравновесного

распределения энергии по вращательным уровням молекул HF, где для определения газодинамических параметров активной среды решается система трехмерных уравнений Навье-Стокса.

5. В рамках разработанной численной модели импульсно-периодического HF-НХЛ при использовании топливной композиции ( $CS_2$ ,  $NF_3$ , He) / ( $H_2$ , He) выполнено теоретическое исследование параметров генерации данного лазера с соплами типа NYLTE при уровнях давления в активной среде 2...6 Тор, показавшее, что при оптимальных параметрах зеркал резонатора могут быть получены импульсы с длительностью 20-30 нс и пиковой мощностью, превышающей на два порядка соответствующие значения, достигнутые в непрерывном режиме генерации.

### **Практическая значимость исследования**

Результаты, полученные соискателем, могут быть использованы при разработке фтороводородных НХЛ различного базирования, обладающих повышенными удельными энергетическими характеристиками, как для специальных применений, так и для решения ряда научных и практических задач (исследование прохождения излучения в различных регионах на разных высотах, дистанционный мониторинг состава атмосферы).

### **Достоверность результатов**

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированной физико-математической модели, описывающей в трехмерной постановке основные процессы в соплах и активной среде фтороводородных НХЛ.

### **Личный вклад соискателя**

1. Разработаны численные алгоритмы и созданы соответствующие расчётные программы, моделирующие в трехмерной постановке физико-химические процессы в активной среде фтороводородных химических лазеров, генерирующих излучение в непрерывном и импульсно-периодическом режиме. Для описания данных процессов использовалась численная модель, базирующаяся на системе уравнений Навье-Стокса, которая дополнялась кинетическими моделями процессов химической накачки, колебательной релаксации и колебательного обмена активных молекул (HF или DF), а также условием квазистационарной генерации в полости плоскопараллельного резонатора Фабри-Перо.

2. Указанные расчётные программы использовались соискателем для проведения теоретического исследования удельных энергетических характеристик DF-НХЛ с зубчатыми соплами; HF-НХЛ с соплами NYLTE, генерирующего излучение на частотах основного тона и первого обертона молекулы HF; импульсно-периодического HF-НХЛ с соплами типа NYLTE.

## **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Результаты разработки численной модели расчёта удельных энергетических характеристик фтороводородных непрерывных химических лазеров (НХЛ), для формирования активной среды которых используются сопловые решётки перспективных конфигураций (зубчатые, NYLTE и др.), обеспечивающие интенсификацию процессов смешения исходных реагентов.

2. Результаты теоретического исследования характеристик DF-НХЛ с сопловой решёткой зубчатой конфигурации:

- по сравнению с традиционными щелевыми соплами использование в сопловой решётке зубчатых сопел позволяет повысить значения приведённой мощности и удельного энергосъёма не менее чем в 1.5 раза при повышенных уровнях давления в активной среде (10-20 Тор), что соответствует более благоприятным условиям для выхлопа отработанных газов в окружающую атмосферу.

3. Возможность достижения хорошего оптического качества активной среды HF-НХЛ с соплами NYLTE, реализующими смешение посредством поперечного впрыска в поток окислителя дискретных струй вторичного горючего.

4. Возможность повышения в 2 раза удельных энергетических характеристик HF-НХЛ с соплами NYLTE при расположении сопловых лопаток параллельно оптической оси резонатора по сравнению с более традиционным вариантом, когда направления сопловых лопаток и оптической оси перпендикулярны.

5. Результаты теоретического исследования энергетических параметров непрерывного и импульсно-периодического HF-НХЛ с соплами типа NYLTE, имеющими узкую донную область (3 мм).

## **Апробация результатов исследования**

Результаты исследований, отраженные в диссертации, на разных этапах работы докладывались на международной конференции «International Conference on Lasers, Applications and Technologies» (LAT-2010), г. Казань, август, 2010 г.; на международной конференции «Актуальные направления развития прикладной математики в энергетике, энергоэффективности и информационно-коммуникационных технологиях», МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва, 27 октября 2010г.; на конференции «Инновации в авиации и космонавтике-2011», МАИ, г. Москва, 27 апреля 2011г.

## **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, обзора литературы, 4 глав и заключения. Общий объём диссертации - 114 страниц, работа содержит 10 таблиц, 38 рисунков и список литературы из 106 наименований.



## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** обосновывается актуальность темы диссертации, сформулированы цели диссертации, приведено краткое содержание глав диссертации. Дан **краткий обзор литературы** по экспериментальным и расчётно-теоретическим исследованиям параметров активной среды и удельных энергетических характеристик HF-НХЛ (обычного и обертонового) и DF-НХЛ, в которых использовались различные варианты сопловой решётки, обеспечивающие интенсификацию процессов смешения сверхзвуковых потоков окислителя и вторичного горючего. Также приведён обзор литературы по импульсно-периодическому HF-НХЛ.

В **главе 1** описывается методика численного моделирования фтороводородных химических лазеров с каскадной генерацией в случаях использования сопловой решётки, состоящей из мелкомасштабных сопел заданной геометрии. Методика включает в себя:

- 1) расчёт поля ламинарного течения в соплах и формируемой активной среде;
- 2) расчёт поля интенсивности лазерного излучения в активной среде, находящейся в полости плоскопараллельного резонатора Фабри-Перо.

Применительно к рассмотрению режима непрерывной генерации излучения, данные расчёты в общем случае предполагают сопряженное решение системы трехмерных уравнений Навье-Стокса для многокомпонентной реагирующей газовой смеси, выражающей в себе законы сохранения массы, импульса и энергии, и уравнений, отражающих условие квазистационарной генерации на отдельных колебательно-вращательных переходах активных молекул. Реализация подобной численной модели, позволяющей проводить оценки удельного энергосъёма и приведённой мощности (мощности лазера, отнесённой к единице площади среза сопловой решётки) через рассчитанные поля интенсивности излучения, представляется достаточно трудоемкой. Отсюда большинство расчётно-теоретических исследований фтороводородных НХЛ ограничивалось использованием двухмерных приближений и, соответственно, рассмотрением исключительно сопловых решёток щелевой конфигурации.

В данной работе развит подход к численному моделированию НХЛ, отличающийся относительной простотой. Основан данный подход на допущении, что вклад процессов вынужденного излучения в относительное изменение поля течения на всём участке активной среды, где возникает генерация, по сравнению, например, с процессами тушения колебательных состояний активных молекул, пренебрежимо мал. Указанное допущение позволяет свести моделирование НХЛ к двум последовательным этапам, где на первом этапе в рамках системы трехмерных уравнений Навье-Стокса при заданных граничных условиях на входе в сопла определяются газодинамические параметры в соплах и активной среде без учёта процессов вынужденного излучения (так называемый, режим усиления). Поскольку в этом случае уравнение энергии и уравнения переноса концентраций активных молекул, входящие в общую систему

уравнений, не содержат дополнительных источников членов, отражающих изменение энергии рассматриваемой газовой среды и концентраций активных молекул на колебательных уровнях за счёт процессов вынужденного излучения [4], данная система упрощается и в таком виде может быть решена с использованием готовых CFD-программ (например, Star-CD, Fluent, Ansys CFX). В настоящей работе для данных расчётов использовалась программа Ansys CFX. Учёт процессов вынужденного излучения происходит на втором этапе, где для расчёта поля интенсивности излучения решаются уравнения переноса концентраций компонент реагирующей газовой смеси (F, H<sub>2</sub>/D<sub>2</sub>, HF(v)/DF(v), F<sub>2</sub>...). Принимая во внимание, как правило, стационарный режим течения, постоянство знака продольной составляющей скорости в зоне генерации, а также пренебрежимо малый вклад процессов диффузии в продольном направлении высокоскоростного истекающего потока, данные уравнения могут быть записаны в параболическом приближении:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \begin{matrix} C_m(v) \\ C_i \end{matrix} \right\} + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \begin{matrix} C_m(v) \\ C_i \end{matrix} \right\} + \rho w \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{matrix} C_m(v) \\ C_i \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} \dot{w}_m(v) \\ \dot{w}_i \end{matrix} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \begin{matrix} \rho D_m \frac{\partial}{\partial y} C_m(v) \\ \rho D_i \frac{\partial}{\partial y} C_i \end{matrix} \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \begin{matrix} \rho D_m \frac{\partial}{\partial z} C_m(v) \\ \rho D_i \frac{\partial}{\partial z} C_i \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} \frac{W_m}{N_A} \cdot \left[ \frac{g_{v,j+1}^{v+\Delta v,j} \cdot I_{v,j+1}^{v+\Delta v,j}}{h\nu_{v,j+1}^{v+\Delta v,j}} - \frac{g_{v-\Delta v,j'+1}^{v,j'} \cdot I_{v-\Delta v,j'+1}^{v,j'}}{h\nu_{v-\Delta v,j'+1}^{v,j'}} \right] \\ 0 \end{matrix} \right\}, \quad \left( \begin{matrix} m = HF \vee DF \\ i = F, F_2, H_2, D_2 \dots \end{matrix} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\dot{w}_i$  – источниковый член, описывающий изменение концентраций неизлучающих компонент газовой смеси за счёт химических реакций;  $\dot{w}_m(v)$  – источниковый член, описывающий изменение концентраций активных молекул на колебательном уровне  $v$  за счёт процессов химической накачки, колебательной релаксации и колебательного обмена;  $\rho$  – плотность смеси;  $u, v, w$  – продольная и поперечные составляющие скорости;  $g, I, h\nu$  – соответственно, локальные значения коэффициента усиления, интенсивности лазерного излучения в активной среде и энергии кванта на заданном колебательно-вращательном переходе ( $v, j \rightarrow v-\Delta v, j+1$ ) активной молекулы;  $W_m$  – молярная масса активной молекулы;  $N_A$  – число Авогадро;  $D$  – коэффициент диффузии.

Входящие в данные уравнения значения интенсивности излучения  $I$  на отдельных колебательно вращательных переходах активных молекул определяются неявным образом через условие квазистационарной генерации, которое записывается следующим образом:

$$\frac{1}{h_*} \int_0^{h_*} g_{v,j+1}^{v+\Delta v,j}(x, y, z) dz = g_{\text{пор}} \equiv \frac{1}{L_a} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}, \quad (2)$$

где  $h_*$  – длина одного периода структуры сопловой решётки вдоль оптической оси (в приведённом выражении данной осью является ось  $z$ );  $L_a$  – длина активной среды;  $r_1, r_2$  – соответственно, коэффициенты отражения глухого и выходного зеркала резонатора.

Используя второй порядок аппроксимации по пространству, полученная система уравнений решается методом матричной прогонки. При аппроксимации конвективных и диффузионных операторов в уравнениях переноса используются значения скорости, температуры и давления, определенные в соответствующих точках пространства активной среды на первом этапе расчётов. Начало расчетной области для данных уравнений совпадает с плоскостью, соответствующей началу зоны генерации. При задании граничных условий на данной плоскости используются значения концентраций  $C$ , также определенные на этапе 1.

Применительно к режиму импульсно-периодической генерации в HF-НХЛ создана модель, описывающая динамику развития коротких импульсов ( $<50$  нс) в активной среде, помещённой в резонатор с модулированной добротностью. Газодинамические параметры в соплах и активной среде до включения добротности резонатора определялись из решения системы трехмерных уравнений Навье-Стокса, при этом полагалось, что после включения добротности резонатора в течение генерируемого импульса активная среда остается неподвижной. Последнее допустимо, поскольку длительность импульса более чем на два порядка меньше характерного времени смены вещества в зоне генерации ( $\sim 10^{-5}$  сек). Считалось, что к моменту включения добротности резонатора устанавливается равновесное распределение энергии по вращательным уровням молекул HF, при этом в течение импульса, учитывая относительно малые длительности импульсов по сравнению с временами вращательной релаксации ( $>100$  нс), распределение энергии по вращательным уровням данных молекул становится существенно неравновесным. С учётом вышесказанного, в приближении постоянных вдоль оптической оси резонатора полей излучения соответствующие значения интенсивностей излучения и концентраций молекул HF к моменту времени  $t$  в некоторой точке пространства активной среды после включения добротности резонатора определяются с помощью решения системы нестационарных уравнений, описывающих свободную лазерную генерацию в неподвижной среде [5]:

$$\frac{1}{c} \frac{dI_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}(t)}{dt} = \left[ \frac{1}{h_*} \int_0^{h_*} g_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}(x, y, z, t) dz_{\text{онмуч}} - g_{\text{nop}} \right] \cdot I_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}(t), \quad (3)$$

$$\rho \frac{dC_{\text{HF}(v,j)}(t)}{dt} = \frac{W_{\text{HF}}}{N_A} \left[ \frac{g_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}(t) \cdot I_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}(t)}{h\nu_{v,j}^{v+\Delta v, j-1}} - \frac{g_{v-\Delta v, j+1}^{v,j}(t) \cdot I_{v-\Delta v, j+1}^{v,j}(t)}{h\nu_{v-\Delta v, j+1}^{v,j}} \right].$$

Используя явную схему с первым порядком аппроксимации по времени, данная система уравнений решается методом скалярной прогонки. При решении данной системы уравнений считается, что начальный момент времени  $t=0$  совпадает с моментом включения добротности резонатора, а начальные значения интенсивностей принимаются близкими к нулю.

**Глава 2** посвящена теоретическому исследованию удельных энергетических характеристик DF-НХЛ, где для формирования активной среды используется сопловая решётка с зубчатыми соплами. Увеличение поверхности контакта струй окисли-

теля и вторичного горючего обеспечивается здесь за счёт внесения в щелевые сопла выступов («зубьев»), которые начинаются сразу за критическим сечением и простираются до среза сопел, постепенно увеличиваясь по высоте (рис. 1).

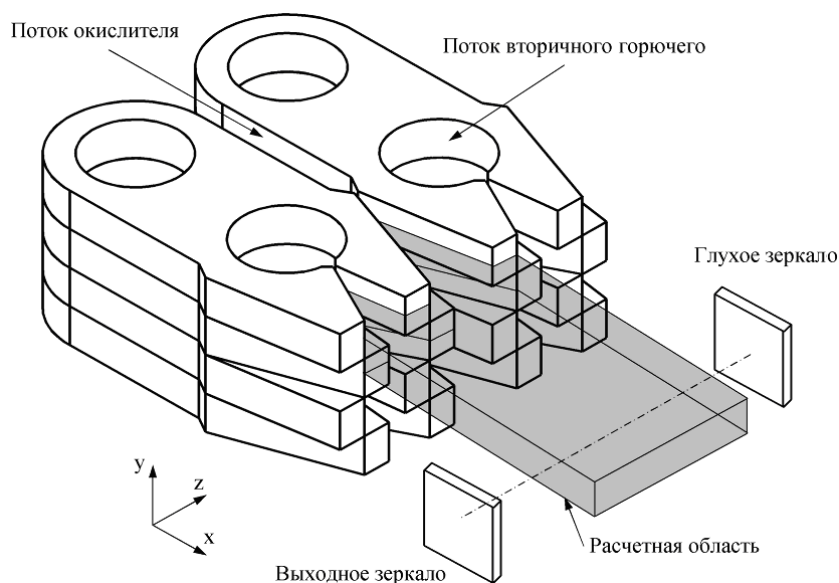


Рис. 1. Фрагмент сопловой решётки с зубчатыми соплами.

Рассмотрено два варианта геометрии данной сопловой решётки, в первом из которых («конфигурация 1», предложена в [2]) шаг сопел составлял 5.46 мм, высота зуба на срезе – 0.83 мм. Во втором варианте («конфигурация 2», разработка НПО «Энергомаш») шаг сопел составлял 7.5 мм, высота зуба – 0.7 мм. Периодическая структура сопловой решётки позволяет при расчётах ограничиться рассмотрением одного периода вдоль оси  $z$  и одного полупериода вдоль оси  $y$  (рис. 1). Соответствующие сеточные модели расчётных областей насчитывали порядка 1 млн призматических ячеек.

С целью оценки вклада «зубьев» в изменение удельных энергетических характеристик DF-НХЛ также были рассмотрены случаи, когда для формирования активной среды использовалась эквивалентная щелевая сопловая решётка, в которой шаг сопел и их степени расширения оставались неизменными.

Используя описанную в главе 1 методику, проведено численное моделирование DF-НХЛ. В качестве варьируемого параметра при анализе результатов была выбрана плотность суммарного массового расхода  $\dot{m}_2/S$ , значение которой в расчётах регулировалось величиной давления  $p_0$  в камере сгорания (2-10 атм). Давление торможения потока вторичного горючего ( $D_2+He$ ) задавалось при этом равным 3 атм. Для получения атомарного фтора в камере сгорания использовалась топливная композиция:  $C_2H_4 + 5.5 NF_3 + 38 He$  [2]. При расчёте параметров лазерной генерации длина активной среды задавалась равной 40 см, коэффициенты отражения глухого ( $r_1$ ) и выходного ( $r_2$ ) зеркал резонатора Фабри-Перо составляли, соответственно, 99.4% и 90%, коэффициент потерь на зеркалах – 0.6%. Константы скоростей химической накачки, колебательной релаксации и колебательного обмена молекул  $DF(\nu)$  брались из [6].

На рис. 2 показано распределение суммарной интенсивности излучения по апертуре на выходе из резонатора в случае зубчатой сопловой решётки конфигурации 1 и эквивалентной ей щелевой сопловой решётки при  $\dot{m}_2/S=0.7$  г/(см<sup>2</sup>·сек), что соответствует уровню давления в активной среде около 7 Тор. Вследствие интенсифицированного перемешивания и, следовательно, более высокой скорости выработки атомарного фтора в потоке окислителя с последующим образованием молекул DF(v) протяженность зоны генерации в случае использования зубчатой сопловой решётки уменьшается почти в 3 раза, при этом примерно в 2 раза повышается пиковое значение интенсивности.

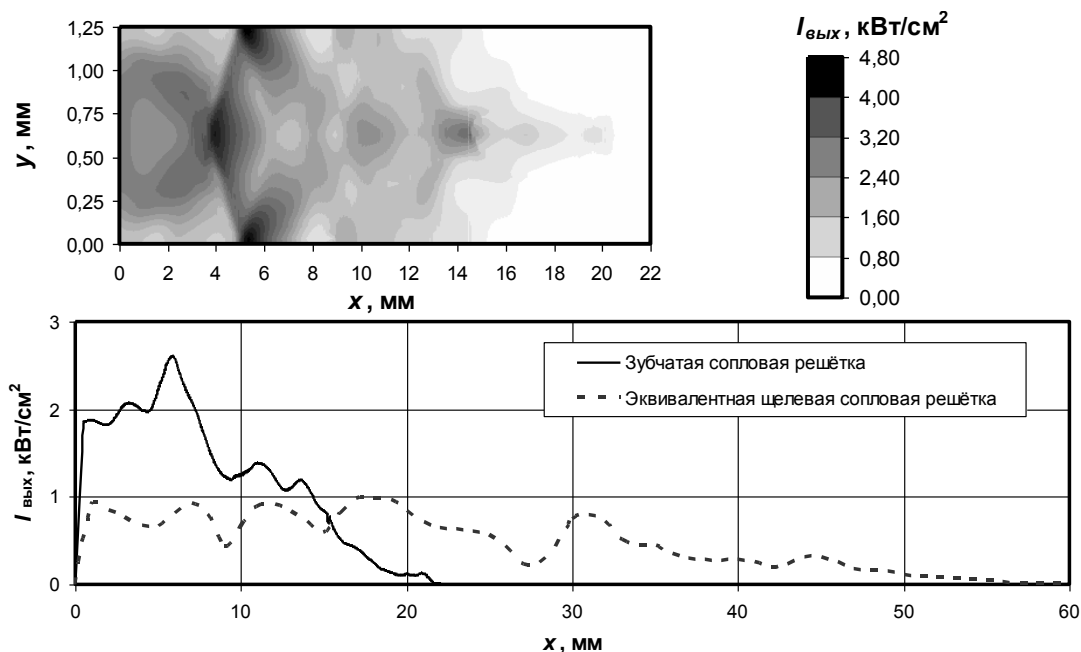


Рис. 2. Распределения интенсивности выходного излучения по апертуре в случае использования сопловой решётки с зубчатыми соплами (показаны отдельно в виде заштрихованных изолиний и конкретных значений, осредненных вдоль оси  $y$ ) и эквивалентными щелевыми соплами при  $\dot{m}_2/S=0.7$  г/(см<sup>2</sup>·сек).

На рис. 3 приведены зависимости приведённой мощности излучения и удельного энергосъёма от плотности массового расхода. Наличие зубьев в соплах способствует повышению данных параметров, когда подача реагентов осуществляется с большей плотностью массового расхода. Так, при наибольших из рассмотренных значений плотности массового расхода  $\dot{m}_2/S$  использование зубчатых сопел вместо щелевых привело к увеличению приведённой мощности в 1.5-2.5 раза (в зависимости от номера конфигурации сопловой решётки - 1 или 2). Обращает на себя внимание снижение общего уровня приведённой мощности и удельного энергосъёма для зубчатой сопловой решётки конфигурации 2. Подобный результат можно считать закономерным, учитывая больший шаг сопел и одновременно меньшую высоту зуба, из-за чего не только уменьшается поверхность контакта струй окислителя и вторичного горючего за срезом, но и также менее выраженной становится закрутка истекающего потока, влияющая на скорость перемешиванию реагентов. По сравнению с конфигурацией 1,

где наблюдалась практически полная (~90%) выработка атомарного фтора к концу лазерной зоны, в данном случае указанные факторы в совокупности с процессами тушения колебательных состояний молекул  $DF(v)$ , отрицательное влияние которых усугубляется с повышением уровня давления, привели к снижению выработки атомарного фтора до 50%.

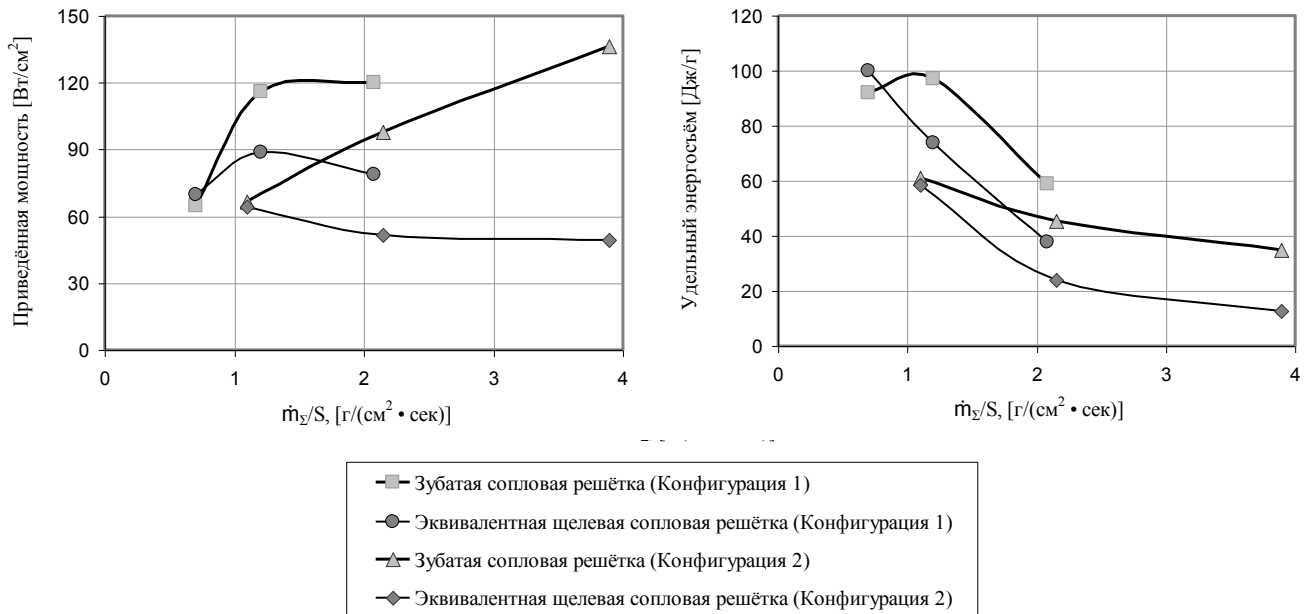


Рис. 3. Зависимости приведённой мощности и удельного энергоём от плотности суммарного массового расхода  $\dot{m}_2/S$  при различных конфигурациях сопловой решётки.

Согласно проведённым оценкам, при использовании DF-НХЛ на самолете на высотах порядка 8-12 км наименьшие значения плотности суммарного массового расхода  $\dot{m}_2/S$ , при которых давление в потоке отработанных газов на выходе из диффузора достигает уровня окружающей атмосферы, лежат в диапазоне 1.25-1.75 г/(см²·сек). Полученные в работе результаты по удельным энергетическим характеристикам для данного диапазона  $\dot{m}_2/S$  (рис. 3) свидетельствуют о целесообразности использования в сопловой решётке такого лазера зубчатых сопел вместо традиционных щелевых, поскольку в данном случае необходимость использования дополнительных газоструйных эжекторов, существенно ухудшающих массогабаритные характеристики всей лазерной установки, отпадает.

В главе 3 выполнено теоретическое исследование параметров HF-НХЛ с соплами NYLTE, генерирующего излучение на частотах основного тона и первого обертона молекулы HF.

Сопло NYLTE представляет собой клиновидное сопло окислителя, в сверхзвуковой части которого вдоль высоты лопаток располагается два набора отверстий для впрыска сверхзвуковых струй вторичного горючего  $H_2$  (расположены вблизи среза) и гелия. Струи гелия в данном случае создают завесу, которая препятствует прежде-

временной наработке молекул  $\text{HF}(\nu)$  в полости сопла. Изначальная концепция сопла NYLTE предполагает наличие широкой донной области (составляет 2...2.5 ширины среза сопла окислителя), которая продувается дозвуковым потоком гелия. Данная геометрическая особенность обеспечивает дополнительное расширение сверхзвукового потока реагентов за срезом сопла и, соответственно, приводит к формированию активной среды с ещё более низким давлением, что способствует получению эффективной генерации на обертоновых переходах молекулы  $\text{HF}(\nu)$ . В рассматриваемой геометрии сопла NYLTE (рис. 4), взятой из [3], ширина донной области составляла 25 мм; ширина критического сечения и среза сопла окислителя – 0.14 мм и 10 мм, соответственно. Шаг отверстий для впрыска He и  $\text{H}_2$  составлял 5 мм.

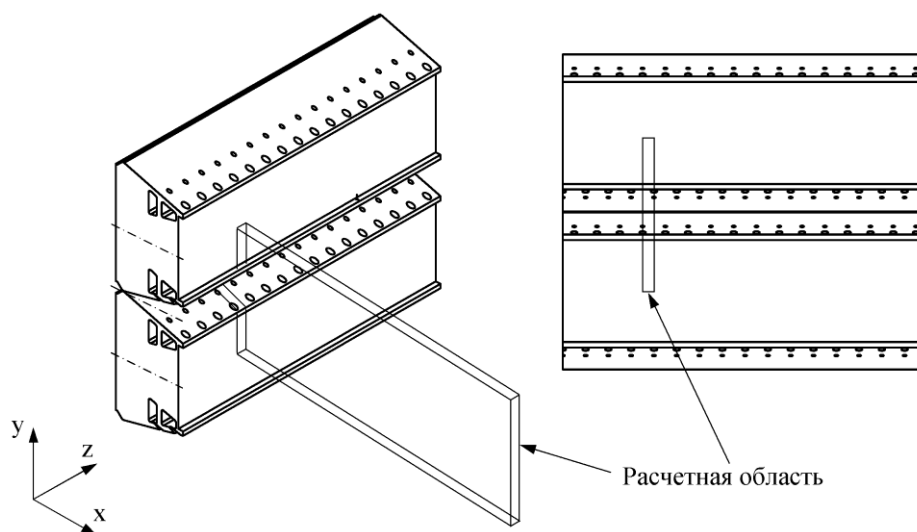


Рис. 4. Фрагмент сопловой решётки с соплами NYLTE.

При моделировании HF-НХЛ использовалась топливная композиция, мольный состав которой может быть записан в виде:  $[(\text{D}_2) + 2/3\alpha(\text{NF}_3) + A(\alpha-1)(\text{He})] / [R_L(\alpha-1)(\text{H}_2) + \beta_L(\alpha-1)(\text{He})]$ , где  $\alpha$  – коэффициент избытка окислителя в камере сгорания,  $A$  – степень избытка гелия в камере сгорания,  $R_L$  – степень избытка вторичного горючего (в расчёте на свободный условно молекулярный фтор),  $\beta_L$  – степень избытка гелия, подаваемого через отверстия перед струями вторичного горючего. Были рассмотрены газодинамические режимы, соответствующие  $\alpha=1.5$ ,  $A=6.5$ ,  $R_L=11$  и  $\beta_L=3.2$  [3], плотность суммарного массового расхода  $\dot{m}_2/S$  лежала в диапазоне 0.085...0.17 г/(см<sup>2</sup>·сек). При данных значениях плотности массового расхода среднее давление в активной среде составляет от 3.5 до 6 Тор.

Расчётная область, приведённая на рис. 4, была разбита призматической сеткой, насчитывающей около 2 млн. ячеек. Расчёты поля течения и параметров лазерной генерации проводились по методике, изложенной в главе 1. Константы скоростей химических и колебательных процессов брались из [7].

Была проведена апробация используемой расчётной модели, в рамках которой были смоделированы эксперименты из [3], в которых для рассматриваемого диапазона значений плотности массового расхода исследовалась энергетика HF-НХЛ с гене-

рацией на основном тоне молекулы HF. В указанной работе рассматривался модельный вариант генератора активной среды с соплом НУЛТЕ, лопатки которого располагались параллельно оптической оси резонатора Фабри-Перо (на рис. 4 – ось  $z$ ). Коэффициенты отражения обоих зеркал резонатора здесь составляли 97%, а длина активной среды (высота сопловых лопаток) – 40 см.

При сопоставлении расчётных результатов с результатами экспериментов было отмечено стабильное превышение расчётных значений приведённой мощности на 40% (рис. 5). Подобное несоответствие указывает на заниженность констант скоростей колебательной релаксации молекул HF( $\nu$ ), которые для колебательных уровней  $\nu$  выше первого в имеющихся известных кинетических моделях подбирались полуэмпирическим путём.

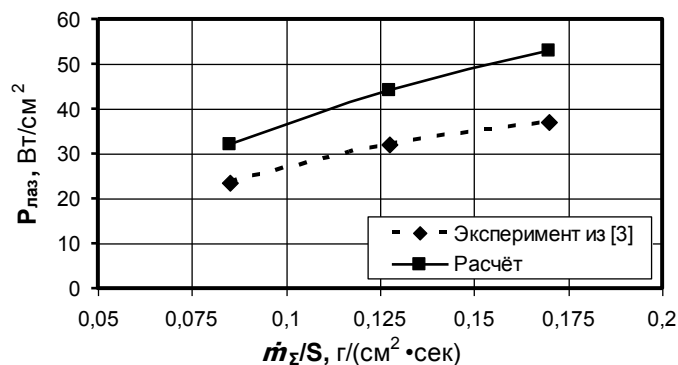


Рис. 5. Зависимость приведённой мощности, полученной в расчётах и эксперименте из [3], от плотности массового расхода.

Рассмотренный вариант HF-НХЛ с параллельным расположением сопловых лопаток относительно оптической оси имеет существенные недостатки, один из которых связан с увеличением мелкомасштабных периодических неоднородностей показателя преломления активной среды. Объясняется это тем, что при подобном расположении сопловых лопаток относительно оптической оси перестает действовать эффект самокомпенсации, приводящий к снижению уровня периодических неоднородностей, в то же время в более традиционном варианте с перпендикулярным расположением сопловых лопаток относительно оптической оси (на рис. 4 – ось  $y$ ) данный эффект реализуется в полной мере. Этот вариант использовался в настоящей работе для проведения основного цикла расчётов параметров генерации обычного и обертонового HF-НХЛ. В расчётах длина активной среды  $L_a$  задавалась равной 40 см, коэффициент отражения глухого зеркала  $r_1$  составлял 99,8%, а значение коэффициента отражения выходного зеркала  $r_2$  подбиралось индивидуально для каждого рассматриваемого случая с целью получения наибольшего значения приведённой мощности. При рассмотрении обертонового HF-НХЛ, отличающегося относительно малым коэффициентом усиления (КУСС), полагалось, что генерация на основных переходах молекулы HF полностью подавляется за счёт использования зеркал с селективным отражением.



На рис. 6 показаны распределения интенсивности выходного излучения в случаях генерации на основных и обертоновых переходах молекулы HF, соответствующие  $\dot{m}_2/S=0.085$  г/(см<sup>2</sup>·с). Качественное поведение интенсивности излучения вдоль по потоку активной среды, в том числе положения максимумов интенсивности, в зависимости от режима генерации изменяется незначительно. Для обоих режимов генерации ширина лазерной зоны составляет около 20 мм и для рассматриваемого диапазона значений  $\dot{m}_2/S$  изменяется в пределах 10%.

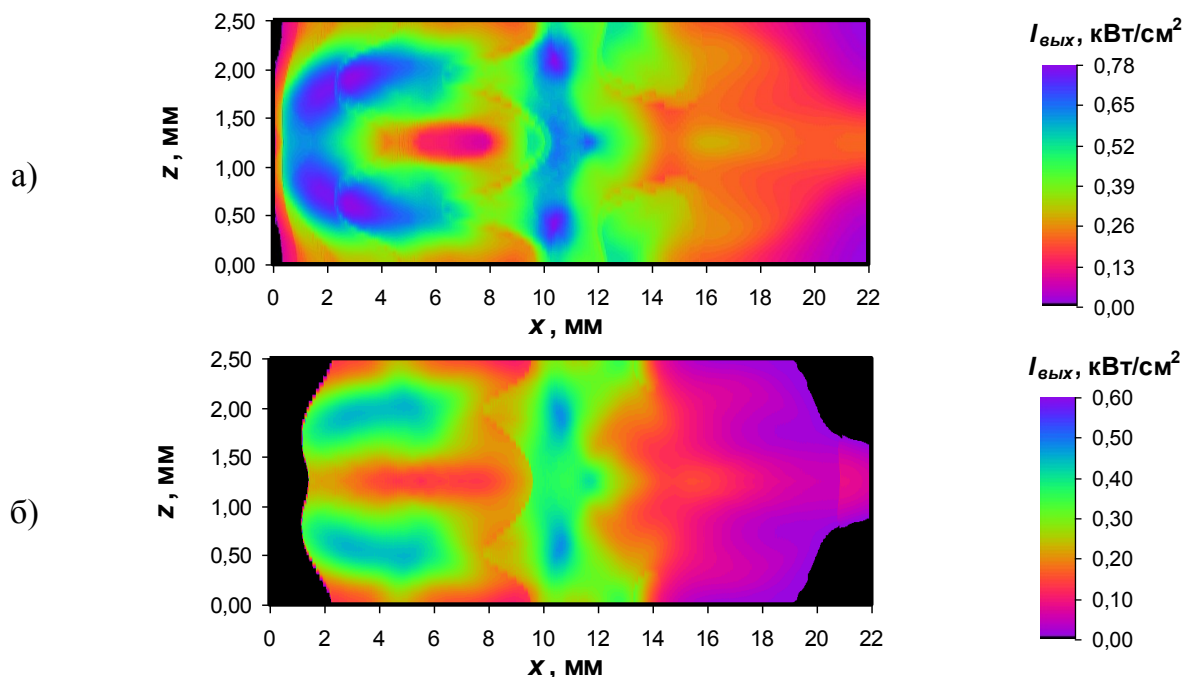


Рис. 6. Распределение интенсивности выходного излучения в случаях генерации на основном тоне (а) и первом обертоне (б) молекулы HF при  $\dot{m}_2/S=0.085$  г/(см<sup>2</sup>·сек).

По сравнению с результатами для HF-НХЛ с щелевыми соплами, где, согласно [8], длина лазерной зоны при генерации на частотах основного тона оказывалась почти в 3 раза больше, видно, что механизм смешения, реализуемый в соплах NYLTE, способствует уравниванию ширин лазерных зон при генерации на частотах основного тона и первого обертона молекулы HF.

С увеличением  $\dot{m}_2/S$  с 0.085 г/(см<sup>2</sup>·с) до 0.170 г/(см<sup>2</sup>·с) наблюдается монотонный рост приведённой мощности (с 19.5 Вт/см<sup>2</sup> до 32.6 Вт/см<sup>2</sup> при генерации на основных переходах и с 9.7 Вт/см<sup>2</sup> до 13.9 Вт/см<sup>2</sup> при генерации на обертоновых переходах молекулы HF), при этом значения удельного энергосъёма монотонно уменьшаются с 144.5 Дж/г до 125 Дж/г при генерации на основных переходах и с 72.4 Дж/г до 53.5 Дж/г при генерации на обертоновых переходах молекулы HF. Соответствующие значения эффективности преобразования в обертон (отношение мощности излучения на частотах основного тона к мощности излучения на частотах первого обертона молекулы HF) с увеличением  $\dot{m}_2/S$  уменьшаются с 50% до 43%, что хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведёнными в мировой литературе для различных вариантов конфигурации сопел в сопловой решётке, включая сопла NYLTE.

Теоретическая оценка крупномасштабных оптических неоднородностей активной среды для данных газодинамических режимов не выявила высоких уровней амплитуды искажений волнового фронта, которые в данных случаях могут возникнуть вследствие струйной подачи  $\text{H}_2$  и  $\text{He}$ . Так, наибольшее значение амплитуды искажений волнового фронта, соответствующее  $\dot{m}_2/S = 0.170 \text{ г}/(\text{см}^2 \cdot \text{сек})$ , составило  $0.016 \text{ мкм}$  ( $\lambda_{\text{HF}}/160$ ) в расчёте на один проход луча по активной среде длиной  $40 \text{ см}$ , что свидетельствует об очень хорошем оптическом качестве активной среды.

Сопоставление результатов для обычного HF-НХЛ, которые были получены при рассмотрении случаев перпендикулярного и параллельного расположения сопловых лопаток относительно оптической оси, показало, что для последнего энергетика оказывается почти в 2 раза больше. Это объясняется непрерывностью активной среды вдоль оси  $z$ , что выражается в достаточно больших значениях КУСС ( $\sim 0.5 \text{ см}^{-1}$ ), усредненных по периоду структуры сопловой решетки в данном направлении. Соответственно, извлечение запасенной в активной среде энергии в данном случае происходит в режиме более сильного насыщения колебательно-вращательных переходов, что и приводит в результате к более высоким удельным энергетическим характеристикам лазерного излучения.

В главе 4 теоретически исследовались параметры генерации импульсно-периодического HF-НХЛ, использующего для формирования активной среды сопла NYLTE. Также был рассмотрен случай использования сопловой решётки щелевой конфигурации, что позволило оценить вклад интенсификации процессов смешения в изменение энергетических параметров генерируемых импульсов. Моделирование ИПР в HF-НХЛ проводилось по методике, описанной в главе 1.

Наряду с удельным энергосъёмом и длительностью импульса, одним из основных параметров, определяющих эффективность данного лазера, является приведённая энергия импульса (энергия импульса, отнесённая к единице площади среза сопловой решётки). Для получения более высоких значений данного параметра в проводимых расчётах, вместо более традиционной топливной композиции с  $\text{D}_2$  в качестве первичного горючего, рассматривалась топливная композиция на основе сероуглерода в качестве первичного горючего, не приводящая к образованию в камере сгорания молекул  $\text{DF}$ , являющимися сильными релаксантами молекул  $\text{HF}(v)$ . Мольный состав данной топливной композиции ( $\text{CS}_2 + 7.6\text{NF}_3 + 43\text{He}$ ) был подобран таким образом, чтобы в образовавшихся продуктах сгорания мольная доля атомарного фтора была близка к значению  $0.118$ , считающегося оптимальным.

Геометрия сопла NYLTE была аналогична рассмотренной в главе 3 за исключением уменьшенной ширины донной области, что позволило получить более высокие усредненные вдоль периода сопловой решётки значения КУСС, которые фактически и определяют энергетику импульса. Шаг полученной сопловой решётки составил  $13 \text{ мм}$ , из которых  $10 \text{ мм}$  приходилось на ширину среза сопла NYLTE и  $3 \text{ мм}$  – на ширину донной области.

Расчёт параметров генерируемых импульсов проводился для двух газодинамических режимов, где в первом случае значения давления торможения в подаваемых потоках реагентов составили: 4.2 атм (поток окислительного газа) и 0.75 атм (потоки He и H<sub>2</sub>), а во втором случае: 1.4 атм (поток окислительного газа) и 0.25 атм (потоки He и H<sub>2</sub>). Среднее значение давления в активной среде в первом случае составило 6 Тор, а во втором – 2 Тор. Соответствующие значения плотности суммарного массового расхода компонентов  $\dot{m}_2/S$  составили 0.51 г/(см<sup>2</sup>·с) и 0.17 г/(см<sup>2</sup>·с).

Для заданных значений длины активной среды ( $L_a = 40$ см) и коэффициента отражения глухого зеркала резонатора ( $r_1 = 99.8\%$ ) была проведена оптимизация по значению коэффициента отражения выходного зеркала  $r_2$ , при котором для рассматриваемого режима течения достигаются наибольшие значения пиковой мощности в импульсе. Результаты данной оптимизации приведены на рис. 7, из которого видно, что с увеличением давления в активной среде, когда общий уровень значений коэффициента усиления слабого сигнала становится выше, видна возможность использования выходных зеркал с меньшим коэффициентом отражения.

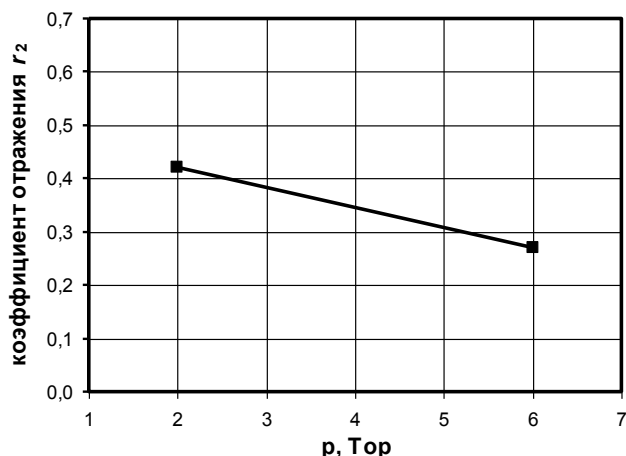


Рис. 7. Зависимость оптимального коэффициента отражения выходного зеркала резонатора от давления на срезе сопловой решётки.

Для полученных значений коэффициента отражения выходного зеркала резонатора были также проведены расчёты, где вместо сопел NYLTE рассматривалась щелевая сопловая решётка с шагом 7.5 мм, разработанная в НПО «Энергомаш». По своим основным геометрическим параметрам (шаг сопел, степени расширения сопел окислителя и вторичного горючего) данная сопловая решётка существенно отличается от рассматриваемого сопла NYLTE. Для корректного сравнения результатов заданные на входе в сопла значения давления в данном случае были скорректированы таким образом, что полученные в рамках рассмотрения сопел NYLTE значения плотности суммарного массового расхода и соотношения мольных расходов реагентов сохранялись. Отметим, что полученные значения давления на срезе сопловой решётки также оказались близки к значениям, полученным в случае сопел NYLTE (6 Тор и 2 Тор).

На рис. 8 показаны полученные зависимости приведённой энергии импульса  $E_u$  и длительности импульса от давления в активной среде. Хотя отличия по указанным параметрам в зависимости от рассматриваемой конфигурации сопловой решётки оказались незначительны, полученный результат демонстрирует принципиальную возможность использования сопел HYLTE с почти удвоенным шагом по сравнению с рассматриваемыми щелевыми соплами без потерь в энергетике импульсов. Можно также отметить, что с увеличением давления могут быть получены импульсы с меньшей длительностью. С физической точки зрения подобный результат вполне закономерен, учитывая тот факт, что время спада импульса обратно пропорционально пороговому значению коэффициента усиления  $g_{пор}$ , а полученные значения  $g_{пор}$  оказались больше в силу смещения оптимального коэффициента отражения выходного зеркала в сторону меньших значений. В свою очередь, усугубление отрицательного влияния колебательной релаксации молекул  $\text{HF}(v)$  с ростом давления в активной среде объясняет падение приведённой энергии импульсов.

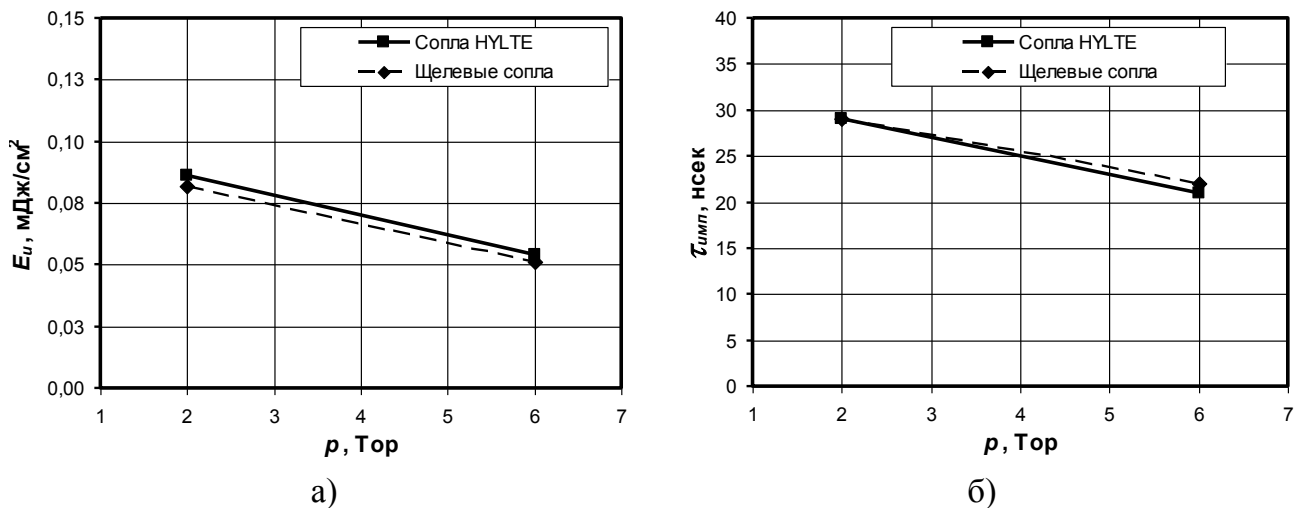


Рис. 8. Зависимости приведённой энергии импульса  $E_u$  (а) и длительности импульса (б) от давления в активной среде.

Увеличение давления в активной среде до 6 Торр для рассматриваемых сопловых решёток приводит к более выраженным отличиям в распределении плотности импульсной энергии  $E_1$  по апертуре (рис. 9). Из приведённого ниже рисунка видно, что в случае сопел HYLTE протяженность зоны генерации оказывается меньше примерно на 20%.

По сравнению с непрерывным режимом генерации, общий уровень значений удельного энергосъёма в случае ИПР для данных конфигураций сопел остается невысоким и составляет около 10% от значений, полученных в непрерывном режиме (рис. 10). Наблюдаемый рост значений удельного энергосъёма в ИПР при замене щелевых сопел соплами HYLTE объясняется лишь меньшей протяженностью зоны генерации и соответственно меньшей массой среды, затрачиваемой для получения импульса, поскольку значения приведённой энергии импульса практически не меняются.

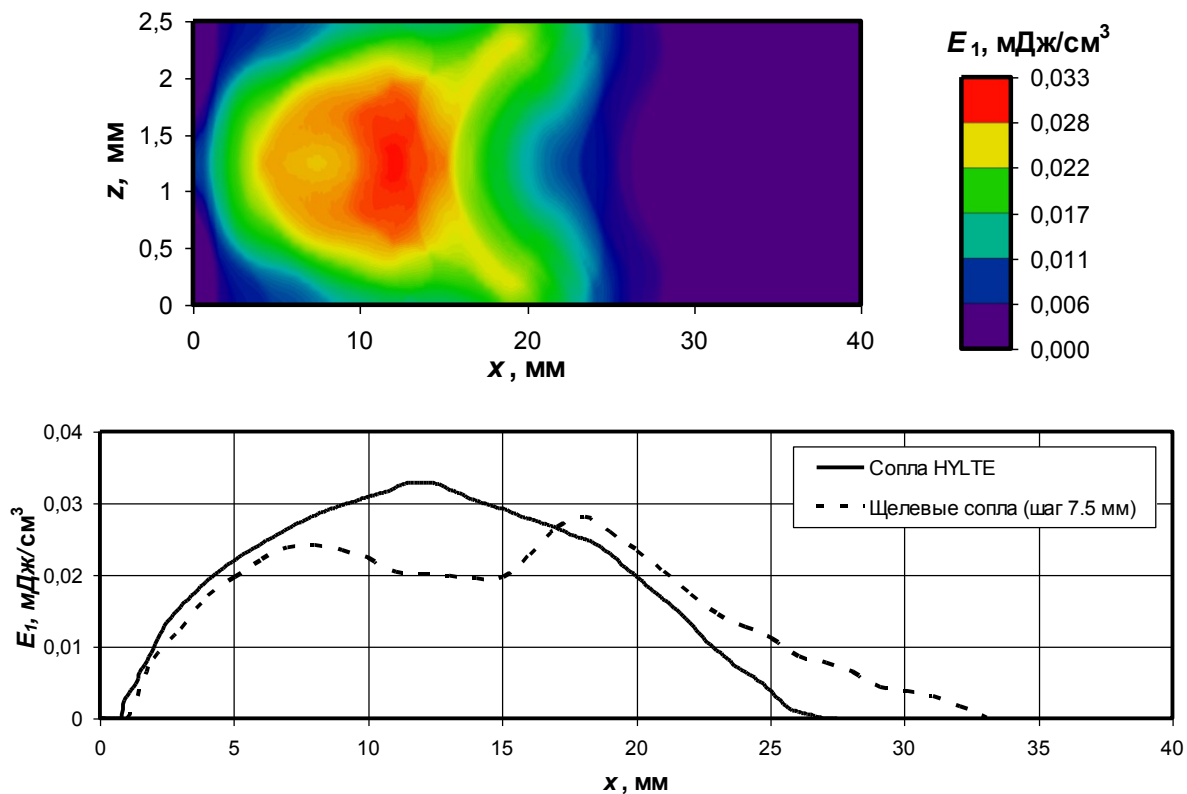


Рис. 9. Распределения плотности импульсной энергии излучения по апертуре в случае использования сопел HYLTE (в виде заштрихованных изолиний и конкретных значений, осредненных вдоль оси z) и щелевых сопел при давлении в активной среде бТор.

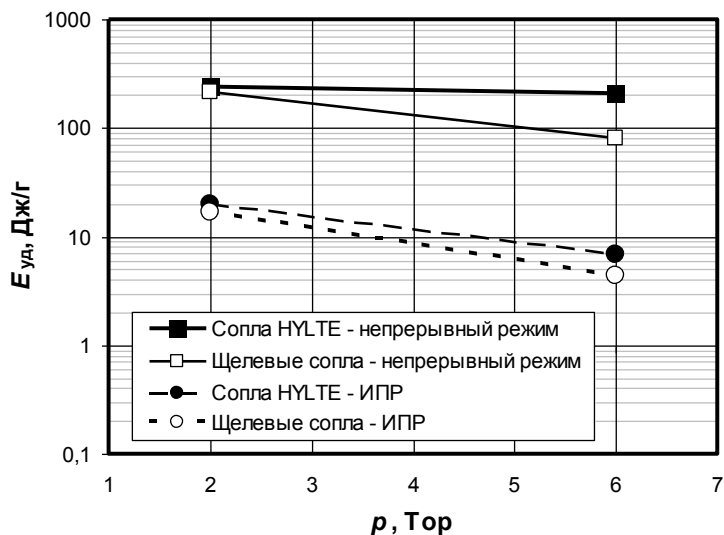


Рис. 10. Зависимость значений удельного энергосъёма, полученных в непрерывном режиме и ИПР, от давления в активной среде.

Сопоставление результатов по приведённой мощности показало, что в случае ИПР пиковые значения мощности превышают почти на два порядка соответствующие значения, полученные в непрерывном режиме генерации.

## Основные результаты работы

1. Разработана численная модель расчёта удельных энергетических характеристик фтороводородных непрерывных химических лазеров (НХЛ), для формирования активной среды которых используются сопловые решётки перспективных конфигураций, обеспечивающие интенсификацию процессов смешения исходных реагентов.

2. Теоретическое исследование характеристик DF-НХЛ с сопловой решёткой зубчатой конфигурации, проведённое с использованием разработанной численной модели, показало, что по сравнению с традиционными щелевыми соплами использование в сопловой решётке зубчатых сопел позволяет повысить значения приведённой мощности и удельного энергосъёма не менее чем в 1.5 раза при повышенных уровнях давления в активной среде (10-20 Тор).

3. Показана возможность достижения хорошего оптического качества активной среды HF-НХЛ с соплами NYLTE, реализующих смешение посредством поперечного впрыска в поток окислителя дискретных струй вторичного горючего.

4. Показана возможность повышения в 2 раза удельных энергетических характеристик HF-НХЛ с соплами NYLTE при расположении сопловых лопаток параллельно оптической оси по сравнению с более традиционным вариантом, когда направления сопловых лопаток и оптической оси перпендикулярны.

5. Показано, что использование в сопловой решётке сопел типа NYLTE, имеющих узкую донную область (3 мм) позволяет получать импульсы с длительностью 20-30 нс и пиковой мощностью, превышающей на два порядка соответствующие значения, достигнутые в непрерывном режиме генерации.

## Список публикаций соискателя по теме диссертации

### **I. Научные труды, опубликованные в ведущих рецензируемых научных изданиях, рекомендованных ВАК Минобрнауки России:**

1. Башкин А.С., Гуров Л.В., Каторгин Б.И., Петрова С.Н., Полиновский Д.В. О возможности получения в автономном непрерывном химическом лазере одновременной генерации излучения в двух спектральных диапазонах на молекулах HF и DF // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38. – № 5. – С. 429 – 435.

2. Башкин А.С., Гуров Л.В. Расчёт энергетических характеристик DF-НХЛ с сопловой решёткой зубчатого типа на основе трехмерной системы уравнений Навье-Стокса // Труды НПО Энергомаш. – 2010. – № 27. – С. 331 – 349.

3. Башкин А.С., Гуров Л.В., Курдюков М.В. Расчетное исследование возможности повышения энергетических характеристик автономного DF-НХЛ при замене щелевой конфигурации его сопловой решётки на зубчатую // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41. – № 8. – С. 697 – 702.

4. Башкин А.С., Гуров Л.В., Курдюков М.В. О некоторых результатах расчётного исследования параметров HF-НХЛ с соплами NYLTE // Труды НПО Энергомаш. – 2011. – № 28. – С. 302 – 317.

5. Гуров Л.В. О некоторых результатах расчёта параметров коротких импульсов излучения, формируемых в активной среде непрерывных химических HF-лазеров с соплами типа NYLTE // Труды МАИ. – 2012. – № 59. – С. 1 – 15.

## **II. Другие научные труды, опубликованные по теме диссертации:**

1. Башкин А.С., Гуров Л.В. Модель расчёта удельных энергетических характеристик непрерывного химического DF-лазера с учётом интенсификации процессов смешения реагентов в активной среде // Актуальные направления развития прикладной математики в энергетике, энергоэффективности и информационно-коммуникационных технологиях. Сборник трудов. – 2010. – С. 265 – 269.

2. Bashkin A.S., Gurov L.V. A numerical study of cw chemical DF laser performance with ramp nozzle array // Proc. SPIE. – 2010. – V. 7994. – P. 1 – 7.

3. Гуров Л.В. Энергетические возможности автономного непрерывного химического лазера на молекулах HF с сопловой решёткой типа NYLTE // Научно-практическая конференция студентов и молодых учёных МАИ «Инновации в авиации и космонавтике-2011». Сборник тезисов докладов. – 2011. – С. 100 – 101.

4. Башкин А.С., Гуров Л.В., Курдюков М.В. Численное моделирование процессов в активной среде непрерывного химического лазера на молекулах HF с сопловой решёткой типа NYLTE // Материалы XVII международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2011), 25-31 мая 2011 г, Алушта. – 2011. – С. 487 – 489.

## **Список использованных источников**

1. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. Химические лазеры / Под ред. Н.Г. Басова. – М.: Наука, 1982. – 400 с.

2. Voignier F., Merat F., Brunet H. Mixing diagnostic in a cw DF chemical laser operating at high cavity pressure // Proc. SPIE. – 1990. – V. 1397. – P. 297 – 301.

3. Waldo R.E. Advanced CW Hydrogen Fluoride Chemical Laser Performance // AIAA Paper. – 1993. – № 93–3184.

4. Лапин Ю.В., Стрелец М.Х. Внутренние течения газовых смесей. – М.: Наука, 1989. – 368 с.

5. Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические квантовые генераторы на твёрдом теле. – М.: Сов. Радио, 1967. – 384 с.

6. Химические лазеры / Под ред. Р. Гросса, Дж. Ботта. – М.: Мир, 1980. – 832 с.

7. Manke II G.C., Hager G.D. A Review of Recent Experiments and Calculations Relevant to the Kinetics of the HF Laser // J. Phys. Chem. – 2001. – V. 30. – P. 713 – 733.

8. Александров Б.П. Численное моделирование одно- и двухдиапазонных непрерывных химических лазеров на молекулах HF, DF и HBr: Дис. канд. физ.-мат. наук. – М., 2009.