

3. А. Н. Баратов, Л. П. Вогман. Материалы совещания по механизму ингибирования цепных газовых реакций. Алма-Ата, 1971.
4. Г. Шрайбер, П. Порст. Огнетушащие средства. М., Стройиздат, 1975.
5. А. Н. Баратов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1976, 21, 4, 369.
6. В. В. Азатян. Кинетика и катализ, 1975, 16, 567.
7. Ю. В. Первушин, А. И. Ивченко, В. П. Чарков.— В сб.: Проблемы горения и тушения пожаров. М., ВНИИПО, 1975.
8. D. J. Rasbash. Fire Res. Abstr. Rev., 1962, 4, 28.

ПОЛЕ ТЕЧЕНИЯ И КОЭФФИЦИЕНТЫ УСИЛЕНИЯ В РЕЗОНАТОРНОЙ ПОЛОСТИ ГДЛ НА ПРОДУКТАХ ГОРЕНИЯ КЕРОСИНА. ДВУМЕРНЫЙ РАСЧЕТ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

М. Г. Кталхерман, В. А. Левин, В. М. Мальков,
Ю. В. Туник

(Москва, Новосибирск)

Поиск оптимальных условий работы ГДЛ и формы его сопла чисто экспериментальным путем слишком трудоемок, поэтому при создании мощных лазерных систем важное значение приобретает численное моделирование происходящих в них физических процессов.

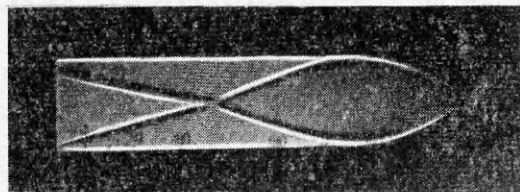
Решение задач истечения релаксирующей смеси газов из сопла ГДЛ велось обычно с использованием одномерных приближений [1], которые чаще всего давали качественное согласование с экспериментом. Реальная картина течения в резонаторной полости характеризуется наличием вязких следов и скачков уплотнения, оказывающих значительное влияние на усилительные свойства среды [2]. В этих условиях применение одномерных расчетов дает слишком приближенную картину течения, так как параметры поперек потока могут значительно меняться. На это указывают эксперименты и расчеты.

В работе [3] использована двумерная методика расчета течения релаксирующей смеси, позволяющая выделять скачки уплотнения в сопле. Для корректного сопоставления ее с экспериментом необходимы данные о структуре течения, поскольку в соплах с угловой точкой и большими начальными углами раскрытия, обычно используемых в ГДЛ, поток может быть далеко не одномерным и возможно появление скачков. Такая информация обычно отсутствует в работах по измерению коэффициента усиления. Отметим также, что расхождение численных результатов с экспериментом может быть обусловлено имеющейся неопределенностью констант релаксационных процессов [4].

В данной работе представлено сравнение двумерных расчетов полей течения и коэффициентов усиления в примыкающем к соплу канале постоянного сечения с экспериментом. Структура потока в канале характеризовалась наличием ударных волн. Соответствие математической модели реальным процессам в таких условиях проходит серьезную проверку.

В настоящее время ГДЛ на продуктах горения жидких углеводородных топлив представляются весьма перспективными [5—7] ввиду доступности топлива и относительной простоты получения больших расходов лазерно-активных сред с приемлемыми усилительными свойствами. В данной работе рассчитывались и измерялись усилительные свойства продуктов горения керосина, истекающих из радиусного соп-

Рис. 1. Теневая фотография течения в канале.



ла, и основные аэродинамические характеристики потока в примыкающем к нему канале.

Радиусные сопла — сопла с угловой точкой, сверхзвуковая часть которых профилирована по дуге окружности — представляют интерес из-за их технологичности.

Основные геометрические параметры сопла: высота критического сечения $h^*=0,7$ мм, выходного сечения $H=20$ мм. В области критики имеется поясok шириной 0,2 мм, который с помощью скругления радиусом 0,5 мм сопрягался с клиновидной дозвуковой частью (полуугол клина 60°). Радиус профиля сверхзвуковой части равнялся 37,5 мм. Начальный полуугол раскрытия сопла $\theta_n=42^\circ$. Сопло плавно сопрягалось с каналом постоянного сечения высотой 20 мм. Ширина канала в направлении зондирования 180 мм.

Подробное описание установки и методика измерений даны в [6]. Небольшое отличие в измерительной схеме, связанное со спецификой данных опытов, состояло в том, что луч зондирующего лазера коллимировался, а перед входным окном помещалась диафрагма диаметром $1,5 \div 2$ мм. Зондирование могло осуществляться в любой точке канала. Опыты проводились при температуре торможения $T_0=1000 \div 1600$ К и давлении в форкамере $p_\phi=20$ атм.

Для аэродинамических измерений (на холодном воздухе) готовилась специальная рабочая часть, состоящая из аналогичного сопла с каналом длиной 110 мм. Ширина рабочей части составляла 80 мм, боковые стенки выполнялись из оптического стекла. Визуализация течения осуществлялась прямотеневым методом. При измерении статических давлений на боковых стенках стекло заменялось дренированными вставками. Дренажные отверстия имелись также на профилированной части сопла и посредине верхней стенки канала.

На рис. 1 представлена фотография картины течения, полученная в опытах на холодном воздухе. Отчетливо видна структура потока. Пересечение скачков происходит на расстоянии ~ 56 мм от критического сечения (представление о масштабе дают цифры около нижней части канала). Конфигурация скачков уплотнения, полученная в расчете, показана на рис. 2. Совпадение, как видно, практически полное.

Распределение статического давления p/p_ϕ на боковой ($y=0$) и профилированной стенках рабочей части представлено на рис. 3, где x — расстояние от критического сечения. Наблюдающийся пик давления на профилированной стенке соответствует месту отхода скачка. Далее давление падает и на расстоянии $75 \div 80$ мм приближается к значению $p/p_\phi=1,5 \cdot 10^{-3}$, найденному из одномерных расчетов. На боковой стенке давление достигает минимума в выходном сечении сопла ($p_{\min}/p_\phi=1,5 \cdot 10^{-3}$). Рост давления на боковой стенке вниз по течению

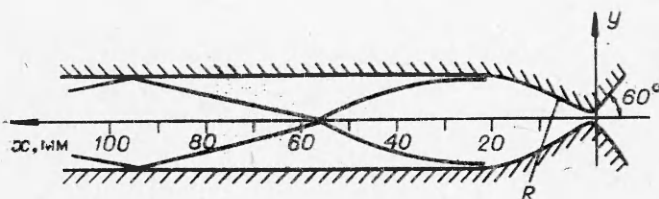


Рис. 2. Конфигурация скачков уплотнения в канале (расчет).

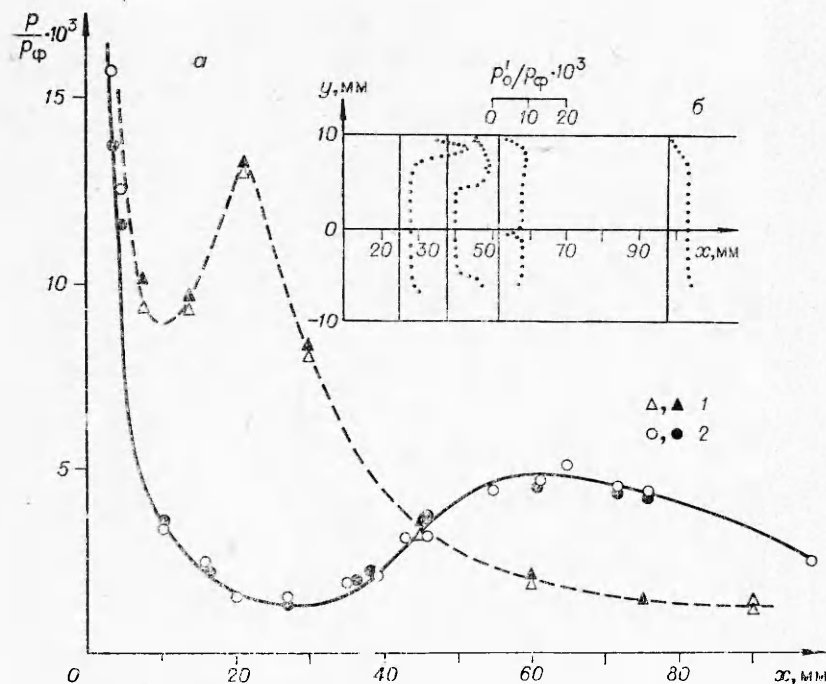


Рис. 3. Распределение давления на стенках (а) и величины p'_0/p_ϕ по высоте канала (б) (темные точки — $p_\phi = 21 \text{ атм}$, светлые — $p_\phi = 41 \text{ атм}$). 1 — профилированная стенка; 2 — боковая стенка.

обусловлен скачками уплотнения, причем $p_{\max}/p_{\min} = 3$. Двукратное увеличение давления в форкамере (от 21 до 41 атм) не изменяет распределения p/p_ϕ , что указывает на незначительное влияние вязких эффектов в условиях эксперимента (число Рейнольдса, вычисленное по параметрам потока в критическом сечении и его высоте $Re_{d*} \sim 3,8 \cdot 10^5$ при $p_\phi = 30 \text{ атм}$).

В нескольких сечениях канала с помощью насадков получены профили давлений. На рис. 3 показано распределение p'_0/p_ϕ по высоте канала (p'_0 — давление за прямым скачком). Отчетливо видно место прохождения скачка и возмущение, вносимое им, на величину p'_0/p_ϕ . Профили статического давления измерялись в этих же сечениях и некоторые из них приведены ниже. По величине p/p'_0 определялись локальные значения чисел M . В центральной части потока на выходе из сопла $M = 4,6$, в сечении $x = 100 \text{ мм}$ $M = 4,1$. Статическое давление в этих сечениях отличается почти в 2 раза. Отметим, что одномерный расчет дает $M = 5,1$ (для показателя адиабаты $\kappa = 1,4$).

При проведении двумерных расчетов течения релаксирующего газа в сопле использовалась разработанная ранее методика [3], применение которой позволяет выделять скачки уплотнения, возникающие в потоке, что приближает математическую модель к реальным течениям. Релаксационные уравнения решались вместе с уравнениями движения, неразрывности и энергии. Решение велось по разностной схеме методом сквозного счета для сверхзвуковых течений. Детали численных расчетов можно найти в [3, 8].

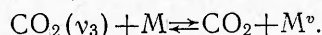
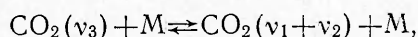
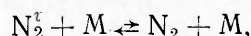
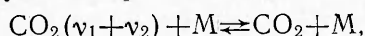
Для описания процессов колебательного обмена брались результаты последних работ по определению констант релаксационных переходов, обзор которых опубликован в [9]. В табл. 1 даны константы, использованные в работе. Состав продуктов сгорания керосина в воздухе приведен в табл. 2.

Таблица 1

Процесс	М	Q_{ij}^{-1} и τ_{ij} , атм·с
$\text{CO}_2(\nu_1 + \nu_2) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{M}$ (VT)	CO_2	$\lg \tau = 17,42 \times x - 7,85$
	N_2	$15,55 \times x - 8,06$
	O_2	$15,55 \times x - 8,06$
	H_2O	$\tau = 3 \cdot 10^{-9}$
$\text{N}_2^0 + \text{M} \rightleftharpoons \text{N}_2 + \text{M}$ (VT)	CO_2	$\lg \tau = 104 \times x - 11,2$
	N_2	$99,5 \times x - 10,76$
	O_2	$95,5 \times x - 10,76$
	H_2O	$36,8 \times x - 9,812$
$\text{CO}_2(\nu_3) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}_2(\nu_1 + \nu_2) + \text{M}$ $Q = 6 \cdot 10^3$ (VT)	CO_2	$\lg \sigma = -9,456 + 218,23 \times x -$ $-1687,7 \times x^2 + 3909,3 \times x^3$
	N_2	$-15,457 + 424,03 \times x - 3852,7 \times$ $\times x^2 + 10672,2 \times x^3$
	O_2	$-15,457 + 424,03 \times x -$ $-3852,7 \times x^2 + 10672,2 \times x^3$
	H_2O	$\lg Q = 5,62 + 11,2 \times x$
$\text{CO}_2(\nu_3) + \text{M} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{M}^0$ (i) $\leftarrow (V V) \rightarrow (j)$	N_2	$\lg Q = 7,42 - 1,65 \cdot 10^{-3} \cdot T + 5,7 \cdot 10^{-7} \cdot T^2$

Примечание. $x = T^{-1/3}$.

Учитывались следующие процессы колебательного энергообмена:



В соответствии с методикой, предложенной в [10], для описания кинетических процессов введены неравновесные колебательные температуры: $T_1 = T_2$ — симметричной и деформационной мод CO_2 , T_3 — антисимметричной моды CO_2 , T_4 — азота. Уравнения для величин $e_i = [\exp(\theta_i/T_i) - 1]^{-1}$ имеют вид

$$\frac{de_2}{dt} = \lambda_2 \left[\Phi_{23} - (e_2 - e_2^0) \frac{p}{\tau_2} \right],$$

$$\frac{de_3}{dt} = -\Phi_{23} + \xi_2 \Phi_{34},$$

$$\frac{de_4}{dt} = \xi_1 \Phi_{34} - (e_4 - e_4^0) \frac{p}{\tau_4},$$

$$e_1 = e_2^2(2e_2 + 1), \quad \lambda_2 = (1 + 2e_2)^2 / (1 + 6e_2 + 6e_2^2).$$

Здесь p — давление; T — температура; e_i^0 — значение e_i при $T_i = T$; ξ_1 — молярная концентрация CO_2 ; ξ_2 — N_2 ; ξ_3 — O_2 ; ξ_4 — H_2O ;

$$\Phi_{ij} = p Q_{ij} \varphi_{ij};$$

$$\varphi_{ij} = \begin{cases} e_j(e_i + 1)^3 - \exp[(3\theta_i - \theta_j)/T] (e_j + 1) e_i^3 & (i, j = 2, 3) \\ e_j(e_i + 1) \exp[(\theta_j - \theta_i)/T] - e_i(e_j + 1) & (i, j = 1, 4); \end{cases}$$

Таблица 2

T_0 , К	CO ₂	H ₂ O	N ₂	O ₂
1000	0,04	0,045	0,765	0,15
1200	0,05	0,055	0,765	0,13
1400	0,0625	0,0675	0,76	0,11
1600	0,075	0,08	0,755	0,09

θ_{ij} — вероятности обменных (V—V)-процессов; релаксационные времена τ_i вычисляются по соотношениям $\tau_i^{-1} = \sum_{j=1}^4 \xi_j \tau_{ij}^{-1}$;

θ_i — характеристические температуры соответствующих мод колебаний.

Для подробных расчетов и измерений выбраны характерные сечения: 37, 56 и 104 мм. В первом параметры потока в центральной части близки к пара-

метрам на выходе из сопла, второе находится в районе пересечения скачков, а третье — в области, где скачки отражаются от стенок канала (см. рис. 1).

Результаты сравнения представлены на рис. 4, где дано распределение по высоте канала коэффициента усиления k , статического давления p/p_Φ , температуры потока T и величин T_2, T_3, T_4 при $T_0=1400$ К и $p_\Phi=20$ атм. Можно отметить хорошее качественное и вполне удовлетворительное количественное совпадение расчетных и измеренных величин. При прохождении через скачок величины k, p, T и T_2 резко меняются. Наблюдающееся уменьшение коэффициента усиления обусловлено увеличением статического давления и температуры потока, которые приводят к интенсификации процессов релаксации и в конечном счете к увеличению заселенности нижнего лазерного уровня. Уменьшение k при этом весьма значительно. Так, на оси канала ($y=0$), согласно измерениям, коэффициент усиления в сечении 104 мм меньше в 2,5 раза, чем в сечении 37 мм.

Влияние скачков уплотнения на усилительные свойства среды во всем диапазоне изменения параметров различно. Это иллюстрирует рис. 5, где представлена зависимость $k(T_0)$ в некоторых точках выбранных сечений. Видно, что с ростом T_0 влияние скачков уплотнения увеличивается, но оно незначительно (для данного сопла) до $T_0 \sim 1150$ К. Связано это с тем, что увеличение поступательной температуры и T_2 за скачком до значения ~ 300 К не приводит к заметному росту населенности нижнего лазерного уровня. Характерен в этом смысле график на рис. 6. В обоих случаях изменение температуры на скачке одинаково, но для $T_0=1000$ К поступательная температура за скач-

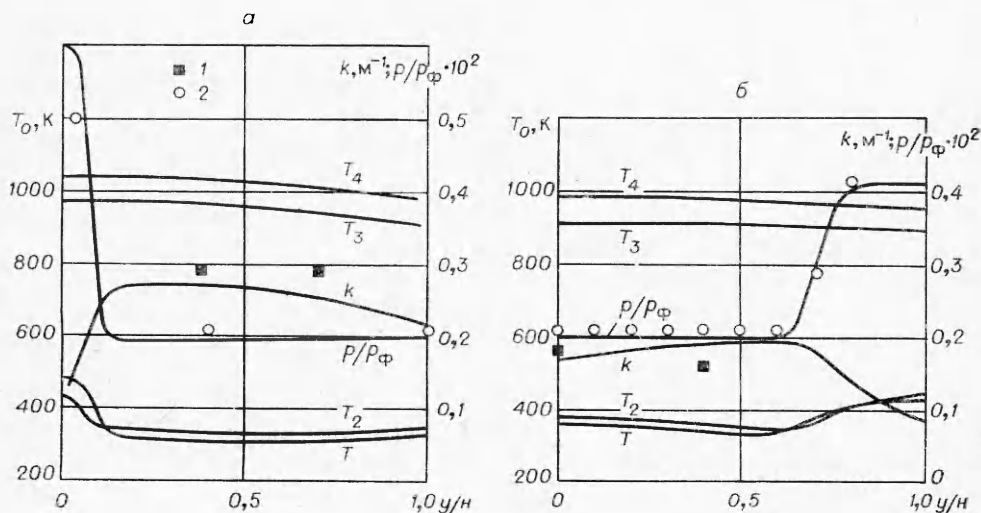


Рис. 4. Профили температур, давления и коэффициентов усиления.

а) $x=56$ мм, $T_0=1400$ К; б) $x=104$ мм, $T_0=1400$ К. 1 — k ; 2 — p/p_Φ .

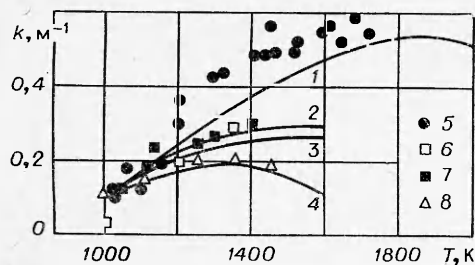


Рис. 5. Сравнение экспериментальной и расчетной зависимости коэффициентов усиления от температуры (1-4 — расчет, 5-8 — эксперимент).

1, 5 — $x=37$ мм, $y=0$; 2, 6 — $x=56$ мм, $y=4$ мм; 3, 7 — $x=56$ мм, $y=7$ мм; 4, 8 — $x=104$ мм, $y=0$.

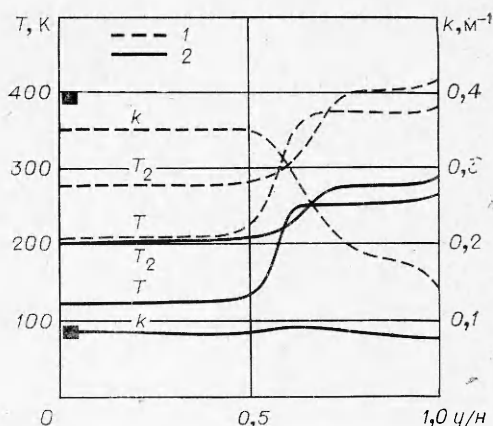


Рис. 6. Профили температур и коэффициенты усиления в сечении $x=37$ мм.

1 — $T_0=1400$ К; 2 — $T_0=1000$ К.

ком мала и изменение коэффициента усиления незначительно. Для сопел с большим отношением (H/h^*) значение T_0 , до которого скачки уплотнения слабо влияют на величину k , по-видимому, будет увеличиваться (при близких давлениях в резонаторе).

В заключение авторы благодарят Н. А. Рубана и Я. И. Харитонову за помощь в проведении экспериментов и обработке результатов.

Поступила в редакцию
28/III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.
2. Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. Докл. АН СССР, 1976, 228, 3, 596.
3. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, 1, 118.
4. J. D. Anderson. AIAA Paper, № 74-176.
5. J. D. Anderson. Acta Astronautica, 1975, 2, 911.
6. М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков и др. Квантовая электроника. 1977, 4, 173.
7. М. Г. Кталхерман, В. М. Мальков и др. ФГВ, 1977, 13, 6, 939.
8. В. А. Левин, Ю. В. Туник. Отчет Института механики МГУ, № 1928, 1977.
9. С. А. Лосев. ФГВ, 1976, 12, 3.
10. А. С. Бирюков, Б. Ф. Гордиец, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 1967, 53, 1822.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ HF-ХИМИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А. В. Лавров, В. А. Поспелов, А. В. Федотов,
М. Л. Шур

(Ленинград)

Развитие идеи Полани [1] о создании инверсной среды в процессе экзотермических химических реакций привело к созданию сверхзвуковых химических лазеров диффузионного типа [2, 3]. В настоящее время можно считать установленным, что одной из наиболее перспективных систем этого типа является лазер на молекуле фтористого водорода