

УДК 532.529

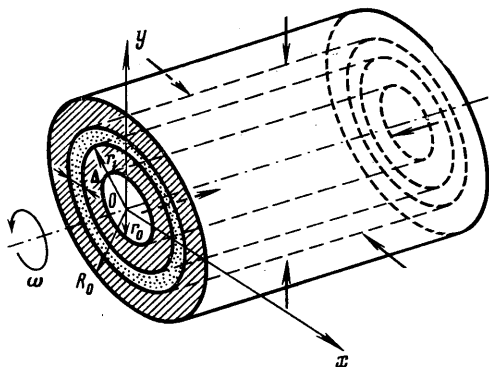
ПСЕВДООЖИЖЕНИЕ НЕОДНОРОДНОГО ЗЕРНИСТОГО СЛОЯ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ

БОБКОВ Н. Н.

Общая теория процесса псевдооживления [1], в основу которой положена континуальная модель жесткопластического тела и условие предельного равновесия, применяется к решению задачи о переходе во взвешенное состояние неоднородного зернистого слоя при фильтрации через него жидкости или газа в поле центробежных сил. Взвешенные слои такого типа находят применение в химической технологии [2], используются в процессах сжигания угля во вращающихся топках [3], служат одним из возможных вариантов псевдооживления ядерного топлива в ракетных двигателях [4]. В частности, в последнем случае вращающийся псевдооживленный слой представляет собой активную зону, в которой достигается более эффективная по сравнению с неподвижным слоем теплоотдача к рабочему телу, в качестве которого обычно служит водород, что способствует повышению тяги. Интенсификация процессов теплообмена между твердой и жидкой фазами, возможность повышения скорости оживляющего агента являются главными факторами, обуславливающими преимущества вращающегося псевдооживленного слоя по сравнению с обычным взвешенным слоем в поле сил тяжести. Вместе с тем наличие местных неоднородностей в слое может существенно исказить развитие псевдооживления и нарушить ход технологического процесса [5].

Ниже показано, что в зависимости от характера таких неоднородностей и их расположения возможно либо равномерное псевдооживление, либо образование разрыва внутри слоя. Псевдооживление однородного слоя в поле центробежных сил рассматривалось ранее [1].

1. Рассмотрим общую модель псевдооживления в поле центробежных сил. Центробежное ускорение создается при вращении вокруг оси симметрии полого кругового цилиндра, на внутренней поверхности которого располагается кольцевой слой сыпучей среды. Равномерная подача оживляющего агента осуществляется



Фиг. 1

через пористую цилиндрическую поверхность, непроницаемую для частиц твердой фазы. Жидкость движется при этом радиально в направлении оси цилиндра, как это изображено на фиг. 1. В качестве области неоднородности будем рассматривать соосный цилиндру кольцевой слой (см. фиг. 1) с пористостью, отличающейся от пористости остальной части сыпучего тела.

Из общей теории процесса псевдооживления следует, что линии главных напряжений в инфильтруемом сыпучем теле совпадают с характеристиками исходной системы уравнений статического и предельного равновесия. На площадках, касательных к этим линиям, выполнены условия равенства нулю

нормальных и касательных составляющих напряжений. Однопараметрическое семейство характеристик $y=y(x, \eta)$, где x и y — декартовы координаты, η — параметр, описывается обыкновенным дифференциальным уравнением

$$Q_x dy = Q_y dx \quad (1.1)$$

Здесь Q_x и Q_y — взятые с обратным знаком составляющие вектора объемной силы Q по направлениям x и y .

В частности, в случае псевдооживления в поле центробежных сил выражения для Q_x и Q_y в системе координат, жестко связанной с цилиндром с центром на оси вращения, имеют вид [1]

$$Q_x = \frac{\mu}{k} \frac{q}{2\pi} \frac{x}{x^2+y^2} \Phi \left(\frac{q}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} \right) - (1-\varepsilon) (\rho' - \rho) \omega^2 x$$

$$Q_y = \frac{\mu}{k} \frac{q}{2\pi} \frac{y}{x^2+y^2} \Phi \left(\frac{q}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{x^2+y^2}} \right) - (1-\varepsilon) (\rho' - \rho) \omega^2 y \quad (1.2)$$

Здесь μ — динамическая вязкость жидкости; k — коэффициент проницаемости, характеризующий фильтрационные свойства пористой среды; q — расход жидкости или газа; ε — пористость среды; ρ' и ρ — плотности твердой и жидкой фаз соответственно; ω — угловая скорость вращения; Φ — некоторая, обычно монотонно возрастающая функция модуля скорости фильтрации, фигурирующая в законе Дарси

$$\nabla p = -(\mu/k) \mathbf{u} \Phi(|\mathbf{u}|) + \rho \mathbf{F} \quad (1.3)$$

Здесь p — статическое давление жидкости, \mathbf{F} — вектор внешних массовых сил, \mathbf{u} — скорость фильтрации. На практике часто имеет место линейный закон фильтрации ($\Phi=1$).

Из соотношений (1.2) следует, например (см. [1]), что в случае псевдооживления в однородном слое ($\varepsilon=\text{const}$) линии главных напряжений совпадают с линиями тока. В плоской задаче поле течения жидкости описывается стоком на оси вращения

$$\mathbf{u} = -(\mathbf{r}/r) |\mathbf{u}| = -(\mathbf{r}/r) (q/2\pi r)$$

\mathbf{r} — радиус-вектор, проведенный из начала координат, $r=|\mathbf{r}|$, и характеристики, таким образом, являются лучи, исходящие из начала координат. Это же справедливо и для неоднородного слоя с центрально-симметричной областью неоднородности выбранного типа.

Введем полярную систему координат (r, φ) и используем полученное в общей теории выражение для единственного неизвестного напряжения вдоль характеристик

$$\sigma_r = \frac{1}{\sqrt{R(r, \varphi)}} \left(A(\varphi) + \int_{r_0}^r \sqrt{(Q_x^2 + Q_y^2) R(r, \varphi)} dr \right), \quad R(r, \varphi) = \left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \varphi} \right)^2 \quad (1.4)$$

где $A(\varphi)$ — некоторая функция, определяемая из граничных условий.

В силу центральной симметрии поля напряжений $A=0$. Из (1.4) с учетом (1.2) и граничного условия $\sigma_r=0$ на свободной поверхности следует

$$\sigma_r = \frac{1}{r} \int_{r_0}^r \left[\frac{\mu}{k} \frac{q}{2\pi} \Phi \left(\frac{q}{2\pi r} \right) - (1-\varepsilon) (\rho' - \rho) \omega^2 r^2 \right] dr \quad (1.5)$$

В дальнейшем используется линейная аппроксимация функции Φ : $\Phi = 1 + \lambda |\mathbf{u}| = 1 + \lambda (q/2\pi r)$, где λ — коэффициент пропорциональности, зависящий от свойств двухфазной системы.

Пусть ε_0 — пористость сыпучего тела везде, кроме слоя $r_1 \leq r \leq r_1 + \Delta$, а всюду в слое она ε_i ($\varepsilon_i \neq \varepsilon_0$). С помощью (1.5) и условия непрерывности напряжения на границах области неоднородности для радиального распределения $\sigma_r(r)$ в неоднородном слое имеем

$$\sigma_r(r) = \begin{cases} \sigma_r^{(0)}(r), & r_0 \leq r < r_1 \\ \sigma_r^{(1)}(r) + \sigma_r^{(0)}(r_1), & r_1 \leq r \leq r_1 + \Delta \\ \sigma_r^{(0)}(r - \Delta) + \sigma_r^{(1)}(r_1 + \Delta), & r_1 + \Delta < r \leq R_0 \end{cases} \quad (1.6)$$

$$\sigma_r^{(0)}(r) = \frac{1}{r} \int_{r_i}^r \left[\frac{\mu}{k_i} \frac{q}{2\pi} \Phi_i \left(\frac{q}{2\pi r} \right) - (1 - \varepsilon_i) (\rho' - \rho) \omega^2 r^2 \right] dr$$

$$\Phi_i = \Phi_i(|\mathbf{u}|, \lambda_i), \quad i = 0, 1$$

Здесь зависимость коэффициентов λ_i , k_i от свойств двухфазной системы выражается соотношениями [1, 5]

$$\lambda_i = n_2 \rho D \mu^{-1} (1 - \varepsilon_i)^{-1}, \quad \mu/k_i = n_1 \mu (1 - \varepsilon_i)^2 D^{-2} \varepsilon_i^{-3} \quad (1.7)$$

Здесь D — эквивалентный диаметр частицы, т. е. диаметр равновеликой сферы, а n_1 и n_2 — числовые константы: $n_1 = 150$, $n_2 = 1/87,5$.

Необходимым условием перехода слоя в псевдооживленное состояние является обращение σ_r в нуль в некоторой внутренней его точке при сжимающих напряжениях в других точках.

Как это следует из [1] и подтверждается экспериментально [2], в случае однородной насадки переход во взвешенное состояние происходит равномерно со свободной поверхности слоя, причем поле напряжений в неподвижной его части описывается формулой (1.5), где вместо r_0 следует подставить текущий радиус внутренней свободной поверхности неподвижного слоя. Минимальный расход q_* жидкости, необходимый для начала псевдооживления на свободной поверхности (критический расход), определяется из условия $(\partial \sigma_r / \partial r)|_{r=r_0} = 0$, приводящего с учетом (1.5) к уравнению

$$\frac{\mu}{k} \frac{q_*}{2\pi r_0} \Phi \left(\frac{q_*}{2\pi r_0} \right) = (1 - \varepsilon) (\rho' - \rho) \omega^2 r_0 \quad (1.8)$$

Слой полностью оживлен при $q = q_*(R_0)$.

При наличии же в слое сыпучей среды неоднородности процесс псевдооживления может развиваться так, что критические условия возникают в некоторых внутренних точках слоя локально. Это приводит к образованию местных разрывов и трещин, т. е. вообще к ухудшению структуры оживляемого слоя и его свойств.

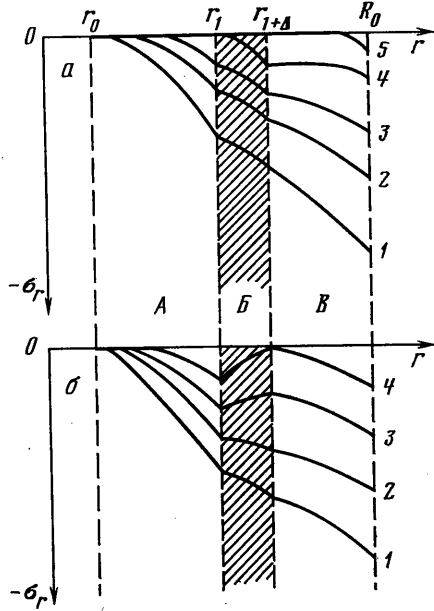
Рассмотрим возможность образования подобных разрывов в неоднородном слое, изображенном на фиг. 1.

Область А: $r_0 \leq r < r_1$. В этой области поле напряжений при увеличении расхода жидкости изменяется так же, как в случае однородной насадки. Функция $\sigma_r(r)$ меняется в области А монотонно, обращаясь впервые в нуль при $r = r_0 + 0$. С увеличением расхода жидкости псевдооживление развивается равномерно в глубь слоя с образованием на его свободной поверхности кольцевой области с нулевыми напряжениями. Уравнение $(\partial \sigma_r / \partial r) = 0$ имеет единственное решение $r = r_*$, причем $r_* < r_0$ при $q < q_{0*}$ и $r_* = r_0$ при $q = q_{0*}$, где q_{0*} — критический расход жидкости. Из (1.8) сле-

дует, что уравнение для q_{0*} имеет вид

$$\frac{\mu}{k_0} \frac{q_{0*}}{2\pi r_0} \Phi_0 \left(\frac{q_{0*}}{2\pi r_0} \right) = (1 - \varepsilon_0) (\rho' - \rho) \omega^2 r_0 \quad (1.9)$$

Область неоднородности B : $r_1 \leq r \leq r_1 + \Delta$. В этой области уравнение $(\partial \sigma_r / \partial r) = 0$ в явном виде получается путем замены в соответствующем уравнении в области A всех индексов (нуль) на индекс единица, оно имеет единственное решение, меньшее r_1 при малых расходах. Таким образом, как и в области A , $\partial \sigma_r / \partial r$ впервые обращается в нуль на границе, т. е. при $r = r_1$. Однако это условие теперь уже не может служить для определения критического расхода, так как σ_r может и не обращаться в нуль в точках $r = r_1$ за счет члена $\sigma_r^{(0)}(r_1)$ в выражении для $\sigma_r(r)$ в области B . С дальнейшим ростом расхода q $\sigma_r(r)$ перестает, вообще говоря, быть монотонной функцией и может при некотором $q = q_{1*}$ обращаться в нуль во внутренней точке области B .



Фиг. 2

Ограничимся здесь рассмотрением случая, когда толщина области неоднородности мала по сравнению с размерами аппарата, т. е. $\Delta \ll r_0$. Будем предполагать также, что неоднородность расположена вдали от границ кольцевого слоя, так что $\Delta < r_1 - r_0$ и $\Delta < R_0 - r_1$, и имеет смысл говорить о существовании в слое областей $A-B$. При сделанных допущениях расход q_{1*} может быть определен, например, из уравнения

$$\sigma_r^{(0)}(r_1) = -\sigma_r^{(1)}(r_1 + \Delta) \quad (1.10)$$

С учетом того, что $\Phi_i(q/2\pi r) = 1 + \lambda_i q/2\pi r$, $i=0, 1$, интегрируем (1.5) и получим из (1.10) уравнение

$$q_{1*}^2 \left[\frac{\mu \lambda_0}{4\pi^2 k_0 r_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\mu \lambda_1}{4\pi^2 k_1 (r_1 + \Delta)} \ln \frac{r_1 + \Delta}{r_1} \right] + q_{1*} \left[\frac{\mu (r_1 - r_0)}{2\pi k_0 r_1} + \frac{\mu \Delta}{2\pi k_1 (r_1 + \Delta)} \right] - \frac{1}{3} (\rho' - \rho) \omega^2 \left\{ \frac{(1 - \varepsilon_0) (r_1^3 - r_0^3)}{r_1} + \frac{1 - \varepsilon_1}{r_1 + \Delta} [(r_1 + \Delta)^3 - r_1^3] \right\} = 0 \quad (1.11)$$

Область B : $r_1 + \Delta < r \leq R_0$. Из (1.6) следует, что в этой области $\sigma_r(r) = \sigma_r^{(0)}(r - \Delta) + \sigma_r^{(2)}(r_1 + \Delta)$, т. е. распределение напряжений в B получается путем радиального сдвига распределения в A от центра на величину Δ , а $\sigma_r^{(1)}(r_1 + \Delta) = \text{const}$ при фиксированном расходе.

На основании сказанного об изменении σ , в областях A — B на фиг. 2, a и b соответственно схематически представлены две возможности перехода неоднородного слоя сыпучей среды во взвешенное состояние. Возрастание номера кривой на фиг. 2 соответствует увеличению расхода жидкости (газа).

1. Однородное псевдоожигение. Переход во взвешенное состояние начинается при $q=q_{0*}$ с поверхности $r=r_0$, слой постепенно, сначала в области A , затем в B , и наконец, в B ожигается.

2. Образование разрыва внутри слоя. При определенных условиях работы реактора, т. е. при некоторых значениях параметров из совокупности $\{\omega, \varepsilon_0, \varepsilon_1, r_0, R_0, r_1, \Delta, \rho', \rho, \mu, D\}$ обращается в нуль во внутренней точке области B прежде, чем закончено псевдоожигение в области A , что происходит при $q=q_{1*}$, определяемому (1.11).

Условимся каждому набору параметров из приведенной совокупности ставить в соответствие точку в некотором пространстве Γ «состояний» нашей системы, имеющем, очевидно, размерность, равную числу определяющих параметров. Тогда наличие двух способов перехода неоднородного слоя во взвешенное состояние математически означает существование в пространстве Γ некоторой граничной поверхности Σ , разбивающей его на две области таким образом, что точки, принадлежащие одной из них, тождественны «состояниям» реактора, в которых возможно равномерное псевдоожигение всего слоя сыпучей среды, в то время как «состояния», принадлежащие второй области в Γ , характеризуются образованием в слое сыпучей среды местных разрывов.

Критерием образования в слое насадки местного разрыва является (см. фиг. 2) неравенство

$$q_{1*} < q_{0*}(r_1) \quad (1.12)$$

где $q_{0*}(r_1)$ — расход жидкости, при котором заканчивается псевдоожигение в области A .

Уравнение для $q_{0*}(r_1)$ получается из (1.9) и с учетом конкретного вида функции Φ_0 имеет вид

$$\frac{\lambda_0}{2\pi r_1} q_{0*}^2 + q_{0*} - (1-\varepsilon_0)(\rho' - \rho)\omega^2 r_1 \frac{2\pi k_0}{\mu} = 0 \quad (1.13)$$

Удобно записать уравнения (1.11), (1.13) в виде

$$a_1 q_{1*}^2 + b_1 q_{1*} - \omega^2 c_1 = 0 \quad (1.14)$$

$$a_0 q_{0*}^2 + q_{0*} - \omega^2 c_0 = 0 \quad (1.15)$$

где введены следующие обозначения:

$$\left[\frac{\mu \lambda_0}{4\pi^2 k_0 r_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\mu \lambda_1}{4\pi^2 k_1 (r_1 + \Delta)} \ln \frac{r_1 + \Delta}{r_1} \right] \equiv a_1$$

$$\left[\frac{\mu (r_1 - r_0)}{2\pi k_0 r_1} + \frac{\mu \Delta}{2\pi k_1 (r_1 + \Delta)} \right] \equiv b_1$$

$$\frac{1}{3}(\rho' - \rho) \left\{ \frac{(1-\varepsilon_0)(r_1^3 - r_0^3)}{r_1} + \frac{1-\varepsilon_1}{r_1 + \Delta} [(r_1 + \Delta)^3 - r_1^3] \right\} \equiv c_1$$

$$\frac{\lambda_0}{2\pi r_1} \equiv a_0, \quad (1-\varepsilon_0)(\rho' - \rho) \frac{2\pi k_0 r_1^2}{\mu} \equiv c_0$$

Взяв положительные корни (1.14) и (1.15), получим с помощью (1.12) условие образования в слое внутреннего разрыва напряжения

$$\omega < \Omega_* = \pm \left[\left(1 - \frac{b_1 a_0}{a_1} \right) \left(\frac{c_1 - c_0 b_1}{a_1} \right) \right]^{1/2} / \left(c_0 - \frac{a_0 c_1}{a_1} \right) \quad (1.16)$$

в предположении, что $(1 - b_1 a_0 / a_1) [(c_1 - c_0 b_1) / a_1] \geq 0$. Здесь знаки числителя и знаменателя совпадают ($\omega \geq 0$). Уравнение

$$\omega = \Omega_*(\varepsilon_0, \varepsilon_1, r_0, R_0, r_1, \Delta, \rho', \rho, \mu, D)$$

является, таким образом, уравнением граничной поверхности Σ в пространстве «состояний» Γ . Отметим здесь следующую существенную особенность уравнений (1.14), (1.13). В них, как это следует из введенных обозначений, только коэффициенты a_i зависят от λ_i , $i=0,1$. Это означает, что в приближении линейного закона фильтрации ($\lambda_i=0$) угловая скорость вращения вообще не входит в число определяющих параметров, что выражается в том, что выполнение (1.12) от ω не зависит. Однако в случае псевдооживления в поле центробежных сил, когда характерные скорости фильтрации велики по сравнению с обычным слоем в поле силы тяжести, необходимо учитывать нелинейность закона фильтрации, что приводит к (1.16). Соотношения (1.12), (1.16) показывают, что в действительности существует вполне определенная зависимость характера псевдооживления неоднородного слоя от интенсивности центробежного поля, выражающаяся в том, что при $\omega < \Omega_*$ переход к взвешенному состоянию всегда связан с образованием внутреннего разрыва напряжения. Наоборот, при $\omega > \Omega_*$ возможно однородное оживление слоя. Граница диапазона угловой скорости ω , соответствующая однородному псевдооживлению, является при этом функцией параметров двухфазной системы и положения неоднородности в слое.

2. В качестве примера рассмотрим оживление в поле центробежных сил твердых частиц с эквивалентным диаметром $D=10^{-3}$ м и с плотностью $\rho'=2,5 \cdot 10$ кг/м³ газом с плотностью $\rho=1$ кг/м³ и вязкостью $\mu=10^{-5}$ кг/(м·с) в реакторе с $r_0=0,5$ м, $R_0=3$ м. Положим $\Delta=0,1$ м и примем $\varepsilon_0=0,5$. Совокупность определяющих параметров тогда такова: $\{\omega, \alpha, \delta\}$, где $\alpha=r_1/r_0$, $\delta=\varepsilon_1/\varepsilon_0$, т. е. пространство «состояний» Γ трехмерно. На фиг. 3 изображена функция $\Omega_*^2 = \Omega_*^2(\alpha, \delta)$, $\Omega_* = 0$ при $\delta = \delta_*$ (α — фиксировано). При $\delta > \delta_*$ $\Omega_*^2 < 0$, что физически означает осуществимость однородного псевдооживления при всех $\omega > 0$.

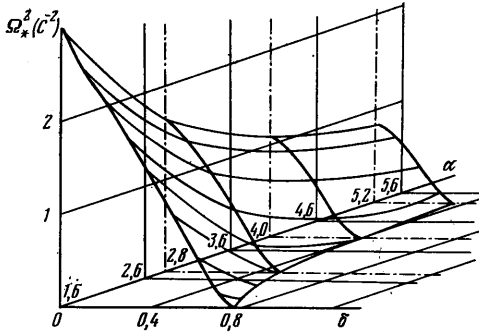
Отметим, что сравнительно небольшие величины квадрата критической угловой скорости Ω_*^2 для взятых численных значений исходных параметров позволяют осуществлять равномерное оживление слоя в условиях земного поля тяготения, так как $\Omega_*^2 R_0 \ll g$, где g — ускорение силы тяжести, т. е. рабочий диапазон угловых скоростей вращения ω целиком принадлежит области однородного псевдооживления $\omega > \Omega_*$. Однако, как это следует из (1.16), критические скорости существенно зависят от свойств слоя твердых частиц и оживляющего агента. Так, величина Ω_* сильно растет с уменьшением характерного размера твердых частиц D . Действительно, с учетом (1.7) и выражений для коэффициентов a_0, a_1, b_1, c_0, a_1 имеем: $a_1 \sim D^{-1}$, $b_1 \sim D^{-2}$, c_1 от D не зависит, $a_0 \sim D$, $b_0 \sim D^2$. Таким образом, $\Omega_*^2 \sim D^{-3}$, откуда следует вывод о повышении чувствительности слоя к наличию в нем локальной неоднородности при уменьшении размера отдельной твердой частицы. В том же направлении действует увеличение вязкости оживляющего агента, поскольку $a_0 \sim \mu^{-1}$, $b_1 \sim \mu$, $c_0 \sim \mu^{-1}$, a_1 и c_1 от μ не зависят, т. е. $\Omega_* \sim \mu$. Повышение чувствительности слоя к наличию в нем неоднородности, выражающееся в возрастании критической скорости Ω_* , которая является нижней границей области однородного псевдооживления, имеет место и при уменьшении разности плотностей фаз, поскольку $\Omega_*^2 \sim (\rho' - \rho)^{-1}$, а также при приближении неоднородности к свободной поверхности слоя и уменьшении отношения пористостей δ (см. фиг. 3).

Таким образом, если неоднородность в слое такова, что $0 < \delta < \delta_*$ (α — фиксировано), то при $\omega > \Omega_*$ возможен переход слоя в равномерно оживленное состояние. Функция $\delta_* = \delta_*(\alpha)$ представлена на фиг. 4.

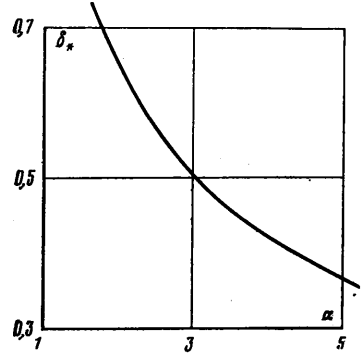
Пусть q_{**} — расход, при котором заканчивается однородное псевдооживление в области B . (Уравнением для q_{**} служит (1.13), где нужно сделать замены $\varepsilon_0, \lambda_0, k_0 \rightarrow \varepsilon_1, \lambda_1, k_1, r_1 \rightarrow r_1 + \Delta$). Тогда при $q_{**} < q_{0*}(R_0 - \Delta)$ полное оживление слоя происхо-

дит при $q=q_{0*}(R_0-\Delta)$, а при $q_{**}>q_{0*}(R_0-\Delta)$ — при $q=q_{**}$, причем в последнем случае сыпучая среда в области В переходит в псевдоожженное состояние практически мгновенно (аналогия с плоскопараллельным слоем).

В заключение сравним полученные с учетом нелинейности закона фильтрации в поле центробежных сил результаты с приближением, полученным на основе линейного закона Дарси ($\Phi=1$, $\lambda_i=0$). Последнему соответствует $\Omega_*=\infty$ (см. (1.16)). Процесс псевдоожжения при этом всегда характеризуется локальным обращением



Фиг. 3



Фиг. 4

напряжения σ_r в нуль во внутренней точке области неоднородности. В случае конечных λ_i имеет место $\Omega_* \in [0, \infty)$ и структура ожигаемого слоя определяется характером неоднородности, ее расположением в слое и интенсивностью поля центробежных сил (типичная зависимость представлена на фиг. 3). Переход во взвешенное состояние характеризуется при этом существованием области однородного псевдоожжения

$$\omega > \begin{cases} \Omega_*(\delta, \alpha), & \Omega_* \in [0, \infty) \\ 0, & \Omega_*^2 < 0 \end{cases}$$

В заключение автор выражает свою глубокую признательность Ю. П. Гупало за постановку задачи и большую помощь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гупало Ю. П., Черепанов Г. П. Плоская задача псевдоожжения. — ПММ, 1967, т. 31, № 4, с. 603–614.
2. Гельперин Н. И., Айнштейн В. Г., Кеаша В. Б. Основы техники псевдоожжения. М.: Химия. 1967. 664 с.
3. Demircan N., Gibbs B. M., Swithenbank J., Taylor D. S. Rotating fluidised bed combustor. In: Fluidization, Camb. Univ. Press, 1978, p. 270–275.
4. Hatch L. P., Regan W. H., Powell J. R. Fluidized solids as a nuclear fuel for rocket propulsion. — ARS Journal, 1961, v. 31, № 4, p. 547–548. (Рус. перев.: Хэтч, Реген, Пауэлл. Применение псевдоожженного твердого ядерного топлива в ракетных двигателях. — Ракетная техника, 1961, № 4, с. 99–101).
5. Бородуля В. А., Гупало Ю. П. Математические модели химических реакторов с кипящим слоем. Минск: Наука и техника, 1976, 207 с.

Москва

Поступила в редакцию
23.X.1980