

Предложенный метод расчета и полученные результаты подтверждают эффективность применения полных эллиптических уравнений для определения локальных и интегральных характеристик электрической дуги. Приведенные на фиг. 2—6 распределения свидетельствуют об эффективности острого вдува и ненадежности модельных оценок, используемых для определения параметров плазмы при остром вдуве, и только использование расчетов аналогично проведенным в данной работе позволит предложить удобные для инженерных расчетов соотношения. Кроме того, предложенная методика расчета профиля скорости и других параметров плазмы может быть использована при исследовании переносных свойств плазмы: вязкости, теплопроводности и т. д.

Поступила 26 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М. Ф., Аньшаков А. С., Засыпкин И. М. и др. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками. Новосибирск: Наука, 1981.
2. Махан, Кремерс. Электродуговой подогреватель со стабилизацией дуги стенками канала и локальным газодинамическим сжатием разряда.— Теор. основы инж. расчетов, 1972, № 4.
3. Курочкин Ю. В., Пустогаров А. В. Исследование плазмотронов с подачей рабочего тела через пористую межэлектродную вставку.— В кн.: Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977.
4. Бербасов В. В., Урюков Б. А. Ламинарная электрическая дуга в канале с пористым охлаждением стенок.— В кн.: Теория электрической дуги в условиях вынужденного теплообмена. Новосибирск: Наука, 1977.
5. Госмен А. Д., Пан В. Н., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972.
6. Прокофьев А. Н., Синярев Г. Б. Численное исследование электрической дуги, обдуваемой потоком газа.— В кн.: Труды VII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Алма-Ата, 1977.
7. Корнеев А. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г. Численный расчет характеристик каналовой дуги, обдуваемой спутным потоком газа с закруткой.— В кн.: Труды VIII Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1980.
8. Карabut А. Б., Курочкин Ю. В., Прокофьев А. Н. Численное исследование электродугового разряда в пронцаемом канале при интенсивном вдуве плазмообразующего газа.— ТВТ, 1981, т. 19, № 3.
9. Андерсон Дж. Э. Явления переноса в термической плазме. М.: Энергия, 1972.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.

УДК 533.69

РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КРЫЛЬЕВ И ИХ КОМБИНАЦИЙ В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ПО ДИСКРЕТНОЙ ВИХРЕВОЙ СХЕМЕ

Н. Ф. Воробьев, Г. Н. Шашкина

(Новосибирск)

Для крыльев малого удлинения существенным оказывается влияние концевых эффектов на аэродинамические характеристики. Срыв потока с кромок крыла приводит к образованию сложных вихревых конфигураций над крылом и за крылом. Влияние срывных явлений может быть учтено в рамках идеальной жидкости [1, 2]. Эффективным методом расчета течений около крыльев сложной формы в плане с учетом свободных вихревых образований является метод дискретных вихрей [3]. В работах [4, 5] предложена дискретная вихревая схема, позволяющая моделировать различные условия схода вихревой пелены с кромок крыла. Изменение введенного параметра K в диапазоне $0 \leq K \leq 1$ соответствует моделированию интенсивности сходящей вихревой пелены ($K = 0$ — безотрывное обтекание, $K = 1$ — предельный случай полного отрыва, соответствующий схеме работы [3]). В [4, 5] на примере треугольных крыльев отмечено сильное влияние параметра K на аэродинамические характеристики крыльев.

В данной работе проведены расчеты по определению степени влияния параметра K на аэродинамические характеристики прямоугольных в плане крыльев, а также ме-

тодические исследования влияния отдельных расчетных параметров и отдельных элементов свободной вихревой пелены на суммарные аэродинамические характеристики крыльев. Проведены расчеты обтекания комбинаций прямоугольных крыльев малого удлинения, показаны картины вихревых структур, распределения нагрузок на крыльях; результаты расчетов коэффициентов нормальной силы C_n и момента тангажа m_z сравниваются с известными экспериментальными данными. Предложена схема, моделирующая сворачивание на некотором расстоянии за крылом вихревой пелены в два вихревых жгута; численно установлен эффект «опускания» жгутов.

Нагрузка на крыло подсчитывается согласно интегралу Бернулли по полю скоростей, индуцированному всей вихревой системой, моделирующей крыло и свободную вихревую пелену.

1. Задача обтекания вязким потоком крыльев конечного размаха характеризуется следующими геометрическими параметрами: удлинением крыла λ ; формой крыла в плане P ; формой поверхности крыла, от которой зависят условия схода вихревой пелены с кромок K ; параметрами набегающего потока: числом Маха M и углом атаки α . При решении задачи по дискретной вихревой схеме появляются счетные параметры: число расчетных точек на крыле $N_x \times N_z$; заданная точность расчетов ϵ ; выбор расстояния, на котором параметры потока принимаются совпадающими с параметрами невозмущенного потока x_∞ . Иногда [6], когда итерационный процесс не сходится, вводится вычислительный радиус R , что может сказаться на результатах расчета [4]. В данной работе расчеты проводились без введения вычислительного радиуса.

Определяющим счетным параметром в рассматриваемой схеме является параметр $N_x \times N_z$, связанный с имеющейся оперативной памятью ЭВМ и временем проведения расчета. В проводимых ниже расчетах обтекания отдельных прямоугольных крыльев $\lambda = 0,5; 1,0; 2,0$ обеспечивалась точность 1—2% по C_n и 4% по m_z . При расчетах комбинаций крыльев из-за недостаточной оперативной памяти БЭСМ-6 эта точность не обеспечивалась.

При обтекании крыла вихревая пелена, сошедшая с кромок крыла, принимает форму, при которой вихревые линии совпадают с линиями тока. Можно расчетным путем выявить степень влияния отдельных элементов вихревой пелены на аэродинамические характеристики крыльев. При расчетах обтекания треугольных крыльев $1 \leq \lambda \leq 7$ в [4] установлено, что форма вихревого следа, начиная с $x_\infty = 2$, практически не влияет на аэродинамические характеристики крыла и на форму свободной вихревой пелены над крылом, и можно считать вихревые линии, начиная с $x_\infty = 2$, совпадающими с направлением невозмущенного потока.

На фиг. 1 для прямоугольного крыла $\lambda = 2$ при $\alpha = 30^\circ$ для $N_x \times N_z = 8 \times 8$ приведены результаты расчетов значений C_n и m_z при различных формах вихревой пелены и отличие этих значений в процентах от наиболее полного расчета. За эталонный для отрывного обтекания взят расчет, в котором вихревые линии выстраиваются в процессе итераций по линиям тока, а начиная с $x_\infty = 2$ принимают направление $\alpha_\infty = \alpha$; количество свободных звеньев у каждой вихревой линии от сечения $x = 1$, соответствующего задней кромке крыла, до сечения $x_\infty = 2$ в этом случае $N_{зв} = 8$. Как видно из приведенных на фиг. 1 расчетных данных, форма пелены за крылом слабо влияет на величины аэродинамических характеристик. Если допустить, что сразу за крылом вихревые линии принимают направление скорости на бесконечности ($x_\infty = 1$, $N_{зв} = 0$, $\alpha_\infty = \alpha$), то отличие значений C_n и m_z от эталонного не превысит 1%. Отличие результатов расчетов C_n по схеме отрывного обтекания для параметров $x_\infty = 2$ и $1,3$ не превышает 1% (расчеты проводились при $\epsilon = 0,05\%$). Но так как точность расчетов в зависимости от параметра $N_x \times N_z = 8 \times 8$ для этого случая порядка 1%, то достаточно проводить расчеты при значении параметра $x_\infty = 1,3$.

Факт слабого влияния формы задней пелены на суммарные характеристики крыльев следует использовать для сокращения времени счета до установления с заданной точностью. Время установления сильно зависит от значения x_∞ , числа звеньев свободной вихревой пелены в следе

за крылом. Так, для прямоугольного крыла $\lambda = 2$ при $\alpha = 15^\circ$ для $N_x \times N_z = 8 \times 8$, $\varepsilon = 0,01\%$ время расчета из БЭСМ-6 для $x_\infty = 2$ составляет 100 мин, а для $x_\infty = 1,3$ — 40 мин.

Другим параметром, позволяющим экономить время расчета, является заданная точность расчетов ε . Так, для того же крыла $\lambda = 2$, $\alpha = 15^\circ$, $N_x \times N_z = 8 \times 8$, $x_\infty = 1,3$ при $\varepsilon = 0,5\%$ время расчета сокращается до 20 мин.

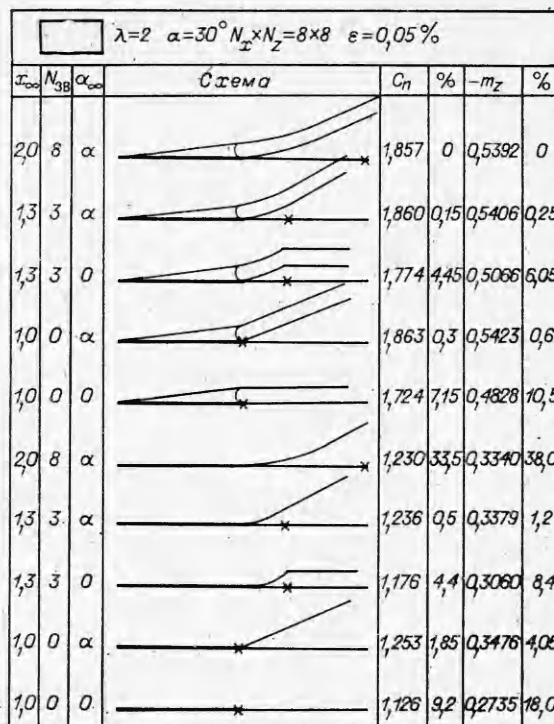
На фиг. 1 приведены также расчеты для безотрывного обтекания боковых кромок крыла, когда вихревая пелена сходит только с задней кромки, при различных формах задней пелены. За эталонный взят расчет, в котором форма пелены выстраивается в процессе итераций ($x_\infty = 2$, $N_{зв} = 8$, $\alpha_\infty = \alpha$). С эталонным расчетом проводится сравнение в процентах всех рассмотренных на фиг. 1 случаев безотрывного обтекания.

Сам эталонный случай безотрывного обтекания, в котором учитывается только форма задней пелены, сравнивается с эталонным случаем отрывного обтекания, в котором учитывается форма задней и боковой пелены. Как видно из приведенных на фиг. 1 расчетных данных, учет формы задней вихревой пелены у прямоугольного крыла $\lambda = 2$ при $\alpha = 30^\circ$ по сравнению с линейной теорией, когда вихревая пелена за крылом является продолжением плоскости крыла ($x_\infty = 1$, $N_{зв} = 0$, $\alpha_\infty = 0$), дает отличие на 9% по C_n и на 18% по m_z .

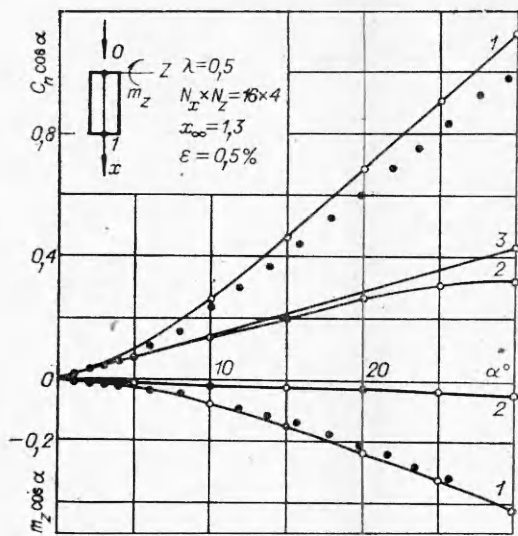
Наибольшее влияние на аэродинамические характеристики крыла оказывает вихревая пелена, сошедшая с боковых кромок крыла. Отличие результатов расчета с учетом только формы задней пелены от результатов расчета с учетом формы боковой и задней пелены составляет 33% по C_n и 38% по m_z для крыла $\lambda = 2$. Для крыльев удлинения $\lambda < 2$ это различие будет более значительным. Так, если для крыла $\lambda = 2$ при $\alpha = 30^\circ$ отличие по C_n результата расчета по линейной теории, когда задняя вихревая пелена лежит в плоскости крыла, от результата расчета с учетом формы боковой и задней пелены составляет 42% (33% + 9%), то при том же угле атаки $\alpha = 30^\circ$ это различие для крыла $\lambda = 1$ составляет 55%, а для крыла $\lambda = 0,5$ — уже 70%.

2. Для прямоугольных крыльев удлинений $\lambda = 0,5; 1; 2$ приведены расчеты коэффициента нормальной к поверхности крыла силы C_n и коэффициента момента этой силы относительно передней кромки крыла m_z в зависимости от угла атаки α .

На фиг. 2 приведены значения $C_n \cos \alpha$ и $m_z \cos \alpha$ для удлинения $\lambda = 0,5$. Кривая 1 соответствует расчету с учетом полного схода боковой вихревой пелены ($K = 1$). Кривая 2 соответствует расчетам по линейной теории ($x_\infty = 1$, $N_{зв} = 0$, $\alpha_\infty = 0$). Линия 3 — прямая, проведенная через начало координат и значение коэффициента равнодействующей сил $C_R = C_n / \cos \alpha$, действующих на крыло, рассчитанное по линейной теории при $\alpha = 30^\circ$.



Фиг. 1



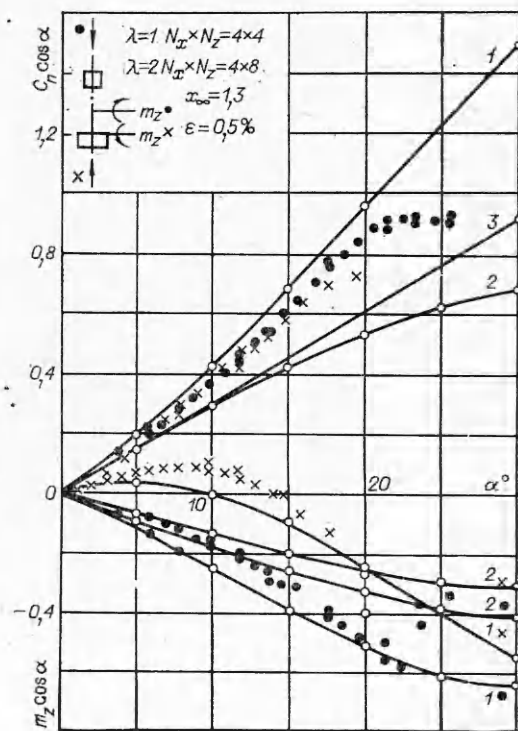
Фиг. 2

На фиг. 2 приведены также экспериментальные результаты [7], полученные при испытании плоского прямоугольного крыла $\lambda = 0,5$ относительной толщины 1,2%. Как и следовало ожидать, экспериментальные результаты лежат между расчетными результатами линейной теории безотрывного обтекания боковых кромок ($K = 0$) и расчетными результатами схемы полного срыва ($K = 1$). Интенсивность вихревой пелены, сходящей с боковых кромок, зависит от формы концевых сечений крыла. Для тонких крыльев эта зависимость более слабая, для них реализуется течение, близкое к режиму полного срыва ($K = 1$). На фиг. 2 экспериментальные точки близки к расчетной кривой, соответствующей $K = 1$. Такое совпадение расчетных и экспериментальных значений наблюдается и для тонких прямоугольных пластин удлинений $\lambda = 1$, $\lambda = 2$. Только для пластины $\lambda = 1$ режим без отрыва потока с передней кромки реализуется до углов атаки, близких к 25° , а для пластины $\lambda = 2$ — до углов атаки, близких к 15° . После этого поведение расчетных зависимостей $C_n(\alpha)$, $m_z(\alpha)$ отличается от экспериментальных, так как рассматриваемая расчетная схема не учитывает срыв с передней кромки.

Проведены расчеты аэродинамических характеристик комбинации двух прямоугольных крыльев различных удлинений, имеющих одинаковые хорды и расположенных в одной плоскости друг за другом на расстоянии трех хорд: 1) $\lambda = 1$, $\lambda = 2$; 2) $\lambda = 2$, $\lambda = 1$; 3) $\lambda = 2$, $\lambda = 2$.

При расчетах разбиение на ячейки проведено таким образом, что на крыле $\lambda = 1$ $N_x \times N_z = 4 \times 4 = 16$ ячеек, а на крыле $\lambda = 2$ $N_x \times N_z = 4 \times 8 = 32$ ячейки. За единицу выбрано расстояние между передней хордой первого и задней хордой второго крыла. Длина проекции отрезков свободных вихревых линий на ось Ox равна 0,05. Свободные вихревые линии выстраиваются методом итераций до $x_\infty = 1,3$, а далее принимают направление $\alpha_\infty = \alpha$. При такой довольно грубой сетке на крыльях точность расчетов в среднем по тандему оценивается по C_n в 4%, а по m_z — в 12%.

На фиг. 3 приведены результаты расчетов $C_n \cos \alpha$ и $m_z \cos \alpha$ в зависимости от



Фиг. 3

угла атаки α для тандемов $\lambda = 1, \lambda = 2$ и $\lambda = 2, \lambda = 1$, там же приведены результаты экспериментов [7] на пластинах относительной толщины 1,2%. Линии 1 соответствуют расчетам с учетом схода вихревой пелены с боковых кромок обоих крыльев по схеме полного отрыва ($K = 1$), линии 2 — расчеты по линейной теории, линия 3 — прямая, проведенная через начало координат и значение $C_R = C_n / \cos \alpha$, рассчитанное по линейной теории при $\alpha = 30^\circ$. Момент берется относительно линии, проходящей через середину расстояния между крыльями, для тандема $\lambda = 1, \lambda = 2$ и относительно задней кромки переднего крыла для тандема $\lambda = 2, \lambda = 1$. Во всех случаях момент относится к хорде крыла (хорды обоих крыльев одинаковы). Как видно из приведенных графиков, расчетные величины C_n с учетом схода вихревой пелены с боковых кромок по схеме полного отрыва ($K = 1$) до момента наступления срыва потока с передних кромок при больших углах атаки ($\alpha \approx 15-20^\circ$) дают так же, как и в случае изолированных крыльев, верхнюю асимптоту экспериментальных результатов.

При проведении экспериментальных работ над крыльями различной формы в плане и над комбинациями крыльев типа тандемов обнаружено выполнение теоремы обратимости потока для величины C_n при больших углах атаки [7]. На фиг. 3 приведены результаты для тандема $\lambda = 1, \lambda = 2$ (экспериментальные результаты помечены точками) и для тандема $\lambda = 2, \lambda = 1$ (экспериментальные результаты помечены крестиками). Экспериментальные результаты по C_n случаев $\lambda = 1, \lambda = 2$ и $\lambda = 2, \lambda = 1$ практически совпадают до углов атаки 16° — до момента наступления срыва с передней кромки на крыле $\lambda = 2$. Расчетные результаты случаев $\lambda = 1, \lambda = 2$, и $\lambda = 2, \lambda = 1$ для C_n до углов $\alpha \leq 20^\circ$ совпадают с точностью до приводимых графиков ($\leq 2\%$), на фиг. 3 они для обоих случаев приведены одними и теми же кривыми 1—3.

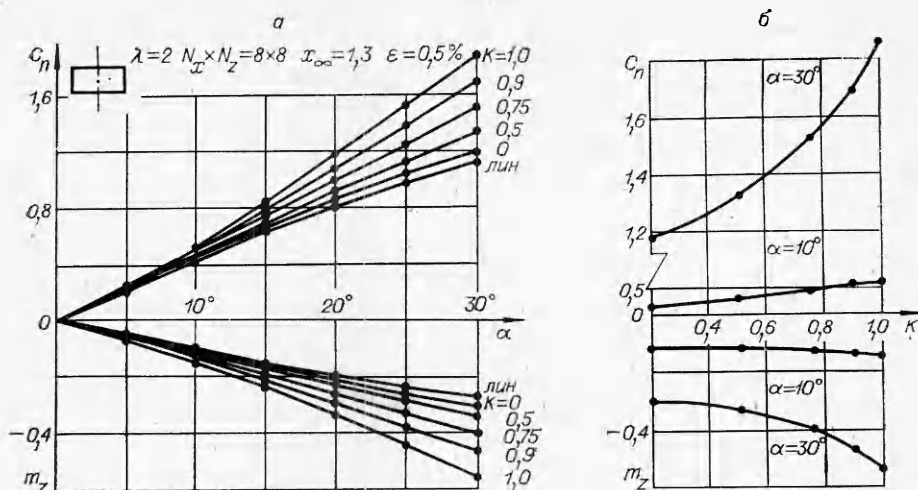
Теорема обратимости для моментных характеристик не имеет места. Моментные характеристики для $\lambda = 1, \lambda = 2$ и $\lambda = 2, \lambda = 1$ отличаются настолько сильно, что для нанесения результатов для $\lambda = 1, \lambda = 2$ на одном графике с результатами для $\lambda = 2, \lambda = 1$ приходится для $\lambda = 1, \lambda = 2$ момент брать относительно оси, проходящей через середину расстояния между крыльями, в то время как для $\lambda = 2, \lambda = 1$ момент берется относительно оси, проходящей через заднюю кромку переднего крыла.

Следует отметить качественное совпадение экспериментальных значений $m_z(\alpha)$ и расчетных, полученных с учетом схода вихревой пелены с боковых кромок крыльев. Случай тандема $\lambda = 1, \lambda = 2$ — кривая 1 с точкой, случай тандема $\lambda = 2, \lambda = 1$ — кривая 1 с крестиком на фиг. 3. Расчеты зависимости $m_z(\alpha)$ в рамках линейной теории для тандемов плохо согласуются с экспериментальными (см. кривую 2 с точкой для тандема $\lambda = 1, \lambda = 2$; кривую 2 с крестиком для тандема $\lambda = 2, \lambda = 1$). Расчетные зависимости $m_z(\alpha)$ в рамках линейной теории для тандема $\lambda = 2, \lambda = 2$ качественно отличаются от экспериментальных.

3. Приведены расчеты зависимости коэффициентов нормальной силы C_n и момента тангажа относительно передней кромки m_z от угла атаки α для прямоугольного крыла $\lambda = 2$ при различных значениях параметра K , характеризующего интенсивность сходящей с боковых кромок вихревой пелены. На фиг. 4, а кривые $K = 1$ соответствуют схеме полного отрыва с боковых кромок. Кривые $K = 0$ соответствуют безотрывному обтеканию боковых кромок в случае, когда задняя вихревая пелена выстраивается по линиям тока и на бесконечности принимает направление невозмущенного потока. Кривые с пометкой «лин» соответствуют линейной схеме обтекания крыла (безотрывное обтекание боковых кромок, задняя пелена за крылом лежит в плоскости крыла).

Как уже отмечалось, при больших углах атаки отличие суммарных характеристик, рассчитанных по схеме полного отрыва и по линейной схеме, существенно. Для $\alpha = 30^\circ$ отличие расчетов по линейной теории от расчетов при $K = 1$ составляет для C_n 39%, для m_z — 50%.

На фиг. 4, б приведены зависимости $C_n = C_n(K)$ и $m_z = m_z(K)$ для



Ф и г. 4

двух значений: $\alpha = 10^\circ$ и $\alpha = 30^\circ$. Для $\alpha = 10^\circ$ зависимости линейны, для $\alpha = 30^\circ$ зависимости носят нелинейный характер.

4. По так называемой нелинейной вихревой схеме крыла вихревые линии, сошедшие с кромок, ведут себя как свободные вихревые линии, образуя вихревую пелену. Вихревая пелена сворачивается, оставаясь согласно расчетам по принятой схеме на больших расстояниях за крылом непрерывной вихревой пеленой.

В реальных условиях полета наблюдается вихревой след за самолетом, довольно быстро вырождающийся в два вихревых жгута, взаимное действие которых друг на друга приводит к эффекту опускания жгутов. Можно моделировать это явление, если предположить, что на некотором расстоянии за крылом все вихревые линии соединяются с вихревой линией максимальной интенсивности (носовым вихрем) в два вихревых жгута, имеющих интенсивность, равную сумме интенсивностей сливающихся вихревых линий. Эти вихревые жгуты подчиняются законам поведения свободных вихревых линий — выстраиваются по линии тока. На некотором расстоянии от точки слияния всех вихревых линий в жгут (фокуса) действие присоединенных к крылу вихрей и частей свободных вихревых линий до фокусирования ослабевает и жгуты начинают взаимодействовать между собой по закону взаимодействия двух линий бесконечной протяженности (взаимодействия двух точечных вихрей [8]); происходит эффект опускания вихрей.

Для крыла $\lambda = 2$ под углом атаки $\alpha = 15^\circ$ при $N_x \times N_z = 8 \times 8$, $\varepsilon = 0,05\%$ в случае, когда точка фокусирования вихрей выбрана на расстоянии одной хорды за крылом ($x_f = 2$), поведение и интенсивность свободных вихревых линий до сечения $x \leq 1,5$ в случае фокусирования мало отличается от случая расчетов по схеме вихревой пелены. Почти сразу же после фокусирования вихревые жгуты становятся прямолинейными. Проекция вихревого жгута на плоскость $y = 0$ совпадает с линией $z = 1,1$ (линия $z = 1,0$ — линия боковой кромки крыла), после фокусирования вихревые жгуты практически не расходятся. Проекция вихревого жгута в плоскости $z = 0$ вскоре после фокусирования (начиная с $x \approx 2,5$) становится прямой линией, имеющей наклон, меньший, чем наклон скорости невозмущенного потока ($\operatorname{tg} \alpha = 0,268$; $\operatorname{tg} \theta = 0,225$). Эффект опускания, согласно проведенным числовым расчетам, составляет $2^\circ 20'$.

В [8] приведена формула скорости опускания двух прямолинейных вихревых линий одинаковой интенсивности $v_y = \Gamma/2\pi l$, где Γ — интенсивность каждого из вихрей, l — расстояние между ними. Согласно этой формуле, можно сделать оценку опускания рассчитанных вихревых жгу-

тов, считая их бесконечными прямыми линиями. Интенсивность жгута $\Gamma = 0,490$, расстояние между ними $l = 2 \cdot 1,1 = 2,2$; тогда $v_y = 0,0352$. Направление вихревого жгута определяется формулой

$$\operatorname{tg} \theta = dy/dx = (U_\infty \sin \alpha - v_y \cos \alpha) / (U_\infty \cos \alpha + v_y \sin \alpha),$$

из которой следует, что $\operatorname{tg} \theta = 0,220$. Эффект опускания, согласно этой оценке, составляет $\approx 2^\circ 35'$.

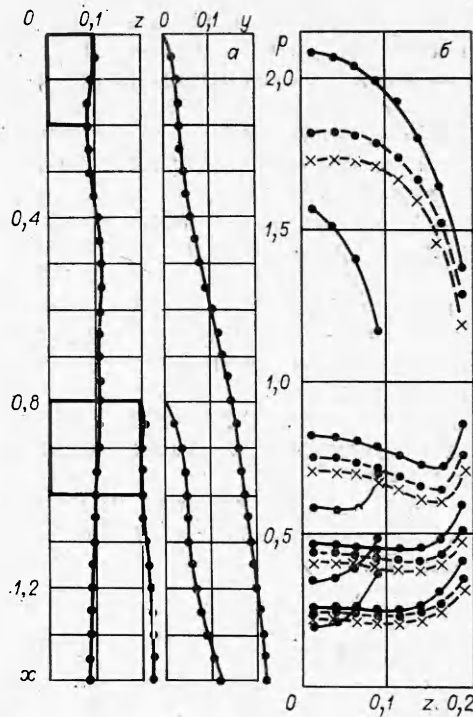
Эффект сворачивания вихревой пелены в жгуты мало сказывается на аэродинамических характеристиках самого крыла, но может оказать заметное влияние на несущие поверхности, расположенные в следе за крылом.

Проведены расчеты обтекания под углом атаки $\alpha = 15^\circ$ тандема крыльев $\lambda = 1$, $\lambda = 2$, имеющих одинаковые хорды и расположенных в одной плоскости друг за другом на расстоянии трех хорд,

по схеме вихревой пелены и по схеме жгутов. За единицу длины в случае тандема выбрано расстояние от передней кромки первого крыла до задней кромки второго крыла. Длина хорд крыльев при этом равна 0,2; расстояние между задней кромкой первого крыла и передней кромкой заднего крыла 0,6. В схеме вихревой пелены свободные вихревые линии выстраиваются для обоих крыльев до сечения $x_\infty = 1,4$, далее они идут как полубесконечные прямые, имеющие наклон с осью Ox $\alpha = 15^\circ$. В схеме вихревого жгута фокусировка свободных вихревых линий первого крыла происходит на расстоянии одной хорды за задней кромкой первого крыла ($x_{f_1} = 0,4$), далее эти вихревые линии идут в виде жгута, который следует законам свободной вихревой линии, находящейся под воздействием всей вихревой системы тандемов. Фокусировка свободных вихревых линий второго крыла происходит на расстоянии одной хорды за задней кромкой второго крыла ($x_{f_2} = 1,2$), далее эти вихревые линии идут в виде жгута, положение которого устанавливается также под воздействием всей вихревой системы тандема.

На фиг. 5, а приведена картина поведения вихревых линий в случае схемы жгутов: координаты носовой вихревой линии первого крыла на участке $0 \leq x \leq 0,4$, которая на участке $0,4 \leq x \leq 1,4$ вливается в вихревой жгут первого крыла, и координаты носовой вихревой линии второго крыла на участке $0,8 \leq x \leq 1,2$, которая на участке $1,2 \leq x \leq 1,4$ вливается в вихревой жгут второго крыла. В схеме жгутов в зоне второго крыла наблюдается более заметное изменение траектории первого вихревого жгута по сравнению с траекторией этого жгута у изолированного крыла и заметное изменение траектории носового вихря второго крыла и продолжающего его вихревого жгута второго крыла.

Изменение схемы вихревых структур над вторым крылом приводит к изменению картины распределения давления на этом крыле. На фиг. 5, б приведены картины распределения нагрузки в четырех сечениях $x = \text{const}$, проходящих через точки на втором крыле, в которых выполняется условие непротекания, для схемы вихревой пелены (штриховые линии с точками) и для схемы жгутов (штриховые линии с крестиками).



Ф и г. 5

Для сравнения там же приведены сплошными линиями картины распределения нагрузки в тех же четырех сечениях на изолированном крыле $\lambda = 2$ и в четырех сечениях на крыле $\lambda = 1$. Распределение нагрузки на крыле $\lambda = 1$ при установлении в его следе на расстоянии трех хорд крыла $\lambda = 2$ практически не меняется: оно одинаково для изолированного крыла и для крыла в системе тандем как в схеме вихревой пелены, так и в схеме вихревых жгутов. Картина распределения нагрузки на крыле $\lambda = 2$, находящегося в следе крыла $\lambda = 1$, меняется заметно. В случае схемы вихревой пелены на крыле $\lambda = 2$ наблюдается уменьшение нагрузки под скручивающейся вихревой пеленой первого крыла. В случае схемы вихревых жгутов над крылом $\lambda = 2$ проходит вихревой жгут первого крыла, который находится значительно ниже носовой вихревой линии первого крыла схемы вихревой пелены и вызывает более сильное уменьшение нагрузки на крыле $\lambda = 2$. Различие в распределении нагрузки на крыле $\lambda = 2$, находящемся в следе крыла $\lambda = 1$, при проведении расчетов по этим двум схемам заметно: величина C_n для тандема различается на 4%.

Авторы благодарят С. Д. Ермоленко и Ю. А. Рогозина, которые предоставили подробные сведения об экспериментальных результатах работы [7].

Поступила 25 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Голубев В. В. Лекции по теории крыла. М.: Гостехиздат, 1949.
2. Никольский А. А. О второй форме движения идеальной жидкости около обтекаемого тела (исследование отрывных потоков).— ДАН СССР, 1957, т. 116, № 3.
3. Белоцерковский С. М. Расчет обтекания крыльев произвольной формы в плане в широком диапазоне углов атаки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1968, № 4.
4. Воробьев Н. Ф., Шашкина Г. Н. К вопросу о выборе дискретной вихревой схемы крыла.— В кн.: Задачи обтекания тел пространственной конфигурации. Новосибирск: изд. ИТПМ СО АН СССР, 1978.
5. Шашкина Г. Н., Воробьев Н. Ф. О моделировании условий схода вихревой пелены при расчете обтекания крыла согласно дискретной вихревой схеме.— ЧММСС, 1979, т. 10, № 3.
6. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978.
7. Ермоленко С. Д., Рогозин Ю. А. и др. Моделирование летательного аппарата тонкой плоской поверхностью, имеющей форму его проекции в плане.— Учен. зап. ЦАГИ, 1979, т. 10, № 2.
8. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидродинамика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963.

УДК 624.014.25 : 621.9.044

ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ВНУТРЕННИХ НАПРЯЖЕНИЙ В НОРМАЛЬНО ПАДАЮЩЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЕ

А. В. Давыденко, В. Г. Петушков

(Киев)

В настоящее время широкое распространение получил метод снятия остаточных напряжений в сварных пластинах с помощью взрывной обработки накладными или пнуровыми зарядами взрывчатого вещества. Практической и физической стороне явления посвящен ряд статей [1—3].

В частности, в [1] при рассмотрении траектории движения точки, изображающей напряженно-деформированное состояние вещества в пространстве главных напряжений в процессе взрывного нагружения и разгрузки, рассматривался симметричный случай начальных напряжений: $\sigma_{y0} = \sigma_{z0}$, $\sigma_{x0} = 0$. (Фронт ударной волны параллелен поверхности металла, оси σ_y и σ_z лежат в плоскости поверхности, ось σ_x перпендикулярна ей. Металл считается упругопластичным.) В этом случае при любых начальных