

ко формально, в основном справляются с функцией описания взаимодействия ударной волны с проницаемой преградой в гомогенном приближении.

Поступила 10 III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Дулов В. Г. Распад произвольного разрыва параметров газа на скачке площади сечения. — Вестник ЛГУ, 1958, № 19, вып. 4.
2. Ильин Ю. П. Взаимодействие ударных волн с податливыми и проницаемыми телами. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Ленинград: изд. ЛПИ, 1979.
3. Жигалко Е. Ф. Простейшие решения задач о взаимодействии ударных волн с проницаемыми стенками. — Учен. зап. ЛГУ. Газодинамика и теплообмен. 1975, № 4.
4. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel with applications to cylindrical and spherical shock waves. — J. Fluid Mech., 1957, N 2.
5. Mortin R. A., Gentry R. E., Daly B. J. An eulerian differencing method for unsteady compressible flow problems. — J. Comp. Phys., 1966, N 1.
6. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Расчет методом «крупных частиц» трансзвуковых «закритических» режимов обтекания. — ЖВММФ, 1973, т. 13, № 1.

УДК 532.526.5

РЕЖИМЫ И СВОЙСТВА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ИНИЦИИРОВАННЫХ КОСЫМИ СКАЧКАМИ УПЛОТНЕНИЯ

А. А. Желтоводов

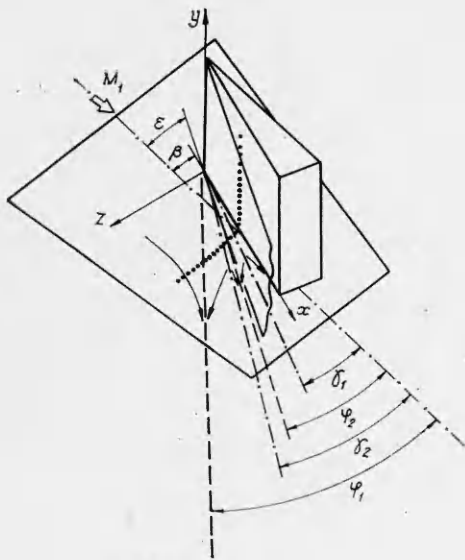
(Новосибирск)

Изучение особенностей трехмерного взаимодействия косого скачка уплотнения с пограничным слоем на нормальной к плоскости скачка и параллельной вектору скорости набегающего потока плоской поверхности представляется весьма важным для понимания закономерностей возникновения и развития пространственных отрывных течений.

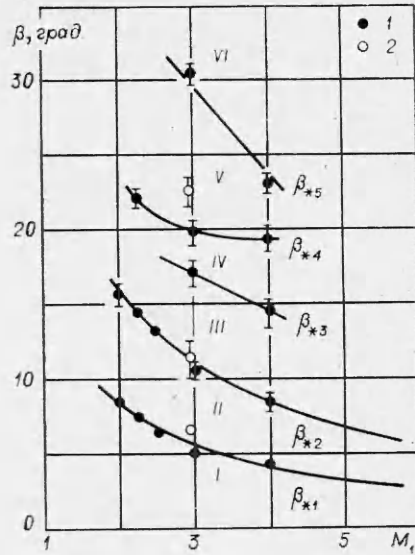
В опубликованных работах содержится достаточно обширная информация о различных свойствах рассматриваемых течений. Так, в [1] проведен анализ известных данных по трехмерному взаимодействию косого скачка с ламинарными и турбулентными пограничными слоями. Результаты этой работы наряду с [2] дают представление о структуре течения на различных стадиях взаимодействия от зарождения отрыва до возникновения протяженных отрывных зон, включающих вторичный отрыв в возвратном течении. Получены корреляционные соотношения для определения условий возникновения отрывного течения [3] и формирования вторичного отрыва [4], а также для расчета характерных давлений и тепловых потоков в отрывных зонах [5]. Проведены измерения полей различных параметров в области взаимодействия [6].

Следует особо отметить систематические исследования динамики развития отрывного течения и его структуры [7, 8], которые коренным образом расширяют существовавшие представления о его свойствах и уточняют ранее предложенные феноменологические схемы. В последних двух работах обнаружена возможность возникновения и развития ограниченной по протяженности вторичной зоны отрыва. Показано, что вторичный отрыв в этих условиях отсутствует в области турбулентного пограничного слоя в возвратном потоке, а увеличение его протяженности в области ламинарного течения с ростом интенсивности скачка связано с затягиванием перехода вследствие усиливающегося растекания потока, которое способствует уменьшению протяженности линий тока возвратного течения. Проведенный в этих работах анализ позволил также показать, что обнаруженное в [9] исчезновение и повторное возникновение вторичного отрыва при достаточно больших интенсивностях скачков связано с превращением конически дозвукового течения в отрывной зоне в сверхзвуковое. При этом сделан важный вывод о том, что повторное возникновение вторичного отрыва должно определяться состоянием пограничного слоя в возвратном потоке и интенсивностью возникающего в нем внутреннего скачка уплотнения.

С целью дальнейшего уточнения особенностей взаимодействия косых скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем, развивающимся на плоской поверхности (фиг. 1), проведены экспериментальные исследо-



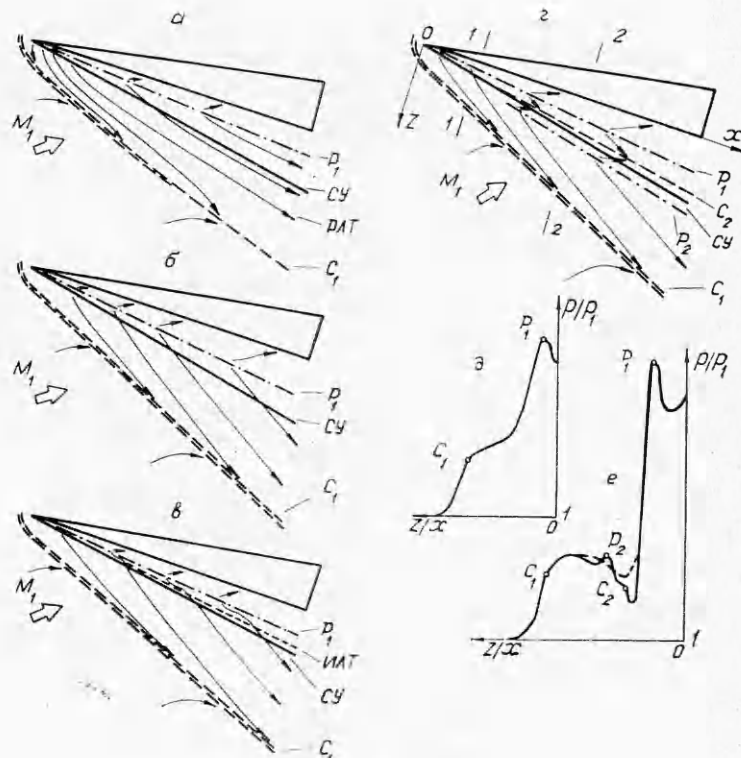
Фиг. 1



Фиг. 2

вания при числах Маха $M_1 = 2; 2,25; 2,5; 3; 4$, единичных числах Рейнольдса $Re_1 = (30-36) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и углах отклонения генератора скачка $\beta = 0 - 31^\circ$. Поворот клина осуществлялся в результате вращения выполненной в виде круга подвижной части пластины, на которой он устанавливался. Минимально возможный угол поворота, гарантированный точностью измерения, составлял $0,1^\circ$ во всем диапазоне изменения β . Боковая грань клина и подвижная часть пластины были дренированы в нормальном к ним контрольном сечении, расположенном на расстоянии 122,5 мм от передней кромки клина. Расстояние от передней кромки пластины до контрольного сечения при $\beta = 0$ составляло 430 мм. Высота клина 220 мм, длина основания 242 мм. Для турбулизации пограничного слоя на пластине использовался проволочный турбулизатор $\varnothing 0,5$ мм, установленный на расстоянии 3 мм от ее передней кромки. В экспериментах наряду с измерением распределения давления в контрольном сечении исследовались картины предельных линий тока на поверхности модели, которые были получены с помощью метода масло-сажевой визуализации. При этом фиксировались углы отклонения φ_1 и φ_2 относительно направления невозмущенного потока соответственно основных линий стекания (отрыва) и растекания (присоединения) (см. фиг. 1), а также аналогичные углы γ_2 и γ_2 вторичных линий стекания и растекания при соответствующих углах ϵ скачка уплотнения.

В отличие от основной массы подобных исследований, охватывающих более узкий диапазон изменения интенсивности скачка, обнаружено, что для рассматриваемого случая характерными являются не три, а шесть основных режимов взаимодействия (фиг. 2). Дополнительно к известным трем (I — взаимодействие без отрыва пограничного слоя, II — взаимодействие с отрывом, III — течение с вторичным отрывом) определены границы ранее отмеченной в [9] области, характеризующейся явлением реверса вторичного отрыва, которое заключается в ослаблении (область IV), исчезновении (область V) и повторном возникновении (область VI) вторичного отрыва. Наряду с полученными результатами (точки 1) для сравнения приводятся экспериментальные данные (точки 2) из работы [7], где достигнуты условия, соответствующие области V и подтвержден факт исчезновения вторичного отрыва. Границы обнаруженных областей характеризуются соответствующими критическими значениями угла β_* . При этом величины β_{*1} и β_{*2} (в радианах) определяются предложенными соответственно в [3, 4] соотношениями: $M_1\beta_{*1} = 0,3$ и $M_1\beta_{*2} = 0,6$.



Ф и г. 3

Переходя к анализу полученных с помощью метода масло-сажевой визуализации предельных линий тока, соответствующих обнаруженным новым режимам взаимодействия (фиг. 3), следует отметить, что схемы, характерные для ранее известных режимов (области I, II, III, фиг. 2), рассматривались в [1, 2, 4, 6, 9]. При этом лишь в [7, 8] анализировались также особенности некоторых обсуждаемых новых режимов на примере обтекания двугранного угла при $M_1 = 2,95$ и достаточно высоком числе Рейнольдса ($Re_1 = 16 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$). В проведенных исследованиях в отличие от упомянутых работ наблюдался различный характер развития вторичного отрыва при $\beta_{*2} \leq \beta \leq \beta_{*3}$ с изменением числа Маха. Соответствующая этому режиму схема (см. фиг. 1) качественно аналогична приведенной на фиг. 3, з и характеризуется лишь несколько более значительным углом φ_2 вторичной линии стекания (отрыва) C_2 относительно направления невозмущенного потока по сравнению с углом ϵ скачка уплотнения (СУ). При $M_1 = 3$ и 4 вторичные линии стекания C_2 и растекания P_2 (фиг. 3, з) формировались по достижении $\beta = \beta_{*2}$ практически сразу по всей длине области взаимодействия. В то же время в случае $M_1 = 2$ наблюдалось постепенное увеличение протяженности этих линий с ростом β , как и в ранее упомянутых исследованиях, выполненных при более высоких числах Рейнольдса. В соответствии с представлениями, изложенными в этих работах, обнаруженное воздействие числа Маха на характер развития вторичного отрыва вполне объяснимо влиянием различного состояния пограничного слоя в отрывной зоне в области возвратного течения между P_1 и C_1 , которое при фиксированном единичном числе Рейнольдса определяется протяженностью предельных линий тока, т. е. местным числом Рейнольдса. Можно полагать, что вследствие достаточно низкого единичного числа Рейнольдса, имевшего место в проводимых экспериментах, при $M_1 = 3$ и 4 в области формирования вторичного отрыва пограничный слой всюду был ламинарным. Уменьшение числа Маха до $M_1 = 2$ повлекло за собой увеличение угла скачка ϵ и протяженности отрывной зоны (углов

отклонения φ_1 и φ_2 соответственно линий стекания C_1 и C_2). Вследствие этого в области достаточно высоких местных чисел Рейнольдса пограничный слой перешел в турбулентное состояние и реализующийся в направлении возвратного течения положительный градиент давления между линиями C_2 и P_2 оказался недостаточным, чтобы вызвать вторичный отрыв. Отсутствие линий C_2 и P_2 в окрестности передней кромки генератора скачка (см. фиг. 3, *з*), очевидно, связано с тем, что, согласно [10], в области между P_1 и C_1 не возникает положительного градиента давления в направлении возвратного потока, что свидетельствует о существенно трехмерном характере течения в ней. Соответствующее распределение давления в характерном сечении $I-I$ (см. фиг. 3, *з*) приведено на фиг. 3, *д*. В то же время с удалением от кромки генератора отрывное течение становится квазиконическим.

Как показали проведенные исследования, увеличение угла β в диапазоне $\beta_{*2} \leq \beta < \beta_{*3}$ (см. фиг. 2) сопровождается дальнейшим усилением признаков вторичного отрыва. Однако при $\beta_{*3} \leq \beta < \beta_{*4}$ наблюдается некоторое ослабление вторичных линий стекания и растекания. В связи со сложностью фиксации начала этого режима граница, соответствующая $\beta = \beta_{*3}$ (см. фиг. 2), определена с точностью не более $\pm 1^\circ$. При некоторых $\beta > \beta_{*3}$ (см. фиг. 3, *а*) эти вторичные линии становятся практически неразличимыми, однако еще можно выделить предельную разделяющую линию тока (РЛТ), выше которой течение отклоняется по направлению к C_1 , а ниже — не достигает C_1 . Наряду с этим, начиная с некоторых значений $\beta > \beta_{*3}$, обнаружено раздвоение линии стекания C_1 на конечном участке течения от кромки генератора скачка, протяженность которого увеличивается с дальнейшим ростом β (см. фиг. 3, *а-г*). Аналогичное явление ранее отмечалось в [10]. Поведение предельных линий тока между формируемися двумя линиями стекания установить достаточно сложно вследствие сильного размывания масло-сажевой смеси.

При достижении значений $\beta = \beta_{*4}$ наблюдается полное исчезновение вторичного отрыва (см. фиг. 3, *б*), и дальнейшее увеличение β в диапазоне $\beta_{*4} \leq \beta < \beta_{*5}$ характеризуется его отсутствием. При $\beta = \beta_{*5}$ обнаружено повторное искривление линий тока (ИЛТ) в области возвратного течения (см. фиг. 3, *в*), свидетельствующее о зарождении вторичного отрыва. Значения $\beta > \beta_{*5}$ соответствуют течению с явно выраженными признаками вторичного отрыва (см. фиг. 3, *г*). Подробное измерение распределения давления на поверхности в сечении $2-2$ позволило обнаружить дополнительные его особенности в окрестности вторичной отрывной зоны при этом режиме (см. фиг. 3, *е*, сплошная линия) по сравнению с типичным для меньших значений угла β (штриховая линия). Примечательным является максимум в окрестности линии P_2 и формирующаяся область плато давления между линиями C_2 и P_2 . Аналогичный характер распределения давления в области вторичного отрыва отмечался в [11] при обтекании выдуваемой в сверхзвуковой поток встречной пристенной струи. Учитывая результаты этой работы, по-видимому, можно предположить, что при $\beta > \beta_{*5}$ возникающий в сверхзвуковом возвратном потоке внутренний скачок превращается в λ -конфигурацию скачков, как и над основной отрывной зоной. Как показали проведенные измерения, максимум давления на линии P_2 при $\beta > \beta_{*5}$ практически равен давлению в области плато p_{Π} основной отрывной зоны, либо может даже несколько превышать это значение при достаточно больших β .

Весьма важно, что, согласно проведенным исследованиям, повторное возникновение вторичного отрыва одновременно по всей длине области взаимодействия для различных чисел M_1 зафиксировано примерно при одном и том же критическом отношении давления на линии P_2 (см. фиг. 3, *е*) к минимальному давлению между линиями P_1 и C_2 ($\xi_{*5} \approx 1,5$). Соответствующая этому значению граница обозначена сплошной линией при $\beta = \beta_{*5}$ (см. фиг. 2). Таким образом, величина ξ_{*5} , характеризующая интенсивность возникающего в возвратном течении местного скачка, совпа-

дает с критической интенсивностью $\xi_{*1} = 1,5$ косоугольного скачка, инициирующего отрывное течение при $\beta = \beta_{*1}$. и, согласно [3], соответствует условиям трехмерного отрыва пограничного слоя, находящегося в турбулентном состоянии. Это дает основание для предположения, что причиной исчезновения вторичного отрыва в области V (см. фиг. 2) наряду с ранее отмеченным необходимым условием: конически сверхзвуковым характером возвратного течения, по-видимому, может быть обусловленное различными факторами ускорение перехода пограничного слоя в отрывной зоне в турбулентное состояние с ростом β при $\beta \geq \beta_{*4}$. Одним из таких факторов, например, является возрастающий положительный градиент давления в возвратном потоке, действие которого в условиях дозвукового и сверхзвукового течения, вероятно, различно. Отсутствие систематических данных о критической интенсивности скачка уплотнения, соответствующей условию отрыва в рассматриваемой ситуации ламинарного пограничного слоя, к сожалению, не позволяет провести точных оценок возможности существования вторичного отрывного течения при $\beta = \beta_{*1}$ в случае, если бы возвратное течение было ламинарным. Уточнение этого вопроса требует дальнейших исследований.

Согласно полученным данным (см. фиг. 2), увеличение числа M_1 сопровождается уменьшением протяженности области исчезновения вторичного отрыва V , а при $M_1 > 4,5 - 5$ эта область должна отсутствовать. Действительно, приведенные в [1] результаты подтверждают существование вторичного отрыва при числе $M_1 = 6$ вплоть до значения $\beta = 20^\circ$, и исчезновение его при этом не отмечается. По-видимому, это может быть связано как с уменьшением местных чисел Рейнольдса в области формирования вторичного отрыва и соответственно затягиванием ламинарного участка возвратного течения, так и с более значительными неблагоприятными градиентами давления, которые при прочих равных условиях возникают в возвратном потоке с увеличением числа M_1 .

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили уточнить границы существования ранее известных и выявленных новых режимов трехмерного взаимодействия косоугольного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем. Наряду с этим остаются неясными причины наблюдавшегося ослабления вторичного отрыва в области IV при $\beta > \beta_{*3}$ (см. фиг. 2). Необходимо отметить, что в аналогичных исследованиях [7, 8], выполненных при $M_1 = 2,95$ и достаточно высоких числах Рейнольдса, существование такой области не зафиксировано. Можно выдвигать лишь гипотезы относительно вероятных причин наблюдавшегося различного развития течения в отрывной зоне. Например, известным является существенное влияние единичного числа Рейнольдса на развитие перехода пограничного слоя из ламинарного состояния в турбулентное на пластине при изменении скорости потока [12—14]. Возможно, что аналогичное влияние на переход в отрывной зоне в процессе увеличения скорости возвратного потока с ростом интенсивности скачка определяет различный характер формирования вторичного отрыва при существенно отличающихся числах Рейнольдса. Можно также предположить, что определенное влияние на этот процесс оказывает и конфигурация модели. Так, в случае течения в двугранном угле скачок уплотнения взаимодействует с ламинарным и переходным пограничным слоем в окрестности передней кромки. Возможно, что эффекты этого взаимодействия, распространяясь по потоку, также оказывают влияние на развитие вторичного отрыва. По-видимому, точное объяснение отмеченной выше особенности связано с необходимостью дальнейших систематических исследований.

В связи с известными трудностями теоретического анализа рассматриваемых отрывных течений особую важность приобретают обобщения различных их характеристик с целью получения корреляционных соотношений. Проведенные систематические исследования, а также обобщения обширных известных экспериментальных данных позволяют предложить приближенную методику расчета распределения давления в окрестности

таких отрывных зон для различных ситуаций формирования отрыва: при наличии турбулентного пограничного слоя на поверхности перед генератором скачка и без него, например, при обтекании двугранного угла с пересекающимися передними кромками в случае больших чисел Рейнольдса.

Согласно [4, 9], углы отклонения φ_1 и γ_1 линий стекания C_1 и растекания P_1 относительно направления невозмущенного потока определяются соотношениями: $\varphi_1 - \varphi_{*1} = 1,82(\varepsilon - \varepsilon_{*1})$ и $\gamma_1 - \gamma_{*1} = 1,17(\varepsilon - \varepsilon_{*1})$, где $\varphi_{*1} = \varepsilon_{*1}$, а также γ_{*1} соответствуют $\beta = \beta_{*1}$ и зависят от числа M_1 . Аналогичным образом обобщаются экспериментальные данные

для угла φ_2 вторичной линии стекания C_2 (фиг. 4: 1-3 — соответственно $M_1 = 2,25$; 3,0; 4,0 — данная работа; 4 — 2,5; 5 — 5,9 — [1]; 6 — 2,95 — [7]). При этом в области дозвукового поперечного течения в отрывной зоне справедлива зависимость $\varphi_2 - \varphi_{*2} = 1,72(\varepsilon - \varepsilon_{*2})$ (линия 1), где $\varphi_{*2} = \varepsilon_{*2}$ соответствует $\beta = \beta_{*2}$, а при сверхзвуковом — зависимость $\varphi_2 = \varepsilon$ (линия 2). Учитывая известное соотношение для интенсивности косога скачка $\xi = [2\kappa/(\kappa + 1)](M_1 \sin \varepsilon)^2 - (\kappa - 1)/(\kappa + 1)$, где $\kappa = 1,4$, а также равенство $\xi_{*1} = 1,5$ [3], можно получить $\varepsilon_{*1} = \arcsin(1,195/M_1)$. Аналогичным образом следствием обнаруженного в рассмотренном диапазоне чисел Маха равенства $\xi_{*2} = 2,2$ при $\beta = \beta_{*2}$ является $\varepsilon_{*2} = \arcsin(1,424/M_1)$. Рассмотренные выше соотношения позволяют получить более удобные зависимости, определяющие углы отклонения линий стекания C_1 и растекания P_1 :

$$(1) \quad \varphi_1 = 1,82\varepsilon - 0,82 \arcsin(1,195/M_1);$$

$$(2) \quad \gamma_1 = \begin{cases} 1,17\varepsilon - 0,85 \arcsin(1,195/M_1) & \text{при } \delta \neq 0, \\ 1,17\varepsilon - 0,498 \arcsin(1,195/M_1) & \text{при } \delta = 0. \end{cases}$$

Условие (2) получено с учетом того, что в рассматриваемом диапазоне чисел Маха $\gamma_{*1}/\varepsilon_{*1} = 0,32$ в случае, когда в окрестности передней кромки генератора скачка существует пограничный слой с толщиной $\delta \neq 0$ и $\gamma_{*1}/\varepsilon_{*1} = 0,682$ при $\delta = 0$ [9].

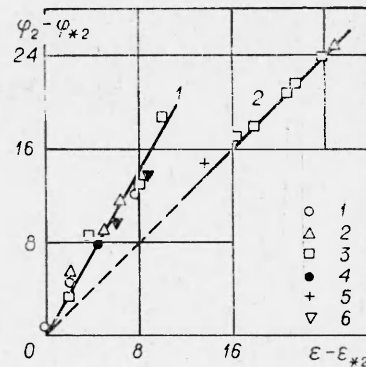
При описании распределения давления в области квазиконического течения в некотором сечении $x = \text{const}$ в случае $\beta < \beta_{*5}$ можно выделить ряд характерных точек по мере увеличения относительной координаты z/x . Качественный характер распределения давления для таких ситуаций приведен на фиг. 3, e (кривая с участком, обозначенным штрихом). Согласно проведенным обобщениям, относительное давление в случае $z/x = 0$

$$(3) \quad p/p_1 \approx \xi.$$

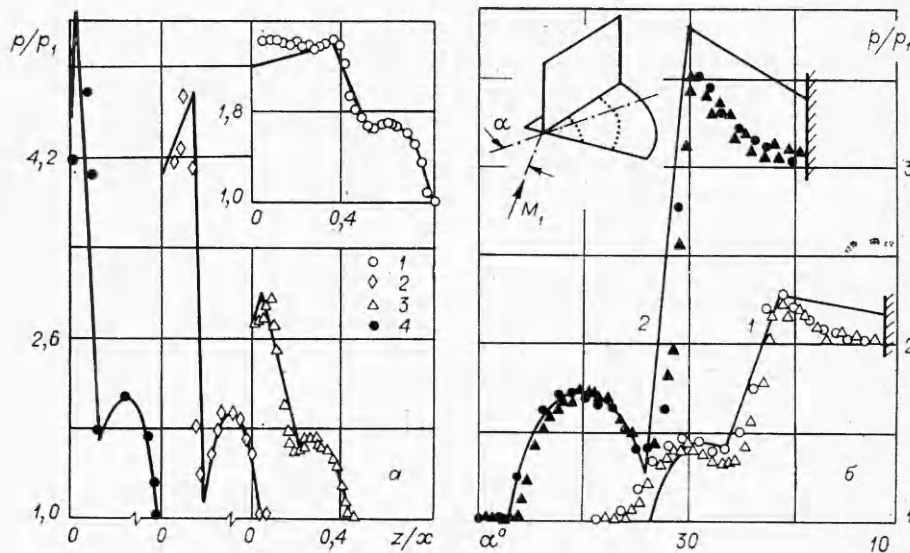
С увеличением z/x до значения $(z/x)_1 = \text{tg}(\gamma_1 - \beta)$, соответствующего линии растекания P_1 , рост давления предполагается линейным до величины

$$(4) \quad p/p_1 = \begin{cases} 1,48(M_1 \sin \varepsilon)^2 - 0,617 & \text{при } \beta \geq \beta_{*1}, \\ \xi & \text{при } \beta < \beta_{*1}. \end{cases}$$

Последующее уменьшение давления при $z/x > (z/x)_1$ до некоторой точки, соответствующей его минимуму, также можно считать линейным. Угол ψ линии указанных минимальных значений определяется соотношением [9] $(\psi - \beta)/(\varepsilon - \beta) = 0,9$, и, следовательно, координата точки на этой линии $(z/x)_2 = \text{tg}[0,9(\varepsilon - \beta)]$. На основе обобщения экспериментальных дан-



Фиг. 4



Ф и г. 5

ных [9] для описания распределения давления в отрывной зоне от точки начала его роста до отмеченной точки минимума получена зависимость (5)

$$p/p_1 = 1 + (p_{II}/p_1 - 1) [1 - |(z_* - 0,64)/0,46|^3],$$

где $z_* = [z/x - (z/x)_1] / [(z/x)_3 - (z/x)_1]$, а $(z/x)_3$ — координата точки на линии стекания C_1 , определяемая соотношением

$$(z/x)_3 = \text{tg}(\varphi_1 - \beta) + (2,85\delta/x) \{1 - [(\beta - \beta_{*1} - 15)/15]^2\}$$

(β в градусах). При этом относительное давление в области плато p_{II}/p_1 вследствие существующей аналогии двумерных и трехмерных отрывных течений [2, 4] может быть достаточно точно вычислено по любому из известных соотношений, справедливых для двумерных отрывных течений, и числу $M_n = M_1 \sin \varepsilon$ либо $M_n = M_1 \sin \varphi_1$ [7, 8].

Проведенные расчеты по предлагаемой методике для различных условий формирования отрывного течения и широкого диапазона изменения β и M_1 иллюстрируют удовлетворительное соответствие результатам экспериментов (фиг. 5, а ($\delta = 0$): 1 — $M_1 = 2,0$, $\beta = 14,4^\circ$, 2 — $M_1 = 4,03$, $\beta = 16,3^\circ$ — работа [15]; ($\delta \neq 0$): 3 — $M_1 = 3,71$, $\beta = 12^\circ$ — [10]; 4 — $M_1 = 5,89$, $\beta = 12^\circ$ [16]; б ($\delta = 0$): 1 — $M_1 = 2,95$, $\beta = 11^\circ$, 2 — $\beta = 18,5^\circ$ [7, 8]).

Автор выражает искреннюю признательность А. М. Харитонову, В. И. Корнилову, В. А. Лебиге, С. А. Гапонову и Н. Ф. Полякову за обсуждение работы и полезные замечания.

Поступила 22 V 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Korkegi R. H. On the structure of three-dimensional shock-induced separated flow regions. — AIAA J., 1976, vol. 14, N 5. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1976, т. 14, № 5.
2. Демьяненко В. С., Игумнов В. А. Пространственное взаимодействие ударной волны с турбулентным пограничным слоем в области интерференции пересекающихся поверхностей. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 8, вып. 2.
3. Korkegi R. H. A simple correlation for incipient turbulent boundary-layer separation due to a skewed shock wave. — AIAA J., 1973, vol. 11, N 11. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 11.
4. Желтоводов А. А. Физические особенности и некоторые свойства двумерных и трехмерных отрывных течений при сверхзвуковых скоростях. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 3.

5. Scuderi L. F. Expressions for predicting 3-D shock wave-turbulent boundary layer interaction pressures and heating rates. AIAA Paper, 1978, N 162. Рус. пер. Экспресс-информация, Авиастроение, 1979, № 21.
6. Oskam B., Vas I. E., Bogdonoff S. M. Mach 3 oblique shock wave-turbulent boundary layer interactions in three dimensions. AIAA Paper, 1976, N 336.
7. Зубин М. А., Остапенко Н. А. Экспериментальное исследование структуры трехмерных сверхзвуковых течений с отрывом пограничного слоя в углах.— В сб.: Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979.
8. 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.
9. Желтоводов А. А. Трехмерное взаимодействие скачка уплотнения, генерируемого клинообразным препятствием, с турбулентным пограничным слоем.— В сб.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976, вып. 6.
10. Neumann R. D., Token K. H. Prediction of surface phenomena induced by three dimensional interactions on planar turbulent boundary layers. XXV th Congress, Amsterdam, 1974, Pap. N. 74—058.
11. Глаголев А. И., Панов Ю. А. Исследование истечения встречных пристеночных струй в сверхзвуковой поток из препятствий на поверхности пластины.— В сб.: Струйные и отрывные течения. М.: Изд-во МГУ, 1979.
12. Поляков Н. Ф. Ламинарный пограничный слой в условиях «естественного» перехода к турбулентному течению.— В сб.: Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1979.
13. Харитонов А. М. Влияние возмущений потока на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный.— В сб.: Аэромеханика. М.: Наука, 1976.
14. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
15. Демьяненко В. С. Экспериментальное исследование пространственных сверхзвуковых течений газа в области интерференции пересекающихся поверхностей. Дис. на соиск. учен. степени канд. техн. наук. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1973.
16. Christophel R. G., Rockwell W. A., Neumann R. D. Tabulated Mach-6 3-D shock wave-turbulent boundary layer interaction heat transfer data. AFFDL-TM-74-212-FXG Supplement, Air Force Flight Dynamics Laboratory, February, 1975.

УДК 539.1 : 531.66

ОБРАЗОВАНИЕ КРАТЕРОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ

В. В. Кузнецов
(Новосибирск)

При исследовании зависимости отношения глубины пробития L к диаметру частицы ударника d от скорости удара v_0 в определенном диапазоне скоростей был экспериментально обнаружен характерный участок немонотонности (см. фигуру) [1]. Этот эффект наблюдался в экспериментах по удару стального шара по преграде из свинца (характерные скорости $v_0 \simeq 0,7$ км/с) и пенопласта (скорость $v_0 \simeq 7-10$ км/с). Аналогичная немонотонность наблюдалась в [2]. Объяснения замеченного эффекта, насколько известно, пока нет.

В [3] показано, что метеорит, внедряясь в Землю с космической скоростью, испаряется, причем полное испарение металла достигается при плотностях тепловой энергии порядка $2U$, где U — энтальпия парообразования. При наличии свободной поверхности заметное испарение может происходить при плотностях энергии порядка $0,5U$ [4]. Скорость волны испарения при этом составляет примерно 100—200 м/с. Оценим характер зависимости L/d от v_0 , считая приближенно, что вся кинетическая энергия ударника идет на испарение ударника и преграды. Тогда из-за испарения должен образоваться кратер в форме полусферы с радиусом, равным глубине пробития L . Объем кратера $V \simeq 2L^3 = W/U\rho_{\text{п}}$ ($\rho_{\text{п}}$ — плотность материала преграды). Так как $W = mv_0^2/2 \simeq d^3\rho_{\text{г}}v_0^2/4$, то