

10. Рей К. Химическая кинетика воздуха при высокой температуре. — В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., «Мир», 1964.
11. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. — «Phys. Fluids», 1963, vol. 6, N 3.
12. Dunn M. G., Lordi J. A. Measurement of electron temperature and number density in shock-tunnel flows. — «AIAA J.», 1969, vol. 7, N 11.
13. Энгель А. Ионизованные явления в газах. М., Атомиздат, 1964.
14. Wilson J. Ionization rate of air behind high-speed shock waves. — «Phys. Fluids», 1966, vol. 9, N 10.
15. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. — ТВТ, 1968, т. 6, № 3.
16. Неравновесные физико-химические процессы в аэродинамике. Под ред. Г. И. Майкапара М., «Машиностроение», 1972.
17. Lees L. Laminar heat transfer over blunt-nosed bodies at hypersonic flight speeds. — «Jet Propulsion», 1956, vol. 26, N 4.
18. Потапов А. В., Маргевич А. С. Дуговой разряд в цилиндрическом диоде с азимутальным магнитным полем. — ЖТФ, 1971, т. 41, № 10.
19. Kemp J. H. Hypersonic viscous interaction on sharp and blunt inclined plates. — «AIAA J.», 1969, vol. 7, N 7.
20. Eckert E. R. G. Engineering relation for friction and heat transfer to surfaces in high velocity flow. — «J. Aeronaut. Sci.», 1955, vol. 22, N 8.
21. Gibson W. E. Dissociation scaling for nonequilibrium blunt nose flows. — «ARS J.», 1962, vol. 32, N 2.

УДК 533.601.1 : 534.220.2

СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНЫХ СТРУЙ ГАЗОВ, ИСТЕКАЮЩИХ ЧЕРЕЗ СВЕРХЗВУКОВЫЕ СОПЛА

В. А. Белавин, В. В. Голуб, И. М. Набоко

(Москва)

В работах [1—4] рассматривалось нестационарное истечение газа из звуковых сопел. Развитием и продолжением этих экспериментальных исследований является изучение нестационарной струи, истекающей из сверхзвуковых сопел.

В общей постановке задача о движении фронта истекающего вещества и возмущений, сопутствующих ему в процессе формирования импульсной струи, определяется большим числом параметров, характеризующих истекающий газ и остаточный газ барокамеры, а также геометрию условий истечения. Если ограничить параметры торможения истекающего газа значениями, при которых его можно рассматривать как идеальный и совершенный, и организовать эксперимент так, чтобы остаточный и рабочий газы были одинаковыми, то число определяющих параметров сократится. В рамках принятых ограничений процесс истечения можно описать следующими обобщенными параметрами:

$$r/r_*, \vartheta, \tau c_*/r_*, p_*/p_\infty, T_*/T_\infty, \gamma, \bar{G},$$

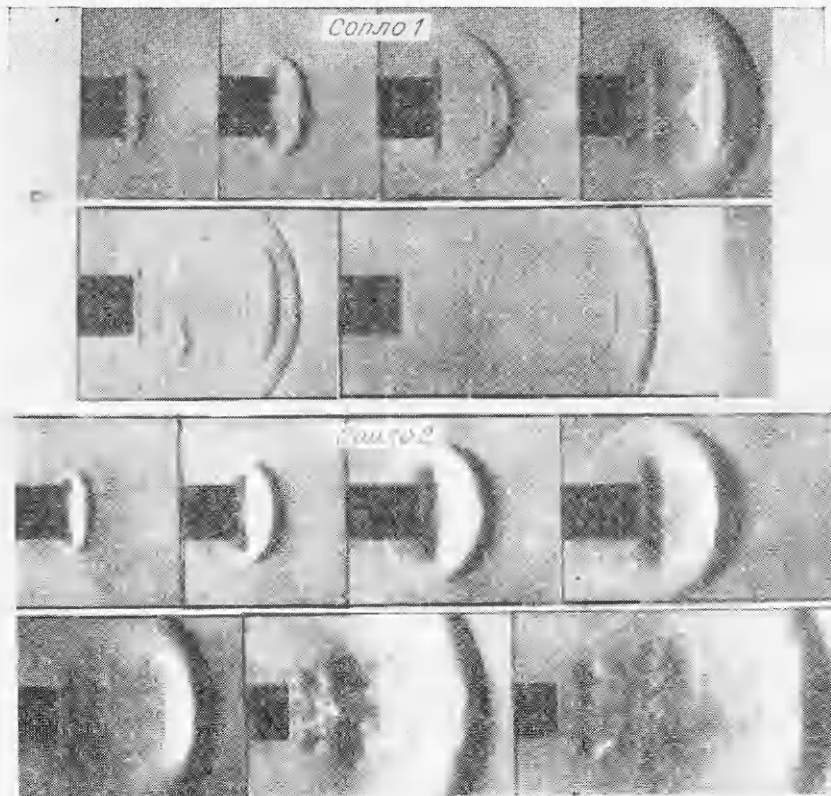
где r — координата по радиус-вектору; ϑ — полярный угол; r_* — радиус критического сечения сопла; c_* , p_* , T_* — скорость звука, давление и температура в критическом сечении сопла; p_∞ , T_∞ — давление и температура в окружающем пространстве; \bar{G} — фактор, описывающий геометрию сопла; γ — отношение теплоемкостей газа; τ — время стадии процесса.

Конические сопла, использованные в данной работе, рассчитаны на геометрические числа Маха на срезе при стационарном режиме течения 4,8; 4,5; 3,2 ($\gamma = 1,4$) при одинаковом диаметре критического сечения. Сопло устанавливалось в торце ударной трубы, и газ, нагретый отраженными ударными волнами, истекал в камеру с пониженным давлением ($p_\infty = 5-40$ мм рт. ст.).

Изменение числа Маха падающей волны в трубе давало возможность варьировать параметры торможения истекающего газа и моделировать нестационарную струю по параметрам p_*/p_∞ , T_*/T_{00} . Исходное значение нерасчетности p_*/p_∞ изменялось еще и за счет изменения давления в барокамере p_{00} . Моделирование струи по параметрам \bar{G} и γ осуществлялось установкой в торце трубы сопел различной конфигурации и применением различных газов.

В процессе выполненных экспериментальных исследований измерялась скорость падающей волны в трубе и регистрировались шпирен-методом последовательные стадии движения истекающего вещества и сопутствующих ему возмущений в барокамере при известных начальных параметрах. Момент регистрации стадии истечения на шпирен-фотографии относительно начала истечения четко фиксировался.

На фиг. 1 представлены примеры последовательного изменения структуры нестационарной струи углекислого газа для разных сопел. Характеристики сопел даны в табл. 1.



Ф и г. 1

Таблица 1

Номер сопла	M_a	d_* , мм	d_a , мм	φ_a
1	4,8	4,32	20	15
2	4,5	4,36	18	10
3	3,5	4,32	10	15

В данной работе рассматриваются результаты, полученные при истечении газов, нагретых ударными волнами с $M_0 = 2,5 - 3,5$ при их отражении от торца трубы.

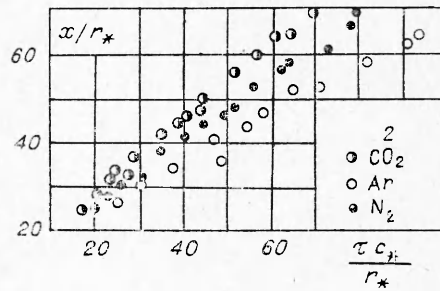
Параметры газов за отраженной от торца ударной трубы волной при указанных значениях Маха падающей волны предполагались равновесными. Критическая скорость звука, входящая в обобщенные координаты, предполагалась замороженной, количественно максимальное отклонение такого значения от соответствующего равновесного в исследованном диапазоне параметров составляет не более 5%.

Картина волновой структуры нестационарной звуковой струи описана в [2]. Структура потока, развивающаяся при истечении из сверхзвукового сопла, отличается тем, что имеет предысторию — формирование течения в сопле. В этом случае к срезу сопла подходит фронт истекающего вещества, перед которым движется уже сформировавшаяся ударная волна. Вторичная волна сжатия, которая хорошо видна в истекающем из щели газе, просматривается сквозь вихревые кольца по истечении из круглого отверстия (звукового сопла) и сверхзвукового сопла. Во многих случаях возникает несколько вторичных волн, следующих друг за другом. На начальной стадии истечения из сопла, помимо вторичной или системы вторичных ударных волн, наблюдается система, похожая на волновую структуру стационарной недорасширенной струи, которая изменяется со временем, мостообразный скачок (диск Маха) этой структуры по мере перемещения вниз по потолку уменьшается и вырождается в X-образную структуру, которая исчезает совсем. Это характерно для сопел 1 и 2, т. е. для сопел с большим «геометрическим» числом Маха на срезе. В тех случаях, когда вторичная ударная волна видна на теплерограммах в процессе развития течения и перемещения ее по оси, можно проследить изменение ее формы. При больших временах от начала истечения она уже не является элементом сферы, при $t \geq 100$ мкс волна становится плоской. При $t \geq 150$ мкс она исчезает в Ar, N₂, при $t \geq 300$ мкс она исчезает в CO₂. На кромке сопел в истекающем газе образуются вихревые кольца, число их, как правило, меньше, чем в случае истечения из звукового сопла. В процессе развития течения кольца увеличиваются в размерах, распадаются, струя турбулизируется. Через 100—150 мкс от начала истечения в условиях геометрии эксперимента, когда вихревые кольца сливаются и образуют развитую турбулентную структуру, в области между контактной поверхностью и ударной волной, идущей по газу барокамеры, возникает система возмущений. Возмущение, ближайшее к фронту истекающего вещества, повторяет его форму, вся система возмущений перемещается вниз по потоку.

В исследованном диапазоне времени (до 400 мкс) и определяющих параметров не наблюдалось формирования волновой структуры, характерной для стационарной струи, соответствующей исходной нерасчетности.

Количественная информация, полученная с рассмотренных фотографий, состоит в определении закономерностей перемещения фронта истекающего вещества и фронта волны перед ним в пространстве. Эти закономерности, представленные в обобщенных параметрах, описывают изменение во времени структуры любых струй в стартовых режимах.

Рассмотрим движение вдоль оси струи ($\theta = 0$) фронта вещества K и волны перед ним S в координатах $\bar{x} = x/r_*$, $\bar{t} = \tau c_* / r_*$. В этих координатах экспериментальные точки ложатся на одну кривую для каждого из исследуемых газов и каждого сопла. На фиг. 2 приведены экспериментальные точки, характеризующие движение волны S при истечении CO_2 , Ar, N_2 из сопла 2. Соответствующие зависимости для сопел 1 и 3 носят аналогичный характер. Сопоставление движения первичной волны при нестационарном истечении CO_2 из различных сопел приведено на фиг. 3



Ф и г. 2

Результаты обобщения экспериментальных данных в координатах \bar{x} и \bar{t} сведены в таблицы. В табл. 2 приведены значения показателей степени и коэффициентов перед степенным членом в формуле вида $\bar{x} = A\bar{t}^\alpha$, описывающей движение волны перед фронтом вещества. В полученных числовых значениях наблюдается определенная закономерность с переходом от CO_2 к Ar (с ростом числа γ), однако для сопла 3 данные по N_2 выпадают из закономерности, и это обстоятельство требует дальнейшего исследования.

Учет различия в геометрии сопел целесообразно начать с изменения начала отсчета движения градиентных областей потока вдоль оси, исключив длину сопла и соответственно сместив начало отсчета времени. Перенесение начала отсчета будет достаточно корректным, если его выполнить, используя полученные выше аппроксимации. Экстраполяция графической зависимости \bar{x} от \bar{t} к координате среза сопла $x = l$ дает значение времени t_{i0} , соответствующее выходу волны на срез сопла.

Переход к новым координатам

$$\bar{x}' = (x - l)/r_*, \bar{t}' = \tau c_*/r_* - t_{i0}$$

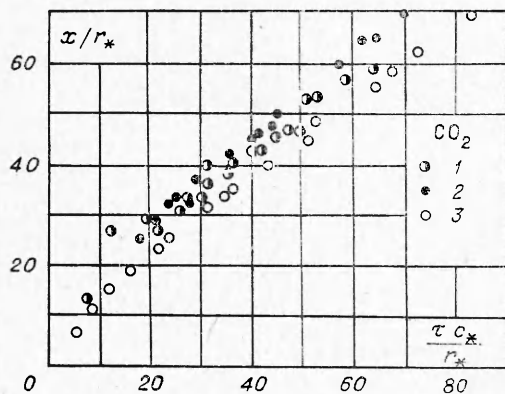
и построение аппроксимационных соотношений в этих координатах приводит к удовлетворительному обобщению данных по всем соплам для каждого из газов.

Т а б л и ц а 2

Номер сопла	Газ			
	Коеф-фициент	CO_2	N_2	Ar
1	A	4,26	3,16	2,01
	α	0,64	0,675	0,76
2	A	3,86	3,00	2,59
	α	0,86	0,70	0,72
3	A	2,01	2,12	1,57
	α	0,82	0,78	0,80

Т а б л и ц а 3

Номер сопла	Газ			
	Коеф-фициент	CO_2	N_2	Ar
2	B	2,04	1,41	0,95
	β	0,74	0,84	0,86
3	B	1,16	0,84	0,55
	β	0,90	0,95	0,96



Ф и г. 3

Получены следующие уравнения движения волны перед фронтом вещества:

$$\bar{x}' = 1,44\bar{t}'^{0,86} \text{ для } \text{CO}_2,$$

$$\bar{x}' = 1,38\bar{t}'^{0,88} \text{ для } \text{N}_2,$$

$$\bar{x}' = 0,63\bar{t}' \text{ для } \text{Ar}.$$

Для движения фронта вещества аналогичных обобщений в принятых координатах не получается, что, по-видимому, связано с более существенным влиянием стадии течения в сопле на закономерности движения свободного потока.

Данные по движению фронта вещества удовлетворительно обобщаются зависимостью вида $\bar{x} = B\bar{t}^\beta$ для каждого газа и сопла отдельно во всем диапазоне рассмотренных начальных условий. Коэффициенты B и β для сопел 2 и 3 представлены в табл. 3.

В достаточно широком диапазоне начальных параметров нестационарная волновая структура импульсных струй характеризуется наличием аналогов волны Римана и диска Маха в стационарных струях — вторичными волнами сжатия.

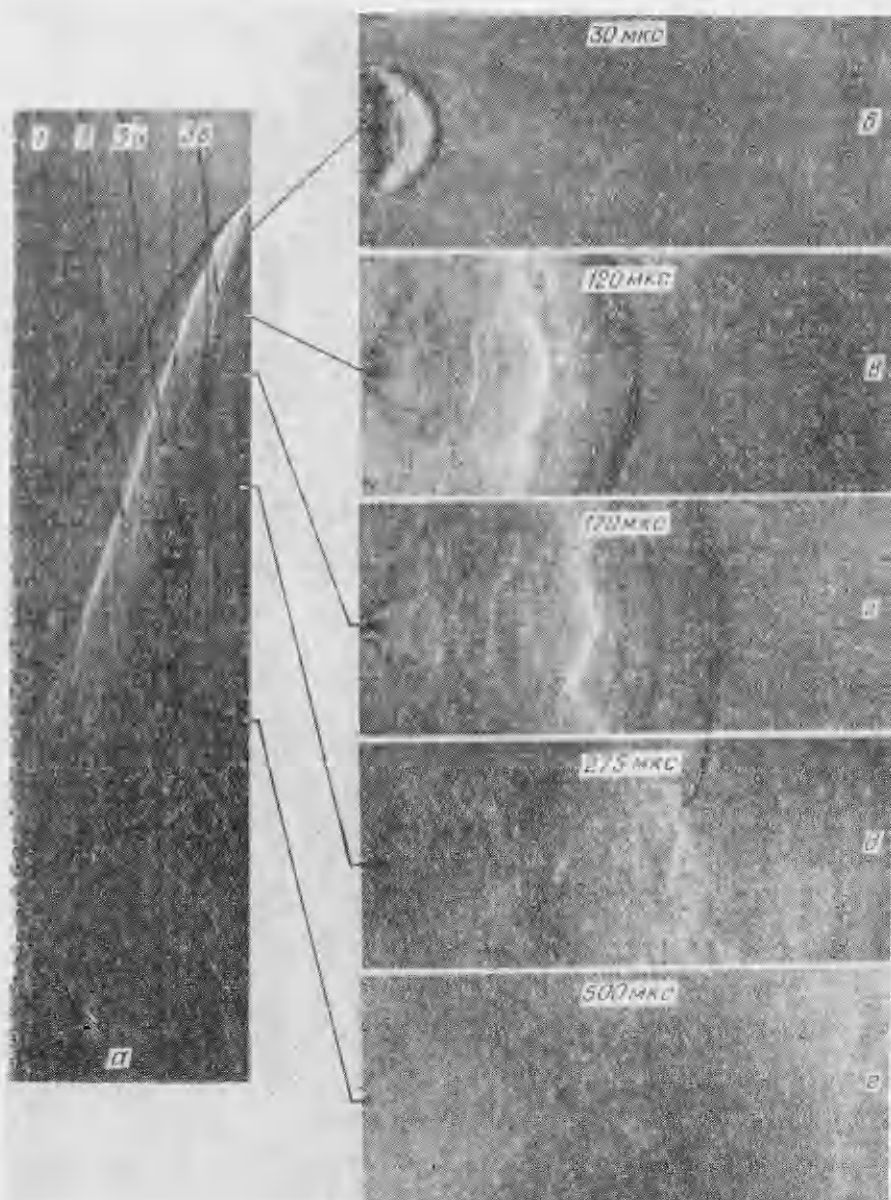
Определению положения и размеров диска Маха и волны Римана в стационарной струе посвящено много работ [5—12]. Однако предположения, принимаемые для обоснования предпосылок расчетов, разноречивы [5—8], а эмпирические соотношения не являются достаточно общими. Анализ поведения вторичных волн на стадии формирования струи может и должен дать сведения, необходимые для физически обоснованного выбора исходных предпосылок при расчете положения и размеров диска Маха и волны Римана также и в стационарных струях.

Ниже подробно рассмотрен вопрос о движении вторичной волны сжатия при формировании струй.

В этой серии экспериментов регистрация последовательных стадий истечения проводилась как методом покадрового фотографирования с помощью искрового источника света (время вспышки 1 мкс, размер кадра $45 \times 100 \text{ мм}^2$), так и методом непрерывной развертки с помощью импульсной лампы ИФК-120 и фоторегистратора типа ЖФР-1. Эти два метода регистрации дополняли друг друга, обеспечивая высокое временное и пространственное разрешение. Тщательный анализ структуры струи осуществлялся по фотографиям, полученным при покадровой съемке, развитие картины течения во времени анализировалось дополнительно по непрерывной развертке.

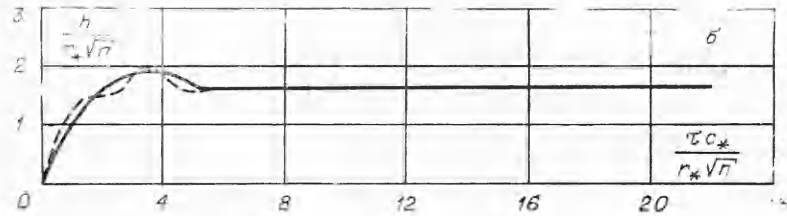
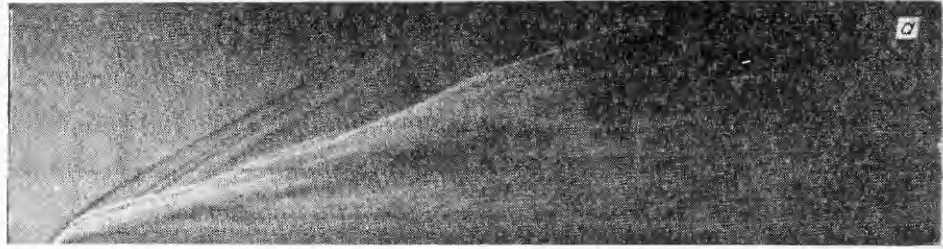
На фотографиях представлены развертки процесса истечения азота из плоского (фиг. 4, а) и осесимметричного (фиг. 5, а) сопел. Отметим характерные линии на представленных теплереограммах: 1 — траектория движения поверхности первичной ударной волны, 2 — контактной поверхности истекающего газа, 3а, 3б — вторичных ударных волн в истекающем газе. Пять последовательных стадий истечения азота из плоского сопла, полученных с помощью искрового источника света, представлены на фиг. 4, б — е.

Рассмотрим особенности течения, которые могут быть выявлены при сопоставлении покадровой и непрерывной фоторегистрации процесса.



Ф и г. 4

Как при плоском, так и при осесимметричном истечении движение газа происходит с интенсивным образованием вихрей. Весьма сложное взаимодействие вихрей внутри истекающего газа отражается и на траектории движения его фронта крупно- и мелкомасштабными пульсациями, что, в свою очередь, приводит к генерации звуковых и более сильных возмущений плотности. На фотографиях между траекториями движения первичной ударной волны и контактной поверхности видны следы этих возмущений, которые, как и любое возмущение за ударной волной, догоняют

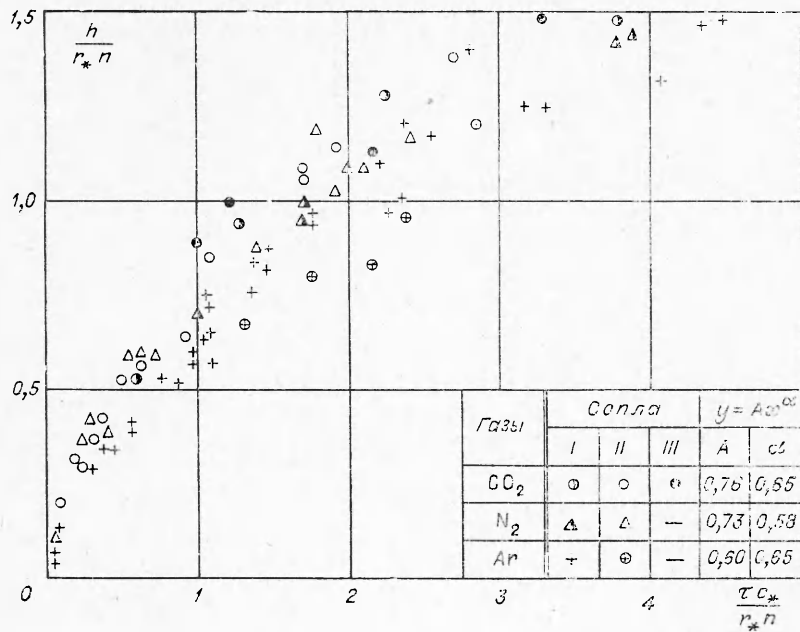


Ф и г. 5

ее, подпитывают и являются одной из причин, нарушающих автомодельность течения.

В данной работе не будем рассматривать вторичную волну $3a$, возникающую вблизи от фронта истекающего газа, а исследуем волну $3b$, стремящуюся занять квазистационарное положение волны Римана и диска Маха. На основании анализа большого количества разверток обнаружен характер движения волны сжатия в истекающем газе — нестационарного диска Маха ($3b$). На фиг. 5, б в безразмерных координатах подобия $h/r_*\sqrt{n}$ и $\tau c_*/r_*\sqrt{n}$ представлен график движения нестационарного диска Маха при истечении азота из звукового сопла диаметром 4 мм ($n = p_a/p_\infty$ — нерасчетность, p_a — давление на срезе сопла, h — расстояние вдоль оси от среза сопла до нестационарного диска Маха). Из фиг. 5, б видно, что при формировании струи нестационарный диск Маха в рассмотренных режимах проходит свое стационарное положение на 10—15%, затем возвращается назад, занимая через ~ 140 мкс от начала истечения квазистационарное положение. Амплитуда колебаний и частота имеют в различных опытах большой разброс. Средние значения амплитуды колебаний координаты диска Маха составляют $\sim 7\%$, частота колебаний ~ 15 кГц. Квазистационарное положение диска Маха, реализующееся в наших экспериментах, удовлетворительно согласуется с предлагаемым в [9] для стационарных струй.

Формирование волны Римана в трехмерных струях исследовалось при истечении N_2 , Ar и CO_2 из плоских звуковых сопел с размерами критического сечения: 1 — $1,5 \times 40$ мм², 2 — $2,2 \times 40$ мм², 3 — $0,8 \times 32$ мм². Одна из важнейших характеристик волновой структуры — расстояние до волны Римана в плоских стационарных струях пропорционально n . Этот же критерий был применен для анализа движения нестационарной волны Римана при формировании трехмерной струи. Построена зависимость движения волны Римана во времени на начальной стадии (до 140 мкс) в безразмерных координатах $h/r_*n = f(\tau c_*/r_*n)$. Полученные для разных газов зависимости были аппроксимированы при помощи МНК степенными функциями вида $y = Ax^\alpha$, где A и α сведены в таблицу на фиг. 6.



Ф и г. 6

Рассмотрим вопрос о применимости модели формирования течения от источника к исследуемым течениям. Течения от цилиндрического и сферического источников в интересующих нас аспектах оказываются качественно аналогичными, поэтому, если это не будет оговорено, не будем проводить между ними различия. Первичная ударная волна, образующаяся в газе окружающего пространства, с течением времени замедляется и на бесконечности вырождается в звуковую. Контактная поверхность также движется с замедлением и по мере того, как время стремится к бесконечности, ее скорость уменьшается до нуля, а давление на ней асимптотически приближается к давлению в окружающем пространстве. Замедление движения контактной поверхности вызвано тем, что с течением времени масса газа, заключенная между волной и контактной поверхностью, растет, площадь контактной поверхности также увеличивается со временем, а приток импульса в расширяющуюся систему газа остается постоянным. Торможение контактной поверхности уже на начальной стадии расширения приводит к сжатию набегающего на нее газа. Сначала сжатие происходит изэнтропически, а с ростом времени во вторичной ударной волне, интенсивность которой растет по мере развития процесса истечения. Эта ударная волна стремится занять стационарное положение, и возможны режимы [13], когда она проходит свое стационарное положение и лишь потом возвращается к нему. На начальной стадии расширения вторичная волна движется по нестационарной волне разрежения, а с течением времени пересекает ее (см., например, эксперименты в [14]), дальнейшее движение происходит уже по стационарной волне разрежения. При некоторых условиях вторичная ударная волна почти сразу же начинает двигаться по стационарной волне разрежения (гиперзвуковой источник, давление в окружающем пространстве не очень мало). Такова в общих чертах качественная картина течения, согласно работам [13, 15].

В работе [13] в рамках теории идеальной жидкости найдены асимптотические законы поведения характерных поверхностей течения. При-

ближенные законы движения тех же поверхностей на начальной стадии расширения в приближении гиперзвукового источника найдены в [15], точность предлагаемых формул $\sim 10\%$ (предполагалось, что толщина областей $r_1 - r_2$ и $r_2 - r_3 \ll r_1$). Используя некоторые аналогии с авто-модельными задачами о движении сходящейся ударной волны и течения, вызванном расширяющимся поршнем, автор работы [15] составил уравнение баланса массы и энергии, из которых и были получены соответствующие соотношения для характерных поверхностей. Кроме того, в [15] численно произведено решение нестационарной задачи о течениях от стационарного цилиндрического и сферического источника с учетом вязкости и теплопроводности на все стадии формирования течения. Результаты численных расчетов подтвердили ту качественную картину процесса, которая была описана выше, и обнаружили малое влияние числа Рейнольдса на течение.

Остановимся на вопросе о том, как соотносятся задачи, решавшиеся в [13, 15], и задача формирования струи. Известно, что решение для установившегося течения от стационарного источника применимо к центральной части стационарной струи. Было бы неосторожно переносить такой метод и на нестационарную струю, так как:

1. Стационарной изэнтропической волне разрежения, существующей при течениях от источника на протяжении всего времени развития процесса, нельзя поставить в соответствие какую-либо область течения в нестационарной струе.

2. В модели нестационарного течения от источника вторичная ударная волна после некоторого промежутка времени занимает стационарное положение. Однако в проведенных нами экспериментах при $N = 20 - 200$ формирование струи сопровождается образованием двух вторичных ударных волн. Первая из них, расположенная ближе к контактной поверхности (3а), присутствует в экспериментах с различными значениями определяющих параметров ($n \geq 1$). Ее существование, по-видимому, связано с наличием вблизи фронта истекающего газа весьма обширной зоны возвратно-вихревого движения и в отличие от волны 3б вторичную волну 3а, находящуюся в зоне возвратного движения газа, назовем «динамической вторичной волной». Вторичная ударная волна (3б, фиг. 4, 5) является в рассматриваемых экспериментах аналогией стационарных волн Римана и диска Маха, при $n < 1$ она формироваться не должна, это подтверждается экспериментами, выполненными с плоскими и осесимметричными соплами (геометрическое число Маха на срезе 3,5; $\gamma = 1,4$).

3. Численно рассчитанные в [15] положения характерных поверхностей в истекающем от источника газе лишь качественно согласуются с экспериментально измеренными положениями соответствующих поверхностей в нестационарных струях. Расхождение составляет 30% и более.

Приведенные результаты, не являясь исчерпывающими, дают, однако, возможность воспроизводить формирование волновой структуры импульсных струй на нестационарной стадии течения для практически интересных диапазонов чисел Маха на срезе сопла и значений γ истекающих газов.

Поступила 27 IV 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Naboko I. M., Bazhenova T. V., Opara A. I., Belavin V. A. Formation of a jet of shockheated gas outflowing into a evacuated space.— «Astronautica Acta», 1972, vol. 17.

2. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М., Опара А. И. Исследование нестационарной структуры потока при истечении ударно-нагретого газа.— ПМТФ, 1973, № 5.
3. Голуб В. В., Набоко И. М., Куликовский А. А. Исследование трехмерной волновой структуры нестационарного истечения газа из плоского звукового сопла.— ПМТФ, 1976, № 1.
4. Naboko I. M., Golub V. V., Eremin A. V., Kochnev V. A., Kulikovsky A. A. Wave structure and density distribution in a nonstationary gas jet.— «Archives of Mechanics», 1977, vol. 29, N 1.
5. Д'Атторе, Хашбаргер. Применение метода тройной точки для определения положения центрального скачка уплотнения в струе.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1965, № 8.
6. Adamson Jr. T. C., Nicholls J. A. On the structure of jets from highly under-expanded nozzles into still air.— «J. Aerospace Sciences», 1959, vol. 26, N 1.
7. Истмен, Радтке. Положение прямого скачка уплотнения в выхлопном факеле струи.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1963, № 4.
8. Abdelhamid A. N., Dosanjh D. S. Mach disc and Riemann wave in underexpanded jet flows. AIAA Paper N 69—665, 1969.
9. Льюис, Карлсон. Положение центрального скачка уплотнения в недорасширенной газовой струе и в струе с твердыми частицами.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1964, № 4.
10. Крист, Шерман, Гласс. Исследование сильно недорасширенных звуковых струй.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1966, № 1.
11. Уэрл, Шаффер, Дрифтмайер. Центральные скачки в свободных струях.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1970, № 12.
12. Дрифтмайер. Корреляция параметров свободных струй.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1972, № 10.
13. Simons G. A. The large time behaviour of a steady spherical source expanding into an arbitrary ambient gas. AIAA Paper N 70—232, 1970.
14. Smith G. E. The starting process in a hypersonic nozzle.— «J. Fluid Mech.», 1966, vol. 24, pt 4.
15. Чекмарев С. Ф. Неустановившееся радиальное расширение газа от стационарного источника.— ПМТФ, 1975, № 2.

УДК 533.6.013.12

ОПТИМИЗАЦИЯ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФОРМ

Ю. А. Ведерников, В. Г. Дулов, А. Ф. Латышов

(Новосибирск, Красноярск)

Построение оптимальных гиперзвуковых аэродинамических форм является актуальной задачей. В классе сложных пространственных конфигураций это построение реализуется пока на основе приближенных методов расчета гиперзвукового обтекания (см., например, [1—4]).

Ниже в рамках ньютоновской схемы обтекания с поправкой на трение рассмотрен новый класс пространственных конфигураций со степенными продольным и поперечным контурами, включающий, в частности, тела вращения, многоконсольные крылья, криволинейные поликлиновые тела с круговым миделем. Значения параметров, описывающих оптимальную обтекаемую поверхность, определяются методом случайного поиска по наилучшей пробе [5] из условия минимума полного сопротивления тела. В результате расчетов установлено, что в интервале удлинений $0 < \lambda < 4$ оптимальными гиперзвуковыми формами являются пространственные тела со звездообразным миделем.

Для некоторых конфигураций приведены экспериментальные значения коэффициента полного сопротивления, качественно согласующиеся с расчетными данными.