

ОБТЕКАНИЕ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ КОНУСОВ С УСТУПОМ

В. М. БОРИСЕНКО

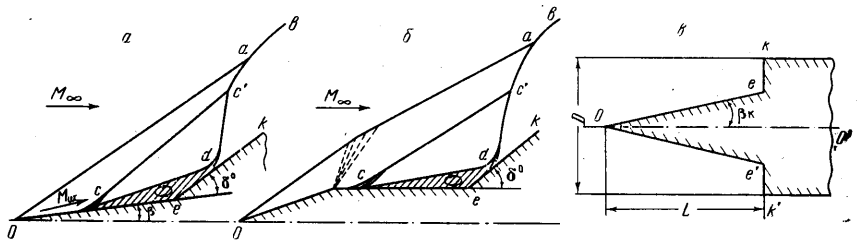
(Москва)

В работах [1, 2 и др.] приведены систематические данные по определению аэродинамических характеристик осесимметричных тел с изломом образующей (фиг. 1, а, б), обтекаемых сверхзвуковым потоком на нулевом угле атаки. Характерной особенностью обтекания таких тел является возникновение развитой зоны отрыва дес в районе излома образующей, когда угол излома превышает некоторое минимальное значение $\delta^\circ \geq \delta_{\min}$, зависящее при турбулентном пограничном слое в основном от числа M на поверхности тела перед зоной отрыва. В этом случае от начала зоны отрыва (точка c) и ее конца (точка d) отходят волны сжатия, переходящие в косые скачки уплотнения dc' и cc' . Эти скачки, пересекаясь в точке c' , образуют тройную конфигурацию скачков $ac'd$ и $ac'c$, для которой введено обозначение $ac'[c, d]$. Максимальная величина угла излома образующей (δ_{\max}) ограничивается возможностью существования присоединенного скачка уплотнения dc' . По этим данным изменение угла излома образующей в пределах $\delta_{\min} \leq \delta^\circ \leq \delta_{\max}$ не нарушает характера течения в зоне отрыва, а только изменяет ее размеры.

Рассмотрим обтекание конусов со значениями углов излома образующей ($\delta^\circ \geq \delta_{\max}$), при которых присоединенный скачок dc' существовать не может.

Для изучения явлений, происходящих в этом случае, были проведены экспериментальные исследования. В качестве объектов исследований были выбраны гладкие конусы с поверхностью излома $kee'k'$, расположенной нормально к оси симметрии OO' (фиг. 1, в). Такие тела были названы конусами с уступом. Модели различались значениями относительного выноса вершины конуса ($l = L/D = 0.5 \div 2.0$) и полууглов при вершине ($\beta = 0 \div 32^\circ$).

Исследования производились как в аэродинамической трубе при фиксированных значениях чисел M_∞ , так и в свободном полете моделей в ди-

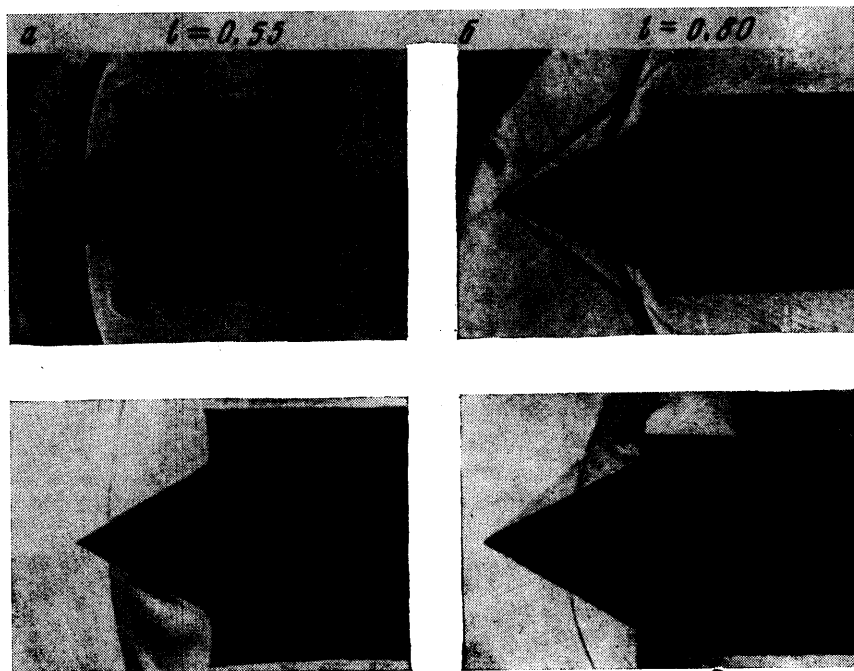


Фиг. 1

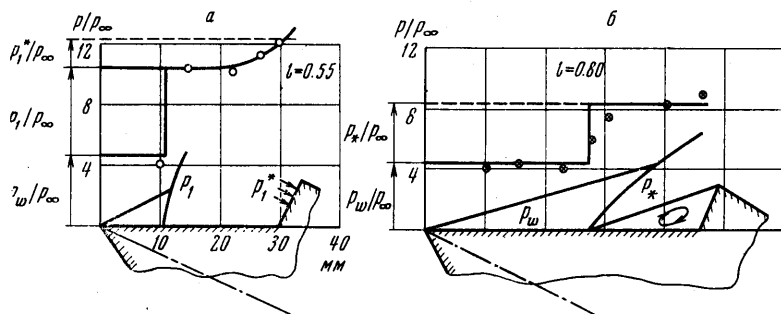
апазоне $M_\infty = 2.3 \div 3.5$. Числа Рейнольдса, рассчитанные по длине образующей конуса, соответствовали образованию турбулентного пограничного слоя в районе взаимодействия с ним скачка уплотнения, возникающего у уступа. При экспериментальных исследованиях производилось фотографирование тепловых и теневых картин обтекания моделей. Модели, предназначенные для исследований в аэродинамических трубах, имели дренажные отверстия вдоль образующих конуса и уступа для замера распределения статического давления.

При экспериментальных исследованиях обтекания конусов с уступом сверхзвуковым потоком на нулевом угле атаки были обнаружены две принципиальные схемы течения у уступа, различающиеся как картиной обтекания, так и распределением статического давления.

На фиг. 2 сверху приведены теневые, а внизу — тепловские фотографии обтекания в свободном полете при $M_\infty = 3.0$, осесимметричного



Фиг. 2

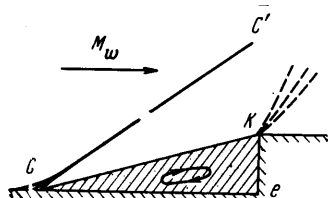


Фиг. 3

конуса с уступом, имеющим полуугол при вершине $\beta = 28^\circ$, для двух значений относительной длины выноса вершины конуса $l = 0.55, 0.8$. Из фотографий видно, что при большом значении выноса ($l = 0.8$) возникает течение с развитой зоной отрыва у уступа и отходящим от начала зоны отрыва косым скачком уплотнения. Статическое давление в области отрыва (фиг. 3, б) при этом соответствует статическому давлению за косым скачком уплотнения и равно критическому давлению, возникающему при отрыве турбулентного пограничного слоя. По картине обтекания и распре-

делению статического давления этот случай соответствует обтеканию вязким сверхзвуковым потоком уступа, расположенного на плоскости (фиг. 4). Такие течения изучались в ряде работ [3-8]. В дальнейшем эти течения будем называть течения схемы *b*.

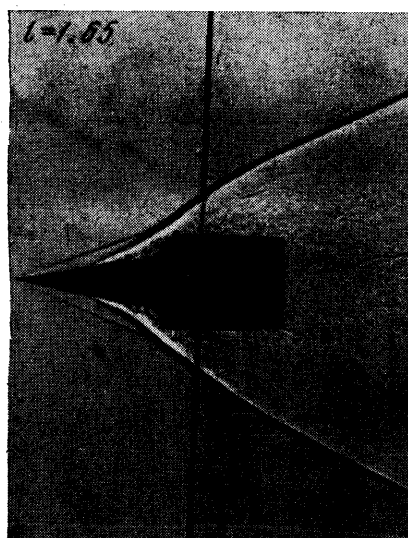
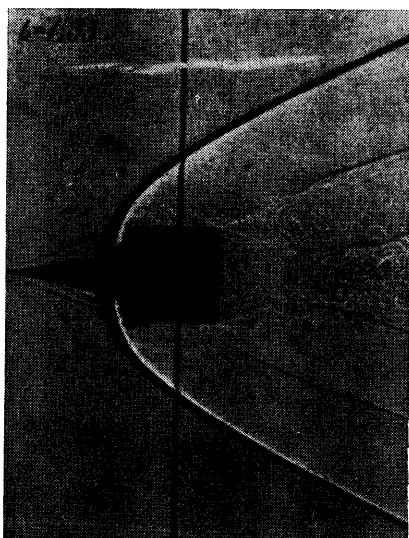
При уменьшении относительной длины выноса ($l = 0.55$) картина обтекания существенно изменяется. У ступеньки появляется сильный скачок уплотнения с локальной областью отрыва в месте подхода волны к поверхности конуса (фиг. 2, *a*). Картина распределения статического давления также изменяется (фиг. 3, *a*). Его величина в зоне взаимодействия возрастает, приближаясь к статическому давлению за прямым скачком уплотнения. Такие течения в дальнейшем будем называть течения схемы *a*. Аналогичные течения возникали также при других числах M_∞ для различных сочетаний β и l . Так, на фиг. 5 представлены теневые фотографии обтекания конуса с полууглом при вершине $\beta = 10^\circ$ в свободном полете при $M_\infty \approx 3.3$. Из фотографий видно,



Фиг. 4

что течение с сильным скачком уплотнения и локальной зоной отрыва (течение схемы *a*) также возникает при меньшем значении ($l = 1.33$) относительного выноса, а течение с развитым отрывом и косым скачком уплотнения (течение схемы *b*) — при большем ($l = 1.65$).

Другие схемы течений в рассмотренном диапазоне изменения M_∞ , β и l в экспериментах не наблюдались. Однако было установлено, что если



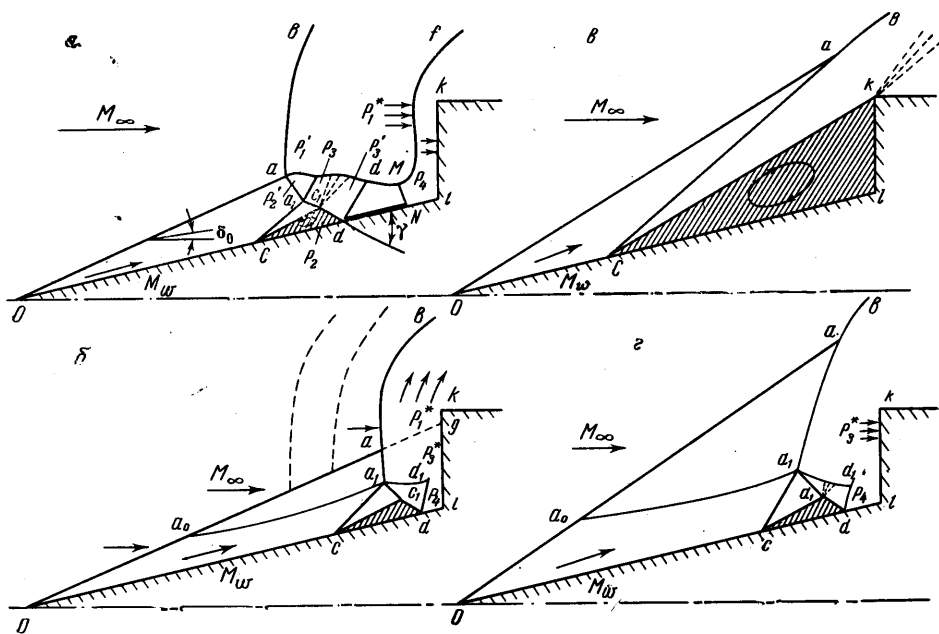
Фиг. 5

течение схемы *b* можно было получить при всех исследованных значениях M_∞ и β , подбирая соответствующие значения относительного выноса (l), то течение схемы *a* для фиксированных значений M_∞ можно было получить только в определенном диапазоне значений полуугла конуса $\beta_{\min} \geq \beta \geq \beta_{\max}$.

При $\beta < \beta_{\min}$ и $\beta > \beta_{\max}$ течение схемы *a* не возникало ни при каких значениях относительного выноса.

Основываясь на тепловых и теневых фотографиях картин обтекания конусов с уступом, а также на замерах распределения статического давления на поверхности этих тел, можно предложить следующий механизм образования этих двух схем течения у уступа и определить условия их возникновения.

Пусть у уступа при сверхзвуковом обтекании возникнет сильный скачок уплотнения ab (фиг. 6, a), который, пересекаясь с коническим скачком oa , образует тройную конфигурацию $ba [o, a_1]$ с общей точкой a и



Фиг. 6

вторым скачком aa_1 (течение у уступа схемы a). Если принять снизу и сверху линии тока, проходящие через эту общую точку, равные статическому давлению ($p_1' - p_2$) и углы поворота потока ($\delta_1' - \delta_2$), то можно определить интенсивность скачка aa_1 , число M_2 за этим скачком и угол поворота потока δ_2 .

Проведенными расчетами таких тройных конфигураций было установлено, что в широком диапазоне чисел M_∞ ($M_\infty = 2.5 \div 6.0$) и углов поворота потока в скачке ($\delta = 6 \div 35^\circ$) поток за скачком aa_1 остается сверхзвуковым и направлен в сторону образующей конуса.

Скачок aa_1 (фиг. 6, a), попадая на пограничный слой конуса, вызывает ввиду большой его интенсивности отрыв потока. При этом возможно образование замкнутой и разомкнутой областей отрыва. Под замкнутой областью отрыва понимается область отрыва, за которой устанавливается сверхзвуковое течение. Она характерна наличием замыкающего присоединенного скачка уплотнения dd_1 (или зоны сжатия), отходящего от точки прилипания зоны отрыва (точка d , фиг. 1, $a, б$ или фиг. 6, a). Незамкнутой областью отрыва считается область, за которой присоединенный скачок существовать не может.

Рассмотрим процесс установления обтекания сверхзвуковым потоком конуса с уступом. Пусть в некоторый начальный момент времени у торцевой части уступа образуется скачок тройной конфигурации $ba [o, a_1]$ (фиг. 6, a), а в районе взаимодействия падающего скачка aa_1 с погранич-

ным слоем конуса образовалась замкнутая область отрыва cc_1d . Тогда от начала зоны отрыва отойдет косой скачок уплотнения (ca_1) с интенсивностью, равной критическому перепаду. У точки c_1 поток будет разворачиваться до тех пор, пока на поверхности c_1d давление не станет равным давлению в зоне отрыва.

Если при подходе к поверхности конуса в точке d поток, огибающий зону отрыва, имеет угол встречи меньше предельного угла ($\gamma < \gamma_{\max}$), при котором возникает отошедший скачок уплотнения для скорости, соответствующей числу $M_{c,d}$, то образуется присоединенный косой скачок dd_1 , который замыкает зону отрыва. Линия тока, проходящая через общую точку a , разделяет два потока: внешний — дозвуковой поток за сильным скачком уплотнения (ab) с низким коэффициентом восстановления давления и внутренний — сверхзвуковой, проходящий через систему косых скачков уплотнения (oa, ca_1, ac_1 и dd_1) с более высоким коэффициентом восстановления давления, чем во внешнем потоке. По существу, происходит течение сверхзвуковой струи (ниже точки a), идущей вдоль конуса, в спутном дозвуковом потоке (струя выше точки a).

Вследствие того что на линии тока af статические давления на внешней и внутренней стороне одинаковы, повышение давления вдоль внешней струи за счет ее торможения у уступа ek (фиг. 6, *a*) приводит к соответственному увеличению статического давления вдоль внутренней струи.

Переход к дозвуковому течению внутренней сверхзвуковой струи осуществляется в замыкающей системе скачков уплотнения, которая на фиг. 6, *a* представлена в виде прямого скачка MN . При тонкой внутренней струе переход к дозвуковому течению может осуществляться турбулентным смешением струй без скачков уплотнения (фиг. 2, *a*).

Давление (p_4) передается по дозвуковой части пограничного слоя конуса вверх по потоку, что приводит к его утолщению за точкой d . Ввиду утолщения пограничного слоя увеличивается угол встречи потока с поверхностью конуса за зоной отрыва (γ). Соответственно возрастает интенсивность скачка dd_1 , расположенного за зоной отрыва и уравновешивающего это давление. При некотором предельном угле γ_{\max} и соответствующем предельном отношении давлений $(p_4/p_3)_{\max}$ присоединенный скачок существовать не может и замкнутая зона отрыва переходит в разомкнутую.

Высокое давление, господствующее у уступа, проникает в зону отрыва cc_1d , перемещая точку начала отрыва к вершине конуса.

Перемещение будет происходить до тех пор, пока зона отрыва не достигнет внешнего угла уступа (точка k , фиг. 6, *в*), т. е. возникнет течение схемы *b*.

Таким образом, в рассмотренной схеме возникновения течений условием существования схемы *a* является условие

$$\frac{p_4}{p_3'} \leq \left(\frac{p_4}{p_3'} \right)_{\max} \quad (1)$$

Здесь p_4 — статическое давление за скачком dd_1 , p_3' — статическое давление перед скачком dd_1 , $(p_4/p_3')_{\max}$ — максимальное отношение статических давлений в присоединенном скачке dd_1 .

Принимая во внимание равенство статических давлений сверху и снизу разделяющей линии тока af , получим условие возникновения течения схемы *a* (1) в виде

$$\frac{p_1}{p_3'} \leq \left(\frac{p_4}{p_3'} \right)_{\max} \quad (2)$$

Учитывая, что максимальным давлением, действующим на внутреннюю струю со стороны внешней струи, является давление полного торможения потока, проходящего через прямой скачок ab (p_1^*), получаем

$$\frac{p_1^*}{p_3'} \leq \left(\frac{p_4}{p_3'} \right)_{\max} \quad (3)$$

Умножая левую и правую части неравенства (3) на p_3' / p_∞ , получим условие возникновения течения схемы a

$$\frac{p_1^*}{p_\infty} \leq \left(\frac{p_4}{p_\infty} \right)_{\max} \quad (4)$$

Исходя из условия (4), можно получить количественные данные, связывающие геометрические соотношения в конусе с уступом и со значением числа M_∞ набегающего потока, при которых возможны течения схем a и b .

Для этой цели будем считать течение в районе взаимодействия плоским, а интенсивность скачка — близкой к максимальной для присоединенного скачка при числе M_{cd} перед скачком.

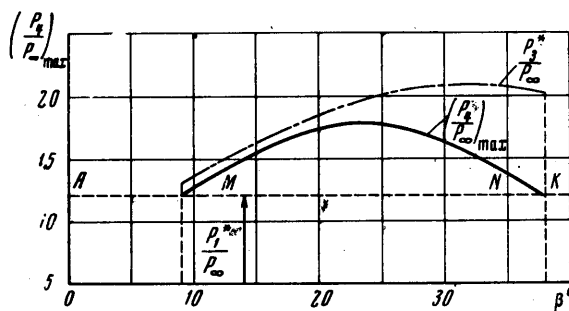
Вообще говоря, такое допущение является весьма схематичным ввиду большой неравномерности скоростей на границе зоны отрыва. В настоящее время имеется ряд методик, позволяющих получить достаточно точные значения параметров потока в зоне взаимодействия [7-9]. Однако они сложны и для инженерных расчетов весьма громоздки. Принятая схематизация течений выделяет основной фактор, определяющий переход замкнутой зоны отрыва в незамкнутую, что дает удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных.

Для определения максимального относительного давления $(p_4 / p_\infty)_{\max}$ необходимо произвести расчет интенсивности скачков oa , aa_1 , a_1c , a_1c_1 , dd_1 . Подставляя соответствующие отношения давлений, получаем

$$\left(\frac{p_4}{p_\infty} \right)_{\max} = \frac{p_\omega}{p_\infty} \frac{p_2}{p_\omega} \frac{p_3}{p_2} \frac{p_3'}{p_3} \frac{p_4}{p_3'} \quad (5)$$

Первый множитель в соотношении (5) является относительным статическим давлением на поверхности конуса и определяется по значениям M_∞ и β из соотношений для конического течения. Второй множитель p_2 / p_ω — критический перепад, вызывающий отрыв пограничного слоя. Величина p_3 / p_2 определяется из условия пересечения скачка aa_1 , найденного из расчета тройной конфигурации $ba(o, a_1)$, и скачка от зоны отрыва ca_1 . Параметры потока перед скачком dd_1 и величина p_3' / p_3 находятся по соотношениям изоэнтропического расширения от давления p_3 до давления в зоне отрыва p_2 при развороте потока около точки c_1 .

Величина p_4 / p_3' соответствует максимальному отношению давлений в присоединенном скачке dd_1 , полученному по скорости, соответствующей значению M_{dc_1} после разворота потока около точки c_1 .



Фиг. 7

Результаты полученных расчетов отношений $(p_3/p_\infty)_{\max}$ в зависимости от β для $M_\infty = 3.0$ представлены на графике фиг. 7 сплошной линией.

На этом графике пунктиром нанесено относительное давление полного торможения за прямым скачком уплотнения во внешней струе (p_1^*/p_∞) , проходящей через скачок ab (фиг. 6, a).

Из фиг. 7 видно, что течение схемы a (выполнение условия (4) возможно в некотором среднем диапазоне полууглов конусов, область MN).

Зоны AM и NK — это значения β , при которых $M_\infty = 3.0$ течения по схеме a невозможно, так как в этих областях относительное давление полного торможения во внешней струе больше предельного, вызывающего отрыв на поверхности конуса

$$\frac{p_1'}{p_\infty} > \left(\frac{p_4}{p_\infty} \right)_{\max}$$

В этой связи замкнутая зона отрыва, характерная для схемы a , существовать не может.

Из рассмотрения фотографий обтекания конусов с уступом следует, что течение схемы a возникает при соблюдении условия (4) в случае, если конический скачок от носика центрального тела (фиг. 2, a или 5, a) направлен на торцовую часть уступа (ek , фиг. 6, a), т. е. течение схемы a наблюдалось в тех случаях, когда в начальный момент имелись условия образования сильного скачка уплотнения во внешней струе. Если конический скачок проходил выше уступа (фиг. 2, b и 5, b), то возникало течение схемы b .

Действительно, если косой скачок направлен в точку g (фиг. 6, b), лежащую на уступе, то в некоторый начальный момент времени от поверхности ek отойдет сильная ударная волна (ab) с давлением торможения, близким к полному давлению за прямым скачком в невозмущенном потоке. В точке пересечения конического скачка и ударной волны a возникает тройная конфигурация $ba(o, a_1)$ со второй ножкой aa_1 . Как было рассмотрено выше, от этой ножки образуется замкнутая область отрыва cc_1d с замыкающим скачком dd_1 .

Внутренняя струя, проходящая через косые скачки уплотнения (oa , a_1c и a_1c_1), будет иметь давление полного торможения большее, чем во внешней струе, проходящей только через прямой скачок уплотнения. В этой связи произойдет вытекание потока с меньшими потерями вдоль стенки ek .

Прямой скачок будет отесняться к носу конуса до достижения устойчивого положения. Причем, как показывают замеры статического давления, вытекание струи, идущей вдоль уступа, происходит при статическом давлении, близком к полному давлению за прямым скачком уплотнения ($p_u/p_\infty \geq p_1^*/p_\infty$ фиг. 3, a).

Если это давление ниже максимального, полученного из соотношения (5) или фиг. 7, то возникает течение схемы a .

Рассмотрим течение, когда косой скачок уплотнения от носика конуса oa (фиг. 6, z) проходит мимо уступа. В этом случае в начальный момент времени перед уступом ek возникает сильная ударная волна aa_1 . В районе взаимодействия этой ударной волны с пограничным слоем конуса образуется зона отрыва, которую будем считать также замкнутой в локальной области cc_1d .

Как и в предыдущем случае, внутренняя струя с граничной линией тока a_0a_1 будет проходить через систему косых скачков oa_0 , ca_1 , a_1c_1 и dd_1 . На нее воздействует внешняя струя, которая в этом случае проходит через косой (a_0a) и близкий к прямому (aa_1) скачки уплотнения.

Полное давление (p_3^*), которое возникает при ударе этой струи о торцовую поверхность уступа, будет тем максимальным давлением, которое воздействует на внутреннюю струю. На фиг. 7 штрих-пунктиром представлена величина этого относительного давления (p_3^* / p_∞) в зависимости от β для $M_\infty = 3.0$. Из фигуры видно, что это давление во всем диапазоне изменения β при $M_\infty = \text{const}$ превышает значения предельного давления, обозначенного сплошными линиями

$$\frac{p_3^*}{p_\infty} > \left(\frac{p_4}{p_\infty} \right)_{\max}$$

Это означает, что замкнутая область отрыва cc_1d с присоединенным скачком dd_1 существовать не может. Область отрыва размыкается. Высокое давление, господствующее у уступа, проникает в зону отрыва и перемещает точку начала отрыва вперед до тех пор, пока граница области отрыва cc_1 не достигнет вершины уступа. Возникает течение схемы *b* (фиг. 6, *b*) с косым скачком уплотнения ca и развитой зоной отрыва у уступа (*сек*). Это же положение остается справедливым и для других чисел M_∞ . Отсюда следует, что невозможно получить течение схемы *a* для конусов с уступом, у которых косой скачок от вершины конуса проходит выше края уступа.

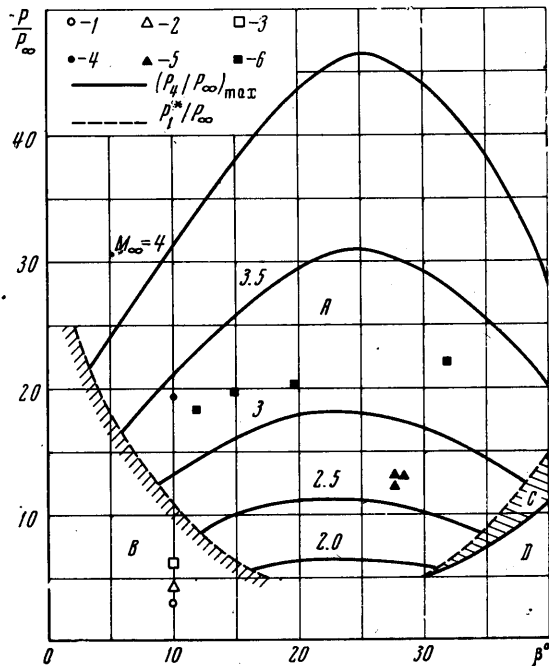
На фиг. 2, *b* и 5, *b* представлены теневые фотографии этого типа течений, полученные при исследовании моделей в свободном полете. На фотографиях видна зона отрыва, идущая в край уступа, и косой скачок, вызванный этой зоной отрыва.

Таким образом, для образования течения схемы *a* необходимо выполнение двух условий:

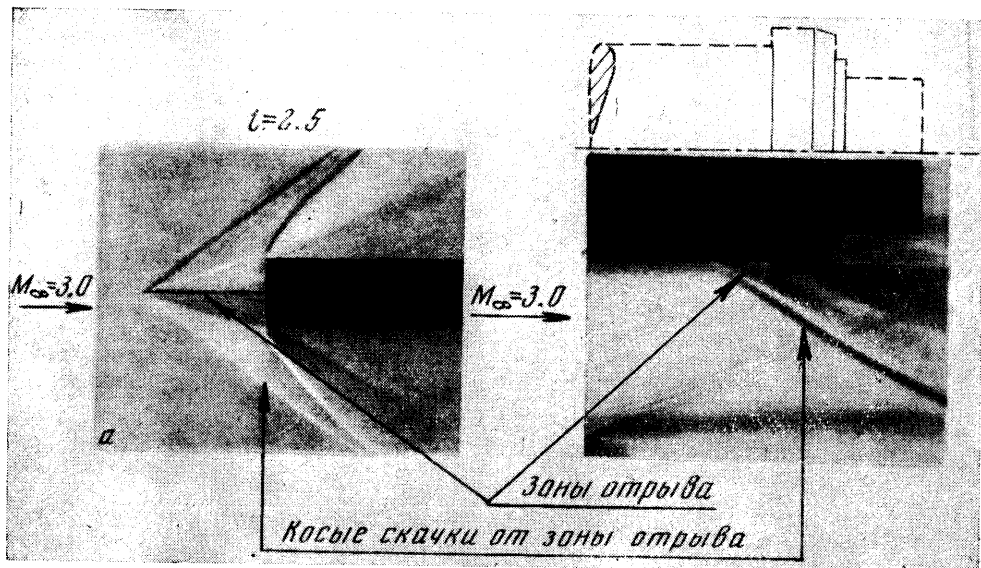
1. чтобы величина полуугла конуса при выбранном числе M_∞ находилась в некоторой средней области $\beta_{\min} \geq \beta \geq \beta_{\max}$ (область *MN*, фиг. 7), что соответствует выполнению условия (4);

2. чтобы косой скачок был направлен на торцовую поверхность уступа.

На графике фиг. 8 даны области возможного существования течений схем *a* и *b* для конических тел с уступом в диапазоне чисел $M_\infty = 2.0 \div 3.5$ и углов полуконуса $\beta = 0 \div 40^\circ$. Сплошными линиями на графике обозначено относительное давление в присоединенном скачке уплотнения $(p_4 / p_\infty)_{\max}$ при фиксированных значениях M_∞ , а пунктирной линией — относительное давление полного торможения потока за прямым скачком уплотнения (p_1^* / p_∞) при тех же значениях M_∞ . Область *A* — это область существования течений схемы *a*. Нахождение этой области являет-



Фиг. 8



Фиг. 9

ся необходимым условием существования схемы *a*. Достаточным условием в этом случае является попадание конического скачка, идущего от вершины конуса на торцовую поверхность уступа.

Области *B* и *C*, соответствующие малым и большим полууглам конуса, являются сочетаниями M_∞ и β , при которых течение схемы *a* не может быть реализовано. Диапазон углов конуса, при которых возможно течение схемы *a*, увеличивается с увеличением M_∞ . Область *D* соответствует малым числам M_∞ ($M_\infty \leq 1.3$), при которых отрыва не наблюдается.

На графике также нанесены экспериментальные точки относительного давления, измеренного на конусах вблизи уступа, для моделей с различными β , исследованных при $M_\infty = 2.3 \div 3.5$.

Приводим значения чисел M_∞ для экспериментальных точек на фиг. 8.

Точки	1	2	3	4	5	6
$M_\infty =$	2.3	3.0	3.5	3.3	3.0	3.5

Светлые точки соответствуют течению схемы *b*, а темные — течению схемы *a*.

Приведенные данные показывают качественное совпадение экспериментальных и расчетных данных.

Из значительного количества работ по обтеканию затупленных тел с иглой (¹⁰⁻¹² и др.), где можно предложить $\beta = 0$, также следует, что при всех имеющихся значениях относительного выноса иглы течения схемы *a* в экспериментах при стационарном обтекании не возникает. Это обстоятельство соответствует данным, приведенным на графиках фиг. 7 и 8. В этом случае реализуется [¹²] течение схемы *b* (фиг. 9, *a*). По тем же причинам при обтекании уступа, расположенного на круглом цилиндре (фиг. 9, *b*), также образуется развитая зона отрыва перед уступом, соответствующая течению схемы *b*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuehn D. M. Turbulent boundary layer separation induced by flares on cylinders at zero angle of attack. NASA Techn. Rept., 1961, No. R-117.
2. Kuehn D. M. Laminar boundary layer separation induced by flares on cylinders at zero angle of attack. NASA, Techn. Rept., 1962.
3. Демьянов Ю. А., Шманенков В. Н. К исследованию возвратных течений в области отрыва турбулентного пограничного слоя. ПММ, 1960, т. 24, вып. 2.
4. Нейланд В. Я., Таганов Г. И. О характере течений в срывной зоне. Инж. ж., 1962, т. 2, вып. 3.
5. Gadd G. E., Cope W. F., Attridge I. L. Heat-transfer and skin-friction measurements at a mach number of 2.44 for a turbulent boundary layer on a flat surface and in regions of separated flow. Aero. Res. Council. Lond. Rept. mem., 1960, No. 3148.
6. Bogdanoff S. M., Kepler C. E. Separation of a supersonic turbulent boundary layer. J. Aeronaut. Sci., 1955, vol. 22, No. 6. (Рус. перев.: Сб. «Вопр. ракетной техн.», 1956, № 6.)
7. Chapman D. R., Kuehn D. M., Larson H. Investigation of separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis of the effect of transition. NACA Rept., 1958, No. 1356.
8. Korst H., Page R., Childs M. A theory for base pressures in transonic and supersonic flow. J. Appl. Mech., 1956, vol. 23, No. 4.
9. Crocco L., Lees L. A mixing theory for the interaction between dissipative flows and nearly isentropic streams. J. Aeronaut. Sci., 1952, vol. 19, No. 10. (Рус. перев.: Сб.: «Вопр. ракетной техн.», 1953, № 2.)
10. Нейланд В. Я., Таганов Г. И. О конфигурации передних срывных зон при симметричном обтекании тел сверхзвуковым потоком газа. Инж. ж., 1963, т. 3, вып. 2.
11. Mair W. A. Experiments on separation of boundary layers on probes in front of blunt-nosed bodies in a supersonic air stream. Phil. Mag., 1952, vol. 43, No. 342.
12. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones. J. Fluid Mech., 1962, vol. 12, pt. 4.