

УДК 533.6.011.72

© 1993 г. П. Ю. ГЕОРГИЕВСКИЙ, В. А. ЛЕВИН

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СФЕРЫ С АТМОСФЕРНЫМИ ТЕМПЕРАТУРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Изучается структура течения в ударном слое и возникающие импульсные аэродинамические нагрузки при нестационарном взаимодействии сферы с атмосферными температурными неоднородностями различной формы.

При сверхзвуковом движении тел в неоднородных средах могут произойти существенные изменения формы головного скачка уплотнения и структуры ударного слоя. В [1—8] изучалось движение сферы через плоские неоднородности в различных газодинамических постановках. В [1—3] в рамках уравнений Эйлера исследована задача о проникновении затупленных осесимметричных тел (затупленного по сфере конуса, сферы, торца) в газ с иными газодинамическими параметрами (моделировалось взаимодействие с ударной волной). Течение в окрестности критической линии тока с учетом процессов химической релаксации за фронтом ударной волны рассматривалось в [4]. Результаты экспериментального анализа обтекания дюралюминиевого полированного шара диаметром 20 мм при его движении со скоростью 1,98 км/с через зону нагретого воздуха приведены в [5]. Осесимметричное течение перед лобовой поверхностью сферы, движущейся через область с повышенной температурой, изучено в [6] с использованием модели вязкого ударного слоя. В [7] на основе модели невязкого нетеплопроводного газа численно исследовано сверхзвуковое движение плоского клина в среде, имеющей периодическую слоистую температурную неоднородность. Трехмерная задача о движении неравновесно реагирующего воздуха около сферически затупленного тела, проникающего под некоторым углом атаки в нагретое полупространство, рассмотрена в [8].

Таким образом, накоплен весьма значительный материал по взаимодействию тел различной формы с плоскими неоднородностями. Вместе с тем имеется возможность создавать в атмосфере и замкнутые неоднородности различной природы. Исследованию прохождения плоских ударных волн через такие области посвящен ряд работ, как экспериментальных, так и теоретических [9—13].

Экспериментальные данные по прохождению газодинамического импульса с ударным фронтом через распадающуюся плазму безэлектродного СВЧ-разряда в воздухе при средних давлениях приводятся в [9]. Прохождение ударной волны через слабоионизованную плазму лазерной искры на поздней стадии ее развития в воздухе при атмосферном давлении экспериментально исследовалось в [10]. Утверждалось, что ударная волна интенсивно поглощается областью «огненного шара». В [11] показано, что при взаимодействии ударной волны с горячей областью лазерной искры наблюдается ускорение и деформация фронта ударной волны из-за линзового эффекта с последующим его восстановлением, но говорить о полном поглощении ударной волны [10] нельзя.

Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа численно изучалось в рамках полных уравнений Навье — Стокса в [12] для числа Рейнольдса  $Re = 50$ . На практике подобная задача может иметь приложение к изучению взаимодействия ударных волн с облаком горячего газа, образующимся при извержении вулкана. В [13] в рамках модели невязкого нетеплопроводного газа проведено численное исследование взаимодействия ударных волн с пространственными неоднородностями различной природы. В частности, рассмотрено взаимодействие плоской ударной волны с цилиндрической областью релаксирующего газа (в модельной постановке). Показано, что, несмотря на качественное различие происходящих процессов, взаимодействие ударной волны с реагирующим газом и с тепловой неоднородностью имеет общие черты.

Сверхзвуковое взаимодействие тел с неоднородностями замкнутой формы не обсуждалось в литературе. Ниже в условиях применимости уравнений Эйлера изучается структура течения в

ударном слое и возникающие импульсные аэродинамические нагрузки при нестационарном взаимодействии сферы с атмосферными температурными неоднородностями различной формы и интенсивности. Показано, что такое взаимодействие сопровождается новыми качественными эффектами, которые ранее не отмечались в работах других авторов.

1. Постановка задачи. Расчеты проводились в рамках модели идеального совершенного газа с постоянными теплоемкостями. Уравнения Эйлера для двумерного нестационарного течения могут быть представлены в консервативной форме следующим образом [14]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial \theta} + \frac{\partial F}{\partial R} = H \quad (1.1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad E = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e + p) u \end{pmatrix}$$

$$F = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e + p) v \end{pmatrix}, \quad H = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} -\rho u \operatorname{ctg} \theta - 2\rho v \\ -\rho u^2 \operatorname{ctg} \theta - 3\rho uv \\ \rho (u^2 - 2v^2) - \rho uv \operatorname{ctg} \theta \\ -(e + p) (2v + u \operatorname{ctg} \theta) \end{pmatrix}$$

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho}{2} (u^2 + v^2)$$

Здесь  $\theta, R$  — сферические координаты (начало координат помещено в центр сферы, угол  $\theta$  отсчитывается от направления навстречу набегающему потоку),  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $u, v$  — компоненты скорости вдоль направлений  $\theta, R$  соответственно,  $e$  — полная энергия единицы объема газа. Все переменные представлены в безразмерном виде. Давление обезразмерено на  $p_\infty$ , плотность — на  $\rho_\infty$ , скорость — на  $\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$ , линейные геометрические величины — на линейный размер задачи  $L$  (далее в качестве линейного размера задачи принят радиус сферы), время — на величину  $L/\sqrt{p_\infty/\rho_\infty}$  (индекс  $\infty$  относится к газодинамическим величинам в набегающем потоке).

Исследуемая область ограничена головной ударной волной, поверхностью тела, осью симметрии и лучом  $\theta = \theta_k$ . На головном скачке уплотнения используются условия Рэнкина — Гюгонно. Предполагается, что распределение давления и скоростей в набегающем потоке равномерное, а плотность есть функция координат и времени

$$p = 1, \quad u = \sqrt{\gamma} M_\infty \sin \theta, \quad v = -\sqrt{\gamma} M_\infty \cos \theta \quad (1.2)$$

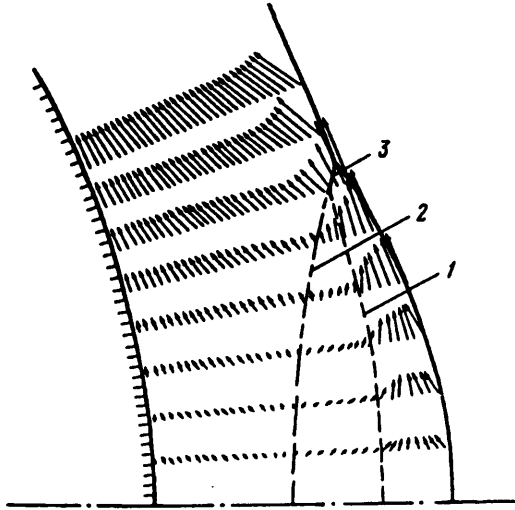
$$\rho = f(r, z - z_d(t)), \quad z_d = z_d^0 - \sqrt{\gamma} M_\infty t$$

$$r = R \sin \theta, \quad z = R \cos \theta$$

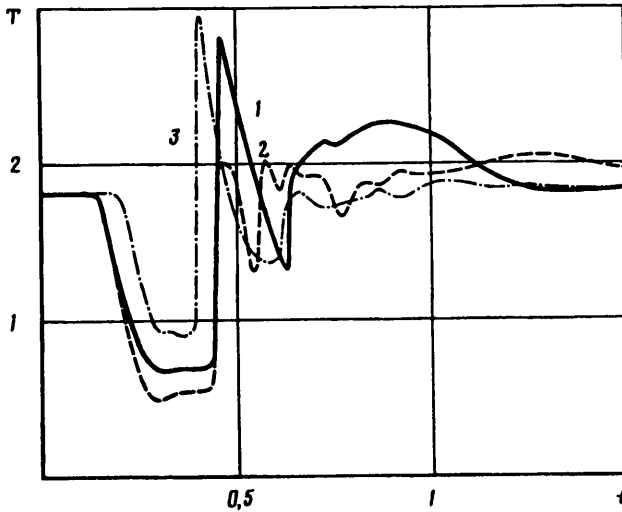
Поверхность тела предполагается непротекаемой, т. е. нормальная компонента скорости равна нулю. При  $\theta = 0$  используются условия осевой симметрии (равна нулю нормальная компонента скорости и производные газодинамических функций по нормали), при  $\theta = \theta_k$  — «мягкие» граничные условия, которые обеспечивают отсутствие отражения возмущений от этой поверхности.

В данной работе основные определяющие параметры задачи принимали следующие значения:  $\gamma = 1,4, M_\infty = 3$ .

Для численного исследования задачи использовалась нестационарная схема Маккормака второго порядка точности по координатам и времени [14]. Реализация алгоритма, построение расчетной



Фиг. 1



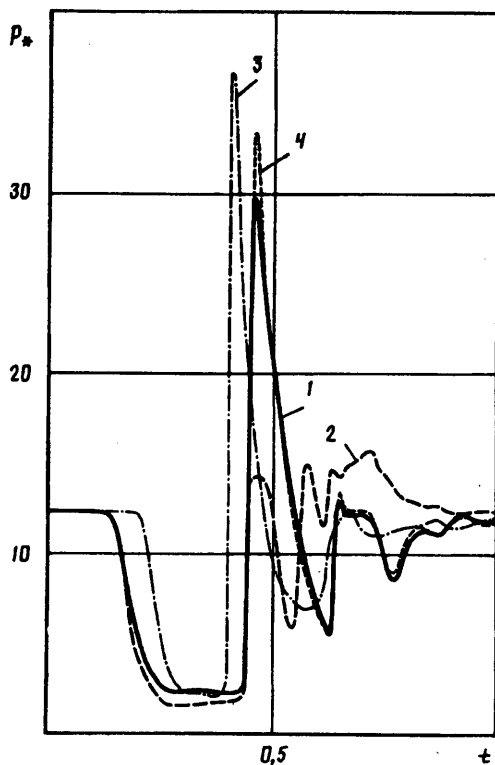
Фиг. 2

сетки, способы расчета точек на поверхности ударной волны и тела соответствуют [15]. Для подавления осцилляций используется процедура сглаживания решения, предложенная в [16]. Среднее время одного расчета на сетке  $32 \times 32$  составляло для ЭВМ ЕС-1045 1 ч. Точность контролировалась по выборочным расчетам, проведенным на сетках  $32 \times 64$ ,  $64 \times 64$ .

2. Динамика ударного слоя при нестационарном взаимодействии с температурной неоднородностью замкнутой формы. В данной работе рассматривается нестационарное взаимодействие сферы с температурными неоднородностями замкнутой эллипсоидальной формы. Распределение плотности в неоднородности предполагается равномерным. Соответственно функция  $f(r, z)$  имеет вид

$$f = 1, \quad \frac{r^2}{R_r^2} + \frac{z^2}{R_z^2} > 1, \quad (2.1)$$

$$f = 1 - \delta\rho, \quad \frac{r^2}{R_r^2} + \frac{z^2}{R_z^2} \leq 1$$

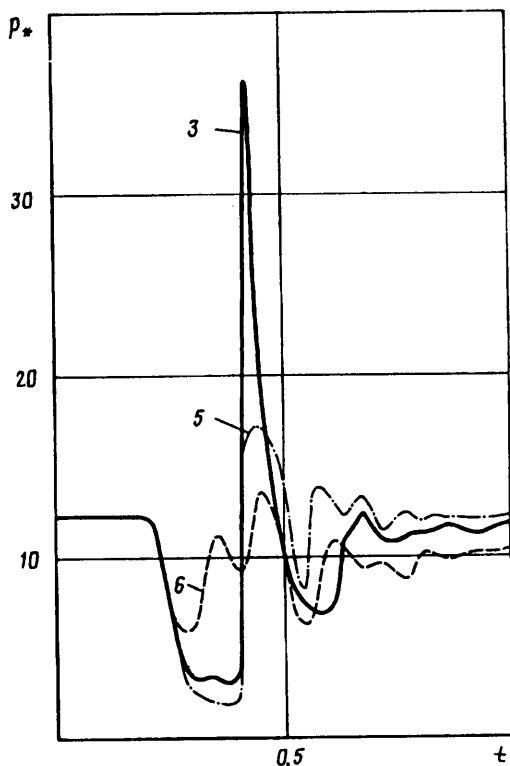


Фиг. 3

На фиг. 1 представлено поле скоростей на первом этапе взаимодействия со сферической температурной неоднородностью  $R_1 = R_2 = 0,5$  при дефекте плотности  $\delta\rho = 0,8$ . В результате взрывного прорыва головной ударной волны в область низкой плотности ( $\rho = 0,2$ ) образуется конфигурация скачков типа тройной точки. Аналогичный эффект наблюдался при взаимодействии свободной ударной волны со сферической областью нагретого газа [12]. Поглощенная ударным слоем температурная неоднородность деформируется и оказывается зажатой между головной ударной волной и относительно более плотным газом (кривая 1). Вблизи поверхности головного скачка уплотнения зарождается высокотемпературная струя, которая по мере поглощения температурной неоднородности ударным слоем разгоняется до больших дозвуковых скоростей. Торможение и разворот струи осуществляются в висячем скачке уплотнения, входящем в конфигурацию тройной точки (кривая 3).

На фиг. 2—4 представлены «осциллограммы» температуры и давления в критической точке сферы для различных геометрических конфигураций неоднородностей и значения дефекта плотности  $\delta\rho = 0,8$ . Кривые 1—6 соответствуют следующим значениям  $(R_1, R_2)$ : (0,5; 0,5), (0,5;  $\infty$ ), (0,3; 0,3), (0,5; 0,5), (0,6; 0,3), (0,15; 0,3), при этом кривая 4 получена на сетке с удвоенным количеством точек по каждой координате. Осесимметричное течение перед лобовой поверхностью сферы, движущейся через плоскую область с гауссовским распределением плотности, исследовалось в [6], для проведения корректных сравнений необходимо было повторить расчеты [6] для случая равномерного распределения. Соответствующие результаты, полученные для толщины слоя, равной 1,0, отражают кривые 2.

На первом этапе взаимодействия основная часть нагретого газа выносится на периферию ударного слоя высокотемпературной струей, а по направлению к



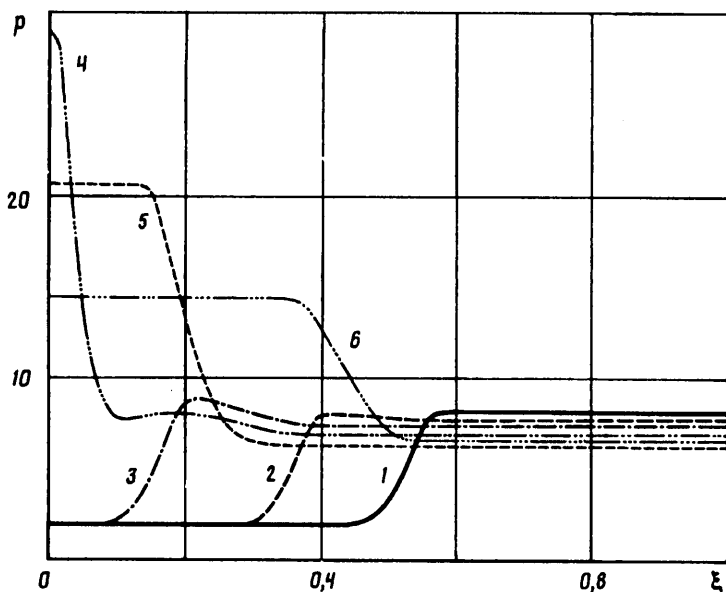
Фиг. 4

поверхности тела распространяется изэнтропическая волна разрежения (кривая 2, фиг. 1), которая вызывает падение давления, плотности и температуры (фиг. 2). Необходимо отметить, что указанный эффект наблюдается при взаимодействии как с плоской неоднородностью, так и эллипсоидальной.

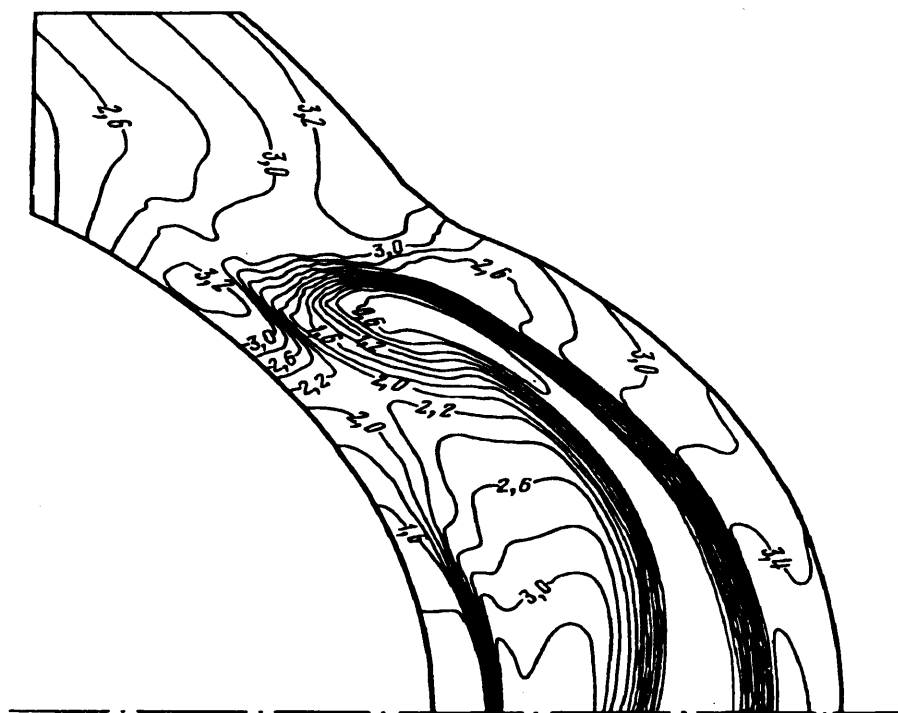
После полного поглощения неоднородности ударным слоем и восстановления исходных значений газодинамических параметров резко возрастают давление и плотность непосредственно за головным скачком. Зарождается волна сжатия, которая распространяется в ударном слое по направлению к поверхности тела, впоследствии вызывая резкий всплеск газодинамических параметров.

Соответствующие участки осциллограмм (фиг. 2—4), характеризующиеся крутыми передними фронтами, наблюдаются при взаимодействии с неоднородностями как сферическими (кривые 1, 3—4), эллипсоидальными (5—6), так и с плоскими (2). Протяженность неоднородности вдоль направления  $z$  является параметром, определяющим положение фронта на оси времени, что подтверждает сравнение кривых 1—2; 3, 5—6. Вместе с тем осциллограммы, построенные для сферических неоднородностей (кривые 1, 3), имеют качественное отличие: всплеск газодинамических параметров носит характер ярко выраженного остроконечного пика. Контрольные расчеты, проведенные на сетках, вдвое более частых, по каждой координате, показывают, что данная особенность не вызвана ошибками численной реализации (сравнение кривых 1, 4).

Таким образом, эффект аномального всплеска давления наиболее ярко проявляется при взаимодействии затупленных тел с замкнутыми температурными неоднородностями сферической формы и постепенно исчезает при изменении размера неоднородности в направлении  $r$ . Ранее в литературе подобный эффект не отмечался: например, в [1] исследовалась задача о проникновении затупленного по сфере конуса в газ более высокой плотности. Приведенная численная осциллограмма давления в критической точке тела соответствует кривой 2. При



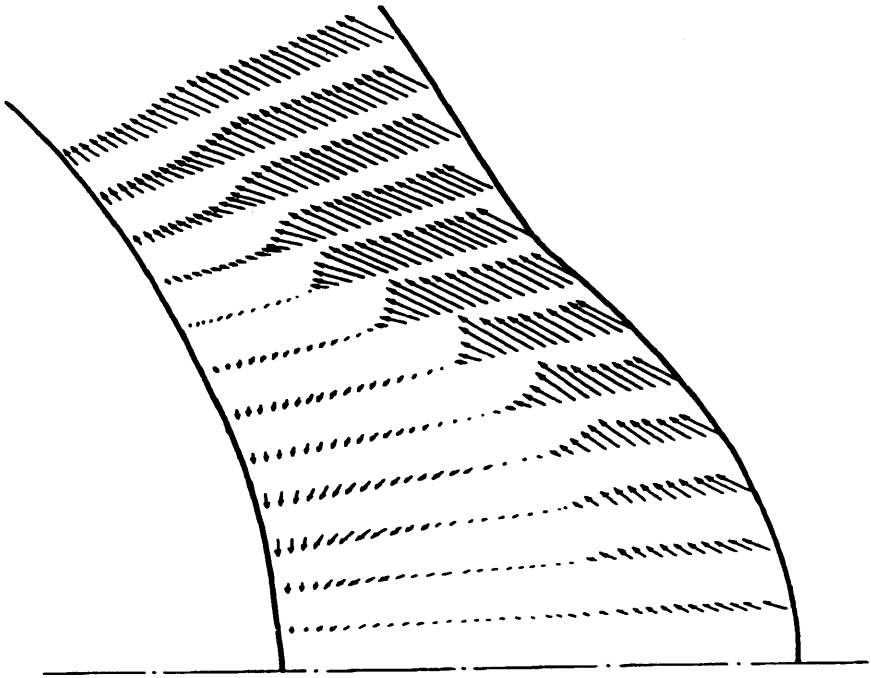
Фиг. 5



Фиг. 6

гауссовском распределении плотности в плоской неоднородности [4, 6] вообще отсутствуют крутые передние фронты, что объясняется «размазанностью» взаимодействия во времени.

Для объяснения механизма данного явления были подробно изучены процессы, протекающие в ударном слое. На фиг. 5 представлено распределение давления на оси симметрии течения в ударном слое ( $\xi = 0$  соответствует поверхности



Фиг. 7

тела,  $\xi = 1$  — головному скачку уплотнения) начиная с момента времени  $t = 0,365$  с шагом  $\delta t = 0,032$  для случая взаимодействия со сферической  $R_2 = R_1 = 0,5$  неоднородностью. Видна волна сжатия, распространяющаяся к поверхности тела, затем отражающаяся от нее в обратном направлении. Аналогичная картина была получена и для случая взаимодействия с плоской  $R_2 = 0,5$  неоднородностью, с той разницей, что амплитуда волны сжатия в 2,5 раза меньше и соответственно рост давления при ее отражении также меньше, что предопределяет отсутствие острого пика на осциллограмме (фиг. 3).

На фиг. 6 представлены изолинии плотности в момент времени, непосредственно предшествующий всплеску газодинамических параметров при взаимодействии со сферической неоднородностью (первый случай). Хорошо прослеживается пространственная конфигурация волны сжатия и деформированной неоднородности, полностью поглощенной ударным слоем, головной скачок уплотнения вблизи оси симметрии имеет куполообразную форму. Картина, построенная для взаимодействия с плоской неоднородностью (второй случай), имеет качественные отличия. Головной скачок вблизи оси симметрии плоский, изолинии плотности, соответствующие деформированной температурной неоднородности, не замкнуты и выходят на границу ударного слоя, волна сжатия также плоская и имеет протяженность в несколько раз больше, чем на фиг. 6. Анализ поля скоростей (фиг. 7) позволяет заключить, что в первом случае в отличие от второго в момент времени, непосредственно предшествующий всплеску газодинамических параметров, наблюдается радиальное движение газа по направлению к точке торможения.

Таким образом, эффект аномального всплеска газодинамических параметров обусловлен кумуляцией волны сжатия в критической точке затупленного тела. Аналогичный эффект наблюдался при взаимодействии свободной ударной волны со сферической областью нагретого газа [12], но вся картина была сглажена из-за слишком большой вязкости:  $Re = 50$ . При взаимодействии с плоской неоднородностью кумуляции нет, имеет место дифракция плоской волны сжатия на поверхности сферы, что особенно отчетливо видно при сравнении простран-

$R_d$	$p_{\cdot \min}$	$c_{x \min}$	$Ip_{\cdot -}$	$\tau_{\cdot}$	$p_{\cdot \max}$	$Ip_{\cdot +}$	$\tau_{\cdot +}$
0,10	5,87	1,016	-0,396	0,100	16,42	0,060	0,025
0,20	4,12	0,948	-0,722	0,140	33,55	0,480	0,042
0,30	3,07	0,833	-1,359	0,205	36,62	0,771	0,078
0,50	2,17	0,545	-2,550	0,280	29,62	0,730	0,100
0,90	1,75	0,125	-4,327	0,525	18,50	0,171	0,047
0,50f	1,25	0,150	-2,716	0,280	13,90	0,050	0,050

ственной конфигурации отраженных волн. На завершающем этапе поглощения сферической (в отличие от плоской) температурной неоднородности ударным слоем складывается ситуация, когда невозмущенные параметры набегающего потока восстанавливаются первоначально на периферии головной ударной волны в непосредственной близости от тройной точки. Формирующаяся в результате волна сжатия имеет форму сферического сегмента с центром в точке торможения (контролировалось по полям изолиний давления). Распространение этой волны по ударному слою приводит к эффекту кумуляции.

В таблицу сведены некоторые результаты анализа численных осциллограмм давления в точке торможения, полученные в расчетах для различных значений радиусов неоднородностей сферической формы  $R_d = R_r = R_z$ ;  $p_{\cdot \min}$ ,  $p_{\cdot \max}$  — минимальное и максимальное давление (стационарному обтеканию сферы при  $M_{\infty} = 3$  соответствует  $p_{\cdot}^{\circ} = 12,06$ ),  $\tau_{\cdot}$ ,  $\tau_{\cdot +}$  — длительность первого отрицательного и положительного импульсов,  $Ip_{\cdot -}$ ,  $Ip_{\cdot +}$  — отрицательный и положительный импульсы давления — интегралы от  $p_{\cdot}(t) - p_{\cdot}^{\circ}$  соответственно по  $\tau_{\cdot}$ ,  $\tau_{\cdot +}$ , и, кроме того,  $c_{x \min}$  — минимальное значение коэффициента волнового сопротивления.

Эффект аномального всплеска газодинамических параметров сохраняется во всем исследованном диапазоне значений  $R_d$ , даже при  $R_d = 0,1$ , несмотря на крайне незначительное изменение в этом случае коэффициента сопротивления, формы головного скачка уплотнения и других интегральных характеристик течения. Высота локального пика, длительность положительного импульса и его величина зависят от радиуса неоднородности немонотонным образом: максимум  $p_{\cdot \max}$ ,  $Ip_{\cdot +}$  достигается при  $R_d = 0,3$ , а максимум  $\tau_{\cdot +}$  — при  $R_d = 0,5$ . Следует отметить, что, несмотря на значительную разницу длительностей отрицательного и положительного импульсов, их величины при  $R_d = 0,2-0,5$  вполне сопоставимы между собой в отличие от случая взаимодействия с плоской неоднородностью (результаты приведены в последней строке таблицы), что является следствием эффекта аномального локального всплеска давления.

После отражения от поверхности сферы волна сжатия движется навстречу головному скачку уплотнения и взаимодействует с контактной границей «холодный» газ — «горячий» газ. При этом волна сжатия разделяется на две волны (контроль по изолиниям плотности и давления), одна из которых продолжает движение к головному скачку уплотнения, а другая отражается в обратном направлении, впоследствии порождая вторичный локальный всплеск давления и других газодинамических параметров (фиг. 2, 3). Сравнительный анализ кривых 1, 2 на фиг. 2 показывает, что, за исключением нескольких локальных пиков, происхождение которых объяснено выше, не наблюдается сколько-нибудь значительного повышения температуры на поверхности тела. Так, если в набегающем потоке температура неоднородности в 5 раз ( $\delta p = 0,8$ ) выше температуры окружающего газа, то соответствующий подъем на поверхности составляет для сферической неоднородности 1,08 раза (максимум при  $t = 1,3$ ), а для плоской 1,15 раза (максимум при  $t = 0,85$ ).



Горячие частицы не достигают поверхности тела — температурная неоднородность растекается в ударном слое. Механизм такого растекания проявляется при анализе распределений скоростей. Так, уже упоминалось о зарождении высокотемпературной струи вблизи поверхности головного скачка уплотнения (фиг. 1) — наибольшие скорости в струе достигаются при  $\xi \sim 0,9$ . При взаимодействии отраженная волна сжатия — контактная граница область горячего газа подвергается интенсивному сжатию и также зарождается вторичная высокотемпературная струя как для сферической температурной неоднородности, так и для плоского слоя нагретого газа (наибольшие скорости — при  $\xi \sim 0,5$ ). Аналогичный эффект наблюдался в [6].

Взаимодействие может сопровождаться возникновением зоны возвратно-циркуляционного течения, которое существует непродолжительное время и разрушается при движении отраженной от поверхности сферы внутренней волны сжатия. Размеры зон возвратного течения и скорость циркуляции газа в них различные в зависимости от  $R_d$ , обнаружить зону возвратного течения при  $R_d = 0,9$  не удалось. Анализ полей течения, соответствующих различным моментам времени, позволяет сделать следующие выводы относительно механизма формирования этих зон. Возвратно-циркуляционное течение формируется на этапе начала восстановления в набегающем потоке исходных газодинамических параметров (когда температурная неоднородность полностью поглощена ударным слоем). В узкой области вблизи ударной волны на периферии зарождается плотный холодный поток, который перекрывает высокотемпературную струю и разворачивает ее, формируя возвратно-циркуляционное течение, представляющее собой тороидальный вихрь. Скорость течения в этом вихре увеличивается по мере того, как он сдвигается все ближе к поверхности тела. Момент времени, когда вихрь достигает поверхности сферы, совпадает с локальным выбросом давления и других газодинамических параметров. Далее отраженная волна сжатия, распространяющаяся вдоль образующей сферы от ее критической точки, тормозит течение в вихре и раскручивает его в обратном направлении — область возвратно-циркуляционного течения исчезает.

3. Особенности нестационарного взаимодействия сферы с холодной температурной неоднородностью. Расчеты, проведенные для  $\delta\rho = 0,5$  и  $\delta\rho = -0,5$  при  $R_d = 0,35$ , позволяют сделать вывод о существенном различии характера нестационарного взаимодействия сферы с горячими и холодными температурными неоднородностями.

Зависимости коэффициента сопротивления от времени практически симметричны относительно прямой  $c_x \equiv c_x^\circ$  (при одинаковом по модулю дефекте плотности  $\delta\rho$  в набегающем потоке). Напротив, для давления в критической точке симметрия сохраняется лишь вплоть до момента возникновения резкого пика при взаимодействии с горячей неоднородностью, какой-либо резкий провал, соответствующий этому пику, при взаимодействии с холодной неоднородностью отсутствует.

На начальном этапе взаимодействия с холодной температурной неоднородностью газ вблизи лобовой поверхности сферы нагревается, в то время как при взаимодействии с горячей неоднородностью охлаждается. Причиной является адиабатическое сжатие этой области трансформированной холодной неоднородностью, прошедшей через головной скачок уплотнения. Сжатие сопровождается возникновением пристеночного потока, выносящего горячие частицы на периферию ударного слоя. Зоны возвратно-циркуляционного течения при взаимодействии с холодной неоднородностью не возникают.

Область холодного газа, мало изменяя свою форму, достигает поверхности тела и растекается вдоль нее. На картинах изолиний плотности четко видна контактная граница, очерчивающая трансформированную в ударном слое холодную температурную неоднородность. Контактная граница расположена вдоль поверхности сферы и ограничивает пристеночную область растекания холодного газа.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляхов В. Н. Нестационарное взаимодействие ударной волны с затупленным телом в сверхзвуковом потоке//Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 6. С. 70—76.
2. Тузаказов Р. Я. Численное решение задачи о проникновении движущегося со сверхзвуковой скоростью тела в газ другой плотности//Уч. зап. ЦАГИ. 1980. Т. 11. № 4. С. 139—144.
3. Каменецкий В. Ф., Турчак Л. И. Сверхзвуковое движение тел в газе с ударными волнами//Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 141—147.
4. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х., Первухин С. В. Нестационарное и неравновесное течение воздуха в окрестности критической линии тока//Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 6. С. 170—172.
5. Головизнин В. П., Мишин Г. И., Серов Ю. Л., Явор И. П. Сверхзвуковое обтекание сферы в тепловой неоднородности//Журн. техн. физики. 1987. Т. 57. № 7. С. 1433—1435.
6. Головачев Ю. П., Леонтьева Н. В. Нестационарное обтекание сферы при сверхзвуковом движении через температурную неоднородность: Препринт № 1178. Л.: ФТИ АН СССР, 1987. 38 с.
7. Войнович П. А., Шаров Д. М. Численное исследование периодического сверхзвукового течения газа около плоского клина: Препринт № 1478. Л.: ФТИ АН СССР, 1990. 32 с.
8. Погорелов Н. В. Пространственное движение неравновесно реагирующего воздуха около тела, проникающего в равновесную нагретую область//Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 6. С. 130—137.
9. Грачев Л. П., Есаков И. И., Мишин Г. И. и др. Взаимодействие ударной волны с распадающейся плазмой безэлектродного СВЧ-разряда//Журн. техн. физики. 1985. Т. 55. № 5. С. 972—975.
10. Бархударов Э. М., Березовский В. Р., Мдивнишвили М. О. и др. Диссипация слабой ударной волны в лазерной искре в воздухе//Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 19. С. 1178—1181.
11. Александров А. Ф., Видякин Н. Г., Лакутин В. А. и др. О возможном механизме взаимодействия ударной волны с распадающейся плазмой лазерной искры в воздухе//Журн. техн. физики. 1986. Т. 56. № 4. С. 771—774.
12. Андрущенко В. А., Чудов Л. А. Взаимодействие плоской ударной волны со сферическим объемом горячего газа//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 1. С. 96—100.
13. Войнович П. А., Жмакин А. И., Фурсенко А. А. Моделирование взаимодействия ударных волн в газах с пространственными неоднородностями параметров//Журн. техн. физики. 1988. Т. 58. № 7. С. 1259—1267.
14. MacCormack R. W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering//AIAA Pap. 1969. № 354. 7 p.
15. Сахаров В. И., Тирский Г. А. Расчет сверхзвукового обтекания затуплений методом установления по времени//Гиперзвуковые пространственные течения при наличии физико-химических превращений. М.: Изд-во МГУ. 1981. С. 93—105.
16. Жмакин А. И., Попов Ф. Д., Фурсенко А. А. Метод сглаживания при расчете разрывных течений газа//Алгоритмы и математическое обеспечение для физических задач. Т. 2. Л.: ФТИ АН СССР. 1977. С. 63—72.

Москва

Поступила в редакцию  
4.III.1992