

03

## Формирование вторичных вихрей при взаимодействии концевой вихря с поверхностью

© Т.В. Константиновская, А.Е. Луцкий

Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

E-mail: konstantinovskaya.t.v@gmail.com

Поступило в Редакцию 18 августа 2025 г.

В окончательной редакции 18 сентября 2025 г.

Принято к публикации 18 сентября 2025 г.

Рассмотрены трансформация концевой вихря и образование вторичных вихрей при его взаимодействии с несущей поверхностью в сверхзвуковом потоке (при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 3$ ). Исследован механизм формирования вторичных вихрей в результате отрыва пограничного слоя на несущей поверхности. Рассмотрены профилированное и плоское крыло, а также два варианта взаимного расположения концевой вихря и несущей поверхности. Численные данные получены на многопроцессорной гибридной суперкомпьютерной системе К-60 в ЦКП ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

**Ключевые слова:** вторичные вихри, сверхзвуковой поток, концевой вихрь.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.02.62073.20475

Образование концентрированных вихрей естественным образом возникает при обтекании летательных аппаратов (ЛА) и обычно связано с зонами отрыва. Концентрированные (когерентные) вихри представляют собой четко локализованные области в потоке, где величины завихренности (ротора скорости) значительно превышают окружающие „фоновые“ значения. Наличие подобных вихревых структур вызывает ряд проблем, которые необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации летательных аппаратов. Например, в гражданской авиации хорошо известны опасности, связанные с концевыми вихрями. Самолет, попавший в вихревой след за идущим впереди ЛА, испытывает интенсивные аэродинамические силы и моменты, которые могут привести к произвольному изменению курса, высоты, скорости и т. п., вплоть до полной потери контроля. Эти вопросы активно исследуются в нашей стране и за рубежом [1–3]. Не менее важен учет влияния вихревых образований на обтекание ЛА [4]. Вихри, образовавшиеся при обтекании переднего горизонтального оперения или наплыва крыла, могут влиять на обтекание расположенных вниз по потоку элементов конструкции. Этот вопрос в упрощенной модельной постановке исследовался в ряде работ, например [5–7]. Указанные работы, а также ряд других посвящены дозвуковым (практически несжимаемым) режимам. Исследований сверхзвуковых течений такого типа значительно меньше, и многие вопросы требуют дальнейшего изучения. Ранее в [8] авторами настоящей работы было исследовано сверхзвуковое (при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 3$ ) обтекание тандема прямоугольных профилированных крыльев. Помимо других результатов было обнаружено образование нескольких отрывов на поверхности основного крыла с формированием вторичных вихрей. Положение областей отрыва и вторичных вихрей зависело от неравномер-

ного распределения давления (наличия или отсутствия областей неблагоприятного градиента) на поверхности крыла, что затрудняло выявление основного механизма образования вторичных вихрей. Поэтому в настоящей работе особое внимание уделено простейшему случаю — рассмотрению плоского крыла. Таким образом, основной задачей настоящей работы является решение двух принципиальных вопросов.

1. Каковы причины и местоположение возникновения отрыва пограничного слоя на поверхности крыла, приводящие к формированию вторичных вихрей?

2. Какие процессы происходят с вторичными вихрями по мере движения вниз по потоку, и какие факторы влияют на это?

Следует отметить, что область вихревой аэродинамики не ограничивается упомянутыми задачами. Например, в настоящее время исследуются возможности локального управления течениями с использованием различного типа вихрегенераторов [9].

В настоящей работе исследуется взаимодействие концевой вихря и вихревой пелены, сформированных при обтекании крыла-генератора, с прямоугольным основным крылом в набегающем потоке с  $M_\infty = 3$  и числом Рейнольдса  $Re = 1 \cdot 10^7$  (соответствует характерной длине 1 м). Генератор имеет шестигранный профиль с относительной толщиной 13.3%, его полуразмах  $l_1 = 0.0475$  м, хорда  $b_1 = 0.03$  м, угол атаки  $\alpha_1 = 10^\circ$ . Основное крыло плоское, имеет полуразмах  $l_1 = 0.097$  м и два варианта хорды  $b_1 = 0.03$  м и  $b_2 = 0.06$  м с нулевым углом атаки. Рассмотрены два варианта относительного расположения крыла и генератора. Вариант 1 — концевой вихрь генератора пересекает основное крыло практически симметрично по вертикали (передняя кромка основного крыла выше задней кромки генератора на 0.0018 м), вариант 2 — ос-

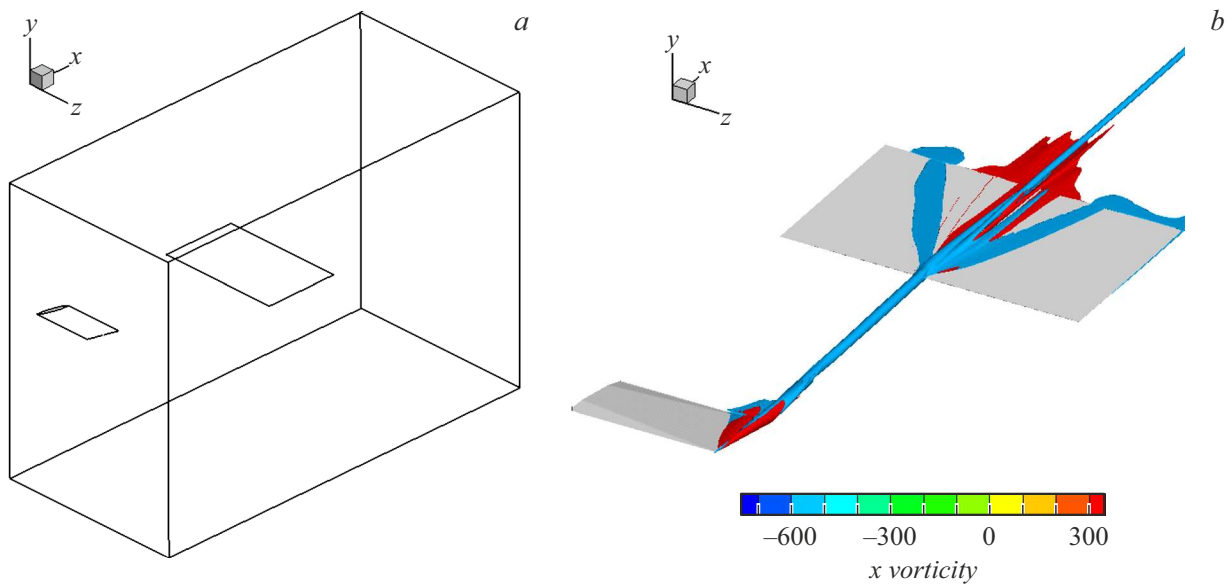


Рис. 1. *a* — схема расчетной области, *b* — основные элементы вихревой системы.

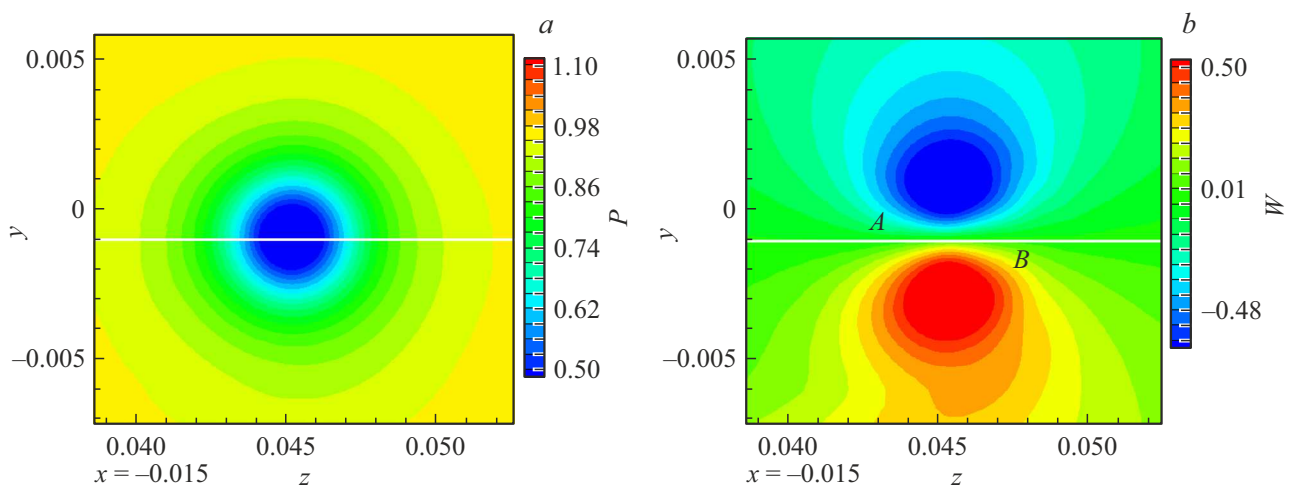


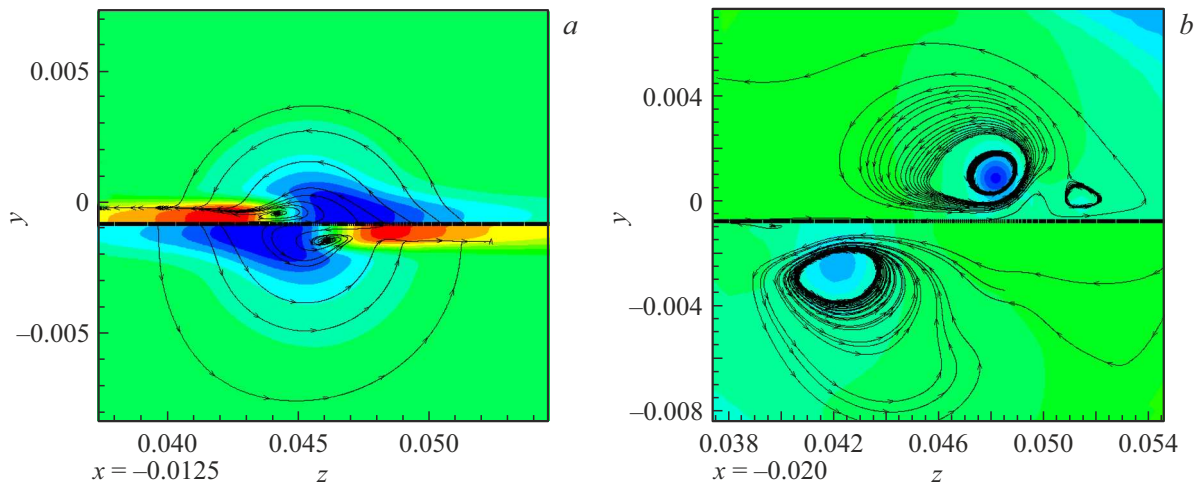
Рис. 2. Распределение давления  $P$  в сечении  $x = -0.015$  м перед кромкой основного крыла (*a*) и распределение поперечной составляющей скорости  $W$  (*b*).

новная часть концевой вихря расположена под крылом (передняя кромка основного крыла выше задней кромки генератора на 0.0026 м). В заданной декартовой системе координат направление  $Ox$  совпадает с направлением набегающего потока, начало координат расположено на пересечении основного крыла и плоскости симметрии так, что ось основного крыла имеет координату  $x = 0.015$  м. На рис. 1 представлены схема расчетной области и основные элементы вихревой системы.

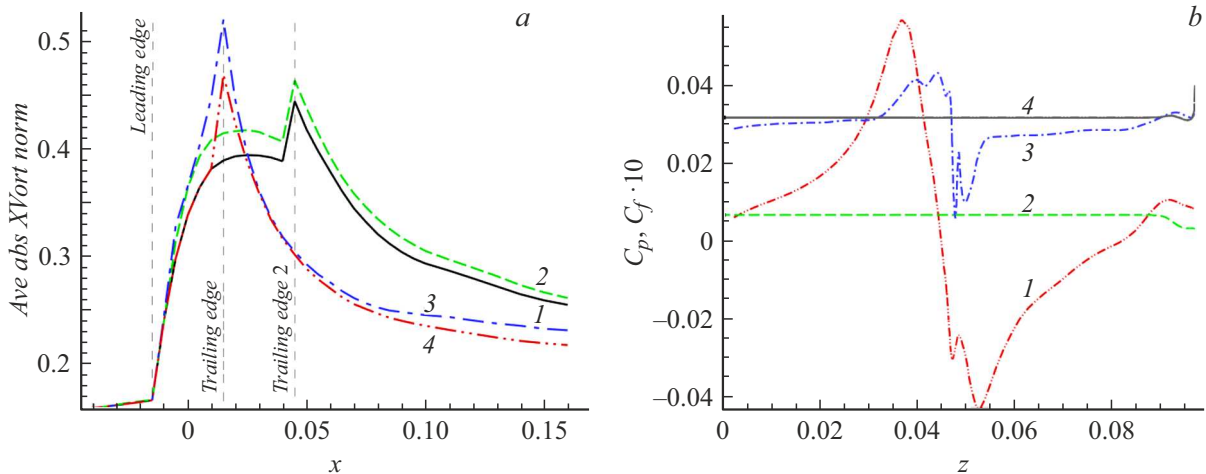
Расчеты проведены в рамках модели осредненных уравнений Рейнольдса–Фавра с моделью турбулентности Спаларта–Аллмараса. Использовался авторский программный комплекс ARES [10], который был разработан и программно реализован в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. Более подробно математическая модель и числен-

ный алгоритм описаны в [8]. Расчеты были проведены на гибридной суперкомпьютерной системе К-60 в ЦКП ИПМ им. М.В. Келдыша [11].

Образование вторичных вихрей связано с отрывом пограничного слоя на основном крыле под действием концевой вихря генератора. Анализ распределения газодинамических величин непосредственно перед передней кромкой крыла позволяет определить возможные области отрыва. На рис. 2 представлено распределение давления  $P$  и поперечной составляющей скорости  $W$  в сечении перед передней кромкой. Давление в области концевой вихря здесь приблизительно в 2 раза меньше, чем в окружающем потоке. Над кромкой имеется область отрицательных значений поперечной скорости, т.е. течение здесь направлено в сторону плоскости



**Рис. 3.** Распределение давления и траектории частиц в сечениях  $x = -0.0125$  (a) и  $0.02$  m (b), вариант симметричного пересечения с крылом.



**Рис. 4.** a — зависимость нормализованного среднего значения величины  $|\Omega_x|$  от продольной координаты  $x$ : вариант 1 (1), вариант 2 (2), для профилированного крыла (3) и для плоского крыла (4). b — распределение коэффициентов давления  $C_p$  и трения  $C_f \cdot 10$  вдоль размаха в сечении  $x = 0$  m:  $C_p$  для варианта 1 (1),  $C_p$  для равномерного набегающего потока (2),  $C_f \cdot 10$  для варианта 1 (3),  $C_f \cdot 10$  для равномерного набегающего потока (4).

симметрии ( $z = 0$ ). Частицы, выходящие из области вихря (области низкого давления), далее испытывают неблагоприятный градиент давления. Это может вызывать отрыв примерно в окрестности точки A на рис. 2, b. По отношению к центру вихря эта область несколько сдвинута в сторону плоскости симметрии. По аналогичным причинам под крылом можно ожидать отрыв в окрестности точки B на рис. 2, b. Эта область сдвинута в сторону боковой кромки основного крыла. Приведенные качественные соображения подтверждаются результатами численного моделирования. Действительно, в сечении  $x = -0.0125$  m (2.5 mm от передней кромки вниз по потоку, рис. 3, a) центр зоны циркуляционного течения располагается в точке  $z \sim 0.0442$  m сверху основного крыла и в точке  $z \sim 0.0461$  m снизу. При этом ось

концевого вихря перед передней кромкой имеет координату  $z \sim 0.452$  m. В последующих сечениях вниз по потоку вихревая область сверху смещается в сторону боковой кромки, а снизу — в сторону плоскости симметрии (рис. 3, b). Действительно, в сечении  $x = 0.02$  m (рис. 3, b) центр зоны циркуляционного течения располагается в точке  $z \sim 0.0481$  m сверху основного крыла и в точке  $z \sim 0.0423$  m снизу. Этот факт согласуется с общей теорией взаимодействия вихря с плоскостью [12] и с вариантами течений, описанными в [13].

В сечениях  $x = \text{const}$ , проходящих через прямоугольное крыло, основной вклад в суммарную величину завихренности  $|\Omega| = (\Omega_x^2 + \Omega_y^2 + \Omega_z^2)^{1/2}$  вносит составляющая  $\Omega_z$ , связанная с генерацией пограничного слоя. Для количественной оценки трансформации концевой

вихря и образующихся вторичных вихрей используется среднее по сечению значение  $|\Omega_x|$ . На рис. 4, а эта величина нормирована на модуль скорости набегающего потока. Начиная с передней кромки ( $x = -0.015$  m) эта величина резко возрастает за счет больших значений модуля производной поперечной скорости  $|\partial w/\partial y|$ . Далее по мере генерации вторичных вихрей эта величина продолжает расти с некоторым уменьшением углового коэффициента после середины крыла. Сразу за задней кромкой ( $x = 0.045$  m) наблюдается скачок, связанный, как и для передней кромки, с ростом величины  $|\partial w/\partial y|$ .

В дальнейшем при движении вниз по потоку происходит плавное затухание вихревых структур под действием диссипативных факторов. Однако вплоть до выходной границы счетной области величина  $|\Omega_x|$  остается существенно выше, чем в концевом вихре перед передней кромкой. Для варианта 1 (симметричное пересечение) величина  $|\Omega_x|$  несколько выше, чем для несимметричного случая. В свою очередь для профилированного крыла  $|\Omega_x|$  немного больше, чем для плоского крыла.

Концевой вихрь оказывает влияние на все параметры обтекания прямоугольного крыла. В частности, распределение коэффициентов давления  $C_p$  и трения  $C_f$  отличается от режима обтекания невозмущенным потоком — см. рис. 4, б, где изображено распределение этих коэффициентов по размаху крыла в сечении  $x = 0$  m (0.25 хорды вниз по потоку от передней кромки). При этом для удобства восприятия коэффициент  $C_f$  приведен в десятикратном размере. Экстремумы на графиках  $C_p(z)$ ,  $C_f(z)$  позволяют судить о положении областей отрыва.

Перераспределение давления и трения на поверхности под действием концевого вихря приводит к нарушению симметрии течения относительно плоскости крыла, что приводит к изменению аэродинамических коэффициентов (см. таблицу). Момент  $M_z$  вычислен относительно передней кромки.

В работе проведен анализ деформации концевого вихря и механизма образования вторичных вихрей при его взаимодействии с несущей поверхностью в сверхзвуковом потоке. Получено, что в результате взаимодействия концевого вихря с несущей поверхностью при отрыве пограничного слоя образуются два вторичных вихря, т.е. сам вихрь делится на две части, которые смещаются: верхняя в сторону концевой кромки, нижняя к плоскости симметрии. Образование вторичных вихрей приводит к росту завихренности (величины  $|\Omega_x|$ ) для всех рассмотренных вариантов.

Аэродинамические коэффициенты плоского крыла

Вариант	$m_z$	$C_y$
1	$5.510 \cdot 10^{-5}$	$-2.191 \cdot 10^{-4}$
2	$9.897 \cdot 10^{-5}$	$-9.689 \cdot 10^{-5}$
Постоянный поток	0	0

## Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект 24-21-00230).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] C. Breitsamter, Prog. Aerosp. Sci., **47** (2), 89 (2011). DOI: 10.1016/j.paerosci.2010.09.002
- [2] А.С. Гиневский, А.И. Желанников, *Вихревые следы самолетов* (Физматлит, М., 2008).
- [3] В.В. Вышинский, Г.Г. Судаков, Тр. МФТИ, **1** (3), 73 (2009); A.V. Bobylev, G.G. Soudakov, V.A. Yaroshevsky, V.V. Vyshinsky, J. Aircraft, **47** (2), 663 (2010). DOI: 10.2514/1.46432
- [4] J.M. Luckring, Aeronaut. J., **123** (1264), 729 (2019). DOI: 10.1017/aer.2019.43
- [5] C. Chen, Z. Wang, I. Gursul, Exp. Fluids, **59**, 82 (2018). DOI: 10.1007/s00348-018-2539-7
- [6] C.J. Barnes, M.R. Visbal, P.G. Huang, J. Fluid Mech., **799**, 128 (2016). DOI: 10.1017/jfm.2016.320
- [7] C.J. Barnes, M.R. Visbal, R.E. Gordnier, Phys. Fluids, **27**, 015103 (2015). DOI: 10.1063/1.4905479
- [8] В.Е. Борисов, Т.В. Константиновская, А.Е. Луцкий, *Мат. моделирование*, **34** (6), 92 (2022). DOI: 10.20948/mm-2022-06-06 [V.E. Borisov, T.V. Konstantinovskaya, A.E. Lutsky, *Math. Mod. Comput. Simul.*, **15** (1), 59 (2023). DOI: 10.1134/S2070048223010040].
- [9] T. Tadin, M.A. Brutyan, Y. Htun, *Письма в ЖТФ*, **50** (23), 27 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59394.6459k [T. Tadin, M.A. Brutyan, Y. Htun, *Tech. Phys. Lett.*, **50** (12), 24 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.12.60343.6459k].
- [10] В.Е. Борисов, А.А. Давыдов, И.Ю. Кудряшов, А.Е. Луцкий, *Программный комплекс ARES для расчета трехмерных турбулентных течений вязкого сжимаемого газа на высокопроизводительных вычислительных системах*, свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019667338 (23.12.2019).
- [11] ЦКП ИПМ РАН [Электронный ресурс]. <http://ckp-rg.ru/ckp/670139/>
- [12] Ф.Дж. Сэффман, *Динамика вихрей* (Научный мир, М., 2000). [P.G. Saffman, *Vortex dynamics* (Cambridge University Press, 1992).]
- [13] T.L. Doligalski, C.R. Smith, J.D.A. Walker, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **26**, 573 (1994). DOI: 10.1146/annurev.fl.26.010194.003041