

УДК 532.526:533.6.011.72

© 2002 г. М.А. ЗУБИН, Н.А. ОСТАПЕНКО

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ОТРЫВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНЫХ ВОЛН С ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ СО СКОЛЬЖЕНИЕМ

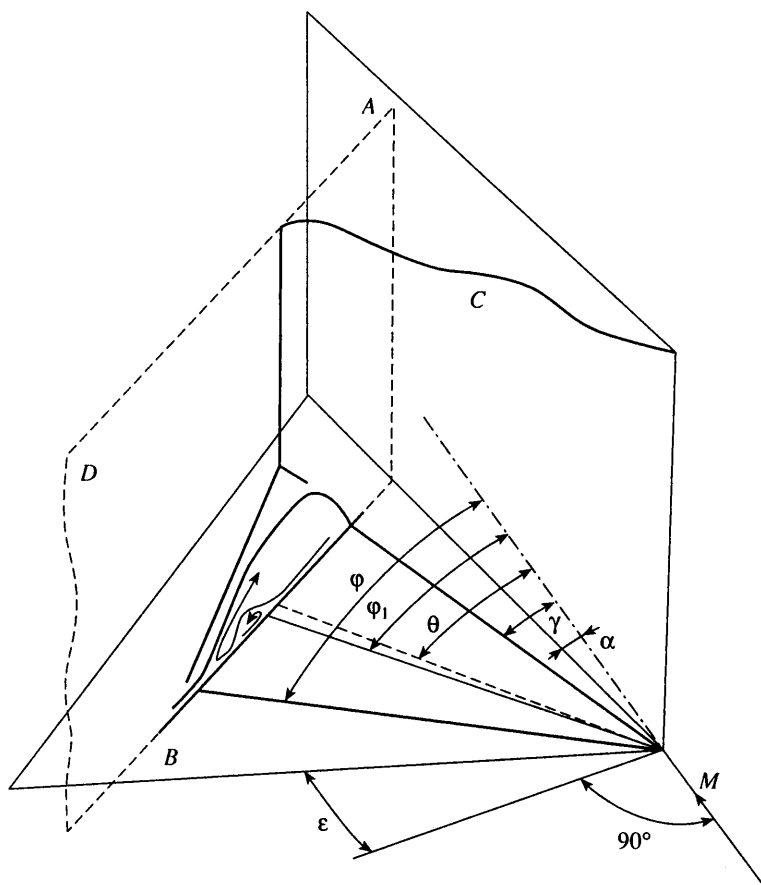
На основе результатов комплексного экспериментального исследования характеристик отрывного течения, реализующегося при переходе от "свободного" к "несвободному" взаимодействию плоских ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением, построена модель, позволяющая рассчитывать параметры возвратного течения в области отрыва. Проведен анализ влияния числа Маха возвратного потока в отрывной области на свойства внутреннего отрыва пограничного слоя. Указаны особенности течения взаимодействия, обусловленные переходом в пограничном слое.

Настоящая работа является продолжением исследований [1–3], посвященных изучению нового стационарного типа взаимодействия ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением, при котором возникающая линия отрыва распространилась бы вверх по потоку за пределы острой передней кромки, если бы последняя отсутствовала, – "несвободного" взаимодействия.

В [3] с использованием различных методов в широком диапазоне изменения определяющих параметров проведено экспериментальное исследование "свободного" и "несвободного" взаимодействий косых скачков уплотнения, генерируемых вертикальной гранью A прямого двугранного угла (фиг. 1), с пограничным слоем в окрестности острой передней кромки горизонтальной грани B – пластины со скольжением при числе Маха невозмущенного потока $M = 3.04$ и единичном числе Рейнольдса $Re = 1.6 \times 10^8 \text{ м}^{-1}$.

Для различных значений интенсивности p_s падающей ударной волны установлено, что при увеличении угла стреловидности ϵ передней кромки горизонтальной пластины, установленной по потоку, вплоть до величин, когда осуществляется совпадение передней кромки с линией отрыва пограничного слоя, геометрические характеристики области отрыва ϕ и γ , наклон косого скачка уплотнения над областью отрыва θ_s , и величина "плато" давления p_p практически совпадают с их значениями при "свободном" взаимодействии ударной волны с турбулентным пограничным слоем в конических течениях [4–6]. При "несвободном" взаимодействии продолжает выполняться фундаментальное свойство отрывных течений турбулентного пограничного слоя – совпадение величин давления "плато" p_p и давления за косым скачком уплотнения над областью отрыва, хотя линия отрыва располагается непосредственно у острой передней кромки, где имеет место ламинарный пограничный слой.

Эти свойства возмущенного течения позволили предложить модель определения параметров перехода от "свободного" к "несвободному" взаимодействию и построить аппроксимирующие зависимости для угла наклона θ_s косого скачка уплотнения над областью отрыва при "несвободном" взаимодействии. С помощью этих зависимостей найдены области значений угла наклона косого скачка уплотнения θ_s и давления "плато" p_p для числа Маха $M = 3.04$ [3].



Фиг. 1. Схема течения в прямом двугранном угле: A – вертикальная грань, установленная под углом атаки α и генерирующая косой скачок уплотнения C , составляющий угол θ с невозмущенным потоком; B – горизонтальная грань, установленная по потоку с углом стреловидности передней кромки ϵ ; ϕ и γ – углы, определяющие положение линий отрыва и присоединения пограничного слоя; ϕ_1 – угол, определяющий положение внутреннего отрыва; D – плоскость, перпендикулярная скачку уплотнения C , с характерной схемой течения в возмущенной области

Ниже с использованием аппроксимаций для положения линии отрыва турбулентного пограничного слоя $\phi(p_s)$ относительно направления невозмущенного потока (фиг. 1) при "свободном" взаимодействии ($\phi < \pi/2 - \epsilon$) [6] и для угла $\theta_s(p_s, \epsilon)$ при "несвободном" взаимодействии ($\phi = \pi/2 - \epsilon$) [3] предложена методика расчета параметров возвратного течения в отрывной области. В частности, нахождение числа Маха поперечной скорости конического течения в пристенной области между линией присоединения $\gamma(p_s)$ и линией внутреннего отрыва пограничного слоя (на фиг. 1 обозначена углом ϕ_1). Данные расчетов позволили интерпретировать результаты экспериментальных исследований, полученные методом масляного покрытия. Указаны особенности возмущенного течения, обусловленные явлением перехода в пограничном слое.

1. Некоторые результаты экспериментальных исследований. Подробные сведения о программе выполненных экспериментальных исследований и значительная часть их результатов приведены в [1–3]. Здесь представлены данные, полученные методом масляного покрытия, и обобщенные зависимости для максимального и минимального давления в возмущенной области, которые понадобятся для анализа структуры течения в зоне отрыва.

ε°	$\alpha^\circ = 14$	16.5	19	21.5	24	26.5	27.5	29	Фигура
36	–	–	+	–	+	+	–	+	2, $a-z$
41	–	–	+	+	+	+	+	–	3, $a-d$
46	+	+	–	+	+	–	–	–	4, $a-z$

Эксперименты проводились при угле стреловидности передней кромки пластины B (фиг. 1) $\varepsilon = 36, 41$ и 46° и различных углах атаки пластины A – генератора ударной волны (см. таблицу). Картины предельных линий тока, полученные методом масляной пленки приведены на фиг. 2–4. Представленные результаты исследований в значительной мере относятся к режиму "несвободного" взаимодействия (фиг. 2, θ, z ; фиг. 3, $\theta - \delta$; фиг. 4, θ, z).

На фиг. 5 приведены обобщенные зависимости величины p_{\max} и p_{\min} в возмущенной области на пластине B (фиг. 1) от интенсивности $p_s(\alpha)$ падающей ударной волны C . Здесь p_{\max} отражает давление на линии присоединения, а p_{\min} – минимальное давление в возвратном течении отрывной области. Вертикальными чертами на оси абсцисс указаны $p_s(\alpha)$, при которых положение линии отрыва турбулентного пограничного слоя (фиг. 1) в соответствии с расчетом по формуле [6]:

$$\varphi = h \lg \left(\frac{p_s}{p_k} \right) + \varphi_k, \quad h = 5.1 \exp(-0.89M) + 0.71, \quad \varphi_k = \arcsin \left(\frac{M_{nk}}{M} \right) \quad (1.1)$$

совпадает с передней кромкой пластины с углом $\varepsilon = 46, 41$ и 36° , то есть – согласно модели [3] – реализуется переход от "свободного" к "несвободному" взаимодействию ($\varphi(p_s) = \pi/2 - \varepsilon$).

В (1.1) величины с индексом k отвечают зарождению отрыва турбулентного пограничного слоя ($p_k = 1.6$; $M_{nk} = 1.23$ [6]) и совпадают с соответствующими данными для плоского отрыва (например, [8]). Другой общностью отрыва турбулентного пограничного слоя в плоских и конических течениях при "свободном" взаимодействии [4] является равенство величин давления за косым скачком уплотнения над областью развитого отрыва и "плато" давления p_p . Согласно [9] p_p (отнесено к давлению p_∞ в невозмущенном потоке) может быть вычислено по формуле

$$p_p = 0.287 + 0.713 M \quad (1.2)$$

дающей удовлетворительные данные для $M \in (1.7; 5)$. В конических течениях в (1.2) следует заменить M на число Маха скорости невозмущенного потока, нормальной линии отрыва ($M_{ns} = M \sin \varphi(p_s)$) [4–6].

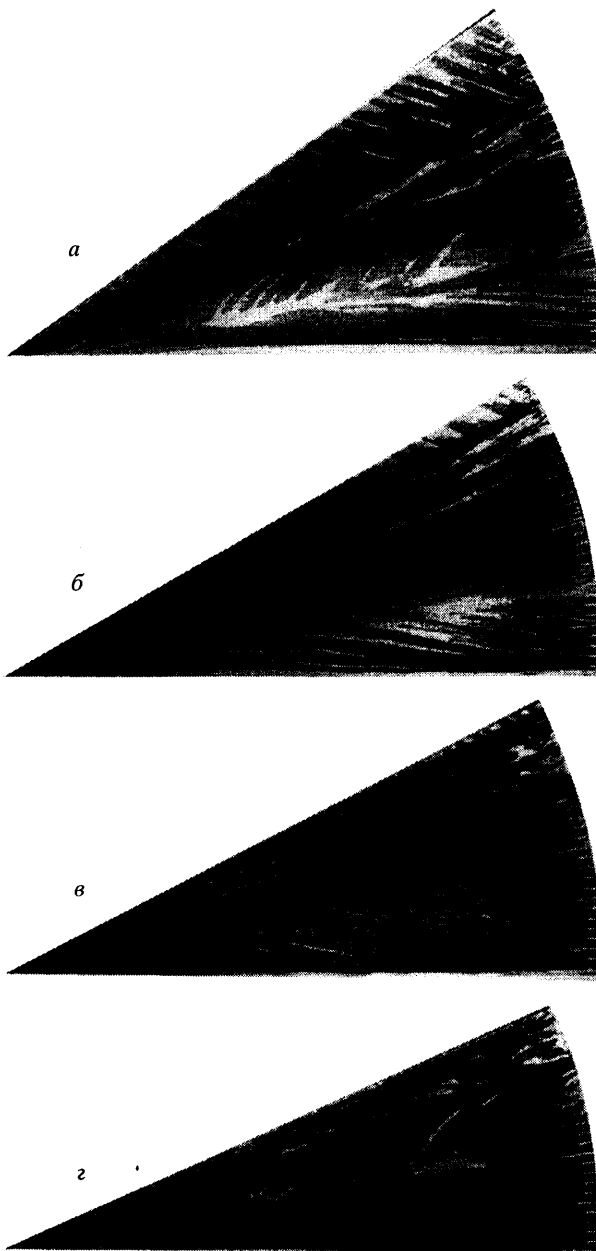
Данные для p_{\max} (точки 1–3, 7) и p_{\min} (точки 1–3, 8) при "свободном" взаимодействии (различные углы скольжения ε) могут быть аппроксимированы едиными кривыми (фиг. 5 сплошные линии 1 и 5). Штриховые кривые 2–4 и 6–8 аппроксимируют данные для p_{\max} и p_{\min} (точки 1–3) при "несвободном" взаимодействии.

При "несвободном" взаимодействии по-прежнему имеет место указанное выше свойство отрывных течений – совпадение величин давления за косым скачком уплотнения над областью развитого отрыва и "плато" давления, но с другими уровнями давления [1–3]. Угол наклона θ_s косого скачка уплотнения над областью отрыва при $M = 3.04$ и $\varepsilon^\circ \in (36, 46)$ (фиг. 1) вычисляется в соответствии с соотношениями

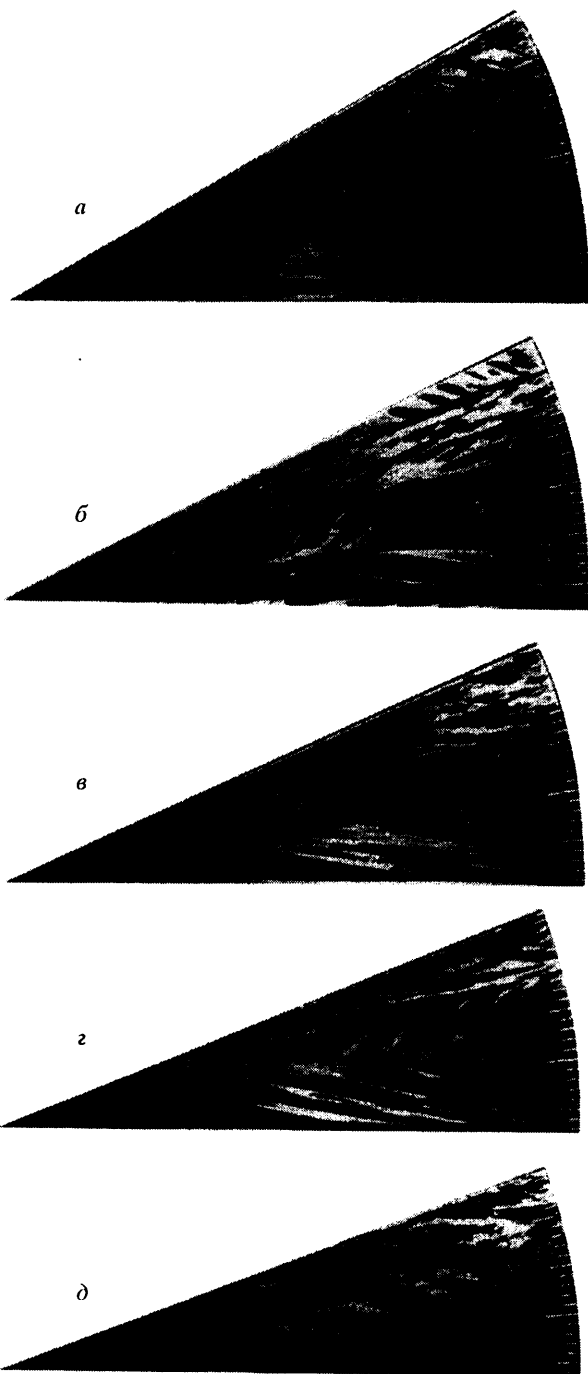
$$\theta_s = K(\varepsilon)[p_s - p_s(\varepsilon)] + \theta_s^0[p_s(\varepsilon)] \quad (1.3)$$

$$p_{sm} \geq p_s \geq p_s(\varepsilon), \quad K(\varepsilon) = -1.03\varepsilon^2 + 1.774\varepsilon - 0.577$$

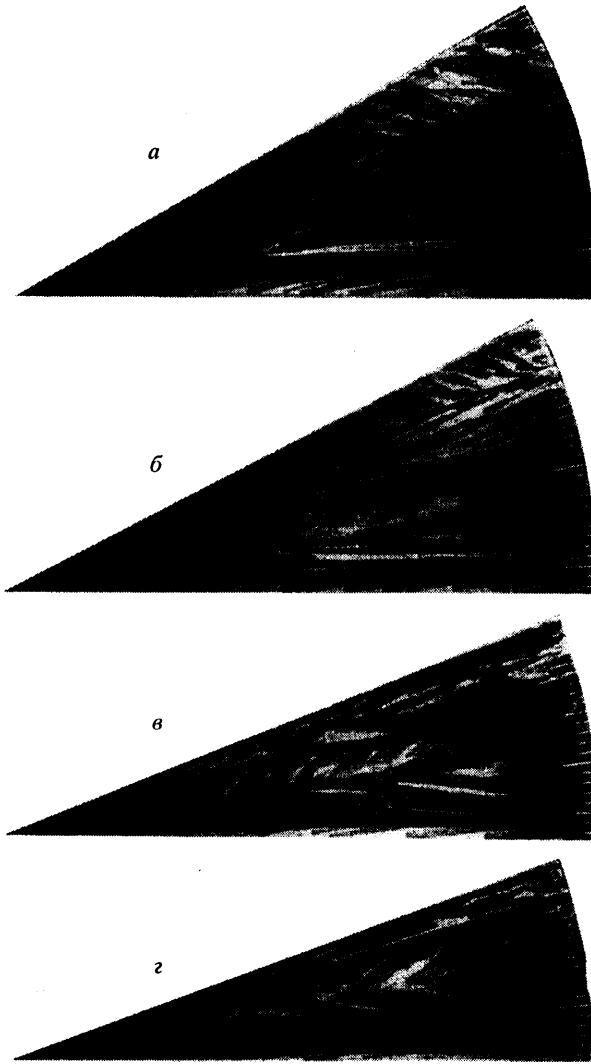
$$\varphi[p_s(\varepsilon)] = \pi/2 - \varepsilon \quad (1.4)$$



Фиг. 2. Картины предельных линий тока на горизонтальной пластине B (метод масляной пленки) при угле стреловидности передней кромки $\epsilon = 36^\circ$ и углах атаки α вертикальной пластины A : $\alpha^\circ = 19, 24, 26.5, 29$ ($a-\text{г}$)



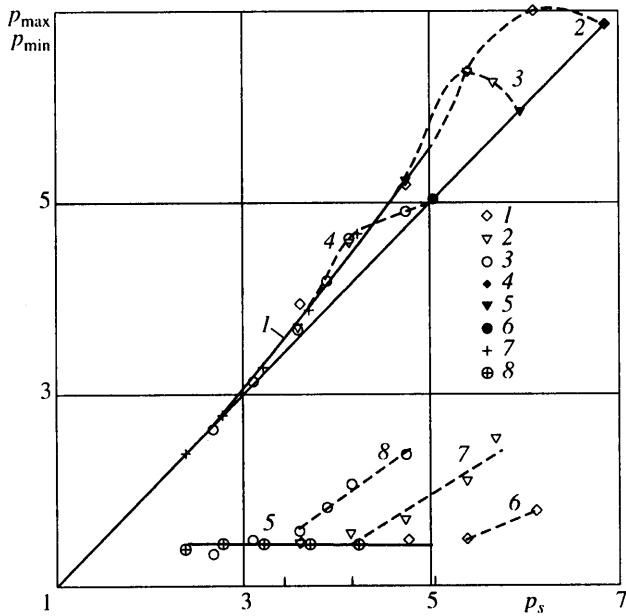
Фиг. 3. Картины предельных линий тока при угле стреловидности передней кромки $\epsilon = 41^\circ$ горизонтальной пластины B и углах атаки α вертикальной пластины A : $\alpha^\circ = 19, 21.5, 24, 26.5, 27.5$ (a-e)



Фиг. 4. Картины предельных линий тока при угле стреловидности передней кромки $\epsilon = 46^\circ$ горизонтальной пластины B и углах атаки α вертикальной пластины A : $\alpha^\circ = 14, 16.5, 21.5, 24$ (а-г)

В (1.3) $p_s(\epsilon)$ – интенсивность падающей ударной волны C (фиг. 1), при которой, согласно уравнению (1.4), линия отрыва совпадает с передней кромкой пластины B , имеющей угол скольжения ϵ . Угол наклона скачка уплотнения над областью отрыва $\theta_s^0[p_s(\epsilon)]$ отвечает этому случаю и вычислен с использованием (1.2) (при замене M на $M \cos \epsilon$) и сформулированного выше свойства "плато" давления. Величина p_{sm} – интенсивность падающей ударной волны C , отвечающая максимально возможному значению угла θ (фиг. 1) при "несвободном" взаимодействии, когда угол стреловидности ϵ фиксирован: $\theta = \pi/2 - \epsilon$.

2. Модель расчета параметров возвратного потока в области отрыва. Экспериментальные данные, представленные на фиг. 2 – 5, а также аппроксимирующие формулы



Фиг. 5. Максимальное и минимальное давление (p_{\max} и p_{\min}) в возмущенной области на горизонтальной пластине B в зависимости от интенсивности p_s падающего скачка уплотнения C (соответственно аппроксимации 1 – 4 и 5 – 8). Точки 1 – 3 данные при $\epsilon^\circ = 36, 41$ и 46 ; 4–6 – интенсивность падающего скачка уплотнения C , положение которого совпадает с передней кромкой пластины B при указанных ϵ ; 7 и 8 – данные для p_{\max} и p_{\min} на режимах "свободного" взаимодействия [4, 5]

для режимов "свободного" (1.1), (1.2) и "несвободного" (1.3), (1.4) взаимодействий совместно с результатами, полученными специальным оптическим методом о структуре ударно-волновой конфигурации в возмущенной области течения [1 – 3], позволяют предложить методику расчета числа Маха M_w , возвратного течения в пристенной части области отрыва. Эта область расположена между линией присоединения и линией внутреннего отрыва пограничного слоя ϕ_1 , которая при "свободном" взаимодействии [4, 5] может иметь место как по всей длине модели, так и быть ограниченной длины.

Предположим, что на поверхности тока, приходящей к линии присоединения после прохождения всех разрывов в поле возмущенного течения (фиг. 1) [1 – 3], параметры изэнтропического торможения близки (или совпадают) соответствующим параметрам на поверхностях тока, прошедших косой и замыкающий скачки уплотнения в окрестности линии ветвления λ – конфигурации ударных волн под контактными разрывом. Подобное допущение сделано в [2], что позволило объяснить и описать наблюдаемые качественные изменения во внутреннем течении отрывной области, обусловленные, в частности, переходом скорости возвратного потока w (на сфере) через скорость звука.

Чтобы рассчитать параметры газа под поверхностью контактного разрыва, исходящей из линии ветвления ударных волн, необходимо знание числа Маха M_{nb} составляющей скорости невозмущенного потока, нормальной линии ветвления. Соотношений (1.1), (1.2) ("свободное" взаимодействие) или (1.3), (1.4) ("несвободное" взаимодействие) недостаточно для вычисления M_{nb} при заданных M и α (фиг. 1). Число Маха M_{nb} должно определяться из решения краевой задачи, так как косой скачок уплотнения над отрывной областью взаимодействует с падающей ударной волной на участке дозвукового конического течения за ней.

Будем считать, что положение линии ветвления мало отличается от положения линии пересечения косога скачка уплотнения с невозмущенной нормально падающей на пластину B ударной волной C (фиг. 1). В этом убеждают результаты экспериментальных исследований возмущенного течения [1–3] с использованием специального оптического метода. Таким образом, в качестве M_{nb} будем принимать число Маха скорости, нормальной линии пересечения падающей ударной волны и косога скачка уплотнения, задаваемого эмпирическими соотношениями (1.1), (1.2) или (1.3), (1.4).

С учетом сказанного может быть принята следующая методика расчета числа Маха M_u . На первом этапе рассчитываются параметры в точке ветвления λ – конфигурации ударных волн с использованием формул (1.1), (1.2) на режимах "свободного" взаимодействия или формул (1.3), (1.4) на режимах "несвободного" взаимодействия для определения M_{nb} и интенсивности косога скачка уплотнения над областью отрыва. В расчет структуры точки ветвления положена трехударная конфигурация, которая в случае отсутствия соответствующего решения дополняется центрированной волной разрежения. При этом параметры замыкающего скачка уплотнения в точке ветвления отвечают звуковой точке на внутренней поляре, построенной для числа Маха составляющей скорости однородного потока за косым скачком уплотнения над областью отрыва, нормальной линии ветвления. Затем в рамках изэнтропического процесса находятся параметры на линии растекания (присоединения) с использованием данных о параметрах газа на линии тока под контактными разрывом и о давлении p_{max} на линии растекания (фиг. 5).

На заключительном этапе изэнтропического разгона потока в пристенной области от p_{max} до p_{min} (фиг. 5) интегрируются уравнения конического течения идеального газа на стенке в интервале изменения полярного угла $\eta \in [0, \eta_m]$, где η_m – угол между линией растекания и лучом полярной системы координат, проходящим через точки перегиба предельных линий тока, измеряемый по картинам масляной визуализации течения (фиг. 2–4)

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} = w, \quad w^2 = \frac{2}{(k-1)M^2} \left[1 + \frac{k-1}{2} M^2 - \frac{p_m}{\rho_m} \left(\frac{p}{p_m} \right)^{(k-1)/k} \right] - u^2 \quad (2.1)$$

$$u(0) = u_r, \quad w(0) = 0$$

В (2.1) u и w – радиальная и азимутальная скорости, отнесенные к скорости невозмущенного потока; u_r – радиальная скорость на линии растекания; M – число Маха невозмущенного потока; p_m и ρ_m – давление и плотность на линии растекания, отнесенные к соответствующим параметрам невозмущенного потока; k – отношение удельных теплоемкостей; p – текущее давление в области возвратного течения, аппроксимированное формулой

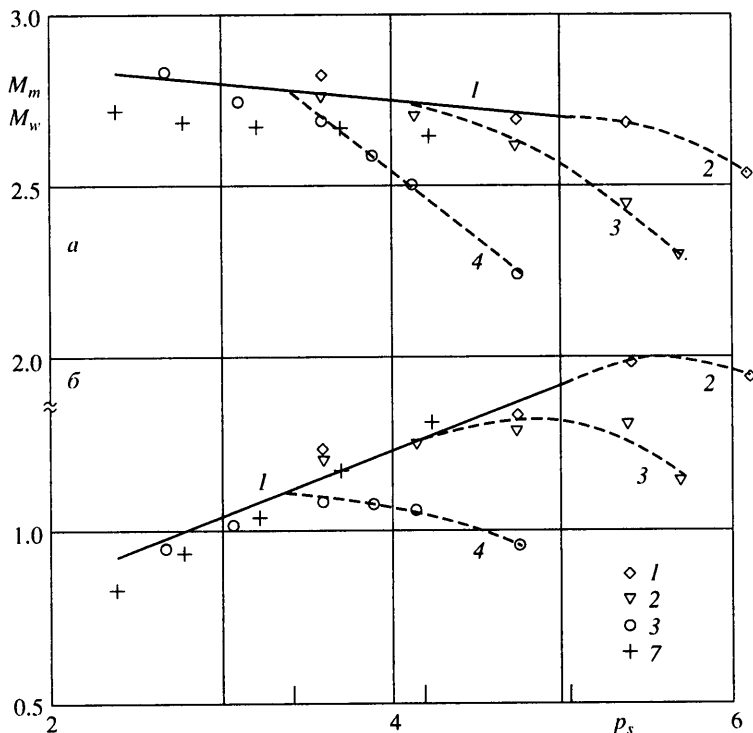
$$p = \frac{1}{2}(p_{max} + p_{min}) + \frac{1}{2}(p_{max} - p_{min}) \cos \left(\pi \frac{\eta}{\eta_m} \right) \quad (2.2)$$

Максимальное число Маха M_m возвратного потока при p_{min} рассчитывается по формуле:

$$M_m = \sqrt{\frac{2}{(k-1)} \left[\left(1 + \frac{k-1}{2} M_b^2 \right) \left(\frac{p_b}{p_{min}} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]} \quad (2.3)$$

В (2.3) p_b и M_b – давление и число Маха полной скорости под контактными разрывом в точке ветвления λ – конфигурации ударных волн.

Проинтегрировав (2.1), (2.2), находим направление полной скорости относительно луча полярной системы координат, на котором реализуется p_{min} , а затем и проекцию M_m на азимутальное направление, то есть M_u .



Фиг. 6. Максимальное число Маха M_m (а) возвратного потока в пристенной части области отрыва и его проекции M_w (б) на азимутальное направление в зависимости от p_s падающего скачка уплотнения C (сплошные линии – режим "свободного взаимодействия", штриховые – режим "несвободного взаимодействия"). Точки 1 – 3 – данные при $\epsilon^\circ = 36, 41$ и 46 ; 7 – данные для режимов "свободного" взаимодействия [4,5]

На фиг. 6 представлены результаты расчетов M_m (а) и M_w (б) в зависимости от интенсивности падающего скачка p_s для всех экспериментальных режимов, обозначенных на фиг. 5 точками 1 – 3. Там же, для полноты представления результатов при различных углах стреловидности в условиях "свободного" взаимодействия, приведены данные расчетов для режимов обтекания при числе Маха невозмущенного потока 2.95 [4, 5], обозначенных на фиг. 5 точкой 7. Вертикальными чертами на оси абсцисс (фиг. 6) показаны рассчитанные в соответствии с формулами (1.1) точки перехода от "свободного" к "несвободному" взаимодействию на пластинах с углом стреловидности передней кромки $\epsilon = 36, 41, 46^\circ$ (по убыванию p_s).

Все точки, относящиеся к режимам "свободного" взаимодействия, близки к кривым 1 (сплошные линии) (фиг. 6), несмотря на то, что данные о p_{\max} и p_{\min} , необходимые для расчетов по формулам (2.1) – (2.3), взяты из различных экспериментов [1 – 6]. Около кривых 2 – 4 (штриховые линии) группируются и расчетные точки в случае "несвободного" взаимодействия (соответственно $\epsilon = 36, 41, 46^\circ$). Следовательно, модель явления перехода от "свободного" к "несвободному" взаимодействию (1.3), (1.4) [3] вполне адекватно описывает реальный процесс взаимодействия.

3. Анализ экспериментальных данных. Согласно расчетам (фиг. 6, б) при $p_s \approx 3$ азимутальная скорость возвратного потока в области отрыва становится сверхзвуковой и затем претерпевает различные изменения в зависимости от того, при каком p_s реализуется переход к "несвободному" взаимодействию. Рассмотрим эти результаты совместно с информацией о возмущенном течении, полученной методом масляного покрытия (фиг. 2–4).

Остановимся на данных для наименьшего из задаваемых в экспериментах [1–3] значения $\varepsilon = 36^\circ$ (фиг. 2; фиг. 6, точки 1), наиболее близкого к рассмотренным в [4–6]. Здесь во всех случаях имеется сверхзвуковое течение в возвратном потоке области отрыва с числом Маха M_w , превышающим критические значения, при которых прямая ударная волна вызывает отрыв как ламинарного, так и турбулентного пограничных слоев [6, 8]. Другими словами, в возвратном коническом течении при возрастании давления от p_{\min} до p_p в условиях сверхзвукового потока должен реализоваться отрыв пограничного слоя, внутренний по отношению к основному – внешнему отрывному течению.

Внутренний отрыв пограничного слоя, действительно, наблюдается по всей длине модели при всех интенсивностях падающей ударной волны (фиг. 2). Согласно картинам предельных линий тока при "свободном" взаимодействии (фиг. 2, а, $\alpha = 19^\circ$; фиг. 6, $p_s \approx 3,6$) переход в пограничном слое во внешнем потоке осуществляется на расстоянии от вершины двугранного угла, составляющем около 15%, а во внутреннем течении отрывной области на расстоянии около 40% длины модели (длина модели 110 мм). Это согласуется с данными [4], полученными для $\varepsilon \leq 30^\circ$, и соответствует числу Рейнольдса перехода $Re \approx 2.5 \cdot 10^6$.

Такие масштабы переходных процессов в различных областях течения обусловлены тем, что в окрестности стреловидной передней кромки, ускоряющей переход, при $\varepsilon = 36^\circ$ ламинарный пограничный слой существует лишь в узкой полосе с шириной, не превышающей 3–4 мм. Согласно экспериментальным данным настоящей работы и исследованиям других авторов [10] ее ширина уменьшается при увеличении угла стреловидности передней кромки. Переход в пограничном слое внутреннего течения области отрыва осуществляется в соответствии с параметрами внутреннего течения и длинами линий тока, измеряемыми от линии присоединения (растекания) [4, 5]. Переходные процессы внутри области отрыва могут быть обусловлены также переносом турбулентности из внешних областей течения в окрестности передней кромки, подтверждение чему некоторые приводимые ниже экспериментальные факты.

Указанием на величину базы перехода в пограничном слое внутреннего течения является также отсутствие в наблюдаемой картине предельных линий тока линии присоединения (растекания) внутреннего отрыва, во всяком случае на второй половине модели вниз по течению. Это, как известно [4], имеет место лишь при отрыве турбулентного пограничного слоя, когда угловой размер области внутреннего отрыва весьма мал по сравнению с угловым размером области отрыва ламинарного пограничного слоя.

Следующая картина предельных линий тока (фиг. 2, б, $\varepsilon = 36^\circ$, $\alpha = 24^\circ$; фиг. 6, $p_s \approx 4.75$) отличается от рассмотренной на фиг. 2, а одним, но существенным обстоятельством. Из-за большего значения p_s , мало отличающегося от $p_s = 5.03$, при котором осуществляется переход к "несвободному" взаимодействию, внешняя линия отрыва приблизительно на 30% длины модели находится в узкой полосе ламинарного пограничного слоя в окрестности передней кромки горизонтальной пластины. На этом участке внешняя линия отрыва практически "прижата" к передней кромке, а ниже по течению продолжает оставаться в области турбулентного пограничного слоя. Из окрестности перехода (изгиб внешней линии отрыва) возмущения попадают во внутреннюю область течения. Однако существенного влияния на течение в ней не оказывают в силу достаточно больших сверхзвуковых значений числа Маха $M_w \approx 1.5$ (фиг. 6, б, точки 1).

Согласно экспериментальным данным при $\alpha = 24^\circ$ (фиг. 2, б), как и при $\alpha = 19^\circ$ (фиг. 2, а), на значительной длине вниз по течению в отрывной области реализуется отрыв турбулентного пограничного слоя, когда угловой размер области внутреннего отрыва весьма мал. По этой причине на соответствующих теневых картинах течения, полученных с использованием специального оптического метода, внутренний отрыв практически не просматривается [3].

При больших значениях угла α (фиг. 2, в, г; $\alpha = 26.5$ и 29°), когда имеет место режим "несвободного" взаимодействия (фиг. 6), внешняя линия отрыва уже по всей

длине модели находится в узкой полосе ламинарного пограничного слоя в окрестности передней кромки, во всяком случае, при $\alpha = 29^\circ$. По этой причине течение во внутренней области ламинаризуется, и наблюдается внутренний отрыв ламинарного пограничного слоя, имеющий значительные угловые размеры (до 3°), что приводит к возможности наблюдения внутреннего отрыва и на теневых снимках течения [3].

При возрастании интенсивности падающей ударной волны похожие стадии развития возмущенного течения осуществляются и для $\varepsilon = 41^\circ$ (фиг. 3). Отличия в последовательных картинах предельных линий тока от наблюдавшихся на фиг. 2 обусловлены другими значениями числа Маха возвратного течения в области отрыва: $M_w < 1.3$ (фиг. 6, б, точки 2). При угле атаки $\alpha = 21.5^\circ$ (фиг. 3, б; $p_s \approx 4.15$), когда почти реализуется переход к "несвободному" взаимодействию (фиг. 6, точки 2), влияние перехода в пограничном слое в окрестности передней кромки приводит к "разрушению" внутреннего отрыва турбулентного пограничного слоя. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке устойчиво реализуется при числах Маха, превышающих $M_{nk} = 1.23$ [6]. Здесь же, в соответствии с расчетами (фиг. 6, б), M_w лишь незначительно больше указанной величины.

Аналогичный процесс имеет место в течении в области отрыва и при $\alpha = 24^\circ$ (фиг. 3, в). Когда же внешняя линия отрыва целиком располагается в полосе ламинарного пограничного слоя в окрестности передней кромки (фиг. 3 г, д; $\alpha = 26.5$ – 27.5°), внутренний отрыв "стабилизируется". При $\alpha = 27.5^\circ$ ($p_s \approx 5.7$) отрыв турбулентного пограничного слоя прекращается, поскольку $M_w \approx 1.15$ (фиг. 6, б, точки 2), что меньше указанного выше $M_{nk} = 1.23$. Это выражается в размывании линии внутреннего отрыва вниз по течению у задней кромки пластины (фиг. 3, д). При значениях параметров, отвечающих "несвободному" взаимодействию, когда на значительной части модели реализуется внутренний отрыв ламинарного пограничного слоя, что подтверждается его угловыми размерами, отрыв отчетливо наблюдается и на теневых фотографиях течения [3].

При $\varepsilon = 46^\circ$ (фиг. 4) характер течения в возмущенной области является следствием еще большего падения числа Маха возвратного потока в отрывной области (фиг. 6, б, точки 3). При относительно малом угле атаки $\alpha = 14^\circ$ ($p_s \approx 2.7$), когда реализуется дозвуковое поперечное течение $M_w < 1$ (фиг. 6, б, точки 3), внутренний отрыв наблюдается по всей длине модели (фиг. 4, а), то есть отрываются и ламинарный, и турбулентный пограничные слои. При $\alpha = 16.5^\circ$ ($p_s \approx 3.1$), когда $M_w \approx 1$, отрыв турбулентного пограничного слоя исчезает (фиг. 4, б). В области "несвободного" взаимодействия $\alpha = 21.5$ и 24° ($p_s \approx 4.15$ и 4.75) (фиг. 4, в, г) внутренний отрыв турбулентного пограничного слоя не реализуется (фиг. 6, б; $M_w < 1.1$), отрывается лишь ламинарный пограничный слой в возвратном течении. Наблюдается влияние перехода в окрестности передней кромки на внутреннее течение. Когда внешняя линия отрыва целиком оказывается в полосе ламинарного пограничного слоя, течение внутри зоны отрыва ламинаризуется, и имеет место внутренний отрыв ламинарного пограничного слоя по всей длине модели (фиг. 4, г) при дозвуковой скорости возвратного потока: $M_w \approx 0.96$ (фиг. 6, б).

В целом представленные экспериментальные данные подтверждают вывод о том [2], что, как на режимах течения с близким расположением линии отрыва пограничного слоя к передней кромке ("свободное" взаимодействие), так и на режимах, соответствующих "несвободному" взаимодействию, возмущенное течение носит стационарный характер и за исключением эффектов, обусловленных явлением перехода в пограничном слое, является коническим. Таким образом, следует ожидать, что разрушение конического течения около пространственных тел с присоединенными ударными волнами на острых передних кромках, наблюдающееся при "выходе" линии отрыва на переднюю кромку [11, 12], есть следствие реализации "несвободного" взаимодействия в условиях ударного слоя.

Заключение. Представлены экспериментальные данные о картине предельных линий тока, реализующейся при "свободном" и "несвободном" взаимодействиях нор-

мальной ударной волны, генерируемой одной из граней прямого двугранного угла, с пограничным слоем в окрестности передней кромки второй грани в широком диапазоне изменения ее угла стреловидности и интенсивности ударной волны.

Предложена модель расчета параметров в возвратном невязком потоке отрывной области, базирующаяся на эмпирических соотношениях для положения линии отрыва в конических течениях и угла наклона косога скачка уплотнения над областью отрыва, позволяющих рассчитывать характеристики λ – конфигурации ударных волн. Определены области изменения параметров с режимами дозвукового и сверхзвукового конического течения в области отрыва.

Данные расчетов числа Маха возвратного потока позволили интерпретировать наблюдаемые структуры возмущенного течения в отрывной области и их изменения. В частности установлено, что при "несвободном" взаимодействии течение в области отрыва ламинаризуется, что приводит к увеличению углового размера внутреннего отрыва пограничного слоя. Анализ экспериментальных данных дает основание утверждать, что возмущенное течение при "свободном" и "несвободном" взаимодействиях является коническим. Исключения составляют лишь области течения, в которых существенно влияние переходных процессов в пограничном слое. Они проявляются, главным образом, в возвратном потоке отрывной области.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 00-01-00234) и программы "Университеты России – фундаментальные исследования" (№ 015.04.02.009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О "несвободном" взаимодействии косога скачка уплотнения с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Докл. РАН. 1999. Т. 368. № 1. С. 50–54.
2. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Явление "несвободного" взаимодействия плоских ударных волн с пограничным слоем в окрестности передней кромки пластины со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 3. С. 57–69.
3. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О закономерностях "несвободного" взаимодействия ударных волн с пограничным слоем на пластине со скольжением // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 2. С. 57–68.
4. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.
5. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах // Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979. С. 14–42.
6. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Геометрические характеристики отрыва турбулентного пограничного слоя при взаимодействии с прямым скачком уплотнения в конических течениях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 6. С. 43–51.
7. *Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Применение лазеров в оптических методах экспериментальной аэродинамики. М.: Изд-во МГУ, 1984. 5 с.
8. *Абрамович Г.Н.* Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1976. 888 с.
9. *Петров Г.И., Лихущин В.Я., Некрасов И.П., Соркин Л.И.* Влияние вязкости на сверхзвуковой поток со скачками уплотнения. Тр. ЦИАМ. 1952. № 224. 28 с.
10. *Калинина С.В., Корнилов В.И.* Влияние угла стреловидности и единичного числа Рейнольдса на переход пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях // ПМТФ. 1973. № 1. С. 159–162.
11. *Зубин М.А., Лапыгин В.И., Остапенко Н.А.* Теоретическое и экспериментальное исследование структуры сверхзвукового обтекания тел звездообразной формы и их аэродинамических характеристик // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 3. С. 34–40.
12. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* О некоторых режимах сверхзвукового обтекания наветренной стороны V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 2. С. 137–150.

Москва
Институт механики МГУ
E-mail: ostap@imec.msu.ru
zubin@imec.msu.ru

Поступила в редакцию
16.X.2001