

Авторы благодарны В. И. Лисицыну за плодотворное обсуждение предварительных результатов работы.

НИИ прикладной математики и механики
при Томском государственном университете

Поступила в редакцию
4/IX 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик. ПМТФ, 1976, 5.
2. Г. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974, с. 628.
3. В. С. Башев, В. Н. Вилюнов. ПМТФ, 1972, 3.
4. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
5. В. Б. Либрович, В. И. Лисицын. Взаимодействие пульсаций потока с химической реакцией в пламени. Препринт № 57. М., ИПМ, 1975.
6. Я. Б. Зельдович, А. Д. Мышикис. Элементы прикладной математики. М., «Наука», 1967, с. 84.
7. В. Н. Вилюнов, И. Г. Дик. ПМТФ, 1973, 5.

К ЧИСЛЕННОМУ АНАЛИЗУ СВОЙСТВ НАСЫЩЕННОЙ СРЕДЫ ТУРБУЛЕНТНОГО НФ-ХИМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА ДИФФУЗИОННОГО ТИПА

В. И. Головичев, Н. Г. Преображенский

1. Развитие идеи Басова и др. [1] об использовании конвективных потоков высокой скорости для осуществления непрерывной генерации в химических системах, состоящих из колебательно-возбужденных продуктов реакции предварительно неперемешанных реагентов, привело к созданию сверхзвуковых химических лазеров диффузионного типа СДХЛ [2]. Основная проблема в развитии подобных лазерных систем состоит в обеспечении оптимальных условий преобразования химической энергии в энергию радиационного поля на основе тщательного учета взаимного влияния газовой динамики, неравновесных химических реакций и стимулированного оптического излучения. При этом необходимо обеспечить высокую скорость смешения реагентов в сравнении с характерными скоростями столкновительной релаксации и протока рабочего вещества через область резонатора. Время протока должно быть в свою очередь сравнимо со временами жизни инверсно населенных состояний активных молекул или «доноров» в непроточной системе.

Особый интерес представляют лазерные системы, активная среда которых состоит из продуктов реакции молекулярного водорода (или дейтерия) и частично или полностью диссоциированного молекулярного фтора. Эффекты взаимного влияния указанных выше процессов и их связь с выходными энергетическими характеристиками СДХЛ анализировались ранее [3—6] на основе модели фронта пламени в потоке реагентов постоянной скорости. Впоследствии были разработаны (в том числе и авторами настоящей работы) более сложные аналитические модели [7—9] с детальным учетом смешения реагентов в сдвиговых ламинарных и турбулентных течениях различных конфигураций, пригодные, однако, для анализа лазерных систем в усилительном режиме. Оценки достижимой мощности в этом случае могут быть получены лишь в приближении «точечного» резонатора.

Введение членов, учитывающих наличие излучения в среде, не вносит существенных изменений в макроскопические уравнения баланса вещества и энергии: требуется ввести лишь интенсивность радиационно-

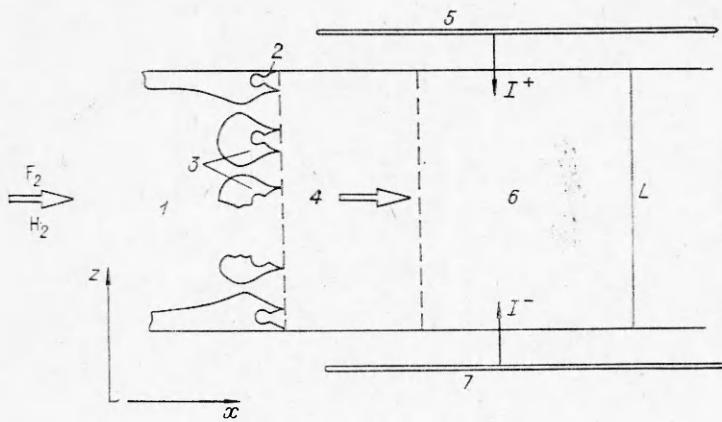


Рис. 1. Принципиальная схема сверхзвукового HF-химического лазера диффузионного типа.

1 — форкамера; 2 — водородный инжектор; 3 — многосопловые решетки; 4 — зона смешения; 5 — зеркало с коэффициентом отражения I_L ; 6 — реагирующий поток; 7 — зеркало с r_0 .

го поля, параметрически определяемую с использованием уравнений переноса излучения. Для простого резонатора Фабри — Перо с заданными параметрами r_0 , r_L , L в предположении вращательного равновесия на каждом колебательном уровне энергетические характеристики радиационного поля можно определить, применяя приближение Риггрода [10]. Численные результаты для подобной модели были представлены в [11]. Принимая во внимание необходимость более детального определения населенности химически возбужденных состояний активных молекул в радиационном поле, в настоящей работе развит приближенный метод расчета энергетических характеристик СДХЛ, не ограниченный предположением о вращательном равновесии.

Ниже приведены численные результаты, иллюстрирующие эффективность преобразования химической энергии в СДХЛ с системой инжекторов, обеспечивающих при давлении рабочей среды в области резонатора $\sim 10 \div 30$ торр высокую скорость смешения за счет разности скоростей потоков реагентов. Другие аспекты влияния турбулентности на выходные характеристики СДХЛ, связанные с учетом специфики релаксационных процессов и переноса излучения в турбулентной среде, оставлены за рамками настоящего исследования.

2. Принципиальная возможная схема сверхзвукового химического лазера диффузионного типа приведена на рис. 1. Молекулярный водород H_2 (или дейтерий D_2), смешанный со значительным избытком F_2 , сжигаются в форкамере для создания атомарного фтора. (Нагрев смеси может быть осуществлен и другими способами.) Смесь продуктов горения характеризуется при этом определенной степенью диссоциации молекулярного фтора. Расширение продуктов реакции через решетку сверхзвуковых сопел снижает давление и статическую температуру смеси до уровня, определяемого условиями преобразования энергии в резонаторе, а также «замораживает» высокую концентрацию атомарного фтора, который далее смешивается и вступает в цепную реакцию первого звена с молекулярным водородом, производя в зоне смешения колебательно-возбужденные молекулы $HF(v)$.

Аналитическое описание гидродинамики течения и термохимических свойств рабочей среды основывалось на законах сохранения феноменологической теории турбулентного пограничного слоя для многокомпонентной смеси реагирующих газов в форме дифференциальных в частных производных уравнений параболического типа (табл. 1). Эффекты

Таблица 1

Закон сохранения	Переменная f	Коэффициент переноса Γ_f	Источниковый член Ω_f
Количество движения в x -плоскости	Скорость u	Турбулентная вязкость μ_t	Градиент статического давления $-\frac{dp}{dx} \Big _{\text{ou}}$
Масса i -го компонента смеси	Массовая концентрация Y_i	Турбулентная диффузия $\mu_t/\text{Sc}_t, i$ $w_i/\rho u$	Скорость химической реакции
Энергия осредненного движения	Удельная полная энталпия $H = \sum_{i=1}^N h_i(T) Y_i + (u^2/2) + k_t$	«Теплопроводность» μ_t/Pr_t «Диффузия» $\mu_t/\text{Pr}_{k,t}$	$\frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ c \left[(1 - \text{Pr}_t) \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{u^2}{2} \right) + \text{Pr}_t \text{Pr}_{t,k}^{-1} (1 - \text{Pr}_{t,k}) \frac{\partial k_t}{\partial \omega} \right] \right\} + \text{Pr}_{t,k} c \left(\frac{\partial u}{\partial \omega} \right)^2 - c_u \frac{\partial k_t^2}{\partial \omega}$
Кинетическая энергия турбулентности	$k_t = \langle u' u' \rangle / 2$	«Диффузия» $\mu_t/\text{Pr}_{e,t}$	$\text{Pr}_{t,e} c' c_1 c_{\mu} k_t \left(\frac{\partial u}{\partial \omega} \right)^2 - c_2 \frac{g^2}{k_t} u$
Скорость диссиляции кинетической энергии турбулентности	$e_t = 2v \left\langle \frac{\partial u'}{\partial y} \cdot \frac{\partial u'}{\partial y} \right\rangle$		

Причение. $c = r^{2j} \rho u \Gamma_f / \gamma \omega^{\gamma-1} (\Psi_E - \Psi_f)^2$; $c' = c/\mu_t$; коэффициенты в моделях турбулентности:

1) модель [15] — $\chi_1 = 2,75 \cdot 10^{-5}$; $\chi_2 = 0,075$;

2) модель [16] — $c = 0,09 - 0,04 f_1$, $c_1 = 1,44$, $c_2 = 1,92 - 0,0677 f_1$, $\text{Pr}_{k,t} = 1,0$, $\text{Pr}_{e,t} = 1,3$, $\text{Sc}_{t,t} = 0,7$;

$$f_1 = \left| \frac{1}{2} \frac{r_E - r_I}{u_E - u_I} \left(\frac{\partial u_c}{\partial x} - \left| \frac{\partial u_c}{\partial x} \right| \right) \right|^{0,2}.$$

Таблица 2

Номер реакций	Реакции	Прямая (<i>f</i>) обратная (<i>B</i>)	$k = \tilde{a}T^b \exp(-c/\tilde{T})$		
			<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c, K</i>
1	$H_2 + F \rightleftharpoons HF(0) + H$	<i>f</i>	$9,0 \cdot 10^{12}$	0	0,808
2	$H_2 + F \rightleftharpoons HF(1) + H$	<i>f</i>	$1,8 \cdot 10^{12}$	0	0,808
3	$H_2 + F \rightleftharpoons HF(2) + H$	<i>f</i>	$9,0 \cdot 10^{13}$	0	0,808
4	$H_2 + F \rightleftharpoons HF(3) + H$	<i>f</i>	$4,5 \cdot 10^{13}$	0	0,808
5	$HF(2) + HF(0) \rightleftharpoons HF(1) + HF(1)$	<i>b</i>	$3,0 \cdot 10^7$	1,5	0
6	$HF(2) + HF(1) \rightleftharpoons HF(0) + HF(3)$	<i>f</i>	$2,8 \cdot 10^8$	1,5	0
7	$HF(2) + HF(2) \rightleftharpoons HF(1) + HF(3)$	<i>f</i>	$8,38 \cdot 10^7$	1,5	0
8	$HF(3) + M_1 \rightleftharpoons HF(2) + M_1$	<i>f</i>	$1,18 \cdot 10^{-1}$	3,6	0
9	$HF(3) + M_2 \rightleftharpoons HF(2) + M_2$	<i>f</i>	$1,5 \cdot 10^8$	1,3	0
10	$HF(2) + M_1 \rightleftharpoons HF(1) + M_1$	<i>f</i>	$7,78 \cdot 10^{-2}$	3,6	0
11	$HF(2) + M_2 \rightleftharpoons HF(1) + M_2$	<i>f</i>	$1,0 \cdot 10^8$	1,3	0
12	$HF(1) + M_1 \rightleftharpoons HF(0) + M_1$	<i>f</i>	$3,89 \cdot 10^{-2}$	3,6	0
13	$HF(1) + M_2 \rightleftharpoons HF(0) + M_2$	<i>f</i>	$5,0 \cdot 10^5$	1,3	0
14	$HF(0) + M_3 \rightleftharpoons H + F + M_3$	<i>b</i>	$6,4 \cdot 10^{-5}$	-1,62	0,503
15	$HF(1) + M_3 \rightleftharpoons H + F + M_3$	<i>b</i>	$6,4 \cdot 10^{-5}$	-1,62	0,503
16	$HF(2) + M_3 \rightleftharpoons H + F + M_3$	<i>b</i>	$6,4 \cdot 10^{-5}$	-1,62	0,503
17	$HF(3) + M_3 \rightleftharpoons H + F + M_3$	<i>b</i>	$6,4 \cdot 10^{-5}$	-1,62	0,503
18	$H + H + M_3 \rightleftharpoons H_2 + M_3$	<i>f</i>	$7,5 \cdot 10^{18}$	-1,0	0
19	$F_2 + M_3 \rightleftharpoons F + F + M_3$	<i>f</i>	$5,0 \cdot 10^{13}$	0	17,65
20	$H + F_2 \rightleftharpoons HF(0) + F$	<i>f</i>	$6,0 \cdot 10^{12}$	0	1,2
21	$H + F_2 \rightleftharpoons HF(1) + F$	<i>f</i>	$6,0 \cdot 10^{12}$	0	1,2
22	$H + F_2 \rightleftharpoons HF(2) + F$	<i>f</i>	$9,0 \cdot 10^{12}$	0	1,2
23	$H + F_2 \rightleftharpoons HF(3) + F$	<i>f</i>	$1,3 \cdot 10^{13}$	0	1,2

П р и м е ч а н и е. Размерности коэффициентов скоростей реакций: $\text{см}^3 \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ — для бимолекулярных реакций; $\text{см}^6 \cdot \text{моль}^{-2} \cdot \text{с}^{-2}$ — для тримолекулярных реакций; $\tilde{T} = T/1000$; M_1 — нейтральная компонента; $M_2 = \sum_v HF(v)$; M_3 — сумма всех компонент.

неравновесных химических реакций с образованием молекул с избытком энергии в форме квантовых возбуждений учитывались введением источниковых членов в макроскопические уравнения баланса вещества и энергии. При этом каждый долгоживущий колебательный уровень активной молекулы $HF(v)$ рассматривается как отдельный компонент газовой смеси. Форма записи источникового члена, согласно стехиометрическому уравнению реакции, опирается на закон действующих масс, употребляемый в химической кинетике. Термические свойства каждого «псевдокомпонента» $HF(v)$ соответствуют учету теплоты образования $HF(0)$, а также энергий поступательной и колебательной степеней свободы.

Химические реакции приводят к инверсии населенностей различных колебательно-вращательных состояний активных молекул $HF(v)$, которая затем разрушается при столкновениях и излучении. Кинетическая модель, предположительно определяющая работу HF -химического лазера, приведена в табл. 2. Экзотермические ($\Delta H_0 = -31,6$ ккал/моль) реакции «холодной» накачки между H_2 и F (реакции 1—4) приводят

к образованию молекул HF(v) в трех колебательно-возбужденных состояниях ($v=0, \dots, 3$). Более экзотермичные ($\Delta H_0 = -90$ ккал/моль) реакции «горячей» накачки между F₂ и H (реакции 20—23) возбуждают в общем случае шесть колебательных уровней ($v=0, \dots, 6$). Возбужденные реакции молекулы HF(v) служат энергетическим резервуаром. Далее колебательная энергия: а) перераспределяется по внутренним степеням свободы молекул HF(v) посредством резонансной V—V-передачи энергии (реакции 5—7); б) переходит в энергию поступательного движения произвольных молекул и атомов рабочей среды посредством V—T-процессов (реакции 8—13); в) переходит в энергию стимулированного оптического излучения. Учтены также реакции диссоциации (реакции 14—17) молекул HF(v) в основном и в возбужденном состоянии.

В режиме «холодной» накачки реакции второго звена цепного процесса играют весьма ограниченную роль, так как количество F₂, образующегося в реакции 19 или присутствующего во внешнем потоке вследствие неполной термической диссоциации F₂ при высокотемпературных условиях в форкамере, незначительно. Ввиду того, что энергетика второго звена втройе превосходит энергетику первого, можно надеяться [12] на увеличение выходной мощности СДХЛ при использовании рабочей смеси с меньшей начальной степенью диссоциации молекулярного фтора. Роль относительно медленных реакций «горячей» накачки при этом повышается, система в целом становится менее критичной к скорости смешения. Однако быстрая колебательная релаксация может привести к тому, что энергетические преимущества цепного процесса окажутся нереализованными.

Коэффициенты скоростей реакций, использованные в настоящей работе, приведены в [8] и аппроксимируются аррениусовскими выражениями. Особое внимание удалено описанию самодезактивации активных молекул HF(v) при низких поступательных температурах смеси. Аналитические выражения для коэффициентов скоростей этих реакций имеют в общем случае неаррениусовскую форму [13].

Процессы вынужденного испускания и поглощения наряду со столкновениями приводят к уменьшению населенности колебательно-возбужденных состояний молекул HF(v). Пренебрегая спонтанным излучением, в предположении узких линий массовую скорость образования активных молекул HF(v) в единице объема за счет индуцированных радиационных процессов можно определить из выражения

$$w_r(v) = \frac{W_0}{hN_A} \cdot \sum_J \left(\frac{g_{v,J} I_{v,J}}{v_{v,J}} - \frac{g^{v,J} I^{v,J}}{v_{v,J}} \right). \quad (1)$$

Здесь N_A — число Авагадро; h — постоянная Планка; W_0 — молекулярный вес активных молекул; $I_{v,J}$, $v_{v,J}$ — интенсивность и частота излучательного перехода. Нижние индексы v , J обозначают переходы P -ветви от состояния $v+1, J-1$ к состоянию v, J , верхние индексы — переходы от состояния v, J к состоянию $v-1, J+1$. Величина оптического коэффициента усиления $g_{v,J}$ для случая чисто допплеровского уширения определяется следующим соотношением:

$$g_{v,J} = \frac{8\pi^{5/2} N_A}{3} \left(\frac{\ln 2}{2W_0 R_0 T} \right)^{1/2} \cdot \frac{J\rho |R_v^{v+1}|^2}{2J+1} \cdot \left[\frac{2J+1}{2J-1} \cdot Y(v+1, J-1) - Y(v, J) \right], \quad (2)$$

где член $|R_v^{v+1}|^2 \sim 2 \cdot 10^{-45} J \cdot \text{см}^3$ учитывает вклад колебательных степеней свободы в электрический дипольный момент; R_0 — универсальная газовая постоянная; ρ , T — плотность и поступательная температура среды; $Y(v, J)$ — безразмерная массовая концентрация активных компонент смеси.

Предполагая, что изменение заселенности возбужденных v , J -состояний в радиационном поле происходит таким образом, что коэффициенты оптического усиления на выбранных (или всех) переходах уменьшаются до величины, определяемой потерями в резонаторе g_0 ($g_0 = -\ln(r_0 r_L)/2L$), нетрудно далее определить из соотношений (2) детальные распределения активных молекул по колебательно-вращательным состояниям и энергетические характеристики рабочей среды в резонаторе. В предельном случае радиационного насыщения [10] $r_0, r_L \rightarrow 1, g_0 \rightarrow 0, I_{v,J} \rightarrow \infty$ (при наличии идеально отражающих зеркал) заселенность возбужденных состояний должна обеспечивать равенство нулю коэффициентов усиления на всех учитываемых переходах P -ветви. Из соотношения (2) при этом следует

$$(2J + 1) n'_{v-1,J+1} = (2J - 1) n'_{v,J}, \quad (3)$$

где $n'_{v,J}$ (или $n''_{v,J}$) — населенность возбужденного состояния в радиационном поле при переходах в полосах 1/0 (2/1, 2/0).

Условие (3) выполняется для центра линии независимо от предполагаемой формы линии поглощения и испускания. Предполагая, что активные молекулы, образовавшиеся в результате химических реакций, обладают равновесным вращательным распределением при местной поступательной температуре

$$n_{v,J} = n_v \cdot \frac{2J + 1}{Q_R(v)} \cdot e^{-\alpha_v J(J+i)}, \quad (4)$$

нетрудно подсчитать общее количество излучательных переходов между возбужденными состояниями $(2, J) \rightarrow (1, J+1) \rightarrow (0, J+2)$. Здесь $\alpha_v = \vartheta_R(v)/T$, $\vartheta_R(v)$ — характеристическая вращательная температура v -уровня, $Q_R(v) = \sum_j (2J + 1) e^{-\alpha_v J(J+1)}$ — вращательная статистическая сумма, $n_{v,J}$ — населенность химически возбужденного состояния.

Общее количество одноквантовых $\Delta_{10,J}$ и $\Delta_{21,J}$ в полосах 1/0 и 2/1 и двухквантовых $\Delta_{20,J}$ переходов в полосе 2/0 определяется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \Delta_{10,J} &= n'_{0,J+2} - n_{0,J+2} = n_{1,J+1} - n'_{1,J+1}, \\ \Delta_{21,J} &= n''_{1,J+1} - n'_{1,J+1}, \quad \Delta_{20,J} = n''_{0,J+2} - n'_{0,J+2}, \\ \Delta_{10} &= \sum_J \Delta_{10,J}, \quad \Delta_{21} = \sum_J \Delta_{21,J}, \quad \Delta_{20} = \sum_J \Delta_{20,J}, \\ \Delta_{20,J} + \Delta_{21,J} &= n_{2,J} - n''_{2,J}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из алгебраических соотношений (3) — (5) определяется полное количество фотонов $\Delta_{10,J-1} + \sum_{J=0}^{\infty} (\Delta_{10,J} + 2\Delta_{20,J} + \Delta_{21,J})$, образующихся при разрушении в радиационном поле локальной инверсии населенности анализируемых состояний активных молекул. При этом

$$\begin{aligned} \Delta_{10,J} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot \frac{(2J + 3)(2J + 8)}{(4J + 8)} \cdot \left[\frac{Y(1)}{Q_R(1)} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{Y(0)}{Q_R(0)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} \right], \\ \Delta_{21,J} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot \frac{(2J + 1)}{3} \left[\frac{Y(2)}{Q_R(2)} \cdot e^{-\alpha_2(J+1)} - \frac{1}{4J + 8} \left[\frac{Y(1)}{Q_R(1)} \cdot (2J + 3) \times \right. \right. \\ &\quad \times e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)} - \left. \frac{Y(0)}{Q_R(0)} \cdot (2J + 5) \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} \right] \left. \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В предельном случае радиационного насыщения вращательное распределение на каждом колебательном уровне не является равновес-

ным. В результате алгебраических преобразований из (3) — (6) нетрудно получить детальные распределения населеностей каждого возбужденного состояния активной молекулы в насыщающем поле

$$\begin{aligned} n''_{0,J+2} &= \Delta_{20,J} - n'_{0,J+2} = \Delta_{20,J} + \Delta_{10,J} + n_{0,J+2} = \Delta_{20,J} + \Delta_{10,J} + \\ &+ n_0 \cdot \frac{(2J+5)}{Q_R(0)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} = \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot \left[\frac{(2J+5)(2J+1)}{3(2J+3)} \cdot \frac{Y(2)}{Q_R(2)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(2J+3)}{3} \cdot \frac{Y(1)}{Q_R(1)} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)} + \frac{(2J+5)^2}{3(2J+3)} \cdot \frac{Y(0)}{Q_R(0)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} \right], \\ &\quad J = 0, 1, 2, \dots; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} n''_{0,1} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot [0,75Y(1)/Q_R(1) + 2,25e^{-2\alpha_0} \cdot Y(0)/Q_R(0)]; \\ n''_{1,J+1} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot \left[\frac{(2J+1)}{3} \cdot \frac{Y(2)}{Q_R(2)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)} + \frac{(2J+3)}{3} \cdot \frac{Y(1)}{Q_R(1)} \times \right. \\ &\quad \times e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)} + \left. \frac{(2J+5)}{3} \cdot \frac{Y(0)}{Q_R(0)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} \right], \quad J = 0, 1, 2, \dots; \\ n''_{1,0} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot [0, 25Y(1)/Q_R(1) + 0, 75e^{-2\alpha_0}Y(0)/Q_R(0)]; \\ n''_{2,J} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot \left[\frac{(2J+1)^2}{3(2J+3)} \cdot \frac{Y(2)}{Q_R(2)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)} + \frac{(2J+3)}{3} \cdot \frac{Y(1)}{Q_R(1)} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(2J+1)(2J+5)}{3(2J+3)} \cdot \frac{Y(0)}{Q_R(0)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)} \right]; \\ n''_{3,J} &= \frac{\rho N_A}{W_0} \cdot (2J+1) \cdot e^{-\alpha_0 J(J+1)} \cdot Y(3)/Q_R(3), \quad J = 0, 1, 2, \dots \end{aligned}$$

Для определения полной заселенности колебательных состояний $v=0, 1, 2$ молекул HF(v) в радиационном поле необходимо провести в соотношениях (7) суммирование по всем J

$$Y''(v) = \left(\frac{\rho N_A}{W_0} \right)^{-1} n_v'' = \sum_{k=1}^3 \varphi_{vk} \cdot Y(k-1), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_{01} Q_R(0) &= 1 + 2,25e^{-2\alpha_0} + \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+5)^2}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)}; \\ \varphi_{02} Q_R(1) &= 0,75 + \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+5)}{3} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)}; \\ \varphi_{03} Q_R(2) &= \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+5)(2J+1)}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)}; \\ \varphi_{11} Q_R(0) &= 0,75 \cdot e^{-2\alpha_0} + \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+5)}{3} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)}; \\ \varphi_{12} Q_R(1) &= 0,75 + \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+3)}{3} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)}; \\ \varphi_{13} Q_R(2) &= \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+1)}{3} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)} = \frac{1}{3} Q_R(2); \\ \varphi_{21} Q_R(0) &= \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+1)(2J+5)}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)}; \end{aligned}$$

$$\varphi_{22} Q_R(1) = \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+1)}{3} \cdot e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)};$$

$$\varphi_{23} Q_R(2) = \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+1)^2}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)}.$$

Удельная (на единицу массы) энергия радиационного поля может быть рассчитана с использованием соотношений (6)

$$E_r = \frac{\rho N_A h}{W_0} \sum_{v=0}^2 \sum_{J=0}^{\infty} \delta_v Y(v) v_{v,J}. \quad (9)$$

Здесь

$$\delta_0 Q_R(0) = 0,75 e^{-2\alpha_0} + \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+5)(6J+5)}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_0(J+2)(J+3)},$$

$$\delta_1 Q_R(1) = 0,75 + \frac{4}{3} \sum_{J=0}^{\infty} e^{-\alpha_1(J+1)(J+2)},$$

$$\delta_2 Q_R(2) = \sum_{J=0}^{\infty} \frac{(2J+1)(6J+13)}{3(2J+3)} \cdot e^{-\alpha_2 J(J+1)}.$$

Отношение энергии оптического излучения к суммарному тепловыделению за счет реакций накачки определяет безразмерный коэффициент преобразования энергии

$$\eta_E = \frac{E_r}{\sum_{v=0}^3 (\Delta h_v^0) \cdot Y(v)}, \quad (10)$$

где Δh_v^0 — теплота образования $\text{HF}(v)$, ккал/г.

Величины, определяемые соотношениями (9), (10), использовались для оценки эффективности преобразования энергии в СДХЛ с полной и частичной диссоциацией молекулярного фтора. Двумерные распределения состава смеси в слое смешения в отсутствие излучения рассчитываются с помощью вычислительной программы, описанной авторами в [9]. Основные законы сохранения при этом представляются в форме обобщенного параболического уравнения [14]

$$\frac{\partial f}{\partial x} + (a + b\omega^r) \frac{\partial f}{\partial \omega} = \frac{\partial (c \cdot \partial f / \partial \omega)}{\gamma \omega^{r-1} \partial \omega} + \frac{\Omega_f}{\rho u}, \quad (11)$$

в котором коэффициенты a , b , c имеют следующие значения:

$$a = r_I^j \dot{m}_I / [\gamma \omega^{r-1} \cdot (\Psi_E - \Psi_I)],$$

$$b = (r_E^j \dot{m}_E - r_I^j \dot{m}_I) / [\gamma \omega^{r-1} \cdot (\Psi_E - \Psi_I)],$$

$$c = r^{2j} \rho u \Gamma_f / [\gamma \omega^{r-1} (\Psi_E - \Psi_I)]^2, \quad j = 0, 1,$$

а Ω_f — источниковый член в соответствующем уравнении. Соответствие между величиной f и неизвестными, фигурирующими в основных уравнениях, устанавливается табл. 1. Величины $r_I^j \dot{m}_I$ и $r_E^j \dot{m}_E$ обозначают соответственно градиенты потоков массы через внутреннюю (I) и внешнюю (E) границы зоны смешения и определяются из предельных соотношений, следующих из формы закона сохранения импульса вблизи границ.

Специфика математической задачи хорошо известна и допускает формулировку «нормальной» краевой задачи с «управлением» для урав-

нения (11). Из решения двухточечной краевой задачи для уравнений переноса излучения с граничными условиями баланса потока энергии в резонаторе Фабри—Перо, неселективном по отношению к частотам падающего излучения

$$I_{v,J}^+(x, 0) = r_0 I_{v,J}^-(x, 0), \quad I_{v,J}^-(x, L) = r_L I_{v,J}^+,$$

формулируется закон «управления», связывающий параметры активной среды в радиационном поле и резонатора

$$\frac{1}{L} \cdot \int_0^L g_{v,J} dy = -\ln(r_0 r_L)/2L, \quad (12)$$

и совпадающий с (3) в предельном случае радиационного насыщения. Детали вычислительной процедуры описаны в [9, 14]. Ввиду того, что процесс преобразования энергии в значительной степени контролируется скоростью смешения, выбор «точной» модели турбулентной вязкости повышает достоверность предсказаний расчетной модели. Помимо эмпирических моделей турбулентной вязкости, основанных на модификации гипотезы пути смешения Прандтля в потоках сжимаемой жидкости, в настоящей работе использовалась двухпараметрическая модель турбулентного обмена [15]. В рамках этой модели устанавливается соответствие между местными значениями величин, характеризующих пульсационное движение — кинетической энергией турбулентности k_t и эффективной скоростью ее диссиpации ϵ_t , и коэффициентом турбулентной вязкости μ_t в форме соотношения (см. табл. 1)

$$\mu_t = c_{\mu} \Omega k_t^2 / \epsilon_t. \quad (13)$$

Для замыкания системы основных уравнений для осредненных величин формулировались дополнительные уравнения величин k_t , ϵ_t по подобию [15]. Следует отметить, что для модели турбулентного переноса, основанной на использовании характеристик пульсационного движения в форме (13), в системе коаксиальных струй требуется «оптимизация» констант, входящих в нее. Практически целесообразнее использовать

Т а б л и ц а 3

Начальные параметры смешивающихся потоков	Варианты		
	1	2	3
Центральная струя (<i>j</i>) Состав рабочей среды (массовые доли):			
N ₂	0	0	0
He	0	0	0
H ₂	1,0	1,0	1,0
Статическая температура, К	300	300	300
Скорость, м/с	2288	2288	2288
Статическое давление, торр	11,4	11,4	38
Внешний поток (<i>e</i>) Состав рабочей среды (массовые доли):			
N ₂	0	0	0
He	0,5	0,5	0,5
F : F ₂	0,15 : 0,35	0,5 : 0	0,15 : 0,35
HF(O)	0	0	0
Статическая температура, К	540	540	540
Скорость, м/с	4004	4004	4004
Статическое давление, торр	11,4	11,4	38

П р и м е ч а н и е. Радиус инжектора $r_j = 0,05$ см.

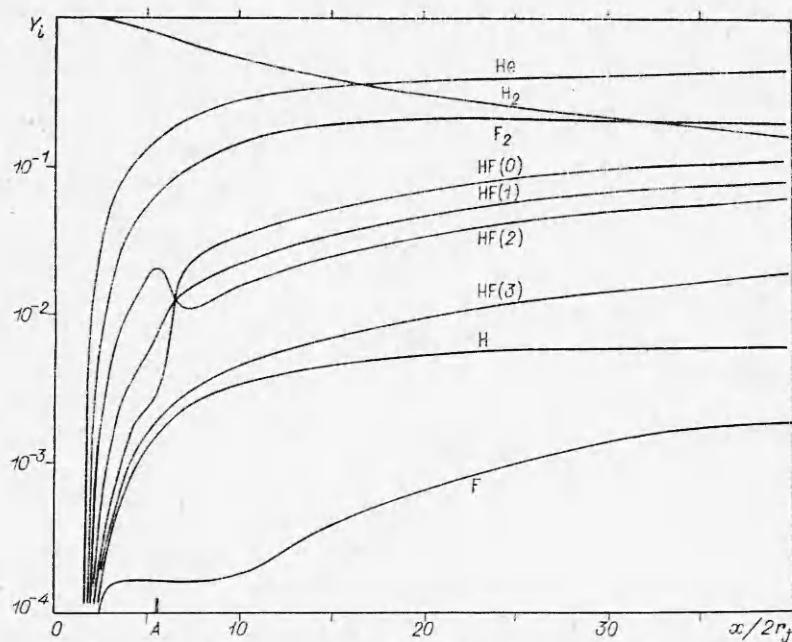


Рис. 2. Осевые профили состава рабочей среды с частичной диссоциацией молекулярного фтора (табл. 3, вариант 1).
A — начало оптического резонатора.

зователь модели турбулентного обмена, например [16, 17], построенные на основе непосредственной корреляции с эмпирическими данными для течений сходных геометрических конфигураций.

3. Уравнения сохранения (11) интегрировались численно для течения одной геометрической конфигурации при вариации состава (степени активации внешнего потока) и давления рабочей среды в смешива-

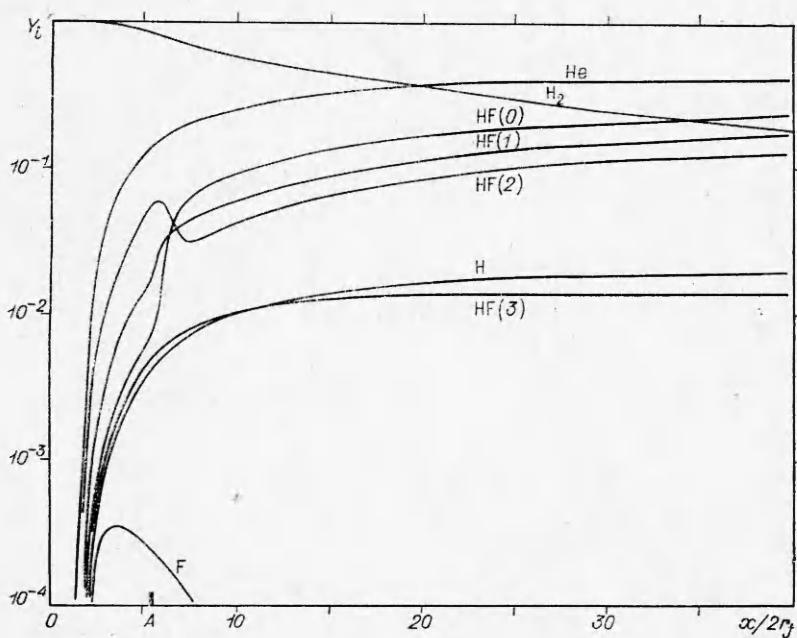


Рис. 3. Осевые профили состава рабочей среды с полной диссоциацией молекулярного фтора. (табл. 3, вариант 2).

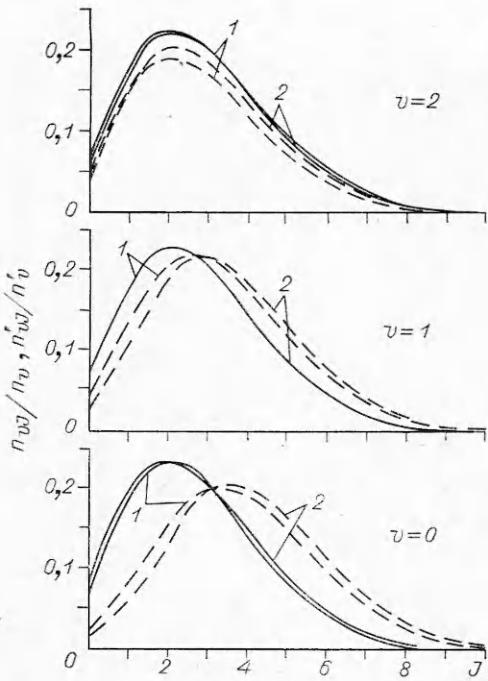


Рис. 4. Вращательные распределения химически возбужденных состояний молекулы $\text{HF}(v)$ в радиационном поле при полной (1) (табл. 3, вариант 2, $x/2r_j = 5,51$, $r/r_j = 0,5$, $T = 405,9$ К) и частичной (2) (табл. 3, вариант 3, $T = 392$ К) диссоциации молекулярного фтора (сплошные линии соответствуют больцмановскому распределению).

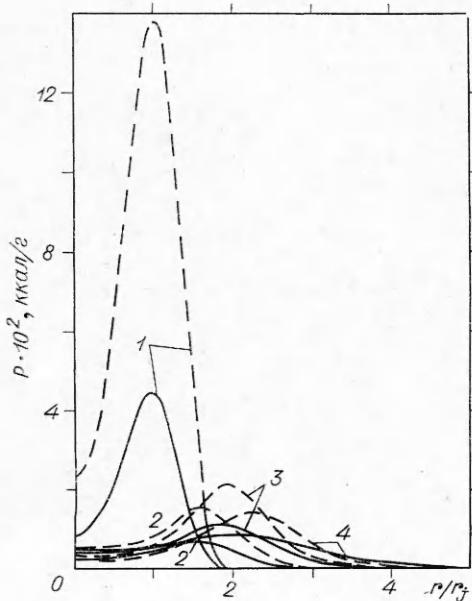


Рис. 5. Радиальные распределения удельной энергии оптического излучения P на различных расстояниях от среза сопловой решетки. Сечения $x/2r_j$: 1 — 4,5, 2 — 15,0, 3 — 25,0, 4 — 45,0. —— табл. 3, случай 1 —— случай 2.

ющихся потоках. Параметры потоков для различных режимов приведены в табл. 3. Несмотря на сложность всей совокупности процессов, определяющих эффективность преобразования энергии в СДХЛ, можно подчеркнуть основные закономерности. Скорости реакций накачки и процессов $V-V$ -обмена энергией определяются лазерной стехиометрией (отношением расходов реагентов), степенью диссоциации молекулярного фтора во внешнем потоке, а также скоростью смешения предварительно разделенных реагентов. Самодезактивация активных молекул $\text{HF}(v)$ существенна как при высоких, так и при низких температурах. Скорости $V-T$ -процессов передачи энергии в меньшей степени лимитируются смешением, так как в этих реакциях столкновительный партнер для активной молекулы $\text{HF}(v)$ безразличен (с точностью до различия в каталитической эффективности). Контролирующими факторами для этих реакций в большей степени являются давление и температура рабочей смеси. Конкуренция процессов накачки и столкновительной дезактивации в значительной степени осложняется неизотермичностью системы. Повышение теплоемкости «буферного» газа (выбор сорта инертного разбавителя) и снижение температуры молекулярного водорода улучшают характеристики лазерной системы.

Дополнительный интерес представляет сравнение характеристик СДХЛ с частичной и полной диссоциацией молекулярного фтора (см. табл. 3, варианты 1, 2). На рис. 2, 3 представлены осевые профили состава рабочей смеси для анализируемых случаев. В области, предшествующей полости резонатора, рабочая среда характеризуется полной инверсией населенности в полосах 2/1 и 1/0. При этом среда СДХЛ с полной диссоциацией молекулярного фтора обладает несколько лучшими усилительными свойствами. В области резонатора ($x/2r_j \geq 5,5$) режимы течения с полной инверсией

численно не реализуются. Рассчитанные вращательные распределения (7) в случае радиационного насыщения имеют форму, заметно отличную от больцмановской (4) как для режима с полной диссоциацией F_2 , так и для режима с частичной диссоциацией (рис. 4). Повышение температуры рабочей среды вследствие термализации химической энергии деформирует форму небольцмановских вращательных распределений, уменьшая в общем случае ее отличие от равновесной. Тепловые режимы преобразования энергии для вариантов 1, 2 довольно близки, так что на расстоянии $x/2r_j \sim 30 \div 35$ развитый цепной процесс оказывается по эффективности вполне конкурентоспособным с режимом «чистой» холодной накачки. Этот факт иллюстрируется радиальными распределениями энергии оптического излучения (рис. 5) и безразмерного коэффициента преобразования энергии (рис. 6). Кривые 1 на рис. 5 и 6 соответствуют энергетическим характеристикам поля идеального «точечного» резонатора и определяют потенциальные возможности лазерной системы. В пределе радиационно насыщенной активной среды дополнительные энергетические потери связаны с поглощением излучения для поддержания оптической прозрачности среды в смысле (12) при наличии столкновительной дезактивации. Из резуль-

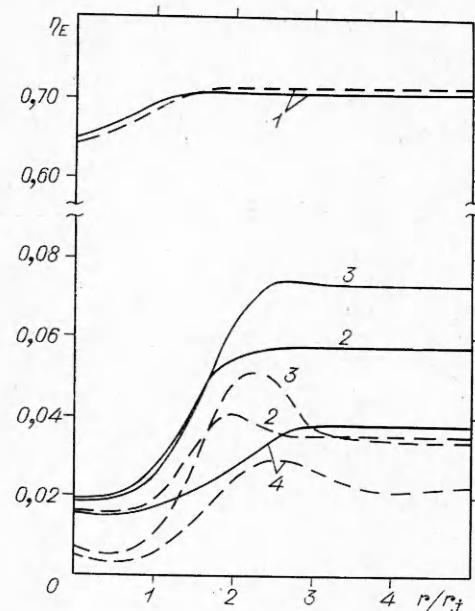


Рис. 6. Радиальные распределения безразмерного коэффициента преобразования энергии η_E . Обозначения аналогичны рис. 5.

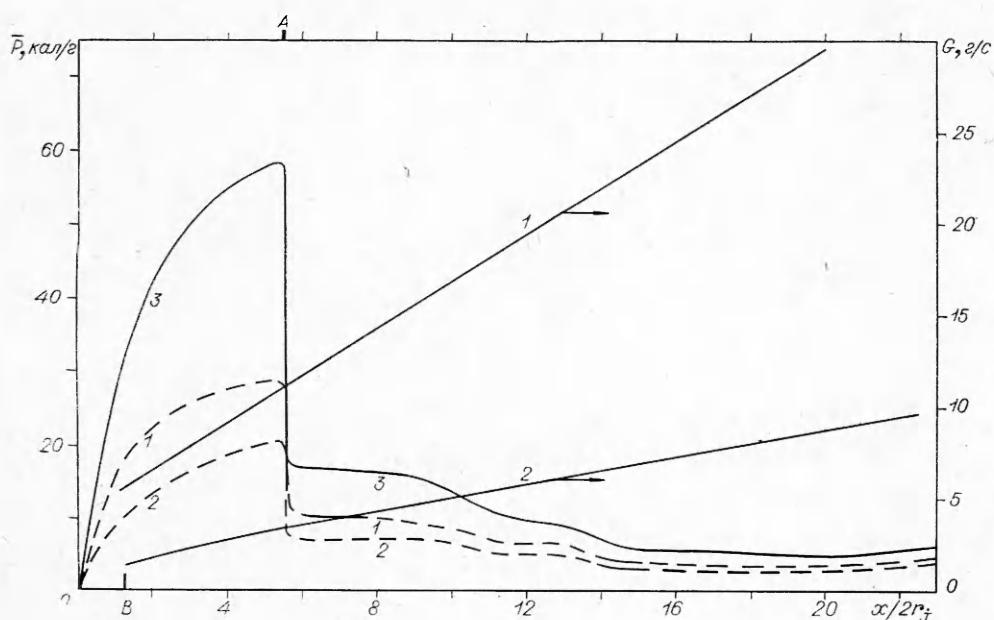


Рис. 7. Осевые распределения среднемассовой энергии оптического излучения \bar{P} и присоединенной массы G . (кривые 1, 2, 3 соответствуют вариантам 1, 2, 3 табл. 3).
A — начало резонатора; B — конец потенциального ядра центральной струи.

татов численного расчета следует, что в излучение переходит лишь несколько процентов возможной энергии. С увеличением степени разбавления рабочей смеси гелием коэффициент преобразования энергии η_e несколько повышается. На рис. 7 приведены осевые распределения среднемассовой энергии оптического излучения присоединенной массы потока, рассчитанной на многослойную решетку из 500 пар инжекторов, для вариантов 1—3 табл. 3. Непосредственное сравнение расчетных и реальных характеристик СДХЛ затруднено ввиду недостатка в настоящее время работ с четко определенными условиями проведения эксперимента. Можно констатировать лишь определенное соответствие между ними.

4. Результаты настоящего численного анализа свидетельствуют о том, что сложные химически неравновесные системы могут быть рассчитаны со степенью достоверности, позволяющей дать рекомендации к выбору оптимальных условий преобразования энергии в СДХЛ с цепным (разветвленным и неразветвленным) механизмом накачки. Применение турбулентных инжекторов дает возможность повысить рабочее давление среды до уровня ~ 10 —30 торр, одновременно предоставляя возможность эффективного гидродинамического способа управления процессом преобразования энергии. Уменьшение степени диссоциации молекулярного фтора во внешнем потоке позволяет снизить тепловые затраты при сохранении конкурентоспособности разветвленного цепного процесса в сравнении с режимом «чистой» холодной накачки.

При слишком низких степенях диссоциации F_2 энергетические преимущества разветвленного цепного процесса численно не реализуются.

Институт теоретической и прикладной механики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
11/VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, В. Г. Михайлов и др. ЖТФ, 1968, 38, 12, 2031.
2. D. J. Spencer, T. A. Jacobs a. o. Intern. J. Chem. Kinetics, 1969, 1, 9, 493.
3. R. Hofland, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 4, 420.
4. R. Hofland, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 10, 1271.
5. H. Mirels, R. Hofland, W. S. King. AIAA J., 1973, 11, 2, 156.
6. Н. Г. Преображенский. ПМТФ, 1974, 2, 32.
7. P. M. Chung, Ho Tien Shu. Astronautica Acta, 1974, 1, 835.
8. W. S. King, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 12, 1647.
9. V. I. Golovichev, N. G. Preobrazhensky, V. A. Yasakov. Archives of Mechanics, 1976, 5—6, 275.
10. W. W. Rigrod. J. Appl. Phys., 1965, 36, 2487.
11. R. Tripodi, L. J. Coulter a. o. AIAA J., 1975, 13, 6, 776.
12. А. Н. Ораевский, В. П. Пименов и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 1, 136.
13. J. T. Hough, R. L. Kerber. Appl. Optics, 1975, 14, 12, 2960.
14. S. V. Patankar, D. B. Spalding. Heat and Mass Transfer in Boundary Layers, 2-nd ed., Intertex Books, 1970.
15. B. E. Launder, D. B. Spalding. Comp. Met. Appl. Mech. Engineering, 1974, 3, 269.
16. C. E. Peters, D. E. Chriss, R. A. Paulk. AIAA Paper No 69—681, 1969.
17. L. S. Cohen, R. N. Guile. AIAA J., 1970, 8, 1053.