

УДК 533.6.011.55

## ОСОБЕННОСТИ ПРИСОЕДИНЕНИЯ ЛАМИНАРНОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

В. И. Запрягаев, И. Н. Кавун, Л. П. Трубицына

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
E-mails: zapr@itam.nsc.ru, i\_k@list.ru, lukeria.trubitsyna@gmail.com

Представлены результаты исследования ламинарного отрывного течения в угле сжатия при значениях числа Маха набегающего потока  $M = 6; 8$ . Рассмотрена ударно-волновая структура течения в области присоединения. Исследован механизм формирования высоконапорного слоя, представляющего собой узкую область газа, расположенную над пограничным слоем ниже по потоку от линии присоединения.

**Ключевые слова:** угол сжатия, сверхзвуковое течение, скачки уплотнения, ламинарный отрыв, высоконапорный слой.

DOI: 10.15372/PMTF20200504

**Введение.** Исследования ударно-волновой структуры течения при взаимодействии скачка уплотнения с пограничным слоем ведутся более 70 лет. Практическая значимость этих исследований определяется тем, что такой тип течения наблюдается в окрестности элементов высокоскоростных летательных аппаратов при полете со сверхзвуковой скоростью. Актуальность проблемы обусловлена большими значениями давления и интенсивности тепловых потоков к поверхности, регистрируемых в области присоединения отрывного сверхзвукового течения [1, 2].

Прогнозирование структуры течения и определение газодинамических характеристик вблизи поверхности осложняется зависимостью от газодинамических параметров потока (числа Маха набегающего потока, числа Рейнольдса) и состояния пограничного слоя (ламинарный, переходный или турбулентный), а также от геометрии обтекаемого тела. Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем приводит не только к локальному увеличению силовых и тепловых нагрузок на обтекаемую поверхность, но и к формированию пространственной структуры течения в виде продольных вихрей. Наличие таких вихрей вблизи поверхности может привести к дополнительному увеличению интенсивности тепловых потоков приблизительно в два раза [2]. В работе [3] приведены данные о характеристиках теплообмена на поверхности уступа, исследовано влияние затупления передней кромки на течение, зарегистрировано формирование продольных структур в зоне присоединения потока.

---

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 гг. (код проекта АААА-А17-117030610137-0) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 19-31-90035).

© Запрягаев В. И., Кавун И. Н., Трубицына Л. П., 2020

На необходимость учета состояния пограничного слоя при исследовании взаимодействия скачка уплотнения при гиперзвуковых скоростях потока указывается в работе [4], в которой показано, что в случае переходного (от ламинарного к турбулентному) состояния пограничного слоя максимальные значения интенсивности теплопередачи больше, чем в случае ламинарного и турбулентного состояний.

Взаимодействие скачка уплотнения с пограничным слоем оказывает влияние на развитие неустойчивых возмущений в пограничном слое и формирование продольных вихревых структур. Обзор экспериментальных исследований, описание физических механизмов взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, а также результаты численного моделирования этого взаимодействия представлены в [5].

Обзор экспериментальных результатов для верификации данных численного моделирования отрывного течения при сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях потока выполнен в работе [6]. Данные эксперимента о распределении давления и тепловых потоков в окрестности угла сжатия и сравнение с результатами численного моделирования при гиперзвуковой скорости потока приведены в работе [7], в которой показана существенная зависимость измеряемых величин от значения угла сжатия и геометрии модели при ламинарном режиме течения.

Структура ударных волн, которая формируется в области взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем, имеет большое значение при расчете силового и теплового воздействий на обтекаемую газом поверхность. В зависимости от числа Маха набегающего потока, геометрии обтекаемого тела и характеристик пограничного слоя ударно-волновая структура течения различается, что оказывает влияние на характер течения вблизи поверхности. Например, причиной возникновения области повышенной интенсивности локального теплообмена является взаимодействие ударных волн IV типа по классификации Эдни [8]. Взаимодействие скачков уплотнения приводит к образованию скачков тройной конфигурации и формированию сверхзвуковой “струи”, полное давление в которой выше, чем полное давление в окружающем потоке. Другой вариант взаимодействия скачков уплотнения с образованием высоконапорной области течения вблизи стенки модели представлен в работах [9, 10]. Взаимодействие скачков уплотнения, приводящее к образованию струи, прилегающей к поверхности модели, наблюдалось в случае гиперзвукового отрывного обтекания двойного конуса [11].

Механизм формирования области высоконапорного газа рассматривался в работах [12–15]. На основе результатов экспериментального исследования сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия и численного моделирования показано, что в области присоединения отрывного течения формируется высоконапорная струя газа, расположенная вблизи стенки. В рассмотренном случае полное давление в высоконапорном слое достигало значения, составляющего 95 % величины полного давления в набегающем на модель потоке при  $M = 6$ . Высоконапорный слой формируется непосредственно в зоне присоединения отрывного потока.

В настоящей работе приведены новые данные о механизме формирования высоконапорного слоя в области присоединения сверхзвукового отрывного течения в угле сжатия. Представлены экспериментальные данные об ударно-волновой структуре течения в отрывной области в угле сжатия при различных значениях числа Рейнольдса.

**Методика исследования.** Эксперимент проводился в аэродинамической трубе периодического действия баллонного типа Т-326 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Для определения режима течения (ламинарный или турбулентный), а также основных структурных элементов (размеры отрывной области, положение скачков отрыва и присоединения) выполнена шпирен-визуализация течения с помощью теневого прибора ИАБ-451 при горизонтальном положении ножа Фуко.

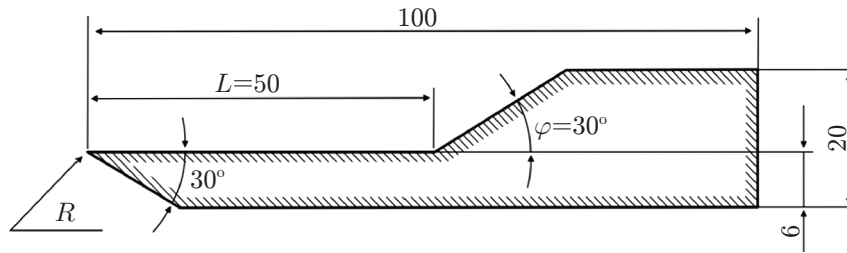


Рис. 1. Схема исследуемой модели в плоскости симметрии

Экспериментальные значения давления  $p_{0ф}$  и температуры  $T_{0ф}$  в форкамере при различных значениях чисел Маха и Рейнольдса

Номер эксперимента	M	$Re \cdot 10^{-5}$	$p_{0ф} \cdot 10^{-6}$ , Па	$T_{0ф}$ , °C
1	6	7	1,18	119
2	6	12	1,99	127
3	6	17	2,73	119
4	6	19	2,94	117
5	6	24	3,99	129
6	6	29	4,89	131
7	8	3	1,96	360

Исследование влияния чисел Маха и Рейнольдса проведено на модели угла сжатия с углом наклона уступа  $\varphi = 30^\circ$  (рис. 1). Ширина модели равна расстоянию  $L$  от острой передней кромки до линии стыка горизонтальной и наклонной поверхностей модели угла сжатия ( $L = 50$  мм). Передняя кромка модели острая, радиус закругления равен  $R \approx 5 \div 7$  мкм. Основные параметры эксперимента приведены в таблице. Число Рейнольдса рассчитано по длине горизонтальной части модели  $L$  ( $M$  — номинальное число Маха для аэродинамической трубы).

Согласно результатам шпирен-визуализации и оценке, выполненной по данным [16], режимы отрывного течения при  $M = 6; 8$  являются ламинарными. В таблице приведены параметры эксперимента при различных значениях чисел Маха и Рейнольдса.

**Результаты исследования.** При ламинарном режиме обтекания модели угла сжатия реализуется отрывное течение (рис. 2). На рис. 2, б, где приведена схема течения в продольном вертикальном сечении по оси модели, построенная по данным визуализации (рис. 2, а), показаны основные элементы течения: скачок уплотнения от передней кромки модели  $C_L$ , скачок отрыва  $C_S$ , скачок присоединения  $C_R$ , область возвратного течения  $RF$ , охватывающий ее сдвиговый слой  $SL$ ,  $O$  — линия сопряжения горизонтальной пластины с наклонной поверхностью,  $S$ ,  $R$  — линии отрыва и присоединения потока. Взаимодействие скачка  $C_R$  со скачками  $C_L$  и  $C_S$  приводит к образованию контактных разрывов (слоев смешения)  $SL_L$ ,  $SL_S$  и волн разрежения  $E_L$ ,  $E_S$  соответственно.

Штрихпунктирной линией  $CS$  обозначено нормальное к поверхности уступа поперечное сечение, в котором проводились измерения давления с помощью зонда Пито. Измеренное давление соответствует полному давлению в дозвуковом потоке и полному давлению за прямым скачком уплотнения в сверхзвуковом потоке, набегающем на приемное отверстие зонда. Измеренное в этом сечении распределение давления показано на рис. 3, где по оси абсцисс отложено давление Пито  $p_{Pt}$ , отнесенное к полному давлению (давлению торможения) набегающего потока  $p_{0\infty}$ , по оси ординат — координата  $r$  средней точки тор-

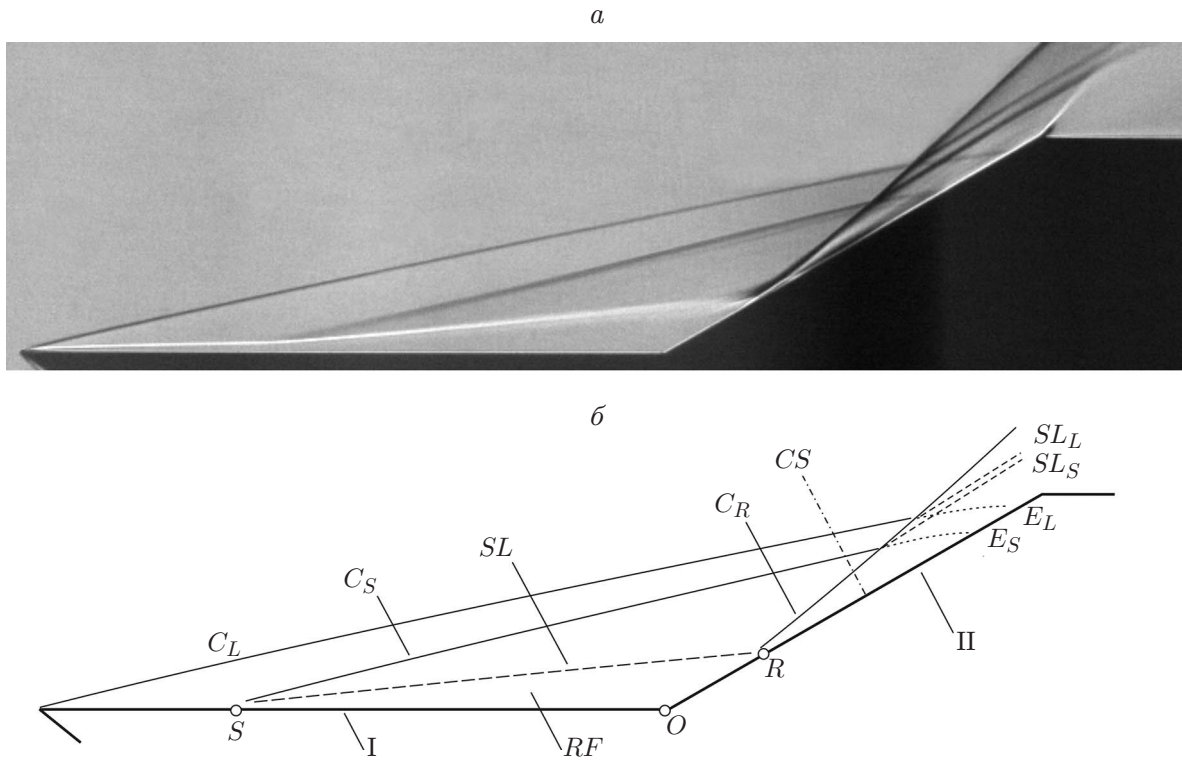


Рис. 2. Шлирен-фотография, полученная в эксперименте (а), и схема ламинарного отрывного течения в угле сжатия при  $M = 6$  (б):

I — передняя горизонтальная пластина, II — наклонная поверхность угла сжатия

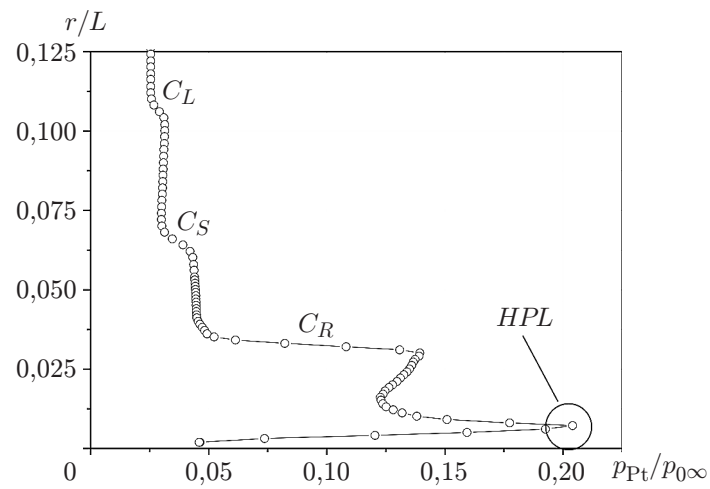


Рис. 3. Профиль полного давления, измеренного зондом Пито, в сечении  $CS$

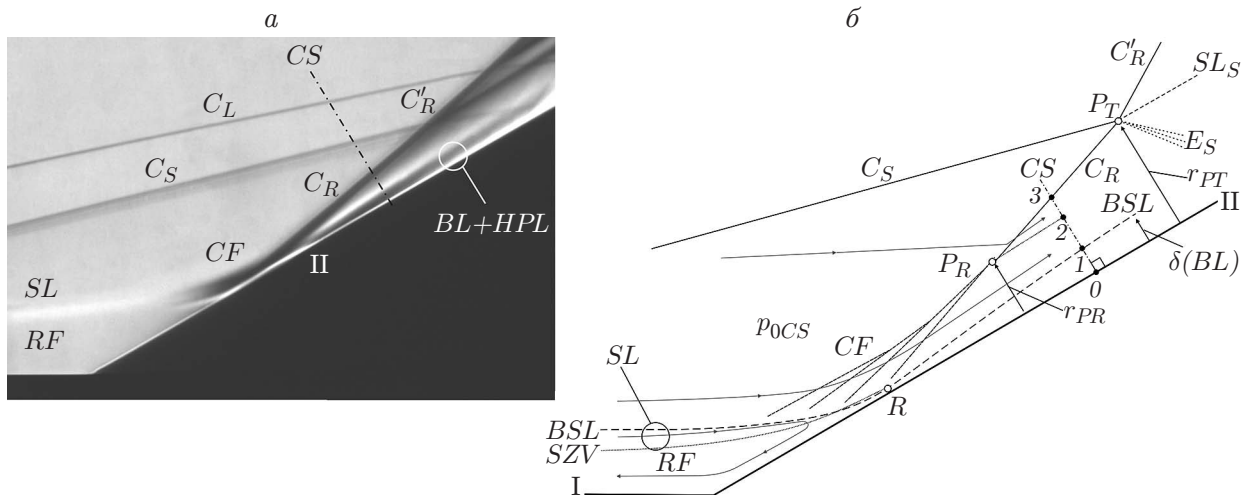


Рис. 4. Шлирен-фотография (а) и схема течения (б) в области присоединения: I — передняя горизонтальная пластина, II — наклонная поверхность угла сжатия

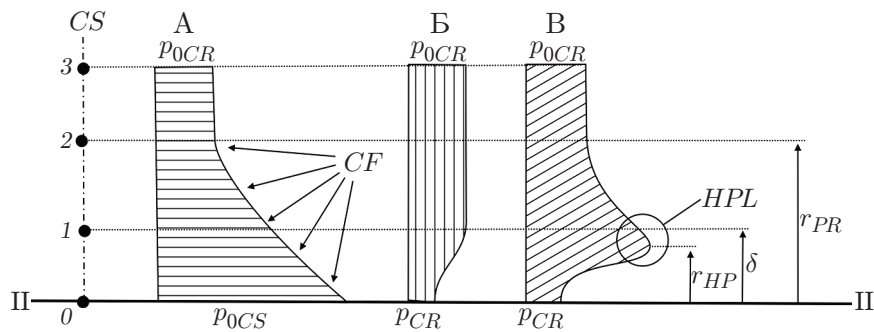


Рис. 5. Механизм формирования высоконапорного слоя (II — наклонная поверхность угла сжатия)

па зонда над наклонной поверхностью сжатия. Положительное направление координаты  $r$  совпадает с направлением вектора положительной нормали к поверхности модели, точка  $r = 0$  лежит на стенке модели. Координата  $r$  отнесена к длине горизонтальной пластины  $L$ . На рис. 3 видны области изменения давления, возникающие при прохождении зондом скачков  $C_L$ ,  $C_S$ ,  $C_R$ , а также пристенный локальный максимум полного давления  $HPL$ . Согласно [13–16] появление этого максимума обусловлено существованием вблизи наклонной поверхности высоконапорного слоя, значение полного давления в котором достигает  $80 \div 95 \%$  значения полного давления набегающего потока. Механизм формирования слоя показан на рис. 4, 5. Видно, что сдвиговый слой  $SL$  присоединяется к наклонной стенке модели с образованием веера волн сжатия  $CF$ . Сходящиеся волны сжатия формируют скачок присоединения  $C_R$ . Непосредственно вблизи стенки видно слоистое течение, обозначенное  $BL$  (пограничный слой на стенке модели) +  $HPL$  (высоконапорный слой) (см. рис. 4,а). Наблюдаемые вблизи стенки светлая и темная полосы свидетельствуют о том, что в пристенном течении в положительном направлении координаты  $r$  плотность сначала увеличивается (светлый слой, примыкающий к поверхности модели), а затем уменьшается (темный слой, расположенный над светлым). Подробный анализ ударно-волновой структуры течения и ее соответствия шлирен-фотографии, полученной в эксперименте, проведен в работах [13–16].

На рис. 4,б также показаны элементы течения в области присоединения. Сдвиговой слой  $SL$  ограничен двумя поверхностями: внутренней (поверхностью нулевых скоростей  $SZV$ ) и внешней (верхним слоем течения  $BSL$ ). Ниже поверхности  $SZV$  показана область возвратного течения  $RF$ . Сдвиговой слой  $SL$  присоединяется к наклонной поверхности угла сжатия, образуя пограничный слой  $BL$  толщиной  $\delta$ . Условная линия  $P_R$ , где веер волн сжатия  $CF$  трансформируется в скачок  $C_R$ , расположена на расстоянии  $r_{PR}$  от стенки модели.

Кроме того, показано взаимодействие скачков отрыва  $C_S$  и присоединения  $C_R$  с образованием скачка  $C'_R$ , слоя смешения  $SL_S$  и веера волн разрежения  $E_S$ . Скачки отрыва и присоединения взаимодействуют (интерferируют) по линии  $P_T$ , расположенной на расстоянии  $r_{PT}$  от стенки.

Схема формирования высоконапорного слоя показана на рис. 5. Распределение полного давления в сечении  $CS$ , расположенном вниз по потоку от линии присоединения  $R$ , определяется положением трех точек: точки 1, соответствующей верхней границе пограничного слоя, точки 2, соответствующей линии  $P_R$  образования скачка  $C_R$ , и точки 3, соответствующей высоте скачка  $C_R$  в сечении  $CS$  над поверхностью стенки.

В случае если толщиной пограничного слоя можно пренебречь (см. эпюру давления А на рис. 5), веер волн  $CF$  достигает предельной линии тока на поверхности модели. Вследствие изоэнтропического сжатия полное давление в этой области равно полному давлению перед скачком  $p_{0CS}$ . Пересечение характеристик в веере волн  $CF$  приводит к уменьшению полного давления между точками 0 и 2 до значения, равного значению полного давления за скачком присоединения  $p_{0CR}$ . Полагая угол наклона скачка присоединения постоянным, давление между точками 2 и 3 также будем считать постоянным и равным  $p_{0CR}$ .

В случае если картина течения такова, что размерами веера волн сжатия можно пренебречь (см. эпюру Б на рис. 5), полное давление в сечении  $CS$  меняется от статического  $p_{CR}$  за скачком присоединения на стенке (точка 0 на эпюре) до полного давления за скачком присоединения  $p_{0CR}$  на верхней границе пограничного слоя  $\delta$  (точка 1). Между точками 1, 3 полное давление также постоянно и равно  $p_{0CR}$ .

При учете толщины пограничного слоя и размера веера волн сжатия результирующее полное давление будет таким же, как на эпюре В на рис. 5. На расстоянии  $r_{HP}$  появляется локальный максимум полного давления  $HPL$  (см. рис. 3). На меньшем расстоянии преобладает влияние на потери полного давления вязкости в пограничном слое  $BL$ , на большем расстоянии — влияние пересекающихся характеристик веера волн сжатия  $CF$ . Максимальное значение полного давления в высоконапорном слое зависит от соотношения значений полного давления перед и за скачком присоединения, положение максимума — от размера веера волн сжатия и толщины пограничного слоя.

Результаты проведенного эксперимента показывают, что ламинарный или переходный, близкий к ламинарному по структуре и размеру отрывной области, режим отрыва в угле сжатия реализуется в диапазоне значений числа Маха  $M = 6 \div 8$  при  $Re = 3 \cdot 10^5 \div 29 \cdot 10^5$  (рис. 6). Вблизи наклонной стенки модели в зоне присоединения структура течения аналогична структуре, показанной на рис. 2,а, что свидетельствует о наличии высоконапорного слоя.

**Заключение.** Представлены результаты исследования структуры газового потока в области присоединения трехмерного гиперзвукового отрывного течения, сформированного углом сжатия, позволившие определить условия, при которых возможно существование высоконапорного слоя. Проведен анализ структуры течения в области присоединения и исследован механизм формирования высоконапорного слоя.

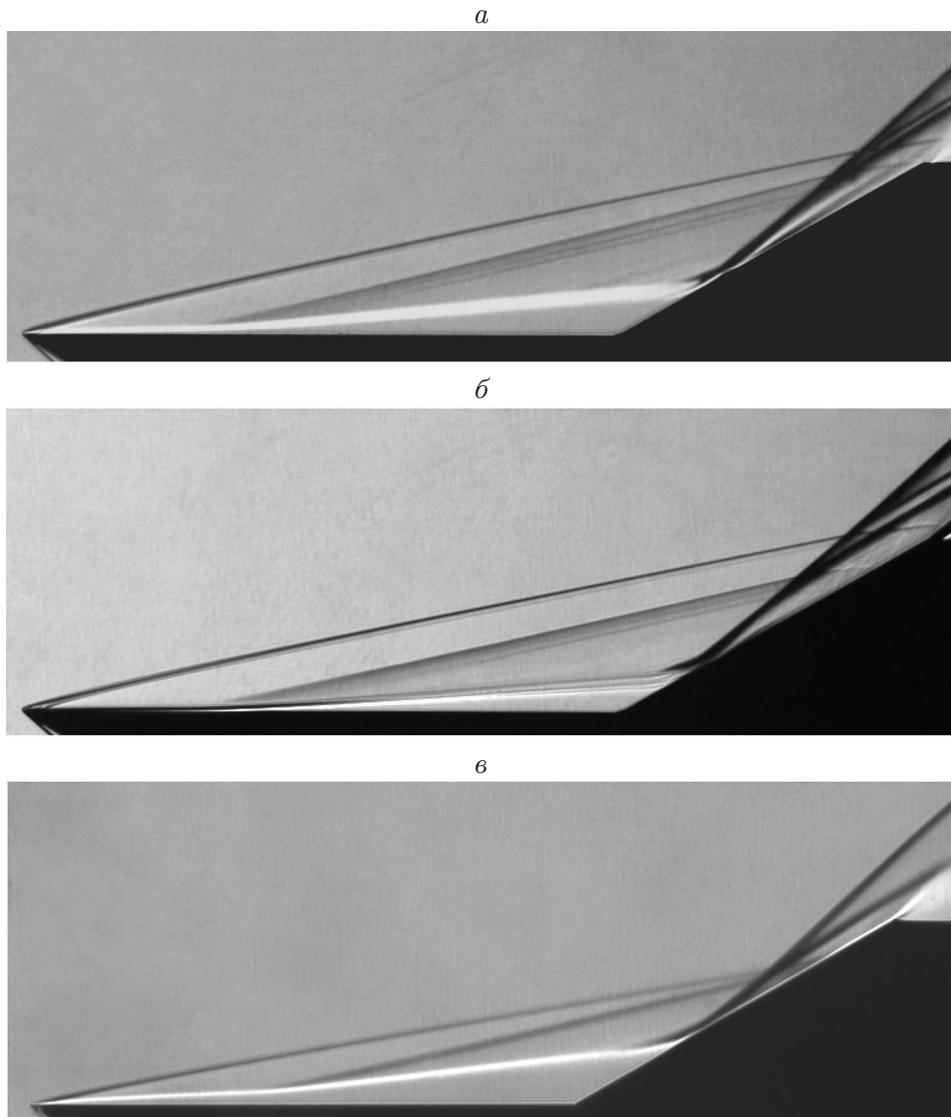


Рис. 6. Шлирен-фотографии ламинарного отрывного течения в угле сжатия при различных значениях чисел Маха и Рейнольдса:

*a* —  $M = 6$ ,  $Re = 7 \cdot 10^5$ , *б* —  $M = 6$ ,  $Re = 29 \cdot 10^5$ , *в* —  $M = 8$ ,  $Re = 3 \cdot 10^5$

Высоконапорный слой зарегистрирован при ламинарном режиме отрывного течения на модели с углом наклона поверхности сжатия  $30^\circ$  в диапазоне значений чисел Маха и Рейнольдса  $M = 6 \div 8$ ,  $Re = 3 \cdot 10^5 \div 29 \cdot 10^5$ .

Влияние режима течения (ламинарный или турбулентный) на формирование высоконапорного слоя требует дальнейших исследований.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Чжэн П.** Отрывные течения. М.: Мир, 1972. Т. 1–3.
2. **Боровой В. Я.** Течение газа и теплообмен в зонах взаимодействия ударных волн с пограничным слоем. М.: Машиностроение, 1983.

3. **Чувахов П. В., Боровой В. Я., Егоров И. В. и др.** Влияние малого притупления на формирование вихрей Гертлера при сверхзвуковом обтекании угла сжатия // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 6. С. 23–40.
4. **Knight D., Mortazavi M.** Hypersonic shock wave transitional boundary layer interactions // Acta Astronaut. 2018. V. 151. P. 296–317.
5. **Shock** wave-boundary layer interactions / Ed. by H. Babinsky, J. Harvey. N. Y.: Cambridge Univ. Press, 2011.
6. **Settles G. S., Dodson L. J.** Supersonic and hypersonic shock/boundary-layer interaction database // AIAA J. 1994. V. 32, N 7. P. 1377–1383.
7. **Marini M.** Analysis of hypersonic compression ramp laminar flows under sharp leading edge conditions // Aerospace Sci. Technol. 2001. N 5. P. 257–271.
8. **Edney B.** Anomalous heat transfer and pressure distribution on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of an impinging shock: Rep. / Aeronaut. Res. Inst. of Sweden. N 115. Stockholm, 1968.
9. **Deveikis W. D., Sawyer J. W.** Aerodynamic characteristics of tension shell shapes at Mach 3.0: Tech. Note / NASA. TN D-3633. Washington, 1966.
10. **Sawyer J. W., Deveikis W. D.** Effects of configuration modifications on aerodynamic characteristics of tension shell shapes at Mach 3.0: Tech. Note / NASA. TN D-4080. Washington, 1967.
11. **Nompelis I., Candler G. V., Holden M. S.** Effect of vibrational non-equilibrium on hypersonic double-cone experiments // AIAA J. 2003. V. 41, N 11. P. 2162–2169.
12. **Запрыгаев В. И., Кавун И. Н., Липатов И. И.** Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока // Изв. АН. Механика жидкости и газа. 2014. № 6. С. 135–144.
13. **Zapryagaev V. I., Kavun I. N., Trubitsyna L. P.** Dynamic layer formation in the reattachment zone for a supersonic laminar separated flow // Proc. of the 7th Europ. conf. for aeronautics and space sciences (EUCASS 2017), Milano (Italy), 3–6 July 2017. S. l., 2017. P. 1–10.
14. **Волков К. Н.** Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике / К. Н. Волков, В. И. Запрыгаев, В. Н. Емельянов, Д. А. Губанов, И. Н. Кавун, Н. П. Киселев, И. В. Тетерина, М. С. Яковчук. М.: Физматлит, 2018.
15. **Kavun I. N., Lipatov I. I., Zapryagaev V. I.** Flow effects in the reattachment region of supersonic laminar separated flow // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2019. V. 129, N 23. P. 997–1009.
16. **Корнилов В. И.** Исследование перехода пограничного слоя на плоской пластине при сверх- и гиперзвуковых скоростях // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16, № 3. С. 365–373.

*Поступила в редакцию 29/V 2020 г.,  
после доработки — 29/V 2020 г.  
Принята к публикации 29/VI 2020 г.*