

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦЕПНОГО ХИМИЧЕСКОГО HF-ЛАЗЕРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НА СТОЯЧЕЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ

И. А. Коноплев, В. И. Львов, А. А. Степанов, В. А. Щеглов

(Москва)

В последнее время в непрерывных химических лазерах (НХЛ) особое внимание уделяется вопросам расходимости излучения. Отмечая в этой связи основные достоинства сверхзвуковых химических HF-лазеров диффузионного типа (автономность и высокий удельный энергосъем [1, 2]), следует иметь в виду и их специфические особенности, обусловленные, в частности, эффектами смешения большого числа химически активных струй. Так, в результате взаимодействия последних в области резонатора формируются оптические неоднородности (пограничные слои, слабые скачки уплотнения, волны разрежения), естественно влияющие на расходимость излучения. Кроме того, конечность скорости смешения струй ограничивает степень использования окислительного потока (атомов фтора) — обычно срыв генерации происходит до их полного перемешивания. Наконец, необходимость предварительного высокотемпературного разогрева ($\approx 1800\text{--}2000\text{ K}$) окислительного потока для обеспечения эффективной диссоциации молекулярного фтора приводит к заметному снижению технического КПД всей системы. С учетом сказанного ясно, что прогрессивный подход, устраняющий подобные недостатки, должен ориентироваться на схему НХЛ, в котором области генерации и смешения потоков были бы по возможности разграничены, а температура камеры сгорания значительно снижена.

Заметим, что к такой схеме близок, например, автономный вариант сверхзвукового HF-лазера на цепной реакции фторирования водорода при малых степенях диссоциации фтора, теоретически исследованный в [3] (кольцевая модель НХЛ). Другой подход основан на использовании метода иницирующего реагента, предложенного Н. Г. Басовым и А. Н. Ораевским в 1967 г., в сочетании с «поджигом» цепной реакции во фронте стационарного скачка уплотнения (В. А. Щеглов, 1970 г.). Впервые этот подход был экспериментально реализован в работах [4, 5]. Схема эксперимента представлена на рис. 1, а. Исходная газовая смесь F_2/He с начальной комнатной температурой истекает из резервуара, расширяясь и охлаждаясь в сверхзвуковом канале, в некотором сечении которого осуществляется инжекция вторичного потока H_2/NO . В результате на определенной дистанции холодная смесь оказывается полностью перемешанной, но не прореагировавшей. Последнее связано с тем, что при низких температурах «затравочная» реакция



идет крайне медленно (при $T \approx 100\text{ K}$ константа скорости $\approx 10^{-17}\text{ см}^3/\text{с}$). Если при этом сопло работает в перерасширенном режиме, то, как из-

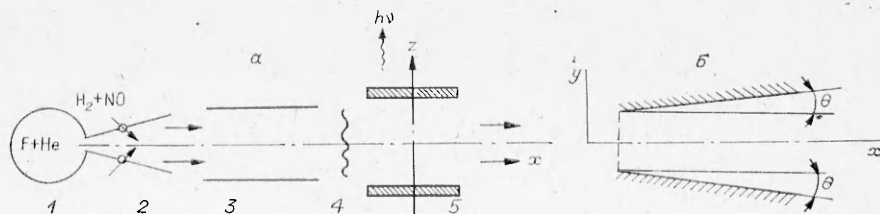


Рис. 1. Упрощенная принципиальная схема HF-лазера на стоячей детонационной волне (а) и использованная в расчетах форма газодинамического канала в области резонатора (б);

1 — камера газогенератора; 2 — сверхзвуковое сопло; 3 — область смешения; 4 — стоячая ударная волна; 5 — резонатор.

вестно [6], в потоке может реализоваться стационарный прямой скачок уплотнения, который и осуществляет «поджиг» реакции с последующим развитием цепного процесса.



Отметим, что зеркала резонатора в этом случае располагаются за фронтом ударного скачка, поток же должен иметь возможности слабого расширения в направлении, перпендикулярном оптической оси резонатора.

В данной работе проведено численное моделирование процессов в подобном варианте HF-лазера непрерывного действия, определены его усилительные свойства, исследованы энергетические и спектральные характеристики, выявлены оптимальные условия его работы.

Постановка задачи. Основные процессы и уравнения

Энергетические параметры цепного непрерывного HF-лазера рассчитывали на основе исследования течения химически реагирующей смеси $F_2 - H_2 - NO - He$ в слабо расширяющемся канале за фронтом стационарного скачка уплотнения.

Основные процессы химической и колебательной кинетики, протекающие в активной среде цепного химического HF-лазера с иницирующим реагентом, а также константы скоростей реакций, использованные в данных расчетах, представлены в табл. 1, 2. В отношении процессов колебательно-колебательного обмена между молекулами HF заметим следующее. Как показывают результаты большого числа экспериментальных и теоретических работ, модель гармонического осциллятора при описании процессов $\nu\nu$ -обмена в HF не применима. Основываясь на анализе этих работ (см., в частности, обзоры [13, 14]), можно прийти к заключению, что в первом приближении константу скорости $\nu\nu$ -обмена в HF можно считать зависящей весьма слабо от номера колебательного уровня. Это обстоятельство и отражено в табл. 2.

При описании взаимодействия молекул HF с полем излучения эффекты поступательной и вращательной неравновесности, вызываемые лазерным полем, во внимание не принимались. Считалось, что распределение молекул HF по вращательным подуровням является бальмановским (с вращательной температурой, равной поступательной).

Таблица 1
Процессы химической кинетики в цепном химическом HF-лазере с иницирующим реагентом

Реакция	Константа скорости (см ³ /(моль·с) или см ⁶ /(моль ² ·с))	Литература
$F_2 + NO \rightarrow FNO + F$	$3,3 \cdot 10^{10} \exp(-754/T)$	[7]
$F + H_2 \xrightarrow{\alpha \nu k} HF(v) + H,$ $v = 0, 1, \dots, 9$	$k = 1,3 \cdot 10^{14} \exp(-595/T), \alpha_0 = 0, \alpha_1 = 0,167, \alpha_2 = 0,56, \alpha_3 = 0,273, \alpha_{v>4} = 0$	[8, 9]
$H + F_2 \xrightarrow{\beta \nu k} HF(v) + F,$ $v = 0, 1, \dots, 9$	$k = 1,2 \cdot 10^{14} \exp(-1210/T), \beta_0 = 0, \beta_1 = 0,038, \beta_2 = 0,05, \beta_3 = 0,088, \beta_4 = 0,133, \beta_5 = 0,239, \beta_6 = 0,266, \beta_7 = 0,112, \beta_8 = 0,074, \beta_9 = 0$	[1, 2, 10]
$H + FNO \rightarrow HF(O) + NO$	$1,6 \cdot 10^{13} \exp(-1105/T)$	[7]
$F + F + M \rightarrow F_2M$	$10^{18}/T$	[2]
$H + H + M \rightarrow H_2 + M$	$10^{18}/T$	[2]
$H + F + M \rightarrow HF(O) + M$	$10^{18}/T$	[2]
$F + NO + M \rightarrow FNO + M$	$3 \cdot 10^{16}$	[2, 11]
$H + N + M \rightarrow HNO + M$	$7 \cdot 10^{15}$	[11]

Процессы колебательной кинетики

Процесс	Константа скорости (см ³ /(моль·с))	Литература
HF(v) + HF(v ¹) ⇌ HF(v-1) + HF(v ¹ +1)	10 ¹³ (для всех v и v ¹)	
HF(v) + H ₂ (v ¹) ⇌ HF(v+1) + H ₂ (v ¹ -1)	$k\left(\begin{smallmatrix} v^1 \rightarrow v^1-1 \\ v \rightarrow v+1 \end{smallmatrix}\right) = v^1(v+1) \cdot 8,3 \cdot 10^{11}$	[1]
HF(v) + M _i ⇌ HF(v-1) + M _i	$k_{H_2} = v \cdot 1,7 \cdot 10^6 \cdot T^{1,77}$, $k_{H} = v^3 \cdot 1,4 \cdot 10^{11}$, $k_{F_2} = v \cdot 1,5 \cdot 10^{10}$, $k_{F} = v^2 \cdot 1,7 \cdot 10^{11}$, $k_{He} = v \cdot 8,7 \cdot 10^{-7} \cdot T^3$, $k_{NO} = v \cdot 4 \cdot 10^8 \cdot T$, $k_{HF} = v^3 \cdot 3,5 \cdot 10^{14} / T$ (T ≤ 1000 K)	[2, 12-15]
H ₂ (v) + M _i → H ₂ (v-1) + M _i	$k_H = v \cdot 1,8 \cdot 10^{11}$, $k_{HF} = v \cdot 5,3 \cdot 10^{11}$, $k_{M_i \neq H, HF} = v \cdot 10^8$	[12]

Исходные уравнения, описывающие процессы в активной среде за фронтом неподвижной ударной волны (УВ), в квазидномерном приближении (предполагается возможность расширения потока вдоль оси *y*, перпендикулярной оптической оси резонатора *z* — см. рис. 1, б) имеют вид

$$\frac{dy_i}{dx} = \dot{w}_i, \quad i = F, F_2, \dots, He,$$

$$\frac{dy_v}{dx} = \dot{w}_v + F_2^J(v) I_{v+1}^J - F_1^J(v) I_v^J, \quad v = 0, 1, \dots, 9,$$

$$\frac{d\varepsilon_{H_2}}{dx} = \dot{w}_{\varepsilon_{H_2}},$$

$$\rho u S = \text{const},$$

$$\rho u \frac{du}{dx} = - \frac{dp}{dx},$$

$$\rho u \frac{dh}{dx} = u \frac{dp}{dx} - \sum_v g_v^J I_v^J,$$

$$p = \rho RT/W.$$

Здесь *x* и *u* — координата и скорость потока; моль-массовые величины: $y_i = \rho_i / \rho W_i$ — концентрация *i*-го компонента смеси (ρ — плотность смеси, ρ_i , W_i — плотность и молекулярная масса *i*-го компонента), y_v — концентрация молекул HF на *v*-м колебательном уровне, $\varepsilon_{H_2} = \sum_v \nu y_{H_2}(v)$ — плотность колебательных квантов молекул H₂; $h = \sum_i H_i y_i$ — удельная энтальпия смеси (H_i — молярная энтальпия *i*-го компонента); \dot{w}_i , \dot{w}_v и $\dot{w}_{\varepsilon_{H_2}}$ — источниковые члены, описывающие химические и кинетические процессы в активной среде; g_v^J — коэффициент усиления на колебательно-вращательном переходе $v, J-1 \rightarrow v-1, J$; I_v^J — интенсивность излучения на этом же переходе; $S = S(x)$ — площадь поперечного сечения потока; $F_1^J(v) = \frac{g_v^J}{\rho u N_a h \nu_v^J}$; $F_2^J(v) = \frac{g_{v+1}^J}{\rho u N_a h \nu_{v+1}^J}$; N_a — число Авогадро; $h \nu_v^J$ — энергия кванта излучения.

Система уравнений (1) замыкается пороговым условием стационарной генерации в плоском резонаторе

$$g_v^J = g_{\text{пор}}, \quad v = 1, 2, \dots, 6, \quad (2)$$

где $g_{\text{пор}} = L_a^{-1} \ln(r_1 r_2)^{-1/2}$ — пороговый коэффициент усиления; L_a — длина активной среды; r_1 и r_2 — коэффициенты отражения зеркал.

Начальные условия, необходимые для численного интегрирования системы (1), (2) в области, лежащей за фронтом неподвижной ударной волны, определяли следующим образом. Связь между параметрами торможения и потока на выходе сопла (т. е. перед скачком уплотнения) дается соотношениями [6]

$$M_1 = u_1/a_1 = [2/(\gamma - 1) \cdot (T_0/T_1 - 1)]^{1/2}, \quad (3)$$

$$p_1 = p_0 (T_1/T_0)^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \rho_1 = \rho_0 (T_1/T_0)^{1/(\gamma-1)},$$

(M — число Маха; $a = (\gamma p/\rho)^{1/2}$ — скорость звука; γ — показатель адиабаты).

Параметры газа за фронтом неподвижной УВ можно определить из соотношений на разрыве (см., например, [16])

$$M_2 = \left\{ \left[1 - \frac{2}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right) \right] \left[1 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{M_1^2} \right) \right] \right\}^{1/2},$$

$$p_2 = p_1 \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 - 1) \right], \quad \rho_2 = \rho_1 \frac{(\gamma+1) M_1^2}{(\gamma-1) M_1^2 + 2}, \quad (4)$$

$$T_2 = \left(\frac{a_2}{a_1} \right)^2 T_1 = \frac{p_2 \rho_1}{\rho_1 \rho_2} T_1, \quad u_2 = M_2 a_2.$$

Для численного интегрирования системы (1), (2) использовали неявную двухслойную итерационную схему второго порядка точности (схема трапеций), при этом для определения интенсивностей излучения отдельных полос применен подход, аналогичный [17].

Основные результаты

При проведении расчетов принималось: в камере газогенератора $T_0 = 300$ К и $p_0 = 6,7$ кПа, температура газа перед фронтом ударного скачка $T_1 = 100$ К; состав смеси варьировался. Степень расширения потока в области резонатора задавалась простейшим образом (см. рис. 1, б): $y(x) = 1 + (x - x_0) \operatorname{tg} \theta$, где 2θ — угол раскрытия канала в плоскости, перпендикулярной оптической оси резонатора. При расчете энергетики лазера, полагалось, что коэффициент порогового усиления $g_{\text{пор}} = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

При заданных условиях на срезе сопла $p_1 \approx 0,3$ кПа, число Маха $M_1 \approx 3$, температура газа за фронтом ударного скачка $T_2 \approx 270$ К, $p_2 \approx 2,5$ кПа и $M_2 \approx 0,45$. Таким образом, поток здесь дозвуковой (скорость $u_2 \approx 250$ м/с).

Расчеты показали, что при слабом расширении канала из-за большого тепловыделения в потоке и возможности возникновения теплового кризиса (см., например, [18, 19]) необходимо значительное разбавление смеси инертным газом (гелием). В этих условиях энергетические показатели НГ-лазера оказываются относительно невысокими.

На рис. 2 приведены зависимости удельной лазерной энергии от содержания в исходном потоке молекулярного фтора и гелия. Оптимальное содержание F_2 в потоке примерно в 3—4 раза больше, чем H_2 , однако в целом концентрация F_2 в исходном потоке на $E_{\text{л}}$ влияет слабо. Гораздо существеннее удельная энергия генерации зависит от степени разбавления смеси гелием (см. рис. 2, б). Так, с уменьшением содержания гелия в потоке удельные энергетические показатели лазера растут, однако при $\beta_{\text{He}} \lesssim 30$ (на рис. 2, б и последующих эта область заштрихована) возникает кризис течения. Интересно отметить, что при приближении к области кризиса конечная температура газа в лазерной зоне T_* резко снижается, скорость потока возрастает и $M \rightarrow 1$ (в случае сверхзвукового потока поведение температуры и скорости вблизи кризиса имеют обратный характер).

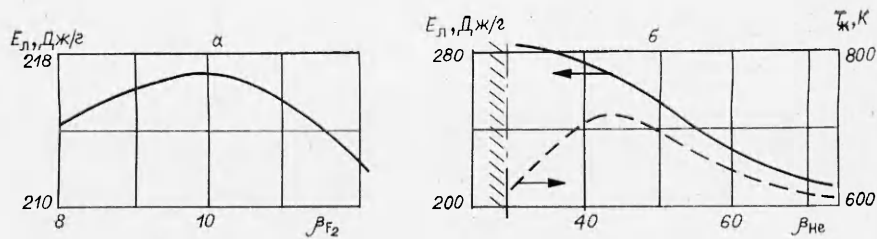


Рис. 2. Зависимость удельной лазерной энергии E_l и температуры газа в конце лазерной зоны T_* от содержания в смеси F_2 (а) и He (б) при $\text{tg } \theta = 0,2$. Состав смеси $F_2 : H_2 : NO : He = \beta_{F_2} : 2,5 : 2,5 : 70$ (а) и $10 : 2,5 : 2,5 : \beta_{He}$ (б).

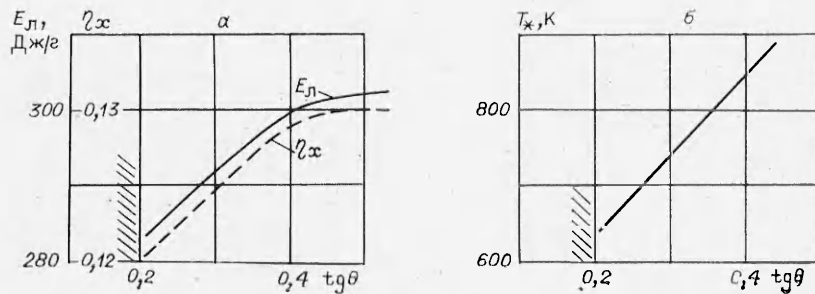


Рис. 3. Влияние степени расширения канала в области резонатора на удельные энергетические характеристики (а) и температуру в конце лазерной зоны T_* (б) при $F_2 : H_2 : NO : He = 10 : 2,5 : 2,5 : 30$.

Исследование условий, обеспечивающих наибольший энергосъем в рассматриваемой системе, показало, что для этого необходимо использовать большие степени расширения потока при сравнительно малом разбавлении смеси гелием. Так, из рис. 3 видно, что с ростом θ от 20° до 50° энергетические показатели лазера возрастают вплоть до $E_x \approx 300$ Дж/г при химическом КПД $\eta_x \approx 13\%$. Заметим, что для условий рис. 3 состав смеси достаточно близок к оптимальному и дальнейшее снижение концентрации гелия в потоке не приводит к увеличению энергетических показателей лазера (ширина же лазерной зоны при этом становится весьма малой). Таким образом, оптимальное разбавление смеси гелием, обеспечивающее максимальный энергосъем, составляет примерно 67%, при этом требуются углы раскрытия канала $2\theta \approx 45^\circ \div 50^\circ$ (в этом случае реализуется режим, близкий к свободному расширению потока). Изменение температуры газа к концу лазерной зоны в этих условиях показано на рис. 3, б.

На рис. 4 показано распределение усилительных свойств активной среды и спектрального состава излучения по колебательным полосам вдоль по потоку. Отметим, что в обоих случаях вращательные числа на соответствующих переходах выбирались из условия максимума коэффициента усиления в каждой фиксированной точке (на рис. 4 $\Delta x = x - x_0$, где x_0 — положение фронта УВ). В типичных условиях наиболее сильные линии в спектре излучения отвечают колебательно-вращательным переходам с $J = 6 \div 10$, при этом в спектре излучения наблюдаются линии с $J = 2 \div 12$.

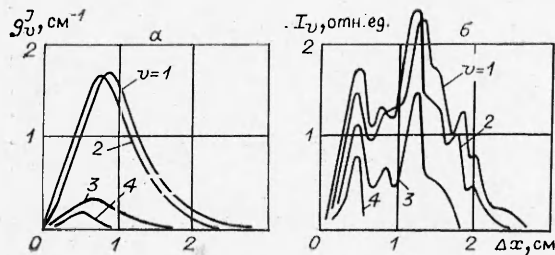


Рис. 4. Изменение усилительных свойств активной среды (а) и спектрального состава излучения (б) вдоль по потоку ($\text{tg } \theta = 0,4$; $F_2 : H_2 : NO : He = 10 : 2,5 : 2,5 : 30$).

Как видно из рис. 4, а, ненасыщенные значения коэффициентов усиления на переходах полос 1—0 и 2—1 достигают $\sim 1 \text{ см}^{-1}$, что практически на порядок превосходит характерные значения g в сверхзвуковых HF-лазерах диффузионного типа. Это объясняется тем обстоятельством, что в рассматриваемом случае исходная смесь предварительно перемешана, а давление газа в области резонатора в несколько раз выше рабочих давлений в лазерах диффузионного типа. Тем не менее, величины g на переходах более высоких колебательных полос при этом достаточно низки, что связано с сильным ростом константы скорости VT -релаксации HF с увеличением колебательного квантового числа.

Анализ спектра излучения показывает, что хотя, по расчетам, генерация возможна на переходах шести нижних полос 1—0, 2—1, ..., 6—5, основной вклад в суммарную мощность излучения дают лишь переходы трех нижних полос 1—0, 2—1 и 3—2 (см. рис. 4, б). Для рассматриваемых условий ширина лазерной зоны оказывается сравнительно малой ($\Delta x_L \simeq 3 \text{ см}$), но следует иметь в виду, что снижением p_0 в камере газогенератора (и соответственно, p_2 в области резонатора) зону генерации можно заметно расширить. К расширению зоны ведет и увеличение степени разбавления смеси гелием, однако при этом энергетические показатели лазера снижаются. Температуру же в газогенераторе значительно поднимать нецелесообразно, поскольку при этом возрастает и температура за фронтом ударного скачка, ширина же лазерной зоны заметно сокращается.

Заключение

Проведенные исследования показывают, что в оптимальных условиях рассматриваемая система может обеспечить удельный энергоотъем до 300 Дж/г смеси при химическом КПД $\simeq 13\%$. И хотя эти показатели все же уступают потенциальным возможностям сверхзвуковых химических HF-лазеров диффузионного типа, тем не менее принципиальные особенности лазеров данного класса (отсутствие камеры сгорания, пространственная размежеванность областей смешения и генерации, приводящая к более высокой оптической однородности газовой среды, и др.) дают возможность считать цепной химической HF-лазер непрерывного действия на стоячей детонационной волне весьма интересной и вполне перспективной системой. Высокие усилительные свойства активной среды позволяют с успехом использовать в подобных лазерах неустойчивые резонаторы и резонаторы с вращением поля.

*Поступила в редакцию 30/XI 1984,
после доработки — 12/III 1985*

ЛИТЕРАТУРА

1. Химические лазеры/Под ред. Р. Гросса, Дж. Ботта. М.: Мир, 1980.
2. А. С. Башкин, В. И. Игошин, А. И. Ораевский и др. Химические лазеры. М.: Наука, 1982.
3. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, № 59, М., 1979.
4. J. P. Moran. 5-th Conf. on Chemical and Molecular Lasers, St. Louis, Missouri, April 18—20, 1977.
5. J. P. Moran, A. C. Stanton, R. V. Doan. AIAA J., 1980, 18, 958.
6. Г. И. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969.
7. S. W. Zelazny, J. A. Blauer, L. Wood e. a. Appl. Optics, 1976, 15, 1164.
8. V. F. Heidner, J. F. Bott, C. E. Gardner e. a. J. Chem. Phys., 1980, 72, 4815.
9. Г. К. Васильев, Е. Ф. Макаров, В. Л. Тальрозе.— В кн.: Химия плазмы/Под ред. В. М. Смирнова. № 9. М., 1982.
10. D. Brandt, J. C. Polanyi. Chem. Phys., 1978, 35, 23.
11. W. E. Jones, S. D. Macknight, L. Teng. Chem. Rev., 1973, 73, 407.
12. R. H. D. Brown, A. Maitland. Prog. React. Kinetics, 1981, 11, 1.
13. S. R. Leon. J. Phys. Chem. Ref. Data, 1982, 11, 953.
14. J. F. Bott, R. F. Heidner. J. Chem. Phys., 1977, 66, 2878.
15. G. P. Quigley, C. J. Wolga. J. Chem. Phys., 1975, 63, 5263.
16. Ф. Баргльме. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981.

17. В. А. Пospelов. Численные методы механики сплошной среды, 1982, 13, 99.
 18. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Кваптовая электропика, 1979, 6, 1476, 2476.
 19. Б. П. Герасимов, Т. А. Ермилова, С. А. Семушин и др. Препринт ФИАН, № 58, М., 1983.

ФИЗИКА РАЗРУШЕНИЯ И ВОПРОСЫ ТЕПЛООБМЕНА УГЛЕГРАФИТОВЫХ МАТЕРИАЛОВ С ПОТОКОМ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ЛАЗЕРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

В. А. Лошкарев
 (Ставрополь)

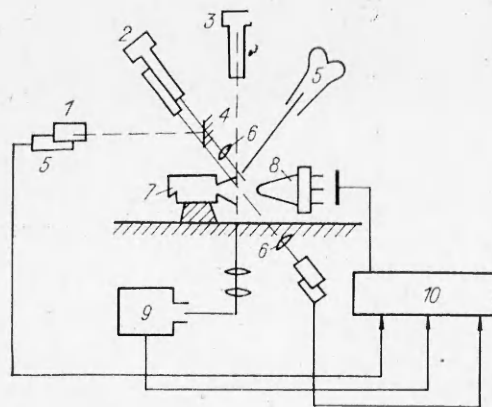
Применение углеграфитовых материалов в системах тепловой защиты теплоэнергетических установок в средах с большими тепловыми нагрузками обуславливается тем, что углерод обладает редким сочетанием необходимых физических свойств. По термическим свойствам графит является тепловым «демпфером» с очень высокой температурой плавления, по термохимическим обладает высокой теплотой сублимации [3, 6].

Модель теплозащитного покрытия, подвергшегося воздействию выскоэнтальпийного газа, применительно к графитовым соединениям обычно основывается на непосредственном использовании классических представлений, в которых предполагается фазовое равновесие в системе твердое тело — газ. Вместе с тем, как показали результаты ряда экспериментальных исследований при сравнительно высоких тепловых потоках и низких давлениях, неравновесные процессы играют существенную роль при абляции таких покрытий.

Основная цель работы — создание экспериментального комплекса по исследованию физики и механизма разрушения углеграфитовых теплозащитных покрытий в потоке азотной плазмы в условиях воздействия импульсного лазерного излучения средней мощности с оценкой физико-химических неравновесных процессов в газовой и конденсированной фазах и влияния последних на абляционную стойкость материала в целом.

В условиях высокого радиационно-конвективного теплового потока ($0,5-2 \text{ МВт/см}^2$), поддерживаемого импульсным лазерным излучением, картина взаимодействия падающего излучения с веществом существенно усложняется выбросом вещества в пограничный слой, заполнением последнего продуктами абляции и поглощением радиационной составляющей в видимой и инфракрасной областях спектра.

Принципиальная схема экспериментального комплекса представлена



на рис. 1. Он состоит из системы газодинамических испытаний, которая включает плазменный источник на базе азотно-водородного плазматрона ПГ-1,07, жестко скрепленного со станиной стенда, держателя образцов с одновременной заменой датчиками энтальпии и динамического напора; термодина-

Рис. 1. Принципиальная схема стенда. 1 — фотоприемники; 2 — лазер ЛГ-68; 3 — импульсный лазер ГОС-1001; 4 — делительные стекла; 5 — видеокамеры; 6 — линзы; 7 — плазматрон; 8 — держатель образцов; 9 — спектрограф ДФС-8-2; 10 — измерительный комплекс.