

## **ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА КРЫЛОВОМ ПРОФИЛЕ В УСЛОВИЯХ ОБТЕКАНИЯ НЕСИММЕТРИЧНЫМ СЛЕДОМ**

**В.И. КОРНИЛОВ, Г. ПЭЛХАС, Б. ОПОА**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск*

*ONERA DMAE, Тулуза, Франция*

Обсуждаются результаты экспериментального исследования взаимодействия несжимаемого двумерного турбулентного следа, генерируемого установленным под углом атаки крыловым профилем, с пограничным слоем, формирующимся на аналогичном профиле, расположенном ниже по течению. Выполнены обширные измерения осредненных параметров течения и характеристик турбулентности в области взаимодействия. Особое внимание уделяется анализу структуры течения при изменении положения нижерасположенного крыла по ширине следа. Полученные результаты сравниваются с соответствующими данными для случая изолированного обтекания. В частности, обнаружено заметное снижение уровня турбулентных пульсаций скорости в пограничном слое при расположении крылового профиля в периферийной части следа. Подобный эффект зафиксирован также в области течения за пределами пограничного слоя для случая, когда крыловой профиль находится в центральной части следа. Показано, что хотя процесс взаимодействия носит весьма сложный характер, распределение нормализованного дефекта средней скорости во внешней области взаимодействующего течения приближенно описывается в рамках известных корреляционных соотношений, справедливых для спутного потока позади поперечно обтекаемого кругового цилиндра. Приведен анализ составляющих взаимодействующего течения, т. е. изолированных турбулентного следа и пограничного слоя, и показана возможность их описания в автомодельных переменных.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Взаимодействие между турбулентным следом, генерируемым обтекаемым телом, и пограничным слоем, формирующимся на расположенной вниз по потоку поверхности (в особенности криволинейной), продолжает оставаться одной из важнейших и в то же время слабоизученных задач динамики вязкой жидкости. В частном случае эта задача является составной частью более сложной проблемы, характеризующейся тем, что при определенных условиях турбулентный след способен вызвать на нижерасположенной поверхности ряд крайне негативных явлений, вплоть до образования явления типа бафтинга [1]. С практической точки зрения это ведет к потере несущих свойств указанной поверхности, значительным поперечным перегрузкам и, тем самым, представляет немалую опасность для летательных аппаратов, попадающих в область влияния следа. Известно, что негативные тенденции усугубляются в том случае, когда след содержит интенсивные концевые вихри. Однако даже при их отсутствии может существенно упасть скороподъемность летательного аппарата, поскольку центральная часть следа имеет составляющую вектора скорости, направленную вниз.

Моделирование взаимодействующих течений, развивающихся в условиях существования повышенной турбулентности следа и его значительной несимметрии, представляет определенные трудности, вызванные несколькими

причинами. Основная из них состоит в том, что исследуемый процесс носит сильно нелинейный характер, обусловленный прежде всего неравновесным (по Клаузеру) характером исходного потока, генерируемого вышерасположенной поверхностью. Изначально такой поток, как правило, формируется в условиях существования продольного градиента давления, который, как показывают эксперименты [2, 3], интенсивно уменьшается по длине следа. При этом поток плавно релаксирует к состоянию полного гидродинамического равновесия, которое, в зависимости от тех или иных условий, достигается на расстоянии от нескольких десятков до нескольких сотен и даже тысяч характерных размеров обтекаемого тела. В силу отмеченных причин характер взаимодействия системы неравновесный след/пограничный слой существенно усложняется.

Другой аспект проблемы имеет прямое отношение к разработке эффективных численных методов расчета и созданию приемлемой физической модели течения и состоит в необходимости совершенствования вычислительных процедур для случая обтекания криволинейной поверхности с учетом влияния турбулентного следа. Несмотря на многолетнюю историю, данная задача пока не получила сколько-нибудь законченного теоретического обоснования. Хотя уравнения Навье — Стокса, описывающие такое течение, в принципе известны, тем не менее их решение, даже с учетом последних достижений в области вычислительной аэрогидродинамики, вызывает затруднения. В этом случае для решения проблемы замыкания необходима аппроксимация в явном виде всех членов уравнений переноса для напряжений Рейнольдса. Это, в свою очередь, заметно усложняет саму модель турбулентности, которая в значительной степени базируется на экспериментальных данных. Таким образом, для развития и совершенствования процесса моделирования, а также разработки эффективных методов расчета этого класса течений необходима тщательная информация о структуре потока и механизмах переноса в широком диапазоне варьируемых условий.

Выполненные за последние два десятилетия исследования [4 – 8] позволили понять и уточнить некоторые детали сходных течений при выборочных значениях определяющих параметров. В [9, 10] обнаружено сильное влияние уровня турбулентности в следе на процесс его взаимодействия с пограничным слоем плоской поверхности. Расчетами показано, что особенно сложные проблемы возникают на начальном участке взаимодействия, где реализуются зоны течения с отрицательной вихревой вязкостью.

Некоторые из имеющихся работ [11 – 13] выполнены для сугубо конкретных конфигураций, применяющихся в авиационной технике, поэтому полученные в них результаты характеризуются явно выраженной спецификой.

Ряд исследований [14, 15 и др.] посвящен экспериментальному изучению аэродинамических сил и моментов, действующих на схематизированный летательный аппарат, попадающий в след вышерасположенного самолета. Полученные данные использовались авторами для развития аэродинамической модели, позволяющей оценивать интерференцию между выше- и нижерасположенными летательными аппаратами.

В отличие от отмеченных, в настоящей работе исходные потоки (след и пограничный слой) формируются при обтекании абсолютно одинаковых относительно тонких симметричных крыловых профилей, расположенных tandemом, причем предусмотрена возможность изменения их положения относительно друг друга как в продольном, так и в поперечном направлении. Последнее обстоятельство действительно важно, поскольку указанное изменение приводит к существенному усилению или ослаблению интенсивности взаимодействия, вплоть до его полного исчезновения. Однако в реальных условиях данный процесс может осложняться за счет влияния вихрей, сбегаящих с концов крыла. В рамках используемого здесь подхода, чтобы не ус-

ложнять задачу дополнительными эффектами, такое влияние преднамеренно исключено. Таким образом, относительная простота используемых моделей вместе с их практической реалистичностью дают благоприятную возможность для изучения основных закономерностей развития этого класса течений, что, в свою очередь, может быть положено в основу создания физической модели течения. По мнению авторов, полученные результаты могут быть распространены и на более общие случаи взаимодействия.

В отношении используемого здесь термина “взаимодействие” следует сделать следующее замечание. Ясно, что с полным основанием мы можем пользоваться этим термином в том случае, когда два (или более) самостоятельных гидродинамических поля течения начинают влиять друг на друга. В настоящей задаче подобная ситуация, в принципе, возникает. Это происходит, когда несимметричный турбулентный след своей периферийной частью натекает на уже сформировавшийся пограничный слой нижерасположенного крыла. Когда же крыло находится в центральной по ширине части следа, то более корректно говорить о том, что пограничный слой на таком крыле формируется в условиях его обтекания следовым потоком с присущими ему свойствами. Однако на данном этапе исследований будем условно пользоваться термином “взаимодействие”, хотя в большинстве случаев имеем дело с обтеканием крылового профиля несимметричным неоднородным турбулентным сдвиговым потоком.

## 2. УСЛОВИЯ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при скорости набегающего потока  $\bar{u}_\infty = 25 \text{ м/с}$ , что соответствовало числу Рейнольдса по хорде крыла  $Re_c = 4,28 \cdot 10^5$  ( $Re_l = 1,66 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ ).

Исследуемая модель представляет собой два одинаковых прямоугольных в плане крыловых профиля (переднее и заднее), установленных тандемом в рабочей части трубы (рис. 1). Конструкция позволяет плавно менять положение крыльев в продольном  $x$  и поперечном  $y$  направлениях, а также варьировать их угол атаки  $\alpha$  в диапазоне  $\pm 40^\circ$ . Чтобы избежать прогиба исследуемых крыльев, а также для удобства измерений модели монтировались в трубе в вертикальном положении. Каждое из крыльев имело симметричный профиль типа профиля Жуковского с хордой  $c = 257 \text{ мм}$ , размахом  $z = 970 \text{ мм}$  и относительной толщиной  $\bar{t} = t/c = 0,07$ . Приемные отверстия статического давления диаметром  $0,35 \text{ мм}$  размещались на обеих сторонах крыла вдоль его центральной хорды. Координаты профиля приведены ниже:

$x^*/c \cdot 10^3$	2	7	15	27	42	60	81	106	133	163	195	230	266	305
$y^*/t \cdot 10^3$	67	133	196	256	311	359	402	439	464	484	496	500	496	486
$x^*/c \cdot 10^3$	387	473	561	647	730	769	806	840	872	900	926	948	967	981
$y^*/t \cdot 10^3$	445	385	313	238	168	137	108	83	62	44	31	21	14	12

Выбор указанной геометрии профиля и относительной толщины крыла обусловлен двумя основными соображениями. Во-первых, при обтекании сравнительно тонких крыловых профилей не проявляется известное свойство гистерезиса стационарных суммарных и распределенных характеристик [16]. Во-вторых, по крайней мере в диапазоне  $Re_c = (0,2 - 0,8) \cdot 10^6$  аэродинамические характеристики перестают зависеть от числа Рейнольдса [17], что важно при выявлении общих закономерностей исследуемого течения.

Для уменьшения интенсивности концевых вихрей и увеличения эффективного удлинения крыла  $\lambda_{ef}$  модель снабжена концевыми аэродина-

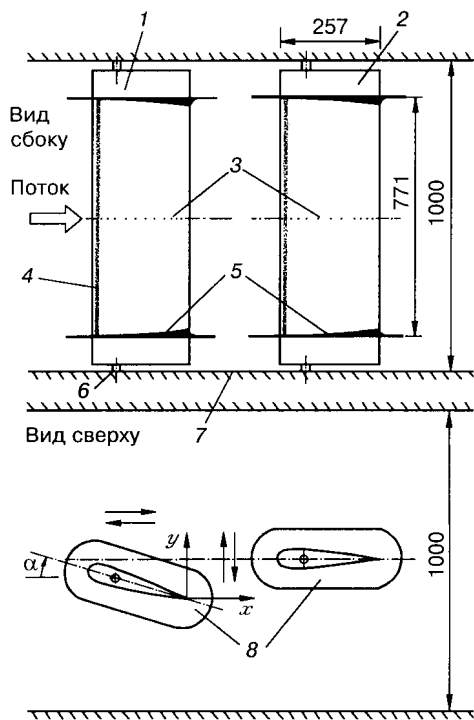


Рис. 1. Схема модели и координаты  $x^*$ ,  $y^*$  профиля крыла.

1 — переднее крыло, 2 — заднее крыло, 3 — приемники давления, 4 — турбулизатор, 5 — зализы, 6 — ось вращения, 7 — боковые стенки рабочей части аэродинамической трубы, 8 — концевые пластины. Размеры в мм.

мическими шайбами, выполненными в виде эллипса, большая сторона которого составляет 1,5 хорды крыла. Расстояние между шайбами в направлении размаха крыла  $l$  равно 771 мм, что соответствует удлинению крыла  $\lambda = 3$ . Однако, следуя результатам [18], фактическое удлинение определяется по формуле

$$\lambda_{\text{ef}} = \lambda (1 + 1,66 (h/l)),$$

где  $h$  — высота шайбы. Поэтому в нашем случае  $\lambda_{\text{ef}} = 3,83$ .

Необходимо отметить, что в областях сочленения концевых шайб с поверхностью крыла, представляющих собой типичные угловые конфигурации, реализуется пространственное течение с формированием продольно развивающихся вихрей [19].

Для уменьшения негативного воздействия этих вихрей на основную область течения использовались зализы, геометрия которых выбрана на основе данных [20]. Предварительные эксперименты показали, что обтекание такого крыла осуществляется плоским потоком и по существу аналогично режиму обтекания крыла бесконечного удлинения. Визуализация предельных линий тока визуализирующей смесью на основе двуокиси титана также не обнаружила существования каких-либо особенностей течения типа узловых и седловых точек, фокусов и т. п. и тем самым подтвердила эффективность используемых зализ.

Угол атаки модели изменялся в диапазоне от  $-7,5$  до  $18^\circ$  с интервалом от  $2$  до  $2,5^\circ$ . Истинный угол атаки крыла устанавливался по шкале с оптическим визиром с погрешностью, не превышающей  $0,25^\circ$ . Начальное положение крыла, соответствующее  $\alpha = 0$ , определялось на основе калибровочной зависимости  $(P_W - P_L)/q_\infty = f(\alpha_{sc})$ , которая уточнялась в процессе каждой серии экспериментов. (Здесь  $(P_W - P_L)$  — перепад давления, измеренный в сходственных точках на наветренной и подветренной сторонах модели,  $q_\infty$  — скоростной напор набегающего потока,  $\alpha_{sc}$  — угол атаки модели, регистрируемый по шкале.)

Скорость набегающего потока поддерживалась постоянной и контролировалась по перепаду между полным и статическим давлением, измеренному с помощью трубки Пито — Прандтля, установленной на расстоянии примерно четырех хорд крыла впереди модели.

Для выполнения измерений в пограничном слое и следе использовался координатник ручного управления с тремя степенями свободы, установленный на наружной стенке трубы. Он обеспечивал линейные перемещения по оси  $y$  с точностью  $0,01$  мм (точная шкала) и  $0,1$  мм (грубая шкала) и по оси  $x$  с точностью  $0,5$  мм, а также угловое вращение в плоскости  $xy$  с точностью  $0,5^\circ$ .

Средняя скорость в исследуемой точке поля потока и продольная компонента пульсаций скорости измерялись с помощью комплекта термоанемомет-

рической аппаратуры фирмы DANTEC. Блок-схема измерений включала термоанемометрический мост 55M10, к выходу которого был подключен линейаризатор 55D10. Постоянная составляющая линейаризованного сигнала, соответствующая средней скорости течения  $\bar{u}$ , измерялась вольтметром постоянного тока 55D31. Переменная составляющая сигнала, соответствующая среднеквадратичному значению продольной компоненты скорости  $\sqrt{u'^2}$ , фильтровалась вспомогательным блоком 55D25 и измерялась вольтметром среднеквадратичных напряжений 55D35. В качестве первичного преобразователя использовался миниатюрный датчик термоанемометра с чувствительным элементом в виде вольфрамовой нити диаметром 5 мкм и длиной 1,2 мм. В процессе измерений нить датчика ориентировалась перпендикулярно вектору скорости набегающего потока.

Некоторая информация о погрешности измерения основных анализируемых величин приведена ниже:

Переменная	Метод измерений	Ошибка измерения	Примечание
Угол атаки крыла	Круговой лимб	0,25°	
Расстояние от стенки	Координатное устройство	0,01 мм	Точная линейная шкала
		0,1 мм	Грубая линейная шкала
Расстояние по потоку	Координатное устройство	0,5 мм	
$C_p$	Микроманометры ЦАГИ и DISA	±0,3 %	
$T_\infty$	Электронный термометр	±1 %	
$q_\infty$	Микроманометр DISA	±0,25 %	
$\bar{u}_\infty$	Микроманометр DISA и лабораторное оборудование для определения плотности $\rho$	±0,5 %	
$\bar{u}$	Термоанемометр	±0,5 %	
$\sqrt{u'^2}$	Термоанемометр	±2 %	

Отметим, что для переменных  $C_p, T_\infty, q_\infty, \bar{u}, \bar{u}_\infty, \sqrt{u'^2}$  здесь указана случайная погрешность измерения, отнесенная к соответствующему максимально наблюдаемому в данных экспериментах значению. Привести относительные ошибки измерений в более приемлемом виде не представляется возможным, так как они существенно переменны по высоте исследуемой области.

Эксперименты выполнялись в два этапа: на первом анализировались характеристики составляющих взаимодействующего течения, т. е. изолированного следа и изолированного пограничного слоя в естественных условиях, на втором пограничный слой на обоих крыльях искусственно турбулизировался. С этой целью использовалась полоса наждачной бумаги длиной 12 мм и толщиной 0,6 мм, которая наклеивалась по размаху крыла на обеих его сторонах на расстоянии около 5 % хорды от его передней кромки. Большинство экспериментов второго этапа выполнено для случая, когда переднее крыло находилось под углом атаки  $\alpha = 7,5^\circ$ . Для того чтобы нижерасположенное крыло попадало в зону влияния следа, переднее крыло необходимо было перемещать главным образом в положительном направлении оси  $y$  (к левой по потоку боковой стенке трубы). В этом случае генерируемый след имел общее направление от левой по потоку стенки к правой боковой стенке трубы, занимая область ядра потока трубы. В этой связи есть основания полагать, что интерференция следового потока с пограничным слоем стенок трубы незначительна.

Основные измерения проводились в 14-ти поперечных сечениях по длине следа в интервале  $x/c$  от 1,004 (окрестность задней кромки крыла) до 2,54 (дальний след) и в восьми поперечных сечениях в пограничном слое нижерасположенного крыла в пределах  $x/c = 0,195 - 0,962$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Как отмечалось, цель начального этапа исследований — анализ состояния пограничного слоя и следа за обтекаемым крылом в естественных условиях. Важно было найти тот диапазон углов атаки, в котором обтекание крыла носит безотрывный характер. Это позволяло на этапе изучения самого процесса взаимодействия не усложнять задачу дополнительным влиянием отрывных эффектов.

#### 3.1. Предварительные эксперименты

На рис. 2 приведено распределение поверхностного давления на подветренной и наветренной сторонах крыла вдоль его центральной хорды при варьируемых значениях угла атаки модели (здесь  $C_p = (P - P_\infty)/0,5 \rho \bar{u}_\infty^2$  — ко-

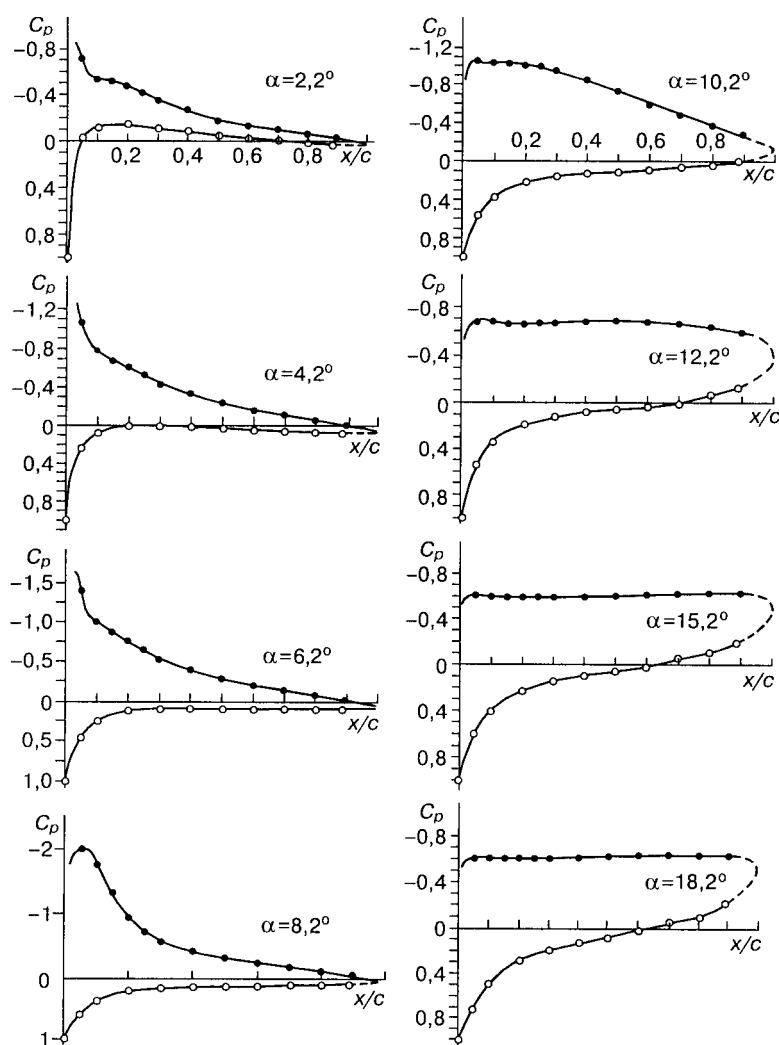


Рис. 2. Распределение коэффициента поверхностного давления вдоль хорды крыла.  
о — наветренная, • — подветренная сторона.

эффицент давления,  $x/c$  — безразмерная координата, имеющая направление хорды крыла). Как видно, в исследуемом диапазоне углов  $\alpha$  реализуются по крайней мере два режима обтекания крыла. Режим безотрывного обтекания ( $\alpha \leq 8,2^\circ$ ) при увеличении  $\alpha$  характеризуется заметным возрастанием разрежения в носовой части подветренной стороны крыла. При  $\alpha = 10,2^\circ$  в указанной области возникает плато давления, обусловленное возникновением довольно обширной области отрыва потока. При дальнейшем росте угла атаки ( $\alpha = 12,2 - 18,2^\circ$ ) отмеченная область распространяется на большую часть крыла. В этом случае, по-видимому, имеет место глубокое срывное обтекание потока на подветренной стороне крыла. Анализ показывает, что на режиме безотрывного обтекания полученные эпюры давления находятся в удовлетворительном согласии с данными численного расчета [21], выполненного на основе панельного метода возмущенного потенциала.

Представленные выше эпюры давления послужили основой для определения коэффициента нормальной силы сечения крыла

$$C_{LS} = \int_0^1 (C_{PW} - C_{PL}) d\bar{x}.$$

Полученные таким образом данные показали, что линейный характер зависимости  $C_{LS} = f(\alpha)$  распространяется до углов  $\alpha$  порядка  $8 - 9^\circ$ . Это обстоятельство послужило основой для выбора главного режима обтекания крыла при последующих экспериментах, определяемого углом атаки  $\alpha = 7,5^\circ$ .

В процессе дальнейших измерений был выполнен подробный анализ осредненных по времени параметров течения и характеристик турбулентности изолированного следа и пограничного слоя на крыле при углах  $\alpha \leq 7,5^\circ$ . Полученные результаты хранятся в компьютерном банке данных авторов. Основным итогом этой серии экспериментов кратко сводится к следующему. Как и в работах [2, 3], посвященных изучению следа за скользящим крылом, переход к турбулентности на подветренной стороне модели в нашем случае вызван образованием пика разрежения в окрестности передней кромки крыла и формированием локального отрывного пузыря в этой области течения. Поэтому при  $\alpha = 7,5^\circ$  пограничный слой по существу находится в турбулентном состоянии начиная от передней кромки. На наветренной стороне модели уровень турбулентных пульсаций скорости таков, что можно, скорее, говорить о наличии переходного участка течения, по крайней мере при  $\alpha = 7,5^\circ$ . Это подтверждают и результаты анализа других характерных величин: изолиний средней скорости и продольной компоненты пульсаций скорости в пограничном слое и в самом следе. Ясно, что неоднозначность состояния течения за наветренной и подветренной сторонами крыла могла бы существенно изменить схему взаимодействия следа с пограничным слоем нижерасположенного крыла. Поэтому все последующие эксперименты проводились с использованием искусственной турбуликации пограничного слоя на обеих сторонах крыла.

## 3.2. Основные измерения

### 3.2.1. Характеристики изолированного следа

На рис. 3 представлены профили средней скорости  $\bar{u}/\bar{u}_e = f(y)$  в 14-ти поперечных сечениях по длине следа, генерируемого крыловым профилем, установленным под углом  $\alpha = 7,5^\circ$ . Здесь и далее значение  $y = 0$  совпадает с плоскостью, проходящей через заднюю кромку крыла параллельно продольной оси аэродинамической трубы.

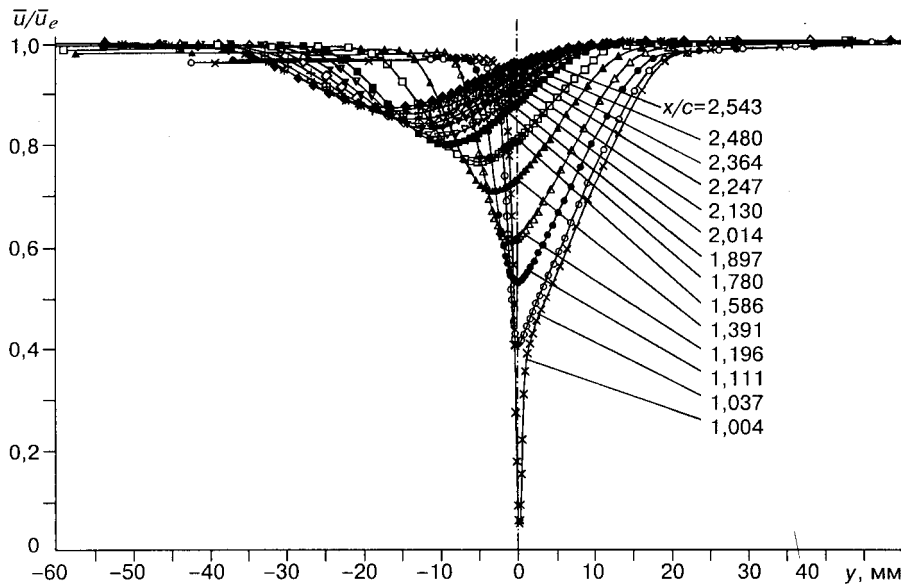


Рис. 3. Профили средней скорости в изолированном следе при  $\alpha = 7,5^\circ$ .

Как и следовало ожидать, в ближнем следе ( $x/c \leq 1,111$ ) имеет место явная несимметрия в распределении средней скорости относительно положения  $y = 0$ . Эта несимметрия обусловлена существенным отличием условий формирования пограничного слоя на стороне разрежения и стороне давления крыла. По мере увеличения координаты  $x/c$  заметна тенденция к симметризации и выполаживанию профиля  $\bar{u}/\bar{u}_e = f(y)$ . Характерно, что отклонение оси следа  $y_0$  относительно значения  $y = 0$ , найденное по положению линии минимальной скорости в профиле  $\bar{u}/\bar{u}_e = f(y)$ , в пределах определенной погрешности имеет постоянное значение, равное примерно  $2,5^\circ$ . Исключение составляет лишь область течения  $1,0 \leq x/c \leq 1,1$  (ближний след), поведение которой имеет более сложный характер. Это, кстати, достаточно хорошо подтверждается распределением линий равных скоростей  $\bar{u}/\bar{u}_e = \text{const}$ , откуда следует, что положение минимума скорости в пределах указанной области практически не меняется.

Более подробные измерения поля скосов потока позади крылового профиля при  $\alpha = 7,5^\circ$  показали, что в интервале относительных значений  $x/c = 1,004 - 2,543$  скосы потока, максимальные значения которых формируются в подветренной области следа, уменьшаются по длине последнего от  $6,2$  до  $2,1^\circ$ .

Определенный интерес представляет анализ закономерностей развития средней скорости по ширине следа. С этой целью воспользуемся автотельными координатами, которые часто применяют для описания нормализованного профиля дефекта скорости  $(\bar{u}_e - \bar{u})/(\bar{u}_e - \bar{u}_{\min})$  в следе за поперечно обтекаемым цилиндром. Результаты такого подхода иллюстрируются на рис. 4. Важно подчеркнуть, что координата  $y$  здесь отсчитывалась от фактического положения оси следа, а  $y_{0,5}$ , как это принято, соответствует величине  $y$ , при которой дефект скорости составляет половину максимального значения. Заметим, что изменение величины  $y_{0,5}$  по длине следа удовлетворительно коррелирует с данными расчета по эмпирической формуле  $y_{0,5} = 0,693\sqrt{x}$ , полученной в [22] для изолированного кругового цилиндра.



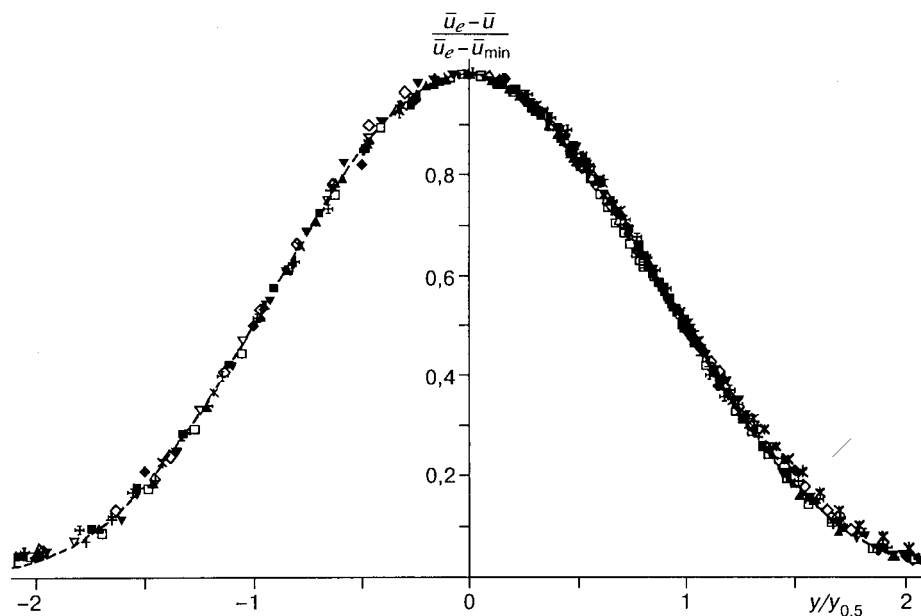


Рис. 4. Профили средней скорости в следе при  $\alpha = 7,5^\circ$  в автомодельных координатах.

Значения безразмерного расстояния  $x/c$ : 1,196 ( $>$ ), 1,391 (o), 1,586 ( $\times$ ), 1,780 ( $\Delta$ ), 1,897 ( $\otimes$ ), 2,014 ( $\diamond$ ), 2,130 ( $\bullet$ ), 2,247 ( $\nabla$ ), 2,364 ( $*$ ), 2,480 ( $\square$ ), 2,543 ( $+$ ); штриховая линия — экспоненциальная функция [23]:  $(\bar{u}_e - \bar{u})/(\bar{u}_e - \bar{u}_{\min}) = \exp[-0,637(y/y_{0,5})^2 - 0,056(y/y_{0,5})^4]$ .

Из рис. 4 видно, что измеренные в явно несимметричном следе профили имеют автомодельный характер (за исключением отмеченной выше области ближнего следа) и хорошо аппроксимируются экспоненциальной функцией

$$(\bar{u}_e - \bar{u})/(\bar{u}_e - \bar{u}_{\min}) = \exp[-0,637(y/y_{0,5})^2 - 0,056(y/y_{0,5})^4],$$

предложенной в [23] (штриховая линия) для спутного потока за круговым цилиндром.

На рис. 5 представлены профили среднеквадратичных значений продольной компоненты пульсации скорости  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e = f(y)$  в 14-ти поперечных сечениях по длине следа. Здесь также заметна существенная несимметрия течения в ближнем следе, которая при удалении вниз по потоку постепенно исчезает. В целом представленные профили в значительной степени несут в себе черты турбулентного пограничного слоя, формирующегося в условиях градиентного течения на крыле. Действительно, при отрицательных значениях  $y$  профиль имеет максимум (пик) в окрестности  $y = 0$ , и это напоминает соответствующий профиль на плоской пластине; при положительных  $y$  максимум в распределении  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e = f(y)$  смещен “вверх”, что отражает существование положительного градиента давления на подветренной стороне крыла. Подтверждением этому являются линии равных значений  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e = \text{const}$  в следе.

В работе [23] было показано, что хотя распределение турбулентных пульсаций скорости в следе за тем или иным симметричным генератором возмущений и близко к автомодельному, оно в то же время зависит от геометрии генератора. В связи с этим представляет интерес рассмотреть аналогичные распределения в автомодельных координатах для существенно несимметричного

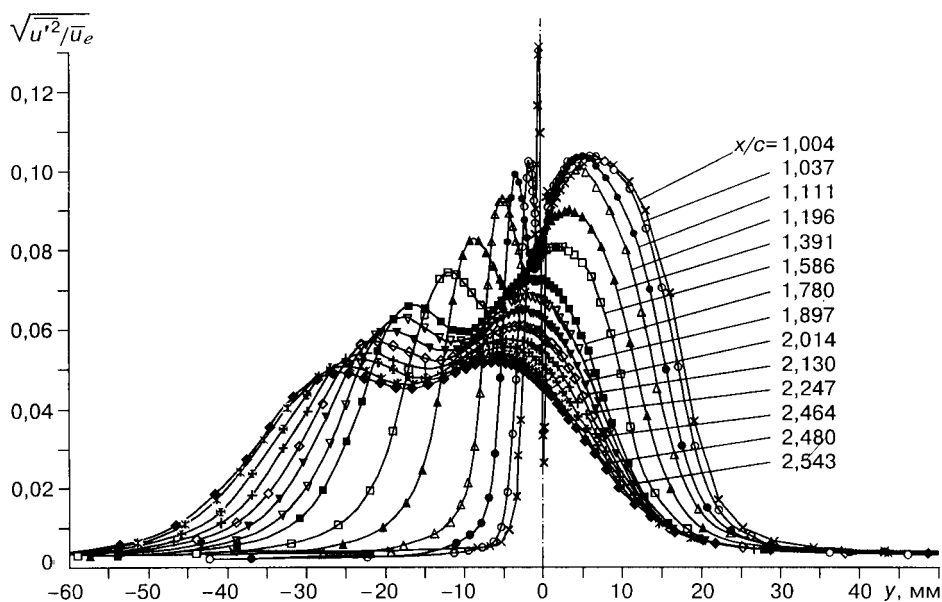


Рис. 5. Профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости в изолированном следе при  $\alpha = 7,5^\circ$ .

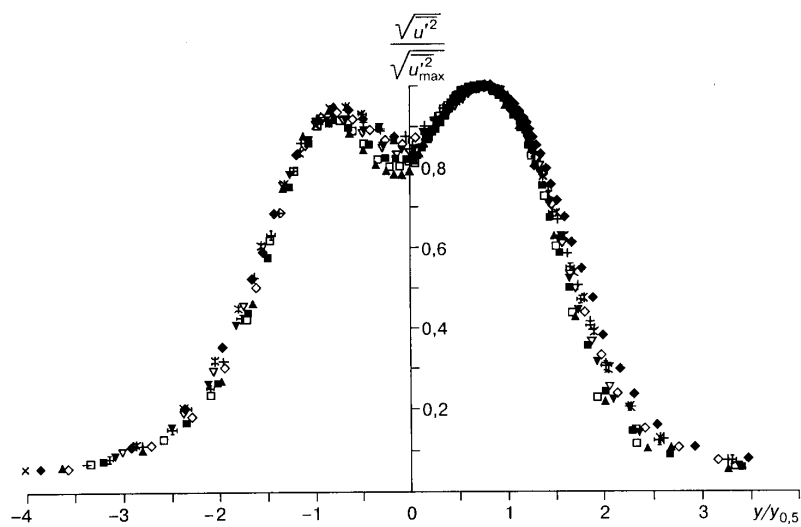


Рис. 6. Нормализованные профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости в следе при  $\alpha = 7,5^\circ$ .

Значения безразмерного расстояния  $x/c$ : 1,196 ( $\triangleright$ ), 1,391 ( $\circ$ ), 1,586 ( $\times$ ), 1,780 ( $\Delta$ ), 1,897 ( $\boxtimes$ ), 2,014 ( $\diamond$ ), 2,130 ( $\bullet$ ), 2,247 ( $\nabla$ ), 2,364 ( $*$ ), 2,480 ( $\square$ ), 2,543 ( $+$ ).

следа за крылом (рис. 6) (здесь  $\sqrt{u_{\max}'^2}$  — максимальное значение продольной компоненты пульсаций скорости в профиле  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e = f(y)$ ). Видно: несмотря на то, что разброс значений  $\sqrt{u'^2}/\sqrt{u_{\max}'^2}$  весьма велик (см. об-

ласть  $-0,8 \leq y/y_{0,5} \leq 0,1$ ) и имеет не случайный, а систематический характер, можно, по-видимому, утверждать, что приведенные профили имеют вид, близкий к автомодельному. Таким образом, наряду с характерными особенностями несимметричный турбулентный след за крыловым профилем обладает определенным сходством с известными типами течений.

### 3.2.2. Некоторые характеристики изолированного пограничного слоя

На рис. 7 в виде зависимости  $\bar{u} / \bar{u}_{pw} = f(y)$  приведены профили средней скорости на наветренной и подветренной сторонах крыла ( $x/c = 0,962$ ) при варьированном значении угла  $\alpha$ . В целях обезразмеривания здесь используется величина  $\bar{u}_{pw}$ , получившая название скорости потенциального течения на стенке (см., например, [24, 25]). Отметим, что линейность профиля за пределами пограничного слоя обусловлена непостоянством скорости потенциального течения в этой области и имеет тот же смысл, что и при обтекании криволинейной стенки. В целом представленные данные не содержат каких-либо особенностей и вполне коррелируют с известными представлениями о течении на крыле под углом атаки (см., например, работы [26 – 28 и др.]). В частности, отмеченный выше рост положительного градиента давления на подветренной стороне крыла с увеличением  $\alpha$  способствует уменьшению наполненности профиля (темные точки). Естественно, что на наветренной стороне крыла наблюдается противоположная тенденция (светлые точки).

Профили турбулентных пульсаций скорости (рис. 8) на наветренной стороне (темные точки), характеризующиеся максимумом  $\sqrt{u'^2} / \bar{u}_{pw}$  вблизи стен-

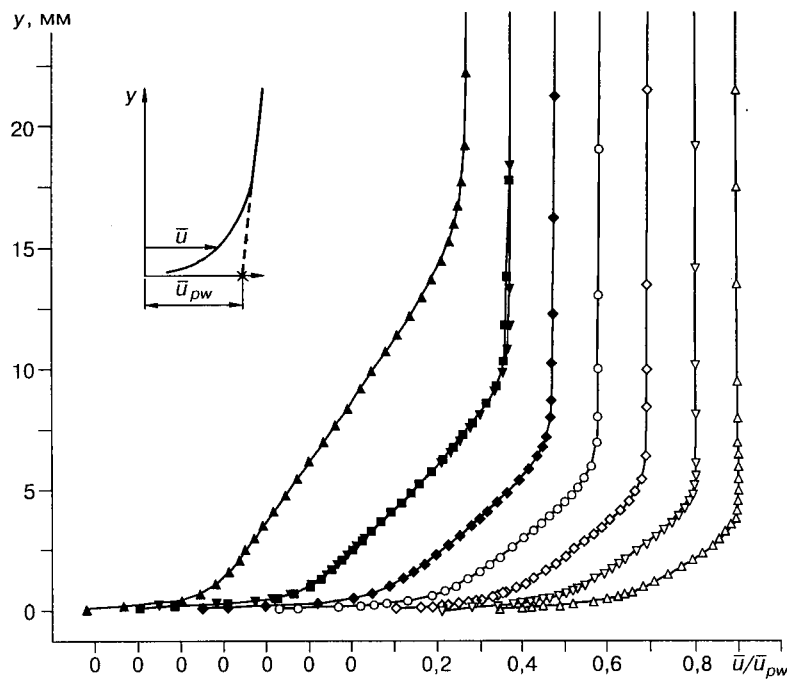


Рис. 7. Профили средней скорости в пограничном слое при  $x/c = 0,962$  на наветренной (светлые точки) и подветренной сторонах (темные точки) изолированного крылового профиля.

Значения угла атаки:  $\alpha = \pm 7,5^\circ$  ( $\Delta$ ,  $\nabla$ ),  $\pm 5^\circ$  ( $\blacksquare$ ,  $\blacksquare$ ),  $\pm 2,5^\circ$  ( $\diamond$ ,  $\diamond$ ),  $0^\circ$  ( $\circ$ ).

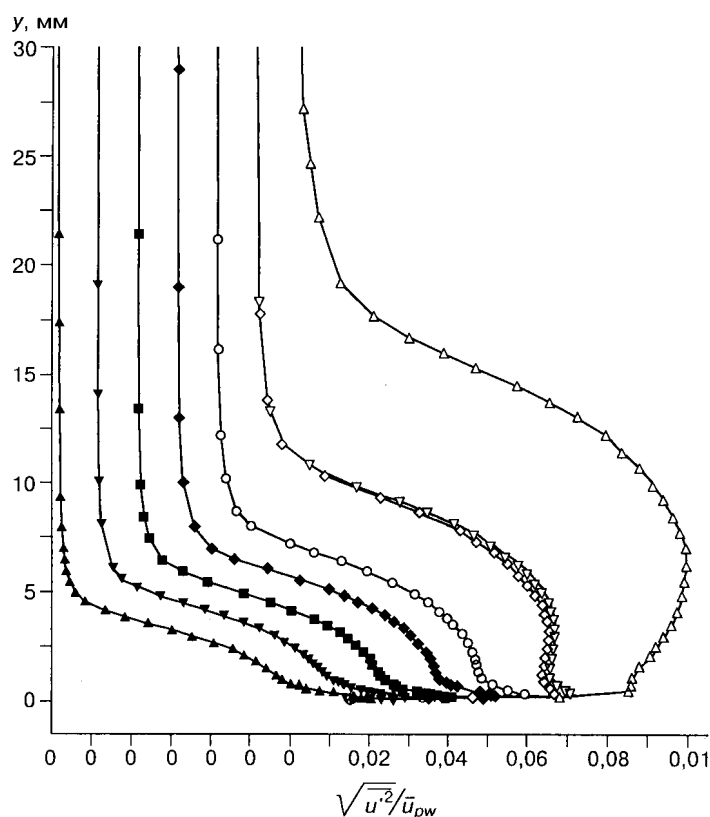


Рис. 8. Профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости в пограничном слое при  $x/c = 0,962$  на наветренной (темные точки) и подветренной сторонах (светлые точки) изолированного крылового профиля.

Значения угла атаки:  $\alpha = \pm 7,5^\circ$  ( $\square$ ,  $\Delta$ ),  $\pm 5^\circ$  ( $\blacksquare$ ,  $\blacktriangledown$ ),  $\pm 2,5^\circ$  ( $\blacksquare$ ,  $\circ$ ),  $0$  ( $\blacklozenge$ ).

ки, напоминают соответствующий профиль на плоской пластине. Напротив, на подветренной стороне (светлые точки) рост угла  $\alpha$  вызывает быстрое отеснение характерного максимума от стенки с одновременным увеличением амплитуды пульсаций, что также типично для такого рода течений.

Аналогичные более подробные данные о распределении локальных и интегральных параметров пограничного слоя, а также характеристик турбулентности на крыловом профиле при  $\alpha = 0^\circ$  в различных поперечных сечениях вниз по потоку не выявили ничего неожиданного и в целом подтверждают сложившееся представление о структуре течения на крыле.

### 3.2.3. Некоторые характеристики взаимодействующего течения

Измерения характеристик течения в условиях взаимодействия турбулентного следа с пограничным слоем выполнялись в тех же поперечных сечениях крыла, что и при отсутствии взаимодействия. Большая часть экспериментов была проведена для случая, когда нижерасположенное крыло находилось в области течения следа с координатами  $1,58 \leq x/c \leq 2,58$ . Процедура измерений была следующей. Нижерасположенное крыло последовательно устанавливалось на определенном расстоянии  $y_a$  по ширине следа, после чего выполнялись все предполагаемые измерения в восьми поперечных сечениях по длине крыла (здесь  $y_a$  — расстояние от оси следа до хорды крыла в исследуемом сечении  $x/c$ ). Естественно, что в зависимости от координаты  $y_a$  крыло попадало

в различные области течения, характеризующиеся либо сильно, либо слабо меняющимися в продольном направлении средними и пульсационными характеристиками (либо даже не меняющимися вовсе). И этот процесс, как оказалось, носит нелинейный характер.

В качестве примера на рис. 9 приведены данные о распределении средней скорости  $\bar{u}/\bar{u}_e$  и продольной компоненты пульсаций скорости  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e$  в сечении  $x/c = 0,962$  крыла при варьируемом значении  $y_a$ . В отношении принятых здесь обозначений необходимо отметить следующее. Как и ранее, значение  $y = 0$  совпадает с плоскостью, проходящей через заднюю кромку вышерасположенного крылового профиля. В целях упрощения рисунка профили скорости изолированного следа и пограничного слоя показаны соответственно осредняющей сплошной и пунктирными линиями. Следует также иметь в виду следующее обстоятельство. Поскольку представленные здесь данные относятся к последнему измерительному сечению, где толщина крыла мала, то естественно, что линия, совпадающая с хордой крыла (штрихпунктир), располагается вблизи точки (условно изображена линией), характеризующей координату профиля в данном сечении.

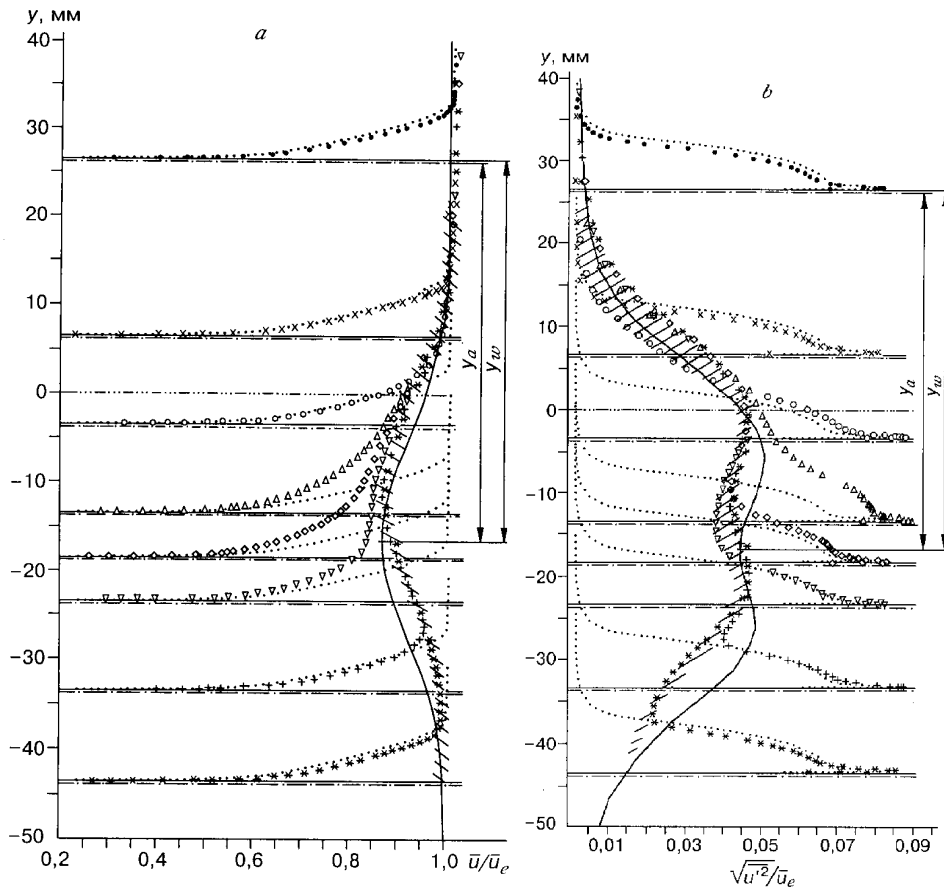


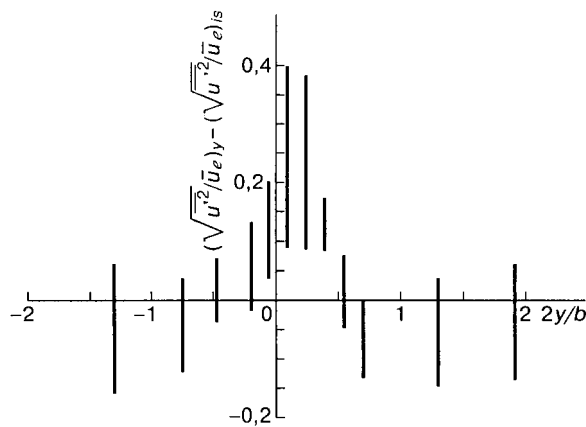
Рис. 9. Профили средней скорости (а) и среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости (б) при  $x/c = 0,962$  и различных положениях крылового профиля поперек следа (точки) в сравнении с соответствующими профилями для изолированного крыла (пунктирные линии) и следа (сплошная линия).

$y_a$  — положение хорды крыла,  $y_w$  — координата поверхности профиля крыла в исследуемом сечении  $x$ . Значение  $y = 0$  соответствует положению задней кромки крыла. Заштрихованной полосой изображен "общий профиль".

Обращают на себя внимание следующие характерные особенности исследуемого взаимодействия.

а) В случае, когда крыло располагается на периферии следа ( $y = 26,2$  мм,  $6,2$  мм,  $-43,8$  мм), заметно некоторое увеличение средней скорости при одновременном снижении уровня турбулентных пульсаций в сравнении со случаем изолированного обтекания. В последнем можно убедиться из рассмотрения условной гистограммы (рис. 10), характеризующей наличие в исследуемом течении областей с благоприятной и неблагоприятной интерференцией при различном относительном положении крыла  $y_a/(b/2)$ , где  $b/2$  — половина ширины следа. Вертикальными отрезками здесь изображена разность между турбулентными пульсациями скорости взаимодействующего течения и соответствующими значениями при обтекании изолированного крыла. При этом представлены данные по высоте пограничного слоя, вплоть до области внешнего течения, где имеет место так называемый общий профиль (см. ниже). Видно, что когда крыло находится в окрестности верхней ( $y_a/(b/2) \approx 1$ ) или нижней ( $y_a/(b/2) \approx -1$ ) границы следа, преобладают области с благоприятной интерференцией (разность  $[(\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e) - (\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e)_{is}]$  отрицательна). Причины данного факта, вообще говоря, не совсем понятны и требуют дополнительного изучения. Тем не менее, если представить себе обтекание исследуемого крыла аналогичным случаем обтекания некоего тела потоком с повышенной турбулентностью, то можно объяснить некоторые особенности полученных результатов. В частности, факт увеличения наполненности профиля скорости на плоской поверхности с ростом турбулентности внешнего потока известен и неоднократно обсуждался в литературе (см. [29] и др.). Что касается продольной компоненты пульсаций скорости, то многие авторы отмечают консервативный характер распределения этой величины вблизи стенки. В принципе такая тенденция имеет место и в настоящих опытах (см. рис. 9, б). В то же время внутри пограничного слоя [29] замечено только возрастание величины  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e$  по направлению к стенке, причем указанный рост тем выше, чем ниже степень турбулентности внешнего потока. (В отличие от  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e$  компонента  $\sqrt{v'^2}/\bar{u}_e$  может убывать при увеличении степени турбулентности внешнего потока.)

Таким образом, хотя качественная картина взаимодействия понятна, полной ясности выявленной особенности пока нет. Представляется, что отмеченный факт обусловлен взаимодействием турбулентных масштабов исходных течений, т. е. следа и пограничного слоя.



б) При любом значении  $y_a$  профиль средней скорости и соответственно продольной компоненты пульсаций скорости во внешней области взаимодействующего течения как бы отслеживает профиль изолированного следа. В пределах некоторого

Рис. 10. Гистограмма, показывающая области с благоприятной и неблагоприятной интерференцией по ширине следа ( $x/c = 0,962$ ).

разброса (заштрихованная полоса, см. рис. 9, а) в этой области можно выделить характерный профиль, который является объединяющим для всех значений  $y_a$ . Такой профиль здесь условно назван общим. Причем этот профиль смещен относительно профиля в изолированном следе в сторону положительных значений  $y$  на расстояние  $\Delta y$ . Как показывает анализ, значение  $\Delta y$  сохраняется практически постоянным для всех сечений  $x/c$ .

в) Распределение анализируемых величин в промежуточной области течения носит более сложный характер. При приближении к оси следа как профили средней скорости, так и профили турбулентных пульсаций скорости все больше отклоняются от соответствующих распределений, характерных для изолированного пограничного слоя, постепенно принимая черты профиля изолированного следа. Заслуживает внимания тот факт, что уровень турбулентных пульсаций в общем профиле несколько уменьшается в сравнении с соответствующими значениями в изолированном следе.

Отмеченные особенности имеют место при всех значениях координаты  $x/c$ . При этом по мере приближения к передней кромке крыла различие в уровне пульсаций  $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_e$  в общем профиле и изолированном следе заметно возрастает.

Аналогичные измерения, выполненные при изменении положения крылового профиля по длине следа (правда, в нешироких пределах), показали, что подобный эффект сохраняется.

Указанные особенности послужили основой для обобщения данных о распределении средней скорости во внешней области течения в автомодельных координатах. Полученные результаты представлены на рис. 11. Здесь отражены данные измерений в восьми сечениях по длине крыла для семи его положений  $y_a$  по ширине следа (для упрощения графика значения нормализованной скорости для конкретного значения  $x/c$  обозначены одним символом

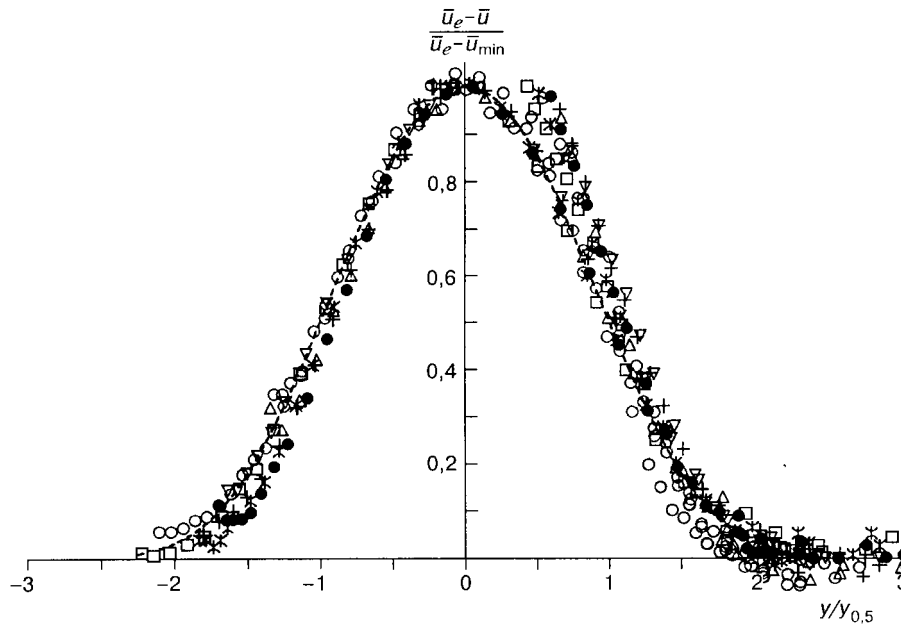


Рис. 11. Профили средней скорости во внешней части взаимодействующего течения в автомодельных координатах.

Значение безразмерного расстояния  $x/c$ : 0,311 (□), 0,428 (\*), 0,545 (●), 0,661 (▽), 0,778 (+), 0,895 (Δ), 0,962 (○).

независимо от величины  $y_a$ ). Видно, что хотя разброс экспериментальных значений весьма велик, в целом все данные обобщаются единой зависимостью (штриховая линия), используемой в [23] для описания нормализованного профиля дефекта скорости в следе за поперечно обтекаемым цилиндром. Это означает, что внешняя область исследуемого взаимодействующего течения может быть приближенно описана в рамках известной модели.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования взаимодействия несимметричного двумерного следа, генерируемого установленным под углом атаки крыловым профилем, с пограничным слоем, формирующимся на аналогичном нижерасположенном крыловом профиле, позволяют сделать следующие выводы.

На первом этапе экспериментов, выполненном в естественно развивающихся условиях, установлено, что принципиально разное состояние пограничного слоя на наветренной и подветренной сторонах модели могло стать причиной неоднозначного толкования результатов исследований непосредственно при изучении самого процесса взаимодействия. Поэтому следующий этап работ выполнялся с использованием искусственной турбулизации пограничного слоя на обеих моделях и состоял в изучении характеристик изолированных следа и пограничного слоя, а затем и самого взаимодействующего течения. На основе полученных данных о распределении средней скорости и продольной компоненты пульсаций скорости показано, что если анализировать свойства течения относительно оси следа, то сильно несимметричный след в начальной области течения постепенно приобретает вниз по потоку признаки классического двумерного следа. Обнаружено, что нормализованный профиль дефекта скорости в несимметричном изолированном следе описывается с помощью известных корреляционных соотношений, справедливых для спутного потока за поперечно обтекаемым цилиндром. При этом профиль среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости на значительной длине следа может быть приближенно описан с использованием автомодельных координат.

Автомодельный характер профилей средней скорости в пограничном слое изолированного крыла (за исключением первого по потоку измерительного сечения) указывает на то, что на большей части модели сдвиговой поток находится в равновесном состоянии. Данный факт представляется важным, поскольку дополнительные особенности течения, обусловленные неравномерностью, отрывом и т. п., могли бы усложнить сам процесс взаимодействия.

В ходе эксперимента было обнаружено некоторое увеличение средней скорости при одновременном подавлении турбулентных пульсаций скорости во взаимодействующем течении в сравнении с изолированным обтеканием для случая, когда крыловой профиль располагается в периферийной области следа. Подобный эффект в сравнении с соответствующими значениями в изолированном следе зафиксирован также во внешней области взаимодействующего течения, когда крыловой профиль находится в центральной части следа, причем уменьшение уровня турбулентных пульсаций скорости прогрессирует по мере приближения к передней кромке крыла. Причины отмеченных особенностей нуждаются в дополнительном изучении. Показано, что нормализованные профили дефекта скорости во внешней области взаимодействующего течения почти для всех исследованных значений  $x/c$  и  $y_a$  могут приближенно описываться простыми корреляционными соотношениями, традиционно используемыми для описания спутного потока позади кругового цилиндра.

Более сложный характер распределения осредненных по времени и пульсационных параметров потока внутри исследуемой области взаимодействия пока не позволяет предложить для их обобщения простые корреляционные функции. Здесь необходимы дополнительные эксперименты по изучению дру-



гих компонентов тензора рейнольдсовых напряжений, а также турбулентных масштабов и энергетических спектров турбулентности как самого взаимодействующего течения, так и его составляющих. Подобные данные, как и представленные в настоящей статье результаты, могут стать надежной основой для создания полной физической модели исследуемого типа течения.

#### ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$\lambda$  — удлинение крыла;  
 $l$  — размах крыла;  
 $c$  — хорда крыла;  
 $C_L$  — коэффициент подъемной силы;  
 $\alpha$  — угол атаки;  
 $q$  — скоростной напор,  $\rho u^2/2$ ;  
 $C_p$  — коэффициент давления,  $(P - P_\infty)/q$ ;  
 $P$  — статическое давление;  
 $u$  — продольная составляющая скорости;

$x$  — координата, измеренная от передней или задней кромки крыла параллельно вектору скорости набегающего потока;  
 $z$  — координата, направленная по размаху крыла;  
 $y$  — координата, направленная по нормали к плоскости  $xz$ , расстояние от стенки;  
 $\sqrt{u'^2}$  — квадратичное значение продольной компоненты пульсаций скорости.

#### ИНДЕКСЫ

$\infty$  — относится к условиям набегающего потока;  
 $c$  — относится к хорде крыла;  
 $e$  — относится к условиям на внешней границе пограничного слоя;  
 $W, L$  — наветренная, подветренная;  
 $w$  — относится к условиям на поверхности;

$is$  — относится к условиям изолированного обтекания;  
 $s$  — относится к сечению;  
 $a$  — относится к крыловому профилю;  
 $(\bar{\quad})$  — относится к осредненным (по времени) значениям.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mabey D.G. Beyond the buffet boundary // The Aeron. J. — 1973. — Vol. 77, No. 748. — P. 201 – 215.
2. Cousteix J., Pailhas G. Measurement of mean velocity and Reynolds stress tensor within a wake of swept wing. — Rapport Technique ONERA CERT, OA 41/2259 AYD, 1980.
3. Cousteix J., Pailhas G., Aupoix B. Three-dimensional wake of a swept wing // Proc. 2nd Symp. on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows, 1983.
4. Pot P.J. Measurement in two-dimensional wake and in a two-dimensional wake merging into a boundary layer. — Data Report NLR TR 79063L, 1979.
5. Andreopoulos J., Bradshaw P. Measurements of interacting turbulent shear layers in the near wake of a flat plate // J. Fluid Mech. — 1980. — Vol. 100, No. 3. — P. 639 – 668.
6. Savill A.M., Zhou M.D. Wake/boundary layer and wake/wake interactions: smoke flow visualisation and modelling // Proc. 2nd Asian Congr. of Fluid Mechanics. — 1983. — P. 743 – 752.
7. Bario F., Charnay G., Papailiou K.D. An experiment concerning the confluence of a wake and a boundary layer // Trans. ASME. J. Fluids Engin. — 1982. — Vol. 104, No. 1. — P. 18 – 24.
8. Agoropoulos D., Squire L.C. Interactions between turbulent wakes and boundary layers // AIAA J. — 1988. — Vol. 26, No. 10. — P. 1194 – 1200.
9. Zhou M.D., Squire L.C. The interaction of a wake with a boundary layer // Proc. Intern. Symp. on Structure of Complex Turbulent Shear Flow, 1983. — P. 376 – 387.
10. Zhou M.D., Squire L.C. The interaction of a wake with a turbulent boundary layer // The Aeron. J. — 1985. — Vol. 89, No. 882. — P. 72 – 81.
11. Foster D.N., Irwin H.P., Williams B.R. The two-dimensional flow around a slotted flap // ARC R and M. — 1971. — No. 3681.
12. Van den Berg B., Oskam B. Boundary layer measurements on a two-dimensional wing with a flap and a comparison with calculations // AGARD CP 271. — 1980.
13. Brune G.W., Sikavi D.A. Experimental investigation of the confluent boundary layer of a multi-element low speed aerofoil. — AIAA Paper, 83-0566, 1983.
14. Bloy A.W., Trochalidis V. The aerodynamic interference between tanker and receiver aircraft during air-to-air refuelling // The Aeron. J. — 1990. — Vol. 94, No. 935. — P. 165 – 171.
15. Iversen J.D., Bernstein S. Trailing vortex effects on following aircraft // J. Aircraft. — 1974. — Vol. 11, No. 1. — P. 60 – 61.
16. Табачников В.Г. Исследование гистерезиса распределенных аэродинамических характеристик крыльев большого удлинения // Тр. ЦАГИ. — 1989. — № 2420. — С. 3 – 19.

17. **Столяров Г.И., Табачников В.Г.** Некоторые особенности аэродинамики крыльев большого удлинения при малых числах Рейнольдса // Тр. ЦАГИ. — 1985. — № 2290. — С. 71 – 83.
18. **Красильщиков П.П.** Влияние шайб на аэродинамические характеристики крыла // Тр. ЦАГИ. — 1930. — Вып. 58. — С. 1 – 31.
19. **Kornilov V.I., Kharitonov A.M.** Investigation of the structure of turbulent flows in streamwise asymmetric corner configurations // Exp. in Fluids. — 1984. — Vol. 2. — P. 205 – 212.
20. **Корнилов В.И., Харитонов А.М.** Некоторые особенности пристенного течения в области сопряжения крыла и фюзеляжа // Уч. зап. ЦАГИ. — 1987. — Т. 18, № 4. — С. 1 – 9.
21. **Рягузов Е.А.** Разработка метода расчета аэродинамических характеристик сложных аэродинамических компоновок с работающей силовой установкой: Дис. ... канд. техн. наук. — Новосибирск: СибНИА, 1997.
22. **Marumo E., Suzuki K., Sato T.** A turbulent boundary layer disturbed by a cylinder // J. Fluid Mech. — 1978. — Vol. 87, No. 1. — P. 121 – 141.
23. **Wynanski I., Champagne F., Marasli B.** On the large-scale structures in two-dimensional, small-deficit, turbulent wakes // Ibid. — 1986. — Vol. 168. — P. 31 – 71.
24. **So R.M.C., Mellor G.L.** Experiment on convex curvature effects in turbulent boundary layers // Ibid. — 1973. — Vol. 60. — P. 43 – 62.
25. **Мирони, Брэдшоу.** Развитие турбулентного пограничного слоя на искривленной поверхности // РТК. — 1975. — Т. 13, № 11. — С. 43 – 50.
26. **Павлов Л.С.** Обтекание центральных сечений скользящего прямоугольного крыла потоком несжимаемой жидкости // Тр. ЦАГИ. — 1974. — № 1617.
27. **Sundaram S., Viswanath P.R., Rudrakumar S.** Viscous drag reduction using riblets on NACA 0012 airfoil to moderate incidence // AIAA J. — 1996. — Vol. 34, No. 4. — P. 676 – 682.
28. **Бойко А.В., Довгаль А.В., Занин Б.Ю., Козлов В.В.** Пространственная структура отрывных течений на крыловых профилях (обзор) // Теплофизика и аэромеханика. — 1996. — Т. 3, № 1. — С. 1 – 14.
29. **Дыбан Е.П., Эпик Э.Я.** Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. — Киев: Наук. думка, 1985. — 296 с.

*Статья поступила в редакцию 20 февраля 1998 г.*