ЛИТЕРАТУРА

1. Воляк Л. Д. Теплота испарения как функция удельного объема фаз. Ж. физ. химии, 1956, т. 30, вып. 10.
2. Гольцова Е. И. Плотность лития, натрия и калия до 1500—1600° С. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, № 3.
3. Васин А. С., Соловьев А. Н. Экспериментальное исследование плотности жидких металлов гамма-методом. В сб.: «Исследования теплофизических свойств веществ», Новосибирск, «Наука», 1967.
4. Вукалович М. П., Зубарев В. Н., Фокин Л. Р. Расчет термодинамических свойств паров калия при температурах до 1300° С и давлениях до 25 *кг/см*^{2}. Теплоэнергетика, 1962, № 8.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд. 2., М., Изд-во АН СССР, 1962, т. 1, 2.
6. Виноградов Ю. К., Воляк Л. Д. Определение энергии диссоциации молекул Na_2 и K_2 по давлению насыщенного пара натрия и калия. Измерит. техника, 1967, № 3.
7. Bonilla Ch. F., Sawney D. L., Makansi M. M. Vapor pressure of alkali metals Rubidium Cesium and Sodium alloy. up to 100 psi. Trans. Amer. Soc. Metals 1962, vol. 15, p. 877.
8. Воляк Л. Д. Критические параметры щелочных металлов. Ж. физ. химии, 1966, т. 40, вып. 6.
9. Абрамова В. М., Кириллов П. Л. О критических параметрах щелочных металлов. Инж-физ. ж., 1962, т. 5, № 1.
10. Grosse A. V. The temperature range of liquid metals and an estimate of their critical constans. J. Inorg. and Nucl. Chem., 1961, vol. 22, No. 1.
11. Dillon I. L., Nelson P. A., Swanson B. S. Measurement of densities and estimation of critical properties of the alcali metals. J. Chem. Phys., 1966, vol. 44, No. 11.
12. Воляк Л. Д., Осьминин Ю. П. О поверхности натяжения щелочных металлов. Ж. физ. химии, 1968, т. 42, № 4.
13. Копп И. З. К оценке критической температуры элементарных веществ. Ж. физ. химии, 1967, т. 41, вып. 6.
14. Franck E. U., Hensel F. Metallic conductance of supercritical mercury gas at high pressures. Phys. Rev., 1966, vol. 147, No. 1.
15. Douglas T. B., Ball A. F., Ginnings D. C. Heat capacity of liquid mercury between 0 and 450° C. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1951, vol. 46, No. 4, p. 334.

О ТЕПЛООБМЕНЕ МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЬЮ И ПСЕВДООЖИЖЕННЫМ СЛОЕМ

В. П. Мясников, М. С. Рождественская

(Москва)

Одним из важных технологических применений псевдоожиженного слоя является его использование в качестве охлаждающего агента в теплообменниках. Исследованию этого процесса посвящено большое число работ, причем можно достаточно четко выделить два основных направления теоретического объяснения механизма теплообмена.

Первое исходит из представлений о многократном переносе тепла от поверхности твердыми частицами [1–3]; второе — из представлений о смене «пакетов» твердых частиц около стенки и прогрева пакета, как пористой среды [4–9].

В данной работе обсуждается вопрос о теплообмене между псевдоожиженным слоем и поверхностью на основе кинетической модели слоя, развитой ранее в работах [10–12].

1. **Постановка задачи.** Пусть в момент времени t частица вышла из непосредственного теплового контакта с поверхностью, имеющей фиксированную температуру T_w. Обозначим, далее, через β_0 коэффициент теплообмена между частицей и стенкой. Количество тепла, отдаваемое стенкой частице за время dt

$$dQ_i = mc_i dT_i = \beta_0 (T_w - T_i)\, dt \tag{1.1}$$

Здесь m — масса частицы, c_i — ее теплоемкость, T_i — среднеобъемная температура частицы.

Если частица оказалась в зоне непосредственного теплового контакта с охлаждаемой поверхностью в момент времени $\tau < t$, то ее температура в момент t будет равна

$$T_i(t) = T_w - [T_w - T_i(\tau)] \exp\left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right] \qquad (1.2)$$

Введем функцию распределения числа частиц $\psi(t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, T_i)$ такую, что среднее число частиц в объеме $(\mathbf{x}, \mathbf{x}+d\mathbf{x})$ со скоростями и температурами в интервале $(\mathbf{u}, \mathbf{u}+d\mathbf{u})$ и (T_i, T_i+dT_i) равно $\Psi d\mathbf{x}d\mathbf{u}dT_i$.

Функция ψ обычным образом связана с больцмановской функцией распределения

$$f(t, \mathbf{x}, \mathbf{u}) = \int\limits_0^\infty \Psi(t, \mathbf{x}, \mathbf{u}, T_i)\, dT_i$$

Для частиц, попавших в зону теплового контакта в момент времени τ, среднее повышение температуры

$$T_i^\circ = T_w - [T_w - \langle T_i(\tau)\rangle] \exp\left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right]$$

$$\langle T_i(\tau)\rangle = \frac{1}{n}\iint\limits_0^\infty T_i \Psi(\tau, \mathbf{x}, \mathbf{u}, T_i)\, dT_i\, d\mathbf{u} \qquad (1.3)$$

Обозначим через $P(\xi)$ вероятность пребывания частицы в зоне теплового контакта в течение времени ξ. Тогда наиболее вероятная температура частиц, которые выходят в момент времени t из зоны теплового контакта

$$\langle T_i^\circ\rangle = T_w - \int\limits_{-\infty}^{t} [T_w - \langle T_i(\tau)\rangle]\, P(t-\tau) \exp\left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right] d\tau \qquad (1.4)$$

Количество тепла, уносимое этими частицами в момент времени t из зоны теплового контакта со стенкой, будет равно

$$Q_n^* = mc_i\left\{T_w - \int\limits_{-\infty}^{t} [T_w - \langle T_i(\tau)\rangle]\, P(t-\tau) \exp\left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right] d\tau\right\} \int\limits_{(\mathbf{un})>0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u} \qquad (1.5)$$

где $\mathbf{n}$ — нормаль к охлаждаемой поверхности, направленная в объем слоя.

Количество тепла, которое в тот же момент времени t частицы приносят из объема слоя в зону теплового контакта

$$Q_n^\circ = -mc_i \langle T_i(t)\rangle \int\limits_{(\mathbf{un})<0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u} \qquad (1.6)$$

Учитывая теперь, что на непроницаемой для частиц поверхности

$$\int\limits_{(\mathbf{un})>0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u} + \int\limits_{(\mathbf{un})<0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u} = 0 \qquad (1.7)$$

для количества тепла, уносимого из зоны теплового контакта в момент времени t, найдем

$$q_n = mc_i\left\{T_w - \langle T_i(t)\rangle - \int\limits_{-\infty}^{t} [T_w - \langle T_i(\tau)\rangle]\, P(t-\tau) \exp\left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right] d\tau\right\} \times$$
$$\times \int\limits_{(\mathbf{un})>0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u} \qquad (1.8)$$

Величина q_n должна быть равна потоку тепла, переносимого частицами в псевдоожиженном слое, так что в соответствии с результатами работ [11] будем иметь

$$-\frac{3mc_i}{8\sigma^2\chi}\left(\frac{\theta}{m\pi}\right)^{1/2} \frac{\partial\langle T_i\rangle}{\partial n} = mc_i\left\{T_w - \langle T_i(t)\rangle - \int\limits_{-\infty}^{t} [T_w - \langle T_i(\tau)\rangle]\, P(t-\tau) \exp \times\right.$$
$$\left.\times \left[-\frac{\beta_0}{mc_i}(t-\tau)\right] d\tau\right\} \int\limits_{(\mathbf{un})>0} (\mathbf{un})\, f\, d\mathbf{u}$$

$$\chi = \frac{1 - {}^{11}/_{16} N}{1-N}, \qquad v_* n = N \qquad (1.9)$$

Здесь σ — диаметр частиц; θ — псевдотемпература [10]; v_* — объем, приходящийся на одну частицу при их плотной упаковке в пространстве; n — среднее число частиц в единице объема.

Как видно из (1.9), мгновенный поток тепла от охлаждаемой поверхности в момент времени t зависит от всей предыстории процесса. Только в случае стационарного состояния, когда $\langle T_i \rangle$ не зависит от времени, будем иметь

$$-\frac{3mc_i}{8\sigma^2\chi}\left(\frac{\theta}{m\pi}\right)^{1/2}\frac{\partial\langle T_i\rangle}{\partial n}=h\,(T_w-\langle T_i\rangle)$$

$$h=mc_i\left\{1-\int\limits_0^\infty P(\xi)\exp\left(-\frac{\beta_0\xi}{mc_i}\right)d\xi\right\}\int\limits_{(\mathbf{un})>0}(\mathbf{un})\,f\,d\mathbf{u} \tag{1.10}$$

2. Стационарный режим охлаждения вертикальной поверхности. Рассмотрим теперь характерные особенности стационарного процесса теплообмена между вертикальной поверхностью и омывающим ее слоем.

Предположим, для простоты, что продольная протяженность слоя велика сравнительно с его толщиной, а макроскопические потоки частиц в слое отсутствуют, и средняя скорость движения псевдогаза равна нулю.

Уравнения переноса тепла в слое [12] будут иметь следующий вид:

$$\lambda_i\Delta\langle T_i\rangle+\lambda_i\left(\frac{\partial\varphi}{\partial q}\right)_0\left(\frac{\partial\langle T_f\rangle}{\partial y}-\frac{\partial\langle T_i\rangle}{\partial y}\right)+mnc_i\varphi\,(\langle T_f\rangle-\langle T_i\rangle)=0$$

$$\lambda_f\frac{\partial^2\langle T_f\rangle}{\partial y^2}-\rho_f c_f Q\frac{\partial\langle T_f\rangle}{\partial y}-mnc_i\varphi\,(\langle T_f\rangle-\langle T_i\rangle)=0 \tag{2.1}$$

Система координат выбрана таким образом, что ось x направлена нормально к охлаждаемой стенке и лежит в плоскости, поддерживающей слой сетки, а ось y направлена вертикально вверх.

Эффективные коэффициенты теплопроводности λ_i и λ_f были получены в [11], а зависимость функции φ от скорости фильтрации потока через слой, пористости слоя и коэффициентов теплопроводности частиц и газа обсуждается в работе [12].

Поскольку тепловой режим слоя предполагается стационарным, то все тепло, снимаемое со стенки частицами, уносится газовым потоком из слоя. Из второго уравнения (2.1) в общем случае

$$\frac{\rho_f Q c_f}{L}\sim\rho_i c_i\varphi \tag{2.2}$$

где ρ_i — плотность материала частиц, а L — характерный масштаб выравнивания температур потока и частиц.

Учитывая зависимость φ от указанных выше параметров потока [12] и обозначая через l толщину слоя, будем иметь

$$\frac{L}{l}\sim\frac{\nu_f}{\varkappa_f}\frac{\sigma^2 R}{lH_T(n,R,k_f/k_i)},\qquad R=\frac{Q\sigma}{\nu_f} \tag{2.3}$$

где ν_f — коэффициент кинематической вязкости газа; $\varkappa_f$ — его коэффициент температуропроводности; k_f, k_i — коэффициенты теплопроводности газа и частиц; σ — диаметр частиц; H_T — величина, пропорциональная числу Нуссельта для теплообмена частиц и потока.

В общем случае $L\sim l$, но для медленно прогревающихся частиц $L\gg l$.

Обращаясь теперь к первому уравнению (2.1), из условия теплового баланса найдем

$$\frac{\lambda_i}{\delta}L\sim\rho_f Q c_f\delta \tag{2.4}$$

где δ — характерная толщина слоя нагретых частиц в окрестности охлаждаемой стенки.

Из (2.2) и (2.4) получим

$$\frac{\delta^2}{L^2}\sim\frac{Q}{\varphi L}\frac{\sigma}{L}\ll 1 \tag{2.5}$$

Поскольку $L\,(\partial\varphi/\partial q)_0 \sim 1$, то, сохраняя в (2.1) члены, имеющие наибольший порядок величины, будем иметь

$$\lambda_i \frac{\partial^2 \langle T_i\rangle}{\partial x^2} + mnc_i\varphi\,(\langle T_f\rangle - \langle T_i\rangle) = 0$$

$$\lambda_f \frac{\partial^2 \langle T_f\rangle}{\partial y^2} - \rho_f Q c_f \frac{\partial \langle T_f\rangle}{\partial y} - mnc_i\varphi\,(\langle T_f\rangle - \langle T_i\rangle) = 0 \tag{2.6}$$

Краевыми условиями для (2.6) будут условия (1.10) и

$$\langle T_f\rangle|_{y=0} = T_s \tag{2.7}$$

Система (2.6) может быть легко решена в случае, если $L \sim l$. Представим тогда $\langle T_i\rangle$ и $\langle T_f\rangle$ в виде разложений

$$\langle T_i\rangle = \theta_i^{(0)} + \theta_i^{(1)} + \ldots, \qquad \langle T_f\rangle = T_s + \theta_f^{(1)} + \theta_f^{(2)} + \ldots \tag{2.8}$$

Подставляя (2.8) в (2.6), получаем для последовательных приближений

$$\lambda_i \frac{\partial^2\theta_i^{(0)}}{\partial x^2} + mnc_i\varphi\,(\theta_f^{(0)} - \theta_i^{(0)}) = 0, \qquad \theta_f^{(0)} = T_s, \ \lambda_i \frac{\partial^2\theta_i^{(1)}}{\partial x^2} + mnc_i\varphi\,(\theta_f^{(1)} - \theta_i^{(1)}) = 0$$

$$\lambda_f \frac{\partial^2\theta_f^{(1)}}{\partial y^2} - \rho_f Q c_f \frac{\partial\theta_f^{(1)}}{\partial y} - mnc_i\varphi\,(\theta_f^{(1)} + \theta_f^{(0)} - \theta_i^{(0)}) = 0 \tag{2.9}$$

Решение первого из уравнений (2.9), удовлетворяющее краевому условию (1.10) при $x = 0$, следующее:

$$\theta_i^{(0)} = T_s + \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,e^{-kx}, \qquad k = \left(\frac{mnc_i\varphi}{\lambda_i}\right)^{1/2} \tag{2.10}$$

Уравнение для первого приближения поля температур взвешивающего потока тогда запишется в виде

$$mnc_i\varphi\theta_f^{(1)} + \lambda_f \frac{\partial^2\theta_f^{(1)}}{\partial y^2} - \rho_f Q c_f \frac{\partial\theta_f^{(1)}}{\partial y} = mnc_i\varphi \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,e^{-kx} \tag{2.11}$$

и соответствующее решение (2.11) с учетом условия (2.7) будет

$$\theta_f^{(1)} = \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,e^{-kx}\,(1 - e^{-sy})$$

$$s = \frac{1}{2\lambda_f}\{[(\rho_f Q c_f)^2 + 4\lambda_f mnc_i\varphi]^{1/2} - \rho_f Q c_f\} \tag{2.12}$$

Уравнение для первого приближения поля температур псевдогаза такое:

$$\lambda_i \frac{\partial^2\theta_i^{(1)}}{\partial x^2} - mnc_i\varphi\theta_i^{(1)} = -mnc_i\varphi \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,e^{-kx}\,(1 - e^{-sy}) \tag{2.13}$$

Его решение позволяет получить распределение поля температур псевдогаза. После несложных преобразований получим

$$\langle T_f\rangle = T_s + \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,(1 - e^{-sy})\,e^{-kx} + \ldots$$

$$\langle T_i\rangle = T_s + \frac{h}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,e^{-kx} + \frac{{}^1/_2\,kh}{h + \lambda_i k}(T_w - T_s)\,(1 - e^{-sy})\,xe^{-kx} +$$

$$+ \frac{{}^1/_2\,\lambda_i kh}{(h + \lambda_i k)^2}(T_w - T_s)\,(1 - e^{-sy})\,e^{-kx} + \cdots \tag{2.14}$$

Заметим, что если $h > \lambda_i k = (mnc_i\varphi\lambda_i)^{1/2}$, то максимальная скорость теплообмена между компонентами достигается при

$$x = \frac{1}{k}\,\frac{h - \lambda_i k}{h + \lambda_i k} \tag{2.15}$$

3. Коэффициент теплообмена. По определению локальный коэффициент теплообмена слоя с поверхностью

$$\alpha = h\left[\frac{T_w - \langle T_i \rangle}{T_w - T_s}\right]_{x=0} = h\frac{k\lambda_i}{h + k\lambda_i}\left[\frac{k\lambda_i + {}^1/_2 h}{k\lambda_i + h} + \frac{{}^1/_2 h}{k\lambda_i + h} e^{-sy}\right] \tag{3.1}$$

Заметим, что его величина падает по мере удаления от поддерживающей слой сетки. Этот результат хорошо подтверждается экспериментальными измерениями.

В пределах точности рассматриваемого приближения

$$\alpha_{\max} = h\frac{k\lambda_i}{h + k\lambda_i}, \qquad \alpha_{\min} = \alpha_{\max}\frac{k\lambda_i + {}^1/_2 h}{k\lambda_i + h} \tag{3.2}$$

Обозначая через d длину охлаждаемой слоем поверхности, для среднего значения коэффициента теплообмена α_0 получаем

$$\alpha_0 = \frac{1}{d}\int_0^d \alpha(y)\,dy = \alpha_{\max}\left[\frac{k\lambda_i + {}^1/_2 h}{k\lambda_i + h} + \frac{{}^1/_2 h}{k\lambda_i + h}\cdot\frac{(1 - e^{-sd})}{sd}\right] \tag{3.3}$$

Из (2.12) и (2.3) следует, что $s \sim 1/L$. Для достаточно медленно прогревающихся частиц $d \ll L$, так что в этом случае

$$\alpha_0 \approx \alpha_{\max} \tag{3.4}$$

Как указывается, например, в работах [13,14], для алюминиевых частиц величина $L \sim 2 \div 4$ *см*. Для частиц песка в силу их значительно меньшей теплопроводности значения L будут в несколько раз больше.

Из (3.4) и (1.10) получим выражение для α_0

$$\alpha_0 = mnc_i w_n A\frac{k\lambda_i}{k\lambda_i + mnc_i w_n A}$$

$$A = 1 - \int_0^\infty P(\xi)\exp\left[-\frac{\beta_0\xi}{mc_i}\right]d\xi, \qquad w_n = \left(\frac{\theta}{2m\pi}\right)^{1/2} \tag{3.5}$$

где θ — псевдотемпература [10].

Используя выражение для k из (2.10) и λ_i из работы [11], можно показать, что с достаточной для практических целей точностью

$$\frac{k\lambda_i}{k\lambda_i + mnc_i w_n A} \approx 1 \tag{3.6}$$

Поэтому окончательно

$$\alpha_0 = mnc_i\left(\frac{\theta}{2\pi m}\right)^{1/2}\left\{1 - \int_0^\infty P(\xi)\exp\left[-\frac{\beta_0\xi}{mc_i}\right]d\xi\right\} \tag{3.7}$$

Параметры β_0 и $P(\xi)$, фигурирующие в (3.7), в первом приближении могут быть определены следующим образом. Предполагая, что теплообмен между частицей и стенкой осуществляется через газовую прослойку некоторой средней толщины δ_0, получаем

$$\beta_0 = \frac{k_f}{\delta_0}\frac{\pi\sigma^2}{4} \tag{3.8}$$

Будем также предполагать, что время нахождения частицы в зоне непосредственного теплового контакта со стенкой совпадает с удвоенным средним временем ее свободного пробега (средний промежуток времени от столкновения, отбросившего частицу к стенке, до следующего столкновения после соударения со стенкой). Тогда

$$\lambda = \sigma\left(\frac{1}{N}\right)^{1/3}, \qquad N = nv_*, \qquad P(\xi) = \delta\left(\xi - \frac{2\lambda}{w_n}\right) \tag{3.9}$$

Подставляя (3.8) и (3.9) в (3.7), окончательно получаем

$$\alpha_0 = mnc_i\left(\frac{\theta}{2\pi m}\right)^{1/2}\left\{1 - \exp\left[-\frac{\pi k_f\sigma^3}{2\delta_0 mc_i N^{1/3}}\left(\frac{2m\pi}{\theta}\right)^{1/2}\right]\right\} \tag{3.10}$$

Выражение для θ получено в работе [10]

$$\theta = \frac{mD}{3}\omega^2\left\{\frac{1}{1 - \omega N} + \frac{1}{\omega}\frac{\partial \ln \Phi}{\partial N}\right\}^2\frac{N^2(1 - N)^2 Q^2}{(1 - \omega N)^2(1 - {}^{17}/_{32}N^2 + {}^{11}/_{16}N^3 - N)}$$

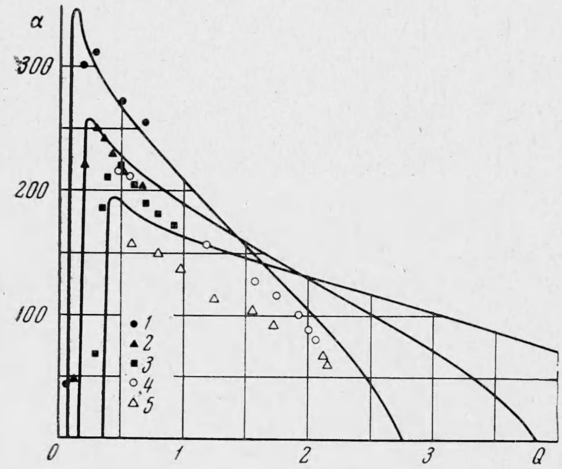
$$\omega = \pi\sigma^3/6v_* \tag{3.11}$$

Здесь Φ — стоксов коэффициент сопротивления частицы, рассчитанный на единицу массы, а Q — скорость взвешивающего потока газа в свободном сечении аппарата.

В стационарном состоянии слоя Q и N связаны между собой определенной зависимостью [15]. Если использовать для расчетов зависимость для Φ, предложенную в работе [16], то

$$Q = \frac{\nu_f}{\sigma} \frac{A_r (1 - \omega N)^{4.75}}{18 + 0.6\, [A_r (1 - \omega N)^{4.75}]^{1/2}}, \qquad A_r = \frac{g\sigma^3}{\nu_f^2} \frac{\rho_i}{\rho_f} \tag{3.12}$$

На фигуре 1 приведены результаты расчетов величины α_0 в зависимости от Q по формулам (3.10) — (3.12) для опытов с кварцевым песком [17], в которых достаточно точно выполнены условия справедливости полученных зависимостей. При проведении расчетов принято $\omega = 0.6$, $D = 10^{-2}$, $\delta_0 = 0.8\delta$. Непрерывные кривые соответствуют теоретическим зависимостям, а экспериментальные точки нанесены по данным [17,18]. Анализ полученных результатов позволяет утверждать, что теоретические результаты не только приводят к хорошему качественному совпадению с экспериментом, но и обнаруживают удовлетворительное количественное согласие.



Фиг. 1

При больших скоростях взвешивающего потока ход зависимости α_0 (*ккал/м²час · град*) от Q(*м/сек*) также хорошо качественно согласуется (фигура) с известными экспериментальными данными [18]. Опыты в этом случае проводились со стеклянными шариками, теплофизические свойства которых отличаются от соответствующих свойств кварцевого песка, хотя это различие и не очень значительно. Соответствующие этому случаю экспериментальные точки для частиц, диаметры которых близки к использованным в опытах [17], нанесены на фиг. 1 по данным работы [18]. Более низкое расположение экспериментальных точек из [18] на фиг. 1 для частиц близких диаметров связано с гораздо большей неоднородностью распределения частиц по высоте в слое по сравнению с [17]. Величина максимума α_0 растет с уменьшением диаметра частиц, и кривые на фигуре соответствуют частицам с диаметрами $3.15 \cdot 10^{-2}$, $4.5 \cdot 10^{-2}$, $7.5 \cdot 10^{-2}$ *см* для кварцевого песка *1, 2, 3* и $8.5 \cdot 10^{-2}$ и $4.5 \cdot 10^{-2}$ *см* для стеклянных шариков *4, 5*.

Авторы благодарны В. Г. Левичу за внимание и ценные обсуждения.

Поступила 7 V 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Heerden C. van, Nobel A. P. P., Krevelen D. W. Mechanism of heat transfer in fluidized beds. Industr. Engng. Chem., 1953, vol. 45, No. 6, pp. 1237—1242.
2. Mickley H. S., Fairbanks D. F. Mechanism of heat transfer to fluidized bed. A. J. Ch. E. Jornal, 1955, vol. 1, No. 3, pp. 374—384.
3. Забродский С. С. К анализу экспериментальных данных по переносу тепла псевдоожиженным слоем. Инж.-физ. ж., 1958, т. 1, № 4, стр. 22—30.
4. Ernst R. Der Mechanismus des Wärmeüberganges an Wärmeaustauscher in Fliessbetten (Wirdelschichten). Chem. Ing. Techn., 1959, vol. 31, No. 3, pp. 166—173.
5. Рукенштейн Э. К вопросу о механизме тепло- или массопередачи в кипящем слое. Ж. прикл. химии, 1962, т. 35, № 1, стр. 70—80.
6. Reuter H. Mechanismus der Blasen im Gas — Feststoff — Fließbett, Chem., Ing. Techn., 1963, vol. 35, No. 3, pp. 219—228.
7. Тодес О. М., Бондарева А. К. Теплоотдача от кипящего слоя к поверхности теплообмена. В сб. «Применение кипящего слоя в народном хозяйстве СССР». М., 1965 (Центр. н.-и. ин-т информ. и техн.- экон. исслед. цветной металлургии).
8. Баскаков А. П. Механизм теплообмена между кипящим слоем и поверхностью. Инж.-физ. ж., 1963, т. 6, № 11, стр. 20—25.

9. Гальперин Н. И., Айнштейн В. Г., Зайковский А. В. О механизме теплообмена между поверхностью и неоднородным псевдоожиженным слоем зернистых материалов. Хим. пром.-сть, 1966, № 6.
10. Мясников В. П. О динамических уравнениях движения двухкомпонентных систем. ПМТФ, 1967, № 2.
11. Мясников В. П. О процессах тепло-массообмена в псевдоожиженном слое. Тр. III Всес. совещания по тепло-массообмену. Минск, 1968, т. 9.
12. Мясников В. П. Кинетическая модель процессов теплопереноса в кипящем слое. МЖГ, 1967, № 4.
13. Сыромятников Н. И., Васанова Л. К., Шиманский Ю. Н. Тепло и массообмен в кипящем слое. М., «Химия», 1967.
14. Васанова Л. К. О высоте активной зоны в кипящем слое. Цветн. металлы, 1965, № 2.
15. Мясников В. П. О распределении взвешенных частиц в кипящем слое. ПМТФ, 1968, № 3.
16. Горошко В. Д., Розенбаум Б. Р., Тодес О. М. Приближенные закономерности гидравлики взвешенного слоя и стесненного падения. Изв. вузов, Нефть и газ, 1958, № 1.
17. Wicke E., Fetting F. Wärmeübertragung in Gaswirbelschichten. Chem.— Ing. Techn., 1954, B. 26, № 6, pp. 301—309.
18. Mickley H. S., Trilling Ch. A. Heat transfer characteristics of fluidized beds. Industr. Engng. Chem., 1949, vol. 41, pp. 1135—1147.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ *P-v-T* ЗАВИСИМОСТИ ПАРОВ ФРЕОНА-21

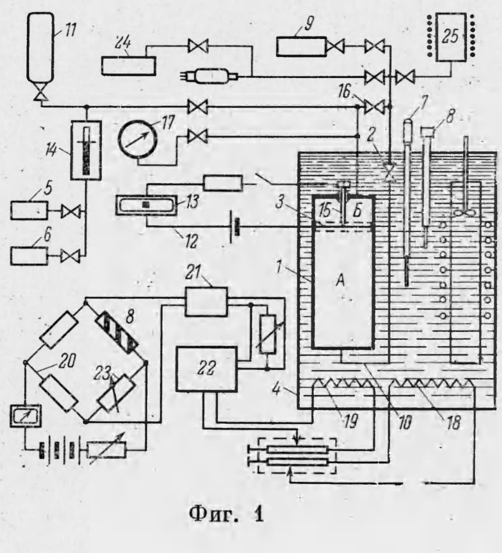
А. Н. Соловьев, Е. П. Шелудяков, А. А. Шиляков

(Новосибирск)

Фреон-21 является весьма перспективным рабочим телом для водо-фреоновых энергетических установок. Однако необходимые для термодинамических расчетов данные по *P-v-T* зависимости немногочисленны и охватывают, в основном, интервал небольших давлений (до 6 *бар*) [1].

Проведены систематические исследования *P-v-T* зависимости паров фреона-21 в интервале температур от 293 до 473°K и давлений от 1.5 до 68.5 *бар* методом безбалластного пьезометра постоянного объема.

Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Пьезометр *1* объемом 420.44 ± 0.07 *см*^{3} при 293°K (с учетом объема заполнительной трубки *10* до горячего вентиля *2*) выполнен из нержавеющей стали 1Х18Н9Т. Толщина стенки ~25 *мм* обеспечивает изменение объема при максимальном давлении (100 *бар*) не более 0.005%. В верхней части пьезометра размещен мембранный нуль-индикатор давления *3* электроконтактного типа. Плоская мембрана из нержавеющей стали 1Х18Н9Т толщиной $\delta = 0.1$ *мм* и диаметром $d = 50$ *мм* помещена между двумя перфорированными толстыми дисками. Верхний диск плоский, нижний имеет профиль прогиба мембраны в пределах упругих деформаций с максимальной стрелой прогиба ~0.4 *мм*. В центре мембраны и на конце контактного стержня *15* напаяны серебряные контакты. Контакты были тщательно отполированы; это обеспечило надежную фиксацию момента замыкания и размыкания электрической цепи *12*. Ток в цепи контактного датчика не превышал 1 μ *А*. В качестве показывающего прибора использован микроамперметр *13* типа М-136. Ком-



Фиг. 1