Теплофизика и аэромеханика, 2015, том 22, № 2

УДК 661; 532.546

Моделирование турбулентного потока в радиальном реакторе с неподвижным зернистым слоем

У.К. Жапбасбаев, Г.И. Рамазанова, О.Б. Кенжалиев

АО «Казахстанско-Британский технический университет», Алматы, Казахстан

E-mail: uzak.zh@mail.ru

Приводятся данные расчетов турбулентного потока в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора с неподвижным зернистым слоем. Рейнольдсовы уравнения движения решены совместно с k-ε моделью турбулентности. Для сопряжения параметров потоков на границе раздела свободная часть–неподвижный зернистый слой использовались классические условия непрерывности. Получены расчетные данные относительно осредненных и турбулентных характеристик и показано, что в неподвижном зернистом слое поток вызывает генерацию кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации; поток в CF-π конфигурации распределяется более равномерно по сравнению с CP-π конфигурацией радиального реактора. Расчетные данные сравниваются с экспериментальными.

Ключевые слова: радиальный реактор, неподвижный зернистый слой, k-ε модель турбулентности, условия сопряжения.

Введение

Реакторы с неподвижным зернистым слоем используются для широкого круга промышленных процессов. Радиальные реакторы с неподвижным зернистым слоем имеют преимущество по сравнению с аксиальными реакторами за счет небольшого гидродинамического сопротивления [1]. Снижение сопротивления слоя и энергосбережение — основные факторы развития радиальных реакторов. Разработка новых каталитических процессов требует достижения равномерного распределения потока в слое катализатора радиального реактора. В радиальном реакторе по сравнению с аксиальным реактором этого сложнее добиться из-за распределения потоков в каналах и низкого перепада давления через неподвижный слой катализатора.

На практике параметры потока радиального реактора рассчитываются с помощью одномерного метода на основе уравнений законов сохранения массы, энергии и импульса [2, 3]. Одномерный метод не позволяет описать пространственное распределение потока в каналах и неподвижном зернистом слое, что показано экспериментально в статье [4] и подтверждено результатами расчетов. В четырех возможных конфигурациях радиального реактора — CP-z, CP-π, CF-z и CF-π — установлены неравномерности распределения потока в неподвижном зернистом слое [5]. Оптимизационные расчеты были проведены в радиальных адсорберах для достижения равномерности потока в неподвижном зернистом слое [6].

Расчеты распределения потоков в реакторах с неподвижным зернистым слоем требуют решения проблемы сопряжения потоков на границах раздела разнородных сред — жидкости–пористой среды [7–11]. Для изучения потока на границе жидкость–пористая среда в работах [7, 8] использовались макроскопические переменные и уравнения переноса, осредненные по локальному объему пористой среды.

Системное исследование конвективного течения в замкнутой полости проведено в работе [9] для трех схем расположения пористой вставки: 1) пористая вставка занимает правую часть полости; 2) пористая вставка находится в средней части полости; 3) пористая вставка занимает нижнюю часть полости. В расчетах свободной части полости применялось уравнение Навье–Стокса, а в пористой вставке — уравнение Бринкмана с нелинейным законом фильтрации. Условия сопряжения на границах раздела сред [9] выражают непрерывности суммы давления и нормального компонента напряжения, касательного компонента напряжения, нормального и касательного компонентов скорости. В численных расчетах были получены поля температуры, линий тока в полости при трех различных положениях пористой вставки. В работе были сопоставлены расчетные данные с результатами экспериментов и показана согласованность расчета с экспериментом.

Динамическая модель течения в канале с пористой вставкой была предложена в работе [10]. Течение в пористой вставке (неподвижный зернистый слой) описывалось уравнением движения с нелинейным законом фильтрации. В свободной части канала использовалось уравнение идеальной жидкости. Были получены условия сопряжения на границе жидкость–пористая среда в виде непрерывностей полного давления, нормального и касательного компонентов скорости. Расчет движения жидкости [10] показал образование вихря в пористой среде и развитие его в области за пористой вставкой.

Детальные расчеты турбулентного потока в канале с пористой средой были проведены в работе [11] с привлечением k-ε модели турбулентности. На границе раздела жидкость–пористая среда применялись классические условия непрерывности параметров потока. Использовался единый подход записи уравнения движения для численного решения задачи в гибридной области. Результаты расчетов [11] сравнивались с известными экспериментальными данными при различных значениях пористости и чисел Рейнольдса и Дарси.

Остается много неизвестного о физических механизмах турбулентного потока в пористой среде. При очень малой проницаемости и скорости жидкости поток часто может быть ламинарным. Разработаны инженерные методы расчета турбулентного потока на основе результатов экспериментов в пористой среде. В работах [12–19] представлены разработки макроскопических моделей и расчеты турбулентных потоков в каналах с пористой средой. Вместе с тем остается актуальным моделирование турбулентного потока в пористой среде со сложными геометрическими конфигурациями.

В радиальных реакторах происходит распределение потока в каналах и в неподвижном зернистом слое (рис. 1). Исследования гидродинамики радиального реактора устанавливают неравномерности распределения потока [4, 5]. Причиной гидродинамических неравномерностей являются свойства распределения потоков в подводящих и отводящих каналах и неоднородности упаковки слоя катализатора в объеме реактора. В настоящее время разработаны способы равномерной упаковки слоя катализатора для предотвращения неравномерности распределения потока [20].

Исследование распределения потоков в каналах контактных аппаратов показывает неравномерное распределение скорости [2, 4–6]. В подводящем канале контактного аппарата давление возрастает по длине и направлению течения [2, 4, 5], в отводящем канале контактного аппарата, наоборот, давление снижается [2, 5, 6]. Эти особенности

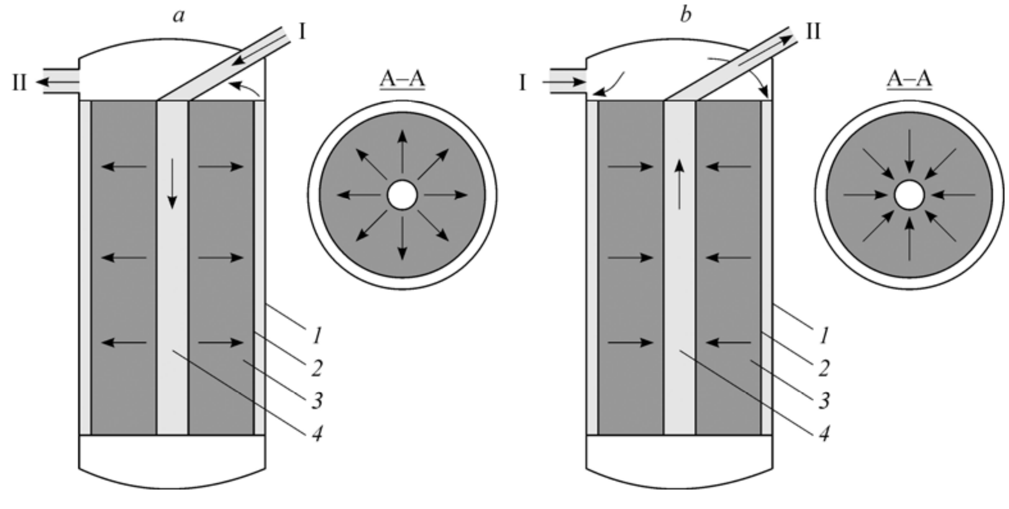

Рис. 1. Схема конфигураций CF-π (a) и CP-π (b) радиального реактора.
1 — корпус реактора, *2* — кольцевой канал, *3* — слой катализатора, *4* — центральная труба.

распределения давления в каналах являются причиной возникновения неравномерности скорости перетока по длине неподвижного зернистого слоя радиального реактора [5].

В настоящей статье рассматривается турбулентный поток в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора (см. рис. 1). Турбулентный поток в каналах изучается на основе рейнольдсовых уравнений с привлечением k-ε модели. Течение в слое катализатора описывается уравнением движения с помощью закона сопротивления Ергана и макроскопической k-ε моделью турбулентности [16, 17].

Математическая постановка

На рис. 1 схематически представлены конфигурации потока в радиальном реакторе с неподвижным слоем катализатора. Поток в конфигурации CF-π подводится по центральной трубе, перетекает через слой катализатора и отводится по кольцевому каналу (рис. 1a). Поток в конфигурации CP-π подводится по кольцевому каналу, перетекает через слой катализатора и отводится по центральной трубе (рис. 1b). В слое катализатора поток распределяется в зависимости от его сопротивления и сопротивлений кольцевого канала и центральной трубы. Поток в кольцевом канале, центральной трубе и неподвижном зернистом слое является турбулентным. Физические свойства жидкости и слоя катализатора считаются постоянными.

Турбулентный поток в кольцевом канале и центральной трубе описывается рейнольдсовыми уравнениями. Рейнольдсовы напряжения можно представить в виде

$$-\rho\overline{u_i u_j} = \rho\nu_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j}+\frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\delta_{ij}\rho k, \tag{1}$$

где $-\rho\overline{u_i u_j}$ — рейнольдсовы напряжения, Па, ρ — плотность жидкости, кг/м^3, ν_t — вихревая вязкость, м^2/с, δ_{ij} — символ Кронекера (δ_{ij} = 1, если $i = j$ и δ_{ij} = 0, если $i \neq j$), $k = \overline{u_i^2}/2$ — кинетическая энергия турбулентности, м^2/с^2.

В цилиндрической системе координат система уравнений движения и неразрывности несжимаемой жидкости имеет вид:

$$\frac{\partial U_z^2}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial rU_zU_r}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}+2\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_\varepsilon\frac{\partial U_z}{\partial z}\right)-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_\varepsilon \mathrm{div}\vec{U}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\nu_\varepsilon r\left(\frac{\partial U_z}{\partial r}+\frac{\partial U_r}{\partial z}\right)\right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial U_zU_r}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial rU_r^2}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_\varepsilon r\frac{\partial U_r}{\partial r}\right)-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_\varepsilon \mathrm{div}\vec{U}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left[\nu_\varepsilon\left(\frac{\partial U_z}{\partial r}+\frac{\partial U_r}{\partial z}\right)\right]-\frac{2U_r}{r^2}\nu_\varepsilon, \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_z}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial U_r r}{\partial r}=0, \quad (4)$$

где z, r — цилиндрические координаты, м; U_z, U_r — компоненты скорости, м/с, P — давление, Па, $\nu_\varepsilon=(\nu+\nu_t)$, ν — кинематическая вязкость, м^2/с.

Вихревая вязкость ν_t является функцией k и скорости ее диссипации ε:

$$\nu_t=C_\mu f_\mu k^2/\varepsilon, \quad (5)$$

где C_μ — безразмерная постоянная, f_μ — пристеночная функция.

Транспортные уравнения для k и ε можно записать [21]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(U_zk)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rU_rk)=P_k+\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial z}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial r}\right]-\varepsilon, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(U_z\varepsilon)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rU_r\varepsilon)=C_{\varepsilon1}f_1\frac{\varepsilon}{k}P_k+\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right]-C_{\varepsilon2}f_2\frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (7)$$

где $P_k=-\overline{u_iu_j}\left(\partial U_i/\partial x_j\right)$ определяет генерацию k; f_1 и f_2 — пристеночные функции, $C_{\varepsilon1}$, $C_{\varepsilon2}$, σ_k и σ_ε — безразмерные константы. Пристеночные функции имеют вид [21]:

$$f_\mu=\exp\left[-3{,}4/(1+R_T/50)^2\right], \quad f_1=1, \quad f_2=1-0{,}3\exp\left(-R_T^2\right), \quad R_T=k^2/\nu\varepsilon. \quad (8)$$

Безразмерные постоянные принимают стандартные значения: C_μ = 0,09, σ_k = 1, σ_ε = 1,3, $C_{\varepsilon1}$ = 1,44, $C_{\varepsilon2}$ = 1,92.

В неподвижном зернистом слое для описания потока используются макроскопические переменные, определенные по локальному объему пористой среды [11, 22]. Уравнения движения с законом сопротивления Эргана в макроскопических переменных используются для описания потока в слое катализатора. В макроскопических переменных уравнения непрерывности и движения в слое катализатора можно записать в виде

$$\frac{\partial U_z}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial U_r r}{\partial r}=0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_z^2}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial rU_zU_r}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}+2\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_\varepsilon\frac{\partial U_z}{\partial z}\right)-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_\varepsilon \mathrm{div}\vec{U}\right)+$$

$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[\nu_\varepsilon r\left(\frac{\partial U_z}{\partial r}+\frac{\partial U_r}{\partial z}\right)\right]-\left(\xi_1+\xi_2\sqrt{U_z^2+U_r^2}\right)U_z, \quad (10)$$

$$\frac{\partial U_z U_r}{\partial z}+\frac{1}{r}\frac{\partial r U_r^2}{\partial r}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r}+\frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_\varepsilon r\frac{\partial U_r}{\partial r}\right)-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_\varepsilon \operatorname{div}\vec{U}\right)+$$

$$+\frac{\partial}{\partial z}\left[\nu_\varepsilon\left(\frac{\partial U_z}{\partial r}+\frac{\partial U_r}{\partial z}\right)\right]-\frac{2U_r}{r^2}\nu_\varepsilon-\left(\xi_1+\xi_2\sqrt{U_z^2+U_r^2}\right)U_r, \tag{11}$$

где ϕ — пористость слоя, $\xi_1=150\nu(1-\phi)^2/(\phi^3 d_k^2)$ и $\xi_2=1{,}75(1-\phi)/(\phi^3 d_k)$ — параметры Эргана, d_k — диаметр зерна слоя катализатора, м. Параметры Эргана в уравнениях (10), (11) определяют сопротивления слоя катализатора. Уравнения (10), (11) принимают вид рейнольдсовых уравнений (3) и (4) при $\phi\to 1$.

Макроскопическую k-ε модель турбулентности [16, 17] в переменных, осредненных по локальному объему слоя катализатора, можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(U_z k\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rU_r k\right)=P_k+\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial z}\right]+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial r}\right]+G_k-\varepsilon, \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(U_z \varepsilon\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rU_r \varepsilon\right)=C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}P_k+\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right]+$$

$$+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\nu+\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial r}\right]+C_{\varepsilon 2}\left(G_\varepsilon-\frac{\varepsilon^2}{k}\right), \tag{13}$$

где G_k, G_ε определяют генерацию соответственно k и ε в слое катализатора. Расчеты и эксперименты [19] показали, что для неподвижного зернистого слоя выражения для G_k и G_ε можно взять в виде $G_k=39\phi^2\left(1-\phi\right)^{5/2}(U_jU_j)^{3/2}/d_k$, $G_\varepsilon=411\phi^{5/2}\left(1-\phi\right)^4(U_jU_j)^2/d_k^2$. Выражения G_k и G_ε зависят от пористости (проницаемости) слоя и при $\phi\to 1$ стремятся к нулю. Тогда уравнения (12), (13) переходят в транспортные уравнения кинетической энергии k и скорости ее диссипации ε потока в кольцевом канале и центральной трубе.

Граничные условия

В конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора уравнения (2)–(13) описывают течения в кольцевом канале, центральной трубе и слое катализатора. Граничные условия для уравнений (2)–(13) задаются на входе, выходе потока и на непроницаемых стенках кольцевого канала, центральной трубы и слоя катализатора.

Во входном сечении потока граничные условия имеют вид:

$$U_z=U_0(r),\ \ U_r=0,\ \ k=k_0(r),\ \ \varepsilon=\varepsilon_0(r). \tag{14}$$

Граничные условия на непроницаемых стенках кольцевого канала и центральной трубы определяются стандартной формой функции стенки [23, 24]. Логарифмический профиль скорости вблизи стенки в безразмерных переменных можно записать в форме [23, 24]: $U_p=u_\tau\left((1/\kappa)\ln y_\tau^*+B\right)$, где $y_p^*\equiv y_p u_\tau/\nu$, $B=5{,}5$, $\kappa=0{,}41$ — константа Кармана, u_τ — динамическая скорость на стенке. Также вблизи стенки $u_\tau\equiv C_\mu^{1/4}k_p^{1/2}$, где k_p — величина кинетической энергии турбулентности вблизи стенки [23, 24].

Для скорости диссипации кинетической энергии турбулентности вблизи стенки справедливо выражение $\varepsilon_p=C_\mu^{0,75}k_p^{1,5}/\kappa y_p$ [23, 24].

На торцевой стенке кольцевого канала и центральной трубы ставятся условия прилипания для скорости, условия для кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации.

На оси центральной трубы ставятся условия симметричности:

$$\partial U_z / \partial r = 0, \quad U_r = 0, \quad \partial k / \partial r = \partial \varepsilon / \partial r = 0, \tag{15}$$

на выходном сечении потока соблюдаются условия:

$$\partial U_z / \partial z = 0, \quad U_r = 0, \quad \partial k / \partial z = \partial \varepsilon / \partial z = 0. \tag{16}$$

Граничные условия для скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации на непроницаемых стенках слоя катализатора определяются стандартной формой функции стенки [23, 24]. Постановка этих условий на непроницаемых стенках неподвижного зернистого слоя основана на результатах исследований [19].

На проницаемых границах раздела жидкость–слой катализатора ставятся условия сопряжения в виде классических условий непрерывности параметров потока [11, 25]:

$$U_{z-} = U_{z+}, \quad U_{r-} = U_{r+}, \quad P_- = P_+, \tag{17}$$

$$\left[\mu_\varepsilon \left(\frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial z} \right) \right]_- = \left[\mu_\varepsilon \left(\frac{\partial U_z}{\partial r} + \frac{\partial U_r}{\partial z} \right) \right]_+, \tag{18}$$

$$k_- = k_+, \quad \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right]_- = \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \right]_+, \tag{19}$$

$$\varepsilon_- = \varepsilon_+, \quad \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right]_- = \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right]_+, \tag{20}$$

где индексы «–» и «+» относятся к параметрам потока в кольцевом канале и в слое катализатора на границе раздела сред соответственно. Условия сопряжения (17), (18) выражают непрерывности компонентов скорости, давления и касательного напряжения; условия (19), (20) отражают непрерывности кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации, а также потоков этих переменных. В расчетах [11] условия сопряжения (17)–(20) используются для турбулентного потока в канале с пористой средой, расчетные данные находятся в согласии с результатами экспериментов. В рассматриваемом здесь случае эти условия применяются для сопряжения параметров турбулентного потока в кольцевом канале, центральной трубе и слое катализатора радиального реактора.

Уравнения (9)–(13) при $\phi \to 1$ переходят в уравнения движения в свободной части реактора (2)–(7). Такая единая форма записи уравнения движения позволяет построить численное решение с удовлетворением условий сопряжения на границах раздела сред. Пористость слоя катализатора ϕ = 0,35, а в кольцевом канале и центральной трубе ϕ = 1.

Численное решение

Численное решение системы уравнений движения (2)–(4) и (9)–(11) можно построить методом переменных вихря скорости и функции тока [26–29].

Уравнения (2)–(7), (9)–(13) приводятся к безразмерным переменным. Координаты z, r делятся на диаметр центральной трубы d_1, компоненты скорости U_z и U_r — на U_0, давление P — на ρU_0^2, вихревая вязкость — на $U_0 d_1$. Кинетическая энергия турбулентности нормируется на U_0^2, а скорость диссипации кинетической энергии — на U_0^3 / d_1. В безразмерных переменных уравнения (2)–(7), (9)–(13) имеют такой же вид. Уравнения движения (2), (3) и (10), (11) содержат число Рейнольдса $\mathrm{Re} = U_0 d_1 / \nu$.

Функция тока и вихрь скорости вводятся стандартным образом:

$$U_z r = \partial\psi/\partial r, \quad U_r r = -\partial\psi/\partial z, \tag{21}$$

$$\omega = \partial U_r/\partial z - \partial U_z/\partial r. \tag{22}$$

Подставляя выражение (21) в (22), получаем уравнение функции тока

$$\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \omega = 0. \tag{23}$$

Уравнение вихря скорости можно получить из (10), (11) стандартным способом [26, 27]:

$$r^2\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\omega}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(-\frac{\omega}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)\right] = \left\{\frac{\partial}{\partial z}\left[r^3\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_\varepsilon\frac{\omega}{r}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial r}\left[r^3\frac{\partial}{\partial r}\left(\nu_\varepsilon\frac{\omega}{r}\right)\right]\right\} + r^3 S_\omega -$$

$$-\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\xi_1 + \xi_2\sqrt{U_z^2 + U_r^2}\right)\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right] - \frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\xi_1 + \xi_2\sqrt{U_z^2 + U_r^2}\right)\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z}\right], \tag{24}$$

где S_ω — член источника вихря скорости [26].

Численное решение уравнений (23) и (24) проводится конечно-разностным способом контрольного объема с переменным шагом пространственных координат [26–29]. Расчетная область состоит из центральной трубы, кольцевого канала и слоя катализатора. Вследствие симметрии потока относительно оси центральной трубы рассматривается только половина расчетной области. Расчеты проведены на разностной сетке размером 525×180. Шаги контрольной ячейки в радиальном направлении изменяются от 0,0125 до 0,0245, а в продольном направлении — от 0,01 до 0,02. Шаги контрольной ячейки сгущаются вблизи границ раздела сред и непроницаемых стенок кольцевого канала и центральной трубы. Разностный аналог уравнения вихря скорости рассчитывается методом стабилизирующей поправки [29, 30], разностный аналог уравнения функции тока — методом верхней релаксации [26, 27]. Вблизи непроницаемой стенки кольцевого канала и центральной трубы значения вихря вычисляются стандартной формой функции стенки [23, 24]. На торцевых стенках кольцевого канала и центральной трубы, где ставятся условия прилипания, используется условие Тома [26, 27].

Разностные уравнения кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации были получены методом контрольного объема и рассчитаны методом Гаусса–Зейделя [26–28].

Тестовые расчеты

Верификация модели и метода расчета осуществлялась на базе известных расчетных и экспериментальных исследований [5, 19].

В работе [19] были получены результаты экспериментов и расчетов турбулентного потока в трубе с неподвижным зернистым слоем. В настоящей работе, как и в [19], тестовые расчеты проведены с использованием макроскопической k-ε модели турбулентности [16]. Пористость неподвижного зернистого слоя считается постоянной. Граничные условия вблизи стенки трубы определяются стандартной формой функции стенки [19, 23, 24]. В расчетах получены профили скорости, кинетической энергии турбулентности, скорости диссипации кинетической энергии турбулентности и вихревой вязкости.

На рис. 2 показаны рассчитанные данные отношения вихревой вязкости к вязкости жидкости в зависимости от числа Рейнольдса, которое найдено по диаметру зерна неподвижного слоя ($\mathrm{Re}_p = U_0 d_p/\nu$). Результаты согласуются с представленными на этом же рисунке расчетными данными [19].

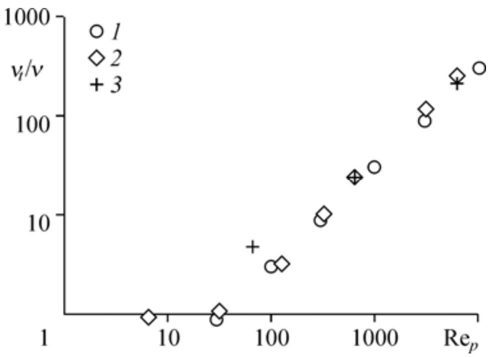

Рис. 2. Результаты расчетов вихревой вязкости в зависимости от числа Рейнольдса Re_p.
Настоящая работа — d_p = 3 мм (*1*), работа [19] — d_p = 3 (*2*), 30 (*3*) мм.

В следующей тестовой задаче осуществляются расчеты потоков в конфигурациях радиального реактора для сравнения с данными [5]. Расчеты проводились в соответствии с геометрическими размерами конфигураций CF-π и CP-π радиального реактора и режимными параметрами потоков, изученными в работе [5].

Распределения радиальной скорости по толщине неподвижного зернистого слоя в CF-π и CP-π конфигурациях показаны на рис. 3. Расчетные данные получены в разных сечениях по длине неподвижного зернистого слоя. Здесь же представлены расчетные данные [5] радиальной скорости по толщине неподвижного зернистого слоя в CF-π и CP-π конфигурациях радиального реактора. Как видно из рис. 3, распределения радиальной скорости хорошо согласуются с расчетными данными [5].

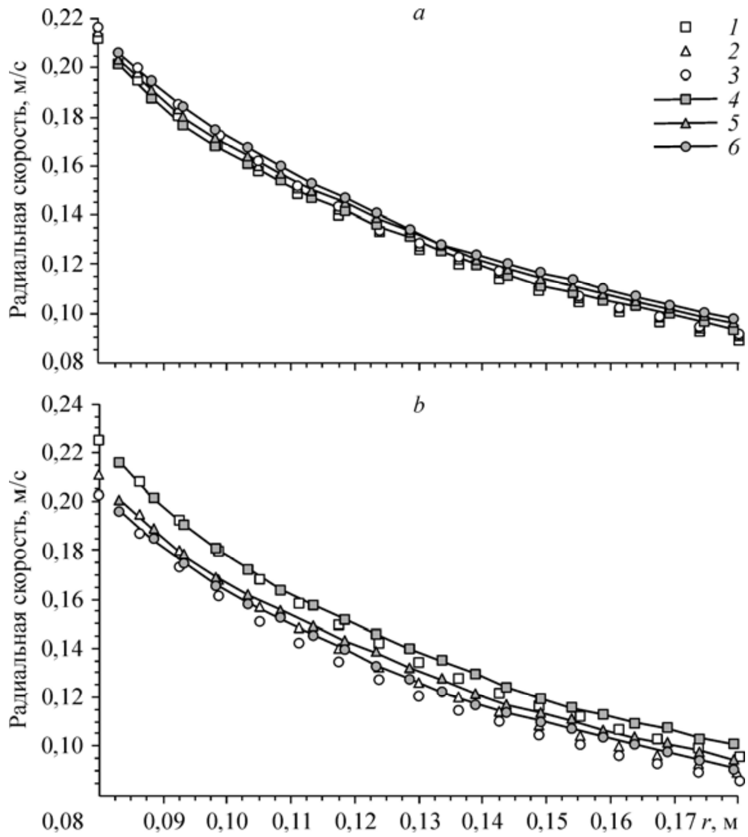

Рис. 3. Результаты расчетов радиальной скорости по радиусу неподвижного зернистого слоя CF-π (*a*) и CP-π (*b*) конфигураций радиального реактора.
Настоящая работа — z = 0,5 (*1*), 1 (*2*), 1,5 (*3*) м, работа [5] — z = 0,5 (*4*), 1 (*5*), 1,5 (*6*) м.

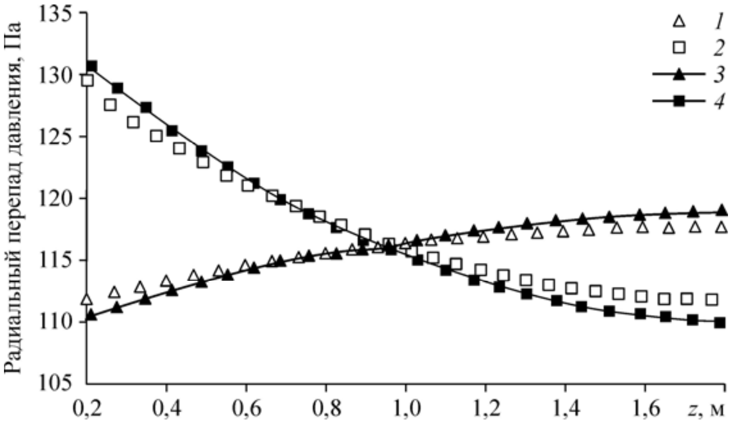

Рис. 4. Результаты расчетов перепада давления по толщине в зависимости от длины неподвижного зернистого слоя CF-π и CP-π конфигураций радиального реактора.
Настоящая работа — CF-π (*1*), CP-π (*2*), работа [5] — CF-π (*3*), CP-π (*4*).

В тестовых расчетах получены распределения перепадов давления по толщине в разных сечениях неподвижного зернистого слоя. Расчетные данные перепада давления по толщине в конфигурации CF-π повышаются от 110,5 до 118,5 Па по длине неподвижного зернистого слоя, в конфигурации CP-π снижаются от 132,5 до 110,5 Па по длине неподвижного зернистого слоя (см. рис. 4). Перепады давления по толщине в конфигурации CF-π показывают более равномерное распределение потока в слое катализатора, чем в конфигурации CP-π. Расчетные данные перепада давления по толщине в разных сечениях неподвижного зернистого слоя в CF-π и CP-π конфигурациях радиального реактора согласуются с результатами [5].

Из тестовых расчетов следует, что модель турбулентного потока и численный метод решения можно использовать для исследования гидродинамики радиального реактора.

Анализ результатов

Расчеты распределения потока проведены для конфигураций CF-π и CP-π радиального реактора. На рис. 5 показаны рассчитанные поля вектора скорости в конфигурациях CF-π (рис. 5*a*) и CP-π (рис. 5*b*). Данные получены при следующих значениях среднерасходной скорости в центральной трубе и параметрах слоя катализатора: U_0 = 1,87, 3,74 м/с, $\nu = 0{,}33\cdot10^{-5}$ м^2/с, d_k = 0,0017 м, ϕ = 0,35. Длина L и толщина H слоя катализатора равнялись соответственно 5,05 м и 0,89 м. Число Рейнольдса вычисляется по среднерасходной скорости и диаметру центральной трубы d_1 = 0,5 м: $\mathrm{Re} = U_0 d_1/\nu$. Расчеты проведены при Re = 283250, 566500.

В конфигурации CF-π радиального реактора поток распределяется в центральной трубе, перетекает через слой катализатора и вытекает через кольцевой канал (рис. 5*a*). Продольная скорость уменьшается по длине центральной трубы из-за перетока жидкости через слой катализатора. Распределение потока в центральной трубе зависит от действия сил инерции, давления и сопротивления неподвижного зернистого слоя. На входной части слоя катализатора скорость перетока возрастает от 0,042 до 0,049 м/с, т.е. имеет место неравномерное распределение потока. По толщине слоя катализатора скорость перетока снижается из-за роста радиальной координаты, и на выходе слоя катализатора она изменяется от 0,0095 до 0,0111 м/с. В кольцевом канале происходит ускорение потока по мере перетока жидкости через слой катализатора.

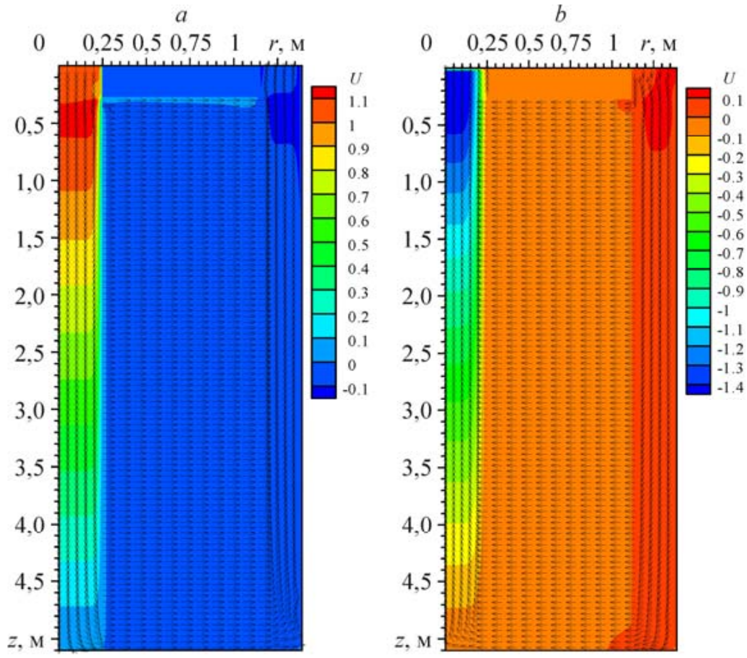

Рис. 5. Поля вектора скорости при Re = 283250.
Конфигурации CF-π (a) и CP-π (b).

В конфигурации CP-π поток распределяется в кольцевом канале, перетекает через слой катализатора и вытекает через центральную трубу (рис. 5*b*). Площадь кольцевого канала в 10,12 раз больше площади центральной трубы и среднерасходная скорость в кольцевом канале меньше на такую же величину. Поэтому в кольцевом канале при

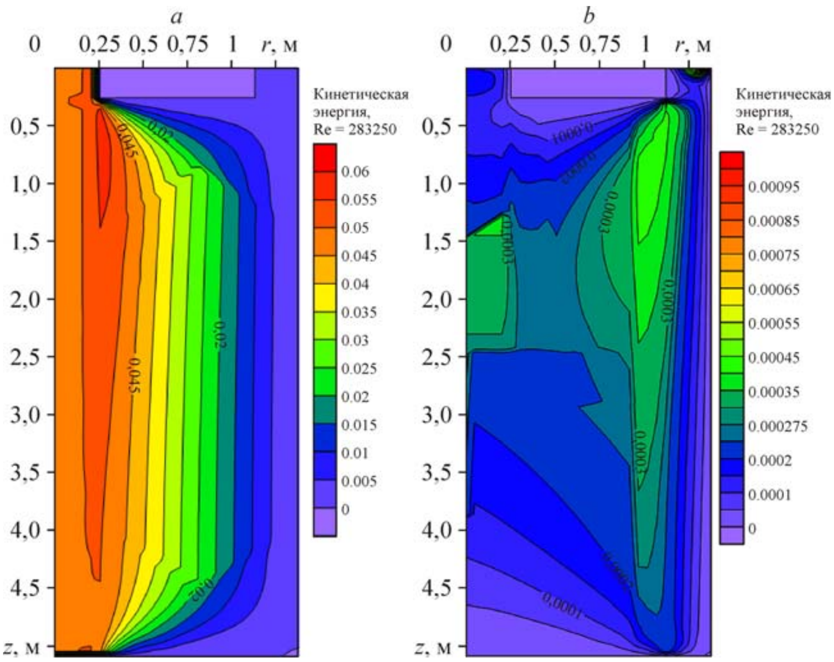

Рис. 6. Поля кинетической энергии турбулентности при Re = 283250.
Конфигурации CF-π (a) и CP-π (b).

одном и том же Re = 283250 сила инерции (кинетическая энергия) будет существенно меньше. Это оказывает влияние на распределение потока. Скорость перетока снижается во входном слое катализатора от 0,0119 до 0,0092 м/с. По толщине слоя катализатора скорость перетока возрастает из-за уменьшения радиальной координаты, и на выходе слоя катализатора она изменяется от 0,0575 до 0,0444 м/с.

Пространственные распределения вектора скорости показывают детальную структуру потока в центральной трубе, в слое катализатора и кольцевом канале в обеих конфигурациях радиального реактора в зависимости от режимных параметров (числа Рейнольдса, конструктивных данных каналов и слоя катализатора). При одинаковом Re = 283250 распределение потока в слое катализатора конфигурации CF-π более равномерное, чем в слое катализатора при конфигурации CP-π радиального реактора. Если в CF-π конфигурации скорость перетока больше в конечной части слоя катализатора, то в CP-π конфигурации, наоборот, радиальная скорость перетока больше в начальной части слоя катализатора. Это можно объяснить соотношением сил инерции, давления и гидродинамического сопротивления потока в каналах и слоя катализатора в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора. Данные расчета согласуются с результатами исследований [5].

На рис. 6 приведены распределения изолиний кинетической энергии турбулентности k в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора. В центральной трубе реактора конфигурации CF-π поле кинетической энергии турбулентности k определяется переносом, генерацией ее величины из осредненного движения и скоростью диссипации. Сильное изменение кинетической энергии турбулентности k имеет место на входной части слоя катализатора (рис. 6*a*). Это объясняется тем, что на границе раздела сред (центральная труба–слой катализатора) происходит генерация кинетической энергии турбулентности. Выражение генерации кинетической энергии турбулентности в пористой среде определяется по формуле $G_k = 39\phi^2 (1-\phi)^{5/2} \left(U_j U_j\right)^{3/2} / d_k$ [16] и зависит от распределения скорости и характеристик слоя катализатора. Скорость потока жидкости в слое катализатора уменьшается с ростом радиальной координаты. Как видно из рис. 6*a*, кинетическая энергия турбулентности k также начинает снижаться по толщине слоя катализатора с ростом радиальной координаты; в кольцевом канале происходит дальнейшее уменьшение величины k.

Таким образом, в слое катализатора CF-π конфигурации радиального реактора имеют место высокие уровни кинетической энергии турбулентности k, порожденные взаимодействием потока жидкости с пористой средой.

Распределение кинетической энергии турбулентности в конфигурации CP-π радиального реактора приведено на рис. 6*b*. Как отмечалось, в кольцевом канале скорости осредненного движения значительно ниже. Это оказывает влияние на поле кинетической энергии турбулентности. На границе раздела сред (кольцевой канал–пористая среда) происходит генерация кинетической энергии турбулентности k, которая является определяющей в распределении этой величины в слое катализатора и центральной трубе (рис. 6*b*).

На рис. 7 приведены результаты расчетов скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε в CF-π и CP-π конфигурациях радиального реактора. Как видно из рисунка, изолинии скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε подобны изолиниям кинетической энергии турбулентности k. Причем в слое катализатора CF-π конфигурации скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ε намного превосходят их значения в CP-π конфигурации радиального реактора.

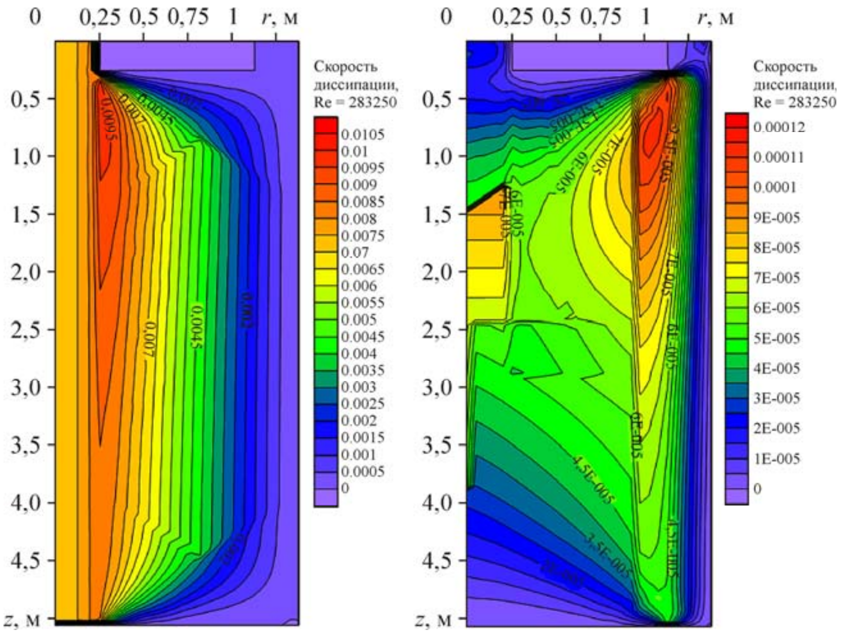

Рис. 7. Поля скорости диссипации кинетической энергии турбулентности при Re = 283250. Конфигурации CF-π, (*a*), CP-π (*b*).

Расчетные данные показывают, что в соответствии с выражением генерации скорости диссипации кинетической энергии турбулентности $G_\varepsilon = 411\phi^{5/2}(1-\phi)^4 (U_j U_j)^2 / d_k$ [16] высокие значения ε наблюдаются в слое катализатора.

Поля вихревой вязкости, найденные по k-ε модели турбулентности, представлены на рис. 8. В CF-π конфигурации вихревая вязкость имеет высокие значения по сравнению со значениями в CP-π конфигурации. Из рисунка видно, что в большей части обеих

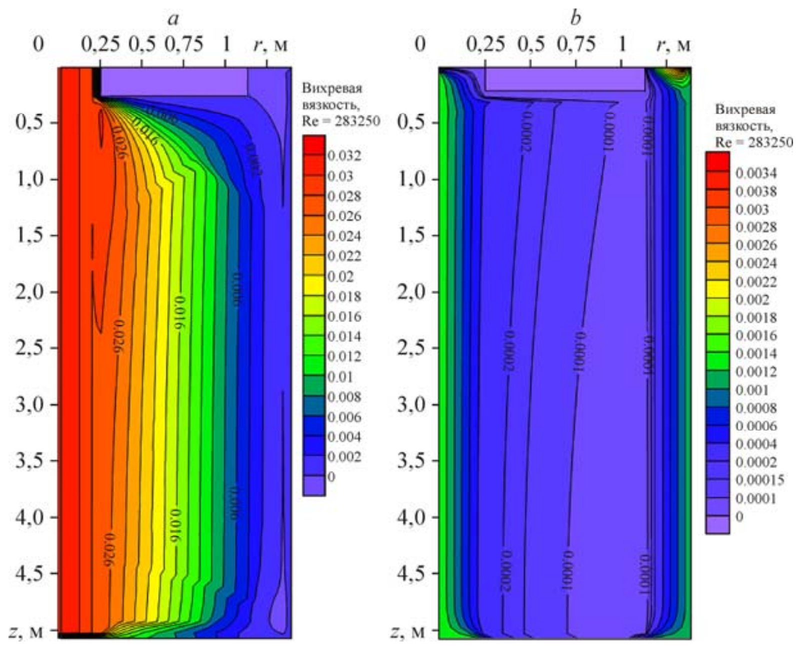

Рис. 8. Поля вихревой вязкости в расчетной области при Re = 283250. Конфигурации CF-π, (*a*), CP-π (*b*).

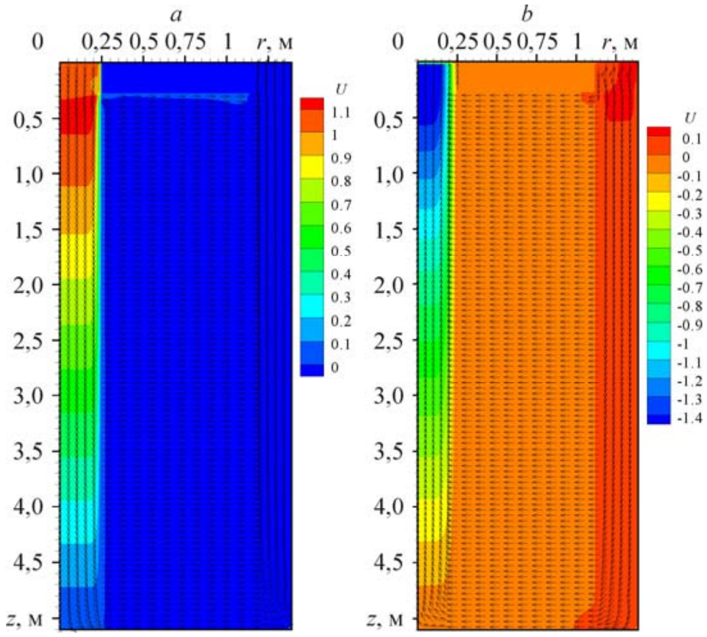

Рис. 9. Поля вектора скорости при Re = 566500.
Конфигурации CF-π; (*a*), CP-π (*b*).

конфигураций по высоте слоя катализатора вихревая вязкость имеет одинаковые значения.

На рис. 9–11 приведены рассчитанные распределения изолиний вектора скорости, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации в CF-π и CP-π конфигурациях радиального реактора при Re = 566 500.

Увеличение числа Рейнольдса с 283250 до 566500 вызывает повышение гидродинамической неравномерности потока в слое катализатора. В CF-π конфигурации

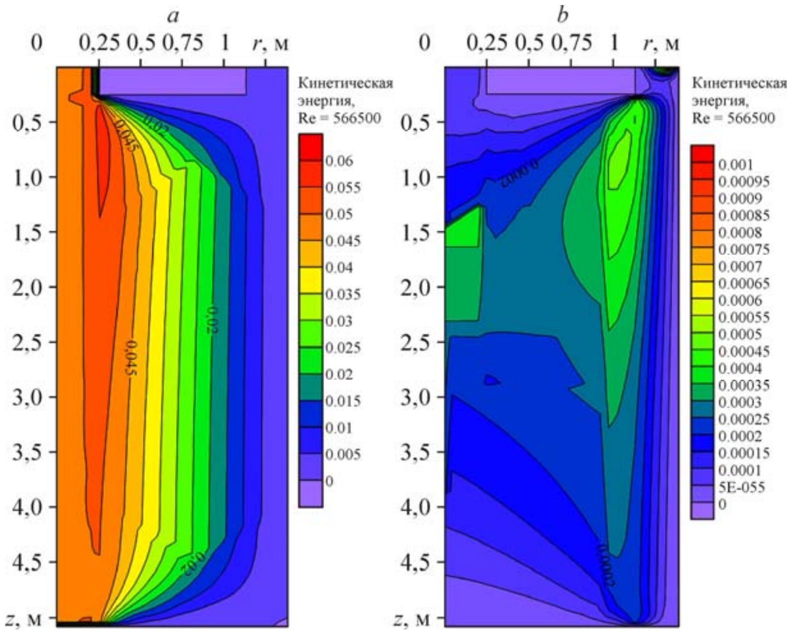

Рис. 10. Поля кинетической энергии турбулентности при Re = 566500.
Конфигурации CF-π; (*a*), CP-π (*b*).

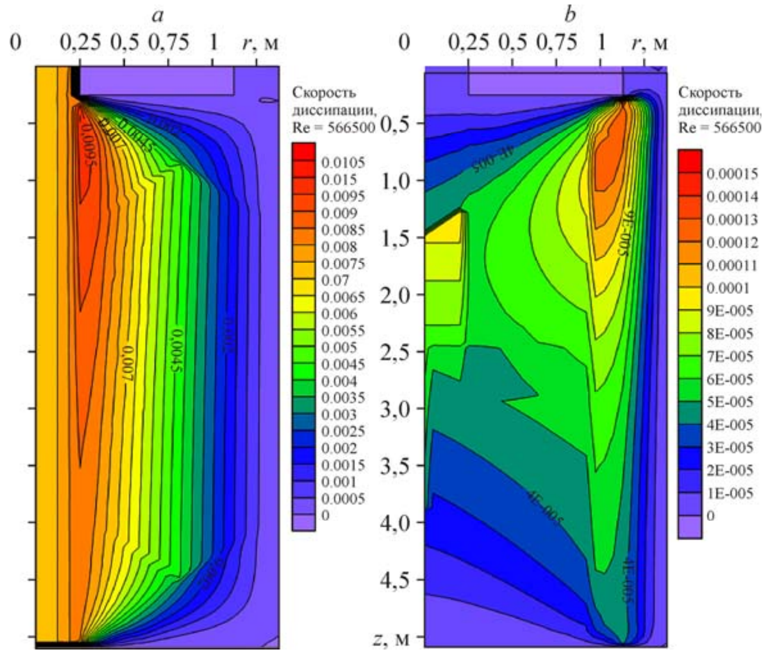

Рис. 11. Поля скорости диссипации кинетической энергии турбулентности при Re = 566500. Конфигурации CF-π, (*a*), CP-π (*b*).

распределение потока приводит к возрастанию радиальной скорости перетока от 0,0818 до 0,0987 м/с, т.е. степень неравномерности потока по высоте слоя катализатора составляет $n = v_{\max} / v_{\min} \sim 1{,}207$. В CP-$\pi$ конфигурации степень неравномерности потока по высоте слоя катализатора повышается до n = 1,53. Повышение гидродинамической неравномерности потока в слое катализатора при Re = 566500 объясняется ростом неравномерности перепада давления через слой катализатора и распределением потоков в центральной трубе и кольцевом канале.

Поля кинетической энергии турбулентности (рис. 10) и скорости диссипации кинетической энергии турбулентности (рис. 11) имеют практически такие же структуры, как в случае Re = 283250. Это соответствует известному факту подобия турбулентных характеристик по числу Рейнольдса.

Заключение

Приводятся результаты численных расчетов турбулентного потока в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора. На границах раздела свободная часть–слой катализатора использовались условия непрерывности компонентов вектора скорости, давления, кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации.

Расчетные данные по осредненным и турбулентным характеристикам потока получены при Re = 283250, 566500. Поля вектора скорости, кинетической энергии турбулентности, скорости ее диссипации и вихревой вязкости определяют детальную структуру потока в центральной трубе, слое катализатора и кольцевом канале. Расчетные данные по турбулентным характеристикам показывают генерацию кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации в слое катализатора. В конфигурации CP-π распределение потока по высоте слоя катализатора происходит неравномерно по сравнению с CF-π конфигурацией радиального реактора. Это объясняется ростом неравномерности перепада давления через слой катализатора и вызвано распределением потоков в центральной трубе и кольцевом канале.

Расчетные данные, полученные при Re = 566500, показывают рост неравномерности распределения потока по высоте слоя катализатора в конфигурациях CF-π и CP-π радиального реактора. Поля кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации выражают подобие турбулентных характеристик по числу Рейнольдса.

Список литертатуры

1. **Кирьянов Д.И., Смоликов М.Д., Пашков В.В., Проскура А.Г., Затолокина Е.В., Удрас И.Е., Белый А.С.** Современное состояние процесса каталитического риформинга бензиновых фракций. Опыт производства и промышленной эксплуатации катализаторов риформинга серии ПР // Российский химический журнал. 2007. Т. LI, № 4. С. 60–68.
2. **Genkin V.S., Dil'man V.V., Sergeev S.P.** The distribution of a gas stream over the height of a catalyst bed in a radial contact apparatus // Int. Chem. Eng. 1973. Vol. 13. P. 24–28.
3. **Mu Z., Wang J., Wang T., Jin Y.** Optimum design of radial flow moving-bed reactors based on a mathematical hydrodynamic model // Chem. Eng. and Process. 2003. Vol. 42, No. 5. P. 409–417.
4. **Bolton G.T., Hooper C.W., Mann R., Stitt E.H.** Flow distribution and velocity measurement in a radial flow fixed bed reactor using electrical resistance tomography // Chem. Eng. Sci. 2004. Vol. 59, No. 10. P. 1989–1997.
5. **Kareeri A., Zughbi H.D., Al-Ali H.H.** Simulation of flow in a radial flow fixed bed reactor (RFBR) // Ind. Eng. Chem. Res. 2006. Vol. 45, No. 8. P. 2862–2874.
6. **Zhang X.J., Lu J.L., Qiu L.M., Zhand X.B., Wang X.L.** A mathematical model for designing optimal shape for the cone used in z-flow type radial flow adsorbers // Chinese J. of Chem. Eng. 2013. Vol. 21, No. 5. P. 494–499.
7. **Ochoa-Tapia J.A., Whitaker S.** Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid I: theoretical development // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1995. Vol. 38, No. 14. P. 2635–2646.
8. **Ochoa-Tapia J.A., Whitaker S.** Momentum transfer at the boundary between a porous medium and a homogeneous fluid II: comparison with experiment // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1995. Vol. 38, No. 14. P. 2647– 2655.
9. **Beckermann C., Viskanta R., Ramadhyani S.** Natural convection in vertical enclosures containing simultaneously fluid and porous layers // J. Fluid Mech. 1988. Vol. 186. P. 257–284.
10. **Гольдштик М.А.** Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: ИТФ, 1984. 163 с.
11. **Chan H.C., Huang W.C., Leu J.M., Lai C.J.** Macroscopic modeling of turbulent flow over a porous medium // Int. J. Heat and Fluid Flow. 2007. Vol. 28, No. 5. P. 1157–1166.
12. **Masuoka T., Takatsu Y.** Turbulence model for flow through porous media // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1996. Vol. 39, No. 13. P. 2803–2809.
13. **Getachew D., Minkowycz W.J., Lage J.L.** A modified form of the k–ε model for turbulent flow of an incompressible fluid in porous media // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2000. Vol. 43, No. 16. P. 2909–2915.
14. **Pedras M.H.J., de Lemos M.J.S.** Macroscopic turbulence modeling for incompressible flow through undeformable porous media // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2001. Vol. 44, No. 6. P. 1081–1093.
15. **De Lemos M. S. J.** Turbulence in porous media: modeling and applications. Amsterdam : Elsevier, 2012. 371 p.
16. **Nakayama A., Kuwahara F.** A macroscopic turbulence model for flow in a porous medium // J. Fluids Eng. 1999. Vol. 121, No. 2. P. 427–433.
17. **Nakayama A., Kuwahara F.** A general macroscopic turbulence model for flows in packed beds, channels, pipes and rod bundles // J. Fluids Eng. 2008. Vol. 130, No. 10. P. 1–7.
18. **Vafai K., Khanafer K., Minkowycz W.J., Bejan A.** Synthesis of models for turbulent transport through porous media // Handbook of Numerical Heat Transfer. N.Y.: Wiley, 2005. P. 389–414.
19. **Guo B., Yu A., Wright B., Zulli P.** Simulation of turbulent flow in a packed bed // Chem. Eng. Technol. 2006. Vol. 29, No. 19. P. 596–603.
20. **Afandizadeh E.A.** Foumeny design of packed bed reactors: guides to catalyst shape, size, and loading selection // Appl. Thermal Engeneering. 2001. Vol. 21, No. 6. P. 669–682.
21. **Launder B.E., Sharma B.I.** Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disk // Lett. Heat and Mass Transfer. 1974. Vol. 3. P. 269–289.
22. **Slattaery J.C.** Advanced transport phenomena. cambridge: Cambridge University Press, 1999. 709 p.
23. **Launder B.E., Spalding D.B.** The numerical computation of turbulent flows // Comput. Methods in Appl. Mechanics Engrg. 1974. Vol. 3, No. 2. P. 269–289.
24. **Pope S.P.** Turbulent flows. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 771 p.
25. **Бэтчелор Дж.** Введение в динамику жидкости: пер. с англ. М.: Мир, 1973. 778 с.
26. **Госмен А.Д., Пан В.И., Ранчел А.К., Сполдинг Д.В., Вольфштейн М.** Численные методы течений вязкой жидкости: пер. с англ. М.: Мир, 1972. 320 с.
27. **Роуч П.** Вычислительная гидродинамика: пер. с англ. М.: Мир, 1980. 616 с.
28. **Chung T.J.** Computational fluid dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 520 p.
29. **Kuznetsov G.V., Sheremet M.A.** Numerical simulation of turbulent natural convection in a rectangular enclosure having finite thickness walls // Int. J. Heat and Mass. Transfer. 2010. Vol. 53, No. 1–3. P. 163–177.
30. **Самарский А.А.** Теория разностных схем. Москва: Наука, 1977. 653 с.

Статья поступила в редакцию 11 марта 2014 г., после переработки — 3 июля 2014 г.