

рей, поскольку в этом случае $\omega \sim (R_*^2 - 4)^{-1/2}$, где $R_* = R + (\partial y_w / \partial z)_e$ — эффективное значение наклона. На фиг. 1 показано распределение вихря ω_e по размаху крыла степенной формы в плане $z_e = 2.5x^{-0.8}$, имеющего большую кривизну в вершине и точку отсоединения скачка на консоли при $x=1$. Вследствие этого наблюдаются две узкие зоны концентрации завихренности в корневой и концевой областях. Для серповидного крыла $z_e = 3x(1+x^2)$ (фиг. 2), наоборот, максимальное значение вихря соответствует срединной части размаха крыла. На фиг. 1, 2 показаны конфигурации рассматриваемых крыльев в физических координатах x^* , z^* при $\varepsilon = 0.04$, $\alpha = 26.5^\circ$.

Пусть крыло обтекает в смешанном режиме, т. е. скачок является присоединенным в носовой части и отошедшим на консоли. Линия тока, выходящая из точки отсоединения скачка и имеющая, согласно (2.2), наклон $|dz/dx|=1$, может пересечь кромку крыла. Тогда в результате перетекания газа через кромку вихри попадут на подветренную поверхность крыла и могут воздействовать на ее обтекание. Например, они (при определенных числах Рейнольдса) могут повлиять на процесс перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, а также привести к возрастанию интенсивности вихревых жгутов, формирующихся на подветренной поверхности круглого крыла [5] или треугольного крыла с закругленной вершиной [6], что в свою очередь вызывает увеличение теплового потока к поверхности.

Поступила 28 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
2. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory. AIAA Journal, 1963, vol. 1, No. 4. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 4).
3. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. О пространственном обтекании тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа. Докл. АН СССР, 1977, т. 234, № 5.
4. Майкопар Г. И. Вихри за головной ударной волной. Изв. АЦ СССР, МЖГ, 1968, № 4.
5. Боровой В. Я., Рыжкова М. В. Теплообмен на круглой пластине, обтекаемой гиперзвуковым потоком. Уч. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4.
6. Whitehead A. H., Jr., Bertram M. H. Alleviation of vortex-induced heating to the lee side of slender wings in hypersonic flow. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 9 (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 9).

УДК 533.6.011.534.35

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В СОПЛАХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРОВ

М. Г. КТАЛХЕРМАН, В. М. МАЛЬКОВ, Н. А. РУБАН

(Новосибирск)

Для создания активной среды в газодинамическом лазере необходимо обеспечить быстрое и глубокое охлаждение смеси газов (обычно $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_2\text{O}$). С этой целью, как правило, используются плоские сверхзвуковые сопла с угловой точкой, рассчитанные на получение потока с числом Маха $M=4.5-6$. Требования к их размерам и контуру определяются кинетикой релаксационных процессов в расширяющемся потоке газа и задачей получения на выходе достаточно равномерного поля газодинамических параметров.

Ввиду сложности изготовления сопел часто используют упрощенные формы профилей, порождающие скачки уплотнения в резонаторной полости. Это приводит к увеличению расходимости лазерного луча и к снижению инверсии заселенности колебательных уровней молекулы CO_2 [1], обусловленной ростом температуры и плотности за ударными волнами. Поэтому для правильной интерпретации результатов измерений коэффициента усиления слабого сигнала α и корректного сопоставления с расчетами необходимо совместное изучение инверсных свойств потока и аэродинамики течения.

В работе исследована структура потока в ряде плоских малоразмерных сопел. Данные по измерению α в газодинамическом лазере, использующем эти сопла, содержатся в [2].

1. Аэродинамические измерения проведены на установке, состоящей из форкамеры с выравнивающей решеткой; модели — сменного плоского сопла, переходя-

щего в канал постоянного сечения; переходного участка и эжектора. Модель собиралась из двух идентичных частей. Ее ширина составляла 80 мм, а длина (от горла сопла) 100 мм, высота канала 10 и 20 мм. Боковыми стенками моделей служили оптические стекла либо вставки с дренажными отверстиями. Такие же отверстия имелись на верхней (профилированной) стенке. Помимо давления в форкамере и на стенках с помощью трубки Пито и насадка статического давления определялось распределение параметров потока в нескольких сечениях модели. Визуализация течения осуществлялась прямотеневым методом. Температура и давление торможения в форкамере составляли: $T_0=260^\circ\text{K}$, $p_0=21-41\text{ атм}$.

Было получено также распределение давления на стенках канала лазера, на входе в который устанавливались такие же сопла, при $T_0=260$ и $950-1050^\circ\text{K}$, что позволило сопоставить результаты измерений в холодных и горячих потоках. Поскольку дли-

Номер модели	h^* , мм	H , мм	θ_n , град	R , мм	L , мм
I	0.7	20	42	37.5	25
II	0.7	20	25	106.5	45
III	0.38	20	25	106.5	45
IV	0.7	10	25	53.5	22.5
V	0.35	10	25	53.5	22.5
VI	0.7	20	41.5	—	56
VII	0.7	20	—	—	56

Примечание. R — радиус контура, L — длина сопла.

на рабочего канала лазера больше, чем у моделей, имелась возможность проследить за развитием течения на большем расстоянии.

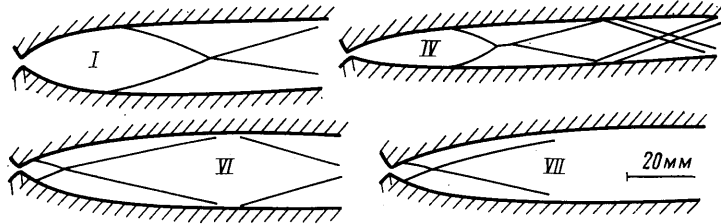
При выборе параметров и контура сопел принимались во внимание ограничения, накладываемые кинетикой релаксационных процессов в расширяющемся потоке газа, и соображения технологичности изготовления сверхзвукового профиля. Было исследовано семь сопел, различающихся высотой критического сечения h^* , геометрической степенью расширения H/h^* и начальным углом наклона контура к оси θ_0 (см. таблицу).

Все сопла имели одинаковую дозвуковую часть: клиновидный вход с полууглом в 60° сопрягался радиусом 0.5 мм с прямолинейным участком длиной ~ 0.2 мм, за которым следовала угловая точка. Сопла I—V — радиусные, т. е. их сверхзвуковая часть образована дугой окружности, а направление стенок на выходе параллельно оси. Сопло минимальной длины VI спрофилировано методом характеристик (координаты взяты из работы [3]). Наличие угловой точки иногда приводит к появлению области торможения в сверхзвуковом потоке [4], нежелательной из-за возможного отрыва пограничного слоя. Ее существование обусловлено характером течения идеального газа за угловой точкой, а также реальными свойствами потока, например вязкостью и неравновесным характером физико-химических процессов в газе [5]. При скруглении острой кромки радиусом $r \approx h^*$ происходит исчезновение зон с положительным градиентом давления [4]. Поэтому было испытано сопло VII, отличавшееся от VI только тем, что острая кромка заменена скругленным радиусом ~ 0.5 мм. Одномерные расчеты течения релаксирующей смеси газов в таком сопле показали незначительное ухудшение усилительных свойств лазера [6].

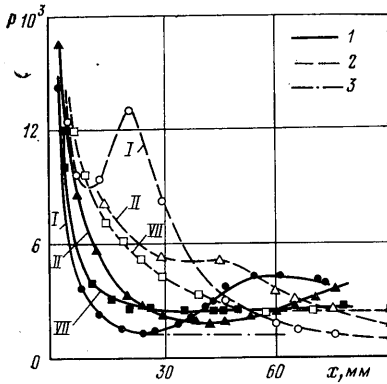
2. На фиг. 1 показана структура потока в моделях I, IV, VI, VII соответственно. Во всех исследованных соплах наблюдалась система скачков уплотнения. Наиболее четко они зафиксированы в опытах с соплом I, где их воздействие на поток самое сильное. Вблизи выходного сечения скачки отходят от профилированных стенок и пересекаются на оси потока в канале. Качественно аналогичная картина наблюдалась и в других радиусных соплах, с той разницей, что вблизи выходного сечения скачки едва заметны, а после пересечения они становятся более отчетливыми. Дальнейшая эволюция скачковой структуры хорошо прослеживается на фиг. 1, б.

Из анализа теневых фотографий следует, что уменьшение θ_0 ослабляет интенсивность скачков на выходе из сопла и что конфигурация ударных волн остается неизменной, если в 2 раза уменьшить h^* (соответственно в 2 раза возрастает значение H/h^*), оставив без изменения остальные размеры.

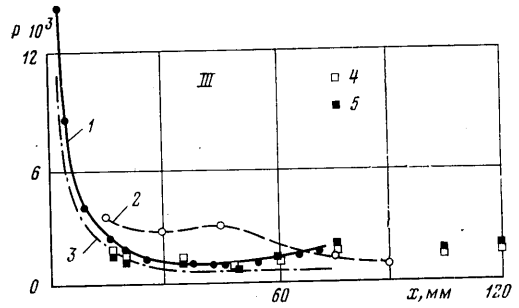
В соплах VI и VII скачки уплотнения отходят от стенок вблизи критического сечения и пересекаются на оси на расстоянии $x \approx 13$ мм. В модели VII (со скругленной кромкой) скачки после пересечения ослабевают и почти не видны на теневых снимках, а в модели VI они подходят к стенкам (вблизи выходного сечения) в виде слабых волн. Здесь угол их наклона к стенке $\alpha = \arcsin(1/M)$, где M — определенное в экспериментах число Маха. Структура потока в непосредственной близости к критическому сечению плохо различима на всех фотографиях из-за малости h^* .



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

3. На фиг. 2, 3 изображено распределение давления $P=p/p_0$ вдоль осевой линии профилированной (1) и боковой (2) стенок моделей I, II, III, VII. Римские цифры соответствуют номеру модели, а штрихпунктирные линии (3) обозначают результаты одномерного расчета при $\kappa=1.4$. Давление в форкамере в этих опытах составляло 31 атм. Для данного давления оценка толщины пограничного слоя в критическом сечении на основании решения Польгаузена задачи о течении в сужающемся канале [7] дает значение $\delta=2.2 \cdot 10^{-3}$ мм. Толщина потери импульса в выходном сечении (для невозмущенного скачками течения) вычислялась на основании данных, приведенных в [3], и составляла $\delta^*=0.2$ мм (сопло VI). Поскольку эти величины существенно меньше характерных размеров (h^* и H соответственно), влияние вязкости на характеристики потока в сопле незначительно. Подтверждением этому служат результаты измерений при $p_0=21$ и 41 атм, которые полностью совпадают с показанными на фиг. 2, 3.

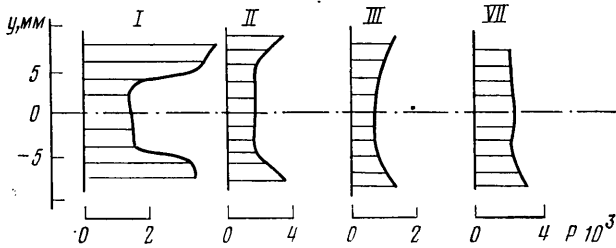
Качественная картина распределения давления в моделях находится в соответствии с описанной выше структурой потока. Так, в сопле I в результате взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем рост давления на профилированной стенке начинается уже на расстоянии $x=11$ мм. Максимум наблюдается вблизи выходного сечения сопла. Далее в пределах участка измерения p/p_0 падает до значения, близкого к найденному из одномерных расчетов. Давление на осевой линии боковой стенки в выходном сечении минимально, а последующий рост также обусловлен взаимодействием скачков уплотнения с пограничным слоем. Скачки пересекаются на оси канала на расстоянии $x=56$ мм, где и наблюдается максимальное значение давления.

В модели II, где начальный угол излома контура меньше ($\theta_0=25^\circ$), на профилированной стенке зависимость $p(x)$ имеет «плато» на длине $x=30-45$ мм. В канале постоянного сечения давление в пределах участка измерения падает. Характер распределения $p(x)$ вдоль оси боковой стенки такой же, что и в сопле I. Качественно

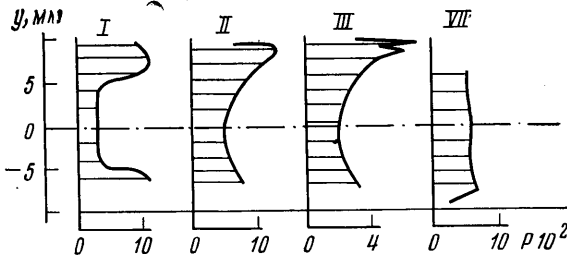
аналогичная картина распределения давления и на стенках модели III, отличающейся от II значениями h^* и H/h^* . То же самое можно отметить и при сравнении результатов, относящихся к моделях IV и V. В каналах этих моделей конфигурация скачков и характер изменения давления идентичны. Здесь зафиксировано двукратное пересечение скачков на оси и соответственно наблюдается два участка возрастания давления. Так же как и в моделях II, III, вблизи выходного сечения указанных сопел не наблюдалось роста давления на профилированной стенке.

Течение в канале модели VII наиболее равномерное. Вблизи выходного сечения профилированного сопла со скругленной кромкой давление на оси профилированной и боковой стенок одинаково. Это равенство сохраняется на всей длине канала.

4. На фиг. 3 показано также распределение давления на боковой стенке канала лазера при $T_0=260$ (4) и 950°K (5). Результаты опытов в холодных и горячих по-



Фиг. 4



Фиг. 5

токах отличаются незначительно и лежат в пределах точности измерений. Это связано с тем, что влияние неидеальности газа и непостоянства удельных теплоемкостей на характеристики потока при изменении температуры в условиях проведенных экспериментов невелико.

Данные расчета течения в соплах в сходных условиях ($M=5$, $p_0=50$ атм, $T_0=300-900^\circ\text{K}$), приведенные в [8], показывают, что пренебрежение указанными выше факторами приводит к ошибкам всего в 2–4%. Это объясняется тем, что при наиболее низких достигаемых температурах, когда отклонения от законов идеального газа могли быть значительными, росту отклонений препятствует соответствующий низкий уровень давления.

Увеличение толщины вытеснения пограничного слоя в горячих потоках по сравнению с холодными также не оказывает существенного влияния на характеристики течения в условиях проведенных опытов. Так, на выходе сопла VI $\delta^*=0.6$ мм ($\delta^*/(H/2)=0.06$) при $T_0=1000^\circ\text{K}$.

5. На фиг. 4 нанесены безразмерные профили статического давления ($P=p/p_0$), а на фиг. 5 — полного давления за прямым скачком перед насадком ($P'=p'_0/p_0$), измеренные вблизи выходных сечений моделей I—III, VII ($x=38, 43, 44, 54$ мм соответственно). Видно, что распределение параметров поперек потока наиболее равномерно в модели с профилированным соплом со скругленной кромкой. По отношению p/p'_0 были определены локальные значения чисел Маха. Во всех случаях они оказались меньше расчетных, определяемых по величине H/h^* . Так, на оси в выходных сечениях сопел I, VI, VII $M=4.2$ и $4.5-4.6$ соответственно, тогда как расчетное значение чисел Маха $M_0=5.17$.

Указанное отличие характеристик потока связано с наличием скачков в соплах, приводящих к потерям полного давления. Знание коэффициента восстановления полного давления $\sigma=p_{01}/p_0$, характеризующего эти потери, имеет немаловажное значение при создании газодинамического лазера, поскольку потери в тракте установки,

одним из элементов которой является сопло, определяют минимальное рабочее давление (здесь p_{01} — полное давление на выходе из сопла). С этой целью по результатам измерений p и p_0' было определено среднее значение коэффициента восстановления давления в выходных сечениях сопл. Параметры неравномерного потока осреднялись методом, позволяющим одновременно с достаточной точностью удовлетворить выполнение четырех интегральных соотношений, выражающих равенство полной энергии, расхода, импульса и энтропии в исходном и осредненном потоке [9].

В радиусных соплах потери полного давления очень велики. В выходном сечении сопла I величина $\langle \sigma \rangle = \langle p_{01} \rangle / p_0 = 0.45$ ($\langle p_{01} \rangle$ — среднее значение полного давления), а среднее значение числа Маха $\langle M \rangle = 4.15$. Уменьшение начального угла излома контура (сопло II), ослабляющее интенсивность скачков, приводит к уменьшению потерь ($\langle \sigma \rangle = 0.53$) и к небольшому росту среднего числа Маха ($\langle M \rangle = 4.2$). Двукратное уменьшение h^* с одновременным увеличением H/h^* (сопло III) увеличивает потери ($\langle \sigma \rangle = 0.35$). Поэтому возросло отличие среднего числа Маха ($\langle M \rangle = 4.6$) от расчетного ($M_0 = 6.1$). В профилированных соплах влияние скачков уплотнения ослабевает и коэффициент восстановления давления выше, чем в радиусных соплах. Так, в модели VI $\langle \sigma \rangle = 0.6$ ($\langle M \rangle = 4.6$).

Поступила 15 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Кгалгерман М. Г., Левин В. А., Мальков В. М., Туник Ю. В. Поле течения и коэффициенты усиления в резонаторной полости ГДЛ на продуктах горения керосина. Двумерный расчет и сравнение с экспериментом. Физика горения и взрыва, 1979, т. 15, № 1.
2. Кгалгерман М. Г., Мальков В. М., Шевырин Ю. А., Шейтельман Г. Ю. Влияние параметров торможения, размеров и контура сопла на коэффициент усиления в ГДЛ на продуктах сгорания жидких углеводородных топлив. Физика горения и взрыва, 1979, т. 15, № 6.
3. Верзовский В. П. Численный расчет плоских сверхзвуковых сопл с изломом контура. Таблицы координат сопл на числа $M=3-7$. Тр. ЦАГИ, 1975, вып. 1680.
4. Пирумов У. Г. Обратная задача теории сопла и численное решение внутренних задач газовой динамики. В сб.: Некоторые применения метода сеток в газовой динамике, вып. 6. М., Изд-во МГУ, 1974.
5. Колмогоров В. Ф. Численное решение обратной задачи теории сопла Лавала применительно к двумерным наравновесным течениям совершенного газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 2.
6. Anderson J. D., Harris E. L. Modern advances in the physics of gasdynamic lasers. AIAA Paper, 1972, No. 143.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
8. Основы газовой динамики. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
9. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969, с. 254.

УДК 533.6.011.72

ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССА РЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ТВЕРДОЙ СТЕНКИ

ЛЕ КУОК ХЫУ

(Москва)

С помощью геометрического подхода удалось найти новую связь между геометрическими характеристиками косоугольной ударной волны. С помощью полученных формул доказаны некоторые особенности процесса отражения.

Известно, что регулярное отражение ударной волны от твердой стенки в идеальном газе возможно только при угле падения, меньшем некоторого критического угла α_k . Геометрически это означает [1, 2], что в предельном случае, когда $\alpha = \alpha_k$, ударная поляра, построенная для отраженной волны R , должна касаться вектора скорости набегающего потока. Требуется найти связь между геометрическими характеристиками α (угол падения), α' (угол отражения), χ (угол поворота течения), а также найти критический угол α_k .

1. Пусть φ — угол между скоростью газа перед волной и фронтом волны. Тогда между χ и φ существует связь

$$(1.1) \quad \operatorname{ctg} \chi = \operatorname{tg} \varphi \left[\frac{(\gamma+1)M^2}{2(M^2 \sin^2 \varphi - 1)} - 1 \right]$$