

УДК 532.526.75:532.135:621.928.37

© 2005 г. В. О. ЯБЛОНСКИЙ

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ РАБОЧЕГО ПРОСТРАНСТВА ЦИЛИНДРО-КОНИЧЕСКОГО ГИДРОЦИКЛОНА НА ГИДРОДИНАМИКУ ТЕЧЕНИЯ НЕНЬЮТОНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

Методом численного моделирования исследована гидродинамика течения неньютоновской жидкости со свободной поверхностью в цилиндроконическом гидроциклоне. Для различных значений угла конусности конической части корпуса гидроциклона рассчитаны распределения составляющих скорости и давления, а также зависимость толщины пленки жидкости от осевой координаты. Исследовано влияние реологических свойств жидкости, и определяющих критериев подобия на гидродинамику течения.

Ключевые слова: цилиндроконический гидроциклон, неньютоновская жидкость, численное моделирование, угол конусности, реологические свойства.

До сих пор изучение гидродинамики цилиндроконического гидроциклона выполнялось для случая течения ньютоновской жидкости [1–4], однако разделяемые в химической промышленности суспензии во многих случаях являются неньютоновскими средами, эффективная вязкость которых зависит от интенсивности скоростей деформаций. Влияние угла конусности конической части корпуса гидроциклона на гидродинамику течения зависит от реологических свойств разделяемой в нем среды. Таким образом разработка адекватной модели течения неньютоновской жидкости в гидроциклоне, учитывающей влияние угла конусности его корпуса, актуальная и практически важная задача, решение которой позволит создать универсальную методику инженерного расчета таких аппаратов.

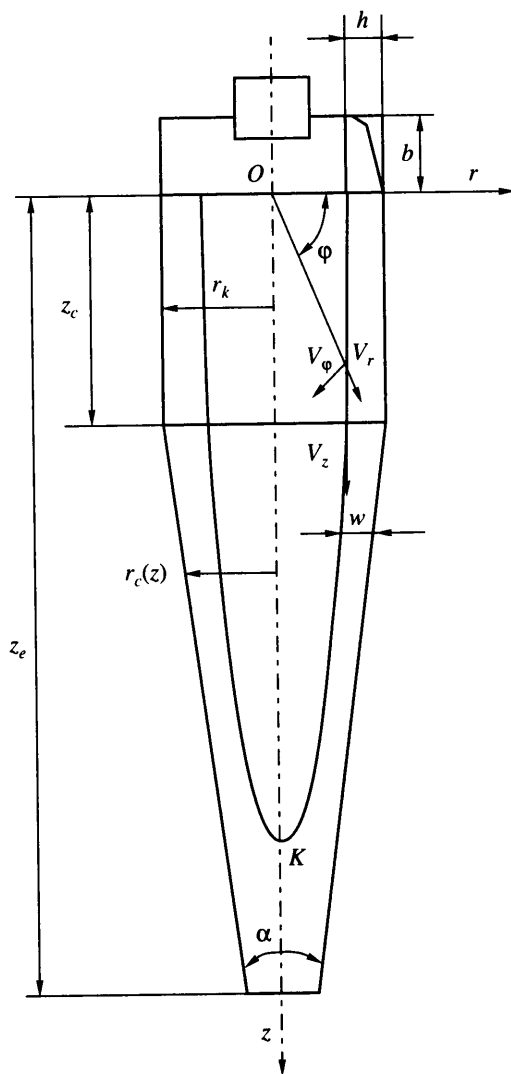
Для создания адекватной модели течения в гидроциклоне необходимо привлечение полных уравнений гидромеханики [1], решение которых для закрученного течения в конической части корпуса до сих пор не получено. При течении неньютоновских сред уравнения реодинамики учитывают реологическое уравнение состояния, которое применимо к суспензиям и обычно записывается в виде степенного уравнения Оствальда–де-Вейля [5, 6].

Моделирование гидродинамики неньютоновской жидкости в цилиндрическом проточном гидроциклоне выполнено в [7, 8]. Однако наибольшее распространение в промышленности нашли цилиндроконические гидроциклоны, широко применяемые для очистки технологических жидкостей и отходов производства.

В данной работе решена задача о течении пленки жидкости со свободной поверхностью в цилиндроконическом гидроциклоне с использованием полных уравнений Навье–Стокса, что относится как к ньютоновской, так и к неньютоновской жидкостям.

1. Постановка задачи и математическая модель. Математическая модель процесса развития вращательного течения пленки неньютоновской жидкости в цилиндроконическом гидроциклоне представляет собой совокупность уравнений реодинамики и уравнения неразрывности, граничных условий и условия постоянства расхода жидкости в направлении оси гидроциклона. Схема течения приведена на фиг. 1.

Гидроциклон состоит из цилиндрической камеры, в которую тангенциально подается жидкость, и конического участка. Поступившая в корпус гидроциклона жидкость стекает, вращаясь, по его стенкам вниз под действием сил тяжести и давления, обладая радиальной V_r , окружной V_ϕ и осевой V_z составляющими скорости. Полагает-



Фиг. 1. Схема течения в цилиндрикоконическом гидроциклоне

ся, что течение – осесимметричное и распределения компонентов скорости не зависят от угловой координаты. Для обеспечения осесимметричного ввода разделяемой среды в гидроциклон прибегают к установке в цилиндрической камере нескольких тангенциальных входных патрубков, равномерно распределенных по окружности. Режим течения ламинарный [9]; силы поверхностного натяжения и трения пленки о газовую среду исчезающе малы; жидкость несжимаема; течение безволновое, давление воздуха в корпусе гидроциклона постоянно и равно атмосферному P_0 .

Реологические свойства суспензии описываются обобщенным законом Оствальда-де-Вейля

$$\tau_{ij} = kA^{n-1}\gamma_{ij}$$

$$A = \sqrt{2\left(\frac{\partial V_r}{\partial r}\right)^2 + 2\left(\frac{V_r}{r}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial V_z}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_\phi}{\partial r} - \frac{V_\phi}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_\phi}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial V_z}{\partial r} + \frac{\partial V_r}{\partial z}\right)^2} \quad (1.1)$$

где τ_{ij} – компоненты тензора напряжений (Па), γ_{ij} – компоненты тензора скоростей деформаций (c^{-1}), A – интенсивность скоростей деформаций (c^{-1}), n – показатель нелинейности кривой течения, k – индекс consistency (Па · c^n), r, z – радиальная и осевая координаты (м), φ – окружная координата (град).

Подставляя в систему уравнений Навье–Стокса и неразрывности [10] значения компонент тензора напряжений, определенные согласно реологическому соотношению (1.1), получим систему уравнений реодинамики неньютоновской жидкости в безразмерной форме

$$G \frac{\partial G}{\partial R} + H \frac{\partial G}{\partial Z} - \frac{\theta^2}{R} = -\frac{\partial F}{\partial R} + \frac{1}{\text{Re}_n} \left[2 \frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial R} \frac{\partial F}{\partial R} + 2 A_0^{n-1} \frac{\partial^2 F}{\partial R^2} + \frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial Z} \left(\frac{\partial H}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial Z} \right) + \right. \\ \left. + A_0^{n-1} \frac{\partial^2 H}{\partial Z \partial R} + A_0^{n-1} \frac{\partial^2 F}{\partial Z^2} + 2 A_0^{n-1} \frac{1}{R} \frac{\partial F}{\partial R} - 2 A_0^{n-1} \frac{G}{R^2} \right] \quad (1.2)$$

$$G \frac{\partial H}{\partial R} + H \frac{\partial H}{\partial Z} = -\frac{\partial F}{\partial Z} + \frac{1}{\text{Re}_n} \left[\frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial R} \left(\frac{\partial H}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial Z} \right) + A_0^{n-1} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 G}{\partial R \partial Z} \right) + \right. \\ \left. + 2 A_0^{n-1} \frac{\partial^2 H}{\partial Z^2} + 2 \frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial Z} \frac{\partial H}{\partial Z} \right] + \frac{1}{\text{Fr}} \quad (1.3)$$

$$G \frac{\partial \theta}{\partial R} + \frac{\theta G}{R} + H \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Re}_n} \left[\frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial R} \left(\frac{\partial \theta}{\partial R} - \frac{\theta}{R} \right) + A_0^{n-1} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \theta}{\partial R} - \frac{\theta}{R^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial R^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\partial A_0^{n-1}}{\partial Z} \frac{\partial \theta}{\partial Z} + A_0^{n-1} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} \right] \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial G}{\partial R} + \frac{\partial H}{\partial Z} + \frac{G}{R} = 0 \quad (1.5)$$

Система уравнений (1.2)–(1.5) решается при граничных условиях $Z \leq Z_c$

$$R = 1, \quad G = 0, \quad \theta = 0, \quad H = 0$$

$$R = 1 - W, \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} - \frac{\theta}{R} = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial Z} = 0$$

$$G = H \frac{\partial W}{\partial Z}, \quad F = -\frac{2k U_0^{n-2} A_0^{n-1} \partial G}{\rho r_k^n \partial R}$$

$Z > Z_c$

$$R = 1 - (Z - Z_c) \text{tg} \left(\frac{1}{2} \alpha \right), \quad G = 0, \quad \theta = 0, \quad H = 0$$

$$R = 1 - (Z - Z_c) \text{tg} \left(\frac{1}{2} \alpha \right) - W, \quad \frac{\partial \theta}{\partial R} - \frac{\theta}{R} = 0, \quad \frac{\partial H}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial Z} = 0 \quad (1.6)$$

$$G = H \left[\frac{\partial W}{\partial Z} + \operatorname{tg} \left(\frac{1}{2} \alpha \right) \right], \quad F = - \frac{2kU_0^{n-2} A_0^{n-1} \partial G}{\rho r_k^n \partial R}$$

$$Z = 0, \quad \theta = \frac{2}{A}(1-R), \quad H = \frac{2B(1-R)}{\pi A(2-A)}, \quad G = 0, \quad F = F_n(R)$$

$$Z = Z_e, \quad \frac{\partial H}{\partial Z} = \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\partial G}{\partial Z} = 0$$

$$A_0 = \sqrt{2 \left(\frac{\partial G}{\partial R} \right)^2 + 2 \left(\frac{G}{R} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial H}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial R} - \frac{\theta}{R} \right)^2 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial Z} \right)^2}$$

$$\operatorname{Fr} = \frac{U_0^2}{g r_k}, \quad \operatorname{Re}_n = \frac{\rho r_k^n U_0^{2-n}}{k}, \quad Q = \frac{q}{\pi r_k^2 U_0} = \frac{ab}{\pi r_k^2}$$

Здесь A_0 – безразмерная интенсивность скоростей деформаций, Fr – центробежное число Фруда (фактор разделения), Re_n – аналог числа Рейнольдса для степенных жидкостей, Q – безразмерный расход.

Соотношения между безразмерными и размерными переменными

$$Z = \frac{z}{r_k}, \quad R = \frac{r}{r_k}, \quad H(R, Z) = \frac{V_z}{U_0}, \quad G(R, Z) = \frac{V_r}{U_0}, \quad \theta(R, Z) = \frac{V_\varphi}{U_0}$$

$$F(R, Z) = \frac{P - P_0}{\rho U_0^2}, \quad W = \frac{w}{r_k}, \quad A = \frac{a}{r_k}, \quad B = \frac{b}{r_k}, \quad U_0 = \frac{q}{ab}$$

Здесь Z, R – осевая и радиальная координаты, $H(R, Z), G(R, Z), \theta(R, Z)$ – осевая, радиальная и окружная составляющие скорости, $F(R, Z)$ – давление, $F_b(R)$ – функция распределения давления в радиальном сечении при $Z = 0$, W – толщина пленки жидкости, A, B ширина и высота входного патрубка, Z_c – осевой размер цилиндрической камеры, Z_e – координата сливного отверстия конической части корпуса, U_0 – средняя скорость во входном патрубке ($\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$), q – расход жидкости ($\text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$), P – давление в жидкости (Па), ρ – средняя плотность жидкости ($\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$), g – ускорение силы тяжести ($\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$), r_k – радиус цилиндрической камеры (м), α – угол конусности конической части корпуса (град).

В соответствии с принятыми условиями ввода жидкости в гидроциклон для обеспечения постоянства расхода в осевом направлении необходимо вычисление средней осевой составляющей скорости в начальном сечении пленки при $Z = 0$, но более точной и физически обоснованной исходя из выполнения условия прилипания на стенке является задание линейных распределений осевой и окружной составляющих скорости. Распределение давления $F_b(R)$ при $Z = 0$ рассчитывается как центробежное давление, соответствующее принятым распределениям составляющих скорости при радиальном равновесии потока.

На выходе из конической части корпуса гидроциклона задано “мягкое” граничное условие [11], заключающееся в равенстве нулю производных составляющих скорости по осевой координате, соответствующее течению в цилиндрическом сливном патрубке.

2. Метод решения. Для определения гидродинамических параметров течения система дифференциальных уравнений в частных производных (1.2)–(1.5) с граничными условиями (1.6) интегрировалась по методу конечных разностей с учетом геометрии

рабочего пространства гидроциклона. Конечно – разностный аналог уравнений гидродинамики и неразрывности послужил основой для разработки программы вычислений. Программа предусматривала проведение расчетов по формулам, построенным на основании конечно-разностного аналога математической модели (1.2)–(1.6), представляющего собой неявную конечно – разностную схему. Решение реализовано на ЭВМ как последовательная (по узлам сетки) циклическая процедура по методу Зейделя. В очередном узле сетки из конечно-разностных аналогов уравнений (1.2)–(1.4) определяли давление F , осевую и окружную составляющие скорости потока H и θ , из аналога уравнения неразрывности (1.5) – радиальную G . Из кинематического граничного условия (уравнения траектории) находилась радиальная составляющая скорости G на поверхности пленки, из динамического граничного условия – давление F на поверхности пленки.

Расчетная область течения разбивалась неравномерной сеткой в соотношении 60×40 ячеек по радиальной и осевой координатам: в радиальном направлении от свободной поверхности пленки до стенки, в осевом направлении – от нижней границы входного патрубка до сливного отверстия. Таким образом, размер и форма ячеек сетки определялись профилем свободной поверхности пленки и углом конусности α .

Ввиду того что рассматривается пленочное течение жидкости, обладающей высокой эффективной вязкостью, толщина пограничного слоя на стенке корпуса оказывалась равной толщине пленки, поэтому применяемая сетка с разбиением 60×40 ячеек по радиальной и осевой координатам обеспечивала необходимую точность описания течения в пограничном слое.

Толщина пленки жидкости определялась из интегрального уравнения неразрывности

$$Q = 2 \int_{R_c(Z)-W}^{R_c(Z)} RH(R, Z) dR = \text{const} \quad (2.1)$$

$$R_c(Z) = \frac{r_c(z)}{r_k}$$

где $r_c(z)$ – радиус корпуса гидроциклона, (м).

Уравнение (2.1) выражает условие постоянства расхода в гидроциклоне в осевом направлении. В (2.1) интегрирование профиля осевой составляющей скорости по толщине пленки жидкости выполнялось для текущего значения $R_c(Z)$, заданного кусочно-линейной функцией Z , и для цилиндрической камеры гидроциклона при $Z \leq Z_c$, определяемого из соотношения $R_c(z) = 1$, а для конической части корпуса при $Z > Z_c$ вычисляемого по формуле $R_c(Z) = 1 - (Z - Z_c) \text{tg}(\alpha/2)$. Толщина пленки рассчитывалась из выражения, полученного из (2.1)

$$W = R_c(Z) - \sqrt{[R_c(Z)]^2 - \frac{Q}{H_m(Z)}} \quad (2.2)$$

где $H_m(Z)$ – среднее значение осевой составляющей скорости в радиальном сечении при $Z = \text{const}$.

Величина $H_m(Z)$ определяется путем интегрирования полученного профиля осевой составляющей скорости $H(R, Z)$ в каждом радиальном сечении при $Z = \text{const}$ численным методом. Толщина пленки в начальном сечении принимается равной ширине входного патрубка гидроциклона.

За начальное приближение приняты линейные распределения составляющих скорости по толщине пленки, удовлетворяющие граничным условиям на стенке и обеспечивающие заданный расход жидкости Q .

Итерационный процесс состоит из внутреннего цикла, в котором производится расчет составляющих скорости и давления в соответствии с конечно-разностным аналогом системы уравнений (1.2)–(1.6) и внешнего цикла, в котором выполняется расчет толщины пленки в соответствии с уравнением (2.2). В каждом цикле используется свой критерий итерационной сходимости.

Расчет полей составляющих скорости и давления заканчивался, когда расхождение между значениями двух последних итераций не превышало заданного значения критерия сходимости $E_1 = 10^{-5}$ во всех узлах расчетной сетки. Затем переходили к пересчету значений толщины пленки по уравнению (2.2) по всем точкам в осевом направлении. Расчет заканчивался, когда значения толщины пленки, вычисленные во всех точках по оси Z на двух последних итерациях, различались менее чем на значение $E_2 = 10^{-5}$.

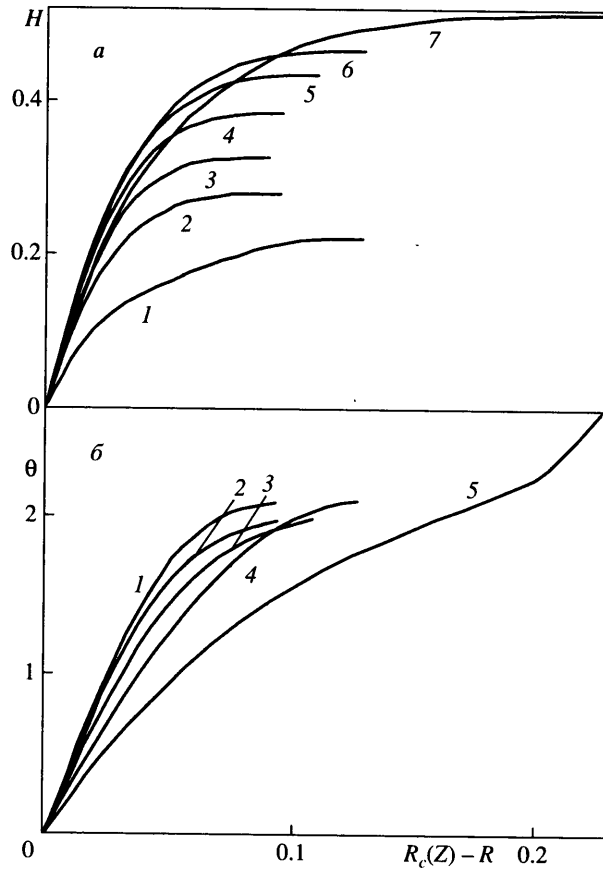
В случае слияния пленки жидкости в сплошной поток в нижней зоне конической части корпуса гидроциклона решение получено только для области, лежащей выше точки слияния, и эта точка принималась за нижнюю границу потока. Расчет толщины пленки по уравнению (2.2) выполнялся в направлении оси Z до точки, предшествующей слиянию пленки. Точка слияния пленки K на фиг. 1, определяемая из условия $W(Z) = R_c(Z)$, названа критической. Вблизи этой точки при $R \rightarrow 0$ и $\theta(R, Z) \rightarrow \infty$ разностная схема теряет устойчивость, поэтому по достижении точки, предшествующей критической, расчет прекращался и вычислялось следующее приближение. Полагая, что течение в области точки слияния при стремлении радиальной координаты к нулю оказывает слабое воздействие на пленочное течение жидкости в пограничном слое выше критической точки, можно считать, что выше этой точки получено корректное решение при использовании “мягкого” граничного условия на нижней границе потока. В том случае, если слияния потоков не происходило, расчет выполнялся до сливного отверстия конической части корпуса гидроциклона.

3. Анализ результатов численного моделирования. Течение неньютоновской жидкости в гидроциклоне характеризуется показателем нелинейности n , числами Фруда Fr (фактором разделения) и Рейнольдса Re_n для неньютоновских жидкостей, а также расходом Q .

В результате численного решения системы уравнений (1.2)–(1.4) совместно с уравнением неразрывности (1.5) при условии постоянства Q (2.1) рассчитаны распределения составляющих скорости H , θ , G и давления F , а также зависимость толщины пленки жидкости W от Z . Моделирование течения неньютоновской жидкости в цилиндроконическом гидроциклоне выполнено для углов конусности $\alpha = 5, 10$ и 15° при высоте цилиндрической камеры ($Z_k = 2$) для значений показателя $n = 0.6$ – 1.3 , соответствующих псевдопластическим ($n < 1$) и дилатантным ($n > 1$) свойствам жидкости, а также для ньютоновской жидкости ($n = 1$). Результаты численного моделирования представлены на фиг. 2–6.

Из анализа зависимостей $H(R, Z)$, приведенных на фиг. 2, *a*, следует, что осевая составляющая скорости H возрастает в направлении Z вследствие действия на пленку жидкости сил тяжести и давления. Из сравнения зависимостей, на фиг. 2, *a, б* и 3, *a, б*, видно, что распределения H и θ имеют большую наполненность для псевдопластической жидкости ($n = 0.6$) по сравнению с ньютоновской ($n = 1$).

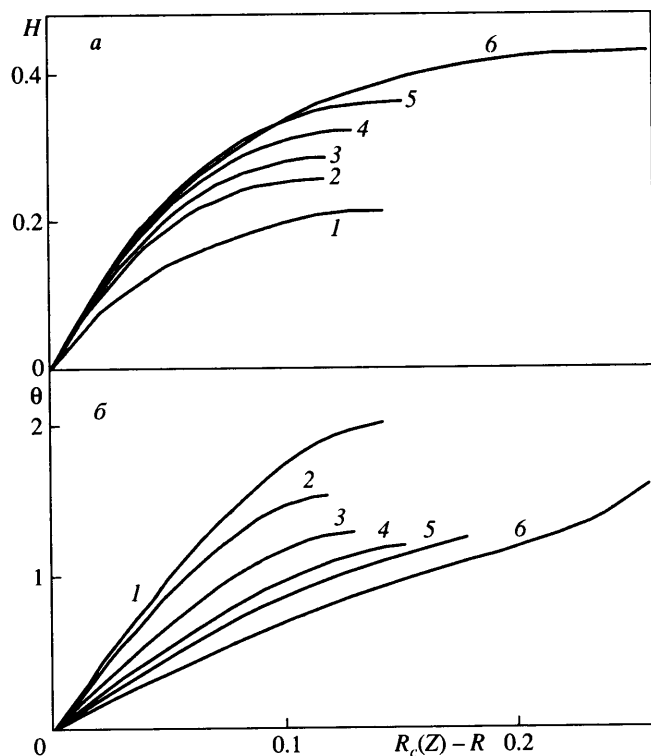
Из анализа зависимостей на фиг. 4 следует, что с возрастанием числа Fr толщина пленки W псевдопластической жидкости увеличивается из-за усиления влияния центробежных сил на поток и снижения воздействия силы тяжести, особенно в нижней зоне конической части корпуса гидроциклона, где окружная составляющая θ резко возрастает. Для ньютоновской жидкости увеличение толщины пленки с возрастанием Fr происходит более интенсивно, так как при высоких скоростях сдвига эффективная вязкость псевдопластической жидкости снижается, а для ньютоновской остается постоянной.



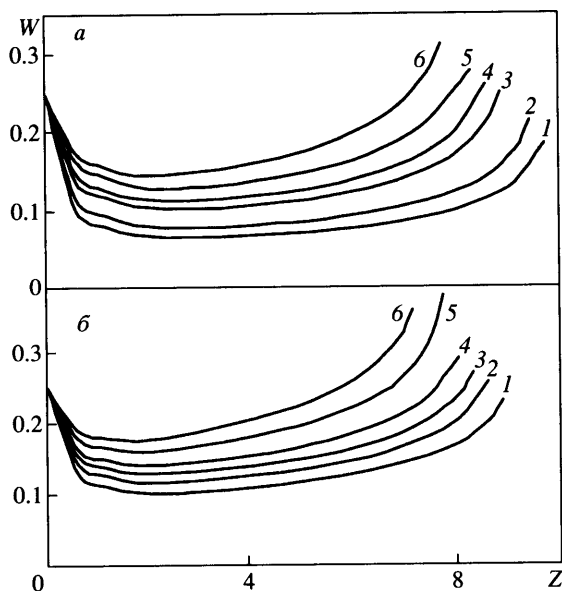
Фиг. 2. Распределения осевой $H(R, Z)$ (а) и окружной $\theta(R, Z)$ (б) составляющих скорости по R при течении псевдопластической жидкости в цилиндроконическом гидrocиклоне для $n = 0.6$; $Fr = 73.4$; $Re_n = 4000$; $Q = 0.04$; $\alpha = 10^\circ$: 1-7 - $Z = 0.6$; 1.8; 3; 4.8; 6.6; 7.8; 9.6 (а); 1-5 - $Z = 0.6$; 1.8; 4.8; 6.6; 9.6 (б)

Составляющая θ_s сначала затухает в направлении Z (фиг. 5, а) из-за трения потока о стенки (см. также зависимости, приведенные на фиг. 2, б, соответствующие различным значениям Z), но по мере сужения конической части корпуса резко возрастает, причем особенно интенсивно в областях, приближенных к поверхности пленки, что объясняется сохранением первоначального момента количества движения вращающейся жидкости.

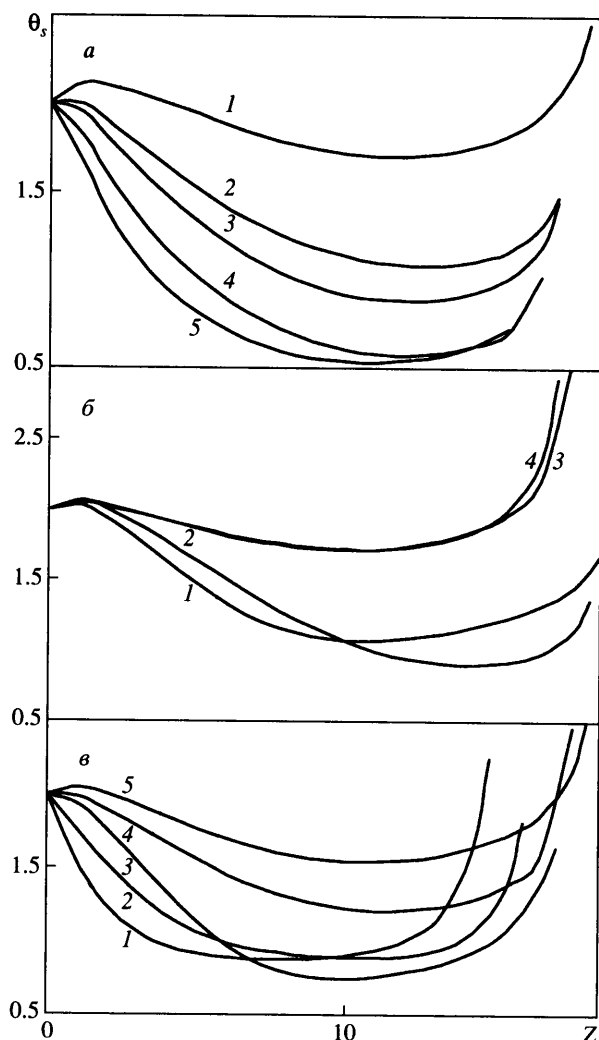
С уменьшением показателя нелинейности n составляющая θ_s увеличивается, что обусловлено снижением эффективной вязкости жидкости. С возрастанием числа Fr составляющая θ_s увеличивается (фиг. 5, б), что связано с утолщением пленки жидкости. При увеличении числа Re_n (фиг. 5, в), при $Re_n = 500-2259$ величина θ_s возрастает при $Z = 0-7$ и падает при больших значениях Z , особенно интенсивно на выходе из конической части корпуса гидrocиклона из-за снижения эффективной вязкости жидкости и одновременного утоньшения пленки, которое наиболее значительно на выходе из конической части. При $Re_n > 2259$ величина θ_s возрастает с увеличением Re_n во всем диапазоне изменения Z , что связано с уменьшением эффективной вязкости жидкости.



Фиг. 3. То же, что и на фиг. 2 при течении ньютоновской жидкости в гидроциклоне для $n = 1$ и тех же значений параметров, как на фиг. 2 : 1-6 - $Z = 0.6; 1.8; 3; 4.8; 6.6; 9$ (а); 1-6 - $Z = 0.6; 3; 4.8; 6.6; 7.8; 9$ (б)



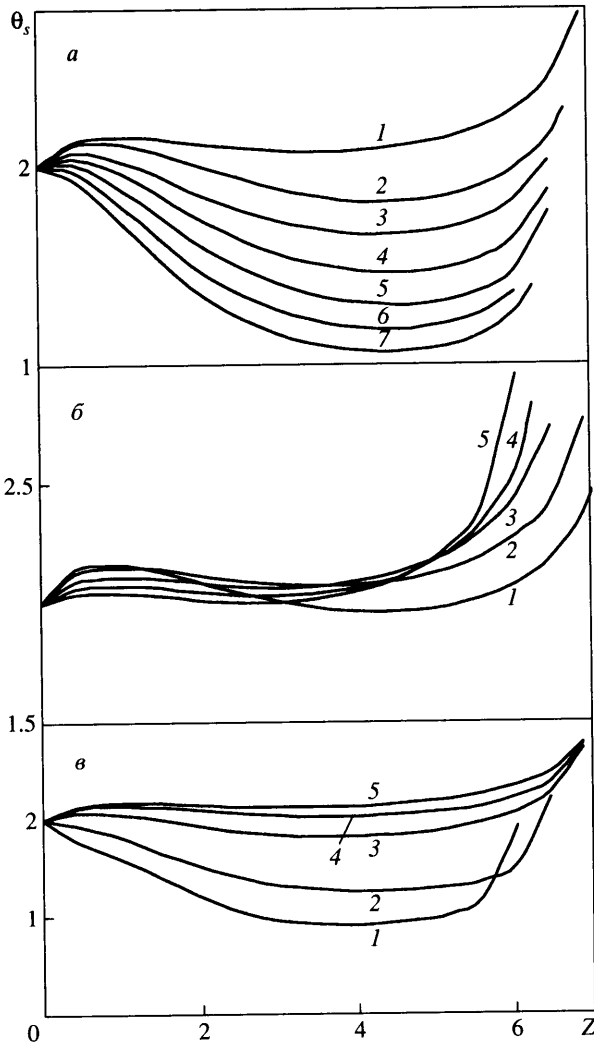
Фиг. 4. Зависимости толщины пленки жидкости W от Z при различных значениях Fr для (а) и (б) псевдопластической и ньютоновской жидкостей $n = 0.6$ и 1 ; $Re_n = 4000$; $Q = 0.04$; $\alpha = 10^\circ$; $Fr = 32.6; 50; 100; 130.5; 203.9; 293.6$ (1-6)



Фиг. 5. Зависимости $\theta_s(Z)$ для гидроциклона с углом $\alpha = 5^\circ$ и $Q = 0.04$: 1–5 – $n = 0.7$; 0.8; 0.9; 1.1; 1.3; $Fr = 73.4$; $Re_n = 4000$ (а); 1–4 – $Fr = 32.6$; 50; 100; 130.5; $n = 0.6$; $Re_n = 4000$ (б); 1–5 – $Re_n = 500$; 1000; 2259; 2581.7; 3614.3; $n = 1$; $Fr = 73.4$ (в)

Анализируя фиг. 5 и 6, можно сделать вывод, что характер зависимостей $\theta_s(Z)$ одинаков при значениях $\alpha = 5^\circ$ и 15° . Из сравнения этих зависимостей, приведенных на фиг. 5, а и 6, а, следует, что при большем α и $n > 0.7$ значения θ_s затухают в направлении Z менее интенсивно, чем при меньшем α . Это связано с более быстрым уменьшением радиуса конической части корпуса в направлении оси Z при $\alpha = 15^\circ$ и сохранением первоначального момента количества движения вращающейся жидкости. При $\alpha = 5^\circ$ на кривых зависимости $\theta_s(Z)$ имеется зона снижения (до $Z = 10$), затем величины θ_s начинают возрастать. При $\alpha = 15^\circ$ зона падения θ_s ограничена значением $Z = 4$.

Увеличение числа Fr при $\alpha = 15^\circ$ оказывает меньшее воздействие на θ_s , чем при $\alpha = 5^\circ$ (фиг. 5, б и 6, б), что связано с ее более интенсивным возрастанием в направлении оси аппарата при $\alpha = 15^\circ$, причем воздействие числа Fr в основном сказывается на выходе из конической части корпуса гидроциклона.



Фиг. 6. Зависимости $\theta_s(Z)$ для гидроциклона с углом $\alpha = 15^\circ$ и $Q = 0.04$: 1-7 - $n = 0.6$; 0.7; 0.9; 1; 1.1; 1.2; 1.3; $Fr = 73.4$; $Re_n = 4000$ (а); 1-5 - $Fr = 50$; 73.4; 130.5; 203.9; 293.6; $n = 0.6$; $Re_n = 4000$ (б); 1-5 - $Re_n = 500$; 1000; 2259; 3614.3; 4517.9; $n = 0.6$; $Fr = 73.4$ (в)

Увеличение числа Re_n более существенно влияет на θ_s при $\alpha = 15^\circ$, чем при $\alpha = 5^\circ$ (фиг. 5, в и 6, в), что связано с более существенным уменьшением W за счет снижения эффективной вязкости при больших значениях угла конусности α .

Заключение. По результатам проведенного численного моделирования выполнен анализ влияния аномалии неньютоновских свойств жидкости, а также чисел Fr и Re_n на гидродинамику течения в цилиндрикоконическом гидроциклоне при различных значениях угла конусности конической части корпуса. Установлено, что окружная составляющая скорости течения вначале затухает в направлении оси гидроциклона, но в дальнейшем, по мере сужения конической части корпуса, снова возрастает, особенно интенсивно в областях, приближенных к поверхности пленки. Радиальные распределения осевой и окружной составляющих скорости имеют большую наполненность

для псевдопластической жидкости по сравнению с ньютоновской. Проанализировано влияние чисел Fg и Re_n на интенсивность затухания окружной составляющей скорости в направлении оси аппарата. Установлено, что интенсивность затухания окружной составляющей скорости снижается с увеличением аномалии неньютоновских свойств жидкости и угла конусности конической части корпуса гидроциклона. Полученные зависимости могут быть положены в основу моделирования поля концентрации в цилиндрикоконическом гидроциклоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дик И.Г., Матвиенко О.В., Неессе Т. Моделирование гидродинамики и сепарации в гидроциклоне // Теорет. основы хим. технол. 2000. Т. 34. № 5. С. 478–488.
2. Кутепов А.М., Лагуткин М.Г., Павловский Г.В. и др. Разделение дисперсных систем в гидроциклонах с дополнительным вводом диспергированного газа // Теорет. основы хим. технол. 1999. Т. 33. № 5. С. 571–577.
3. Иванов А.А., Рузанов С.Р., Лунюшкина С.А. Гидродинамика и сепарация в гидроциклоне // Ж. прикл. химии. 1987. Т. 60. № 5. С. 1047–1051.
4. Кутепов А.М., Терновский И.Г., Кузнецов А.А. Гидродинамика гидроциклонов // Ж. прикл. химии. 1980. Т. 53. № 12. С. 2676–2681.
5. Романков П.Г. Гидромеханические процессы химической технологии // Теорет. основы хим. технол. 1972. Т. 6. № 6. С. 855–871.
6. Вайнштейн И.А. Об уравнениях кинетики разделения суспензий // Инж.-физ. ж. 1983. Т. 45. № 4. С. 602–608.
7. Яблонский В.О. Гидродинамика течения неньютоновской жидкости в гидроциклоне // Ж. прикл. химии. 2000. Т. 73. Вып. 1. С. 95–99.
8. Яблонский В.О., Рябчук Г.В. Развитие вращательного течения пленки неньютоновской жидкости в цилиндрической трубе конечной длины // Теорет. основы хим. технол. 2001. Т. 35. № 5. С. 479–484.
9. Dyakowski T., Hornung G. Simulation of non – newtonian flow in a hydrocyclone // Chem. Eng. Res. and Des. A. 1994. 72. № 4. P. 513–520.
10. Bird R.B., Stewart W.E., Lightfoot E.N. Transport Phenomena. N. Y.: Wiley, 1960. Берд Р.Б., Стьюарт В.Е., Лайтфут Е.Н. Явления переноса. М.: Химия, 1974. 687 с.
11. Roache P.J. Computational Fluid Dynamics. Albuquerque, N. M.: Hermoza Publ., 1976. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.

Волгоград
E-mail: pahp@vstu.ru

Поступила в редакцию
29.IX.2003