

4. Наумов Б. В. Передаточная характеристика и чувствительность фотоэлектрического теневого прибора.— ОМП, 1970, № 10.
5. Полицук А. Г. Визуализация формы волнового фронта теньвым прибором с вычитанием.— Автометрия, 1977, № 5.
6. Скотников М. М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М.: Наука, 1976.
7. Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте. Л.: Наука, 1979.
8. Калугин Ю. Н., Красовский Э. И., Наумов Б. В. О повышении точности приборов для исследования анизотропии турбулентности.— В кн.: III Всесоюз. совещ. «Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности». Тезисы докладов. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1979.
9. Холдер Д., Норт Р. Теневые методы в аэродинамике. М.: Мир, 1966.
10. Физика океана. Т. 1/Под ред. В. М. Каменковича и А. С. Моница. М.: Наука, 1978.
11. Williams A. I. Images of ocean microstructure.— Deep-Sea Res., 1975, vol. 22, p. 811.
12. Струок Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М.: Мир, 1967.
13. Марешаль А., Франсон М. Структура оптического изображения. М.: Мир, 1964.
14. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973.

УДК 536.242

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ПОРИСТОМ СЛОЕ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ В НЕМ ЖИДКОСТИ

*В. А. Мухин, Н. Н. Смирнова*

*(Новосибирск, Ленинград)*

Решение задач о тепломассообмене в пористых слоях отличается большой сложностью. Эта сложность обусловлена гидродинамическим и тепловым взаимодействием фильтрационного потока со средой, заполняющей слой, и с окружающим массивом (или стенками канала).

В настоящее время имеется несколько подходов к решению таких задач. Широко используется модель течения, когда делается предположение о малом термическом сопротивлении твердых частиц, из которых состоит слой, т. е. рассматривается некая гомогенная среда, в которой реальные характеристики неоднородной среды заменяются эквивалентными. Такая модель течения используется в работах [1—3] и др. При другом подходе [4, 8] учитывается термическое сопротивление элементов слоя, основные уравнения становятся интегродифференциальными. Решения этих уравнений получены в виде рядов и сложных интегралов. Расчет на основе полученных решений в сложных физических ситуациях становится затруднительным.

В последнее время предложено решение такой задачи о нестационарном температурном поле в пористом пласте на основе сведения интегродифференциального уравнения к эквивалентному уравнению теплопроводности [5].

Цель данной работы — проверка различных теорий и метода эквивалентного уравнения теплопроводности.

Для исследования нестационарного теплообмена при фильтрации жидкости в пористой среде была сконструирована и изготовлена экспериментальная установка. Основным элементом установки служил бак цилиндрической формы диаметром 0,6 м и высотой 0,6 м со съёмной крышкой. Бак заполнялся стеклянными шариками различного диаметра. Для организации одномерной фильтрации в центре емкости был выделен параллелепипед с размерами, по длине, ширине, высоте равными соответственно 0,3; 0,42; 0,44 м. Выделенный объем изолирован от окружающего массива снизу, сверху и по бокам с помощью тонкого листового винилпласта, материала с малой теплопроводностью. С одной торцевой стороны выделенного объема организован подвод, а с другой стороны — отвод жид-

Т а б л и ц а 1

Вид засыпки	см <sup>3</sup> / /мин	м/ч	м/ч	С°	С°	С°
Стеклянные шарики $d=3,2 \cdot 10^{-3}$ м $\sigma=5600$ м <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	3000	0,95	3,8	5,0	17	22
	2030	0,65	2,6	10,0	10	20
Стеклянные шарики $d = 19 \cdot 10^{-3}$ м $\sigma = 590$ м <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	3000	0,95	2,7	11,0	24	35
	2030	0,65	1,9	8,0	25	33

кости. Подвод жидкости производился через перфорированные трубки  $d = 10^{-2}$  м с длиной перфорированной части, равной высоте выделенного объема. Эти трубки были распределены равномерно по всей глубине входного и выходного сечения с шагом  $5 \cdot 10^{-2}$  м. Перфорированные трубки соединялись с коллекторами за пределами выделенного объема. В центральной вертикальной плоскости внутри исследуемого объема располагалась рамка с 25 нихром-константановыми термопарами (пять рядов по высоте, по пять термопар в каждом ряду). Расстояние между термопарами как по высоте слоя, так и по ходу потока равнялось  $5,5 \cdot 10^{-2}$  м. Термопары изготовлены из проволоки диаметром 100 мкм. Размер королька термопар 150 мкм. Термопары выведены наружу между двумя резиновыми прокладками под крышкой бака. Температура на входе измерялась двумя термопарами  $d_T = 200$  мкм, установленными в подводящей трубе. Подводящая труба снаружи изолирована шнуровым асбестом. Схема измерения ЭДС термопар включает: ручной переключатель, электронный ампервольтметр Ф-30, транскриптор Ф-30-50, блок связи Ф-30-К, цифропечатающее устройство. Эта система позволяла фиксировать показания термопар через желаемый промежуток времени в зависимости от темпа изменения температуры. В качестве засыпки служили два вида стеклянных шариков. Свойства засыпки и основные характеристики опытов приведены в табл. 1.

Вначале через установку прокачивалась вода с постоянной температурой до тех пор, пока температура не выравнивалась по всему объему засыпки. Затем включался электрический нагреватель, но горячая вода подавалась, минуя установку, на слив. После выхода на стационарный режим включалась измерительная система Ф-30-К, открывался запорный вентиль и нагретая вода подавалась в установку.

Опыты были проведены при различных расходах жидкости и температурных напорах. При больших расходах жидкости и малых температурных напорах все термопары, находящиеся на одной вертикали, показывали одинаковую температуру. При уменьшении расхода жидкости и увеличении начального температурного напора наблюдалось изменение температуры по высоте слоя, что связано, очевидно, с возникновением свободноконвективных течений. Для сравнения с расчетными методами были

Т а б л и ц а 2

Bi	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_3$	$\mu_4$	$\mu_5$	$\mu_6$
0,05	0,3854	4,5045	7,7317	10,9087	14,0697	18,6650
0,1	0,5425	4,5157	7,7382	10,9133	14,0713	17,2266
1,5	1,8366	4,8158	7,9171	11,0409	14,1724	17,3076
2	2,0278	4,9132	7,9787	11,0856	14,2075	17,3364
10	2,8363	6,7172	8,6587	11,6532	14,6870	17,7481
101	3,1105	6,2211	9,3317	12,4426	15,5537	18,6650

Примечание.  $\mu_{ii}$  — корни характеристического уравнения  $\text{tg } \mu_{ii} = -\mu_{ii}/(Bi-1)$ .

отобраны только такие опыты, в которых отсутствовали свободноконвективные токи (приведены в табл. 1). Для анализа характера изменения температуры во времени использованы показания термомпар, находящихся на расстоянии 0,08; 0,135; 0,23 м от входа жидкости в исследуемый объем.

Для сопоставления экспериментальных результатов и теории использовано выражение, полученное на основе решения эквивалентного уравнения теплопроводности [5], когда на поверхности элемента засыпки выполняются граничные условия третьего рода:

$$(1) \quad \Theta = 1 - \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left[ \frac{F_0^* - AGX}{2\sqrt{BGX}} \right] + e^{\frac{A}{B} F_0^*} \operatorname{erfc} \left[ \frac{F_0^* + AGX}{2\sqrt{BGX}} \right] \right\},$$

$$\text{где} \quad A = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2\operatorname{Bi}^2 \sqrt{\mu_n^2 + (\operatorname{Bi} - 1)^2} \sin \mu_n}{(\mu_n^2 + \operatorname{Bi}^2 - \operatorname{Bi}) \mu_n^2};$$

$$B = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{2\operatorname{Bi}^2 \sqrt{\mu_n^2 + (\operatorname{Bi} - 1)^2} \sin \mu_n}{(\mu_n^2 + \operatorname{Bi}^2 - \operatorname{Bi}) \mu_n^4};$$

$$G = \frac{R\sigma\rho_{\text{п}}C_{\text{п}}}{\rho_b C_b}; \quad \Theta = \frac{t - T_0}{t_0 - T_0}; \quad F_0^* = F_0 - X; \quad F_0 = \frac{a\tau}{R^2}; \quad X = \frac{ax}{R^2 U_{\text{д}}};$$

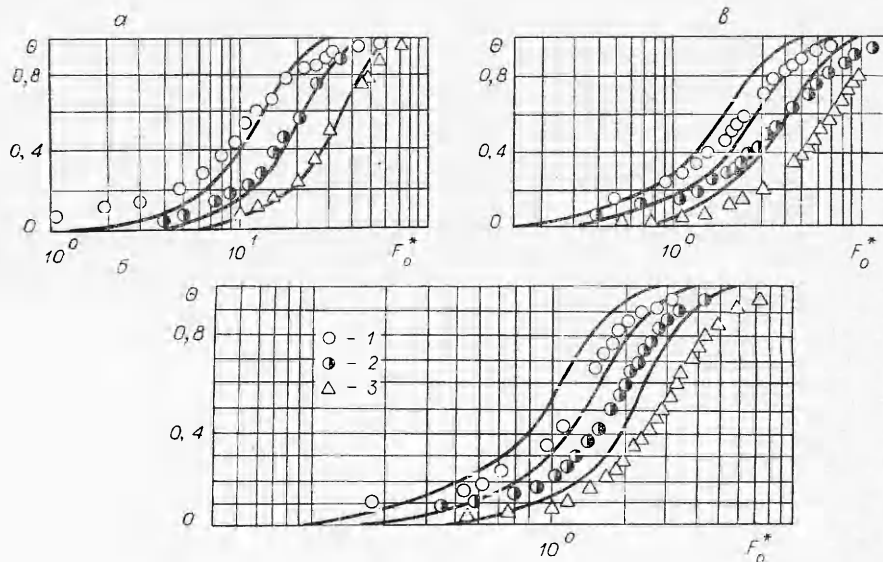
$t_0 - T_0$  — начальная разность температур;  $u_{\text{д}}$  — действительная скорость движения жидкости;  $R$  — радиус шарика;  $\rho_b$ ,  $C_b$  — плотность, теплоемкость жидкости;  $\rho_{\text{п}}$ ,  $C_{\text{п}}$ ,  $a_{\text{п}}$  — плотность, теплоемкость, коэффициент температуропроводности породы;  $\sigma$  — площадь поверхности частиц на единицу объема жидкости;

$\operatorname{Bi} = 2\alpha R/\lambda_{\text{п}}$ ;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\lambda_{\text{п}}$  — коэффициент теплопроводности породы. Значения коэффициентов  $\mu_n$  приведены в табл. 2.

Для вычисления коэффициентов теплоотдачи к частицам использована зависимость [7]

$$\operatorname{Nu} = 0,5 + 0,068 \operatorname{Re}_r \operatorname{Pr}, \quad \operatorname{Nu} = \alpha d/\lambda_b, \quad \operatorname{Re}_r = u_{\text{д}} d/\nu_b, \quad \operatorname{Pr} = \nu/a_b.$$

В работе [5] показано, что решение эквивалентного уравнения теплопроводности точно совпадает в исследуемом диапазоне  $\operatorname{Bi}$  и  $GX$  с результа-



Ф и г. 1

тами точного решения, полученного в работах [4, 6]. Поэтому на основе сопоставления эксперимента с расчетом, выполненным по уравнению (1), можно судить о правильности так называемой точной постановки. На фиг. 1 представлены результаты сравнения эксперимента с расчетами (сплошная линия) по методу эквивалентного уравнения теплопроводности. Результаты эксперимента обработаны в координатах  $\Theta - F_0^*$  с параметром  $GX$ .

Условия проведения опытов на фиг. 1 следующие:  $a - u_{\psi} = 95$  м/ч,  $u_{\pi} = 3,8$  м/ч,  $d_r = 3,2 \cdot 10^{-3}$  м, точки 1 —  $GX = 47$ , 2 —  $GX = 80$ , 3 —  $GX = 140$ ;  $b - u_{\phi} = 0,95$  м/ч,  $u_{\pi} = 2,7$  м/ч,  $d_r = 19 \cdot 10^{-3}$  м, точки 1 —  $GX = 1,2$ , 2 —  $GX = 2,0$ , 3 —  $GX = 3,5$ ;  $c - u_{\phi} = 0,38$  м/ч,  $u_{\pi} = 1,1$  м/ч,  $d_r = 19 \cdot 10^{-3}$  м, точки 1 —  $GX = 3,0$ , 2 —  $GX = 5,0$ , 3 —  $GX = 8,6$ . Видно, что уравнение (1) при использовании граничных условий третьего рода в границах пределов его применимости удовлетворительно совпадает с экспериментальными данными.

Проведем сопоставление экспериментальных данных с зависимостью Клинкенберга

$$(2) \quad \Theta = \frac{1}{2} \left[ 1 - \operatorname{erfc} \left( \sqrt{Z} + \frac{1}{8\sqrt{Z}} - \sqrt{Y} + \frac{1}{8\sqrt{Y}} \right) \right],$$

где

$$Z = \alpha \sigma x / \rho_1 C_1 u_1; \quad Y = \alpha \tau / \rho_2 C_2 R.$$

Известно, что (2) аппроксимирует решение Шумана и Анцелиуса при  $Z \geq 1,0$  и  $Y \geq 2,0$  с точностью 0,6% [9]. Результаты расчета на основе зависимости (2) приведены на фиг. 2 (штриховые линии с крестиками), здесь показаны также результаты расчета по гомогенной модели. Если принять, что температуры жидкой и твердой фаз выравниваются мгновенно, то уравнение энергии можно записать в виде [10]

$$C_0 \partial \Theta / \partial \tau + C_1 \rho_1 u \partial \Theta / \partial x = \lambda_0 \partial^2 \Theta / \partial x^2,$$

где коэффициенты  $C_0$  и  $\lambda_0$ , названные эффективными, определены по следующим формулам:

$$(3) \quad C_0 = \rho_1 C_1 m + \rho_2 C_2 (1 - m), \quad \lambda_0 = \lambda_1 m + \lambda_2 (1 - m).$$

Граничные условия имеют вид

$$\Theta = 1, \quad x = 0, \quad \tau > 0, \quad \Theta = 0, \quad \tau = 0, \quad x > 0.$$

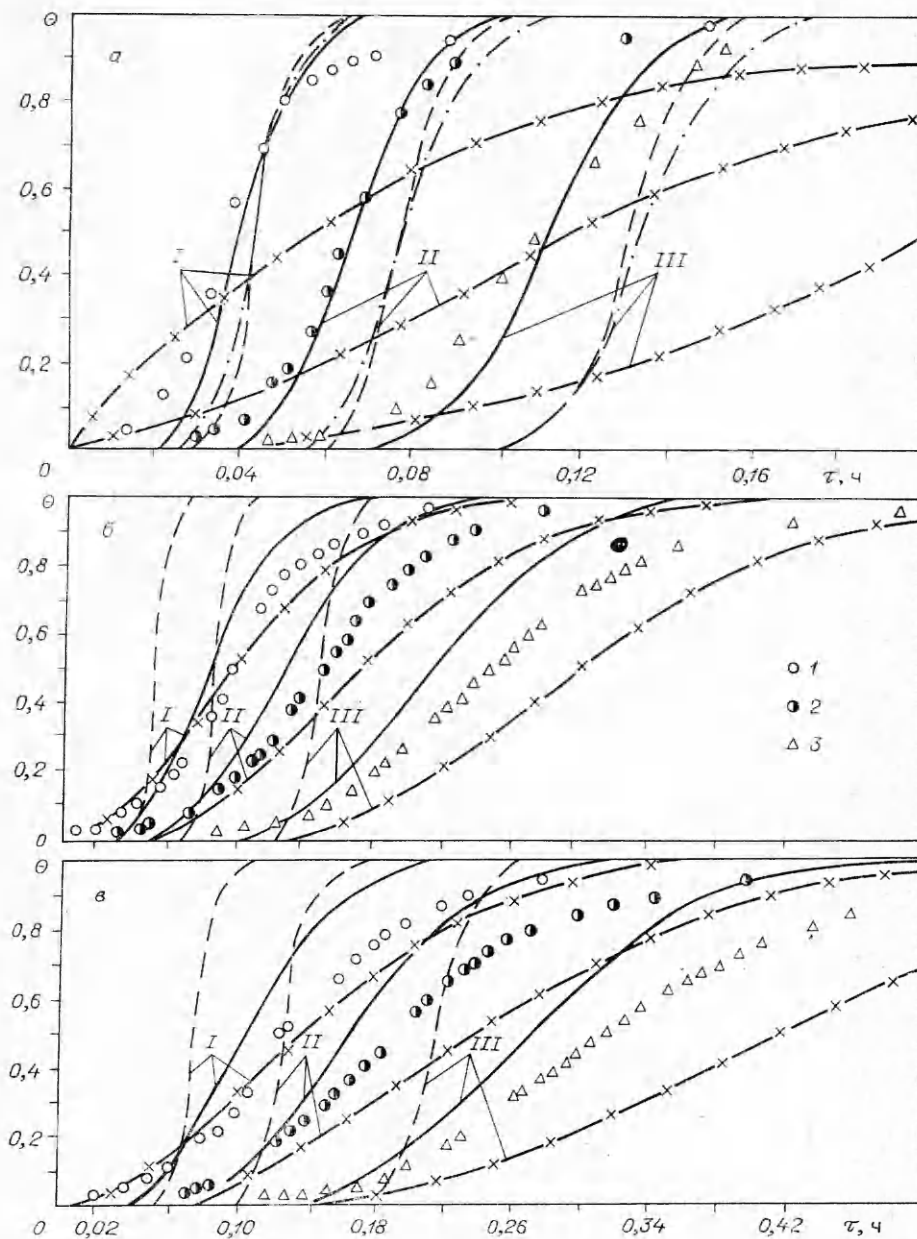
Воспользовавшись решением дифференциального уравнения (4), приведенного в [11], можно получить для гомогенной модели теплообмена

$$\Theta = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc} \left[ \frac{x - \frac{C_1 \rho_1 u}{C_0}}{2 \left( \frac{\lambda_0}{C_0} \tau \right)^{1/2}} \right] + \exp \left( \frac{C_1 \rho_1 u}{\lambda_0} \right) \operatorname{erfc} \left[ \frac{x + \frac{C_1 \rho_1 u}{C_0}}{2 \left( \frac{\lambda_0}{C_0} \tau \right)^{1/2}} \right] \right\}.$$

Так как все экспериментальные данные получены при значениях  $Re < 10$ , то в этом случае коэффициент продольной теплопроводности можно рассчитывать по формуле [12]

$$(4) \quad \lambda_{эф} = 1,5 \lambda_0.$$

На фиг. 2 приняты следующие обозначения: штриховые и штрихпунктирные линии — результаты расчета по гомогенной модели для случая, когда теплопроводность определяется по формуле (3) и формуле (4) соответственно, сплошные линии — результаты расчета по эквивалентному уравнению, цифры I—III относятся к расчетам для условий опытов 1—3, остальные обозначения те же, что и на фиг. 1. Из фиг. 2 видно, что учет 8 ПМТФ, № 4, 1981 г.



Ф и г. 2

продольной дисперсии и определение  $\lambda_{эф}$  по формуле (4) несколько сближают результаты расчетов на основе гомогенной модели и экспериментов, но не изменяют принципиально общей картины и что модели течения (типа схемы Шумана), в которых не учитывается термическое сопротивление твердого материала, плохо соответствуют экспериментальным данным при заданном коэффициенте теплоотдачи. Конечно, подбором величины коэффициента в уравнении Шумана можно добиться совпадения расчета с некоторыми экспериментальными кривыми, но тогда этот коэффициент уже не будет нести смысл коэффициента теплоотдачи, определяемого классическими методами. Основная роль в теплообмене при небольших скоростях фильтрации в пористой среде из крупных элементов

принадлежит влиянию термического сопротивления со стороны жидкости и элементов среды. Это можно проследить на фиг. 2. Сравнивая различные кривые, видим, что с уменьшением проницаемости среды (которая пропорциональна  $\sim d^2$ ) и увеличением скорости фильтрации влияние термического сопротивления со стороны жидкости ослабевает. При больших скоростях фильтрации основное значение будет иметь эффективная продольная теплоемкость. При этом можно, по-видимому, в случае засыпки из монодисперсного, хорошо проводящего материала использовать однородную модель теплообмена с коэффициентами теплопроводности, зависящими от скорости фильтрации теплоносителя и размеров элементов среды. На фиг. 2 видно, что в некоторых случаях наблюдается некоторое отклонение наших экспериментальных данных от расчетных кривых, полученных на основе эквивалентного уравнения. Этот факт можно отнести за счет отсутствия в уравнении члена с продольной эффективной диффузией. По-видимому, в некоторых случаях продольная диффузия может оказывать гораздо большие влияния на расплывание температурного фронта, чем влияние термического сопротивления структурных элементов пористой среды.

Таким образом, в данной работе показано, что в исследованном диапазоне определяющих параметров характер изменения температурного поля в пористом слое может быть наилучшим образом рассчитан на основе эквивалентного уравнения теплопроводности, в котором коэффициенты соответствуют граничным условиям третьего рода. Учет продольной теплопроводности в слое может привести к еще большему сближению теории и эксперимента при больших числах Рейнольдса ( $Re_r > 200$ ).

*Поступила 1 VII 1980*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lauverrie H. A. The transport of heat in oil layer caused by the injection of hot fluid.— Applied scientific research, Section A, 1955, vol. 5, N 2—3.
2. Пудовкин М. А., Чугунов В. А., Саламатин А. Н. Задачи теплообмена в приложении к теории бурения скважин. Казань: изд. Казанск. ун-та, 1977.
3. Авдонин Н. А. О различных методах расчета температурного поля пласта при тепловой инъекции.— Изв. высш. учеб. заведений. Нефть и газ, 1964, № 8.
4. Романов В. А., Смирнова Н. Н. Теплообмен при вынужденной конвекции в слабопроницаемой среде.— ИФЖ, 1977, т. 33, № 2.
5. Смирнова П. П. Решение уравнений переноса тепла при фильтрации методом сведения системы к эквивалентному уравнению теплопроводности.— В сб.: Физическая гидродинамика и теплообмен/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1978.
6. Ромм Е. С. Об одном случае теплопереноса в трещиноватой горной породе.— В сб.: Проблемы разработки месторождений полезных ископаемых Севера. Л.: изд. ЛГИ, 1972.
7. Kenji Hashimoto, Noboru Suzuki, Masaaki Teramoto, Shinji Nagata. Heat transfer in packed bed.— KAGAGU, KÖGAKU, 1966, vol. 4, N 1.
8. Иванцов Г. Н., Лобов Б. Я. Прогрев неподвижного слоя шаров потоком горячего газа.— ДАН СССР, 1952, т. 136, № 2.
9. Китаев Б. И. Теплообмен в плотном слое. М.: Металлургия, 1970.
10. Рубинштейн Л. П. Температурные поля в нефтяных пластах. М.: Недра, 1972.
11. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.
12. Аэров М. Э., Тодес О. М. Гидравлические и тепловые основы работы аппаратов со стационарным и кипящим зернистым слоем. Л.: Химия, 1968.