

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ УПРАВЛЕНИЯ ОТРЫВОМ
С ПОМОЩЬЮ МЕХАНИЧЕСКИХ И СТРУЙНЫХ ВИХРЕГЕНЕРАТОРОВ**© *А.В. Гарбарук, Ф.Р. Спаларт*, М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л. Шур*

ГОУ Санкт-Петербургский Государственный политехнический университет

*Boeing Commercial Airplanes

Представлены результаты численного моделирования взаимодействия турбулентного пограничного слоя с продольными вихрями, создаваемыми с помощью механических и струйных вихрегенераторов. Расчеты выполнены в рамках трехмерных уравнений Рейнольдса с использованием модели турбулентности Спаларта-Аллараса с поправкой на кривизну линий тока. При моделировании механических вихрегенераторов используется подход, основанный на имитации их воздействия на течение путем введения в уравнение движения специальной объемной силы. Показано, что этот подход обеспечивает удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментом. Применительно к струйным вихрегенераторам используемая модель турбулентности качественно правильно описывает все детали течения, однако позволяет достаточно точно описать процесс эволюции вихрей в пограничном слое лишь на сравнительно небольших расстояниях от места ввода струи (порядка 10-15 диаметров сопла), а далее вниз по потоку приводит к занижению скорости диссипации вихря. На примере аэродинамического профиля NACA0015 с отклоненным закрылком продемонстрирована возможность использования предлагаемого метода для выбора оптимального местоположения механических вихрегенераторов на поверхности профиля. Приведен также пример расчета обтекания вихрегенератора с учетом его реальной геометрии, который необходим для ее оптимизации, а также для “настройки” параметров объемной силы.

**NUMERICAL MODELING OF SEPARATION CONTROL
BY MECHANICAL AND JET VORTEX GENERATORS***A.V. Garbaruk, P.R. Spalart*, M.Kh. Strelets, A.K. Travin, M.L. Shur*

Saint-Petersburg State Polytechnic University

*Boeing Commercial Airplanes

Results are presented of numerical modeling of a turbulent boundary layer interacting with streamwise vortices created by mechanical and jet vortex generators. The computations are performed in the framework of the three-dimensional Reynolds-averaged Navier-Stokes equations with the use of the Spalart-Allmaras turbulence model sensitized to streamline-curvature effects. When modeling the mechanical vortex generators, the approach used is based on their emulation with a specially designed body force introduced in the momentum equation. It is demonstrated that this approach provides satisfactory agreement of the numerical predictions with experiments. For the jet vortex generators, the turbulence model used allows the correct qualitative description of all the details of the flow but predicts the evolution of the vortex in the boundary layer with sufficient accuracy only for a relatively short distance from the section of jet injection (about 10-15 nozzle diameters). Further downstream, it results in a tangible underestimation of the vortex dissipation rate. Based on a NACA0015 airfoil with a deflected flap as an example, the possibility is shown of applying the proposed methodology for optimization of the position of mechanical vortex generators on the airfoil surface. An example is also presented of computing the flow past a vortex generator accounting for its real geometry, which is needed for its optimization and, also, for fine-tuning of the body-force parameters.

1. Введение

Одним из путей улучшения аэродинамических характеристик различных транспортных средств (автомобилей, самолетов) является предотвращение или, по крайней мере, “затягива-

ние” отрыва потока от обтекаемой поверхности с помощью так называемых вихрегенераторов (ВГ). Известны два типа ВГ – механические (МВГ) и струйные (СВГ). МВГ представляют собой миниатюрные (с размерами порядка толщины пограничного слоя) лопатки, устанавливаемые на обтекаемой поверхности под некоторым углом к потоку. При определенных условиях сходящие с таких лопаток продольные (ориентированные по потоку) вихри “прижимают” пограничный слой к поверхности и, тем самым, до определенного предела удерживают его от отрыва. Принцип действия СВГ основан на том, что при взаимодействии пограничного слоя с системой струй, инжектируемых в него через отверстия в стенке, в потоке могут быть сформированы продольные вихри, сходные по структуре с вихрями, создаваемыми МВГ.

Изучению эволюции продольных вихрей, создаваемых МВГ, в процессе их взаимодействия между собой и с турбулентным пограничным слоем посвящено достаточно большое число экспериментальных исследований (см., например, [1]–[5]), позволивших сформулировать некоторые общие рекомендации по конструированию МВГ. Однако для определения оптимального места установки и ориентации МВГ на обтекаемой поверхности, а также для оценки их эффективности, то есть, для ответа на вопрос о том, насколько значительным является улучшение аэродинамических характеристик, обеспечиваемое МВГ, необходим достаточно надежный расчет турбулентного пограничного слоя с внедренными в него продольными вихрями. Как показано в [6], в принципе, эта задача может быть успешно решена с использованием метода моделирования крупных вихрей, который позволяет адекватно описать все существенные детали процесса эволюции продольных вихрей в пограничном слое. Однако вычислительные ресурсы, требуемые для применения этого метода при представляющих интерес высоких числах Рейнольдса, слишком велики, что исключает возможность его использования при проведении необходимых для практики серийных расчетов. Расчет течений с МВГ на основе решения уравнений Рейнольдса также сопряжен с достаточно серьезными проблемами как вычислительного, так и физического характера. Вычислительные трудности связаны с принципиально трехмерным характером течения и малыми размерами МВГ, что влечет за собой необходимость использования весьма мелких сеток со сложной структурой. С физической точки зрения основная проблема состоит в необходимости адекватного описания влияния на турбулентность эффектов кривизны линий тока, играющих важную роль в вихревых течениях. Именно по этой причине известные попытки расчета взаимодействия одиночных и парных вихрей с турбулентным пограничным слоем в рамках уравнений Рейнольдса с использованием стандартных линейных (базирующихся на гипотезе Буссинеска) моделей турбулентности не увенчались успехом (см., например, [4], [7], [8]). Применение более сложных моделей переноса Рейнольдсовых напряжений, которые “автоматически” учитывают влияние кривизны линий тока на характеристики турбулентности, во-первых, также не гарантирует успеха [7], а во-вторых, связано со значительным усложнением и без того трудной вычислительной задачи.

Все сказанное выше относительно МВГ в равной степени относится к СВГ, с той лишь разницей, что этот тип ВГ изучен в настоящее время значительно меньше.

Указанные обстоятельства определили основную цель данной работы, которая состояла в оценке возможности расчета параметров турбулентных течений с обоими типами ВГ на основе численного решения трехмерных уравнений Рейнольдса в сочетании с относительно простыми моделями турбулентности, учитывающими эффекты кривизны линий тока с помощью соответствующих полуэмпирических поправок. Одна из наиболее перспективных моделей такого типа предложена в [9]. Она базируется на универсальном (пригодном для описания как двумерных, так и трехмерных течений) кинематическом критерии кривизны линий тока и вращения потока. С использованием этого критерия в [9] построено простое обобщение известной модели турбулентности Спаларта-Аллмараса [10], которое, как показано в ряде работ (см., например, [11]–[14]), обеспечивает приемлемую для практики точность расчета широкого круга вихревых течений. В частности, с помощью этой модели (в дальнейшем модель SARC) удалось с достаточно

высокой точностью рассчитать эволюцию вихревого следа за механизированным крылом самолета [11] и взаимодействие вихревой пары с твердой поверхностью [12], то есть течения, близкие по структуре к течениям за ВГ, рассматриваемым в настоящей работе.

В разделе 2 статьи сформулированы исходные уравнения и кратко представлен численный метод, используемый для их решения. В разделе 3 проведено сопоставление результатов расчетов МВГ (параграф 3.1) и СВГ (параграф 3.2), полученных в рамках описанного подхода, с известными экспериментальными данными. При этом для уменьшения вычислительных затрат и упрощения структуры используемых конечно-разностных сеток при расчете МВГ используется прием, предложенный в [6] и состоящий в имитации МВГ с помощью специальным образом “сконструированной” объемной силы, вводимой в уравнения осредненного движения. В заключительном четвертом разделе статьи на примере расчета характеристик профиля NASA0015 с отклоненным закрылком иллюстрируется возможность применения разработанного подхода для решения практических задач, связанных с определением оптимального положения МВГ на обтекаемой поверхности. Кроме того, приводится пример расчета обтекания МВГ с учетом его реальной геометрии (без введения объемной силы).

2. Основные уравнения и метод расчета

Для описания рассматриваемых течений используется следующая система уравнений Рейнольдса для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2(\nu + \nu_t) S_{ij}] + F_i. \quad (2)$$

Здесь x_i и u_i – координаты и проекции вектора скорости, p – давление, ρ – плотность, $S_{ij} = 0.5(\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i)$ – компоненты тензора скоростей деформаций, ν и ν_t – молекулярный и турбулентный коэффициенты кинематической вязкости, F_i – компоненты вектора объемной силы, имитирующей МВГ.

Как отмечалось во введении, для замыкания системы (1), (2) используется модель турбулентности SARC [9], подробное описание которой представлено в [11]. Она базируется на следующем уравнении переноса для модифицированной турбулентной вязкости $\tilde{\nu}$:

$$\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial t} + u_i \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} = \frac{1}{\sigma} \left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right] + C_{b2} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_i} \right\} + C_{b1} f_{r1} \tilde{S} \tilde{\nu} - (C_{w1} f_w) (\tilde{\nu} / d)^2. \quad (3)$$

Связь между величиной $\tilde{\nu}$ и турбулентной вязкостью, входящей в (2), задается соотношениями

$$\nu_t = f_{v1} \tilde{\nu}, \quad f_{v1} = \chi^3 / (\chi^3 + C_{v1}^3), \quad \chi = \tilde{\nu} / \nu,$$

а остальные члены уравнения (3) определяются следующим образом:

$$\tilde{S} = \Omega + f_{v2} \tilde{\nu} / (\kappa^2 d^2), \quad f_{v2} = 1 - \chi / (1 + \chi f_{v1}),$$

$$f_w = g \left(\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right)^{1/6}, \quad g = r + C_{w2} (r^6 - r), \quad r = \frac{\tilde{\nu}}{\tilde{S} \kappa^2 d^2}.$$

Величина d , входящая в (3), означает ближайшее расстояние от рассматриваемой точки потока до твердых стенок, а функция f_{r1} , описывающая влияние на турбулентность эффектов кривизны линий тока [9], имеет следующий вид:

$$f_{r1}(r^*, \tilde{r}) = 2r^*(1 + C_{r1}) / (1 + r^*) [1 - C_{r3} \arctg(C_{r2} \tilde{r})] - C_{r1},$$

где параметры r^* и $\tilde{r}$ определяются по формулам

$$r^* = S / \Omega, \quad \tilde{r} = 2\Omega_{jk} S_{jk} (DS_{ij} / Dt) D^{-4},$$

$$\Omega_{ij} = 0.5(\partial u_i / \partial x_j - \partial u_j / \partial x_i), \quad S^2 = 2S_{ij} S_{ij}, \quad \Omega^2 = 2\Omega_{ij} \Omega_{ij}, \quad D^2 = 0.5(S^2 + \Omega^2),$$

а под DS_{ij}/Dt понимаются компоненты лагранжевой производной от тензора скоростей деформаций.

Эмпирические константы модели равны

$$\sigma = 2/3, \quad \kappa = 0.41, \quad C_{b1} = 0.1355, \quad C_{b2} = 0.622, \quad C_{w1} = C_{b1} / \kappa^2 + (1 + C_{b2}) / \sigma,$$

$$C_{w2} = 0.3, \quad C_{w3} = 2, \quad C_{v1} = 7.1, \quad C_{r1} = 1, \quad C_{r2} = 12, \quad C_{r3} = 1.$$

В том случае, когда МВГ моделируется с помощью объемной силы F_i , необходимо задать соотношения, определяющие ее связь с локальными характеристиками течения в месте установки МВГ. В настоящей работе для этого используются следующие соотношения для тангенциальных (F_x и F_z) и нормальной (F_y) относительно обтекаемой поверхности составляющих объемной силы [6]:

$$F_x = -F_{VG} u_z - F_w, \quad F_y = 0, \quad F_z = F_{VG} u_x, \quad F_{VG} = \Gamma g_x g_y g_z, \quad (4)$$

где u_x и u_z – соответствующие составляющие вектора скорости, Γ – суммарная циркуляция вихрей, создаваемых ВГ, а функции g_x , g_y и g_z , определяющие характер изменения силы в направлениях x , y и z соответственно, рассчитываются по формулам

$$g_x = \frac{\exp[-(\Delta x / \sigma_x)^2]}{\sqrt{\pi} \sigma_x}, \quad g_y = 0.5[1 - \operatorname{erf}(\Delta y / \sigma_r)], \quad g_z = \frac{\exp[-(\Delta z / \sigma_r)^2]}{\sqrt{\pi} \sigma_r},$$

где $\Delta x = x - x_0$, $\Delta y = y - y_0$, $\Delta z = z - z_0$, а x_0 , y_0 и z_0 – начальные координаты центров вихрей.

Наконец, функция F_w , входящая в выражение для продольной составляющей объемной силы F_x в (4), позволяет учесть обусловленный ВГ дефицит количества движения в направлении основного потока. Она определяется соотношением

$$F_w = S_w \exp[-\ln 2 (\Delta r / \sigma_r)^2] \exp[-(\Delta x / \sigma_x)^2], \quad \Delta r = \sqrt{(\Delta z)^2 + (\Delta y)^2}.$$

Величина циркуляции Γ и параметры σ_x , σ_r и S_w , входящие в выражение для объемной силы, определяются на основе сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными по характеристикам вихрей непосредственно вниз по потоку от МВГ (см. раздел 3.1) или с результатами расчета обтекания МВГ с учетом их реальной геометрии, то есть, без введения объемной силы (см. раздел 4).

Граничные условия к системе уравнений (1)-(3) ставятся следующим образом. На твердых стенках используются условия прилипания и непроницаемости для скорости, условие равенства нулю нормального к стенке градиента давления и нулевые условия для турбулентной вязкости. На выходных границах расчетной области задается давление, а все остальные переменные определяются путем линейной экстраполяции по внутренним точкам расчетной области. На входных участках границ задаются распределения скорости и турбулентной вязкости (конкретные способы их задания зависят от рассматриваемой задачи и будут описаны ниже), а давление экстраполируется по внутренним точкам.

Численное интегрирование системы (1)-(3) осуществляется с помощью метода искусст-

венной сжимаемости на структурированных многоблочных сетках. При этом используется неявная схема расщепления разностей потоков [15]. Невязкие потоки в исходных уравнениях переноса аппроксимируются с помощью противопоточных разностей третьего порядка точности, а вязкие – с помощью центральных разностей второго порядка. На каждом временном слое (итерации) полученная в результате система конечно-разностных уравнений решается методом Гаусса-Зейделя с релаксацией по плоскостям.

3. Сравнение результатов расчета с экспериментом

3.1. Механические ВГ. Для оценки точности описания влияния МВГ на характеристики турбулентного пограничного слоя, обеспечиваемой сформулированной в предыдущем разделе математической моделью, было проведено сопоставление результатов, полученных с ее помощью, с экспериментальными данными работы [3]. В этой работе выполнено детальное исследование эволюции продольных вихрей, создаваемых с помощью МВГ, установленных в пограничном слое на плоской поверхности и имеющих форму прямоугольных треугольников (“половины треугольного крыла”). В качестве примера ниже рассмотрен экспериментальный режим 3 из [3], в котором использовалась пара таких пластин, расположенных под углом 36° друг к другу (18° к основному потоку) и создающих два вихря с противоположными направлениями вращения, так что поток между вихрями направлен “вниз” (в сторону поверхности пластины).

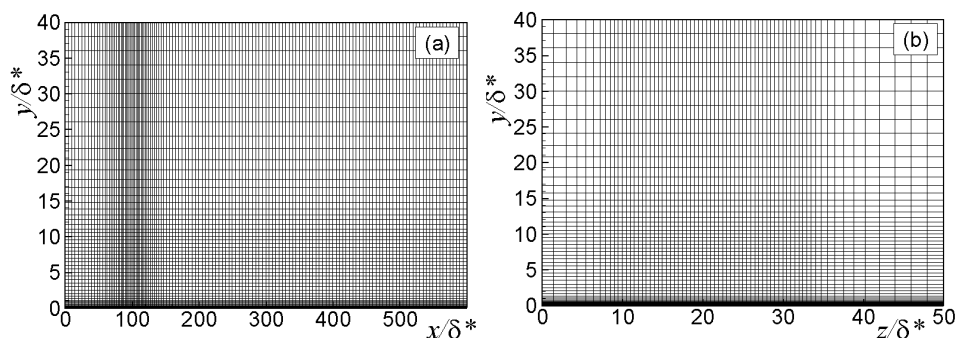


Рис.1. Геометрия расчетной области и конечно-разностная сетка в плоскостях xy (a) и yz (b).

Геометрия расчетной области и конечно-разностная сетка в плоскостях xy и yz , использовавшаяся при проведении расчета, представлены на рис.1. Входная граница расчетной области ($x=0$) располагалась на расстоянии $x_0=100\delta^*$ вверх по потоку от места расположения МВГ (δ^* – толщина вытеснения невозмущенного МВГ пограничного слоя в этом сечении), а длина расчетной области составляла $L_x=610\delta^*$. Размер расчетной области в направлении нормали к стенке L_y был выбран равным $40\delta^*$ (согласно данным [3], поток на таком расстоянии от пластины является невозмущенным), а ширина расчетной области составляла $L_z=50\delta^*$ (правая и левая границы области $z=0$ и $z=50\delta^*$ являются плоскостями симметрии). Расчетная сетка имела $143 \times 61 \times 71$ узлов в направлениях x , y , z соответственно и сгущалась в окрестности твердой стенки и места расположения МВГ.

Параметры объемной силы, имитирующей рассматриваемый МВГ, были подобраны таким образом, чтобы расчетные значения циркуляции и максимального значения завихренности в первом экспериментальном сечении, расположенном на расстоянии $x-x_0=22\delta^*$ вниз по потоку от МВГ, совпадали с соответствующими замеренными значениями: $\Gamma=6U_\infty\delta^*$, $y_0=5\delta^*$, $z_0=11\delta^*$, $\sigma_x=10\delta^*$, $\sigma_r=1.85\delta^*$, $S_w=0.028U_\infty^2/\delta^*$.

Профили скорости и турбулентной вязкости во входном сечении расчетной области задавались исходя из предварительного расчета невозмущенного ($F_t=0$) турбулентного пограничного слоя на пластине и известного из эксперимента значения числа Рейнольдса, построенного по толщине потери импульса ($Re^{**}=1700$), в таком пограничном слое.

Некоторые результаты описанного расчета и их сравнение с экспериментальными данными представлены на рис.2. В частности, на рис.2а сравниваются расчетные и экспериментальные продольные распределения величин безразмерной (отнесенной к U_∞/δ^*) максимальной продольной компоненты завихренности $\Omega_{\max}$, а на рис.2б – безразмерной (отнесенной к U_∞/δ^*) “положительной” циркуляции Γ . Последняя определяется соотношением $\Gamma(x) = \int \Omega_x dy dz$, в котором, как и в эксперименте, интегрирование проводится только по тем участкам поперечного сечения потока, где продольная составляющая завихренности положительна. Эта величина характеризует интенсивность вторичного течения, обусловленного генерируемыми МВГ вихрями, и является достаточно объективной мерой влияния МВГ на пограничный слой. Как видно из рис.2б, модель турбулентности SARC весьма точно описывает эволюцию Γ , хотя и предсказывает слишком быстрое падение вниз по потоку величины максимальной завихренности (рис.2а). Аналогичный вывод можно сделать и относительно точности расчета показанных на рис.2с профилей продольной и поперечной составляющих коэффициентов трения $C_{fx}(z/\delta^*)$ и $C_{fz}(z/\delta^*)$, которые представляют наибольший интерес с точки зрения оценки эффективности воздействия МВГ на пограничный слой (для наглядности на рисунке приводится также коэффициент трения в невозмущенном пограничном слое C_{f0}).

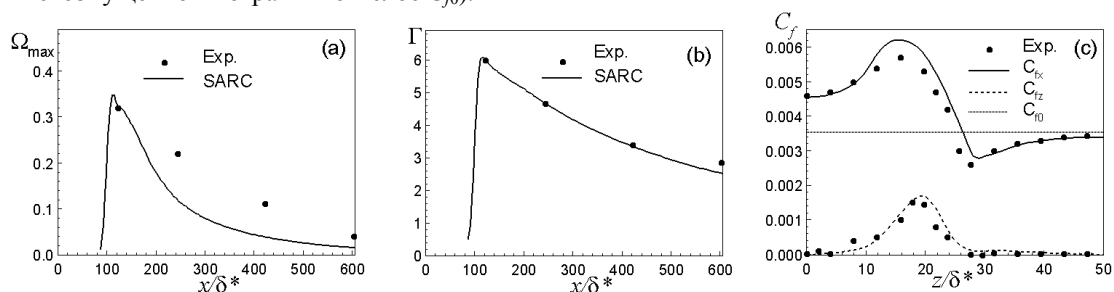


Рис.2. Сравнение продольных распределений безразмерных величин максимальной завихренности (а) и циркуляции (б) и профилей продольной и поперечной составляющих коэффициента трения (с), рассчитанных с использованием модели турбулентности SARC, с экспериментальными данными [3] в сечении $x/\delta^*=240$

Таким образом, полученные результаты позволяют заключить, что используемый подход к моделированию МВГ является достаточно надежным и может использоваться в серийных расчетах, необходимых для оптимизации МВГ и оценки их эффективности с точки зрения предотвращения отрыва. Эта возможность будет проиллюстрирована ниже (см. раздел 4).

3.2. Струйные ВГ. Для оценки возможностей модели SARC применительно к расчету процесса взаимодействия струй, создаваемых СВГ, с пограничным слоем в настоящей работе проведено сопоставление результатов расчетов, полученных с использованием этой модели, с экспериментальными данными для одного из режимов, исследовавшихся в [16]-[18].

Схема течения, рассматривавшегося в экспериментах, представлена на рис.3. Струя инжектируется в пограничный слой на плоской пластине под углом $\alpha=30^\circ$ к оси y (рис.3б) через насадку, представляющую собой круглую трубку диаметром $D=0.014$ м, сопряженную с каналом прямоугольного сечения 0.0055×0.028 м (рис.3б). Выходное сечение насадка ориентировано на поверхности пластины так, что длинная сторона прямоугольника направлена вдоль оси x . Число Рейнольдса, построенное по скорости внешнего потока и диаметру насадки D , составляет в эксперименте 1.87×10^4 , а среднерасходная скорость струи равна скорости внешнего потока.

На рис.4 показаны расчетная область, и двухблочная сетка, на которой проводились расчеты. Предполагается, что центр выходного сечения насадки находится в начале координат $x=y=z=0$. В плоскости xy (рис.4а) форма расчетной области выбрана таким образом, чтобы вихри, генерируемые при взаимодействии струи с пограничным слоем, не выходили за ее пределы. В

плоскостях yz (рис.4б) и xz (рис.4с) расчетная область имеет форму прямоугольников с размером $6D$ вдоль оси z и $50D$ вдоль оси x (в экспериментах [16]-[18] последняя измерительная секция располагалась при $x=40D$). Кроме того, в расчетную область включена прямоугольная часть насадки длиной $3.7D$ (рис.4б и 4с). Как показали предварительные расчеты, это необходимо для адекватного учета влияния течения в пограничном слое на течение внутри насадки. Сетка сгущается в пограничном слое на пластине, вблизи границ выходного отверстия насадки и в окрестности предполагаемой траектории продольных вихрей. В результате ее общее число узлов составляет около одного миллиона.

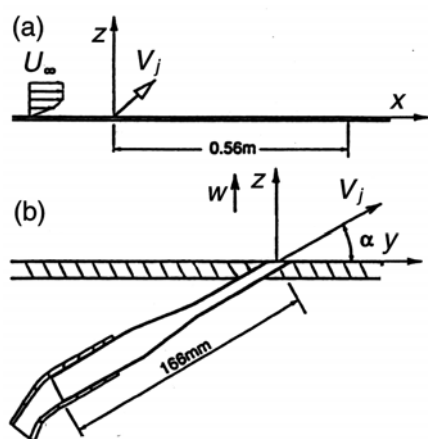


Рис.3. Общая схема течения (а) и конфигурация насадки для ввода струи в пограничный слой (б) в экспериментах [16]-[18]

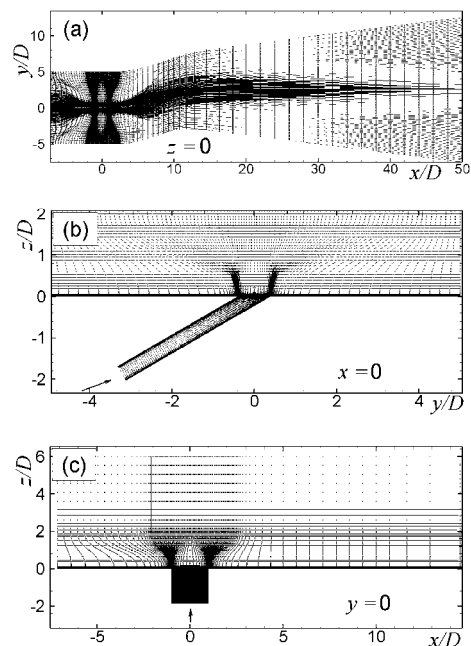


Рис.4. Геометрия расчетной области и конечно-разностная сетка в плоскостях $z=0$ (а), $x=0$ (б) и $y=0$ (с), использованная при расчете течения со струйным ВГ

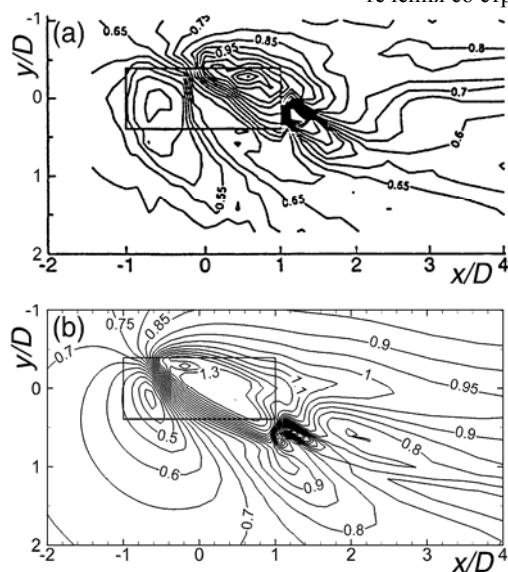


Рис.5. Сравнение экспериментальных [17] (а) и расчетных (б) полей безразмерного модуля скорости в течении с СВГ в сечении $z/D=0.25$

Параметры потока на левой входной границе расчетной области ($x/D = -7$) подбирались из предварительного расчета турбулентного пограничного слоя на плоской пластине таким образом, чтобы в сечении $x=0$ толщина пограничного слоя, определенная по значению скорости $0.995 \cdot U_e$, была равна известному из эксперимента значению $1.79D$. Что касается течения в насадке, то при его расчете во входном сечении задавался профиль скорости, предварительно полученный путем решения задачи о развитом турбулентном течении в канале прямоугольного сечения. Правомерность такого подхода подтверждается представленным на рис.5 сопоставлением расчетных и экспериментальных полей безразмерного (отнесенного к U_∞) модуля скорости в сечении $z=0.25D$, близком к выходному сечению насадки.

На рис.6 представлено сравнение расчетных и экспериментальных продольных распределений безразмерной (отнесенной к U_∞/D) величины максимального по сечению модуля завихренности Ω_m и безразмерной вертикальной координаты центра первичного вихря, возникающего при взаимодействия струи с пограничным слоем $y_m(x)/D$. Видно, что модель SARC обеспечивает качественно верное описание характера эволюции первичного вихря при его движении вниз по потоку, однако приводит к некоторому завышению Ω_m и, как следствие этого, к завышению скорости движения вихря в вертикальном направлении. В результате, при продвижении вниз по потоку, расчетное значение вертикальной координаты центра вихря постепенно отклоняется от экспериментального.

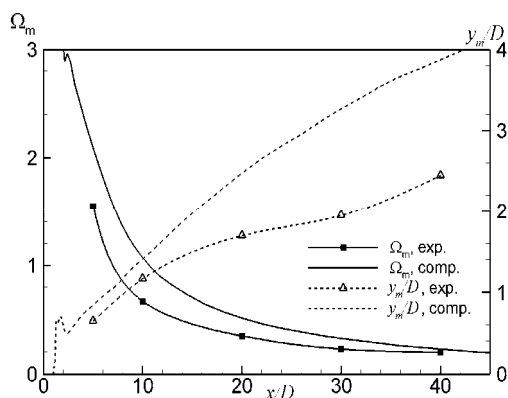


Рис.6. Сравнение экспериментальных [17] и расчетных продольных распределений безразмерного максимального модуля продольной составляющей завихренности и вертикальной координаты центра вихря в течении с СВГ

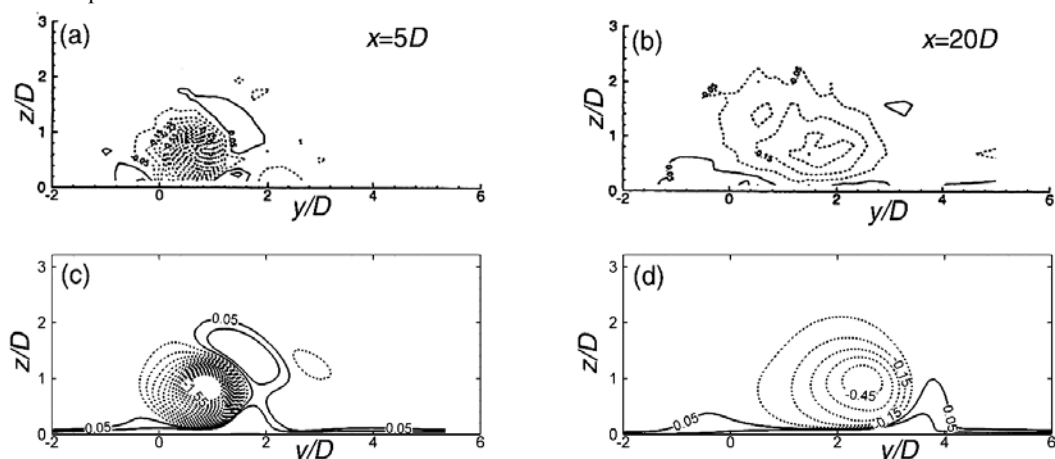


Рис.7. Сравнение экспериментальных [17] (a), (b) и расчетных (c), (d) полей безразмерной завихренности в сечениях $x=5D$ (a), (c) и $20D$ (b), (d) в течении с СВГ. Интервал между изолиниями равен 0.05; штриховые линии соответствуют отрицательным значениям завихренности.

Более детальное представление о характере рассматриваемого течения и о различиях результатов расчета и эксперимента дают рис.7, 8, на которых представлены экспериментальные и расчетные поля безразмерной продольной составляющей вектора завихренности $\Omega_x/(U_\infty/D)$ и компоненты тензора Рейнольдсовых напряжений $\overline{u'w'}/U_\infty^2$ на двух разных расстояниях вниз по потоку от места инъекции струи в пограничный слой ($x/D=5$ и 20). В частности, анализ этих полей позволяет заключить, что модель турбулентности SARC обеспечивает качественно правильное описание не только первичного, но и вторичного (с противоположным направлением вращения) вихря. В то же время, как следует из рис.8, данная модель несколько занижает интенсивность турбулентного переноса импульса (именно этим объясняется отмеченное выше завышение интенсивности вихря). В результате приемлемая точность оценки влияния СВГ на характеристики турбулентного пограничного слоя достигается только в сечениях, расположенных на сравнительно небольших (порядка $10-15D$) расстояниях вниз по потоку от места расположения СВГ.

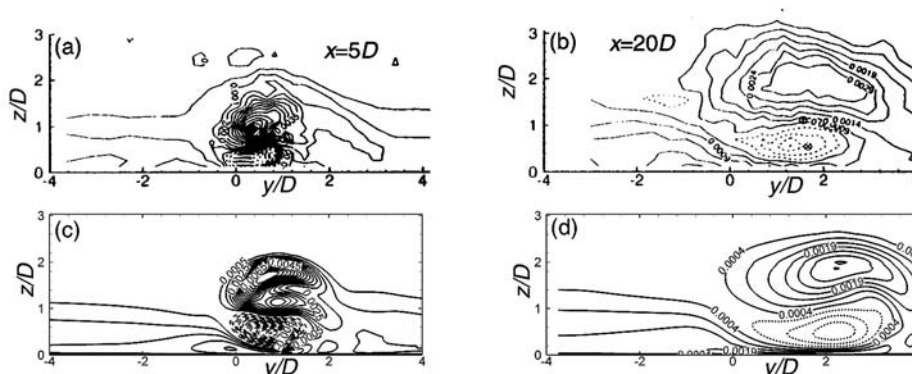


Рис.8. Сравнение экспериментальных [16] (a),(b) и расчетных (c), (d) полей безразмерной x -компоненты тензора Рейнольдсовых напряжений в сечениях $x=5D$ (a), (c) и $20D$ (b), (d) в течении с СВГ. Интервал между изолиниями равен 0.05; штриховые линии соответствуют отрицательным значениям напряжения.

4. Использование разработанного подхода для оптимизации МВГ

Как показано выше, модель SARC в сочетании с введением в уравнения Рейнольдса объемной силы, имитирующей МВГ, позволяет достаточно надежно оценить степень воздействия создаваемых МВГ продольных вихрей на характеристики пограничного слоя. В данном разделе на примере расчета профиля NASA0015 с отклоненным закрылком иллюстрируется возможность использования такого подхода для решения практических задач, связанных с определением оптимального положения МВГ на поверхности крыла. Наряду с этим, представлен пример расчета обтекания типичного МВГ с учетом его реальной геометрии (без введения объемной силы). Такого рода расчеты необходимы для оптимизации геометрии МВГ, а также для “настройки” параметров объемной силы.

Экспериментальное исследование обтекания рассматриваемого профиля выполнено в [19]. В настоящей работе проведен расчет данного течения при следующих параметрах, соответствующих одному из режимов, изучавшихся в [19]: число Рейнольдса, построенное по скорости невозмущенного потока и хорде основного профиля, $Re=1.5 \cdot 10^3$, угол атаки основного профиля $\alpha=0$, угол отклонения закрылка $\delta F=20^\circ$, координата начала закрылка $x_F/c=0.7$ (c – хорда основного профиля). Наряду с этим “базовым” вариантом, были проведены три расчета обтекания профиля с установленным на нем массивом одинаковых МВГ, отстоящих друг от друга в направлении размаха крыла на $0.15c$ и создающих периодическую систему продольных вихрей. При этом варьировалась координата линии, вдоль которой устанавливались МВГ: $x_{MBG}/c=0.6$, 0.7 и 0.8 .

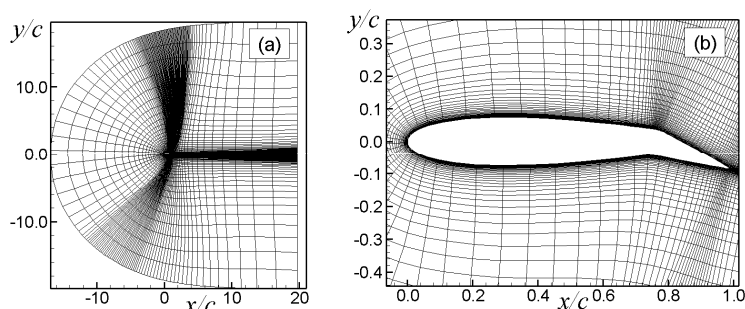


Рис.9. Конфигурация расчетной области и сетка в плоскости xy (а) и их увеличенный фрагмент (б) для задачи об оптимизации местоположения МВГ на поверхности профиля $NACA0015$ с отклоненным закрылком.

Геометрия расчетной области и сетка в плоскости xy , использовавшаяся в расчетах (эта сетка имеет 171×65 узлов) представлены на рис.9. При расчете базового варианта использовалась двумерная постановка задачи, а при расчете вариантов с МВГ – трехмерная. В последнем случае размер расчетной области в направлении z выбирался равным периоду системы МВГ ($0.15c$), а на границах области по этому направлению ($z = \pm 0.75c$) ставились условия периодичности. Сетка по z была равномерной и содержала 40 ячеек, то есть, имела шаг $\Delta z = 0.00375c$. В результате размер сетки при решении трехмерных задач составлял ~ 500000 узлов.

Параметры объемной силы при проведении расчетов с МВГ выбирались на основе рекомендаций [6]. В частности, циркуляция Γ полагалась равной $U_\infty \delta$, $y_0 = \delta$, $\sigma_x = 1.67\delta$, $\sigma_r = 0.3\delta$, а $S_w = 0.167U_\infty^2 / \delta$ (δ – толщина невозмущенного пограничного слоя в месте установки МВГ).

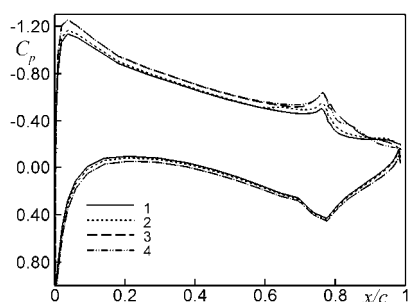


Рис.10. Влияние положения МВГ на распределение коэффициента давления $C_p = 2(p - p_\infty) / (\rho U_\infty^2)$ по поверхности профиля: 1 – расчет обтекания профиля без МВГ; 2 – $x_{MBG}/c = 0.6$; 3 – 0.7 ; 4 – 0.8

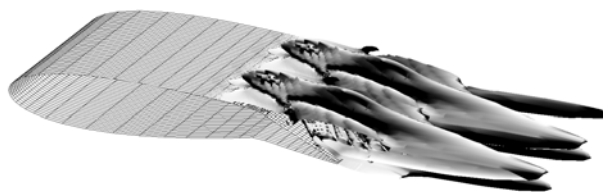


Рис.11. Изоповерхность величины продольной составляющей безразмерной завихренности $\Omega_x = 2$ при обтекании профиля с массивом МВГ, установленным при $x_{MBG}/c = 0.7$ (показаны два периода течения в направлении размаха профиля).

Сопоставление рассчитанных и измеренных в [19] коэффициентов подъемной силы C_L и сопротивления давления C_{DP} для базового варианта (см. табл.1) свидетельствует о том, что, по крайней мере, при отсутствии МВГ модель SARC обеспечивает вполне удовлетворительно согласование расчета с экспериментом. В совокупности с выводами раздела 2.1 это позволяет надеяться на то, что результаты расчетов обтекания профиля с МВГ также являются достаточно надежными. Эти результаты представлены на рис.10, 11 и в табл.2. В частности, рис.10 иллюстрирует влияние местоположения МВГ на распределение давления по поверхности профиля, рис.11 показывает картину течения вниз по потоку от МВГ, расположенного при $x_{MBG}/c = 0.7$, а данные табл.2 позволяют заключить, что максимальный положительный эффект МВГ на аэро-

динамические характеристики профиля достигается при расположении МВГ при $x_{МВГ}/c=0.8$ (при этом подъемная сила C_L увеличивается на 14%, а полное, с учетом трения, сопротивление C_D лишь на 5%).

Таблица 1. Сравнение расчетных и экспериментальных данных по обтеканию профиля NASA0015 с отклоненным закрылком.

	Эксперимент [19]	Расчет (настоящая работа)
C_{DP}	0.028	0.027
C_L	0.69	0.70

Таблица 2. Влияние местоположения МВГ на аэродинамические характеристики профиля NASA0015 с отклоненным закрылком.

Координата МВГ, $x_{МВГ}/c$,	C_L	C_{DP}	C_D
Базовый вариант (без МВГ)	0.70	0.027	0.037
0.6	0.74	0.029	0.040
0.7	0.80	0.030	0.040
0.8	0.80	0.028	0.039

В заключении остановимся кратко на результатах расчетов обтекания МВГ, расположенного на плоской поверхности, выполненного с учетом реальной геометрии МВГ, а не путем его имитации с помощью объемной силы. Как уже отмечалось, проведение серийных расчетов, необходимых для оптимизации местоположения и параметров МВГ, в рамках такой постановки задачи требует очень больших вычислительных ресурсов и практически невозможно. Однако единичные расчеты такого рода не только возможны, но и необходимы, поскольку только таким образом можно сконструировать МВГ с необходимыми характеристиками.

В качестве примера был рассмотрен типичный МВГ, представляющий собой две пластинки, близкие по форме к прямоугольной трапеции с длиной основания 0.04 м, и высотой $H=0.01$ м. Конфигурация расчетной области и сетка, на которой проводился расчет (ее размеры составляли $161 \times 93 \times 71$ в направлениях x , y и z соответственно), показаны на рис.12 (течение предполагалось симметричным относительно плоскости симметрии МВГ, $z=0$). Параметры потока на входе в расчетную область задавались таким образом, чтобы толщина невозмущенного пограничного слоя на пластине в сечении, проходящем через заднюю кромку МВГ ($x=0$), равнялась его высоте.

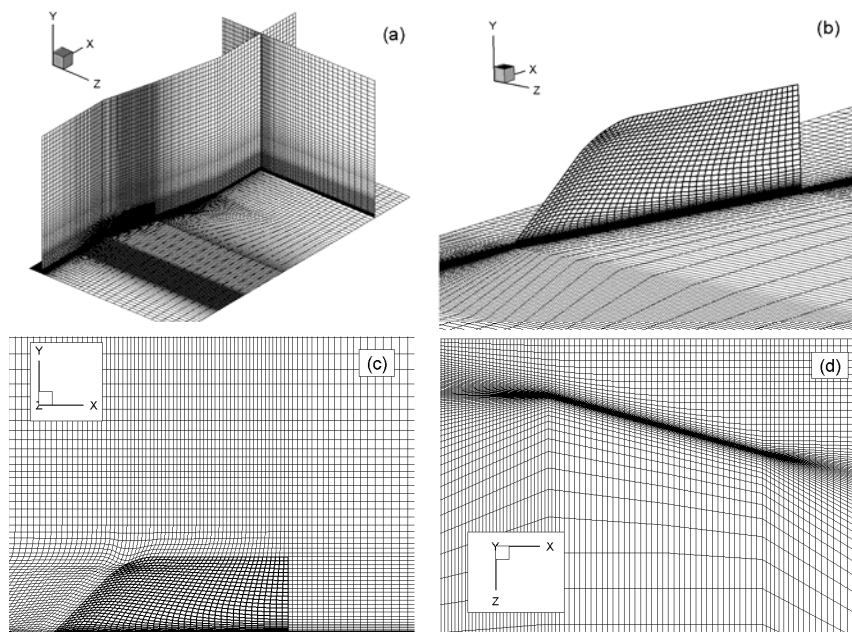


Рис.12 Конфигурация расчетной области и сетка, использовавшиеся при расчете обтекания МВГ с учетом его реальной геометрии: (а) – общий вид; (б), (с) и (д) – увеличенные фрагменты отдельных элементов сетки.

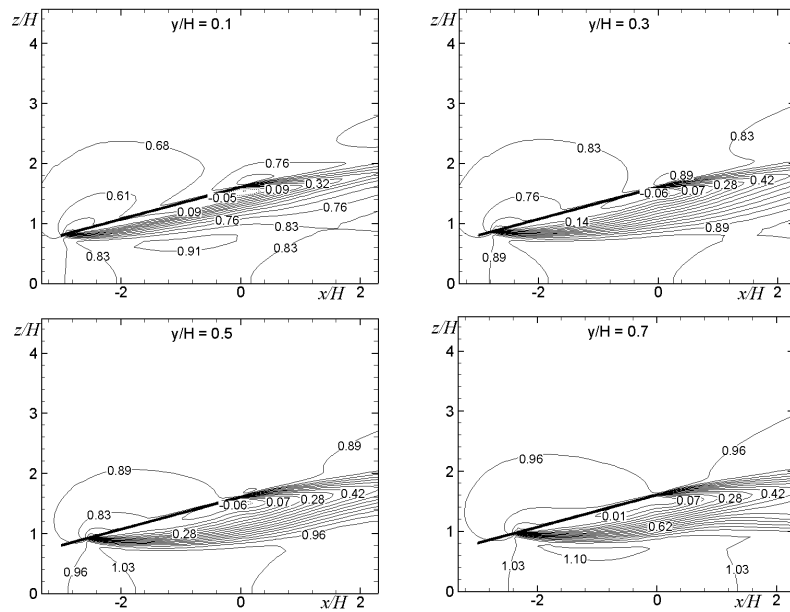


Рис.13. Поля безразмерной продольной составляющей вектора скорости u/U_∞ в горизонтальных сечениях, расположенных на различных расстояниях от обтекаемой поверхности.

Некоторые результаты расчетов представлены на рис.13, 14. На них показаны поля безразмерной продольной составляющей скорости в сечениях xz , расположенных на разных расстояниях y/H от поверхности пластины, и поля основных безразмерных характеристик потока в плоскости $x=0$. Эти данные достаточно наглядно иллюстрируют структуру течения внутри МВГ и конфигурацию вихря, сходящего с его задней кромки.

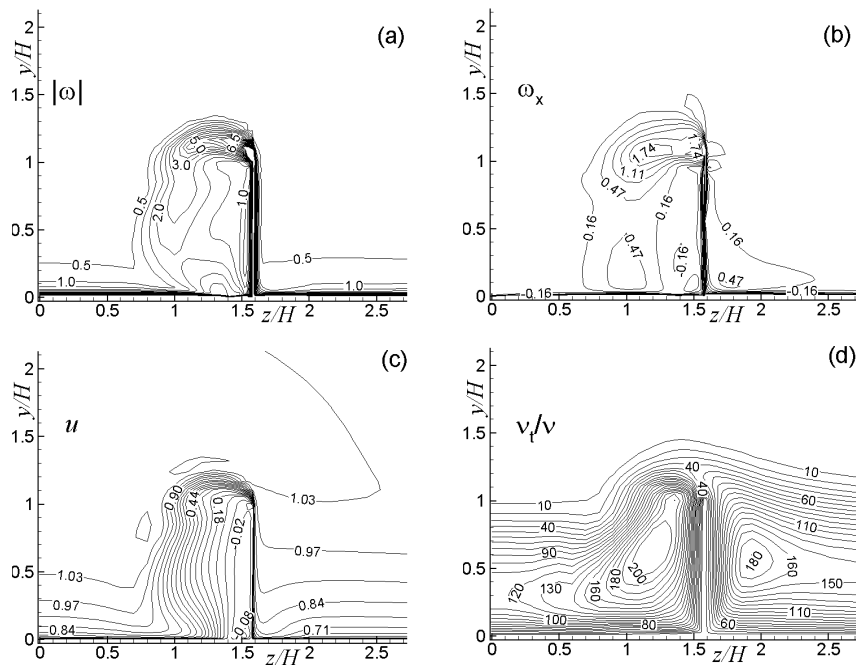


Рис.14. Поля безразмерных модуля завихренности (а), продольной составляющей завихренности (б), продольной составляющей скорости (с) и турбулентной вязкости (д) в плоскости $x=0$ (задняя кромка МВГ).

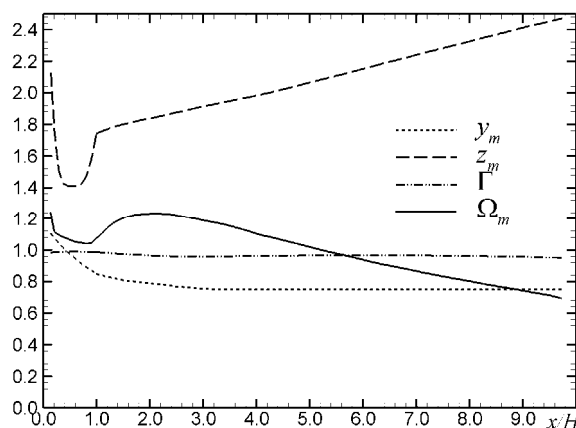


Рис.15. Продольные распределения безразмерных координат центра вихря (y_m и z_m), циркуляции Γ и максимальной величины завихренности Ω_m вниз по потоку от задней кромки МВГ.

Что касается эволюции вихрей, создаваемых МВГ, при их движении вниз по потоку, то об этом процессе можно судить по рис.15, на котором показаны продольные распределения безразмерных циркуляции $\Gamma/(U_\infty \delta)$, максимальной завихренности $\Omega_m \delta/U_\infty$, и координат центра вихря y_m/H и z_m/H . Эти распределения показывают, в частности, что безразмерная циркуляция вихря, генерируемого рассматриваемым МВГ, близка к теоретическому значению, равному единице (именно это значение использовалось при задании параметров объемной силы в разделе 2.1).

Заключение

Результаты проведенных численных исследований подтверждают правомерность применения относительно простой модели турбулентности SARC для расчета сложных процессов, протекающих при взаимодействии продольных вихрей, генерируемых механическими и струйными вихрегенераторами, с турбулентным пограничным слоем. Они также свидетельствуют об эффективности моделирования механических вихрегенераторов путем введения в уравнения Рейнольдса объемной силы, имитирующей их воздействие на пограничный слой, и о целесообразности использования данного подхода при проведении серийных расчетов, необходимых для определения оптимального местоположения механических вихрегенераторов на обтекаемой поверхности. Пример расчета обтекания механического вихрегенератора с учетом его реальной геометрии показывает, что проведение такого рода расчетов, необходимых для выбора оптимальной геометрии вихрегенератора и для настройки параметров объемной силы в рамках первого подхода, является в настоящее время вполне возможным даже на персональных ЭВМ.

Применительно к струйным вихрегенераторам модель SARC может использоваться для оценки характеристик пограничного слоя лишь на сравнительно небольших расстояниях вниз по потоку от места инъекции струи (порядка 10-15 диаметров сопла). Далее вниз по потоку результаты расчета в рамках этой модели значительно отличаются от эксперимента вследствие занижения моделью скорости диссипации вихря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H.H. Percy. Shock-induced separation and its prevention by design and boundary layer control // Pt. IV, Boundary Layer and Flow Control, G.V. Lachmann (editor) – New York, Pergamon Press, 1961, p.1277-1344.
2. R.W. Westphal, J.K. Eaton, W.R. Pauley. Interaction between a vortex and a turbulent boundary layer in a

- streamwise pressure gradient // *Turbulent Shear Flows*, F. Durst, B.E. Launder, F.W. Schmidt, and J.H. Whitelaw (editors) – New York, Springer Verlag, 1985, p.266-277.
3. *W.R. Pauley, J.K. Eaton*. Experimental study of the development of longitudinal vortex pairs embedded in a turbulent boundary layer // *AIAA J.*, 1988, v. 26, №7, p.816-823.
 4. *A. Cutler, P. Bradshaw*. Vortex/boundary layer interactions // *AIAA Paper 88-0083*, 1988.
 5. *W.J. Kim, V.C. Patel*. Influence of streamwise curvature on longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers // *Computers and Fluids*, 1994, v.23, p.647-673.
 6. *J. Liu, U. Piomelli, P.R. Spalart*. Interaction between a spatially growing turbulent boundary layer and embedded streamwise vortices // *J.Fluid Mech.*, 1996, v.326, p.151-179.
 7. *J. Liandrat, B. Aupoix, J. Cousteix*. Calculation of longitudinal vortices embedded in a turbulent boundary layer // *Turbulent Shear Flows*, F. Durst, B.E. Launder, F.W. Schmidt, and J.H. Whitelaw (editors) – New York, Springer Verlag, 1985, p.253-265.
 8. *L. Sankaran, D.A. Russell*. A numerical study of longitudinal vortex interaction with a boundary layer // *AIAA Paper 90-1630*, 1990.
 9. *P.R. Spalart, M.L. Shur*. On the sensitization of simple turbulence models to rotation and curvature // *Aerospace Science and Technology*, 1997, v.1, №5, p.297-302.
 10. *P.R. Spalart, S.R. Allmaras*. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows // *AIAA Paper 92-0439*, 1992.
 11. *Ф.Р. Спаларт, М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л.Шур*. Моделирование турбулентного вихревого следа за механизированным крылом // *Изв. РАН, Механика жидкости и газа*, 2001, №5, с.64-72.
 12. *Ф.Р. Спаларт, М.Х. Стрелец, А.К. Травин, М.Л. Шур*. Моделирование взаимодействия вихревой пары с поверхностью Земли // *Изв. РАН, Механика жидкости и газа*, 2001, №6, с.52-63.
 13. *M.L. Shur, M.K. Strelets, A.K. Travin, P.R. Spalart*. Turbulence modeling in rotating and curved channels: assessing the Spalart-Shur correction // *AIAA J.*, 2000, v.38, №5, p.784-792.
 14. *C.L. Rumsey, T.B. Gatski*. Isolating curvature effects in computing wall-bounded turbulent flows // *AIAA Paper 2001-0725*, 2001.
 15. *S.E. Rogers, D. Kwak*. An upwind differencing scheme for the time-accurate incompressible Navier-Stokes equations // *AIAA Paper 88-2583-CP*, 1988.
 16. *X. Zhang*. Turbulence measurements of an inclined rectangular jet in a boundary layer // *4th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, W.Rodi and D.Laurence (editors), 1999, Elsevier, Amsterdam, p.433-442.
 17. *X. Zhang*. An inclined rectangular jet in a boundary layer-vortex flow // *Experiments in Fluids*, 2000, v.28, №4, p.344-354.
 18. *X. Zhang, A. Rona*. Measurements of Contra-Rotating Vortices in A Turbulent Boundary Layer // *AIAA Paper 99-0555*, 1999.
 19. *A. Seifert, T. Bachar, D. Koss, M. Shepshelovich, I. Wygnanski*. Oscillatory blowing: a tool to delay boundary-layer separation // *AIAA J.*, 1993, v.31, №11, p.2052-2060.

Поступила в редакцию 08.06.05