

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭФФЕКТОВ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ

А.А. Юн

Dr.-Ing., к.т.н., ведущий конструктор
НТЦ им. А. Люльки ОАО “НПО Сатурн”,
ул. Касаткина, 13, 129301, Москва, Россия

A. Sadiki

J. Janicka

Dr.-Ing., Professor

Dr.-Ing., Professor

TU Darmstadt, EKT, Petersenstrasse, 30, 64287, Darmstadt, Germany

Б.А. Крылов

к.т.н., ведущий научный сотрудник
МАИ, Волоколамское ш. 4, Москва, Россия

Рассмотрено моделирование нестационарных эффектов в модельной камере сгорания. Проведено сравнение численных данных с экспериментом и сделаны выводы по исследуемым турбулентным моделям.

Ключевые слова: турбулентная модель, нестационарные течения, EARSM, $k-\varepsilon$ модель.

Введение

Течения с закруткой играют одну из важных ролей в камерах сгорания ГТД. Бедное предварительно смешанное горение в камерах сгорания ГТД часто проходит нестабильно вследствие существования нестабильного закрученного потока. Такое явление получило название прецессирующего вихревого ядра (precessing vortex core - PVC). В данной работе проведено численное моделирование нестационарных процессов, происходящих в камере сгорания с прецессирующим вихревым ядром, также проведено сравнение численных результатов, полученных с широко применяемой в промышленности $k-\varepsilon$ моделью и градиентным предположением для скалярного поля и перспективными EARSM/EASFM моделями, с экспериментальными данными. Эксперименты были проведены Шнайдером [1], численные исследования нестационарных эффектов на базе модели рейнольдсовых напряжений проводились Мальцевым [2] и на базе моделирования крупных вихрей (LES) Вегнером [3].

Несмотря на значительный прогресс в моделировании крупных вихрей в научных и инженерных задачах, модели, базирующиеся на осредненных по Рейнольдсу уравнениях Навье-Стокса (RANS) занимают лидирующие позиции, в частности наиболее популярная в промышленности $k-\varepsilon$ модель, относящаяся к моделям первого уровня [4]. Однако в рамках RANS в последнее время намечается переход к моделям второго уровня, позволяющих повысить точность расчетов в таких течениях, как закрученные течения, течения над криволинейными поверхностями, течения с вторичными потоками, нестационарные течения в камерах сгорания. С другой стороны переход к

моделям второго уровня требует решения дополнительных 7+3 дифференциальных уравнений для модели переноса рейнольдсовых напряжений и потока скаляра, соответственно, что резко увеличивает время расчета и приводит к проблемам со сходимостью численного решения. Одним из путей решения проблем могут быть нелинейные модели, которые с одной стороны позволяют учитывать ряд эффектов, с другой стороны сильно привязаны к калибровочным коэффициентам, как например CLS модель, имеющая 8 модельных коэффициентов [4]. Такую привязку можно обойти, используя модели, базирующиеся на алгебраической формулировке уравнения переноса рейнольдсовых напряжений. Таким образом, модели данного типа позволяют сохранить простоту моделей первого уровня и описывать многие эффекты, которые описываются моделями второго уровня.

Теоретическая часть

Турбулентное вязкое и несжимаемое течение можно описать осредненными по Рейнольдсу уравнениями Навье-Стокса [4]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \tau_{ij} \right) + g_i, \quad (2)$$

где $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ неизвестные напряжения Рейнольдса и g_i гравитационные силы. Скалярное поле описывается следующим уравнением для переноса скаляра [4]:

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_j} + Q_j \right) + \frac{1}{\rho} \bar{S}, \quad (3)$$

где $Q_j = \overline{\varphi' u'_j}$ неизвестные члены турбулентного потока скаляра и \bar{S} источниковый член. Формулировка нахождения рейнольдсовых напряжений τ_{ij} и членов турбулентного потока Q_j базируется в рамках явной алгебраической модели [5], [6].

Модельные зависимости для тензора анизотропии рейнольдсовых напряжений $a_{ij} = \overline{u'_i u'_j} / k - 2/3 \delta_{ij}$ и турбулентного потока скаляра Q_j можно получить напрямую из транспортных уравнений переноса рейнольдсовых напряжений и скаляра. Полагаясь на предположение о локальном равновесии, транспортные уравнения можно переписать следующим образом [5]

$$\begin{aligned} & \left(A_3 + A_4 \frac{P}{\varepsilon} \right) a_{ij} = \\ & = -A_1 S_{ij} + \left(a_{ik} \Omega_{kj} - \Omega_{ik} a_{kj} \right) - A_2 \left(a_{ik} S_{kj} + S_{ik} a_{kj} - \frac{2}{3} \delta_{ij} a_{ik} S_{ki} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

$$P_{\varphi j} - \varepsilon_{\varphi j} = - \left(c_{\varphi 1} + \frac{1}{2} \frac{k}{\varepsilon k_{\varphi}} \overline{u'_k \varphi'} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \right) \frac{\varepsilon}{k} \overline{u'_i \varphi'} +$$

$$+ c_{\varphi 2} \overline{u'_j \varphi'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + c_{\varphi 3} \overline{u'_j \varphi'} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + c_{\varphi 4} \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j},$$
(5)

Конечное уравнение для тензора анизотропии рейнольдсовых напряжений с использованием алгебраической формулировки [5] записывается следующим образом

$$a = \beta_1 S + \beta_2 \left(S^2 - \frac{1}{3} II_s I \right) + \beta_3 \left(\Omega^{*2} - \frac{1}{3} II_{\Omega} I \right) +$$

$$+ \beta_4 \left(S \Omega^* - \Omega^* S \right) + \beta_5 \left(S^2 \Omega^* - \Omega^* S^2 \right) + \beta_6 \left(S \Omega^{*2} - \Omega^{*2} S - \frac{2}{3} IVI \right) +$$

$$+ \beta_7 \left(S^2 \Omega^{*2} + \Omega^{*2} S^2 - \frac{2}{3} VI \right) + \beta_8 \left(S \Omega^* S^2 - S^2 \Omega^* S^2 \right) +$$

$$+ \beta_9 \left(\Omega^* S \Omega^{*2} - \Omega^{*2} S \Omega^* \right) + \beta_{10} \left(\Omega^* S^2 \Omega^{*2} - \Omega^{*2} S^2 \Omega^* \right),$$
(6)

где Ω^* скорректированный тензор завихренности для течений с сильной кривизной потока [Girimaji (1997)], S симметричная часть тензора деформации скоростей и инварианты тензоров S и Ω :

$$II_s = S^2 = S_{ij} S_{ij}, \quad II_{\Omega} = \Omega^2 = \Omega_{ij} \Omega_{ji}$$

$$III = S^3 = S_{ij} S_{jk} S_{ki}, \quad IV = S \Omega^2 = S_{ij} \Omega_{jk} \Omega_{ji},$$

$$V = S^2 \Omega^2 = S_{ij} S_{jk} \Omega_{kj} \Omega_{jk}.$$
(7)

Тензор анизотропии в (6) записан в матричной форме. Детальное решение EARSM изложено в [5]. Определение неизвестных коэффициентов β_i , присутствующих в (6), изложено в [5].

Для турбулентного переноса скаляра можно записать отношение [6]

$$-\rho \overline{u'_i \varphi'} = - (1 - c_{\varphi 4}) B_{ij} \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{\varphi}}{\partial x_k},$$
(8)

где B_{ij} явная функция, зависящая от градиентов скорости, скорости диссипации и характерного масштаба времени:

$$B = \frac{\left(G^2 - \frac{1}{2} Q_1 \right) I - G \left(c_s S + c_{\Omega} \Omega^* \right) + \left(c_s S_{ij} + c_{\Omega} \Omega^{*2} \right)^2}{G^3 - \frac{1}{2} G Q_1 + \frac{1}{2} Q_2},$$
(9)

здесь B записана в матричной форме, а I единичная матрица. Другие значения определяются по следующим соотношениям

$$c_s = 1 - c_{\varphi 2} - c_{\varphi 3}; \quad c_{\Omega} = 1 - c_{\varphi 2} + c_{\varphi 3};$$
(10)

$$Q_1 = c_s^2 II_s + c_{\Omega}^2 II_{\Omega}; \quad Q_2 = \frac{2}{3} c_s^3 III_s + 2 c_s c_{\Omega}^2 IV;$$
(11)

$$G = \frac{1}{2} \left(2c_{\phi 1} - 1 - \frac{1}{r} - \frac{P}{\varepsilon} \right); r = \frac{k_{\phi} / \varepsilon_{\phi}}{k / \varepsilon} \approx 0.55. \quad (12)$$

Используемые модельные коэффициенты приведены в табл. 1.

A_1	A_2	A_3	A_4	$c_{\phi 1}$	$c_{\phi 2}$	$c_{\phi 3}$	$c_{\phi 4}$
1.2	0	1.8	2.25	4.46	-0.5	0.02	0.08

Практическая часть

Горелка с завихрителями, исследованная экспериментально в [1], показана на рис. 1. Подвод воздуха осуществляется через кольцевой канал с внутренним диаметром 30 мм и наружным диаметром 60 мм. Вихревое течение генерируется регулируемым блоком лопаток позволяющим получить степень закрутки от 0 до 2, характеризующейся отношением тангенциальной скорости к осевой. В настоящей работе использовались экспериментальные данные, полученные при степени закрутки равной 0.75. Одноточечные измерения (LDV) различных характеристик течения были проведены на различных расстояниях от горелки. Также были проведены замеры осредненных полей скорости и спектр частот, позволяющий получить частоты прецессирующего вихревого ядра.

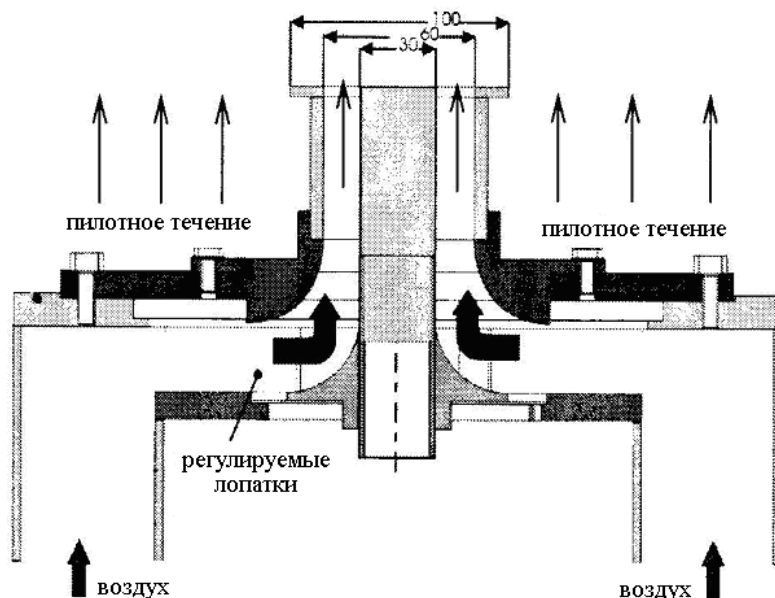


Рис. 1. Экспериментальная установка.

Численная сетка и граничные условия показаны на рис. 2. Завихрители горелки состояли из 8 радиальных и 8 тангенциальных каналов (рис. 2, а). Полностью расчетная область состоит из завихрителя и цилиндрической области диаметром 0.6 м и высотой 0.72 м (рис. 2, б). Скорость основного течения $u_c = 1.98$ м/с. Скорость вторичного течения $u_c = 0.5$ м/с.

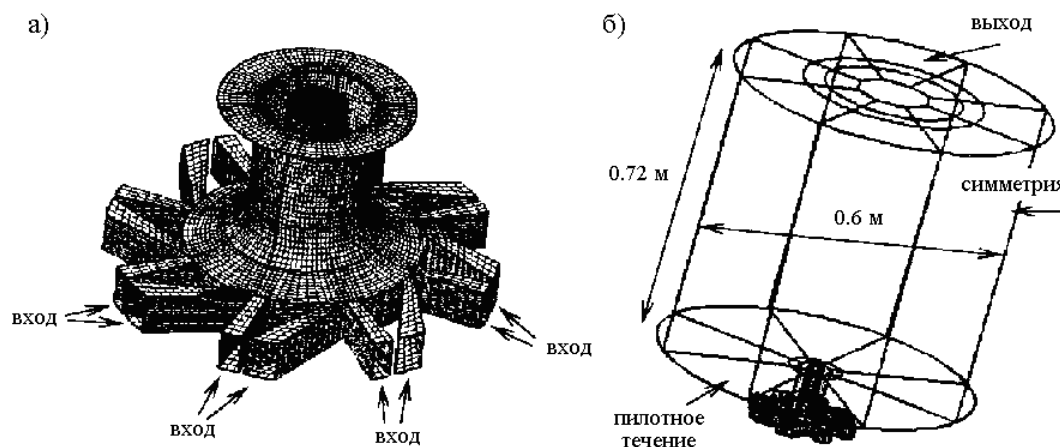


Рис. 2. Численная сетка горелки с завихрителями (а) и расчетная область (б).

Граничные турбулентные характеристики (k , ε для $k-\varepsilon$ модели и рейнольдсовы напряжения для EARSM) были приняты с предположением о гомогенном изотропном полностью развитом турбулентном течении. Таким образом, кинетическая энергия турбулентности определялась по формуле $k = \frac{3}{2}(u')^2$ при интенсивности турбулентности равной $T_i = \frac{u'}{U_0} = 0.1$. Для скорости диссипации использовалась упрощенная зависимость для масштаба турбулентности $\varepsilon = k^{3/2} / l_t$. Турбулентный масштаб длины принимался равным $l_t = 2$ мм на входе в завихритель и $l_t = 50$ мм для пилотного течения. Для увеличения точности расчета нестационарного течения, при интерполяции по времени использовался метод Кранка-Николсона [4] с временным шагом равным $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$ с. При расчетах использовалась мелкая численная сетка вблизи выхода потока из завихрителей и грубая на выходе из камеры сгорания. Для $k-\varepsilon$ модели использовались 3 различные численные сетки (500000, 700000 и 1000000 контрольных объемов), для EARSM количество контрольных объемов составляло 500000.

Для моделирования прецессирующего вихревого ядра, наблюдаемого в эксперименте, использовался метод URANS [4]. Во время расчета мониторились 3 точки, расположенных в радиальном и аксиальном направлениях от выхода из завихрителя. Выбор точек обусловлен аналогичным расположением точек в эксперименте.

В данной работе, как и в [2] расчет с помощью $k-\varepsilon$ моделью показал отсутствие периодичности нестационарного течения при различных численных сетках (500000, 700000 и 1000000 контрольных объемов). При расчете с использованием EARSM отчетливо наблюдалась нестационарность по времени вихревого течения в исследуемой камере сгорания.

Для качественного анализа нестационарного течения проводилось преобразование Фурье для изменения скорости в выбранных точках. Результаты преобразований показаны на рис. 3.

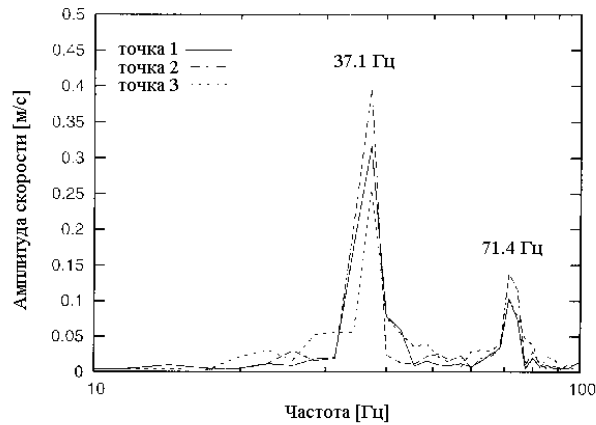


Рис. 3. Преобразование Фурье для изменения скорости в трех точках. (координаты точки 1: $x = 1\text{мм}$, $r = 20\text{мм}$; точки 2: $x = 20\text{мм}$, $r = 30\text{мм}$ и точки 3: $x = 30\text{мм}$, $r = 30\text{мм}$, где x расстояние от выхода из горелки и r расстояние от центра оси).

Во всех 3-х точках отчетливо наблюдаются два доминантных пика, приходящихся на 37.1 Гц и 71.2 Гц. Аналогично, как и для скорости можно наблюдать доминантные частоты для изменения скалярной величины (рис. 4).

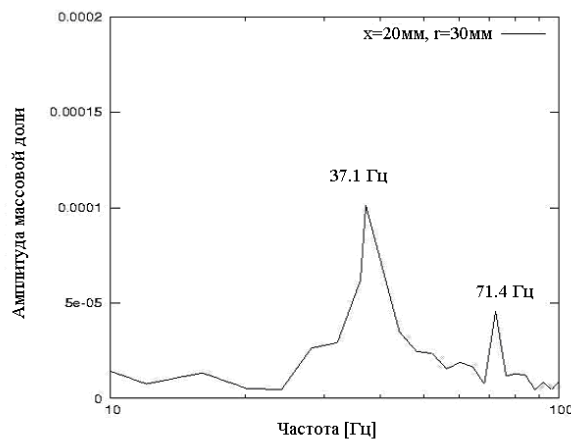


Рис. 4. Преобразование Фурье для изменения скаляра в точке 3.

Сравнение частотных характеристик между RSM, EARSM, $k-\varepsilon$ моделями и экспериментом показано в табл. 2. Число Струхала определялось как $Str = f \cdot L / U$, где f частота прецессирующего ядра, а U , L скорость потока и диаметр центрального тела соответственно.

Сравнение характеристик нестационарного течения. Табл. 2.

	1-я част.	2-я част.	Число Струхала
RSM	37.1	72.6	0.24
EARSM	37.1	71.4	0.24
$k-\varepsilon$	0	0	0
Exp.	38	72	0.25

EARSM (URANS) также демонстрирует хорошее совпадение с экспериментом и для спектра турбулентной энергии (рис. 5).

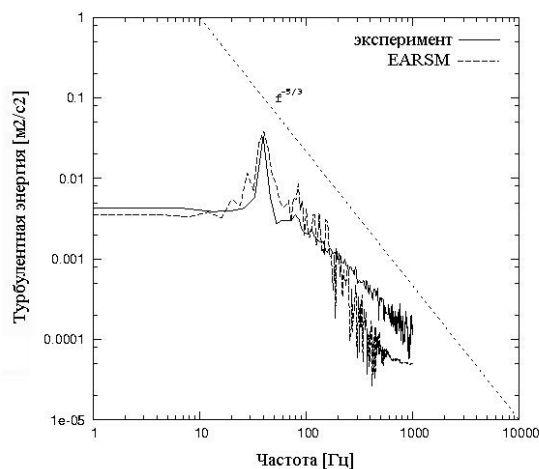


Рис. 5. Спектр турбулентной энергии, полученный в эксперименте и с EARSM (URANS) в точке $x = 1\text{мм}$, $r = 20\text{мм}$.

На рис. 6 показаны векторные поля скоростей в различные моменты времени, полученные с помощью EARSM на расстоянии $x = 30\text{мм}$ от выхода из завихрителя. Крестиком обозначен центр прецессирующего ядра. Хорошо различимо вращение вихревого ядра вокруг геометрической оси камеры сгорания. Аналогичный характер движения наблюдался и в эксперименте.

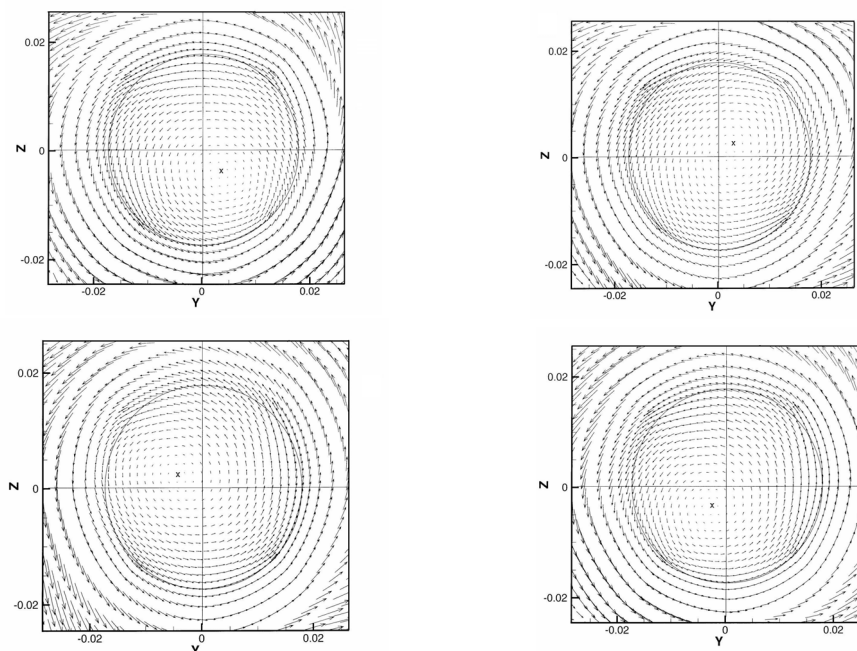


Рис. 6. Векторные поля скоростей на расстоянии $x = 30\text{мм}$ от выхода из горелки.

На рис. 7, рис. 8 и рис. 9 показаны сравнения численных данных, полученных с помощью $k-\varepsilon$, EARSM моделями и экспериментом для

компонент осредненных скоростей (аксиальная, радиальная и тангенциальная скорости) на различных расстояниях от выхода из завихрителя.

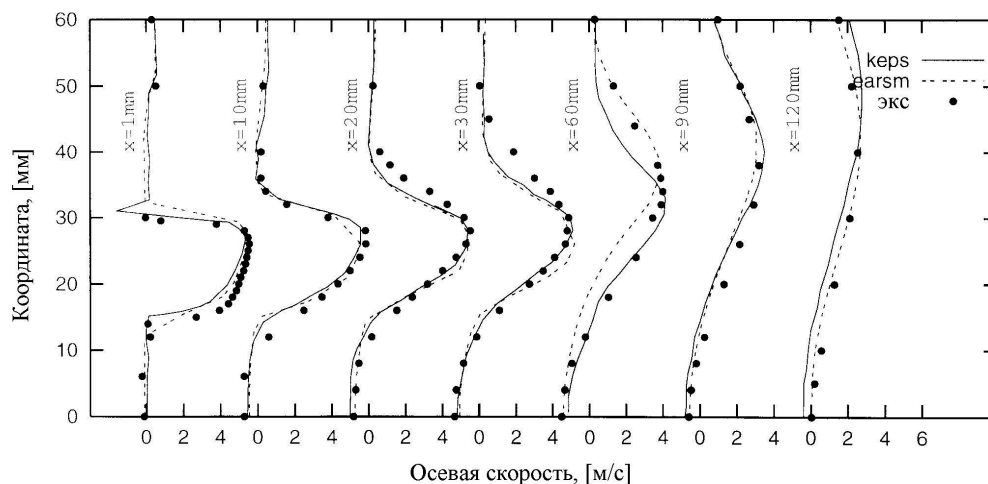


Рис. 7. Профили аксиальных скоростей, полученные расчетными методами и в эксперименте.

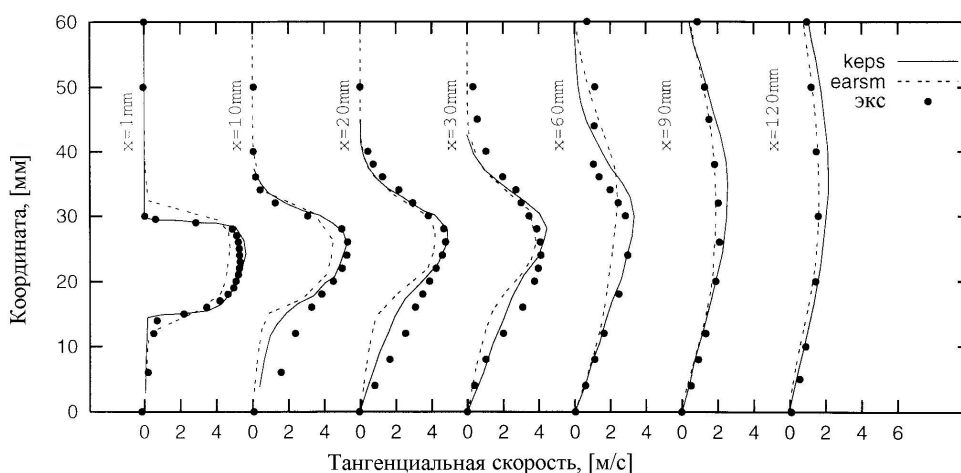


Рис. 8. Профили тангенциальных скоростей, полученные расчетными методами и в эксперименте.

Хорошее совпадение для аксиальной и тангенциальной скоростей вплоть до $x = 30\text{ мм}$ показывают обе модели, на расстояниях от $x = 30\text{ мм}$ до $x = 120\text{ мм}$ небольшое преимущество перед $k - \varepsilon$ демонстрирует EARSM. Также $k - \varepsilon$ модель показывает увеличенную область обратного течения $x = 80\text{ мм}$ по сравнению с экспериментом, в то время как EARSM показывает аналогичный результат, как и в эксперименте на расстоянии равном $x = 60\text{ мм}$.

Заключение

Численное моделирование открытого изотермического закрученного течения показало отсутствие нестационарных эффектов при моделировании

течения линейной моделью вязкости ($k-\varepsilon$ моделью) в части описания прецессирующего вихревого ядра при нестационарных расчетах. Напротив EARSM, также как RSM показывает отчетливые гармонические осцилляции, наблюдаемые в эксперименте. По сравнению с $k-\varepsilon$ моделью EARSM более точно описывает завихренные течения при аналогичных требованиях к компьютерным ресурсам. К сожалению, в представленной конфигурации не удалось описать нестационарные эффекты с $k-\varepsilon$ моделью с мелкой сеткой как в [7]. Необходимо дальнейшее исследование $k-\varepsilon$ модели для описания нестационарных эффектов.

Используемая литература

1. Schneider C. *Über die Charakterisierung von Turbulenzstrukturen in verdrallten Strömungen*. PhD thesis, Darmstadt, 2003.
2. Maltsev A. *Towards the Development and Assessment of Complete CFD Models for the Simulation of Stationary Gas Turbine Combustion Processes*. Doctor thesis. Darmstadt. 2004.
3. Wegner B., Maltsev A., Schneider C., Dreizler A., Sadiki A., Janicka J. *Evaluation of URANS performance in Predicting an Unconfined Swirling Flow with Precessing Vortex core based on LES and Experiments*. Third International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena, TSFP3, Sendai, Japan, vol. 1, pp. 51-56, June 25-27, 2003.
4. Юн А. А., Крылов Б.А. *Расчет и моделирование турбулентных течений с теплообменом, смешением, химическими реакциями, двухфазных течений в программном комплексе FASTEST-3D*. Учебное пособие. М.: Изд-во МАИ, 2007.
5. Wallin S. *Engineering turbulence modeling for CFD with a focus on explicit algebraic Reynolds stress models*. Doctoral thesis. Norstedts Truckeri, Stockholm, Sweden, 2000.
6. Wikstrom P.M., Wallin S., Johansson A.V. *Derivation and investigation of a new explicit algebraic model for the passive scalar flux*. Phy. Fluids. 12:688-702. 2000.
7. Johmann P., Sinigersky A., Hehle M., Schäfer O, Koch R. *Numerical Simulation of a Precessing Vortex Breakdown*. Elsevier, 2004.