

3. Hah C. Turbulence closure and prediction of the wake in a rotating wall shear layer.— AIAA J., 1982, v. 20, N 11. Рус. пер. Аэрокосм. техника, 1983, т. 1, № 6.
4. Dobner E. Über den Strömungswiderstand in einem rotierenden Kanal, Diss., Technische Hochschule Darmstadt, 1959.
5. Piesche M. Experimente zum Strömungswiderstand in gekrümmten rotierenden Kanälen mit quadratischen Querschnitt.— Acta Mech., 1982, v. 42, p. 145.
6. Majumdar A. K., Pratap V. S., Spalding D. B. Numerical computation of flow in rotating ducts.— Trans. ASME. J. Basic Engng, 1977, v. 99, p. 148. Рус. пер. Тр. Америк. о-ва авиа. мех. Теор. основы авиа. расчетов, 1977, № 1.
7. Simon R., Schilling R., Felseh K. O. Berechnung der ausgebildeten turbulenten Strömung in rotierenden Kanälen mit rechteckigem Querschnitt.— Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen, 1980, N 28.
8. Jones W. P., Launder B. E. The prediction of laminarization with a two-equations model of turbulence.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, v. 15, p. 301.
9. Launder B. E., Sharma V. I. Application of the energy-dissipation model of turbulence to flow near a spinning disk.— Lett. Heat Mass Transfer, 1974, v. 1, N 2.
10. Launder B. E., Priddin C. H., Sharma V. I. The calculation of turbulent boundary layers on spinning and curved surfaces.— Trans. ASME. J. Basic Engng, 1977, v. 99, N 1. Рус. пер. Тр. Америк. о-ва авиа.-мех. Теор. основы авиа. расчетов, 1977, № 1.
11. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
12. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
13. Овчинников О. Н., Смирнов Е. М. Динамика потока и теплообмен во вращающемся щелеобразном канале.— Инж.-физ. журн., 1978, т. 35, № 1.
14. Chien K.-Y. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model.— AIAA J., 1982, v. 20, N 1. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1982, т. 20, № 2.
15. Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.

Поступила 27/XII 1983 г.

УДК 533.6.011.55 + 629.782.015.3

ОБТЕКАНИЕ Λ -КРЫЛЬЕВ С ЗАКРЫЛКАМИ

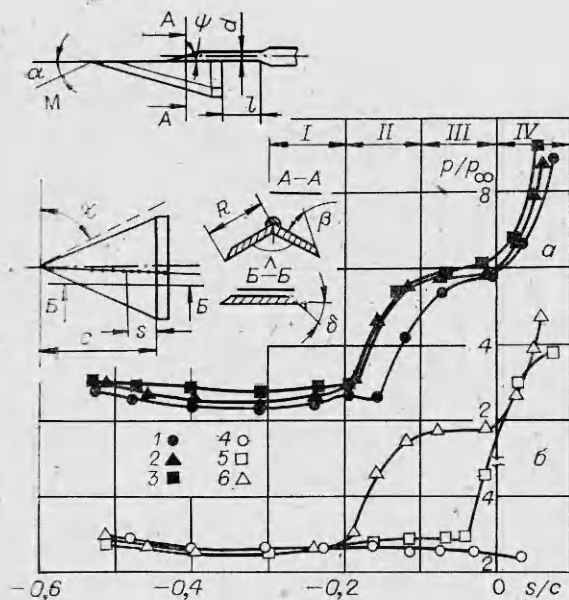
О. Н. Иванов, А. И. Швеи

(Москва)

Исследованию обтекания крыльев с Λ -образным поперечным сечением и звездообразных тел посвящены работы [1—5].

Для управления летательным аппаратом на крейсерском режиме, а также при взлете и посадке необходимы механические устройства, такие как закрылки. Их эффективность в значительной степени зависит от отрыва пограничного слоя. Отрыв на двумерных и осесимметричных телах, а также трехмерный отрыв при обтекании препятствий изучены в ряде работ, однако до сих пор получено ограниченное число данных по отрыву пограничного слоя на треугольных крыльях с закрылками [6]. Что касается Λ -крыльев с закрылками, то данные о них пока не публиковались.

Исследования обтекания и отрыва пограничного слоя на Λ -крыльях с закрылками проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе при $M = 0,3—3$ и $Re_c = (1—3) \cdot 10^6$. Испытывались три модели треугольных Λ -крыльев с углами раскрытия $\Lambda = 180, 160, 121^\circ$ и углом стреловидности в плоскости крыла $\chi = 71^\circ$ (фиг. 1). Для всех трех моделей углы отклонения закрылка $\delta = 0$ и 40° , а для модели с углом раскрытия $\Lambda = 161^\circ$ дополнительно устанавливался угол $\delta = 21^\circ$. Размах крыла у всех трех моделей $R = 140$ мм, толщина 10 мм. Передние кромки крыльев сделаны острыми с углом клиновидности $\beta = 25^\circ$, чтобы получить при $M = 3$ присоединенный скачок уплотнения. Крепление модели к α -механизму осуществлялось на кормовой державке $d = 28$ мм и $l = 200$ мм, представляющей собой полуцилиндр с клиновидным срезом ($\psi = 20^\circ$) вдоль центральной хорды подветренной стороны Λ -крыла. Давление в точках на поверхности модели с координатами s вдоль центральной хорды $c = 200$ мм измерялось индуктивным датчиком с помощью пневмокоммутатора. Относительная ошибка измерения давления $\pm 2\%$. Для исследования линий тока и границ отрыва на поверхности крыла и закрылка применялся метод масляной пленки.



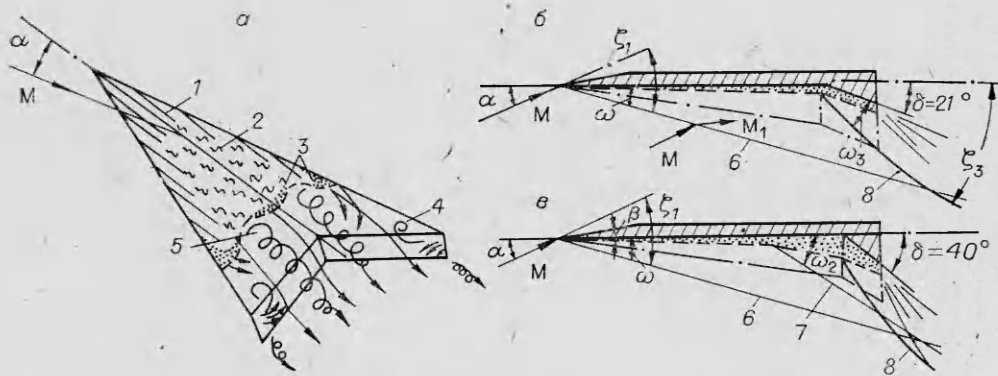
Ф и г. 1

Рассмотрим влияние угла раскрытия Λ (фиг. 1, а, $\alpha = 15^\circ$, $M = 3$, $\delta = 40^\circ$, точки 1 — 3 — $\Lambda = 180, 161, 120^\circ$) и угла отклонения закрылка δ (фиг. 1, б, $\alpha = 15^\circ$, $M = 3$, $\Lambda = 161^\circ$, точки 4 — 6 — $\delta = 0, 21, 40^\circ$) на распределение давления и на положение точки отрыва. Кривые распределения давления на Λ -крыльях и на плоском треугольном крыле ($\Lambda = 180^\circ$) подобны, а давление на закрылке продолжает увеличиваться с уменьшением угла Λ . По результатам измерения давления [6] установлено, что характер распределения давления почти не изменяется по размаху

плоского треугольного крыла, несмотря на трехмерность течения в этой зоне. В то же время давление на закрылке существенно изменялось вдоль его размаха вследствие интенсивного растекания потока и максимальное давление реализовалось в центральной части. Угол раскрытия $\Lambda = 161^\circ$ близок к оптимальному значению угла $\Lambda = 150^\circ$ для получения максимального аэродинамического качества в классе эквивалентных крыльев [4]. На этой модели Λ -крыла изучено течение для трех значений углов отклонения закрылка ($\delta = 0, 21, 40^\circ$) (см. фиг. 1, б). Отклонение закрылка на угол $\delta = 21^\circ$ при $\alpha = 0$ дает резкое увеличение давления только на закрылке, а при $\alpha = 15^\circ$ — непосредственно вблизи излома крыла с закрылком ($s/c = -0,025$) (см. фиг. 1, б), что согласуется с результатами [6], где при гиперзвуковых скоростях для плоского треугольного крыла с углами отклонения закрылка $\delta \leq 20^\circ$ реализовалось безотрывное обтекание. Кроме того, для данного закрылка возникает «плато давления» в отрывной зоне, а выравнивание давления у задней кромки свидетельствует о передаче пониженного давления за закрылком вперед по пограничному слою и на закрылке.

При отклонении закрылка на угол $\delta = 40^\circ$ отрывная зона энергично распространяется навстречу потоку (см. фиг. 1, б). Увеличение угла атаки вызывает рост давления в зоне отрыва ($s/c = 0,15$), причем в отличие от $\delta = 21^\circ$ давление в зоне отрыва становится почти постоянным. График распределения давления при большом угле отклонения закрылка ($\delta = 40^\circ$) можно разделить на четыре зоны (см. фиг. 1): I — безотрывное обтекание ($s_{I/c} = -1 \div -0,2$); II — начало отрыва пограничного слоя ($s_{II/c} = -0,2 \div -0,1$), характеризуется увеличением давления; III — отрывное течение ($s_{III/c} = -0,1 \div 0$) с малым градиентом давления; IV — течение на закрылке ($s_{IV/c} = 0 \div 0,1$) с интенсивным ростом давления.

Известно, что ширина зоны отрыва на треугольном крыле зависит от целого ряда параметров: числа Маха, угла отклонения закрылка, высоты закрылка (если она соизмерима с толщиной пограничного слоя), температурного фактора интенсивности отсоса. В исследованиях Λ -крыльев появляется дополнительный фактор: угол раскрытия Λ -крыла, где существенную роль играет ограничение поперечного растекания потока. Положение точки отрыва у Λ -крыльев с $\Lambda = 161^\circ$ находится ближе к носу модели,

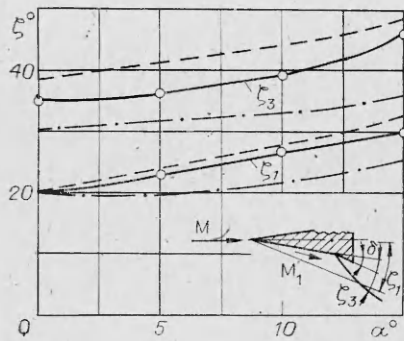


Фиг. 2

чем у плоского крыла ($\Lambda=180^\circ$) - (см. фиг. 1, а). Точка отрыва в силу механизма передачи давления движется вперед по потоку до тех пор, пока в пограничном слое не образуется такой градиент давления, который приведет к равновесию сил инерции, трения и давления в районе точки отрыва. Перемещение точки отрыва у Λ -крыла вверх по потоку расширяет зону отрыва, а значит, и участок повышенного давления, поэтому сопротивление давления и полное сопротивление возрастают. Однако дальнейшее сближение крыльев от $\Lambda = 161^\circ$ до $\Lambda = 120^\circ$ практически не влияет на ширину зоны отрыва вдоль хорды.

На фиг. 2 показана предполагаемая схема течения, построенная по результатам исследований с помощью маслосажевого покрытия и фотографий течения: 1 — ламинарный пограничный слой, 2 — турбулентный пограничный слой, 3 — граница отрыва, 4 — концевое циркуляционное течение, 5 — центральные вихревые области, 6 — скачок на крыле, 7 — скачок перед зоной отрыва, 8 — скачок перед закрылком. Внутри зоны отрыва вблизи поверхности треугольного Λ -крыла образуются два вихря 5 (фиг. 2, а). Вихри сносятся основным потоком и приближаются к поверхности закрылка. Образование вихрей в центральных областях приводит к сильному уносу газа из этой зоны. Поэтому наряду с возникновением «смешанной» зоны отрыва точка отрыва в средней части Λ -крыла смещается вниз по потоку. «Смешанная» зона отрыва может образоваться в случае турбулентного пограничного слоя вблизи центральной хорды и ламинарного либо переходного слоя вблизи кромки. Вблизи линии излома крыла с закрылком на поверхности крыла образуются дополнительные вихревые области 4, которые фиксируются в виде концентраций маслосажи. Уменьшение угла раскрытия Λ приводит к усилению концевых вихрей. Была проведена дополнительная серия экспериментов по изучению влияния закрылков на концевые вихревые области. В этих опытах концы закрылков срезаны под углом 30° , что привело к сжатию зоны отрыва, снижению интенсивности концевых вихрей и увеличению поперечного перетекания через кромки вблизи закрылков.

Рассмотрим изменение формы ударной волны в плоскости симметрии крыла (фиг. 3). При обтекании Λ -крыла сверхзвуковым потоком с $M = 3$ на нулевом угле атаки образуется волна возмущения ($\mu = 19,4^\circ$), которая начинается от вершины крыла. По мере увеличения угла атаки поток отклоняется от начального направления и перед моделью реализуется головной скачок уплотнения, расположенный под углом ζ_1 к вектору скорости набегающего потока (угол наклона скачка) и под углом ω к оси модели Λ -крыла (см. фиг. 2, б). Связь между углом ζ_1 , углом ω и углом атаки α можно выразить соотношением $\zeta_1 = \omega + \alpha$. В случае обтекания треугольных крыльев и Λ -крыльев с закрылками, установленными под углом $\delta = 21^\circ$, течение остается безотрывным. На закрылке происходит дополнительный поворот потока с образованием скачка уплотнения. Структура

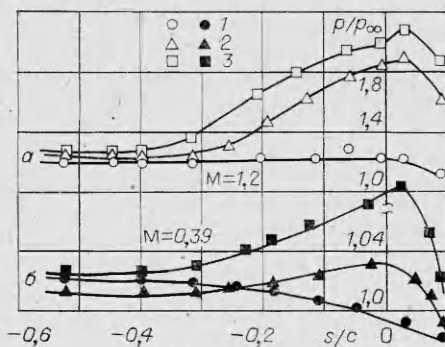


Ф и г. 3

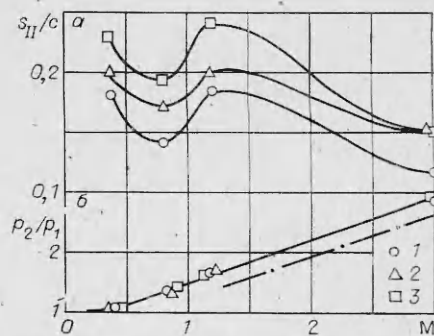
ударных волн на фиг. 2, б иллюстрирует безотрывное сверхзвуковое течение на закрылке, когда угол поворота потока $\alpha + \delta$ и угол наклона волны ζ_3 меньше критической величины (для клина при $M = 3$ критический угол поворота потока равен $\delta_* = 32^\circ$, а угол наклона скачка $\zeta_* = 66^\circ$).

Величины углов наклона головного скачка из носика модели ζ_1 в зависимости от угла атаки представлены на фиг. 3 ($\Lambda = 161^\circ$, $\delta = 21^\circ$, $M = 3$). Для сравнения с данными по Λ -крыльям здесь нанесены зависимости угла наклона скачка ζ от полуугла при вершине клина и полуугла при вершине конуса θ и показано сравнение экспериментальных данных по углам наклона скачка на закрылке ζ_3 с углом наклона скачка ζ для клина (штриховые линии) и конуса (штрихпунктирные), имеющих полуугол при вершине, равный углу отклонения закрылка ($\theta = \delta = 21^\circ$). Причем числа Маха потока, обтекающего клин и конус, находились по значению M_1 за плоским скачком, соответствующим отклонению потока на угол атаки крыла (для угла атаки $\alpha = 5, 10$ и 15° $M_1 = 2,75; 2,5$ и $2,25$). Углы наклона скачков ζ_1 и ζ_3 для крыльев находятся в области, ограниченной углами наклона скачка для конуса и клина. Угол наклона скачка ζ_3 при отклоненном закрылке на угол $\delta = 21^\circ$ с увеличением угла атаки α до 10° не достигает критической величины. В этом случае при исследовании методом маслосажевого покрытия отрыв пограничного слоя не наблюдался. При $\alpha = 15^\circ$ на поверхности Λ -крыла появлялась граница отрыва непосредственно вблизи перед закрылком, что соответствует факту резкого повышения давления (см. фиг. 1, б). Отклонение закрылка на угол $\delta = 40^\circ$ вызывает отрыв потока и возникновение системы скачков уплотнения с расширением отрывной зоны по мере увеличения угла атаки (см. фиг. 2, в). Для испытанных крыльев в плоскости симметрии головная ударная волна (скачок б) на большей части хорды прямолинейная, а в точке отрыва образуется второй скачок 7. Перед закрылком за счет отклонения потока на угол больше критического ($\delta = 40^\circ$) для соответствующего режима течения возникает скачок 8 с криволинейным фронтом, и на закрылке реализуется дозвуковое обтекание. По мере удаления от оси закрылка вниз по потоку угол наклона волны ζ_3 уменьшается (см. фиг. 2, б), оставаясь на некотором участке больше величины, которой соответствует дозвуковое течение. Ниже по потоку наклон волны ζ_3 стремится к значению, соответствующему волне возмущения, $\zeta_3 = \mu = \arcsin(1/M)$.

При трансзвуковых и дозвуковых скоростях обтекания Λ -крыльев без закрылков ($\delta = 0$) и с закрылками на угле атаки $\alpha = 15^\circ$ (фиг. 4) уменьшается давление в кормовой части. Это связано с эффектом передачи



Ф и г. 4



Ф и г. 5

пониженного давления в ближнем следе на закрылок. Как и при сверхзвуковом обтекании, давление на наветренной поверхности имеет тенденцию к повышению по мере уменьшения угла раскрытия. Компоновка Λ -крыла с закрылком дает качественно другую картину обтекания при $M = 1, 2$, чем при $M = 3$. Так, при $M = 1, 2$ зона повышенного давления существенно расширяется и достигает величины $s/c = -0,45$ (фиг. 4, а, $\Lambda = 161^\circ$, $M = 1, 2$, $\alpha = 15^\circ$, точки 1—3 — $\delta = 0, 21, 40^\circ$ соответственно). В этой зоне не имеется четко выраженного «плато давления», давление на закрылках достигает максимума и снижается вблизи задней кромки, реализуются также режимы, при которых уменьшается давление по всей хорде закрылка. Расширение области отрывного течения вследствие сближения крыльев проявляется на всех углах атаки более интенсивно, чем при $M = 3$.

Давление перед закрылком при дозвуковой скорости ($M = 0,39$), как и при $M = 1, 2$, возрастает плавно и достигает своего максимума в районе закрылка (фиг. 4, б). По мере роста угла раскрытия вогнутость эпюр давления увеличивается, что свидетельствует о перетекании тока на подветренную сторону Λ -крыла, а объем отрывной зоны уменьшается из-за приближения вихрей к поверхности. Заметим, что влияние скорости набегающего потока на распределение давления гораздо более существенно, чем влияние угла раскрытия. Если при обтекании Λ -крыла при скорости потока, соответствующей $M = 1, 2$, по мере увеличения отклонения закрылка ($\delta = 0, 21, 40^\circ$) наблюдается значительный рост давления по хорде крыла (см. фиг. 4, а), то для малых чисел Маха ($M = 0,39$) влияние угла атаки и угла отклонения закрылка весьма незначительно (см. фиг. 4, б). В этом случае влияние донной области и подветренной стороны модели простирается на весь закрылок.

Следует отметить воздействие на зону повышенного давления изменения числа Маха (фиг. 5, а, $\delta = 40^\circ$, $\alpha = 15^\circ$, точки 1—3 — $\Lambda = 180, 161, 120^\circ$ соответственно). С ростом M изменяется распределение аэродинамической нагрузки по крылу, причем в трансзвуковом диапазоне обтекания расширение области повышенного s_{II}/c давления способствует увеличению сопротивления давления. Подобное изменение зоны повышенного давления (фиг. 5, а) в трансзвуковой области может вызвать резкие изменения в положении центра давления и повлиять на устойчивость и управляемость летательного аппарата.

При всех случаях отрыва потока давление p_1 повышается и достигает некоторого постоянного значения p_2 в отрывной зоне (так называемое плато зоны отрыва). Параметр p_2/p_1 носит название критического отношения давления в косом скачке, возникающем перед точкой отрыва. Критическое отношение давления не зависит от способа реализации скачка уплотнения, а является только функцией числа Маха (фиг. 5, б, стрихпунктир, $\delta = 40^\circ$, $\alpha = 0$) и аппроксимируется формулой вида [7]

$$p_2/p_1 = 0,515 + 0,675 M.$$

По мере увеличения M критическое отношение давления возрастает, причем угол раскрытия Λ мало влияет на величину p_2/p_1 , тогда как уменьшение Λ способствует расширению зоны повышенного давления s_{II}/c (см. фиг. 5, а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Nonweiler T. R. P. Aerodynamic problems of manned space vehicles.— J. Roy. Aeron. Soc., 1959, v. 63, p. 521.
2. Майкапар Г. И. О волновом сопротивлении несимметричных тел в сверхзвуковом потоке.— ПММ, 1959, т. 23, вып. 2.
3. Chernyi G. F., Gonor A. L. The determination of body shapes of minimum drag using the Newton and the Busemann pressure laws: Paper pres. Sympos. Extremal Problems in Aerodynamics. Washington, 1962. Boeing Scient. Res. Labs. Seattle.
4. Гонор А. Л., Швец А. И. Обтекание V-образных крыльев при числе $M = 4$.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 6.

5. Бордюг В. А., Ведерников Ю. А. и др. Параметрическое исследование гиперзвуковых пространственных форм.— ПМТФ, 1983, № 1.
6. Уайтхед мл., Кисс. Картина течения и отрыв на треугольных крыльях с закрылками при $M = 6$.— Ракетн. техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 12.
7. Панов Ю. А., Швец А. И. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхзвуковом потоке.— ПМ, 1966, т. 2, вып. 1.

Поступила 15/VI 1984 г.

УДК 533.69

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВОБОДНОЙ ВИХРЕВОЙ ПЕЛЕНЫ В РАМКАХ ТЕОРИИ НЕСУЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Н. Ф. Воробьев

(Новосибирск)

На несущие свойства крыла малого удлинения существенное влияние оказывает сходящая с его кромок свободная вихревая пелена. В теории несущей поверхности в потенциальном потоке задача обтекания крыла конечного размаха сводится к сингулярным интегродифференциальным уравнениям со свободной поверхностью. Эффективным для решения задач обтекания крыла со свободной поверхностью оказался метод дискретных вихрей. В [1] предложена дискретная вихревая схема тонкого крыла конечного размаха, в которой интенсивность сходящей с передней (в том числе боковой) кромки крыла вихревой линии предполагается равной интенсивности присоединенной, переходящей на кромке в свободную, вихревой линии независимо от формы крыла в плане. Однако, как показывает сравнение проведенных численных расчетов [2] с экспериментальными результатами, интенсивность свободной вихревой пелены так же, как и ее конфигурация, зависит от формы крыла в плане, степени закругления и отгиба кромок. В случае тонких с плоской срединной поверхностью крыльев главным фактором, определяющим сходящую вихревую пелену, является форма крыла в плане. В [2—4] предложена дискретная вихревая схема крыла конечного размаха, в которой зависимость интенсивности свободной вихревой пелены от геометрии крыла учтена введением параметра $0 \leq K \leq 1$. Значение $K = 0$ на кромке соответствует режиму безотрывного обтекания кромки, $K = 1$ — модели, принятой в [1]. Величина параметра $0 \leq K \leq 1$ для конкретного угла стреловидности устанавливается путем сопоставления расчетных и экспериментальных результатов.

В данной работе для крыльев конечного размаха сформулированы условия схода, позволяющие определять зависимость интенсивности свободной вихревой пелены от местного угла стреловидности кромки в явном виде, исходя из условий сохранения вихревых линий в потенциальном потоке. Результаты расчета суммарных аэродинамических характеристик прямоугольных и треугольных крыльев различных удлинений сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, полученными в аэродинамических трубах.

В соответствии с вихревой теорией несущей поверхности на задней кромке крыла присоединенная вихревая поверхность плавно переходит в свободную вихревую поверхность, интенсивность вихревых линий при этом сохраняется. На передних (боковых) кромках крыла характер стекания с несущей поверхности крыла завихренных слоев определяется их взаимодействием с набегающим потоком. Согласно имеющимся экспериментам по пузырьковой визуализации в гидротках и маслосажевой визуализации следов линий тока на поверхности крыльев в аэродинамических трубах, картина линий тока (вихревых линий) при обтекании тонкой треугольной пластины под углом атаки схематично показана на фиг. 1, а, где на левой стороне крыла изображена свободная вихревая поверхность, сошедшая с передней кромки, а на правой — линии тока на верхней поверхности крыла. Передняя кромка является огибающей подходящих к кромке поверхностных линий тока и сходящих с крыла вихревых линий. Присоединенная вихревая линия (вихревая трубка) при подходе к кромке L , касаясь ее, разветвляется на две составляющие — линию, которая имеет направление, совпадающее с касательной к кромке крыла, и остается связанной с крылом, и линию, которая сходит с поверхности крыла, становясь свободной вихревой линией (фиг. 1, б). Стеканию тонких завихренных слоев на передней кромке препятствует со стороны набегающего