

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВИХРЕВЫХ АППАРАТАХ

Белоусов Александр Сергеевич

Д.т.н., профессор кафедры Промышленной экологии и безопасности, Российский государственный университет им. А.Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство)

Голованов Виктор Викторович

Аспирант кафедры Промышленной экологии и безопасности, Российский государственный университет им. А.Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство)

Виноградов Александр Анатольевич

Аспирант кафедры Промышленной экологии и безопасности, Российский государственный университет им. А.Н. Косыгина (Технологии. Дизайн. Искусство)

АННОТАЦИЯ. Рассмотрены замыкания для напряжений Рейнольдса в модели турбулентного течения для цилиндрических вихревых аппаратов. Рассчитаны пространственные турбулентные течения в циклонах. Установлены области применения различных моделей замыкания. Предложен подход для оценки качества экспериментов.

ABSTRACT. Closures for Reynolds stresses in a turbulent flow model for cylindrical vortex devices were considered. Space turbulent flow in cyclones were calculated. The fields of application of various models of closure are detected. An approach to assess the quality of experiments is proposed.

Ключевые слова: турбулентность, закрученные потоки, поля скоростей, математическая модель, циклон.

Keywords: turbulence, swirling flows, velocity fields, mathematical model, cyclone.

Турбулентные течения с закруткой потоков определяют эффективность устройств в различных отраслях промышленности: циклонов, пылеуловителей со встречными закрученными потоками (ВЗП); вихревых охладителей; различных прядильных устройств, камер сгорания и т.п. Полная теория турбулентности пока далека от завершения. При этом имеется достаточно много полуэмпирических моделей турбулентности. Эти модели часто считаются универсальными, то есть способными рассчитывать течения в различных технических устройствах. Такие модели имеются в пакетах прикладных программ вычислительной гидродинамики – CFD (Computational Fluid Dynamics), имеют мощные вычислительные и сервисные характеристики. Вместе с тем, для отдельных классов течений, например, закрученных, возможности CFD пока исследованы недостаточно.

Движение закрученных потоков газа в вихревом аппарате описывается уравнениями Рейнольдса. Представим значения скорости и давления (V, P) в виде суммы осредненных (\bar{V}, \bar{P}) и пульсационных (V', P') величин: $V = \bar{V} + V'$, $P = \bar{P} + P'$. Тогда, из уравнений Навье-Стокса, получаем уравнения Рейнольдса [1-2], которые помимо компонент средней скорости и давления содержат новые неизвестные величины – напряжения Рейнольдса $\sigma_{ij} = -\rho \overline{V_i' V_j'}$. Путем преобразований уравнений Рейнольдса можно вывести уравнения непосредственно для напряжений Рейнольдса. Транспортные уравнения для напряжений Рейнольдса, получаем в виде:

$$\rho \bar{V}_k \frac{\partial \overline{V_i' V_j'}}{\partial X_k} = -\rho \left(\overline{V_i' V_k'} \frac{\partial \bar{V}_j}{\partial X_k} + \overline{V_j' V_k'} \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial X_k} \right) + P' \left(\frac{\partial V_i'}{\partial X_j} + \frac{\partial V_j'}{\partial X_i} \right) -$$

$$-\rho \frac{\partial}{\partial X_k} (\overline{V_i' V_j' V_k'}) - \left[\frac{\partial}{\partial X_i} (\overline{P' V_j'}) + \frac{\partial}{\partial X_j} (\overline{P' V_i'}) \right] + \mu \left(\overline{V_i' \frac{\partial^2 V_j'}{\partial X_k^2}} + \overline{V_j' \frac{\partial^2 V_i'}{\partial X_k^2}} \right) \quad (1)$$

Выбирая различные значения i и j , имеем шесть уравнений для шести компонент турбулентных напряжений σ_{ij} . Различные члены уравнений

(1) описывают перенос напряжений Рейнольдса средним течением, пульсациями скорости и давления, вязкими напряжениями; порождение или разрушение турбулентных напряжений путем пульсаций давления и вязкого напряжения; порождение в

результате взаимодействия турбулентного движения с полем средней скорости деформации. Однако уравнения (1) также содержат новые неизвестные, в частности моменты третьего порядка $\overline{\rho V_i' V_j' V_k'}$, следовательно, для решения системы (1) необходимо вводить новые дополнительные гипотезы и упрощения.

Для замыкания уравнений Рейнольдса в случае вихревых потоков рассмотрим две группы моделей

$$-\sigma_{ij} = (v_t) \left(\frac{\partial \overline{V}_i}{\partial X_j} + \frac{\partial \overline{V}_j}{\partial X_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot k \delta_{ij} \quad (2)$$

где δ_{ij} - символ Кронекера, k - энергия пульсационного движения. Связь эффективной вязкости с указанными параметрами определяется уравнением Колмогорова [2]:

$$v_t = c_\mu \cdot (k^2 / \varepsilon) \quad (3)$$

$$\begin{cases} U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial k}{\partial y} \cdot \frac{v_t}{\sigma_k} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial k}{\partial z} \cdot \frac{v_t}{\sigma_k} \right) + G - \varepsilon \\ U \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + V \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} + W \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \cdot \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \cdot \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) + c_1 \cdot \varepsilon / k \cdot G - c_2 \cdot \varepsilon^2 / k \end{cases} \quad (4)$$

$$G = v_t \cdot \left[\left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5)$$

здесь G - величина, характеризующая генерацию кинетической энергии турбулентности.

Вторую группу обычно называют моделями турбулентности второго порядка. В них компо-

турбулентности. Первая группа состоит из ряда так называемых двухпараметрических моделях. Например, k - ε модель, описывает турбулентные напряжения в уравнениях Рейнольдса через кинетическую энергию турбулентности k и диссипацию турбулентности ε . В этой группе моделей напряжения Рейнольдса рассчитываем на основе концепции эффективной вязкости:

Где c_μ - эмпирическая константа. Для расчета k и ε , в случае осесимметричных течений, при больших числах Рейнольдса, получаем следующие уравнения переноса:

ненты напряжений Рейнольдса описываются системой приближенных уравнений переноса, которые решаются вместе с уравнениями для осредненного течения. В частности замыкание для напряжений Рейнольдса в модели LRR [2] выводится из следующей системы уравнений переноса:

$$\left(\frac{D V_i \cdot V_j}{D t} \right) = P_{ij} + \Phi_{ij} - \frac{2}{3} \cdot \varepsilon \delta_{ij} + D_{ij}, \quad (6)$$

где члены правой части уравнения (6) описывают соответственно порождение, перераспределение напряжений и т.п. Для этих членов необходимо формировать и моделировать соответствующие уравнения переноса.

Уравнения для замыкания системы Рейнольдса в базовых моделях, обычно содержат ряд неизвестных членов, которые моделируются полуэмпирическими уравнениями. В результате в расчетных уравнениях появляется неизвестные параметров. Эти параметры надо уточнять по экспериментальным исследованиям. В качестве таких экспериментов обычно применяют так называемые канонические турбулентные течения [3]. Вместе с тем реальные технологические аппараты имеют бо-

лее сложную геометрию и схемы течения, чем канонические. Следовательно, возможность применения базовых моделей для практических расчетов, необходимо проверять не только на канонических экспериментах, но и на экспериментах гидродинамики с реальных аппаратов. В данной работе предлагается именно такая двухступенчатая схема отладки моделей.

Расчеты на рис. 1,2 получены по двум типам моделей: k - ε и LRR. На рис. 1 представлены также эксперименты из работы [4]. Как видно из полученных данных на рис. 1 модель LRR удовлетворительно описывает эксперимент, а k - ε - модель качественно неверно описывает распределение вращательной скорости.

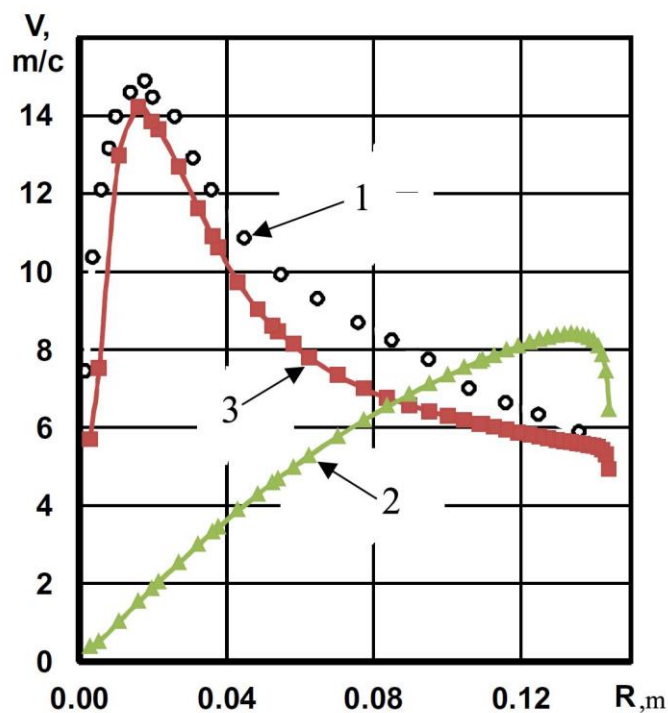


Рис. 1 Расчет полей тангенциальных скорости в вихревом аппарате, диаметром 290 мм. эксперимент; 2 – k - ϵ модель; 3 – LRR – модель.

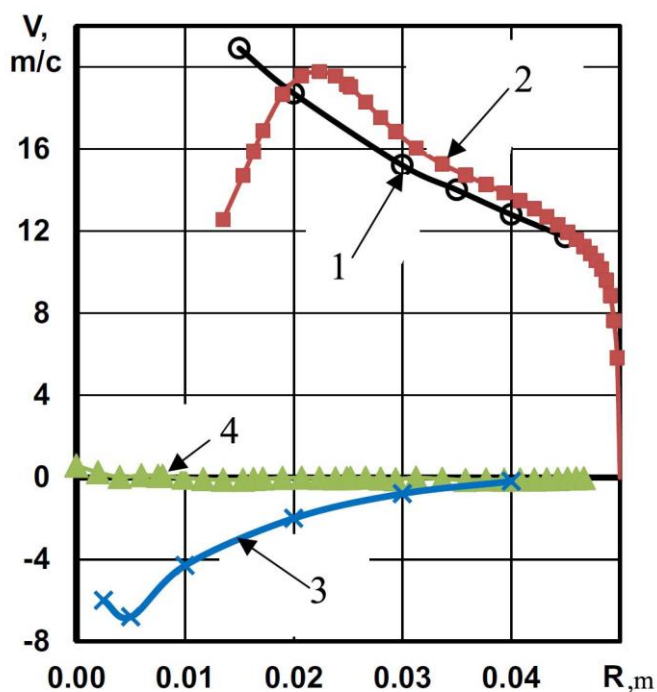


Рис. 1 Экспериментальные и расчетные распределения тангенциальных и радиальных скоростей в аппарате ВЗП, 1- эксперимент, тангенциальная скорость; 2 – LRR – модель; 3 – эксперимент – радиальная скорость; 4 - LRR – модель, радиальная скорость.

Как видно из представленных на рис 2 расчетов по LRR - модели и экспериментов [5] в аппарате ВЗП, LRR - модель качественно правильно описывает изменение вращательной скорости, что также совпадает с расчетами ВЗП в работах [6-8]. С другой стороны экспериментальные данные по ради-

альной скорости вблизи оси на два порядка превышают расчетные, а также эксперименты на более крупных аппаратах [9].

Таким образом, при исследованиях моделей вихревых аппаратов необходима взаимная проверка, как моделей, так и экспериментальных данных. Целесообразно вначале обрабатывать модели

на известных канонических экспериментах, а затем проводить апробацию на конкретных (специальных) вихревых устройствах.

Список литературы

1. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Дрофа, 2003. – 840 с.
2. Турбулентность. /Под ред. П. Брэдшоу. – М.: Машиностроение, 1980. – 343 с.
3. Белов И.А., Исаев С.А. Моделирование турбулентных течений.- СПб.: Балт. гос. техн. ун-т, 2001. 108 с.
4. Hoekstra, A.J., Derksen, J.J., & Van Den Akker, H.E.A. An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones //Chemical Engineering Science – 1999, V. 54(13-14), P. 2055-2065.
5. Сажин Б.С., Гудим Л.И. Вихревые пылеуловители. М.: Химия, 1995. – 144 с.

6. Белоусов А.С., Сажин Б.С. Структура потоков в вихревых устройствах // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2006, № 5.– с.98-103.

7. Белоусов А.С., Сажин Б.С. Поля скоростей в вихревых аппаратах // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2006, № 2.– С. 100-105.

8. Belousov A.S., Sazhin B.S. Application of guided vortex breakdown for drying and separation of the powder in vortex cyclone // Proc. 2nd Nordic Drying Conf., Copenhagen, Denmark. 2003. P.475 -479.

9. Белоусов А.С., Сажин Б.С. Радиальный сток в центробежных пылеуловителях //Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2006. – № 4. – С. 96–100.

РАЗРАБОТКА АНАЛИТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЯ КАНАЛОВ РАДИОСВЯЗИ

Вавилова Виктория Сергеевна

Аспирант, Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа

АННОТАЦИЯ

Электромагнитное излучение переносит энергию и импульс. Обычно передаваемый импульс связан с линейным импульсом. Тем не менее, существует еще одна составляющая – момент количества движения, он связан с действием крутящего момента и, при определенных условиях, может быть приближен к векторной сумме спинового момента и орбитального углового момента (ОАМ). Спиновый момент является наиболее известным компонентом углового момента, и связан с понятием смещения.

Основной целью работы является, аналитическая передача нескольких каналов радиоволн на одной частоте, что в свою очередь подтверждает, что свет может иметь гораздо более сложную структуру, чем обычно полагается, и, следовательно, он может нести гораздо больше информации. Для достижения поставленной цели произведено разложение электромагнитных полей по мультиполям.

ABSTRACT

Electromagnetic radiation transfers energy and momentum. Usually the transmitted impulse is associated with a linear pulse. Nevertheless, there is another component - the moment of momentum, it is associated with the action of torque and, under certain conditions, can be approximated to the vector sum of the spin moment and the orbital angular momentum (OAM). The spin moment is the most known component of the angular momentum, and is related to the concept of displacement.

The main goal of the work is the analytical transmission of several radio wave channels on one frequency, which in turn confirms that light can have a much more complex structure than is normally assumed, and therefore it can carry much more information. To achieve this goal, the electromagnetic fields are decomposed into multipoles.

Ключевые слова: орбитальный угловой момент, мультиполю, квантовое число, ортогональность.

Keywords: orbital angular momentum, multipole, quantum number, orthogonality.

В области, где источники отсутствуют, уравнения Максвелла имеют вид [1, с.591]

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} B &= \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \\ \operatorname{div} E &= 0, \\ \operatorname{div} B &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

При гармонической зависимости величин от времени эти уравнения записываются в форме

$$\operatorname{rot} E = ikB,$$

$$\operatorname{rot} B = -ikE, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} E = 0,$$

$$\operatorname{div} B = 0.$$

Исключая из первых двух уравнений E , приходим к следующим уравнениям для вектора B и в соотношению, определяющем E :

$$\left. \begin{aligned} (\nabla^2 + k^2)B &= 0, \\ E &= \frac{i}{k} \operatorname{rot} B. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$