

УДК 533.6.014

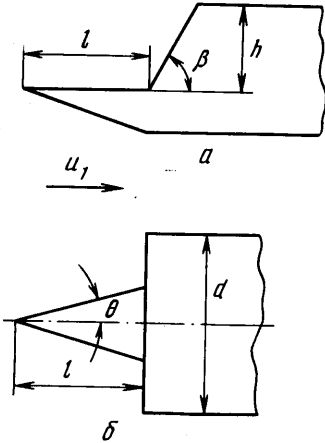
## УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЙ С ПЕРЕДНИМИ СРЫВНЫМИ ЗОНАМИ

В. С. АВДУЕВСКИЙ, В. К. ГРЕЦОВ, К. И. МЕДВЕДЕВ

(Москва)

В работе исследуется явление неустойчивости плоских и осесимметричных зон отрыва, начинающихся от передней кромки полубесконечной пластины с установленной плоской ступенькой и от вершины конуса с установленной осесимметричной ступенькой (со щитком). Под неустойчивостью зоны отрыва понимается периодическое сильное расширение, полное исчезновение и новое образование отрывной зоны.

Пульсации отрывной зоны наблюдались при исследовании продольного обтекания затупленного цилиндра с установленной впереди иглой [1-3]. В этих работах были установлены границы существования нестационарного режима по параметру  $l/d$ , где  $l$  — длина иглы,  $d$  — диаметр цилиндра. Причины возникновения пульсаций не были выяснены. В работе [4] были измерены частоты и амплитуды пульсаций давления при колебаниях передней срывной области на конусе с дисковым щитком. Полуугол при вершине конуса равнялся  $10^\circ$ . В этой работе опыты по исследованию зон отрыва проводились при ламинарном и турбулентном режимах течения в пограничном слое перед ступенькой. Числа  $M$  в невозмущенном потоке изменялись от 2.9 до 6.



Фиг. 1

1. Пульсации плоской зоны отрыва перед ступенькой были обнаружены на пластине с острой передней кромкой. На фиг. 1 приведены обозначения основных геометрических параметров при обтекании пластины со ступенькой (а) и конуса со ступенькой (б):  $h$  — высота ступеньки,  $l$  — расстояние от передней кромки пластины или от вершины конуса до ступеньки,  $b$  — ширина ступеньки на пластине. Угол  $\beta$ , характеризующий наклон ступеньки, отсчитывается от плоскости пластины до передней плоскости ступеньки. Если отношение  $h/b$  мало, то течение в области взаимодействия можно считать плоским. Когда  $h$  соизмеримо с  $b$ , характер течения трехмерный.

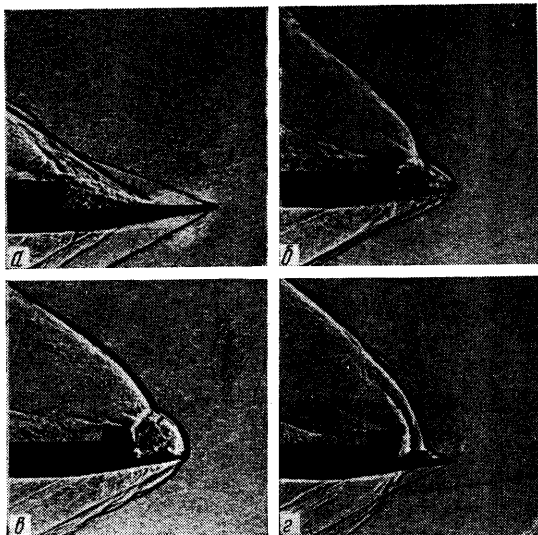
Если ступенька расположена достаточно далеко от передней кромки пластины ( $l \gg h$ ), то точка отрыва не фиксирована и может перемещаться по поверхности тела при изменении положения или высоты препятствия, вызвавшего отрыв пограничного слоя. В этом случае течение носит стационарный характер. На фиг. 2, а приведена теневая фотография отрыва турбулентного пограничного слоя на пластине перед ступенькой при числе  $M = 2.9$ .

С приближением ступеньки к передней кромке пластины, начиная с некоторого расстояния, возникают пульсации скачков уплотнения, формы области отрыва и давления внутри нее. На фиг. 2, б, в, г показаны теневые фотографии различных фаз нестационарного режима течения газа для

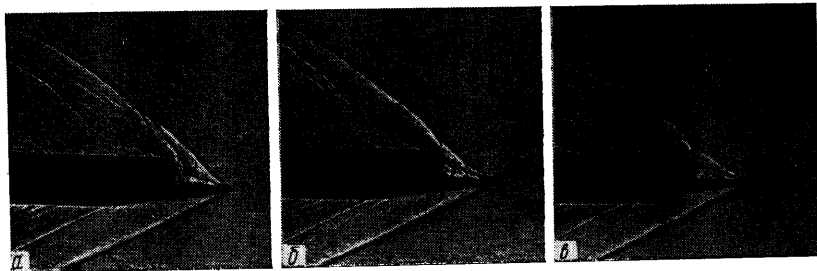
этого случая. Число  $M$  невозмущенного потока 2.9, пограничный слой перед отрывом турбулентный. При дальнейшем приближении ступеньки к передней кромке, когда  $l$  становится меньше величины отхода ударной волны от ступеньки в идеальном газе ( $l < \Delta$ ), появляется общая головная ударная волна и нет взаимодействия пограничного слоя со скачком уплотнения, пульсации прекращаются. Для этой же модели нестационарный режим течения наблюдался и при ламинарном пограничном слое перед точкой отрыва.

Если при неизменной высоте ступеньки  $h$  и расстоянии  $l$  от передней кромки до ступеньки, при котором существуют пульсации, уменьшать поперечный размер ступеньки  $b$ , то можно добиться стационарного режима обтекания. В результате экспериментов установлено, что пульсации исчезают, когда ширина ступеньки  $b$  становится примерно равна ее высоте. С уменьшением отношения  $b/h$  поток вблизи препятствия приобретает трехмерный характер, увеличивается боковое вытекание газа из области отрыва и течение стабилизируется. Теневые фотографии такого течения при числе  $M = 2.9$  приведены на фиг. 3. Кадры  $a, б$  относятся к случаю, когда ширина ступеньки  $b = 2h$ . Нестационарность здесь проявляется в положении скачка уплотнения, выбитой вперед зоны отрыва не существует. При ширине ступеньки  $b = h$  (фиг. 3,  $в$ ) режим течения полностью стационарный, положение скачка уплотнения не меняется от кадра к кадру.

Изменение наклона ступеньки в направлении течения также приводит к прекращению пульсаций. Уже при значении  $\beta = 75^\circ$  нестационарность



Фиг. 2



Фиг. 3

проявляется лишь в виде небольших колебаний положения скачка уплотнения над зоной отрыва, а при  $\beta = 70^\circ$  режим течения стационарный.

2. Результаты исследования осесимметричных отрывных течений показывают, что нестационарные режимы возможны не только при обтекании

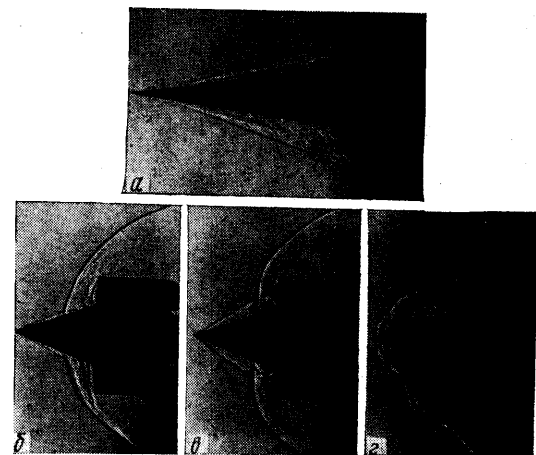
торца с установленной впереди иглой, но и при обтекании конуса со щитком. Причем в последнем случае характер течения зависит не только от параметра  $l/d$ , где  $l$  — длина конуса,  $d$  — диаметр торца или щитка, но и от полуугла при вершине конуса  $\theta$ , а также от режима течения в пограничном слое на конусе до точки отрыва.

При обтекании конуса со щитком разница между углами отрыва турбулентного и ламинарного слоев на конусе при фиксированных значениях  $l/d$  и  $\theta$  может приводить к принципиальному изменению характера обтекания. Течение, имевшее нестационарный характер при отрыве ламинарного пограничного слоя на конусе, становится стационарным при отрыве

турбулентного слоя на конусе, хотя все геометрические параметры в обоих случаях одинаковы. Кроме того, как показали проведенные исследования, при больших значениях  $\theta$  и турбулентном пограничном слое на конусе обтекание происходит без отрыва пограничного слоя. Поэтому описание характера обтекания конуса со щитком удобно провести отдельно для ламинарного и для турбулентного пограничных слоев на конусе.

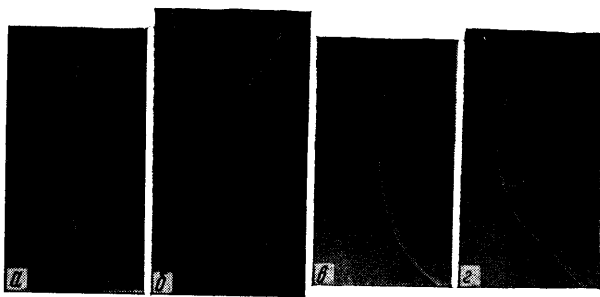
При ламинарном пограничном слое на поверхности конуса практически всегда имеется зона отрыва перед ступенькой. Если при этом

длина конуса достаточно велика так, что граница отрывной зоны, определенная по величине угла отрыва, приходит на кромку ступеньки, то режим обтекания заведомо стационарный. На фиг. 4, а приведена теньевая фотография этого случая при



Фиг. 4

числе  $M = 6$ .



Фиг. 5

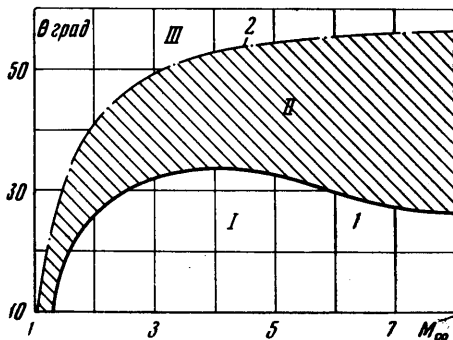
При уменьшении отношения  $l/d$ , начиная с некоторого значения, режим течения становится нестационарным. На фиг. 4, б, в, г приведены теньевые фотографии различных фаз колебаний области отрыва для конуса  $\theta = 20^\circ$  при числе  $M = 6$ .

Как показала скоростная киносъемка, цикл колебаний отрывной зоны при нестационарном режиме делится на четыре характерные фазы. Первая

фаза — безотрывное обтекание модели и появление зоны отрыва (фиг. 4, б, 5, е). Вторая фаза — расширение зоны отрыва, (фиг. 2, г, 4, в). Третья фаза характеризуется существованием выбитой вперед зоны отрыва (фиг. 2, е, 4, г, 5, г). Четвертая фаза — быстрое «схлопывание» выбитой вперед зоны отрыва. Продолжительность этих фаз неодинакова во времени. Основную долю периода колебаний  $T$  занимают вторая и третья фазы. Каждая из них составляет 0.35—0.4 всего периода. Длительность четвертой фазы примерно равна 0.15  $T$ , первой не более 0.1  $T$ . Частота пульсаций, определенная по результатам скоростной киносъемки при числе  $M = 6$  для модели конус со щитком, составляла 800  $гц$ .

При дальнейшем уменьшении длины конуса наступает другой предельный случай: вершина конуса не выходит за головную ударную волну ( $l < \Delta$ ), режим течения безотрывный и снова становится стационарным.

3. При турбулентном пограничном слое на поверхности конуса в результате экспериментов было выяснено, что в зависимости от угла  $\theta$  могут существовать различные режимы обтекания конфигурации конус со щитком: с отрывом пограничного слоя и без отрыва пограничного слоя на конусе. На фиг. 5, а приведена фотография обтекания конуса  $\theta = 30^\circ$  со щитком при числе  $M = 6$ . Хорошо видно, что на конусе пограничный слой не от-



Фиг. 6

вается. В этом важном случае режим течения стационарный.

Наличие безотрывного режима обтекания становится понятным после сравнения реального перепада давления на конусе перед щитком с так называемым критическим перепадом давления  $p_*$ . Для отрыва пограничного слоя необходимо, чтобы интенсивность скачка уплотнения, взаимодействующего с пограничным слоем, была больше критического перепада давления. При исследовании отрыва турбулентного пограничного слоя значения критического перепада определяются по следующей эмпирической формуле, полученной Г. И. Петровым, И. П. Некрасовым и др.:

$$\lg p_* = 0.16M - 0.072 \quad (3.1)$$

Действительный перепад давления на поверхности конуса перед щитком при наличии пересечения прямого и конического скачков уплотнения равен  $p_3/p_2$ . Здесь  $p_3$  примерно равно давлению за прямым скачком уплотнения в невозмущенном потоке,  $p_2$  равно давлению на конусе без щитка. С увеличением угла  $\theta$  при постоянном значении числа  $M$  значения  $p_3/p_2$  уменьшаются, и, начиная с некоторого угла  $\theta = \theta_*$ , отношение  $p_3/p_2$  становится меньше  $p_*$ . Поэтому при  $\theta > \theta_*$  обтекание происходит без отрыва турбулентного пограничного слоя. Аналогичное явление наблюдается при обтекании плоского клина со ступенькой. В случае обтекания пластины со ступенькой перепад давления без учета влияния вязкости равен  $p_3/p_1$ , где  $p_1$  — давление в невозмущенном потоке. Поэтому прямой скачок уплотнения, взаимодействующий с турбулентным слоем на пластине при числе  $M > 1.3$ , всегда вызывает отрыв пограничного слоя.

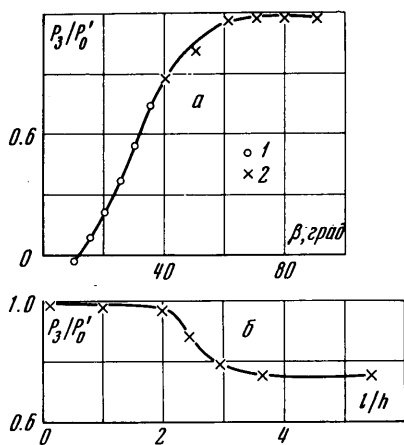
На фиг. 6 приведены результаты расчета значений  $\theta_*$  в зависимости от числа  $M$  невозмущенного потока (кривая 1). Кривая 2 дает значения

предельных углов конуса, начиная с которых обтекание происходит с отошедшей ударной волной. Эти кривые разграничивают области с различными режимами течения при обтекании конуса со щитком. В области I обтекание происходит с отрывом турбулентного пограничного слоя на конусе. При этом в зависимости от отношения  $l/d$  возможны два режима течения: стационарный или нестационарный с пульсациями области отрыва. На фиг. 5, б приведена фотография стационарного обтекания модели с углом  $\theta = 20^\circ$ . Этот случай отличается от приведенного на фиг. 4, б, в, г лишь тем, что пограничный слой на конусе турбулентный. Геометрия модели и число  $M$  те же самые.

Уменьшение отношения  $l/d$  при значениях  $\theta$ , лежащих в области I, приводит к нестационарному режиму течения. Различные фазы колебаний при обтекании модели с углом конуса  $\theta = 18^\circ$  при числе  $M = 6$  показаны на фиг. 5, в, г.

В области II обтекание происходит без отрыва турбулентного пограничного слоя на конусе, режим стационарный (фиг. 5, а). При переходе в область III течение перестраивается, обтекание конуса происходит с отошедшей ударной волной.

Поскольку ламинарный пограничный слой выдерживает без отрыва лишь незначительные перепады давления, то для него область II практически не реализуется. Существуют две области: область I — область с отрывом пограничного слоя (с пульсациями и без пульсаций зоны отрыва) и область III —



Фиг. 7

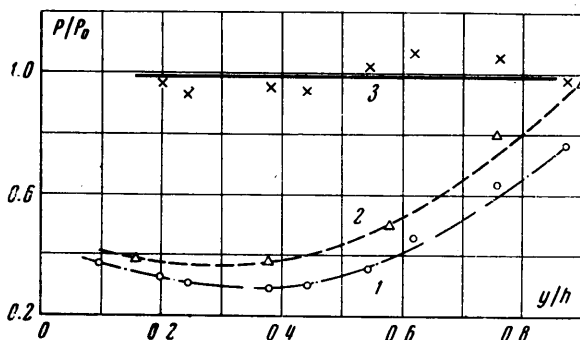
область течений с отошедшей ударной волной.

Проведенные эксперименты показали, что при переходе из одной области в другую изменяется величина и характер распределения давления и тепловых потоков на поверхности конуса и щитка. В области I максимальные значения давления и тепловых потоков на щитке наблюдаются у внешней кромки, а в области II максимум расположен вблизи стыка щитка с поверхностью конуса.

4. Экспериментальное исследование режимов обтекания пластины со ступенькой и конуса со щитком позволили установить критерий устойчивости течения с передней срывной зоной. Таким критерием является величина угла  $\gamma$ , образованного поверхностью пластины с линией, соединяющей переднюю кромку пластины с верхним краем ступеньки. В случае конуса со щитком этот угол образован поверхностью конуса с линией, соединяющей вершину конуса с верхним краем щитка. Если величина  $\gamma$  меньше критического значения  $\gamma_*$ , режим течения стационарный. Если угол  $\gamma > \gamma_*$ , но меньше предельного значения угла жидкого клина (или конуса), при котором образуется отошедшая ударная волна, режим обтекания нестационарный. Указанный критерий годится для плоских и для осесимметричных течений. При трехмерных течениях этот критерий не справедлив.

При числе  $M = 2.9$  для турбулентного пограничного слоя на пластине перед ступенькой в эксперименте получено значение  $\gamma_* = 24^\circ$ . Для наклонной ступеньки с углом  $\beta \leq 70^\circ$  при всех расстояниях  $l$  значение  $\gamma$  меньше  $24^\circ$  и режим течения стационарный. Обработка данных, приведенных в работе [1] для конфигурации «торец с иглой» при числе  $M = 2$ , дает значение  $\gamma_* = 23^\circ$ .

5. Результаты опытов с переходом от плоской области отрыва к трехмерной показали, что пульсации прекращаются, когда становится существенным боковое вытекание газа из области отрыва. Это говорит о том, что пульсации отрывной области носят расходный характер. Они возникают в результате нарушения баланса между количеством газа, забрасываемого в застойную зону от места присоединения потока на ступеньке, и количеством газа, отсасываемого из этой зоны за счет смешения. Количество газа,



Фиг. 8

забрасываемое в застойную зону, пропорционально давлению в месте присоединения оторвавшегося потока  $p_4$ .

Рассмотрим, как меняется это давление, когда точка отрыва фиксирована на передней кромке пластины. На фиг. 7, а приведена кривая, характеризующая изменение давления  $p_4$  в зависимости от угла наклона ступеньки  $\beta$  для числа  $M = 2.9$ . Значения  $p_4$  отнесены к  $p_0'$  — давлению торможения за прямым скачком уплотнения в невозмущенном потоке. Точки кривой до значений  $\beta = 35^\circ$  (отмечены кружками) получены расчетным путем по методике, предложенной в работе [5]. Для углов наклона ступеньки  $\beta \geq 40^\circ$  поворот потока в месте присоединения происходит с отошедшим скачком уплотнения, и разделяющая линия тока приходит на верхний край ступеньки. Значения давления для  $\beta \geq 40^\circ$  получены экспериментально (крестики на фиг. 7, а). При наличии пульсаций измерялось осредненное значение давления  $p_4$ . Эти данные показывают, что при  $\beta = 70-75^\circ$  давление в месте присоединения оторвавшегося потока становится равным  $p_0'$ . С другой стороны, в опытах установлено, что, когда угол  $\beta$  достигает  $75^\circ$ , начинаются пульсации зоны отрыва.

Аналогичные результаты были получены при приближении вертикальной ступеньки ( $\beta = 90^\circ$ ) к передней кромке пластины. На фиг. 7, б приведена зависимость давления вблизи верхнего края вертикальной ступеньки от расстояния до передней кромки  $l/h$ . При  $l/h \leq 2.2$  давление  $p_4$  становится равным  $p_0'$ . С другой стороны, установлено, что пульсационный режим возникает при  $l/h = 2.2$ . При возникновении пульсаций характерно следующее: давление в месте присоединения разделяющей линии тока должно достигнуть значения давления за прямым скачком уплотнения в невозмущенном потоке, т. е.  $p_4 = p_0'$ .

При наступлении пульсационного режима характер распределения осредненного давления на лобовой поверхности ступеньки меняется. На фиг. 8 приведено распределение осредненных значений давления по высоте ступеньки. Расстояние  $y$  отсчитывается от поверхности пластины по нормали к ней. Данные приведены для следующих случаев: а) вертикаль-

ная ступенька при  $l/h = 5.5$  — пульсации отсутствуют (кривая 1); б) наклонная ступенька с углом  $\beta = 70^\circ$  и  $l/h = 2$  — пульсации также отсутствуют (кривая 2); в) вертикальная ступенька при значении  $l/h = 2$ , режим течения пульсационный (кривая 3). При отсутствии пульсаций (кривые 1 и 2) давление на нижней половине ступеньки почти постоянно и примерно равно давлению в изобарической области зоны отрыва. Начиная с середины ступеньки, оно растет и достигает максимума у верхнего края. При наличии пульсаций осредненные значения давления мало меняются по высоте.

Оценки показывают, что максимальные амплитудные значения давления в области присоединения для  $M = 2.9$  при пульсациях могут превышать измеренные значения осредненного давления в 1.3—1.4 раза. Вследствие этого максимальное значение полного давления возвратного течения в отрывной зоне должно превышать  $p_0'$ , что обуславливает значительное расширение застойной зоны вперед, навстречу невозмущенному потоку.

6. Проведем оценку влияния трехмерности на режим обтекания пластины со ступенькой, когда  $1.2 < l/h < 2.2$ . В этом случае при  $b \gg h$  режим обтекания нестационарный. Составим уравнение для расхода газа в области отрыва с учетом бокового вытекания. Будем считать, что заброс газа в зону отрыва от места присоединения происходит со скоростью, примерно равной скорости звука  $u_*$ . Это подтверждается результатами измерения распределения статического давления по высоте ступеньки. Оценки показывают, что при скорости газа на разделяющей линии тока, равной 0.6—0.7 величины  $u_2$  — скорости за косым скачком уплотнения вне зоны смешения, эжектирование газа из области отрыва происходит со скоростью, близкой к скорости звука. Считаем, что на боковой кромке ступеньки достигается скорость звука. В этом случае скорость бокового вытекания газа  $du_3 = 2u_* b^{-1} dz$  ( $dz$  — элемент длины в поперечном направлении). Плотность газа, эжектируемого и вытекающего вбок из зоны отрыва, обозначим  $\rho_2$ . При сделанных предположениях уравнение, характеризующее порядок величины расхода газа в отрывной зоне, имеет вид

$$\rho_2 u_* l dz + \rho_2 \frac{2u_*}{b} hl dz \approx \rho_* u_* h dz \quad (6.1)$$

В левой части первый член соответствует расходу газа, эжектируемого из области отрыва в зоне смешения, второй член характеризует боковое вытекание газа. Правая часть характеризует заброс газа в застойную зону в месте присоединения потока на ступеньке. Поделив на этот член левую часть, получим

$$\frac{\rho_2 l}{\rho_* h} + \frac{2\rho_2 l}{\rho_* b} \approx 1 \quad (6.2)$$

Из этого выражения следует, что, когда  $b \gg h$ , боковое вытекание газа не оказывает влияния на баланс расхода газа в зоне отрыва. При этом, если  $\rho_2 l = \rho_* h$ , режим течения стационарный. Если  $\rho_2 l < \rho_* h$ , течение неустойчиво, возникают пульсации отрывной области. Когда  $b$  примерно равно  $h$ , то расход газа из области отрыва становится заметно больше заброса газа в месте присоединения. Высота области отрыва при этом уменьшается, появляется система скачков уплотнения, характерная для обтекания трехмерного препятствия, установленного на пластине (фиг. 3, в). Режим обтекания в этом случае стационарный.

Аналогичное влияние на режим обтекания оказывает трехмерность течения и в осесимметричном случае. Для модели конуса со щитком пространственный характер течения усиливается с увеличением угла атаки  $\alpha$ . Опыты показывают, что нестационарный режим обтекания, имевший место при  $\alpha=0$ , сохраняется и при обтекании модели под небольшими углами атаки. С возрастанием  $\alpha$ , когда расход газа из зоны отрыва значительно увеличивается, пульсации прекращаются.

Поступило 28 IV 1971

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ma ir W. A. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream. *Philos. Mag.*, 1952, vol. 43, No. 342.
2. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones. *J. Fluid Mech.*, 1962, vol. 12, pt 4.
3. Maull D. J. Hypersonic flow over axially symmetric spiked bodies. *J. Fluid Mech.*, 1960, vol 8, pt 4.
4. Даньков Б. Н., Новиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком конуса с дисковым щитком. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 4.
5. Brower W. B. Leading — edge separation of laminar Boundary layers in supersonic flow. *J. Aero/Space Sci.*, 1961, vol. 28, No. 12.