

УДК 66.067

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ПОТОКА ГАЗА В КОНТАКТНОЙ ЗОНЕ АППАРАТА С ВРАЩАЮЩИМИСЯ ПОТОКАМИ

Г.Э. Орымбетова, Д.С.Сабырханов, Э.М.Орымбетов
ЮКГУ им. М.Ауезова, г.Шымкент

Одним из перспективных направлений исследований тепломассообменных аппаратов является разработка аппаратов с вращающимися потоками (АВП) [1]. В таких аппаратах потоки газа и жидкости закручиваются с помощью специальных элементов, что дает возможность использования центробежных сил для диспергирования и сепарации жидкости, и достижения ее равномерного распределения в объеме аппарата.

Для разработки оптимальной конструкции АВП необходимо использовать методы физического и математического моделирования течения потоков газа и жидкости и процессов массообмена в контактной зоне аппарата. Воспроизведение процессов на упрощенных физических моделях позволяет определить лишь некоторые интегральные эффекты. Для математического моделирования течения газа в контактной зоне АВП введем некоторые ограничения на характер течения: течение считаем плоским, пренебрегая эффектами трехмерности; течение полагаем стационарным; физические параметры газа считаем постоянными.

Турбулентность набегающего потока влияет на течение лишь в первом и последнем витках винтообразного канала по ходу движения газа, а в остальных витках устанавливается свойственная данной конструкции турбулентность потока. В связи с этим, во всех витках контактной зоны аппарата реализуется периодический характер течения газа. Поэтому ограничимся рассмотрением течения газа в характерной области контактной зоны (рисунок 1).

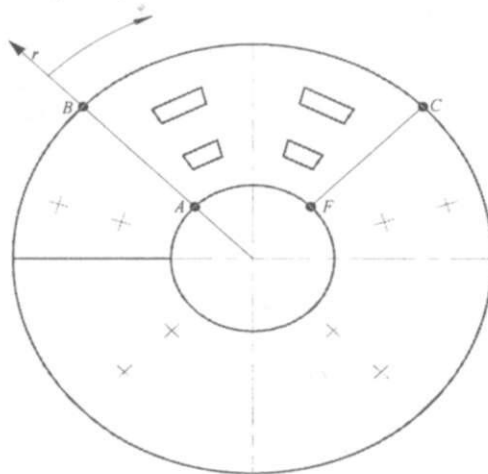


Рисунок 1 - Расчетная область контактной зоны

Для моделирования течения вязкого несжимаемого газа в контактной зоне тепломассообменного аппарата использована система дифференциальных уравнений Навье-Стокса в форме Рейнольдса, которая включает в себя уравнения неразрывности, уравнения изменения количества движения в полярной системе координат [2]. Для замыкания уравнений Рейнольдса использована двухпараметрическая модель турбулентности [3,4]. Она основана на применении в дополнение к системе уравнений Рейнольдса двух дифференциальных уравнений для характеристик турбулентности. Первым уравнением является уравнение энергии для турбулентных пульсаций k , вторым уравнением устанавливается зависимость скорости диссипации энергии турбулентных пульсаций ε . Энергия турбулентных пульсаций, скорость диссипации этой энергии и масштаб турбулентности L взаимосвязаны в виде $\varepsilon = k^{3/2} / L$.

Рассмотрение дифференциальных уравнений, описывающих массообмен, теплообмен и гидродинамику, показывает, что переменные подчиняются обобщенному закону сохранения.

Если обозначить зависимую переменную Φ , то уравнение Рейнольдса можно записать в виде обобщенного дифференциального уравнения.

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_{\Phi}) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (u \Phi) - \frac{\partial}{\partial r} \left(r \Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\Gamma_{\Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \varphi} \right) \right] = S_{\Phi} \quad (1)$$

где Γ_{Φ} – коэффициент диффузии; S_{Φ} – источниковый член. Конкретный вид Γ_{Φ} и S_{Φ} зависит от смысла переменной Φ .

Для уравнений неразрывности $\Gamma_{\Phi} = S_{\Phi} = 0$, $\Phi = 1$.

Для изменения количества движения в тангенциальном направлении $\Phi = u$:

$$\Gamma_u = \gamma + \gamma_T = \gamma_{\text{эф}}, \quad (2)$$

где $\nu, \nu_T, \nu_{\text{эф}}$ – кинематическая, молекулярная и эффективная вязкости.

$$S_u = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} - \frac{u \vartheta}{r} + \frac{\gamma_{\text{эф}}}{r} \left(\frac{2}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} - \frac{u}{r} \right) + \frac{\partial \gamma_T}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} - \frac{u}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial \gamma_T}{\partial \theta} \left(\frac{2 \vartheta}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right). \quad (3)$$

Для изменения количества движения в радиальном направлении $\Phi = v$; $\Gamma_v = \gamma_{\text{эф}}$:

$$S_v = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{u^2}{r} - \frac{\gamma_{\text{эф}}}{r} \left(\frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{v}{r} \right) + \frac{\partial \gamma_T}{\partial r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \gamma_T}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial u}{\partial \varphi} - \frac{u}{r} \right). \quad (4)$$

Для кинетической энергии турбулентных пульсации $\Phi = k$, $\Gamma_k = \gamma + \gamma_T / \sigma_k$:

$$S_k = P - \varepsilon. \quad (5)$$

Для скорости диссипации энергии турбулентных пульсации $\Gamma_\varepsilon = \gamma + \gamma_T / \sigma_\varepsilon$:

$$S_\varepsilon = \varepsilon \left(C_{\varepsilon 1} P - C_{\varepsilon 2} f_{\varepsilon 1} \hat{\varepsilon} \right) / k, \quad (6)$$

где $\hat{\varepsilon} = \varepsilon - 2\nu \left[\left(\partial \sqrt{k} / \partial r \right)^2 + \left(\partial \sqrt{k} / r \partial \varphi \right)^2 \right]$; $P = \gamma_T \left[u \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} \right)^2 \right]$.

Турбулентная вязкость определяется из соотношений

$$\gamma_T = C_\mu f_{\mu 1} k^2 / \varepsilon. \quad (7)$$

Функции $f_{\varepsilon 1}$, $f_{\mu 1}$, зависящие от турбулентного числа $Re_T = k^2 / (\nu \varepsilon)$, находят из:

$$f_{\mu 1} = \exp(-2,5 / (1 + 0,02 Re_T)); \quad f_{\varepsilon 1} = 1 - 0,3 \exp(-Re_T^2). \quad (8)$$

Значения постоянных, используемых в (1)-(7): $C_\mu = 0,09$; $C_{\varepsilon 1} = 1,44$; $C_{\varepsilon 2} = 1,12$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\varepsilon = 1,3$ [3].

Система уравнений (1)-(8) записана в безразмерном виде. В качестве характерного размера принята ширина винтового канала, в качестве характерной скорости принята средняя скорость газа на полное сечение аппарата, а давление ρw_0^2 . Коэффициенты кинематической и турбулентной вязкости нормированы по w_0 .

Для дискретизации расчетной области течения газа и численного решения исходных дифференциальных уравнений выбран метод контрольного объема [4,5].

Анализ результатов численных расчетов показывает, что при повороте потока газа возникают центробежные силы, повышающие статическое давление потока в направлении от центра кривизны. Так как полное давление вдоль радиуса остается постоянным, повышение давления приводит к понижению динамического давления. Наоборот, к центру кривизны статическое давление падает и, соответственно, скорость возрастает. Уравнение движения газа в контактной зоне АВП, когда отсутствуют скрученные ленты, может быть написано в виде

$$ur^k = const \quad (9)$$

где u – тангенциальная составляющая скорости; r – текущий радиус; $k = 0,62$ – показатель.

При наличии скрученных лент струя газа, набегая на эти ленты, тормозится, и согласно уравнению Бернулли на ней будет повышаться статическое давление. В результате появится поперечный градиент давления. Под действием этого градиента давления часть жидкости будет перетекать из области с большими скоростями в область с меньшими скоростями. Это приведет к выравниванию скоростей в поперечном сечении винтового канала, что и видно на рисунках 2,3.

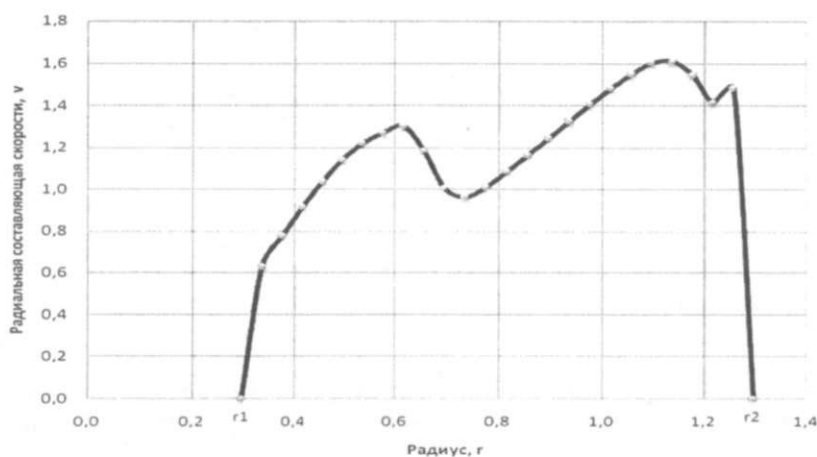


Рисунок 2 - Распределение радиальной составляющей скорости газа в поперечном сечении винтового канала на удалении от вертикальных скрученных лент. $u_r = 2$ м/с

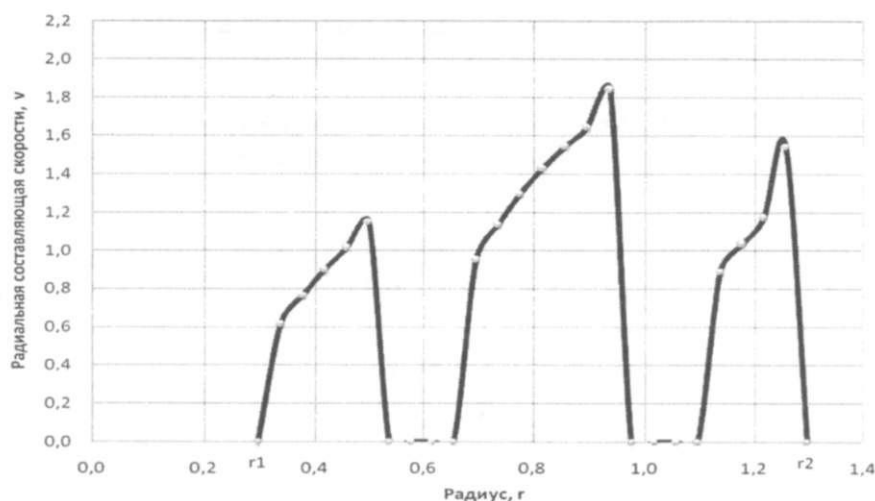


Рисунок 3 - Распределение радиальной составляющей скорости газа в поперечном сечении винтового канала в сечении вертикальных скрученных лент. $u_f = 2$ м/с.

Радиальная составляющая скорости в промежутках скрученных лент уменьшается и, соответственно, увеличивается тангенциальная составляющая скорости.

Полученные в численном расчете картины течения в винтовом канале показаны на рисунке 4 в виде линий постоянных значений кинетической энергии турбулентных пульсаций k . Из этой картины следует, что в винтовом канале, без скрученных лент, энергия турбулентных пульсаций и диссипация этой энергии увеличиваются по мере приближения к внутренней стенке канала, т.е. источником турбулизации являются центробежные силы и, соответственно, уменьшается интенсивность турбулизации. На твердых стенках турбулентные пульсации вовсе гасятся.

В винтовом канале с вертикальными скрученными лентами распределение характеристик турбулентности свидетельствует о том, что наиболее интенсивная турбулизация потока реализуется в окрестности скрученных лент. Генерируемая в ее окрестности энергия турбулентных пульсаций распространяется в область следа и вызывает развитие высоко турбулизованной зоны в тыльной стороне скрученной ленты.

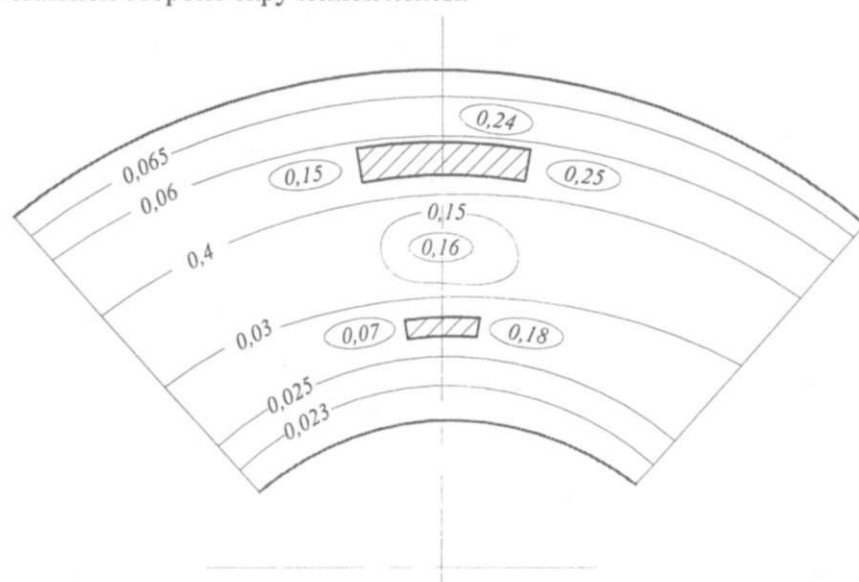


Рисунок 4 - Картина течения в винтовом канале с вертикальными скрученными лентами в виде линий постоянных значений кинетической энергии турбулентных пульсаций k

Из анализа расчетных результатов следует, что скрученные ленты в винтовом канале являются мощными турбулизаторами течения. Поэтому можно ожидать, что в таком канале интенсивность процессов массообмена тоже будет очень высокой.

Скрученные ленты одновременно выравнивают поле скоростей, что дает возможность более рационально использовать контактную зону массообменного аппарата. С увеличением диаметра винтового канала интенсивность турбулизации падает, а, начиная с диаметра $d > 300$ мм, интенсивность турбулизации стабилизируется на низком уровне. Отсюда следует, что аппараты с вращающимися потоками должны изготавливаться с диаметрами не более 300 мм. Для обработки больших объемов газа необходимо использовать несколько параллельно работающих АВП.

Литература

- 1 А.С. 19547 РК. Тепломассообменный аппарат / Орымбетова Г.Э., Орымбетов Э.М., Сабырханов Д.С.: опубл. 11.12.06.
- 2 Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. -М.:Дрофа, 2003.-840 с.
- 3 Белов И.А., Кудрявцев Н.А. Теплоотдача и сопротивление пакетов труб. -Л.: Энергоатомиздат, 1987.- 223 с.
- 4 Роуч П. Вычислительная гидродинамика /пер. с англ.-М.: Мир, 1982.-316с.
- 5 Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / пер.с англ. -М., Энергоатомиздат, 1984.- 152 с.

Қорытынды

Мақалада ағындары айналмалы аппараттағы газ ағыны қозғалысының екі өлшемді математикалық моделі құрастырылды. Ол сандық әдіспен шешілді. Аппараттың жанасу аймағындағы турбуленттіліктің қарқынды болатыны көрсетілді.

Summary

In article the mathematical two-dimensional model of movement of a stream of gas in a contact zone of the device with rotating streams is developed. It is solved by a numerical method. Intensity turbulisation a gas stream in a contact zone of the device with rotating streams is shown.