

Влияние температуры раствора в генераторе синглетного кислорода на формирование активной среды эжекторного кислородно-иодного лазера

М.В.Загидуллин*, В.Д.Николаев*, Н.Ю.Палина**, М.И.Свистун*, Н.А.Хватов*

Исследовано влияние температуры раствора в генераторе синглетного кислорода на формирование активной среды эжекторного кислородно-иодного лазера. При температуре раствора -20°C получены следующие параметры активной среды: коэффициент усиления $7.2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, число Маха $M = 2$, температура 205 К, статическое давление 9.3 мм рт.ст. При повышении температуры раствора до -4°C коэффициент усиления уменьшается до $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, число Маха – до 1.78, а температура и статическое давление возрастают соответственно до 241 К и 10.7 мм рт.ст. С ростом температуры раствора от -20 до -4°C потери $\text{O}_2(^1\Delta)$ увеличиваются не более чем на 20 %, а эффективность диссоциации молекулярного иода уменьшается не более чем на 21 %.

Ключевые слова: генератор синглетного кислорода, активная среда, кислородно-иодный лазер.

1. Введение

В работе [1] продемонстрирована высокая эффективность ($\sim 20\%$) эжекторного кислородно-иодного лазера (ЭКИЛ) с высоким полным давлением активной среды в резонаторе. В [2] методом диодной лазерной спектроскопии определены усиление, температура и абсолютная скорость активной среды ЭКИЛ. Показано, что активная среда ЭКИЛ имеет температуру около 200 К, абсолютную скорость потока около 600 м/с и высокий коэффициент усиления ($\sim 6 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$). Такая среда обладает высоким полным давлением, что позволяет реализовать эффективные системы выхлопа отработанного газа в атмосферу.

Процесс формирования активной среды ЭКИЛ качественно выглядит следующим образом [2]. Синглетный кислород (источник энергии лазера) поступает в сопловой блок из струйного генератора синглетного кислорода (ГСК) и вытекает в камеру смешения через ряд щелей с числом Маха $M < 1$. Высоконапорный первичный азот с начальным давлением более 1 атм втекает в камеру смешения через ряд цилиндрических сопел и на коротком расстоянии разгоняется до $M > 2$. Между двумя потоками инжектируется слабонапорный поток смеси азота с молекулярным иодом.

Расширение струй высоконапорного азота приводит к сжатию струй кислорода и смеси азота с иодом. Ниже по потоку границы струй первичного азота образуют аэродинамическую горловину, в которой кислородно-иодная смесь имеет звуковую скорость. Из-за более высокого статического давления кислородно-иодного потока в области этой горловины по сравнению со статическим давлением в потоке азота происходит расширение

кислородно-иодного потока. Таким образом образуется аэродинамическое сопло, стенками которого являются границы струй высоконапорного азота.

Далее, как показывают наблюдения, происходит быстрое смешение кислородно-иодного потока с потоком высоконапорного азота [1]. Основные процессы, приводящие к диссоциации молекулярного иода и, следовательно, к образованию активной среды, происходят на участке течения между сопловым блоком и аэродинамической горловиной. На этом отрезке как кислород, так смесь азота с иодом движутся с дозвуковой скоростью при высоком давлении. Появление в потоке атомарного иода инициирует реакции деактивации $\text{O}_2(^1\Delta)$. Активными участниками этих реакций являются молекулы воды, которые всегда содержатся в потоке $\text{O}_2(^1\Delta)$. Чем выше температурный интервал раствора в ГСК, при котором энергетические и усилительные параметры активной среды изменяются незначительно, тем лучше массогабаритные характеристики лазера. В работе [2] показано, что рост температуры раствора ведет к уменьшению коэффициента усиления, но не сказывается на скорости его падения вдоль потока.

В настоящей работе более подробно исследуется влияние температуры раствора в ГСК на формирование активной среды ЭКИЛ. На основе измерения газодинамических параметров активной среды методом диодной лазерной спектроскопии рассчитаны потери синглетного кислорода и эффективность диссоциации молекулярного иода в зависимости от температуры раствора.

2. Измерения и расчет параметров активной среды

Установка сверхзвукового ЭКИЛ подробно описана в работах [1, 2]. Активная среда формируется эжекторным сопловым блоком, в который подаются высоконапорный азот, смесь азота с парами иода и синглетный кислород $\text{O}_2(^1\Delta)$. Молекулы $\text{O}_2(^1\Delta)$ образуются в струйном ГСК в результате химической реакции хлора со щелочным раствором перекиси водорода. При расходе

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

**Самарский государственный университет, Россия, 443011 Самара, ул. акад. Павлова, 1

хлора $G_0 = 39.2$ ммоль/с степень его утилизации η составляет 95 %, а выход $O_2(^1A)$ $Y_0 \approx 0.6$. В настоящих экспериментах расход высоконапорного азота G_1 с температурой $T_1 = 298$ К составлял 270 ммоль/с, расход азота с температурой $T_2 = 333$ К, несущего пары иода, $G_2 = 11$ ммоль/с, расход паров иода $G_{I_2} = 0.8$ ммоль/с.

Поток, формируемый сопловым блоком, двигался в смесительной камере с начальным сечением 16×50 мм (плоский угол между широкими стенками камеры составлял 4°). Изменялись следующие давления: p_1 – в ГСК, p_2 – перед кислородными соплами, p_3 – у стенки в камере смещения, p_4 – в трубке Пито. Отверстие для измерения давления p_3 было расположено в стенке смесительной камеры на расстоянии 64 мм от соплового блока. Трубка Пито находилась в центре поперечного сечения смесительной камеры на расстоянии 22.5 мм ниже по потоку от отверстия для датчика давления p_3 . При аэродинамических испытаниях эжекторного соплового блока поток хлора заменялся потоком воздуха с расходом 39.2 ммоль/с через ГСК. В этих испытаниях трубка Пито с внешним диаметром 2 мм могла перемещаться вдоль и поперек потока в плоскости, равноудаленной от больших стенок смесительной камеры.

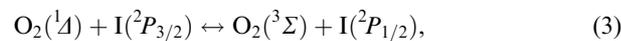
Коэффициент усиления слабого сигнала на переходе ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$

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

где ΔN – полная инверсная населенность на переходе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$; $A = 5.1 \text{ с}^{-1}$ – вероятность перехода ${}^2P_{1/2}(F=3) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F=4)$; $\lambda = 1.315 \times 10^{-4}$ см – длина волны излучения; $\Phi(X)$ – нормированная функция Фойхта, зависящая от доплеровской ширины W_D и ударной ширины линии перехода W_L ; $X = v - v_0$ – отстройка относительно центра линии. Инверсная населенность в активной кислородно-иодной среде может быть представлена в виде

$$\Delta N = N_1 \frac{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}{(K_{eq} - 1)Y + 1}, \quad (2)$$

где T – температура среды; $Y = [O_2(^1A)]/[O_2]$ – содержание $O_2(^1A)$ в активной среде; N_1 – концентрация атомарного иода; $K_{eq} = 0.75 \exp(401 \text{ К}/T)$ – константа равновесия процесса



а $Y_{th} = (2K_{eq} + 1)^{-1}$ – пороговая доля $O_2(^1A)$, при которой $\Delta N = 0$.

В работе [2] подробно описаны схема измерения спектра усиления активной среды методом диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения и его математическая обработка. Для регистрации спектра усиления активной кислородно-иодной среды был использован измерительный комплекс диодной лазерной спектроскопии высокого разрешения фирмы Physical Science, предоставленный Исследовательской лабораторией ВВС США [3]. Трасса пучка излучения диодного лазера проходила активную среду под углом $\varphi = 27.5^\circ$ к нормали к вектору скорости активной среды в центре смесительной камеры и находилась на расстоянии 64 мм от соплового блока. В результате полный спектр усиления активной среды для

этого пучка представлял собой сумму двух функций (2), смещенных относительно друг друга из-за эффекта Доплера на $2\Delta v = 2(\sin \varphi)U/\lambda$, где U – скорость потока. По форме спектра $g(X)$ определялись доплеровская (W_D) и ударная (W_L) ширины линии перехода.

В процессе исследований находились следующие параметры активной среды: средний по трассе луча диодного лазера коэффициент усиления в центре линии $g(0)$, температура

$$T = (W_D/14.49 \text{ МГц} \cdot \text{К}^{-1/2})^2, \quad (4)$$

скорость потока

$$U = \frac{\lambda \Delta v}{\sin \varphi}, \quad (5)$$

число Маха

$$M = U \left(\frac{\mu}{kRT} \right)^{1/2} = 14.49 \frac{\lambda \Delta v}{W_D \sin \varphi} \left(\frac{\mu}{kR} \right)^{1/2} \quad (6)$$

(где μ – средний молярный вес активной среды; R – универсальная газовая постоянная; $k = 1.4$ – постоянная адиабаты) и температура торможения

$$T^* = T(1 + 0.2M^2) = T + \frac{(k-1)\mu U^2}{2kR}. \quad (7)$$

Считая, что активная среда состоит в основном из азота и кислорода, можно найти статическое давление

$$p = \frac{W_L}{c_{N_2} \alpha_{N_2} + c_{O_2} \alpha_{O_2}}, \quad (8)$$

где $\alpha_{O_2} = (300 \text{ К}/T)^{0.87} \times 5 \text{ МГц}/\text{мм рт. ст.}$, $\alpha_{N_2} = (300 \text{ К} \times T^{-1})^{0.87} \times 5.5 \text{ МГц}/\text{мм рт. ст.}$ – коэффициенты ударного уширения; c_{O_2} , c_{N_2} – молярные доли кислорода и азота. Коэффициенты ударного уширения при $T = 300 \text{ К}$ заимствованы из работы [4], а их температурные зависимости взяты из работы [5].

Далее находим давление торможения

$$p^* = p(1 + 0.2M^2)^{3.5} \quad (9)$$

и расчетное давление за прямым скачком уплотнения, или в трубке Пито,

$$p_P = \frac{166.7M^7}{(7M^2 - 1)^{2.5}} p. \quad (10)$$

Для расчетов необходимо сделать некоторые предположения о характере смешения потоков. Рассчитанные по формулам (2)–(4) температура, скорость и число Маха справедливы для тех слоев потока, где есть усиление или атомы иода. Структура потока, вытекающего из соплового блока, близка к двумерной, а именно, состав и течение газового потока можно считать близкими к однородному по высоте соплового блока.

Далее предположим, что имеет место полное смешивание потоков вторичного азота (с иодом) с кислородом, а смешивание кислородно-иодного потока с потоком первичного азота является частичным. Таким образом, течение газового потока в смесительной камере предпо-

лагается двумерным с чередующимися вдоль сопел слоями чистого азота и кислородно-иодно-азотной смеси. Скорость U , определяемая по формуле (5), является абсолютной скоростью кислородно-иодного слоя.

Эффективность смешения будем характеризовать параметром η_m , показывающим, какая доля первичного азота смешалась с кислородно-иодным потоком. Молярное соотношение кислорода и азота в таком кислородно-иодном потоке $c_{N_2}/c_{O_2} = (\eta_m G_1 + G_2)/G_0$. При $\eta_m = 1$ происходит полное смешение всех трех потоков, а при $\eta_m = 0$ первичный азот не проникает в кислородно-иодный поток.

Зная температуру торможения потока, находим тепловую мощность, выделяющуюся в активной среде,

$$Q = T^*(C_0 G_0 + C_1 \eta_m G_1 + C_2 G_2 + G_{I_2} C_{I_2}) - (T_0 C_0 G_0 + T_1 C_1 \eta_m G_1 + T_2 C_2 G_2 + T_2 G_{I_2} C_{I_2}), \quad (11)$$

где C_i – удельные молярные теплоемкости газов; G_i – молярный расход газов; T_i – начальные температуры газов до их смешения в сопловом блоке. Температура кислородного потока T_0 перед сопловым блоком в настоящей работе не измерялась. Кислород, выделяемый из струй раствора в ГСК, имеет температуру, близкую к температуре раствора. Для расчетов Q полагалась, что $T_0 = 273.15 + t$, где t – температура раствора в градусах Цельсия. Фактически это означает, что расчет тепловой мощности учитывает также тепловыделение во время транспортировки $O_2(^1\Delta)$ от струй до соплового блока. Вся тепловая мощность в активной среде выделяется за счет уменьшения содержания $O_2(^1\Delta)$ на

$$Y_q = \frac{Q}{q_A G_0 \eta}, \quad (12)$$

где $q_A = 94.3$ кДж/моль – энергия возбуждения одного моля $O_2(^1\Delta)$. В Q может входить также теплота конденсации паров воды, если последняя происходит в холодном сверхзвуковом потоке. Поправки, вносимые в оценку потерь $O_2(^1\Delta)$ из-за возможной конденсации паров воды, будут обсуждены ниже.

Диссоциация молекулярного иода происходит за счет энергии $O_2(^1\Delta)$. На это расходуется часть $O_2(^1\Delta)$

$$Y_d = \frac{\eta_d G_{I_2} q_{I_2}}{\eta G_0 q_A}, \quad (13)$$

где η_d – эффективность диссоциации иода; $q_{I_2} = 148.9$ кДж/моль – энергия диссоциации молекулярного иода. Содержание $O_2(^1\Delta)$ в активной среде понижается до $Y = Y_0 - Y_q - Y_d$, а потенциально полезная доля синглетного кислорода $Y_{ext} = Y - Y_{th}$.

По спектру распределенного коэффициента усиления $g(X)$ можно найти среднюю инверсную населенность по трассе пучка излучения диодного лазера

$$\Delta N = \frac{12}{7} \frac{8\pi}{A\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} g(X) dX = N_I \frac{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}{(K_{eq} - 1)Y + 1}. \quad (14)$$

Здесь N_I – средняя по трассе пучка концентрация атомов иода. Далее можно оценить расход атомарного иода через смесительную камеру

$$G_I = 2\eta_d G_{I_2} = SUN_I = SU\Delta N \frac{(K_{eq} - 1)Y + 1}{(Y - Y_{th})(K_{eq} + 0.5)}, \quad (15)$$

где $S = 10$ см² – площадь сечения смесительной камеры на расстоянии 64 мм от соплового блока. Уравнения (13)–(15) позволяют оценить эффективность диссоциации молекулярного иода.

3. Результаты

При изменении температуры раствора в ГСК t от -20 до -4°C давления в ГСК и перед сопловым блоком остаются неизменными и равняются соответственно $p_1 = 34$ мм рт.ст., $p_2 = 27$ мм рт.ст., в то время как давление p_3 монотонно увеличивается от 8.1 до 9.7 мм рт.ст. При $G_{I_2} = 0$ и $t = -16^\circ\text{C}$ $p_2 = 26$ мм рт.ст. и $p_3 = 6.2$ мм рт.ст., а в аэродинамических испытаниях $p_2 = 24.7$ мм рт.ст., $p_3 = 5.7$ мм рт.ст.

На рис. 1, 2 представлены зависимости наиболее важных параметров активной среды от температуры раствора в ГСК. Изменение газодинамических параметров качественно согласуется с их зависимостью от тепловыделения при смешении газовых потоков в сверхзвуковом эжекторе [6]. Абсолютная скорость активной среды слабо падает с ростом температуры раствора в ГСК и при $t = -20^\circ\text{C}$ равна 578 м/с.

Параметр ударного уширения W_L практически не зависит от температуры раствора, но из-за увеличения температуры активной среды расчетное статическое давление увеличивалось (рис.3). Расчеты давлений по ударной ширине получены в предположении полного смешения потоков ($\eta_m = 1$). Наблюдается систематическое различие (примерно на 1 мм рт.ст.) между расчет-

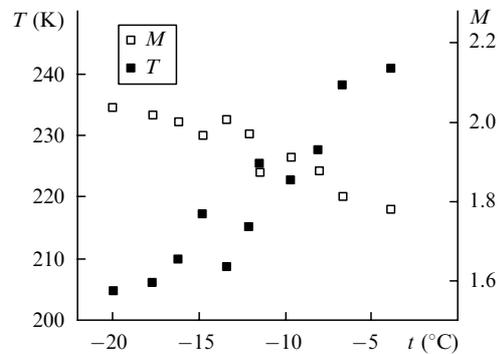


Рис.1. Зависимости температуры и числа Маха потока активной среды от температуры раствора.

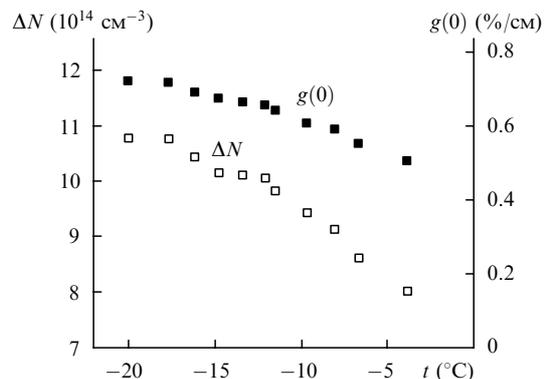


Рис.2. Зависимости коэффициента усиления и инверсной населенности от температуры раствора.

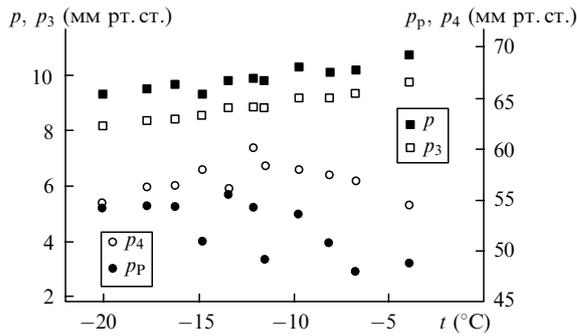


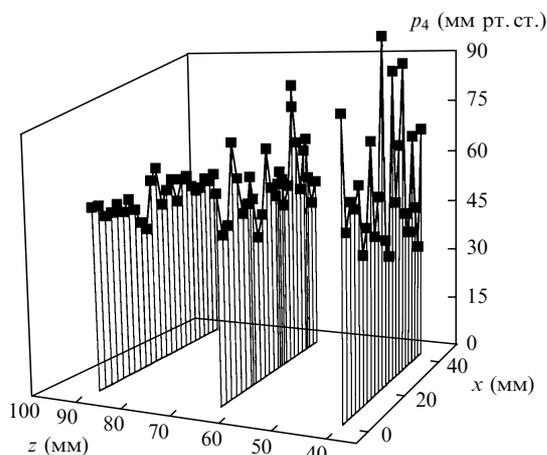
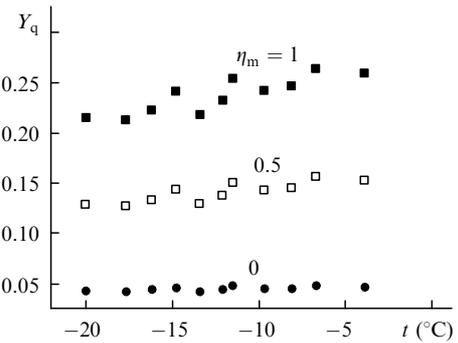
Рис.3. Зависимости давлений от температуры раствора.

ным статическим давлением p и давлением у стенки смесительной камеры p_3 . Расчетное давление p_P определяет среднее давление за прямой ударной волной для кислородно-иодных участков потока и несколько отличается от давления p_4 , измеряемого в центральной части смесительной камеры.

Полученное в аэродинамических испытаниях распределение давления p_4 представлено на рис.4. По мере движения потока неоднородность распределения p_4 поперек потока уменьшается, и на расстоянии 90 мм от соплового блока отклонение от среднего давления, равного 49 мм рт. ст., составляет примерно 7%. С учетом неоднородности p_4 в аэродинамических испытаниях близость ожидаемого давления за фронтом прямой ударной волны p_P к измеренному давлению p_4 в трубке Пито можно считать вполне удовлетворительной.

Расчетные давления несколько увеличиваются по мере уменьшения параметра η_m , т. к. используемый коэффициент ударного уширения для азота выше, чем коэффициент ударного уширения для кислорода. Полное давление p^* тех участков потока, где имеется усиление, по расчетам составляет примерно 70 мм рт. ст., что более чем в два раза превышает начальное давление кислорода p_2 . Рост полного давления кислородно-иодного потока свидетельствует о проникновении высоконапорного первичного азота в кислородно-иодный поток.

Расчет зависимости потерь $O_2(^1D)$ от температуры раствора представлен на рис.5. Рост потерь $O_2(^1D)$ Y_q с ростом температуры раствора в ГСК, очевидно, можно объяснить увеличением скорости дезактивации $O_2(^1D)$ в области течения от соплового блока до аэродинамиче-

Рис.4. Распределение давления в трубке Пито вдоль (ось z) и поперек потока (ось x).Рис.5. Зависимость потерь $O_2(^1D)$ от температуры раствора.

ского сопла. Действительно, $O_2(^1D)$ передает энергию атому иода в быстрой реакции (3), а затем происходит тушение возбужденного иода парами воды $I(^2P_{1/2}) + H_2O \rightarrow I(^2P_{3/2}) + H_2O$ (константа скорости реакции $K_{H_2O} = 2 \times 10^{-12}$ см³/с [7]). Пары воды также эффективно тушат промежуточные возбужденные состояния молекулярного иода и состояния $^1\Sigma$ кислорода, которые образуются в конечном итоге за счет энергии $O_2(^1D)$ [8].

При уменьшении температуры раствора с -4 до -20 °С содержание паров воды в кислородном потоке уменьшается в несколько раз [9]. Тем не менее видно, что при любой предполагаемой эффективности смешения η_m рост величины Y_q с ростом температуры раствора от -20 до -4 °С не превышает 20%. Однако с увеличением температуры раствора суммарные потери потенциально полезной доли $O_2(^1D)$ $Y_q + Y_{th} + Y_d$ растут быстрее, т. к. дополнительно увеличивается Y_{th} .

Согласно кинетическим моделям, пары воды должны приводить к ухудшению эффективности диссоциации молекулярного иода [8]. Например, концентрация электронно-возбужденного кислорода $O_2(^1\Sigma)$, играющего важную роль на начальной стадии диссоциации молекулярного иода, обратно пропорциональна концентрации паров воды. Расчет эффективности диссоциации молекулярного иода представлен на рис.6. Относительное падение η_d с ростом температуры раствора от -20 до -4 °С не превышает 21% даже при $\eta_m = 0$, несмотря на то, что концентрация паров воды в кислородном потоке при этом возрастает в несколько раз.

4. Обсуждение результатов

Расчеты температур T , T^* , абсолютной скорости и числа Маха по данным спектра усиления справедливы для тех участков потока, где есть атомы иода. Оценки потерь $O_2(^1D)$ и эффективности диссоциации иода, а также динамика их изменения с ростом температуры рас-

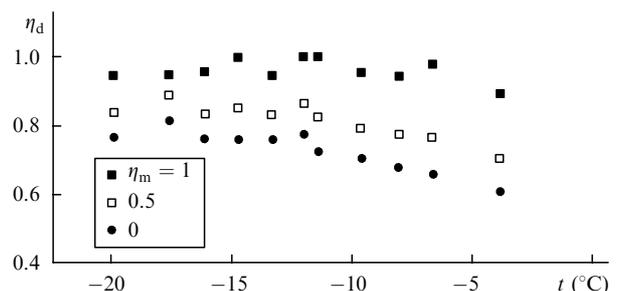


Рис.6. Зависимость эффективности диссоциации молекулярного иода от температуры раствора.

твор на основе этих данных существенно зависят от используемого в расчетах параметра смешения η_m первичного азота с кислородно-иодным потоком. Например, при $\eta_m = 1$ с ростом температуры раствора наиболее сильно изменяются потери $O_2(^1\Delta)$, а эффективность диссоциации остается практически неизменной. Наоборот, при $\eta_m = 0$ расчетные потери $O_2(^1\Delta)$ практически неизменны, тогда как эффективность диссоциации падает.

Наблюдения показывают, что при лазерно-индуцированной люминесценции происходит практически полное смешение потоков на расстоянии 64 мм от соплового блока [1]. С другой стороны, в аэродинамических испытаниях давление p_4 не выравнивается по сечению потока даже на расстоянии 90 мм от соплового блока. При температуре раствора $t = -16^\circ\text{C}$ и при $\eta_m = 1$ имеем $Y_q = 0.223$, $Y_{th} = 0.09$, $Y_d = 0.033$ и $Y_{ext} = 0.254$, а при $\eta_m = 0.5$ получаем $Y_q = 0.13$, $Y_{th} = 0.09$, $Y_d = 0.03$ и $Y_{ext} = 0.38$. При типичной эффективности преобразования запасенной энергии в излучение около 50% в ЭКИЛ с длиной усиления 5 см [1] химическая эффективность для $\eta_m = 1$ и 0.5 составит 12.5 и 19% соответственно. Значение 19% более близко к значению, полученному в экспериментах [1]. Таким образом, видимо, наблюдаемое однородное смешение потоков методом лазерно-индуцированной люминесценции в работе [1] не доказывает их полного смешения до молекулярного уровня.

Уменьшение коэффициента усиления с 7.2×10^{-3} до $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ с ростом температуры раствора от -20 до -4°C обусловлено четырьмя причинами: ростом потерь $O_2(^1\Delta)$, ростом доплеровской ширины линии усиления, ростом пороговой доли Y_{th} и падением эффективности диссоциации молекулярного иода. Интересно оценить вклад каждого фактора. Оценки показывают, что рост доплеровской ширины дает уменьшение значения $\Phi(0)$ и коэффициента усиления в 1.06 раза. Определить вклады других факторов можно только при известном η_m . При $\eta_m = 0.5$ концентрация атомов иода уменьшается в 1.17 раза, а уменьшение содержания Y и рост пороговой доли Y_{th} приводят к уменьшению коэффициента усиления в 1.16 раза.

Оценки потерь $O_2(^1\Delta)$ проведены без учета теплоты конденсации паров воды, выносимых потоком кислорода из ГСК. Давление паров воды в ГСК p_{s1} близко к насыщению и при температуре щелочного раствора перекиси водорода -20°C равно примерно 1 мм рт. ст. [9]. При давлении кислорода в ГСК $p_1 = 34$ мм рт. ст. расход паров воды из ГСК $G_{H_2O} = G_0 p_{s1} / (p_1 - p_{s1}) \approx 1.2$ ммоль/с, а их парциальное давление в камере смешения $p_{H_2O} = p G_{H_2O} / G = 0.03$ мм рт. ст. При температуре 205 К давление насыщенных паров воды $p_{s2} \approx 0.0026$ мм рт. ст.

Таким образом, существуют необходимые условия для конденсации паров воды. Выделяемая при полной конденсации паров воды до равновесия насыщения тепловая мощность $Q_c = q_{H_2O} G_{H_2O} (1 - p_{s2} / p_{H_2O}) = 61$ Вт, где $q_{H_2O} = 56$ кДж/моль – теплота конденсации паров воды при $T = 205$ К. Пренебрежение этой тепловой мощностью завышает оценку потерь $O_2(^1\Delta)$ на $\Delta Y = Q_c (\eta q_A G_0)^{-1} = 0.016$. Эта поправка значительно меньше полных потерь $O_2(^1\Delta)$. С ростом температуры раствора растут расход паров воды и парциальное давление p_{H_2O} ; одновременно растут температура активной среды и давление насыщения p_{s2} . Оценки показывают, что увеличение температуры раствора не ведет к росту тепловой мощности, выделяемой при конденсации паров воды, а

при температуре раствора более -8°C их парциальное давление в активной среде даже ниже точки конденсации.

Относительно высокие потери $O_2(^1\Delta)$ при температуре раствора $t = -20^\circ\text{C}$ могут быть обусловлены двумя причинами. Во-первых, в области течения, где происходят активные процессы диссоциации иода и тушения электронной энергии, молекулярный иод играет более существенную роль в дезактивации $O_2(^1\Delta)$, чем пары воды. Скорость дезактивации $O_2(^1\Delta)$ в условиях практически мгновенной передачи энергии (3) определяется тушением $I(^2P_{1/2})$. Тушение $I(^2P_{1/2}) + I_2 \rightarrow I(^2P_{3/2}) + I_2$ характеризуется константой скорости $K_{I_2} = 3.6 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [10]. Отношение скоростей дезактивации $I(^2P_{1/2})$ парами воды и молекулярным иодом $K_{H_2O} G_{H_2O} / (K_{I_2} G_{I_2}) = 0.08$ при $t = -20^\circ\text{C}$. Таким образом, на промежуточной стадии диссоциации тушение $I(^2P_{1/2})$ молекулярным иодом является доминирующим.

Косвенно это подтверждается более высокими давлениями p_2 и p_3 при $G_{I_2} = 0.8$ ммоль/с, чем при $G_{I_2} = 0$. Второй причиной изначально высокого значения Y_q может быть отличие температуры кислорода T_0 от температуры раствора. Тушение $O_2(^1\Delta)$ на участке от ГСК до соплового блока приводит к росту температуры кислорода и должно приводить к росту давления p_2 перед сопловым блоком. Это подтверждается более высоким давлением p_2 в реальных экспериментах, чем при аэродинамических испытаниях с воздухом. Уменьшение потерь $O_2(^1\Delta)$ возможно путем выбора такой конструкции соплового блока, при которой уменьшается парциальное давление кислорода при его транспортировке от ГСК и достигается оптимальное время течения кислородно-иодной смеси от соплового блока до горловины аэродинамического сопла.

Расчет статического давления опирается на предположение о полном смешении потоков, а также на конкретные значения коэффициентов ударного уширения при $T = 300$ К и их температурные зависимости. При использовании другого известного значения коэффициента уширения в присутствии азота $\alpha_{N_2} = 6.2$ МГц/мм рт. ст. при $T = 300$ К [11] расчетное давление p практически совпадает с пристеночным давлением p_3 . Таким образом, различие p и p_3 может быть вызвано исключительно неопределенностью коэффициентов ударного уширения или их температурной зависимости. Другой причиной различия p и p_3 могут быть косые скачки уплотнения в камере смешения. Несмотря на это видно, что по форме спектра линии усиления можно достаточно точно оценивать основные газодинамические параметры активной среды.

5. Выводы

Таким образом, проведенные исследования показали, что рост температуры раствора в ГСК ведет к падению коэффициента усиления и запасенной энергии, а также к изменению газодинамических параметров активной среды ЭКИЛ. При температуре раствора -20°C коэффициент усиления $g(0) = 7.2 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, число Маха $M = 2$, температура активной среды составляет 205 К, статическое давление равно 9.3 мм рт. ст. Повышение температуры раствора до -4°C ведет к уменьшению $g(0)$ до $5 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, а числа Маха – до 1.78, температура же активной среды и статическое давление возрастают соответственно до 241 К и 10.7 мм рт. ст. С ростом темпе-

ратуры раствора от -20 до -4 °С потери $O_2(^1D)$ увеличиваются не более чем на 20 % относительно их полных потерь, а эффективность диссоциации молекулярного иода уменьшается не более чем на 21 %. Статическое давление и давление за фронтом прямой ударной волны, рассчитанные по параметрам уширения спектра усиления, хорошо согласуются с измеренными значениями.

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., Хэйгер Г.Д., Мадден Т.Дж. *Квантовая электроника*, **31**, 30 (2001).
2. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А., Андерсон Б.Т., Тейт Р.Ф., Хэйгер Г.Д. *Квантовая электроника*, **31**, 678 (2001).
3. Tate R.F., Hunt B.S., Helms C.A., Truesdell K.A., Hager G.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 1632 (1995).
4. Davis S.J., Kessler W.J., Vachmann M. *Proc. SPIE*, **3612**, 157 (1999).
5. Загидуллин М.В., Николаев В.Д., Свистун М.И., Хватов Н.А. *Квантовая электроника*, **31**, 373 (2001).
6. Абрамович Г.Н. *Прикладная газовая динамика* (М.: Наука, 1976).
7. Burde D.H., McFarlane R.A. *J. Chem. Phys.*, **64**, 1850 (1976).
8. Komissarov A.V., Goncharov V., Heaven M.C. *Proc. SPIE*, **4184**, 7 (2001).
9. Furman D., Barmashenko V.D., Rosenwaks S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 547 (1999).
10. Burrows M.D. *J. Chem. Phys.*, **81**, 3546 (1984).
11. Padrick T.D., Palmer R.E. *J. Chem. Phys.*, **62**, 350 (1975).