

Усиление и газодинамические параметры активной кислородно-иодной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком

М.В.Загидуллин*, В.Д.Николаев*, М.И.Свистун*, Н.А.Хватов*,
Б.Т.Андерсон**, Р.Ф.Тейт**, Г.Д.Хейгер**

Методом диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения определены коэффициент усиления, температура и абсолютная скорость сверхзвуковой активной кислородно-иодной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком. Формирование усиления активной среды происходит на расстояниях менее 44 мм от соплового блока при абсолютной скорости потока $v \approx 600$ м/с. При разбавлении кислорода первичным азотом в соотношении 1:6.9 коэффициент усиления активной среды достигает $7 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$, температура активной среды – 200 К, абсолютная скорость потока – 580 м/с, давление в трубке Пито – 58 мм рт.ст. С увеличением разбавления до 1:13.5 коэффициент усиления уменьшается до $4.5 \cdot 10^{-3}$ см $^{-1}$, температура падает до 180 К, скорость активной среды возрастает до 615 м/с, а давление увеличивается до 88 мм рт.ст. Рост начального содержания паров воды в кислородном потоке приводит к увеличению температуры и уменьшению коэффициента усиления активной среды.

Ключевые слова: кислородно-иодный лазер, атом иода, диодная спектроскопия.

1. Введение

В работе [1] продемонстрирована большая ($\sim 20\%$) эффективность кислородно-иодного лазера с высоким полным давлением активной среды в резонаторе. Активная среда формируется эжекторной сопловой решеткой, на выходе которой происходит сверхзвуковое смешение трех потоков, функционально выполняющих разные роли. Синглетный кислород как носитель энергии поступает на эжекторную решетку из струйного генератора синглетного кислорода (СГСК) и вытекает в камеру смешения через ряд щелей с числом Маха $M \sim 1$. Высоконапорный первичный азот при начальной комнатной температуре втекает в камеру смешения через ряд цилиндрических сопел и на небольшом расстоянии разгоняется до $M > 2$. Между двумя потоками инжeksiруется слабонапорный поток смеси азота с молекулярным иодом при температуре ~ 340 К. В [1] показано, что практически полное перемешивание всех трех потоков происходит на протяжении нескольких сантиметров. Разработанная сопловая решетка позволяет получать активную кислородно-иодную среду с восстановленным в сверхзвуковом диффузоре давлением более 100 мм рт. ст.

Метод диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения успешно используется для определения коэффициента усиления, температуры активной среды кислородно-иодного лазера и коэффициентов ударного уширения лазерного перехода [2–4]. В настоящей работе с помощью этого метода определены коэффициент усиления, температура и абсолютная скорость активной среды, формируемой эжекторным сопловым блоком.

2. Эксперимент и диагностика

На рис. 1 представлена схема установки для определения параметров активной среды, формируемой эжекторной сопловой решеткой сверхзвукового кислородно-иодного лазера. (Подробно процесс формирования кислородно-иодной активной среды эжекторным сопловым блоком и его устройство описаны в работе [1].) Начальная высота смесительной камеры составляет 16 мм, ширина – 50 мм. На расстоянии 11 мм от соплового блока большие стенки смесительной камеры повернуты относительно оси камеры на 2° , так что на расстоянии 64 мм от соплового блока высота смесительной камеры составляет ~ 20 мм. Боковыми стенками смесительной камеры являлись оптические клинья с углом при вершине 3° , через которые вводился луч диагностического диодного лазера. Откачка активной среды осуществлялась механическим насосом АВЗ-125. Для кратковременного увеличения объемной скорости прокачки газовой среды открывалась емкость объемом 4 м 3 , которая предварительно откачивалась до давления ниже 1 мм рт. ст. Во время пуска газов через сопловую решетку измерялось давление p_1 в СГСК, давление p_2 перед кислородными соплами, пристеночное давление p_3 в камере смешения и давление p_4 в трубке Пито. Отверстие для измерения p_3 находится в стенке смесительной камеры, на расстоянии

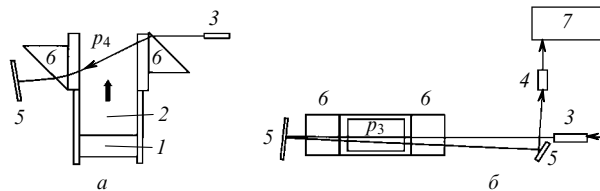


Рис. 1. Схема экспериментальной установки – вид сбоку (а) и со стороны потока (б): 1 – сопловый блок; 2 – смесительная камера; 3 – пробный лазер; 4 – фотоприемник; 5 – зеркала; 6 – призмы; 7 – блок управления и обработки.

*Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221

**Air Force Research Laboratory, Kirtland AFB, NM, 87117, USA

64 мм от сопловой решетки. Конец трубки Пито расположен в центре поперечного сечения смесительной камеры, на расстоянии 2.25 см от отверстия для датчика давления p_3 (ниже по потоку).

Для исследования спектра усиления активной кислородно-иодной среды использовался измерительный комплекс на основе диодного лазерного спектроскопа высокого разрешения фирмы Physical Science Inc., настроенный на резонансную частоту перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$. Спектр излучения диодного лазера был близок к лоренцовскому с шириной $\Delta\nu = 8$ МГц. Сканирование спектра осуществлялось в пределах ± 1500 МГц относительно центра линии ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$.

Коэффициент усиления слабого сигнала на сильнейшем переходе ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$ атомарного иода

$$g(X) = \frac{7}{12} \Delta N \frac{A \lambda^2}{8\pi} \Phi(X), \quad (1)$$

где ΔN – полная инверсная населенность на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$; $A = 5.1 \text{ с}^{-1}$ – вероятность перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$; $\lambda = 1.315 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ – длина волны излучения; $\Phi(X)$ – форм-фактор; $X = (\nu - \nu_0)$ – сдвиг частоты излучения относительно центра линии ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$. Инверсная населенность ΔN определяется концентрацией атомарного иода N_1 , относительным содержанием синглетного кислорода $Y = [\text{O}_2(^1D)]/[\text{O}_2]$ и температурой T активной среды:

$$\Delta N = [I(^2P_{1/2})] - 0.5[I(^2P_{3/2})] = \frac{(Y - Y_{\text{th}})(K_{\text{eq}} + 0.5)}{(K_{\text{eq}} - 1)Y + 1} N_1, \quad (2)$$

где $K_{\text{eq}} = 0.75 \exp(401\text{K}/T)$ – константа равновесия обмена $\text{O}_2(^1D) + \text{I}(^2P_{3/2}) \leftrightarrow \text{O}_2(^3\Sigma) + \text{I}(^2P_{1/2})$, а $Y_{\text{th}} = (2K_{\text{eq}} + 1)^{-1}$ – пороговая доля $\text{O}_2(^1D)$, при которой инверсия обращается в нуль.

При действии только ударного и доплеровского механизмов уширения спектральной линии полный форм-фактор $\Phi(X)$ является функцией Фойхта:

$$\Phi(X) = \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\Delta\nu_L}{\pi\Delta\nu_D} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-Z^2 4 \ln 2 / \Delta\nu_D^2)}{(X - Z)^2 + (\Delta\nu_L/2)^2} dZ. \quad (3)$$

Ударная ширина $\Delta\nu_L$ пропорциональна статическому давлению в потоке: $\Delta\nu_L = \alpha(T)p$, где $\alpha(T)$ – коэффициент, зависящий от температуры. Полная доплеровская ширина (в мегагерцах) есть

$$\Delta\nu_D = 14.49\sqrt{T}, \quad (4)$$

где T – абсолютная температура в кельвинах. Для пробного луча, направленного под углом φ к нормали скорости потока, спектр усиления из-за эффекта Доплера сдвигается на $\delta\nu = (\sin \varphi)v/\lambda$, где v – абсолютная скорость активной среды.

Использовались две различные оптические схемы сканирования спектра усиления. В первой луч диодного лазера отклонялся призмой на угол $\varphi = 27.5^\circ$ к нормали направления скорости потока и входил в смесительную камеру на расстоянии 81 мм от сопловой решетки, а выходил на расстоянии 55 мм от нее. После отражения от зеркала луч пробного лазера вновь возвращался в актив-

ную среду под тем же углом к нормали направления скорости потока, и его интенсивность регистрировалась фотоприемником.

После двойного прохода активной среды спектр полного усиления для луча пробного лазера пропорционален

$$\exp\left\{\frac{L_a [g_1(X - \delta\nu) + g_2(X + \delta\nu)]}{\cos \varphi}\right\} - 1, \quad (5)$$

где $L_a = 5 \text{ см}$ – длина активной среды; $g_1(X - \delta\nu)$ и $g_2(X + \delta\nu)$ – усиление луча пробного лазера для прямого и обратного прохождения активной среды.

Во второй оптической схеме отклоняющие луч пробного лазера оптические призмы отсутствовали, и луч диодного лазера падал нормально ($\varphi = 0$) к направлению скорости потока. В такой схеме полное усиление для луча пробного лазера примерно равно полному усилению слабого сигнала при двойном проходе активной среды $\exp\{L_a [g_1(X) + g_2(X)]\} - 1$. Погрешность настройки угла падения пробного луча для обеих оптических схем составляет $\sim 1^\circ$.

Сканирование спектра усиления производилось в течение 5 с; на протяжении этого времени все давления и спектр усиления были стационарными. Аппаратное и программное обеспечение комплекса позволяло регистрировать спектр усиления в реальном времени и вычислять функции $g_1(X - \delta\nu) + g_2(X + \delta\nu)$ или $g_1(X) + g_2(X)$ в зависимости от оптической схемы измерения. Полагая, что функции g_1 и g_2 являются функциями Фойхта, из них можно выделить гауссову и лоренцовскую составляющие, причем в случае наклонного падения пробного луча лазера $g_1(X - \delta\nu)$ и $g_2(X - \Delta\nu)$ определяются по отдельности, а в случае нормального падения находится средний коэффициент усиления $[g_1(X) + g_2(X)]/2$. Пример спектра усиления активной среды, полученного при падении луча пробного лазера под углом $\varphi = 27.5^\circ$ к нормали потока, представлен на рис.2. Дальнейшая математическая обработка спектров позволяла найти коэффициент усиления $g(0) = g_1(0) + g_2(0)$ активной среды в центре линии ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$, а также $\delta\nu$, $\Delta\nu_L$,

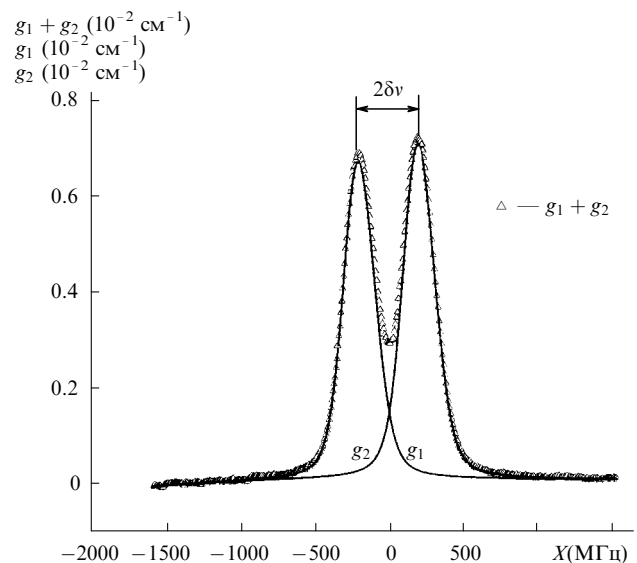


Рис.2. Экспериментальный (точки) и расчетные (кривые) спектры усиления активной среды при наклонном падении луча пробного лазера.

Δv_D . Отметим, что полная ширина лоренцовского фактора равна $\Delta v_L + \Delta v$.

Из результатов обработки спектра усиления рассчитываются следующие параметры активной среды: полная плотность инверсной населенности на переходе $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ атома иода

$$\Delta N = \frac{12}{7} \frac{8\pi}{A\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{g(X)}{2} dX, \quad (6)$$

температура

$$T = \left(\frac{\Delta v_D}{14.49} \right)^2, \quad (7)$$

скорость потока

$$v = \frac{\delta v \lambda}{\sin \varphi}. \quad (8)$$

Зная температуру и абсолютную скорость активной среды, можно определить число Маха потока:

$$M = v \left(\frac{\mu}{kRT} \right)^{1/2} = 14.49 \frac{\delta v \lambda}{\Delta v_D \sin \varphi} \left(\frac{\mu}{kR} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где μ – средний молярный вес активной среды; R – универсальная газовая постоянная; $k = 1.4$ – постоянная адиабаты.

3. Результаты

Зависимость параметров активной среды от расхода первичного азота представляется наиболее важной, т.к. именно она показывает, какого предельного восстановленного давления можно достичь, одновременно сохраняя необходимые условия для эффективной генерации лазера. Предельное восстановленное давление в сверхзвуковом диффузоре постоянного сечения на псевдоскачке примерно равно p_4 [5]. В этой серии экспериментов фиксированными были расход хлора через СГСК $G_0 = 39.2$ ммоль/с, расход вторичного азота $G_2 = 11$ ммоль/с, расход молекулярного иода $G_{I_2} = 0.8$ ммоль/с и температура раствора в СГСК $t = -16^\circ\text{C}$, а изменяемой величиной являлся расход первичного азота G_1 . При изменении G_1 от 150 до 530 ммоль/с давление в форкамере перед азотными соплами изменялось от 480 до 1450 мм рт.ст., а пристеночное давление p_3 в камере смешения изменялось от 7 до 11 мм рт.ст.

На рис.3, 4 представлены зависимости наиболее важ-

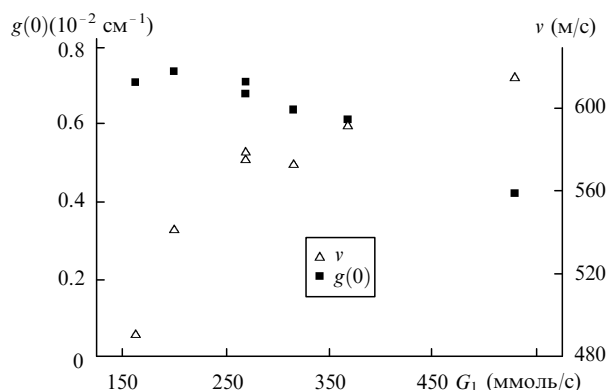


Рис.3. Зависимости коэффициента усиления $g(0)$ и скорости активной среды v от расхода первичного азота G_1 .

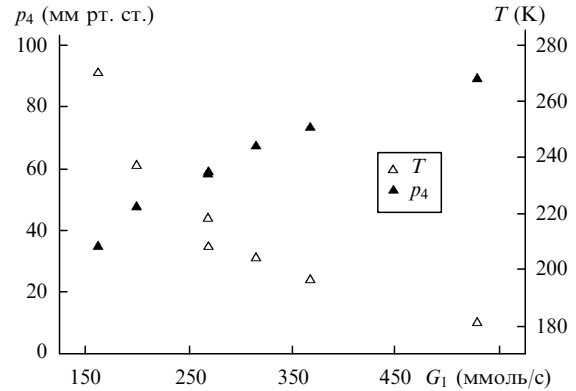


Рис.4. Зависимости температуры T и давления p_4 от расхода первичного азота G_1 .

ных параметров активной среды в смесительной камере от расхода первичного азота. Оказалось, что плотность инверсной населенности уменьшается с ростом расхода первичного азота, причем примерно в той же пропорции, что и коэффициент усиления. Следовательно, уменьшение доплеровской ширины спектра усиления компенсируется ростом ударной ширины с ростом расхода первичного азота.

Увеличение расхода первичного азота сопровождается ростом его давления на срезе цилиндрических сопел, и истечение первичного азота все более отличается от расчетного, т.е. отношение давления на срезе цилиндрических сопел к давлению в смесительной камере растет. (Теория развития начального участка недорасширенных сверхзвуковых струй детально изложена в [6].) Это ведет к более сильному сжатию низконапорных струй кислорода и смеси азота с иодом, находящихся между струями первичного азота. При этом давление в струях первичного азота падает, а сжатие дозвукового потока смеси $O_2 - I_2 - N_2$ приводит к увеличению его скорости.

На некотором расстоянии от сопловой решетки давление в струях первичного азота становится ниже давления в потоке низконапорной смеси $O_2 - I_2 - N_2$, его расширение заканчивается и поток $O_2 - I_2 - N_2$ приобретает звуковую скорость. Начинается процесс обратного сжатия потока первичного азота, сопровождаемый возникновением ударных волн, и расширения потока $O_2 - I_2 - N_2$, который разгоняется до сверхзвуковой скорости. Далее процесс сжатия и разрежения потоков может неоднократно повторяться. Чем больше расход первичного азота, тем сильнее первоначальное сжатие и выше давление потока $O_2 - I_2 - N_2$ и тем меньше скорость потока до его первого сжатия.

В эксперименте это подтверждается ростом давления p_2 от 25 до 35 мм рт. ст при увеличении расхода первичного азота от 163 до 530 ммоль/с. Чем выше плотность смеси $O_2 - I_2 - N_2$ и больше период времени, в течение которого она не подвергается сжатию, тем больше потери $O_2(^1D)$. Этим можно объяснить падение коэффициента усиления и плотности инверсии с ростом расхода первичного азота. Рост абсолютной скорости и снижение температуры активной среды приводят к росту числа Маха, рассчитанного по формуле (9), от 1.53 до 2.27 при увеличении расхода первичного азота от 163 до 530 ммоль/с.

На рис.5 представлены результаты измерения по второй оптической схеме ($\varphi = 0$) коэффициента усиления, температуры и ударной ширины вдоль потока. При

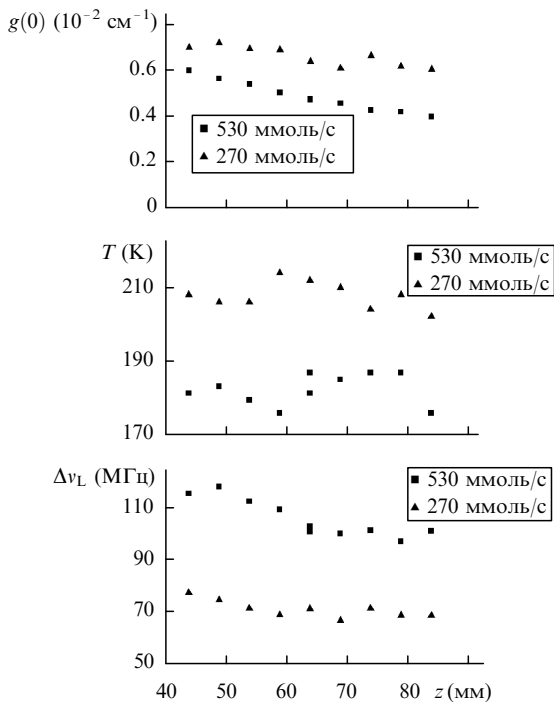


Рис.5. Зависимость параметров активной среды от расстояния до соплового блока при разных G_1 .

этом расходы вторичного азота $G_2 = 11$ ммоль/с, молекулярного иода $G_{I_2} = 0.8$ ммоль/с, а также температура раствора $t = -16^\circ\text{C}$ были фиксированными. Видно, что максимальный коэффициент усиления достигается на расстояниях z от соплового блока менее 44 мм. Температура активной среды практически не изменяется с расстоянием от соплового блока ($dT/dz \approx 0$) для обоих расходов первичного азота. Из функциональной зависимости ударной ширины от давления $\Delta v_L = \alpha(T)p$ и при мерного равенства $dT/dz \approx 0$ следует, что

$$\frac{d\Delta v_L}{\Delta v_L dz} \approx \frac{dp}{pdz},$$

а из уравнения состояния газа $p = NRT$, где N – молярная плотность газа, что

$$\frac{dN}{Ndz} = \frac{dp}{pdz} - \frac{dT}{Tdz} \approx \frac{d\Delta v_L}{\Delta v_L dz}.$$

Поскольку относительное уменьшение ударной ширины на расстояниях 64–84 мм вдоль потока составляет менее 10%, то таким же оно будет для статического давления и плотности. Следовательно, более быстрое падение коэффициента усиления вдоль потока нельзя объяснить только падением плотности активной среды. Увеличение расхода первичного азота с 270 до 530 ммоль/с приводит к более быстрому уменьшению инверсии и усиления вдоль потока. Отчасти это объясняется большим разрежением газа в расширяющейся смесите-

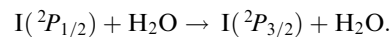
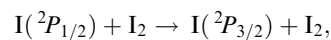
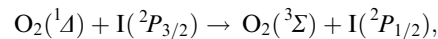
льной камере из-за снижения толщины пограничного слоя с ростом расхода первичного азота.

Измерения параметров активной среды вдоль потока были проведены также при более высокой температуре $t = -5.6^\circ\text{C}$ щелочного раствора перекиси водорода в СГСК и при меньшем расходе молекулярного иода. Результаты измерений параметров активной среды на расстоянии $z = 64$ мм от соплового блока представлены в табл.1. Во всех случаях максимальные коэффициенты усиления достигались при $z < 44$ мм; температура вдоль потока была примерно постоянной. Содержание паров воды в кислородном потоке и расход молекулярного иода влияли только на коэффициент усиления и температуру – скорость падения усиления вдоль потока при одинаковом расходе первичного азота и в этих случаях была практически такой же, как и при $t = -16^\circ\text{C}$ и расходе иода 0.8 ммоль/с.

4. Обсуждение результатов

Из полученных результатов следует, что основные процессы, приводящие к диссоциации молекулярного иода, тепловыделению в потоке активной среды и формированию коэффициента усиления в активной среде, имеют место на расстояниях менее 44 мм от соплового блока в области дозвукового течения смеси $\text{O}_2 - \text{I}_2 - \text{N}_2$. Затем происходит быстрое смещение $\text{O}_2 - \text{I}_2 - \text{N}_2$ с потоком высоконапорного сверхзвукового потока первичного азота, в результате которого сильно понижается температура активной среды.

Эффективное смешение потоков, как показали проведенные ранее эксперименты, происходит на расстояниях менее 35 мм от соплового блока [1]. Далее активная среда движется со скоростью $v \approx 600$ м/с без наблюдаемого изменения ее температуры, что свидетельствует о резком снижении скоростей кинетических процессов, ведущем к тепловыделению в активной среде. Пары воды и молекулярный иод преобразуют электронную энергию, запасенную в $\text{O}_2(^1\Delta)$, в тепло через тушение электронно-возбужденного атома иода $\text{I}(^2P_{1/2})$:



Полученные результаты показывают, что рост содержания паров воды в потоке кислорода ведет к росту температуры и уменьшению усиления активной среды, но не влияет на характер их поведения вдоль потока. Уменьшение же расхода молекулярного иода ведет к понижению температуры активной среды, но также не сказывается на скорости изменения коэффициента усиления вдоль потока.

Табл.1.

G_1 (ммоль/с)	t ($^\circ\text{C}$)	G_{I_2} (ммоль/с)	$g(0)(10^{-2} \text{ cm}^{-1})$	T (К)	Δv_L (МГц)	$\Delta N_0 (10^{14} \text{ cm}^{-3})$	p_3 (мм рт. ст.)	p_4 (мм рт. ст.)
270	-16	0.8	0.64	212	71	9.6	8.5	58
270	-5.6	0.8	0.51	232	86	8.2	9.3	65
530	-16	0.8	0.47	181	100	7.5	11	88
560	-5.6	0.8	0.3	204	112	5.2	12	85
560	-16	0.4	0.25	164	116	4	10.8	81

Быстрое падение усиления и инверсии вдоль потока может быть объяснено уменьшением содержания $O_2(^1\Delta)$ или концентрации атомарного иода. Падение содержания $O_2(^1\Delta)$ вдоль потока, как показывает анализ кинетики кислородно-иодной среды, не может являться причиной столь стремительного падения коэффициента усиления. Это косвенно подтверждается также отсутствием роста температуры активной среды вдоль потока и независимостью спада коэффициента усиления вдоль потока от исходного содержания паров воды и расхода молекулярного иода. Так как давление и полная плотность вдоль потока снижаются значительно медленнее, чем коэффициент усиления, то концентрация атомов иода может падать только в результате их прилипания к поверхности аэрозоля или процессов рекомбинации. Аэрозоль может присутствовать в кислородном потоке вследствие уноса рабочего раствора из СГСК или же образовываться в результате конденсации паров воды и остатков молекулярного иода при смешении с потоком холодного первичного азота.

Температура потока рассчитана по формуле (7) в предположении, что в гауссову составляющую $\Delta\nu_D$ спектра линии не вносит вклад дополнительный механизм уширения. Если движение активной среды турбулентно, то хаотические пульсации поперечной скорости должны приводить к дополнительному уширению спектра усиления. При негауссовом распределении турбулентных пульсаций скорости появляется вклад как в лоренцевскую, так и в доплеровскую составляющую уширения. Среднее значение пульсаций скорости потока при $v \sim 600$ м/с может быть сравнимо со средней тепловой скоростью тяжелых атомов иода при температуре ~ 200 К [6, 7]. Поперечные составляющие скорости потока, которые возникают при взаимодействии сверхзвуковых газовых струй в виде периодических волн сжатия или разрежения, могут также привести к дополнительному уширению спектра усиления.

Если предположить, что дополнительных механизмов уширения спектра усиления нет, то полученных данных достаточно, чтобы рассчитать параметры торможения потока – температуру $T^* = T(1 + 0.2M^2) = T + (k-1)\mu v^2/(2kR)$ и давление $p^* = p_3(1 + 0.2M^2)^{3.5}$. По известным начальным значениям температуры и расходов всех газов и по известной температуре торможения T^* можно вычислить тепловую мощность, которая выделяется в активной среде, и определить потери $O_2(^1\Delta)$ в процессе ее приготовления. При этих предположениях оценки, проведенные по результатам, представленным на рис.3, 4, показывают, что потери $O_2(^1\Delta)$ растут с увеличением расхода первичного азота. Это под-

тверждает предположение о том, что рост расхода первичного азота увеличивает время пребывания и давление смеси $O_2 - I_2 - N_2$ в области ее дозвукового течения, где разыгрываются основные процессы диссоциации иода и тушения $O_2(^1\Delta)$.

5. Выводы

Диодная лазерная спектроскопия рабочего лазерного перехода атома иода $^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow ^2P_{3/2}(F=4)$ позволяет определить не только коэффициент усиления и температуру активной среды кислородно-иодного лазера, но и ее газодинамические параметры, в частности абсолютную скорость потока. В активной среде, формируемой эжекторным сопловым блоком, при разбавлении кислорода первичным азотом в соотношении 1:6.9 коэффициент усиления достигает $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, температура активной среды – 200 К, абсолютная скорость потока составляет ~ 560 м/с, а давление в трубке Пито – около 58 мм рт.ст. С ростом разбавления до 1:13.5 коэффициент усиления уменьшается до $4.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, температура падает до 180 К, скорость активной среды возрастает до 615 м/с и давление увеличивается до 88 мм рт.ст.

Усиление активной среды формируется эжекторным сопловым блоком на расстояниях менее 44 мм и затем монотонно спадает, причем тем сильнее, чем выше расход первичного азота. Увеличение начального содержания паров воды уменьшает коэффициент усиления, но не изменяет скорость его падения вдоль потока, и увеличивает температуру активной среды. Во всех исследованных режимах работы соплового блока температура активной среды вдоль потока практически не изменяется.

Работа выполнена при финансовой поддержке Европейского офиса по аэрокосмическим исследованиям и разработкам (EOARD) (проект № 007016) и административной поддержке Международного научно-технического центра (грант № 1862P).

1. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Хейгер Г.Д., Мадден Т.Дж. *Квантовая электроника*, **31**, 30 (2001).
2. Tate R.F., Hunt B.S., Helms C.A., Truesdell K.A., Hager G.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1632 (1995).
3. Henshow T.L., Madden T.J., Herbelin J.M., Manke G.C., Anderson V.T., Tate R.F., Hager G.D. *Proc. SPIE*, **3612**, 147 (1999).
4. Davis S.J., Kessler W.J., Bachmann M. *Proc. SPIE*, **3612**, 157 (1999).
5. Кталхерман М.Г., Мальков В.М., Рубан Н.А. *ЖПМТФ*, **17**, 48 (1984).
6. Абрамович Г.Н. *Теория турбулентных струй* (М., Наука, 1984, с.51).
7. Galea J.I., Orszag S.A., Sreenivasan K.R. *AIAA Paper*, № 2572; *XXXI AIAA Plasmadynamics and Laser Conf.* (Denver, CO, 2000).