

УДК 532.526.2

## О РОЛИ ЛОКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ В ФОРМИРОВАНИИ ТЕЧЕНИЯ В ДВУГРАННОМ УГЛЕ

КОРНИЛОВ В. И., ХАРИТОНОВ А. М.

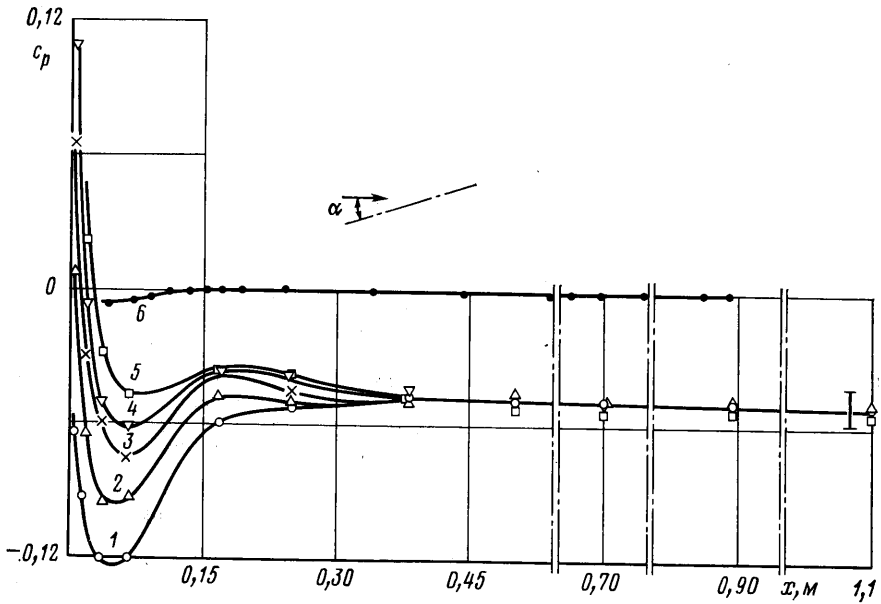
Продольному обтеканию угловых конфигураций посвящен целый ряд теоретических и экспериментальных работ. Детально изучены особенности развития и взаимодействия пограничных слоев [1-3], протяженность пространственного течения в окрестности биссекториальной плоскости [4, 5], влияние различных факторов на характер таких сложных течений [3, 5]. Построены различные интегральные [6] и численные [7-9] методы расчета характеристик пограничного слоя в области взаимодействия. Однако все это относится лишь к сравнительно простым случаям симметричного и ламинарного обтекания прямого двугранного угла. Развивающаяся в окрестности угловой линии система продольных вихрей и переход к турбулентному течению требуют дальнейшего глубокого изучения природы возникновения и развития вихревых систем, закономерностей турбулентного движения. В частности, даже при ламинарном обтекании угловых конфигураций, несмотря на значительный прогресс численных методов расчета, наблюдаются значительные расхождения результатов расчета с экспериментом. Указанные расхождения относятся не только к определению протяженности области взаимодействия пограничных слоев [10], но и в особенности к деформации линий равных скоростей (изотах)  $u/U_\delta = u_0 = \text{const}$ , которые, как известно, характеризуют структуру вихревых течений в окрестности угловой линии. Здесь  $u$  — продольная составляющая скорости в пограничном слое, а  $U_\delta$  — ее значение на внешней границе слоя. Экспериментами [11] показано, что распределение изотак по мере перехода пограничного слоя от ламинарного состояния к турбулентному претерпевает существенную трансформацию, которая определяется направлением поперечных потоков.

В случае взаимодействия турбулентных пограничных слоев природа возникновения вторичных течений, обусловленных градиентами рейнольдсовых напряжений вдоль осей  $y$  и  $z$ , которые индуцируют компоненты скорости  $v$  и  $w$ , предсказывалась еще Л. Прандтлем [12]. Что же касается вторичных течений, наблюдаемых при взаимодействии ламинарных пограничных слоев, то их природа до последнего времени оставалась невыясненной. В то же время особенности обтекания угловых конфигураций в этих условиях должны учитываться при построении расчетных методов, что, вероятно, устранил имеющиеся расхождения с экспериментом [10].

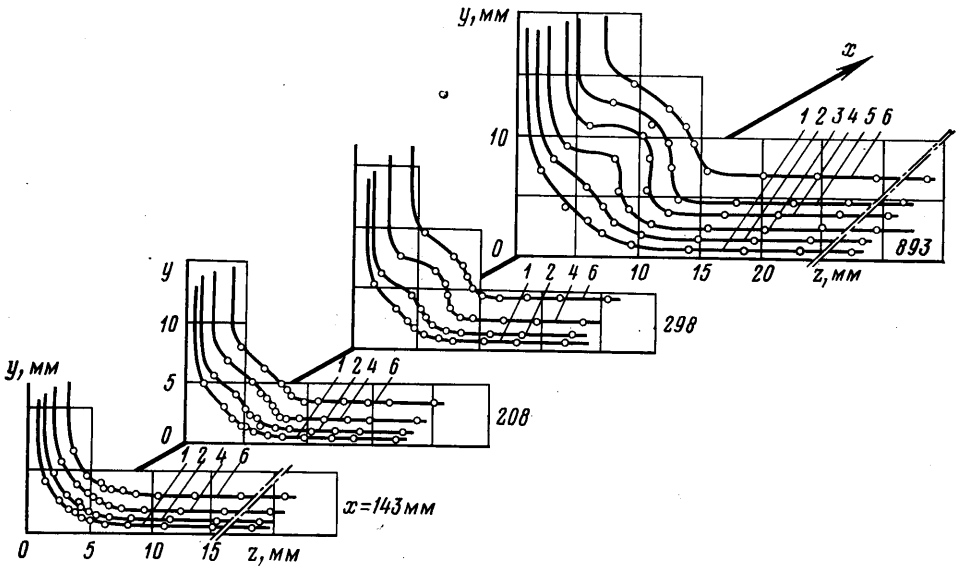
С целью более детального изучения условий возникновения поперечных течений при ламинарном обтекании углов проведены специальные эксперименты в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР Т-324 при изменении скорости невозмущенного потока  $U_\infty$  от 2,3 до 5,5 м/с [ $Re_1 = (1,5-3,5) \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$ ].

Часть исследований выполнена на модели, которая состоит из двух одинаковых плоских шлифованных пластин длиной 1100 мм, установленных друг относительно друга под углом  $90^\circ$ . Носовая (и хвостовая) часть пластин в сечении представляет собой полуэллипс с соотношением полуосей  $b/a = 1:12$ , где  $b = 12$  мм. На гранях угла выполнена группа дренажных отверстий диаметром 0,5 мм, причем первое отверстие находилось на расстоянии 6 мм от передней кромки. Модель оборудована хвостовыми закрылками, которые использовались для регулирования распределения статического давления на поверхности. Местный градиент давления  $dc_p/dx$  в заданной точке определялся путем численного дифференцирования четырехточечного полинома Лагранжа, построенного по экспериментальным значениям  $c_p(x)$ , где  $c_p = (p_i - p_\infty)/q_\infty$  — коэффициент давления.

В качестве регистрирующей аппаратуры при измерении продольной составляющей скорости и ее пульсаций использовался термоанемометр постоянной температуры 55Д00 фирмы DISA в комплекте с линеаризатором 55Д10. В большинстве опы-



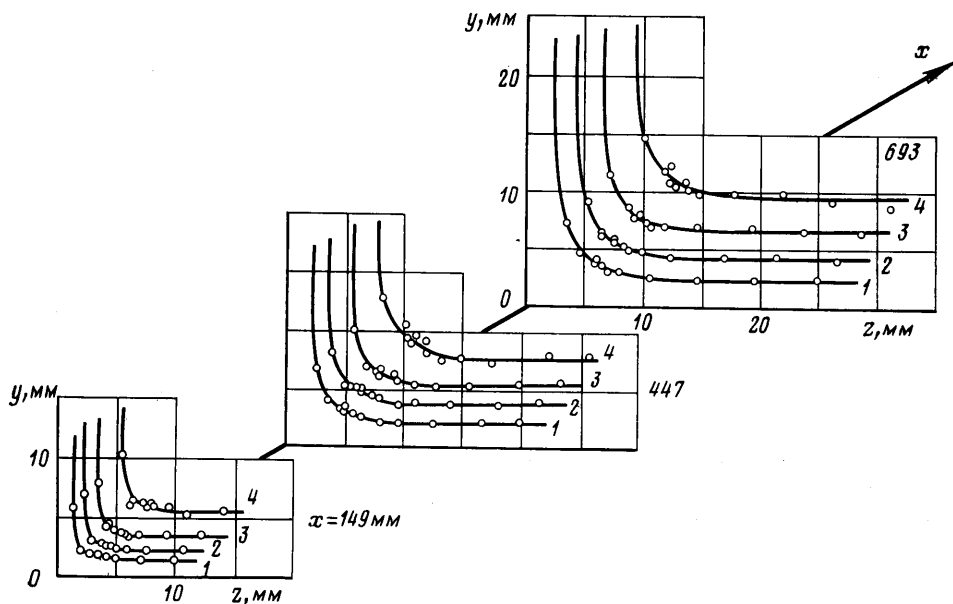
Фиг. 1



Фиг. 2

тов применялся датчик с нитью Волластона длиной 0,65 мм и диаметром 3 мкм. Все это позволило получить в исследованных условиях приемлемую разрешающую способность термоанемометрической системы в целом. Более подробно методика основных измерений изложена в [5].

Опубликованные результаты экспериментальных исследований [1, 13] показывают, что авторами не уделялось должного внимания характеру распределения давления в непосредственной окрестности передней кромки угла. Как правило, приводятся данные об изменении давления лишь на основном участке исследуемой модели. В частности, работа [13] посвящена

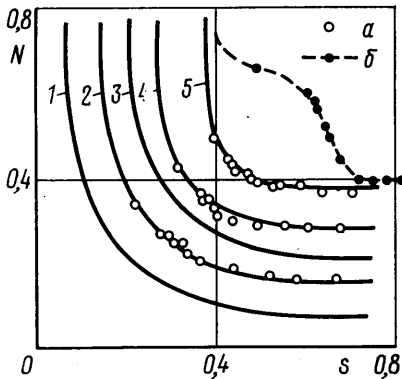


Фиг. 3

изучению влияния продольного градиента давления и формы передней кромки на характер развития ламинарного пограничного слоя в угле. Показано, что острая передняя кромка способствует зарождению отрывных вихорьков, которые, развиваясь, приводят к неустойчивости пограничного слоя и преждевременному переходу к турбулентному состоянию. Этого удается избежать созданием благоприятного градиента давления  $dc_p/dx \approx 0,6 \text{ м}^{-1}$  путем изменения угла атаки  $\alpha$  или применением профилированной передней кромки. Однако влияние локального градиента давления, который имеет место в окрестности передней кромки любой формы, до настоящего времени не принималось во внимание. Между тем характер изменения этой величины, существенно меняющийся даже при незначительном изменении угла атаки, имеет прямое отношение к формированию поперечных течений, хотя на большей части модели при этом сохраняется безградиентное течение (фиг. 1, где обозначения 1–5 соответствуют углам  $\alpha = 0^\circ; 0^\circ 34'; 0^\circ 53'; 1^\circ 13'; 1^\circ 43'$ , а вертикальной чертой отмечена погрешность измерения величины  $c_p$ ). Для примера на фиг. 2 при скорости  $\bar{U}_\infty = 5,5 \text{ м/с}$  приведены линии равных скоростей  $u_0 = \text{const}$  в различных поперечных сечениях двугранного угла для случая распределения давления 5 (фиг. 1). Кривые 1–6 соответствуют относительной скорости  $u_0 = 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,9; 0,99$ .

Видно, что при наличии даже сравнительно слабого локального положительного градиента давления контур изотак с увеличением расстояния  $x$  от передней кромки постепенно деформируется в сторону внешнего потока. При возрастании же величины  $dc_p/dx$  искажение изотак по длине модели происходит значительно интенсивнее [10], а течение приобретает неустойчивый характер с последующим быстрым переходом к турбулентному состоянию. Это указывает на существенное влияние, которое оказывает локальный положительный градиент давления как на развитие поперечных потоков, так и на общий характер течения в целом. Для подтверждения сказанного была создана специальная модель двугранного угла, которая отличалась от первой модели главным образом геометрией началь-

ного и конечного участков поверхности. Ее носовая (и хвостовая) часть выполнена несимметричной, причем рабочая поверхность выполнена практически плоской, а нерабочая поверхность — в виде полуэллипса с соотношением полуосей  $b/a=1:33$ , где  $b=8$  мм. Радиус притупления передней кромки 0,25 мм. Все это позволило реализовать практически безградиентное обтекание модели при  $\alpha=0^\circ$  (точки  $b$  на фиг. 1). Лишь в окрестности носовой части имел место пренебрежимо малый продольный градиент давления порядка  $0,1 \text{ м}^{-1}$ . Соответствующее распределение изотак представлено на фиг. 3 при скорости  $U_\infty=2,3 \text{ м/с}$  ( $Re_1=1,5 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ ). Кривые 1–4 соответствуют относительной скорости  $u_0=0,2; 0,5; 0,8; 0,99$ .



Фиг. 4

Приведенные данные показывают, что в этом случае практически по всей длине модели отсутствует характерная выпуклость изотак, которая отчетливо наблюдалась при наличии значительного локального положительного градиента давления. Следовательно, можно полагать, что поперечные течения в области взаимодействия ламинарных пограничных слоев настолько ослаблены, что не в состоянии вызвать эту деформацию изотак. При этом контур изотак находится в удовлетворительном согласии с аналогичными данными, полученными численным расчетом [7]. Это иллюстрируется на фиг. 4, где приводится сопоставление расчетных (сплошные линии) и экспериментальных (точки) изотак при двух значениях локального положительного градиента давления (точки  $a - dc_p/dx \approx 0,1 \text{ м}^{-1}$ , точки  $b - 0,7 \text{ м}^{-1}$ ). Здесь в целях сравнения используются независимые переменные  $N$  и  $S$ , заимствованные из [7] в виде

$$N = \frac{y^*}{(k+y^*)}, \quad S = \frac{z^*}{(k+z^*)}, \quad y^* = \frac{y\sqrt{Re_x}}{x\sqrt{2}}, \quad z^* = \frac{z\sqrt{Re_x}}{x\sqrt{2}}$$

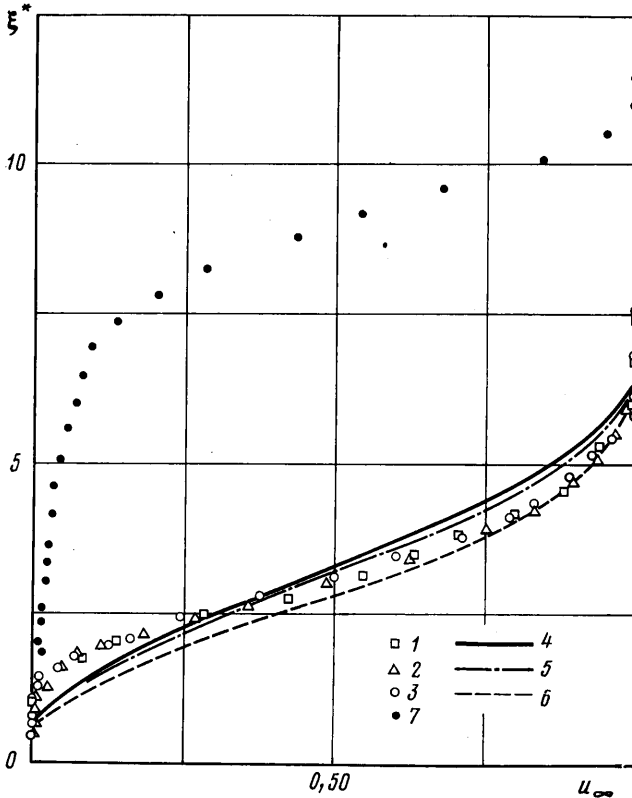
где  $k=5$  — константа. Линии 1–5 соответствуют относительной скорости  $u_0=0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 0,99$ . Отчетливо видно также существенное отклонение экспериментальной зависимости от расчетной для случая  $dc_p/dx \approx 0,7 \text{ м}^{-1}$  (точки  $b$ ).

О том, что поперечные течения при взаимодействии ламинарных пограничных слоев в основном обусловлены градиентом давления в окрестности передней кромки угла, свидетельствуют также экспериментальные профили продольной составляющей скорости  $u/U_\infty = u_\infty = f(\xi^*)$ , представленные на фиг. 5 при  $U_\infty=2,3 \text{ м/с}$  и  $dc_p/dx=0,1 \text{ м}^{-1}$ . Здесь  $\xi^* = \xi\sqrt{Re_x}/x\sqrt{2}$  — безразмерная координата, направленная по высоте пограничного слоя в биссекторальной плоскости угла.

Видно, что в различных поперечных сечениях (точка 1 —  $x=149$ ; 2 — 447; 3 — 693 мм) наблюдается полное подобие профилей скорости, что дает основание полагать о наличии равновесного пограничного слоя и об отсутствии какого-либо влияния слабого локального градиента давления. В этих условиях имеет место удовлетворительное согласие расчетов: 4 — [9], 5 — [7], 6 — [14] с экспериментом. А при значении градиента давления  $dc_p/dx \approx 0,7 \text{ м}^{-1}$  экспериментальные значения скорости (точки 7) существенно отклоняются от расчетных. Следовательно, локальный положитель-

ный градиент давления оказывает значительное влияние на формирование всей структуры течения в области взаимодействия.

В переменных  $\delta^* = \delta \sqrt{Re_x} / x \sqrt{2}$ ,  $(dc_p/dx)_{\max}$ , где  $\delta^*$  — безразмерная толщина пограничного слоя в биссекториальной плоскости двугранного угла,  $(dc_p/dx)_{\max}$  — максимальный положительный градиент давления в окрестности передней кромки модели, результаты экспериментов слабо зависят от продольной координаты  $x$  и геометрии носовой части модели и обобщаются линейной зависимостью с погрешностью, не превышающей  $\pm 9\%$



Фиг. 5

[10]. Это дает основание полагать, что локальный положительный градиент давления, обусловленный торможением потока у передней кромки угла, является определяющим параметром. Однако для окончательного подтверждения необходимы дополнительные исследования в более широком диапазоне скоростей потока.

Таким образом, вторичные течения, наблюдаемые в области взаимодействия ламинарных пограничных слоев и направленные вдоль биссекториальной плоскости в сторону внешнего потока, возникают и развиваются в основном под воздействием локального градиента давления вблизи передних кромок пересекающихся граней. Следовательно, передняя кромка угла способствует возникновению возмущений в пограничном слое в виде парных вихрей, которые по мере перехода к турбулентному состоянию вытесняются вторичными течениями, зарождающимися вследствие турбулентного переноса. Указанные локальные эффекты должны учитываться при построении эффективных методов расчета вязкого течения в угловых конфигурациях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Zamir M., Young A. D.* Experimental investigation of the boundary layer in a streamwise corner.— *Aeronautical Quart.*, 1970, v. 21, № 4, p. 313–339.
2. *Mojola O. O., Young A. D.* An experimental investigation of the turbulent boundary layer along a corner. AGARD-CP-93, 1971.
3. *Корнилов В. И.* Взаимодействие пограничных слоев в области сопряжения аэродинамических поверхностей: Дис. на соискание уч. ст. канд. техн. наук. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
4. *Корнилов В. И., Харитонов А. М.* Экспериментальное исследование сжимаемого пограничного слоя вблизи линии пересечения двух пластин, образующих прямой угол.— *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук*, 1974, вып. 2, № 8.
5. *Корнилов В. И., Харитонов А. М.* Взаимодействие турбулентных пограничных слоев в прямом двугранном угле.— *ПМТФ*, 1978, № 3, с. 69–76.
6. *Bloom M. N., Rubin S.* High-speed viscous corner flow.— *J. Aerospace Sci.*, 1961, v. 28, № 2, p. 145–157.
7. *Ghia K. N.* Streamwise flow along an unbounded corner.— *AIAA Pap.*, 1974, № 559, p. 14.
8. *Weinberg B. C., Rubin S. G.* Compressible corner flow.— *J. Fluid Mech.*, 1972, v. 56, № 4, p. 753–774.
9. *Rubin S., Grossman B.* Viscous Flow along a corner: numerical solution of the corner layer equations.— *Quart. Appl. Math.*, 1971, v. 29, № 2, p. 169–186.
10. *Корнилов В. И., Харитонов А. М.* Некоторые особенности вязких течений в угловых конфигурациях.— В кн.: *Исслед. пристен. течений вязкого газа*. Новосибирск, 1979, с. 45–58.
11. *Корнилов В. И., Харитонов А. М.* О развитии поперечных течений в пограничном слое при продольном обтекании прямого двугранного угла.— *ПМТФ*, 1979, № 1, с. 72–78.
12. *Prandtl L.* Turbulent flow.— *NACA T&M*, 1927, № 435.
13. *Zamir M., Young A. D.* Pressure gradient and leading edge effects on the corner boundary layer.— *Aeron. Quart.*, 1979, v. 30, № 3, p. 471–484.
14. *Desai S. S., Mangler K. W.* Incompressible laminar boundary layer flow along a corner formed by two intersecting planes.— *RAE Techn. Rep.* 74062, 1974.

Новосибирск

Поступила в редакцию  
10.VII.1980