

жуются по круговым траекториям в эпициклоидальных волнах и по эллипсам, вырождающимся на стенке в прямые, — в линейных.

Укажем также, что эффекты поверхностного натяжения, которыми пренебрегалось в данной работе, будут несущественны до длин волн порядка $(T/\rho\Omega^2 R_1)^{1/2}$, где T — коэффициент поверхностного натяжения, ρ — плотность, поэтому на длину волны полученного приближенного решения существует ограничение снизу $R_1/(q^2 - 1) \gg (T/(\rho\Omega^2 R_1))^{1/2}$.

3. Свойства эпициклоидальных волн очень схожи со свойствами трохоидальных волн Герстнера на поверхности бесконечно глубокой жидкости. Для обоих типов волн давление на профиле волны постоянно, в системе отсчета, где волны неподвижны, траекториями жидких частиц являются окружности. Наконец, вид свободной поверхности этих волн определяется родственными кривыми — эпициклоидой и трохоидой, так что, по существу, это волны Герстнера на цилиндрической поверхности. В то же время необходимо отметить, что для эпициклоидальных волн в отличие от волн Герстнера ясен реальный источник завихренности — вращающаяся жидкость.

Продолжая проводить аналогии между двумя типами волновых движений, укажем, что для волн в тяжелой жидкости конечной глубины H легко получить приближенное решение, аналогичное рассмотренному в п. 2, когда волны Герстнера сшиваются с линейными гравитационными волнами на некоторой глубине H^* , значение которой определяется из условия непрерывности нормальной составляющей скорости. При этом необходимо наложить следующие ограничения на волновое число k : $kV \exp(-kH^*) \ll 1$ (малость амплитуды волн на границе сшивки по сравнению с длиной волны), здесь V — амплитуда возвышения свободной поверхности, в общем случае не мала и ограничена сверху величиной $1/k$, $k(H - H^*) \gg 1$ (отсутствие тангенциального разрыва на границе сшивки) и $k(T/\rho g)^{1/2} \ll 1$ (пренебрежение капиллярностью, g — ускорение свободного падения).

В заключение автор выражает благодарность Е. И. Якубовичу за полезные обсуждения.

Поступила 24 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Philips O. M. Centrifugal waves. — J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, N 3.
2. Сунь Цао. О волнах на поверхности жидкости под действием центробежной силы. — ПИМТФ, 1960, № 3.
3. Абрашкин А. А., Якубович Е. И. Препринт ИПФ АН СССР, 1983, № 64.
4. Ламб. Гидродинамика. М.: Гостехиздат, 1932.
5. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963.

УДК 539.529

О МОДЕЛИ ВСКИПАНИЯ ПСЕВДООЖИЖЕННОГО СЛОЯ ЧАСТИЦ

С. П. Киселев, В. М. Фомин

(Новосибирск)

Механизм вскипания псевдоожигенного слоя рассмотрен в [1]. Вследствие гидродинамической неустойчивости твердые частицы приобретают хаотическое движение, а в результате столкновений их друг с другом часть энергии хаотического движения переходит во вращение частиц. На вращающиеся частицы действует сила Магнуса, которая существенно увеличивает хаотическое движение и приводит к спонтанному вскипанию слоя. Для этого механизма характерно наличие минимального времени вскипания τ_c , определяемого в основном временем развития гидродинамической неустойчивости. В данной работе показано, что, кроме спонтанного, существует индуцированный механизм вскипания слоя, который возникает вследствие создания хаоти-

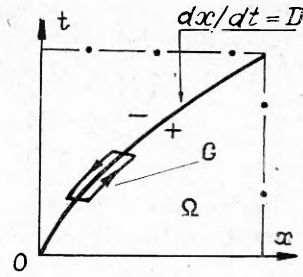
ческого движения у одного из слоев частиц. Частицы в этом слое вскипают, передавая возмущение и энергию следующему слою, что приводит к послышному вскипанию аналогично распространению детонационной волны в конденсированных телах.

1. Рассмотрим слой достаточно плотно упакованных покоящихся сферических частиц, лежащих на газопроницаемой решетке, сквозь которую снизу вверх просачивается газ. При достижении некоторой скорости газа частицы становятся «невесомыми», т. е. сила тяжести будет уравновешена силой сопротивления. Такой слой газа с частицами принято называть псевдооживленным. Однако это состояние слоя является неустойчивым, и через некоторое время слой вскипает. Поведение частиц в кипящем слое напоминает поведение молекул газа, поэтому по аналогии будем называть их газом частиц. Система уравнений, описывающая движение смеси с учетом силы Магнуса, дана в [2] и в обозначениях, принятых в [3], имеет вид

$$(1.1) \quad \begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla(\rho_1 \mathbf{v}_1) &= 0, \quad \rho_1 = \rho_{11} m_1, \\ \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \nabla(\rho_2 \mathbf{v}_2) &= 0, \quad \rho_2 = \rho_{22} m_2, \\ \rho_1 \frac{d_1 \mathbf{v}_1}{dt} &= -m_1 \nabla p_1 - \mathbf{f}_{12}, \quad \frac{d_1(\cdot)}{dt} = \frac{\partial(\cdot)}{\partial t} + (\mathbf{v}_1 \cdot \nabla), \\ \rho_2 \frac{d_2 \mathbf{v}_2}{dt} &= -m_2 \nabla p_1 + \mathbf{f}_{12} - \nabla p_2 + \mathbf{g} \rho_2, \\ \frac{d_1 e_1}{dt} + p_1 \frac{d_1}{dt} \left(\frac{1}{\rho_{11}} \right) &= \mathbf{f}_{12} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) / \rho_1 - \frac{\dot{q}_{12}}{\rho_1} - \frac{Q_M}{\rho_1}, \\ \frac{d_2 e_2}{dt} &= \frac{\dot{q}_{12}}{\rho_2} + \frac{Q_D}{\rho_2}, \quad \dot{q}_{12} = \kappa (T_1 - T_2), \quad e_2 = c_2 T_2, \\ \frac{d_2(\cdot)}{dt} &= \frac{d(\cdot)}{dt} + (\mathbf{v}_2 \cdot \nabla), \quad e_1 = c_1 T_1, \quad \varepsilon_2 = 3c_2^2, \\ \frac{d_2 \varepsilon_2}{dt} &= -p_2 \frac{d_2}{dt} \left(\frac{1}{\rho_2} \right) + \frac{\dot{Q}}{\rho_2}, \quad \psi = 1 - 1,17 m_2^{2/3}, \\ \mathbf{f}_{12} &= \frac{3}{4} \frac{c_d}{d} m_2 \rho_{11} \frac{|\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)}{\psi^2}, \\ \dot{Q} &= Q_M - Q_D, \quad Q_M = \sqrt{30} \rho_{11} m_2 c^2 |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| / d, \\ Q_D &= \sigma \rho_{22} c^3 \varphi^0(m_2) / d, \quad \varphi^0(m_2) = m_2 \left/ \left(\left(\frac{m_2^*}{m_2} \right)^{1/3} - 1 \right) \right., \\ p_2 &= m_2 \rho_{22} c^2 / \eta, \quad \eta = 1 - \left(\frac{m_2}{m_2^*} \right)^{1/3}, \quad \sigma = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{7} + \frac{1-k^2}{2} \right), \\ p_1 &= \rho_{11} R T_1, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad \rho_{22} = \text{const}, \quad l/d = \left(\frac{m_2^*}{m_2} \right)^{1/3} - 1, \end{aligned}$$

где ρ_{11} — плотность газа; m_1 и m_2 — объемное содержание фаз; ρ_{22} — плотность материала частиц; p_1 — давление газа; p_2 — давление газа частиц; T_1 — температура газа; c — хаотическая скорость частиц; T_2 — температура частицы; \mathbf{v}_1 — скорость газа; \mathbf{v}_2 — скорость частицы; \mathbf{f}_{12} — сила межфазового взаимодействия, приходящаяся на единицу объема; e_1 — удельная энергия газа; e_2 — удельная внутренняя энергия частицы; ε_2 — удельная энергия хаотического движения частиц; \dot{q}_{12} — поток тепла от газа к частицам в единицу времени; \dot{Q} — скорость перехода энергии от газа в энергию хаотического движения частиц в единицу объема; Q_M — работа силы Магнуса; Q_D — скорость диссипации энергии хаотического движения в тепловую при соударениях частиц; k — коэффициент восстановления

импульса при лобовом столкновении частиц, который будет ниже принят равным единице ($k = 1$), что соответствует упругому столкновению частиц; m_2^* — объемное содержание твердой фазы при плотной упаковке частиц; l — расстояние между частицами; d — диаметр частиц; c_d — коэффициент сопротивления. Так как $Re = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|d/\nu \gg 1$ (ν — кинематическая вязкость), можно выбрать $c_d \approx 1/2$. Ниже параметры смеси при плотной упаковке частиц будем отмечать индексом *. Таким образом, задача состоит в определении скорости вскипания слоя D в области $\Omega (0 \leq x \leq L, 0 \leq t \leq T)$ (фиг. 1). Здесь L — толщина слоя, T — время вскипания слоя при фиксированных параметрах газового потока и частиц, удовлетворяющих стационарной системе уравнений, и заданных постоянных параметрах газового потока на входе в слой ($j = \tilde{j}$, $v_1 = \tilde{v}_1$, $p_1 = \tilde{p}_1$, $T_1 = \tilde{T}_1$) и фиксированной пористости слоя $m_2|_{x=0} = \tilde{m}_2$ (j — поток газа). Система координат выбрана так, что направление движения газа в Ω положительно, а направление действия силы тяжести отрицательно ($\mathbf{g} = -g\mathbf{e}_x$).



Фиг. 1

Полагая в уравнениях системы (1.1) все частные производные равными нулю, а $\mathbf{v}_2 = 0$, $c = 0$ и пренебрегая теплообменом между газом и частицами и изменением температуры газа, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих стационарное состояние системы в виде

$$(1.2) \quad \frac{d}{dx}(\rho_1 v_1) = 0, \quad \rho_1 v_1 \frac{dv_1}{dx} = -m_1 \frac{dp_1}{dx} - f_{12}, \quad m_1 + m_2 = 1,$$

$$f_{12} - m_2 \frac{dp_1}{dx} - g\rho_2 = 0, \quad \rho_1 = \rho_{11}m_1, \quad \rho_2 = \rho_{22}m_2, \quad T_1 = \tilde{T}_1,$$

$$p_1 = \rho_{11}R\tilde{T}_1, \quad f_{12} = (3/4)c_d m_2 \rho_{11} v_1^2 / d$$

с начальными условиями

$$(\rho_{11}, v_1, m_1)|_{x=0} = (\tilde{\rho}_{11}, \tilde{v}_1, \tilde{m}_1).$$

Приводя полученную систему уравнений (1.2) к нормальной форме, имеем

$$\frac{dv_1}{dx} = -\frac{1}{\tilde{j}} \left(\frac{c_x \rho_{11} v_1^2}{\Psi^2} - g\rho_{22}m_1 \right), \quad \tilde{j} = m_1 \rho_{11} v_1,$$

$$\frac{d\rho_{11}}{dx} = \frac{1}{R\tilde{T}_1} \left(\frac{c_x \rho_{11} v_1^2}{\Psi^2} - g\rho_{22} \right), \quad c_x = (3/4)c_d/d,$$

и, разделив первое уравнение на второе, получим

$$\frac{dv_1}{d\rho_{11}} = -\frac{R\tilde{T}_1}{\tilde{j}} \frac{\left(c_x \rho_{11} v_1^2 - \frac{g\rho_{22}}{\rho_{11} v_1} \tilde{j} \Psi^2 \right)}{\left(c_x \rho_{11} v_1^2 - g\rho_{22} \Psi^2 \right)}.$$

Это уравнение может быть проинтегрировано в области $0 \leq x \leq L$, поскольку всюду в области оно не имеет особенностей ($m_1 < 1$). Решением уравнения будет зависимость $v_1 = v_1(\rho_{11}, A)$ (A — константа интегрирования), подставляя которую во второе уравнение, с учетом начальных условий получим $v_1^0(x)$, $\rho_{11}^0(x)$, $m_1^0(x)$, $p_1^0(x)$, здесь величины с индексом 0 относятся к нулевому приближению.

2. Рассмотрим задачу о распространении волны вскипания по газу частиц. Для частиц эта волна является «сильной», поэтому будет использована полная система уравнений для 2-й компоненты (1.1). Для газа воспользуемся линеаризованными уравнениями для возмущений, которые

получим с учетом стационарного состояния, взятого в качестве нулевого приближения. Представим искомое решение в виде

$$(2.1) \quad \begin{aligned} v_1 &= v_1^0(x) + v_1^1(x, t), & p_1 &= p_1^0(x) + p_1^1(x, t), \\ \rho_1 &= \rho_1^0(x) + \rho_1^1(x, t), & m_1 &= m_1^0(x) + m_1^1(x, t), \\ T_1 &= \tilde{T}_1 \quad (T_1^1/\tilde{T}_1 \ll 1), & v_2 &= v_2(x, t), \quad p_2 = p_2(x, t). \end{aligned}$$

Подставляя (2.1) в систему (1.1) и пренебрегая эффектами теплообмена между газом и частицами, с учетом (1.2) получим уравнения

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1^1) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1^0 v_1^1 + \rho_1^1 v_1^0) &= 0, \\ \rho_1^0 \frac{\partial}{\partial t} (v_1^1) + (\rho_1^0 v_1^1 + \rho_1^1 v_1^0) \frac{\partial v_1^0}{\partial x} + \rho_1^0 v_1^0 \frac{\partial v_1^1}{\partial x} &= -m_1^0 \frac{\partial p_1^1}{\partial x} - \\ &- m_1^1 \frac{\partial p_1^0}{\partial x} - f_{12}^1, \quad \rho_1^1 = \rho_{11}^1 m_1^c + \rho_{11}^0 m_1^1, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 v_2) &= 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2 v_2) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 v_2^2 + p_2 + m_2^c p_1^1) = G_x, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho_2 \left(\varepsilon_2 + \frac{v_2^2}{2} \right) \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_2 v_2 \left(J_2 + \frac{v_2^2}{2} \right) \right) &= \frac{\dot{Q}}{\rho_2} - G v_2 - v_2 \frac{\partial}{\partial x} (m_2^0 p_1^1), \\ J_2 &= \varepsilon_2 + p_2/\rho_2, \quad m_1^1 = -m_2^1, \\ G &= f_{12}^1 - g \rho_2^1 - m_2^1 \frac{d p_1^0}{d x} + p_1^1 \frac{d m_2^0}{d x}, \end{aligned}$$

где

$$(2.3) \quad \left| \frac{p_1^1}{p_1^0} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{p_1^1}{p_2} \right| < 1, \quad \left| \frac{G}{\partial p_2 / \partial x} \right| < 1, \quad \left| \frac{m_1^1}{m_1^0} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{v_1^1}{v_1^0} \right| \ll 1.$$

Неравенства (2.3) выполняются при реальных параметрах ρ_{11}^0/ρ_{22} , \tilde{T}_1 , m_2 ,

$$(2.4) \quad \frac{\rho_{11}^c}{\rho_{22}} > 3 \frac{m_2^0}{m_1^0} 10^{-3}, \quad \left| \frac{m_2^0 - m_2^*}{m_2^*} \right| \ll 1, \quad (\tilde{v}_1)^2 / R \tilde{T}_1 \ll 1.$$

После возбуждения частиц во фронте волны происходит включение силы Магнуса ($\dot{Q} > 0$), которая компенсирует потери энергии частиц ε_2 при столкновениях. Оценка скорости энерговыделения показывает, что выделение энергии происходит в узкой зоне толщиной $\Delta x \sim 8d$, поэтому будем рассматривать фронт волны как разрыв. Перейдем аналогично [4] от дифференциальных уравнений (2.2) к интегральным законам сохранения, контур интегрирования G (см. фиг. 1) выберем, как в [4]. Используя неравенства (2.3), положим $[\rho_{11}^1] = 0$ и, отбросив члены более высокого порядка гладкости, получим

$$(2.5) \quad \begin{aligned} [p_1^1] &= \frac{\rho_1^0 (v_1^0 - D)^2}{m_1^0} [m_1^1], \quad [v_1^1] = -\frac{[m_1^1]}{m_1^0} (v_1^0 - D), \\ [\rho_{11}^1] &= 0, \quad [\rho_2 (v_2 - D)] = 0, \quad \left[J_2 + \frac{(v_2 - D)^2}{2} \right] = 0, \\ [\rho_2 (v_2 - D)^2 + p_3] &= 0, \quad p_3 = p_2(\varepsilon_2, m_2) + m_2^0 p_1^1, \end{aligned}$$

где квадратными скобками обозначены скачки соответствующих величин на разрыве; $D = dx/dt$ — скорость волны. Первые два соотношения системы (2.5) совпадают с точностью $o((m_1^1)^2)$ с выражениями, полученными в [5] на основе модельного уравнения, описывающего движение газа через пористый слой. В качестве граничных условий перед разрывом положим $\varphi = (\varepsilon_2, p_2) = 0$. За фронтом волны выполняется условие

$$(2.6) \quad \dot{Q} = 0_x$$

которое определяет зависимость $\varepsilon_2 = \varepsilon_2(m_2)$ и замыкает систему (2.5). Полученная система уравнений (2.5), (2.6) допускает точное решение.

Используя второе неравенство в (2.4), получим соотношение $\left(\frac{m_2^*}{m_2}\right)^{1/3} - 1 = \frac{1}{3} \frac{\theta}{\vartheta_2^*} + o\left(\frac{\theta}{\vartheta_2^*}\right)^2$. Перепишем уравнение состояния и энтальпии газа частиц в виде $p_2 = \varepsilon_2/\theta$, $J_2 = p_2(\vartheta_2^* + 2\theta)$, где $\theta = \vartheta_2 - \vartheta_2^*$, $\vartheta_2 = 1/(\rho_{22}m_2)$, $\vartheta_2^* = 1/(\rho_{22}m_2^*)$. $\theta/\vartheta_2^* \ll 1$. Поскольку перед фронтом волны состояние является невозмущенным, имеем $\theta^+ = \theta^0$ и, подставив $J_2(\theta)$ в систему (2.5), получим с точностью $o((\theta/\vartheta_2^*)^2)$

$$(2.7) \quad \frac{\Delta v_2}{D} = \frac{\theta^0 - \theta}{\vartheta_2^*}, \quad p_2 = \tilde{D}^2 \frac{(\theta^0 - \theta)}{(\vartheta_2^*)^2}, \quad p_2^+ = p_2^+ \left(\frac{3\theta^0 - \theta}{3\theta - \theta^0} \right),$$

$$p_1^+ = -\frac{v_{11}^0 (v_1^0 - D)^2 (\theta^0 - \theta)}{\rho_{22} m_1^0 (\vartheta_2^*)^2}, \quad v_1^+ = \frac{(v_1^0 - D) \theta^0 - \theta}{m_1^0 \vartheta_2^*},$$

$$\tilde{D}^2 = D^2 + \frac{m_2^0}{m_1^0} \frac{\rho_{11}^0}{\rho_{22}^0} (v_1^0 - D)^2, \quad p_2^+ = 0, \quad \Delta v_2 = v_2^- - v_2^+.$$

Условие (2.6) дает $c = 14 \frac{\rho_{11}^0 \theta v_1^0}{\rho_{22} \vartheta_2^*}$ или с учетом уравнения состояния

$$(2.8) \quad p_2 = 3 \cdot (14)^2 \left(\frac{\rho_{11}^0 v_1^0}{\rho_{22} \vartheta_2^*} \right)^2 \theta,$$

здесь p_2^+ — давление, а θ^+ — отличие удельного объема от ϑ_2^* перед фронтом волны. Остальные величины характеризуют состояние за фронтом волны. Изучим процесс вскипания газа частиц в плоскости (p_2, θ) (фиг. 2).

3. В соответствии с третьим уравнением системы (2.7) (адиабата Гюгонио) и $p_2^+ = 0$ имеем, что состояние за фронтом ударной волны лежит на вертикальной прямой, проходящей через точку C , в некоторой точке B . Переход из начального состояния A в B происходит скачком и описывается вторым уравнением (2.7) (закон сохранения импульса). Тангенс угла наклона AB к оси абсцисс определяет скорость волны и находится в свою очередь пересечением прямых AB и OB (прямая OB описывается уравнением (2.8)). Таким образом, точка пересечения прямых AB , OB , CB определяет искомые решения:

$$\theta = \frac{\theta^0}{3}, \quad p_2 = (14)^2 \left(\frac{\rho_{11}^0 v_1^0}{\rho_{22} \vartheta_2^*} \right)^2 \theta^0.$$

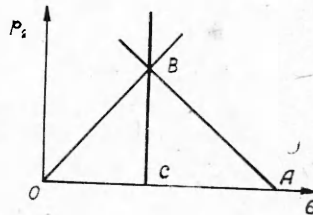
Используя второе уравнение системы (2.7), получим

$$\tilde{D}^2 = \frac{3}{2} \left(14 \frac{\rho_{11}^0 v_1^0}{\rho_{22}^0} \right)^2,$$

что дает

$$(3.1) \quad D_{1,2} = \left(\frac{m_2^0 \rho_{11}^0}{m_1^0 \rho_{22}^0} \pm \sqrt{\frac{3}{2} \left(14 \frac{\rho_{11}^0 v_1^0}{\rho_{22}^0} \right)^2 - \frac{\rho_{11}^0 m_2^0}{\rho_{22}^0 m_1^0}} \right) v_1^0,$$

где $D_1 > 0$ соответствует волне, распространяющейся в положительном направлении (по направлению течения газа), а $D_2 < 0$ соответствует волне, распространяющейся в отрицательном направлении. Условие (2.4) на параметр $(\rho_{11}^0/\rho_{22}^0)$ обеспечивает положительность подкоренного выражения. Отметим, что $D_1 > |D_2|$. Это связано с тем, что тормозящее действие возмущенного потока газа на частицы на фронте волны D_1 меньше, чем для волны D_2 :



Ф и г. 2

$$[p_1^1]^+ = \frac{\rho_{11}^0 (v_1^0 - D_1)^2}{m_1^0} [m_1^1], \quad [p_1^1]^- = \frac{\rho_{11}^0 (v_1^0 + |D_2|)^2}{m_1^0} [m_1^1],$$

отсюда с учетом $[m_1^1] < \theta$ получим $[p_1^1]^- < [p_1^1]^+ < 0$. Другой особенностью полученного решения (2.7), (3.1) является соотношение

$$(3.2) \quad \frac{v_2}{D} \approx \frac{2}{3} \frac{\theta^0}{v_2^*} = \frac{2l}{d} + o\left(\frac{\theta^0}{\theta_2^{*2}}\right) \ll 1.$$

Этот факт есть следствие предположения о несжимаемости частиц, а следовательно, и бесконечно большой скорости передачи возмущения в частице. Видно, что при смещении частицы за время τ на длину свободного пробега l возмущение передается на расстояние $l + d$, поэтому с учетом $l \ll d$ имеет место $v_2/D = l/(l + d) \approx l/d$, что с точностью до двойки совпадает с выражением (3.2). Таким образом, полученное решение (2.7), (3.1) позволяет утверждать, что существует индуцированный механизм вскипания слоя.

Поступила 3 III 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдштик М. А. Элементарная теория кипящего слоя. — ПМТФ, 1972, № 2.
2. Гольдштик М. А., Козлов Б. Н. Элементарная теория конденсированных дисперсных систем. — ПМТФ, 1973, № 4.
3. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
4. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений. М.: Наука, 1978.
5. Вайсман А. М., Гольдштик М. А. Динамическая модель движения жидкости в пористой среде. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 6.

УДК 541.182.2/3

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ АЭРОЗОЛЯ ИЗ ПЕРЕСЫЩЕННОГО ПАРА

А. Я. Лукин, А. М. Степанов

(Ленинград)

Процесс гомогенного образования конденсированной фазы традиционно рассматривается как двустадийный: появление зародышей в результате нуклеации и их дальнейший рост в пересыщенном паре. При этом неявно предполагается, что спектр размеров частиц конденсата определяется именно первым этапом — зародышеобразованием. В действительности же из-за зависимости скорости массообмена от кривизны поверхности и благодаря изменению томпсоновского критического размера $r_{кр}$ первоначально образовавшееся распределение частиц по размерам может существенно искажаться. При снятии пересыщения величина $r_{кр}$ растет и становится возможным переход мелких частиц аэрозоля в область докритических размеров с последующим испарением. Это ведет к уменьшению счетной концентрации аэрозоля, которое может быть ошибочно интерпретировано как результат коагуляции. Сразу заметим, что в работе рассматриваются аэрозоли, в формировании которых процесс коагуляции не является определяющим. Понятно, что процесс уменьшения счетной концентрации частиц невозможно исследовать в рамках монодисперсного приближения. Более того, покажем, что это невозможно сделать и в рамках широко применяемой модели, учитывающей функцию распределения введением первых четырех ее моментов.

1. Применимость моментных уравнений. Модель, как известно, основана на приближенном решении кинетического уравнения для функции распределения частиц по размерам $f(r, t)$ [1]

$$(1.1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (rf) = \delta(r - r_{кр}) J,$$