

## ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОНАПОРНОГО СЛОЯ В ЗОНЕ ПРИСОЕДИНЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СВЕРХЗВУКОВОГО ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ

В.И. Запрягаев, И.Н. Кавун

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
630090, Новосибирск, Россия*

В настоящем сообщении представлены результаты комплексного исследования структуры отрывного течения в угле сжатия при большой сверхзвуковой скорости потока. Приведены результаты исследования трёхмерной структуры сверхзвукового отрывного течения в зоне присоединения потока вблизи угла сжатия. Число Маха набегающего потока  $M=6$ . На основании результатов численного расчёта и эксперимента выявлен новый элемент структуры трёхмерного сверхзвукового ламинарного отрывного течения в угле сжатия – высоконапорный слой. Этот слой формируется на некотором расстоянии вниз по потоку от линии присоединения и расположен вблизи стенки над пограничным слоем, развивающимся за линией присоединения потока, и характеризуется высоким уровнем полного давления (до 0.95 давления торможения набегающего потока). Результаты исследований изложены в работах [1-4]. Существенное внимание уделено доказательству достоверности полученных результатов, которое проведено на основании сравнения данных численного расчёта и эксперимента. В работе подтверждено существование продольных парных вихрей Жину, наблюдаемых в зоне присоединения отрывного потока, обсуждается механизм их возникновения и формирования.

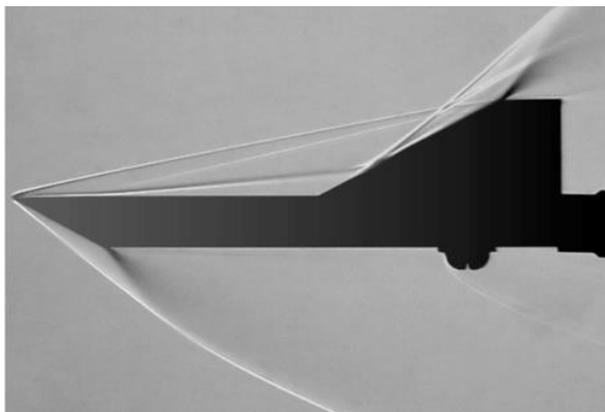


Рис. 1. Шлирен-фотография ударно-волновой структуры, формирующейся при обтекании угла сжатия, число Маха набегающего потока  $M_\infty=6.01$ .

Модель представляла собой горизонтальную пластину с острой передней кромкой (радиус закругления порядка 15 – 20 мкм), на которой установлен наклонный уступ с углом 30 градусов от горизонтальной плоскости. Длина пластины (горизонтальной части модели)  $L=60$  мм, ширина модели равна длине пластины от передней кромки до начала уступа  $L$ . При обтекании модели сверхзвуковым потоком (число Маха набегающего потока  $M_\infty=6.01$ , число Рейнольдса  $Re_L=6 \cdot 10^5$ ) устанавливается трёхмерное отрывное течение. Шлирен-фотография структуры течения приведена на рис. 1.

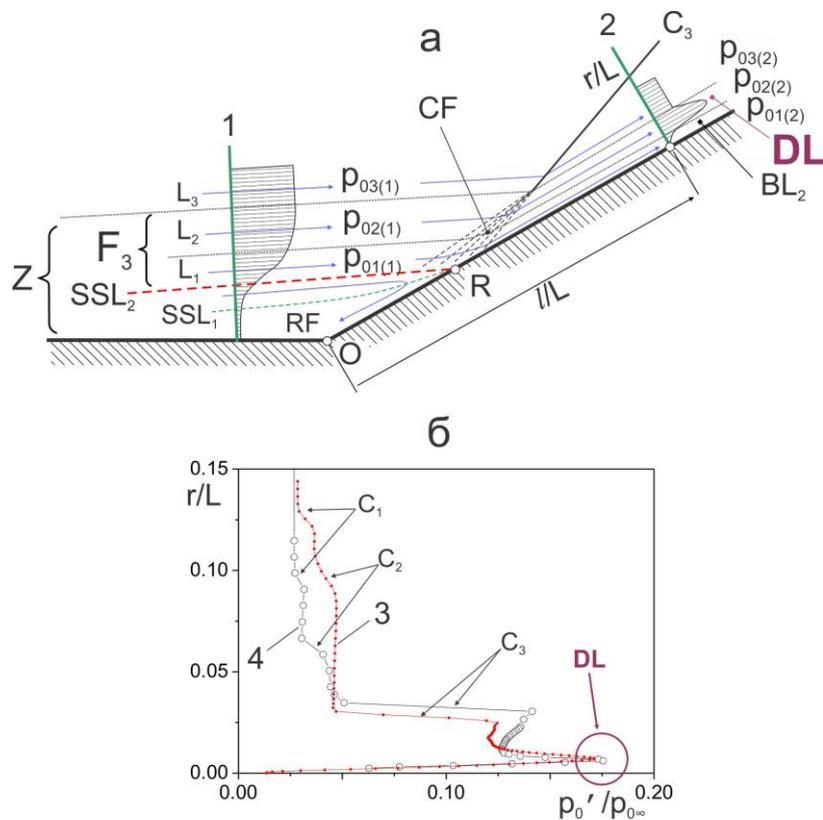


Рис. 2. Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока. Схема отрывного течения (а) и распределение измеренного полного давления (4) и результаты численного расчета (3), (б), [2].

Эксперимент проведён в аэродинамической трубе Т-326 ИТПМ СО РАН и включал в себя шлирен-визуализацию течения, зондирование потока на поверхности модели с помощью приёмника полного давления, масло-сажевую визуализацию предельных линий тока на поверхности модели. Численный расчёт выполнен с помощью программного пакета Fluent. Исследовалось течение в угле сжатия с геометрией и размерами экспериментальной модели, однако вместо закругления передняя кромка пластины имела плоскую вертикальную площадку высотой 50 мкм. Решались трёхмерные нестационарные уравнения Навье-Стокса в ламинарной постановке. Расчётная среда – вязкий совершенный теплопроводный газ. Теплообмен между стенкой и потоком воздуха отсутствует. Возможная турбулизация потока в зоне возвратного течения и в области присоединения не учитывается.

Детальное рассмотрение структуры течения в области присоединения и физический механизм формирования высоконапорного слоя схематически представлен на рис.2(а). Здесь  $O$  – линия сопряжения пластины с уступом,  $R$  – линия присоединения,  $SL$  – сдвиговый слой над областью возвратного течения  $Z$ . Система координат связана с поверхностью модели:  $l$  – продольная координата, параллельная поверхности модели,  $r$  – нормальная координата, перпендикулярная поверхности модели. Значение  $l = 0$  находится в точке  $O$  (на линии стыка пластины с уступом).

Поток газа в слое смешения над линией тока SSL2 (которая приходит на линию растекания R) можно разделить на три слоя. L1 – низконапорная часть сдвигового течения, L2 – высоконапорная часть сдвигового течения, L3 – высоконапорное сверхзвуковое течение (свободный поток, прошедший головной скачок от передней кромки модели и скачок отрыва). Потери полного давления в слое L1 за счет действия сил трения существенно выше, чем в слоях L2 (где они малы) и L3, поэтому полное давление  $p_{01}(1)$  в сечении 1 в слое L1 намного меньше, чем полное давление  $p_{02}(1)$  и  $p_{03}(1)$  в слоях L2 и L3 соответственно. При развороте потока вблизи линии R формируется веер волн сжатия CF, который на некотором расстоянии от поверхности модели образует скачок присоединения C3. После разворота потока в скачке C3 потери полного давления в слое L3 становятся выше, чем в слое L2, который развернулся в изэнтропическом веере волн сжатия CF. Это приводит к тому, что полное давление в слое L3 становится меньше, чем в слое L2. Таким образом, в сечении 2 наблюдается такое распределение полного давления, при котором давление  $p_{02}(2)$  в слое L2 выше, чем давление  $p_{01}(2)$  и  $p_{03}(2)$  в слоях L1 и L3. Для исследуемых параметров потока максимальное значение величины полного давления в высоконапорном слое достигает значения приблизительно 0.9 – 0.95 от величины полного давления в набегающем потоке [1].

Существование высоконапорного слоя DL приводит к тому, что плотность и число Маха в этом слое будут больше, а статическая температура меньше, чем в пограничном слое вблизи поверхности уступа и в потоке за скачком присоединения C3. Из представленного анализа можно сделать вывод о том, что именно условие реализации трехмерного массорасходного режима течения является необходимым условием для образования высоконапорного слоя DL. В данном случае в область присоединения потока поступает газ с высоким полным давлением, что обусловлено незамкнутостью линий тока в зоне пространственного отрыва в отличие от обычно рассматриваемого двумерного отрыва [5].

Результаты анализа численного расчета проверены в эксперименте. На фиг. 2, б показано сравнение расчетного и экспериментального распределения давления Пито (давления торможения за прямым скачком уплотнения) в сечении 2 вдоль линии  $r/L$  (см. схему на фиг. 2, а), перпендикулярной поверхности уступа. Точка  $r/L = 0$  соответствует поверхности модели. Данные представлены для расстояния от линии стыка пластины и наклонного уступа  $l/L = 0.3$ . Измеренное полное давление (давление Пито)  $p_0'$  отнесено к полному давлению набегающего потока  $p_{0\infty}$ . На расстоянии  $r/L = 0.006$  (0.3 мм) виден максимум измеренного трубкой Пито давления, соответствующий середине высоконапорного слоя DL, развивающегося за линией присоединения R и расположенного над пограничным слоем BL2. Также регистрируются скачки уплотнения C1 (скачок от носика пластины), C2 (скачок отрыва), C3 (скачок присоединения) как резкое повышение давления, измеряемое трубкой Пито. Различное положение в пространстве скачков C1 и C2 в расчете и эксперименте может быть объяснено тем, что расчет строился для пластины с радиусом закругления передней кромки  $R \sim 25 - 30$  мкм, а в эксперименте этот радиус был  $R \sim 8 - 10$  мкм. Это приводит к тому, что экспериментальные значения местоположения скачков C1 и C2 на линии движения зонда  $r$  в сечении регистрируются на 0.3 – 1 мм ниже, чем расчетные значения.

Таким образом, наличие обнаруженного в численном расчете высоконапорного слоя за линией присоединения потока при сверхзвуковом трехмерном ламинарном обтекании угла сжатия подтверждено экспериментально путем прямого измерения профиля полного давления с помощью трубки Пито. Дополнительное подтверждение существования динамического слоя дает анализ шликерен-фотографий ударно-волновой структуры течения [2]. Наличие высоконапорного слоя экспериментально подтверждено также при расстояниях от точки излома поверхности  $l/L = 0.417$  и 0.5.

Обнаружение нового элемента структуры сверхзвукового отрывного течения – высоконапорного слоя – приводит к необходимости дальнейших исследований с целью выяснения степени его влияния на структуру и процесс вихреобразования в зоне присоединения отрывного течения. В частности, проведено обсуждение механизма формирования продольных вихрей, выполненное с использованием уравнения завихренности [1], которое для невязкой несжимаемой жидкости известно как уравнение Фридмана. Показано, что область интенсивного вихреобразования находится у стенки в интервале высот  $0.0005 < r/L < 0.004$  (занимает примерно 20% от совместной толщины пограничного и высоконапорного слоёв). Максимальное абсолютное значение имеет вязкий член, следующий за ним – кинематический, последний – бароклиный. Из сравнения величин слагаемых можно заключить, что наибольший вклад в образование пристенного вихревого течения вносят вязкий и кинематический эффекты (гёртлеровская гидродинамическая неустойчивость течения).

Отметим, что первоначальная постановка работы была выполнена в рамках программы совместных фундаментальных исследований для авиационно-космических технологий ФГУП ЦАГИ и институтов РАН по теме «Теоретическое, численное и экспериментальное исследование сверхзвуковых отрывных течений» (2008-2009 гг.).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13-01-00351а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **V.I. Zapryagaev, I.N. Kavun, I.I. Lipatov.** Supersonic laminar separated flow structure at ramp for free-stream Mach number 6 // Progress in Flight Physics. Vol 5/ [Edited by Ph. Reijasse, D. Knight, M. Ivanov, I. Lipatov], (EUCASS advances in aerospace sciences book series). EDP Sciences, Torus Press, France, 2013. Pp. 349 – 362.
2. **Запругаев В.И., Кавун И.Н., Липатов И.И.** Возникновение высоконапорного слоя в угле сжатия при сверхзвуковой скорости потока // МЖГ. 2014. № 6. С. 135 – 144.
3. **Запругаев В.И., Кавун И.Н.** Структура вихревого течения в зоне присоединения сверхзвукового отрывного потока в угле сжатия // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики. Аннотации докладов. (Казань, 20 – 24 августа 2015 г.). Казань: Издательство Академии наук РТ, 2015, С. 109.
4. **Zapryagaev V.I., Kavun I.N., Trubitsuna L.P.** Visualization of streamwise vortices structure near reattachment line of supersonic laminar separated flow // Abstracts of The 13th Asian Symposium on Visualization, June 22–26, 2015, Novosibirsk, Russia, p.100-102.
5. **Delery J.M.** Physics of vortical flows // Journal of Aircraft, Vol. 29, № 5, Sept.– Oct, 1992, с.856-876.