

УДК 519.63:533.9.07

С.И. ПЛАНКОВСКИЙ, О.В. ШИПУЛЬ, В.О. ГАРИН

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского “ХАИ”, Украина

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В КАТОДНЫХ УЗЛАХ ПЛАЗМЕННОГО ОБОРУДОВАНИЯ

Проведен анализ наиболее популярных моделей турбулентности, используемых в современных коммерческих CFD пакетах, применительно к задачам моделирования течений в катодных узлах плазменного оборудования. Для обоснования выбора модели турбулентности проведено сравнение результатов моделирования с данными экспериментов по изучению закрученной пристенной струи в канале со спутным центральным потоком. Показано, что получение наиболее точных результатов для рассматриваемых параметров – компонент скоростей и интенсивности турбулентности – обеспечивается при использовании SST модели турбулентности.

Ключевые слова: катодный узел, турбулентное течение, модель турбулентности, математическое моделирование.

Введение

Применение плазменного оборудования для утилизации композиционных материалов в авиационной промышленности является наиболее перспективным. Для длительной работоспособности плазменного оборудования с термокатадами особое значение имеет обеспечение эффективной защиты эмиттера. Для решения этой задачи в работах [1, 2] предложено использовать при проектировании проточной части катодных узлов метод, основанный на численном эксперименте с применением математических моделей течения многокомпонентной газовой среды и количественных оценок состава атмосферы вблизи поверхности эмиттера на основе критерия обеспечения докритического парциального давления активных газов. Использование такого подхода требует применения адекватных математических моделей, учитывающих особенности течений в катодных узлах плазменного оборудования.

В существующих электродуговых плазменных генераторах могут реализовываться как ламинарные, так и турбулентные режимы течения газа. Поэтому математическая модель течения газа в полости катодного узла должна учитывать оба эти режима. Это является особенно важным с учетом того, что при турбулентных течениях процесс проникновения активных газов в прикатодное пространство протекает гораздо более интенсивно, чем при ламинарных течениях, где его скорость определяется диффузией вдоль стенок канала катодного узла.

В то же время, при проведении проекторочных расчетов применение сложных математических моделей может привести к резкому увеличению вы-

числительных затрат. Поэтому при выборе расчетной математической модели необходимо тщательно учитывать как ее точность, так и требования к вычислительным ресурсам.

Целью работы является обоснование выбора модели для описания турбулентных течений в задачах проектирования проточной части катодных узлов плазменного оборудования.

Анализ известных подходов в области моделирования турбулентных течений

Количество работ, посвященных моделированию турбулентных течений, настолько велико, что даже один их обзор может составить предмет отдельного исследования. Поэтому ограничимся кратким анализом возможности применения для рассматриваемых задач тех из моделей турбулентности, которые реализованы в существующих коммерческих CFD (computational fluid dynamics) пакетах (см. рис. 1). Хотя нестационарные уравнения Навье-Стокса дают возможность описания реальных турбулентных течений, практическое исследование турбулентности методами прямого численного моделирования по системе уравнений Навье-Стокса на сегодня затруднено из-за больших вычислительных затрат. Аналогичные недостатки присущи полупрямым методам моделирования, например, методу крупных вихрей (LES). В качестве альтернативного подхода для проекторочных расчетов могут рассматриваться различные методы осреднения уравнений Навье-Стокса по Рейнольдсу.

При использовании этих методов предполагается, что осредненные значения пульсационных компонент равны нулю, однако осреднения от



Рис. 1. Иерархия типов моделей турбулентности

произведений пульсационных компонент нулю не равны. Поэтому в осредненных уравнениях движения появляются дополнительные члены (напряжения Рейнольдса), равные $-\rho \overline{v_i'v_j'}$, которые описывают изменение импульса, вызванное взаимодействием турбулентных пульсаций скорости.

Для определения напряжений Рейнольдса обычно используется гипотеза Буссинека, которая связывает их с осредненными градиентами скоростей:

$$-\rho \overline{v_i'v_j'} = \mu_T \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_T \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij}.$$

Полученные уравнения описывают поведение осредненных характеристик турбулентного течения, если в качестве коэффициентов вязкости в них берутся эффективные значения, равные сумме молекулярной (ламинарной динамической) и турбулентной вязкости, т.е.

$$\mu = \mu_l + \mu_T.$$

Для определения значений μ_T существуют многочисленные полуэмпирические теории турбулентности, которые могут быть подразделены на алгебраические и дифференциальные модели. Алгебраические модели используют простейшие соотношения для связи турбулентной вязкости с осредненными величинами и геометрическими характеристиками. Один из примеров модели этого класса – классическая формула Прандтля.

Дифференциальные модели используют уравнения для переноса различных характеристик турбулентности и позволяют определить пространственный и временной масштаб турбулентности в локальных точках. Наибольшее распространение среди них в настоящее время получили двухпараметрические k - ϵ и k - ω модели и их модификации.

В классической k - ϵ модели Лаундера-Джонса [3] турбулентная вязкость в системе уравнений определяется из соотношения Колмогорова

$$\mu_T = \frac{C_\mu f_\mu \rho k^2}{\epsilon},$$

где k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций; ϵ – скорость диссипации турбулентной энергии; $C_\mu = 0,09$ – эмпирическая постоянная модели; f_μ – функция турбулентного числа Рейнольдса.

Для определения кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации в k - ϵ модели используются два дополнительных уравнения.

В исследованиях, посвященных совершенствованию k - ϵ модели, авторами предлагались различные выражения для функции f_μ и значения эмпирических коэффициентов. Такой подход является довольно типичным для исследований в области моделирования турбулентности. Связан он с попытками улучшить поведение решения в той или иной характерной области – вблизи стенки, в зоне развитой турбулентности или турбулентного следа. К сожалению, обычно подобные модификации приводят к

тому, что в результате наблюдается улучшение совпадения с экспериментальными данными для одних задач и ухудшение – для других.

Многочисленные публикации свидетельствуют о том, что с помощью уравнений k - ϵ модели удается достаточно адекватно описать широкий класс турбулентных течений. Однако отмечалось, что при описании закрученных течений модель дает некорректные результаты [4]. Следует заметить, что уравнения k - ϵ модели справедливы только для развитого турбулентного течения. В окрестности же твердых поверхностей необходимо специальное рассмотрение постановки граничных условий для k , ϵ и касательной компоненты вектора скорости вблизи стенки. Это осложняет использование данной модели для изучения течений в полостях катодных узлов, так как из-за того, что скорость газа вблизи стенки мала, именно здесь следует ожидать прорыва активных газов в прикатодную область.

В ряде исследований, посвященных моделированию турбулентных потоков в плазменных генераторах для устранения недостатков, свойственных k - ϵ модели, в пристеночной области она заменялась другими моделями. Так, например, в работе [5] для этого применялась модель Прандтля с последующей сшивкой моделей. Такой подход, однако, не гарантирует получения качественных результатов. Для сложных течений сшивка модели длины смешения Прандтля и k - ϵ модели становится проблематичной.

Дальнейшие модификации стандартной k - ϵ модели в некоторой степени позволили устранить ее недостатки. Среди таких модификаций необходимо выделить RNG k - ϵ модель, которая была разработана на основе строгих статистических методов (renormalization group theory). Основные отличия RNG k - ϵ от стандартной k - ϵ модели заключаются в следующем. В стандартной модели значения констант получены на основе ее подгонки под экспериментальные результаты. RNG модель дает аналитические выражения для констант. Это особенно значимо в отношении констант уравнения для ϵ , так как способ его получения и значения констант неоднократно подвергались критике [6].

В то время, как стандартная k - ϵ модель является высокорейнольдсовой моделью, RNG теория предоставляет полученную аналитическим путем дифференциальную формулу эффективной вязкости, что более приемлемо при расчете низкорейнольдсовых течений, которые наиболее часто встречаются в промышленном плазменном оборудовании.

Еще одной часто применяемой для расчетов моделью турбулентности является k - ω модель, в которой вместо уравнения для диссипации энергии используется уравнение для турбулентной частоты ω . Данное уравнение имеет существенные преимуще-

ства около поверхности стенки и точно предсказывает масштаб турбулентности в потоках с большими градиентами давлений. Кроме того, данная модель имеет очень простую низкорейнольдсовскую формулировку.

Выражение для турбулентной вязкости при использовании k - ω модели записывается в виде [7]:

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega}.$$

Преимуществом данной модели перед различными формулировками k - ϵ модели является более точное соответствие результатов моделирования экспериментальным данным в пристеночной области, что неоднократно подтверждалось различными исследователями при проведении численных экспериментов. В то же время, ее использование для моделирования турбулентных течений вне пограничного слоя может приводить к большим погрешностям.

В работах Менгера [8, 9] был предложен подход, позволивший объединить k - ϵ и k - ω модели турбулентности, используя каждую из них там, где она оказывается наиболее точной: k - ϵ – в области развитой турбулентности, k - ω – в пристеночных областях.

Для этого уравнения k - ϵ модели были переписаны в эквивалентной k - ω формулировке:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i k) &= \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu_l + \sigma_{k1} \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right), \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i \omega) &= \frac{\gamma_2}{v_T} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta_2 \rho \omega^2 + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu_l + \sigma_{\omega 2} \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + 2\rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \end{aligned}$$

Далее уравнения стандартной k - ω модели были умножены на функцию $F1$, а преобразованные уравнения k - ϵ модели – на функцию $1 - F1$. Эта функция играет роль переключателя между моделями и построена таким образом, чтобы быть равной единице вблизи стенки и 0 – вдали от поверхности.

В результате сложения полученных выражений получается базовая формулировка объединенной модели:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i k) &= \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu_l + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right), (1) \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i \omega) &= \frac{\gamma}{v_T} \tau_{ij} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\mu_l + \sigma_{\omega} \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right) + 2\rho (1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. (2) \end{aligned}$$

Все эмпирические константы $\Phi 1$ стандартной k - ω модели, $\Phi 2$ преобразованной k - ϵ модели и Φ объединенной модели связаны зависимостью:

$$\Phi = \Phi_1 F_1 + (1 - F_1) \Phi_2. \quad (3)$$

Из условия устойчивости вычислений функция F_1 выбирается в виде:

$$F_1 = \tanh\left(\arg_1^4\right),$$

$$\text{где } \arg_1 = \min\left[\max\left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500v}{y^2\omega}\right); \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}\right];$$

y – расстояние до ближайшей стенки;

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right).$$

Кроме объединения k - ϵ и k - ω моделей в модели, предложенной Менгером и получившей название SST k - ω модель (shear-stress transport – переноса касательных напряжений), введено еще одно принципиальное новшество. Важным преимуществом моделей переноса полных напряжений Рейнольдса по сравнению с рассматриваемыми двухпараметрическими моделями турбулентности является адекватный учет переноса турбулентных касательных напряжений $\tau = -\rho \overline{v'_i v'_j}$:

$$\frac{d\tau}{dt} = \frac{\partial \tau}{\partial t} + v_i \frac{\partial \tau}{\partial x_i}.$$

При этом полагается, что касательное напряжение в пограничном слое пропорционально к турбулентной кинетической энергии $\tau = a_1 \rho k$, где a_1 – эмпирическая константа. В двухпараметрических моделях касательное напряжение вблизи стенки вычисляется как $\tau = \mu_T \Omega$, где $\Omega = (\partial v / \partial y)$. Для более точного учета переноса касательных напряжений в SST модели используется следующее выражение:

$$\tau = \rho \sqrt{\frac{\text{Производство}_k}{\text{Диссипация}_k}} a_1 k.$$

Чтобы удовлетворять данному уравнению, величина v_T задается выражением:

$$v_T = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)},$$

$$\text{где } F_2 = \tanh(\arg_2^2), \quad \arg_2 = \max\left(2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}; \frac{500v}{y^2\omega}\right) -$$

функция, которая равна единице для пограничного слоя и нулю для свободных слоев.

Таким образом, для моделирования течений в полости катодных узлов, для которых характерны низкие числа Рейнольдса потока и интенсивная его закрутка, в наибольшей степени соответствует применение RNG k - ϵ и SST моделей турбулентности. Для окончательного выбора модели турбулентности были проведены сравнительные расчеты для тестовой задачи, результаты которых сопоставлялись с экспериментальными данными.

Описание тестовой задачи

Осесимметричные закрученные течения в электродуговых генераторах плазмы отличаются тем, что основная масса газа движется по периферии канала, вблизи стенок. Это связано с высокой молекулярной вязкостью и низкой плотностью газа на оси канала, где температура максимальна. Такая картина течения имеет много общего с пристенными закрученными струями, которые довольно хорошо теоретически и экспериментально изучены [6].

Для сравнения результатов моделирования с использованием различных двухпараметрических моделей турбулентности с целью выбора наиболее эффективной применительно к закрученным потокам в катодных узлах были проведены расчеты осесимметричных течений в цилиндрическом канале для условий, соответствующих эксперименту (рис. 2) [10].

В этих экспериментах испытательный стенд представлял собой цилиндрический канал диаметром $D = 75$ мм, на входе в который помещалось закручивающее устройство.

Поток воздуха в канал поступал через коаксиальную щель $\delta = 3,7$ мм.

Длина рабочего участка L составляла 491 мм. Массовый расход через коаксиальную щель составлял $2,09 \cdot 10^{-2}$ кг/с.

Во входном сечении для пристенной струи продольная компонента вектора скорости задавалась исходя из зависимости $V_z = \frac{Q}{\rho \pi s (D - \delta)}$. Для закру-

ченного течения окружная компонента составляла $V_\phi = V_z \operatorname{tg} 54^\circ$. Для интенсивности турбулентности в соответствии с условиями эксперимента было взято значение $Tu = 0,1$. Для центральной струи продольная компонента скорости определялась по

общему расходу Q_0 как $V_z = \frac{Q_0 - Q}{\rho \pi (R - \delta)^2}$, где общий

расход для незакрученного сечения составлял $Q_0 = 4,7 \cdot 10^{-2}$ кг/с, $Q = Q_1 \dots$, а для закрученного $Q_0 = 6,6 \cdot 10^{-2}$ кг/с, $Q = Q_2 \dots$. Для центральной струи интенсивность турбулентности задавалась равной $Tu = 0,05$.

Данная задача была выбрана в качестве тестовой исходя из того, что картина течения в ней практически полностью соответствует той, которая характерна для катодного узла с полым катодом. Кроме того, экспериментальные данные, полученные авторами работы [10], позволяют оценить достоверность результатов моделирования при различных способах подачи защитного газа: аксиальном и комбинированном (аксиальном через полость катода и закрученном – по пристеночной области).

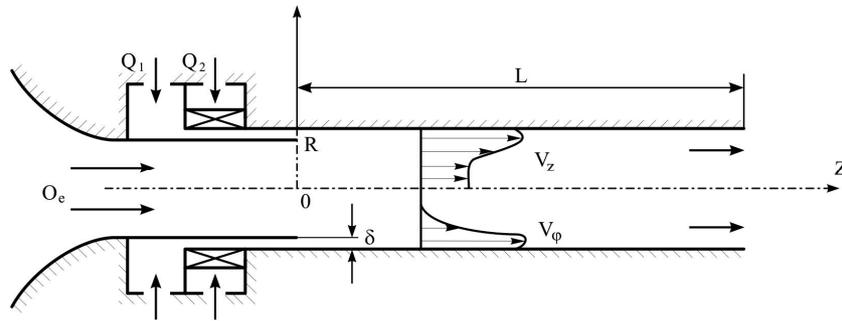


Рис. 2. Схема эксперимента для закрученной пристенной струи в канале со спутным центральным потоком

Результаты исследования и их обсуждение

В ходе моделирования определялись значения компонент вектора скорости и интенсивности турбулентности

$$Tu = \sqrt{\frac{2K}{3(V_z^2 + V_\phi^2 + V_r^2)}}, \text{ где } K -$$

кинетическая энергия турбулентных пульсаций. Расчеты проводились для случая аксиальной и комбинированной подачи воздуха с применением трех моделей турбулентности: k-ε, RNG k-ε и SST.

Расчетная область была покрыта гексагональной сеткой. Для определения необходимого для обеспечения точности решения размера элементов вблизи стенки использовались соотношения [11]

$$\Delta y = \frac{y^+ D}{Re \sqrt{C_f}/2}, \quad C_f = \frac{0,455}{(\ln(0,06Re))^2},$$

где y^+ – параметр модели турбулентности (для k-ε ≈ 1, SST – 1,5...2,5).

При вычислениях использовалась одинаковая расчетная сетка для всех моделей с $y^+ \leq 1$. Для обеспечения устойчивости решения при построении расчетной сетки она проверялась на соответствие по двум параметрам качества: минимальному телесному углу (для применявшейся сетки 53° при допустимом 20°) и соотношению между радиусом вписанной и описанной вокруг элемента сферы (min 0,3 при допустимом не менее 0,2). Процесс сходимости контролировался по компонентам скоростей, давлению и основным параметрам для каждой из модели турбулентности.

Расчеты, проведенные для определения продольной компоненты скорости незакрученного течения по различным моделям турбулентности, дают хорошее совпадение с экспериментом (рис. 3). При этом RNG k-ε и k-ε модели лучше описывают осевую компоненту скорости в сечении $z = 46$ мм, расположенном ближе к входу в канал.

Модель SST в целом более точно описывает изменение продольной скорости в рабочем канале, особенно для пристеночных областей с $r/R \geq 0,8$.

Для турбулентных характеристик течения SST модель также дала наиболее близкие к экспериментальным данным результаты (рис. 4). Наиболее хорошее совпадение по-прежнему наблюдалось в пристеночной области.

Из общей картины достаточно хорошего совпадения расчетных и экспериментальных данных несколько выпадают результаты расчета интенсивности турбулентности для сечения $z = 46$ мм. Ни одна из моделей не дала близких значений для максимума интенсивности турбулентности, описывающего его смещение к оси рабочего канала. Следует, однако, заметить, что авторы работы [10], с результатами которой проводилось сравнение, отмечали, что погрешность измерения турбулентных характеристик составляла 5...30%. Поэтому такое несовпадение вполне может быть вызвано неточностью измерений при проведении эксперимента.

Для закрученного течения все исследованные модели турбулентности дали близкие результаты для профилей продольной скорости (рис. 5). Однако SST модель по-прежнему обеспечивала наиболее точное совпадение численных результатов с экспериментом, особенно для сечений с наиболее интенсивной закруткой.

Аналогичные результаты были получены для окружной скорости. SST модель довольно точно описывает изменение окружной скорости для течений с интенсивной закруткой, особенно вблизи стенки. Однако в пристеночной зоне канала для сечения с наименьшей интенсивностью закрутки ($z = 386$ мм при $r/R \leq 0,7$) все модели дают завышенные значения для окружной скорости.

Для интенсивности турбулентности достаточно хорошее качественное совпадение результатов моделирования и эксперимента наблюдается при применении всех моделей турбулентности (рис. 6).

SST модель и в этом случае оказалась наиболее точной.

Такие результаты подтверждают высказанное выше предположение о возможной погрешности в определении параметров турбулентности в эксперименте для незакрученного течения.

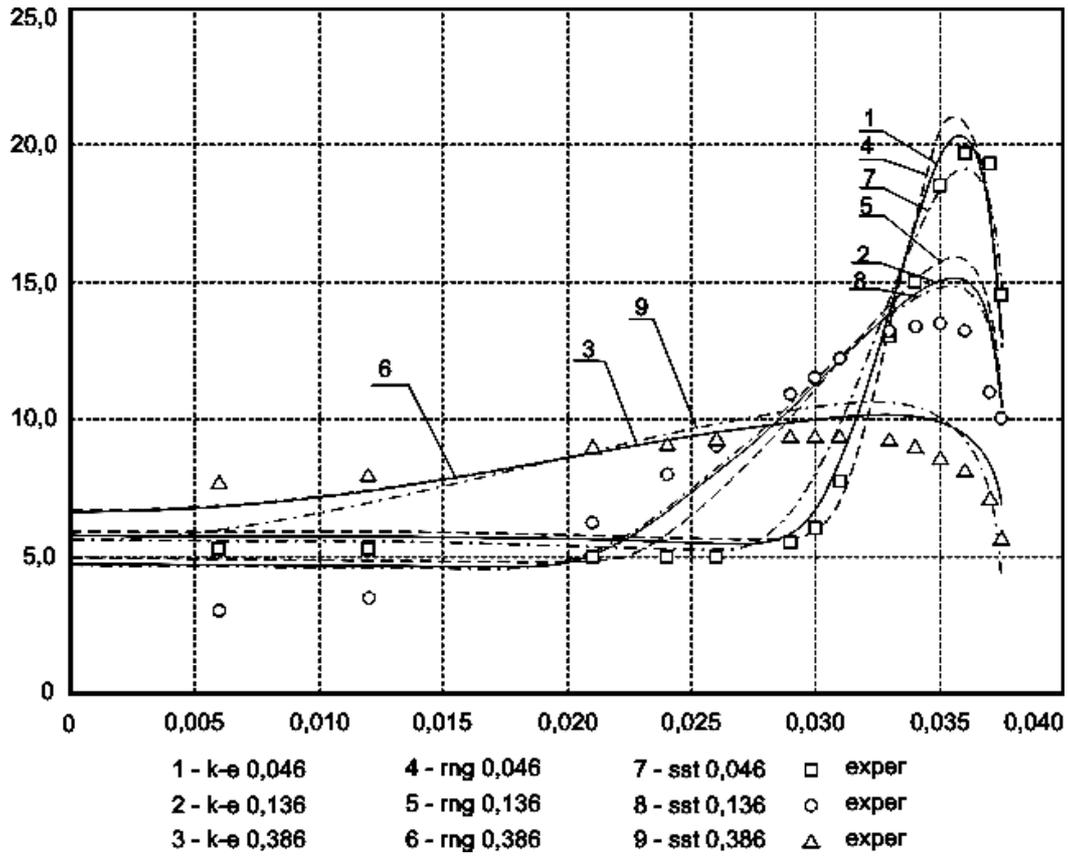


Рис. 3. Профили продольной скорости для незакрученного течения

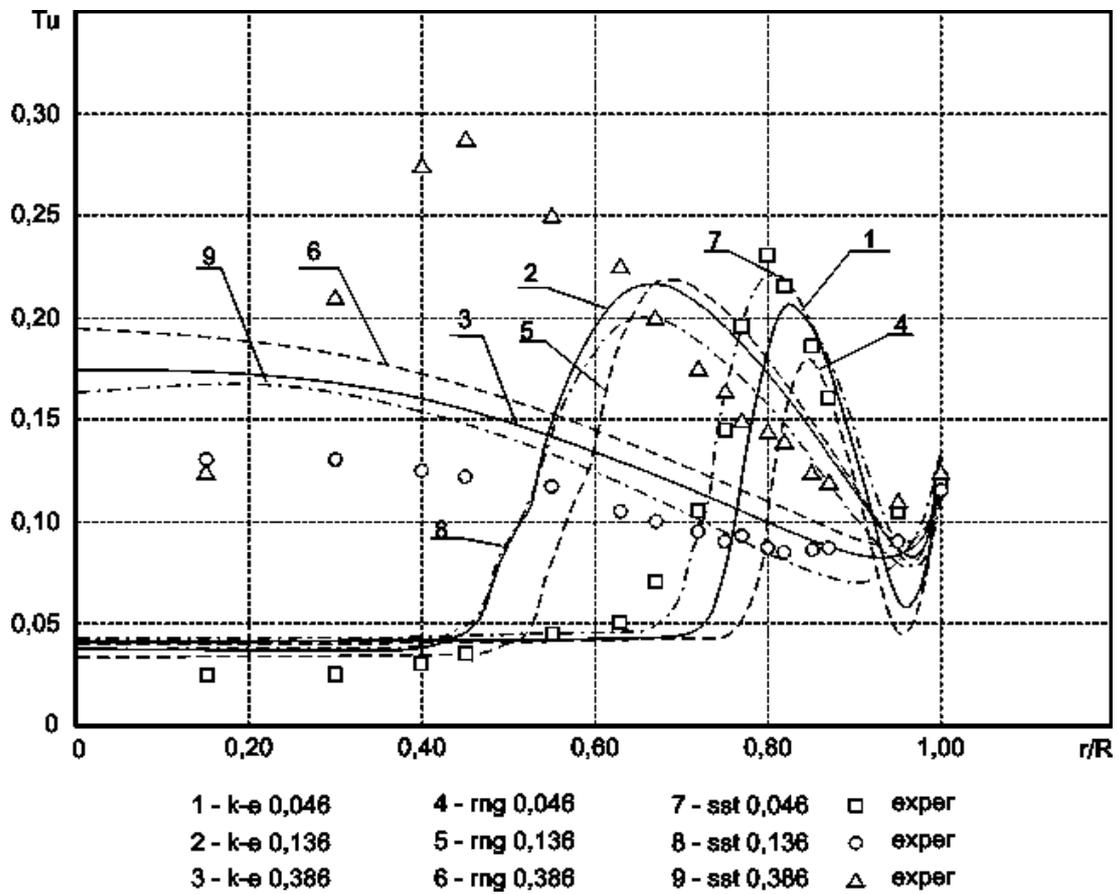


Рис. 4. Интенсивность турбулентности для незакрученного течения

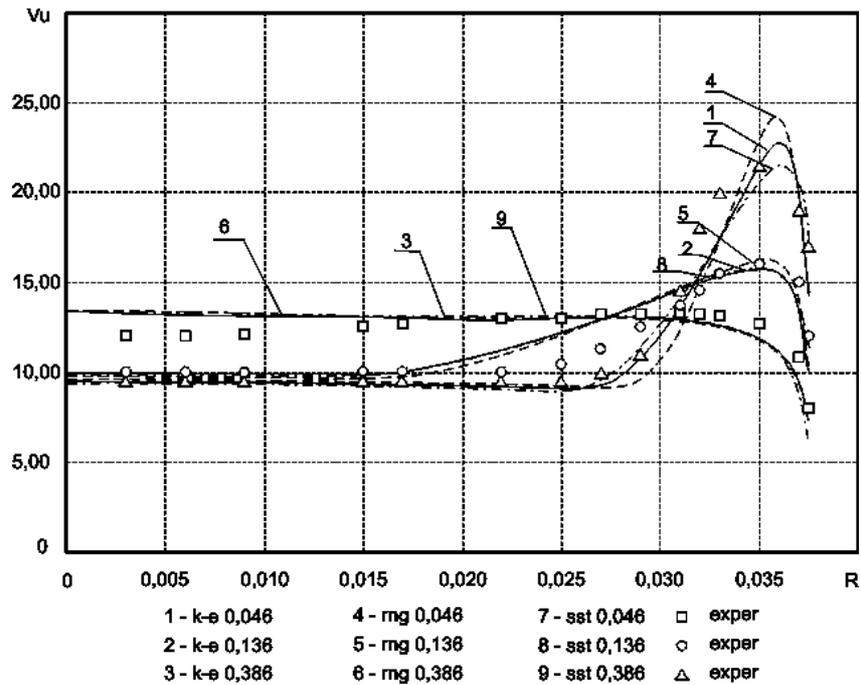


Рис. 5. Профили продольной скорости для закрученного течения

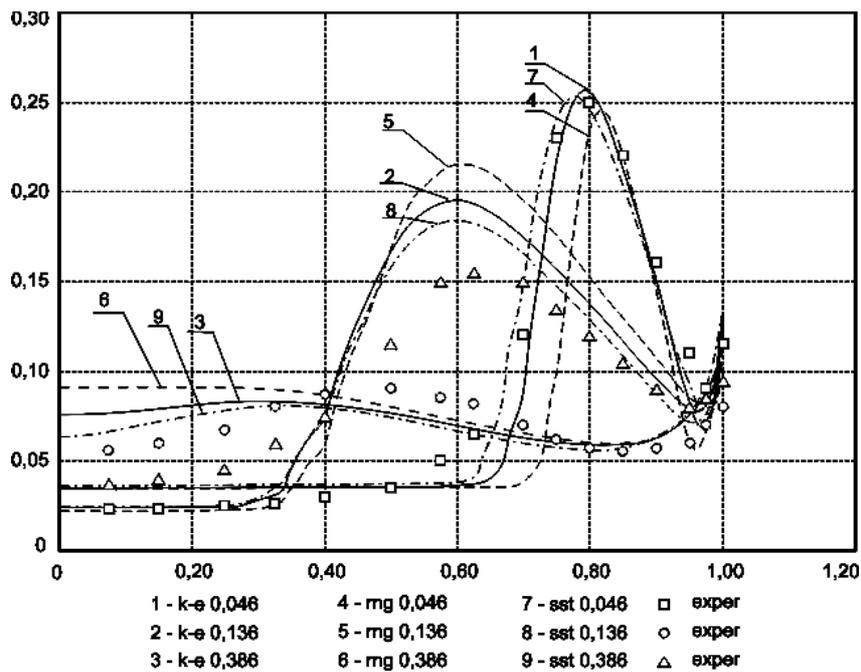


Рис. 6. Интенсивность турбулентности для закрученного течения

Выводы

1. На основе анализа особенностей моделей турбулентности, применяющихся в настоящее время в коммерческих CFD пакетах, показано, что в проекторочных расчетах проточной части катодных узлов плазменного оборудования целесообразно применять дифференциальные двухпараметрические модели турбулентности.

2. Исходя из особенностей течения в катодных

узлах, в качестве тестовой для оценки применимости моделей выбрана задача о течении закрученной пристенной струи в канале со спутным центральным потоком.

3. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования при применении различных дифференциальных двухпараметрических моделей турбулентности для моделирования течений в каналах катодных узлов позволило рекомендовать SST модель турбулентности.

Литература

1. Планковский С.И. Газодинамическое проектирование катодных узлов в интегрированных CAD/CAE системах / С.И. Планковский // *Радиоелектронні і комп'ютерні системи*. – 2008. – №4(31). – С. 60-65.
2. Оптимізація газодинамічних характеристик дугових плазмотронів з порожнистим катодом / В.С. Кривцов, С.І. Планковський, Є.В. Цегельник та ін. // *Наукові вісті НТУУ «КПІ»*. – 2006. – №3. – С. 106-113.
3. Jones W.P. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence / W.P. Jones, B.E. Launder // *Int. J. Heat and Mass Transfer*. – 1972. – V.15. – P. 301-314.
4. Волков Э.П. Моделирование горения твердого топлива / Э.П. Волков, Л.И. Зайчик, В.А. Периуков. – М.: Наука, 1994. – 320 с.
5. Слободянюк В.С. Моделирование вихревых и турбулентных явлений в электродуговых устройствах: дис. ...д-ра техн. наук: 01.04.14 / Слободянюк Валерий Сергеевич. – Бишкек, 1996. – 376 с.
6. Соломатов В.В. Математическое моделирование процессов в электродуговых генераторах низкотемпературной плазмы: дис...канд. физ.-мат. наук: 05.13.18 / Соломатов Василий Владимирович; Институт вычислительных технологий РАН СО. – Новосибирск, 2003. – 148 с.
7. Wilcox D.C. Turbulence modeling for CFD / D.C. Wilcox. – Inc. La Canada, California: DCW Industries, 1994. – 460 p.
8. Menter F.R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications / F.R. Menter // *AIAA-Journal*. – 1994. – № 32(8). – P. 269-289.
9. Menter F.R. A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions / F.R. Menter, M. Kuntz, R. Bender. – *AIAA Paper 2003-0767*, 2003. – 40 p.
10. Волчков Э.П. Закрученная пристенная струя в цилиндрическом канале / Э.П. Волчков, С.Ю. Спотарь, В.И. Терехов. – Новосибирск, 1982. – 42 с.
11. Хитрых Д. Соотношение между координатой Y^+ и размером первой пристеночной ячейки / Д. Хитрых // *Ansys Solution*. – 2005. – №1(1). – С. 38.

Поступила в редакцию 25.06.2009

Рецензент: д-р техн. наук, проф., проф. кафедры технологии машиностроения С.С. Добротвоский, Национальный технический университет "ХПИ", Харьков, Украина.

МОДЕЛЮВАННЯ ТУРБУЛЕНТНИХ ТЕЧІЙ В КАТОДНИХ ВУЗЛАХ ПЛАЗМОВОГО ОБЛАДНАННЯ

С.І. Планковський, О.В. Шипуль, В.О. Гарін

Проведено аналіз найбільш популярних моделей турбулентності, що використовуються в сучасних CFD пакетах, стосовно до задач моделювання течій в катодних вузлах плазмового обладнання. Для обґрунтування вибору моделі турбулентності проведено порівняння результатів моделювання з даними експериментів з вивчення закрученої пристінної струменю в каналі зі спутним центральним потоком. Показано, що отримання більш точних результатів для розглянутих параметрів – компонент швидкості та інтенсивності турбулентності – забезпечується при використанні SST моделі турбулентності.

Ключові слова: катодний вузол, турбулентна течія, модель турбулентності, математичне моделювання.

DESIGN OF VORTEX FLOW IN CATHODE UNIT PLASMA EQUIPMENT

S.I. Plankovsky, O.V. Shipul, V.O. Garin

Conduct the analysis of the most popular models of turbulence, used in the modern commercial CFD packages as it applies to the tasks of design of flows in the cathode knots of plasma equipment. For the ground of choice of model of turbulence comparing of design results is conducted to information of experiments on the study of involute near-wall stream in a channel with a following central stream. It is rotined that a receipt of the most exact results for the examined parameters is a component of speeds and intensity of turbulence - provided at the use of SST of model of turbulence.

Key word: cathode unit, mathematical simulation, vortex flow, turbulence model.

Планковский Сергей Игоревич – д-р техн. наук, доцент, доцент кафедры технологии производства летательных аппаратов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.

Шипуль Ольга Владимировна – канд. техн. наук, с.н.с., доцент кафедры технологии производства летательных аппаратов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина.

Гарин Вадим Олегович – младший научный сотрудник кафедры технологии производства летательных аппаратов, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков, Украина, e-mail: Garin.Vadim@gmail.com.