

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ  
ПРИОСЕВОВОГО ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ  
С ПРЕГРАДОЙ

Е. И. СОКОЛОВ

(Ленинград)

Осесимметричное взаимодействие сверхзвуковой струи конечной нерасчетности с преградой сопровождается формированием сложного до- и сверхзвукового течения в ударном слое, толщина которого зависит от параметров струи и положения преграды. Основные закономерности процесса взаимодействия установлены опытным путем [1-3] и др., известны отдельные результаты численных расчетов таких течений [4]. Ниже проводится аналитическое исследование параметров в ударном слое, образующемся перед плоской преградой при натекании на нее недорасширенной струи. В основу анализа положены результаты работы [5], где в рамках модели течения с постоянной плотностью рассматривается приосевая область ударного слоя произвольной толщины.

1. Течение в ударном слое перед плоской преградой ( $K=0$ ) будем рассматривать в системе координат  $xr$ , связанной с центром сопла ( $x$  — ось струи). Обозначим через  $ww_*$ ,  $uw_*$ ,  $vw_*$  соответственно скорость и ее проекции на оси  $x$  и  $r$ . Звездочкой пометим параметры при числе Маха  $M$ , равном единице.

Для количественного описания течения используем четыре величины: кривизну центрального скачка на оси  $K_s$ , градиент скорости в точке торможения  $V'$ , расстояние между скачком и промежуточной точкой торможения при циркуляционном течении в ударном слое  $\xi$  и завихренность приосевого течения, которую охарактеризуем производной  $\omega' = \partial\omega_s / \partial y$  при  $y=0$  ( $\omega = \partial u / \partial r - \partial v / \partial x$ ,  $y$  — длина дуги скачка, отсчитываемая от оси; индекс «s» относится к параметрам непосредственно за ударной волной). В пределах

$$(1.1) \quad \xi = \max(\epsilon, \delta K_s, \delta K) \ll 1, \quad (K_s y)^2 \ll 1$$

перечисленные величины могут быть рассчитаны по формулам [5].

$$(1.2) \quad K_s = \frac{\partial\theta}{\partial r} \Big|_0 - \frac{q\epsilon}{\delta}, \quad V' = \frac{\sqrt{\epsilon}(1-q)}{\delta}, \quad \tau = \frac{\delta}{2q-1}$$
$$\omega' = \frac{\sqrt{\epsilon}(1-2q)}{\delta^2}$$

Здесь  $\theta$  — угол наклона к оси вектора скорости в поле свободной струи,  $\epsilon$  — отношение плотностей на ударной волне. Индекс «0» относится к параметрам на оси. Отход скачка от преграды  $\delta = h-l$  определяется эмпи-

рическим соотношением

$$(1.3) \quad \frac{l}{N} = 1.49 - 1.66 \exp\left(-0.865 \frac{h}{N}\right), \quad N = M_c r_c \sqrt{\kappa n},$$

$$n < n_1 = \frac{2.5}{\kappa} \left(\frac{h}{M_c}\right)^2$$

Здесь  $n$  — нерасчетность, равная отношению давления на срезе сопла к давлению в окружающем пространстве,  $h$  — расстояние от сопла до преграды,  $\kappa$  — показатель адиабаты. Индекс «с» относится к параметрам на срезе сопла. При  $n > n_1$   $\delta = \text{const} = \delta(n = \infty)$ , и внешние условия не влияют на приосевое течение [6].

Параметр  $q$  однозначно определяет структуру течения в ударном слое

$$(1.4) \quad q = A + j \sqrt{A^2 + (\delta/\varepsilon)^2 M_0^{-1} M''} - (1 - \varepsilon)^{-2},$$

$$A = (1 - \varepsilon)^{-2 + 1/2} \delta \varepsilon^{-1} M_0^{-1} M_x$$

При  $\delta \leq \delta_2 = \varepsilon(1 - \varepsilon)^{-1} (M_0^{-1} M'')^{-1/2}$   $j = -1$  (радиальное течение), при  $\delta > \delta_2$   $j = 1$  (циркуляционное течение);  $M'' = M_{rr} - \theta_r M_x$  — вторая производная от  $M$  вдоль кривой, ортогональной линиям тока, вычисленная при  $r = 0$  по параметрам непосредственно перед ударной волной (индексы  $x$  и  $r$  здесь и далее обозначают частное дифференцирование по соответствующей переменной). В источнике  $M'' = 0$  в струе всегда  $M'' > 0$  [5].

Далее будем рассматривать только такие случаи взаимодействия, когда центральный скачок достаточно удален от точки пересечения с осью первой характеристики веера разрежения, сходящего с кромки сопла. Как показывают расчеты [7], для любой струи в этой области практически точно выполняется соотношение  $\theta_r = x^{-1}$ . В свою очередь, производные  $\theta_r$  и  $M_x$  можно связать с помощью уравнения неразрывности

$$\frac{M^2 - 1}{w} \frac{\partial w}{\partial \tau_1} = \frac{\sin \theta}{r} - \frac{\partial \theta}{\partial \tau_2}, \quad w^2 = \frac{1/2(\kappa + 1)M^2}{1 + 1/2(\kappa - 1)M^2}$$

Здесь  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  — направления касательной и нормали к линии тока. В пределе при  $r \rightarrow 0$ ,  $\theta \rightarrow 0$  получим

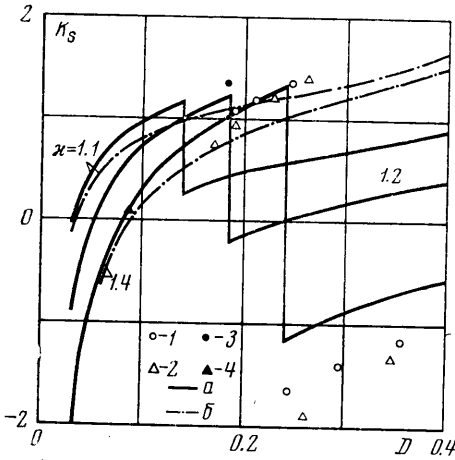
$$(1.5) \quad \frac{M_x}{M_0} = 2 \frac{1 + 1/2(\kappa - 1)M_0^2}{M_0^2 - 1} \theta_r$$

Проведенный в [5] анализ производных  $M_x$  и  $M_{rr}$  показал, что характер их изменения с удалением вдоль оси от сопла перестает зависеть от параметров на срезе, причем отношение кривизны  $K_M$  линий  $M = \text{const}$  и  $\theta_r$  остается практически постоянным:  $K_M/\theta_r \approx 2$ . Так как  $K_M = M_{rr} M_x^{-1}$ , легко получить следующую оценку:

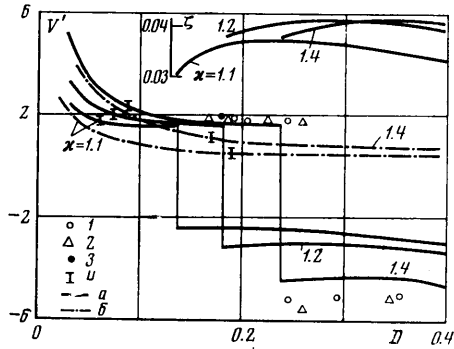
$$(1.6) \quad \frac{M_{rr}}{M_0} \approx 2\theta_r \frac{M_x}{M_0} = 4 \frac{1 + 1/2(\kappa - 1)M_0^2}{M_0^2 - 1} \theta_r^2$$

Пользуясь (1.6), можно рассчитать распределение чисел  $M$  в приосевой области в виде  $M = M_0 + M_{rr} r^2$ . Сопоставление полученных с помощью (1.6) значений  $M(r)$  и данных численного расчета поля струи методом сеток показало практически полное совпадение чисел  $M$  в ближайшем к оси расчетном узле для широкого диапазона изменения параметров  $M_c$ ,  $\theta_c$  и расстояний  $x$ . С учетом (1.5) и (1.6) зависимость для величины  $M''$  принимает вид:

$$(1.7) \quad \frac{M''}{M_0} = 2 \frac{1 + 1/2(\kappa - 1)M_0^2}{M_0^2 - 1} \theta^2$$



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Рассмотрим взаимодействие струи с преградой, расположенной на значительном расстоянии от сопла ( $h = \text{const} \gg 1$ ). В этом случае  $M \gg 1$ , на основании чего можно положить  $\varepsilon \approx (\kappa - 1)(\kappa + 1)^{-1}$ . В (1.5)–(1.7) с учетом соотношения для  $\theta_r$  имеем

$$(2.1) \quad \frac{M_x}{M_0} = \frac{\kappa - 1}{x}, \quad \frac{M_{rr}}{M_0} = 2 \frac{\kappa - 1}{x^2}, \quad \frac{M''}{M_0} = \frac{\kappa - 1}{x^2}$$

Второе из соотношений (2.1) говорит о том, что распределение чисел  $M$  в струе вида  $M_0^{-1}M - 1 = f(r/x)^2$  с удалением от сопла перестает зависеть от  $x$ . Это подтверждается расчетами [7].

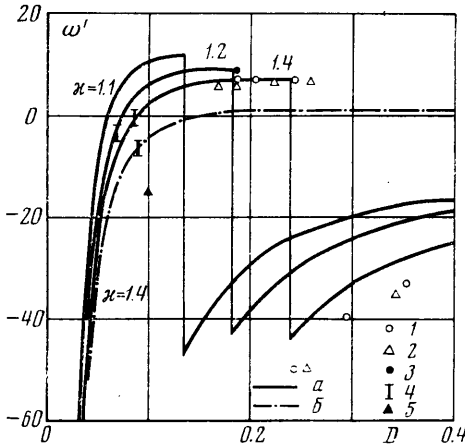
На центральном скачке  $x = h - \delta$ , и с учетом (2.1) формула (1.4) примет вид

$$(2.2) \quad q = (1 - \varepsilon)^{-1} \left( A_1 + j \sqrt{A_1^2 + 2 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \left( \frac{D}{1 - D} \right)^2 - 1} \right)$$

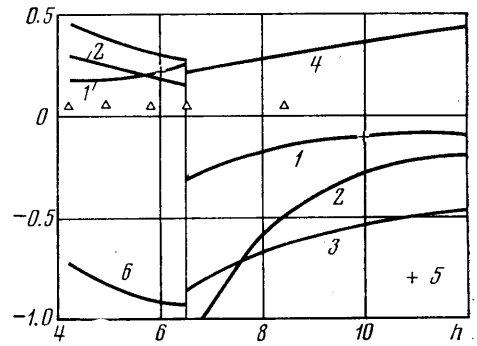
$$A_1 = (1 - \varepsilon)^{-1} + \frac{D}{1 - D}, \quad D = \frac{\delta}{h}, \quad \varepsilon = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}$$

Задаваясь в (2.2) рядом возрастающих значений  $D$ , можно, не прибегая к эмпирическому соотношению (1.3), определить по формулам (1.2) параметры приосевого течения. Тем самым исследуется влияние уменьшения нерасчетности на течение в ударном слое перед преградой при

$\kappa$	Струя				Источник	
	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_4$	$\delta_1$	$\delta_3$
1.1	0.0643	0.1581	0.0313	—	0.2381	0.0833
1.133	0.0714	0.1826	0.0392	—	0.2343	0.1221
1.15	0.0743	0.1936	0.0429	—	0.2326	0.1436
1.2	0.0814	0.2361	0.0532	0.3135	0.2272	0.2175
1.25	0.0868	0.2500	0.0625	0.5000	0.2222	0.3071
1.3	0.0908	0.2739	0.0711	0.7914	0.2174	0.4154
1.4	0.0965	0.3162	0.0865	2.3130	0.2083	0.7055



Фиг. 3



Фиг. 4

неизменном расстоянии от сопла. Все линейные размеры при этом отнесем к характерному размеру  $h$ .

Как показано в [5], при взаимодействии струи с преградой существуют особые отходы, соответствующие обращению в нуль величин  $\omega'$ ,  $\theta_r - K_s$  и  $K_s$  ( $\omega' = 0$  при  $\delta = \delta_1$ ,  $\theta_r - K_s = 0$  при  $\delta = \delta_2$ ,  $K_s = 0$  при  $\delta = \delta_{3,4}$ ). При  $\delta = \delta_2$  происходит скачкообразный переход от радиального к циркуляционному течению в ударном слое. Подставив соотношения (2.1) в соответствующие формулы работы [5], нетрудно убедиться, что при  $h \gg 1$  особые отходы совпадают для всех струй с одинаковыми показателями адиабаты  $\kappa$ , независимо от  $M_c$  и  $\theta_c$ :

$$(2.3) \quad \delta_i = a_i l = \frac{a_i}{1 + a_i} h$$

Значения коэффициента  $a_i$  для различных  $\delta_i$  приведены в таблице.

Влияние увеличения толщины ударного слоя с уменьшением  $n$  при  $h = \text{const}$  на исследуемые параметры течения иллюстрируют кривые  $a$  на фиг. 1–3. Наиболее резкие изменения параметров наблюдаются при малых значениях  $D$ . Такие отходы реализуются при натекании струи на ограниченную преграду, когда ее угловая точка возмущает дозвуковое течение в ударном слое, приводя к уменьшению отхода по сравнению с отходом скачка от безграничной преграды в вакууме [8].

Малым значениям  $D$  соответствует отрицательная кривизна скачка (выпуклость к соплу, фиг. 1). Скачок перед безграничной преградой в вакууме имеет малую положительную кривизну (так, точка 4 на фиг. 1 соответствует отходу, полученному при  $M_c = 2.5$ ,  $\theta_c = 0$ ,  $n = \infty$ ,  $\kappa = 1.4$ ,  $h = 50 r_c$  [9]). Эта кривизна сохраняется и при конечных  $n > n_1$ . Уменьшение нерасчетности ведет к увеличению кривизны, которая достигает наибольшего значения при  $D = D_2$ . В случае циркуляционного течения в ударном слое при  $\kappa > 1.15$  существует диапазон отходов, в котором  $K_s < 0$  (фиг. 1). По мере увеличения отхода произведение  $DK_s$  возрастает и выходит за пределы оценки (1.1), что заставляет ограничивать диапазон изменения величины  $D$  в настоящем исследовании.

Градиент  $V'$  с уменьшением нерасчетности монотонно убывает, принимая наименьшие положительные значения при  $D \sim D_2$  (фиг. 2). В циркуляционном течении градиент меняется незначительно. Символ 4 на

фиг. 2 соответствует значению  $V'$  при безвихревом течении вдоль преграды. Амплитуда перемещения промежуточной точки торможения относительно скачка весьма мала (фиг. 2, справа сверху), поэтому с уменьшением  $n$  толщина циркуляционной зоны перед преградой монотонно возрастает.

Величина  $\omega'$  при взаимодействии струи с преградой меняется в широких пределах (фиг. 3). Так как на скачке близ оси  $\omega_s = \omega'y$ , а  $\omega_s \sim d/dy (M \sin \sigma)$ , то при  $D < D_1$  и  $D > D_2$   $\omega_s < 0$ , и интенсивность центрального скачка  $M \sin \sigma$  убывает с удалением от оси ( $\sigma$  — угол между вектором скорости и образующей центрального скачка). Для сравнения на фиг. 3 приведена величина  $\omega'$  при обтекании равномерным гиперзвуковым потоком сферы единичного радиуса (точка 5). В этом случае всегда  $d(M \sin \sigma)/dy = Md \sin \sigma/dy < 0$ . При  $D_1 > D > D_2$   $\omega' > 0$ , то есть интенсивность центрального скачка с удалением от оси возрастает. В этом состоит существенное отличие исследуемого течения от течения в ударном слое перед телом в равномерном потоке. На фиг. 3 символ 4 соответствует нулевой кривизне скачка (для  $\kappa = 1.1$  и  $K_s = 0$   $\omega' = -74.27$ ).

Решение [5] позволяет также проанализировать параметры в ударном слое, образуемом при натекании на преграду потока сферического источника. В этом случае  $M'' = 0$ , и в формуле (2.2) следует опустить второе слагаемое под знаком радикала. Результаты соответствующих расчетов также приведены на фиг. 1–3 (кривые б). Линейные размеры в этом случае отнесены к расстоянию до полюса. В источнике  $\delta_2 = \infty$ , поэтому переход к циркуляционному течению не происходит (в формуле (2.2) всегда  $j = -1$ ). Особые отходы  $\delta_1$  и  $\delta_3$  также определяются формулой (2.3), соответствующие коэффициенты приведены в таблице.

Существенные отличия параметров ударного слоя перед преградой в источнике от рассматриваемых выше наблюдаются лишь при больших отходах. Так, кривизна скачка перед преградой в источнике значительно превосходит кривизну скачка перед преградой в струе:  $K_s > 0$  для всех  $\kappa$  при любых  $D > D_3$  (фиг. 1). Градиент  $V'$  с ростом  $D$  стремится в случае источника к постоянной величине, мало отличающейся от значения  $V'$  для безвихревого течения (символ 4, фиг. 2). Завихренность приосевого течения остается отрицательной в ударном слое перед преградой большей толщины, чем завихренность в ударном слое перед преградой в струе (фиг. 3). Положительные значения  $\omega'$  при этом на порядок меньше, чем в ударном слое струи, и практически постоянны. В отличие от струйного ударного слоя, параметр  $\kappa$  не влияет заметно на изменение величины  $\omega'$ : на фиг. 3 кривые б для  $\kappa = 1.4$  и  $\kappa = 1.1$  неразличимы. При  $K_s = 0$   $\omega' < 0$  (символ 4).

3. Известно, что качественный характер процесса взаимодействия струи с преградой сохраняется при любых конечных значениях  $h$  и  $n < n_1$ , независимо от их абсолютной величины [6]. Поэтому естественно обобщить результаты п. 2 на произвольные значения  $h$  и  $n$ .

На фиг. 1–3 приведены данные, характеризующие изменение параметров в ударном слое перед преградой в струе при малых абсолютных величинах нерасчетности и расстояния от сопла. Значения  $\delta$  определялись в данной серии расчетов по формуле (1.3), производные от  $M$  — по формулам (1.5) и (1.7), значения  $M_0$  и  $\theta_r$  в них задавались на основе численного расчета поля струи. Величина  $\varepsilon$  определялась по текущему значению  $M_0$ . Точки 1 на фиг. 1–3 соответствуют параметрам:  $M_c = 2$ ,  $\theta_c = 5^\circ$ ,  $\kappa = 1.4$ ,  $h = \text{const} = 10 r_c$ ,  $n = 28, 20, 13.1, 9$  и  $6$  (слева направо). Перестройка течения происходит при  $n = 13.1$ . Видно, что при отнесении линейных размеров к  $h$  расчетные данные практически совпадают с полученными при  $h \gg 1$ .

В случае изменения расстояния от сопла до преграды при фиксированной нерасчетности величина  $h$  уже не является характерным размером. Изменение параметров в ударном слое для такого течения иллюстрирует фиг. 4 ( $M_c=2$ ,  $\theta_c=5^\circ$ ,  $\kappa=1.4$ ,  $n=5.1$ ). Данный режим подробно изучен в экспериментах [1]. Кривые 1–4 на фиг. 4 соответствуют параметрам  $K_s$ ,  $\omega'$ ,  $V'$  и  $\zeta$ , линейные размеры отнесены к  $r_c$ . По сравнению с рассмотренным выше случаем, качественное отличие здесь наблюдается лишь в поведении завихренности, которая убывает с ростом  $\delta$  при  $\delta < \delta_2$ . Если и в данном случае линейные размеры отнести к текущему значению  $h$ , также достигается хорошее согласование с результатами, полученными выше при  $h = \text{const}$  (точки 2, фиг. 1–3, значения  $h$  помечены на фиг. 4). Отклонение точек 1 и 2 от соответствующих сплошных кривых проявляется, по-видимому, за счет отличия величины  $\epsilon$  от  $(\kappa-1)/(\kappa+1)$  (при  $n=5.1$ , например, расстояние  $l/r_c$  изменяется от 5 до 7.5, и число  $M_0(l)$  таково, что величина  $\epsilon(M_0)$  находится на пределе ограничений (1.1)).

Из проведенного сопоставления следует, что исследуемые параметры приосевого течения с ростом  $h$  все меньше зависят от условий на срезе сопла и при неизменном  $\kappa$  определяются относительной толщиной ударного слоя  $D = \delta/h$ . Это дает возможность использовать кривые на фиг. 1–3 для определения параметров в произвольном ударном слое (по крайней мере, при  $\delta \leq \delta_2$ ) путем пересчета на конкретные значения  $n$  и  $h$  с помощью формулы (1.3).

Сравним полученные результаты с опытными и расчетными данными других авторов.

На фиг. 1–3 символ 3 соответствует параметрам в ударном слое, рассчитанным по формулам (1.2) для  $M_c=4$ ,  $\kappa=1.3$ ,  $\theta_c=10^\circ$ ,  $n=10$ ,  $h=12 r_c$ . Результаты численного расчета такого случая взаимодействия приведены в [4]. На фиг. 4 символом 5 помечены значения кривизны скачка, соответствующие величинам отхода на шпирен-фотографиях, приведенных в [1] на фиг. 2, а, в. Отметим, что наблюдаемая на фиг. 2 при циркуляционном течении форма скачка не противоречит полученной расчетом при  $D > D_2$  отрицательной величине  $K_s$ . В [1] приведены опытные данные по измерению избыточного давления при циркуляционном течении в ударном слое, которые позволяют оценить градиент скорости в точке торможения. Для режима  $h=14 r_c$ ,  $\delta=7 r_c$ , например, по данным [1]  $V' \approx -5.6$ , расчет по (1.2) при  $D=0.5$  дает значение  $V' = -4.98$ . Приведенные примеры свидетельствуют в пользу применения решения [5] для расчета параметров в ударном слое, однако более широкое сопоставление с решением при  $D > D_2$  затруднительно ввиду практического отсутствия опытных и расчетных данных для таких режимов.

Отметим, что в рамках ограничений (1.1) проведенный анализ применим и при взаимодействии струи с криволинейными преградами. В этом можно, например, убедиться, сравнив форму скачка, наблюдаемую на шпирен-фотографиях процесса взаимодействия струи со сферой ([2], фиг. 7), с данными фиг. 1 о кривизне скачка при соответствующих значениях  $D$ .

4. Полученные в п.п. 2, 3 результаты позволяют сделать некоторые выводы не только о течении в приосевой области, но и в ударном слое в целом. Для этого необходимо привлечь к анализу данные об особенностях течения на периферии области взаимодействия. Так, характерным элементом волновой структуры струи, взаимодействующей с преградой, является тройная конфигурация ударных волн, образованная пересечением центрального скачка с висячим скачком струи. Углы наклона скачков в тройной точке подчиняются, как известно, жесткому условию. В [10]

показано, что при  $M \gg 1$  и конечной интенсивности висячего скачка угол наклона центрального скачка  $\sigma$  мало отличается от  $\pi/2$ , но всегда  $\sigma < \pi/2$ . В тройной точке угол  $\theta$  существенно положителен, поэтому центральный скачок в ней вогнут к соплу. С другой стороны, при  $\kappa > 1.15$  существует диапазон отходов  $D \geq D_2$ , в котором скачок на оси вогнут от сопла ( $K_s < 0$ , фиг. 1). Это значит, что при  $\kappa > 1.15$  и циркуляционном течении в ударном слое центральный скачок имеет двоякую кривизну.

Очевидно, что число  $M$  вдоль центрального скачка возрастает с удалением от оси при любом режиме взаимодействия. Так как в окрестности тройной точки  $\sigma \approx \pi/2$ , то здесь за счет роста числа  $M$  возрастает интенсивность скачка  $M \sin \sigma$ . С другой стороны, при  $D < D_1$  и  $D > D_2$  близ оси  $\omega' < 0$ ,  $\omega(y) < 0$  (фиг. 3), и интенсивность скачка убывает. Следовательно, при малой толщине ударного слоя (т. е. при больших нерасчетностях, когда  $D < D_1$ ), а также в случае циркуляционного течения в ударном слое на центральном скачке существует точка, в которой вихрь  $\omega_s$  равен нулю. Интенсивность скачка имеет здесь минимум, а значение  $\omega = 0$  сохраняется вдоль всей линии тока, проходящей через эту точку.

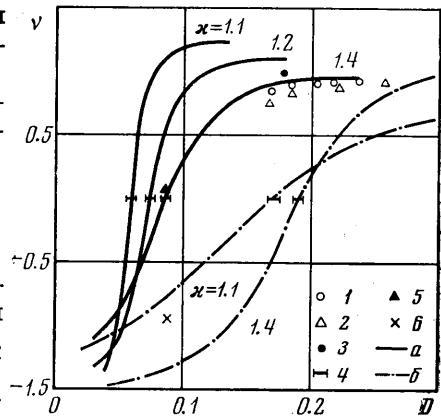
Дифференциальное уравнение звуковой линии в изоэнергетическом течении имеет вид

$$(4.1) \quad (\partial w / \partial \tau_1) * d\tau_1 + (\partial w / \partial \tau_2) * d\tau_2 = 0$$

Производная по  $\tau_2$  на плоской преграде определяется величиной вихря в звуковой точке:  $(\partial w / \partial \tau_2) * = -\omega *$ . Величина  $\omega *$  выражается через  $r *$ ,  $\omega'$  и отношение давлений в звуковой точке и за скачком на оси, которое при  $M \gg 1$  зависит практически только от  $\kappa$ . Основываясь на результатах [11] для сферы в потоке источника, предположим, что скорость на преграде вплоть до звуковой точки меняется линейно. Тогда  $(\partial w / \partial \tau_1) * = V'$ , а  $r * = 1/V'$ . В итоге, в рамках перечисленных допущений, из (4.1) следует формула для расчета угла  $\nu$  между нормалью к преграде и звуковой линией при радиальном течении в ударном слое

$$(4.2) \quad \nu = \arctg \left[ \left( \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \right)^{\kappa / (\kappa - 1)} \frac{1 - 2q}{\sqrt{\varepsilon(1 - q)^2}} \right]$$

Результаты расчетов по формуле (4.2) для ударного слоя, образующегося перед преградой в струе (кривые *a*) и источнике (кривые *b*), приведены на фиг. 5. Существенное различие этих кривых обусловлено в основном поведением завихренности в ударном слое. Угол  $\nu$  при струйном обтекании преграды, как правило, значительно превосходит соответствующие величины в ударном слое перед преградой в источнике. При малых  $D$ , однако, звуковая линия всегда наклонна в сторону оси ( $\nu < 0$ , фиг. 5). Влияние  $\kappa$  на изменение угла  $\nu$  по-разному сказывается в ударном слое малой и большой толщин. При  $\delta = \delta_1$ , всегда  $\nu = 0$ , и звуковая линия ортогональна преграде (значок 4, фиг. 5). На фиг. 5 обозначения 1 и 2 те же, что и на фиг. 1–3. Их близость к сплошной кривой для  $\kappa = 1.4$  говорит о том, что угол наклона звуковой линии к преграде, как и другие параметры, определяется относительной толщиной ударного слоя  $\delta/h$  при



Фиг. 5

любых  $h$  и  $n$ . Точка 3 на фиг. 5 соответствует углу  $\nu$ , рассчитанному по формуле (4.2) для параметров, принятых в [4] ( $M_c=4$ ,  $\theta_c=10^\circ$ ,  $\kappa=1.3$ ,  $n=10$ ,  $h=12r_c$ ). Там же нанесены результаты [9] для  $M_c=2.5$ ,  $\kappa=1.4$ ,  $n=\infty$ ,  $h=50r_c$  и эквивалентного этой струе источника (точки 5 и 6). Изменение угла наклона звуковой линии с увеличением  $h$  при  $n=\text{const}$  показано на фиг. 4, где кривая 6 соответствует величине  $-\nu$ .

Таким образом, решение с постоянной плотностью, учитывающее неравномерность потока перед преградой, позволяет исследовать ряд характерных параметров в ударном слое переменной толщины и выявить закономерности их изменения. Несмотря на элементарный характер вычислений, достигается не только качественное, но и количественное согласование с известными результатами экспериментов и расчетов, поэтому информация, полученная в решении, может быть непосредственно использована в практических приложениях.

Автор благодарит Ю. М. Циркунова за полезные обсуждения.

Поступила 14 XI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург И. П., Семилетенко Б. Г., Усков В. Н. Экспериментальное исследование взаимодействия недорасширенной струи с плоской преградой, перпендикулярной оси струи. В сб. Газодинамика и теплообмен, Сб. 3, Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1973.
2. Губанова О. И., Лунев В. В., Пластинина Л. Н. О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
3. Голубков А. Г., Козьменко Б. К., Остапенко В. А., Солотчин А. В. О взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской ограниченной преградой. Изв. СО АН СССР, 1972, № 13, Сер. техн. н., вып. 3.
4. Дубинская Н. В., Иванов М. Я. Численное исследование стационарных режимов взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой, расположенной перпендикулярно к ее оси. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 5.
5. Соколов Е. И. Течение в ударном слое перед преградой, перпендикулярной оси сверхзвуковой недорасширенной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1977, № 4.
6. Соколов Е. И., Старцев А. В., Усков В. Н., Шевчук В. Т. Экспериментальное определение предельной нерасчетности сверхзвуковой струи, натекающей на нормально расположенную базграничную плоскую преграду. Инж.-физ. ж., 1977, т. 32, № 2.
7. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Истечение сверхзвуковой струи в вакуум. В сб. Вычислительные методы и программирование. Вып. 7. М., Изд-во Моск. ун-та, 1967.
8. Гинзбург И. П., Соколов Е. И., Усков В. Н. О влиянии нерасчетности и размеров преграды на взаимодействие сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой, перпендикулярной оси струи. В сб. Газодинамика и теплообмен. Вып. 5. Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1977.
9. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 3.
10. Усков В. Н., Шахова О. А. К расчету тройной конфигурации ударных волн. В сб. Гидроаэромех. и теория упругости. Вып. 21. Днепропетровск, 1976.
11. Шапиро Е. Г. О некоторых свойствах подобия при обтекании сферы сверхзвуковыми равномерными и неравномерными потоками газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 1.