

**КАПИЛЛЯРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ,
ТЕПЛОМАССОБМЕН И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ
ПРИ ДВУХФАЗНОМ ТЕЧЕНИИ
В ПОРИСТЫХ СИСТЕМАХ И ЗАСЫПКАХ**

УДК 532.546+536.25

В. Е. Накоряков, В. В. Кузнецов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

В данной статье представлены результаты исследования капиллярной гидродинамики, теплообмена и волновых процессов при двухфазном течении в пористых системах и засыпках, полученные в течение последних 10 лет.

Двухфазные и двухжидкостные течения в пористых системах и засыпках с хаотическими и упорядоченными каналами различной формы широко встречаются в природе и технике. Исследование такого малоизученного класса течений имеет важное значение для создания современных теплообменных аппаратов, технологий добычи нефти и газа, использования тепла недр. Целью данного цикла работ являлось получение основных закономерностей капиллярной гидродинамики, теплопереноса и волновых процессов при двухфазном и двухжидкостном течениях в пористых системах и засыпках, а также в щелевых каналах с зазором меньше капиллярной постоянной в широком диапазоне режимных параметров течения.

Физическая модель двухфазных и двухжидкостных течений в пористой среде, когда капиллярные силы определяют движение межфазных границ как на масштабе одиночной поры, так и больших ансамблей пор, предложена в [1]. Течение двух несмешивающихся жидкостей далее рассматривается как двухфазное. В большинстве ранее выполненных работ используются осредненные уравнения двухфазного течения, сформулированные в работах Маскета, Леверетта и др. Такой подход основан на использовании эмпирических функциональных параметров двухфазного течения — относительных фазовых проницаемостей $k_i(S_1)$, где индекс $i = 1, 2$ соответствует числу фаз, и функции Леверетта $J(S_1)$, которые зависят только от насыщенности порового пространства одной из фаз. Здесь насыщенность S_1 — доля объема пор, занятая смачивающей стенкой пор фазой. Существующие методы расчета этих зависимостей не учитывают реальной геометрии пор, в которых происходит движение фаз. На основе экспериментов с легкоплавким сплавом Вуда в работах [1–3] предложена модель порового пространства типичных пористых сред — уплотненного кварцевого песка с зернами одного размера и засыпки микрошаров. Единичная пора представляет собой элемент деформированной кубической решетки с поровыми сужениями, имеющими углы φ в диапазоне от 60° до 90° (рис. 1, а).

Важнейшей особенностью двухфазного течения является движение межфазных менисков в поровых каналах при изменении насыщенности фаз. Для предложенной в [1–3] модели пористой среды в едином виде сформулированы условия заполнения фазами поровых сужений и расширений, разрыва не смачивающей стенки пор фазы в поровом сужении из-за неустойчивости межфазной поверхности при дренаже и пропитке. Разность давлений в фазах, при которых поровые сужения и расширения заполняются смачивающей стенкой пор фазой, изменяется в широких пределах, что определяет статистический характер заполнения пор фазами. На рис. 1, б показаны плотности распределения дренирования сужения (кривая 1), пропитки расширения (кривая 2) и разрыва несмачивающей фазы в сужении (кривые 3 и 3') в зависимости от разности давлений в фазах $P = p_{1,2}\sigma/R$. Здесь σ —

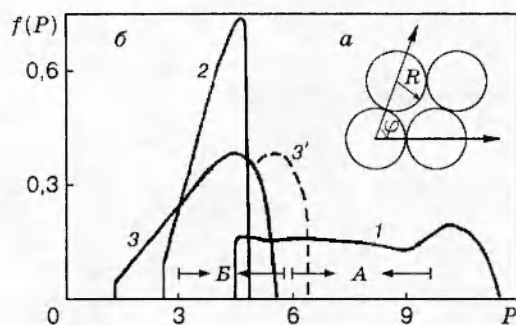


Рис. 1

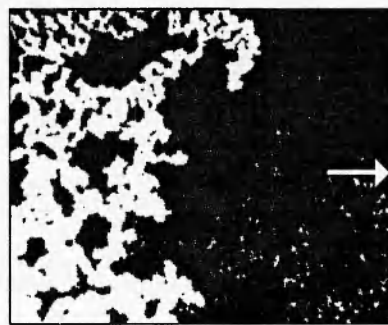


Рис. 2

коэффициент поверхностного натяжения и R — радиус зерна. Кривая 3 соответствует разрыву несмачивающей фазы, если соседние поровые сужения не пропитаны смачивающей фазой, и $3'$ — если пропитаны. Стрелки, ограничивающие область A , показывают диапазон разности давлений при дренаже, когда фазы непрерывны, и B — при пропитке. Для исследования капиллярного равновесия фаз в больших ансамблях пор в [1–3] использованы методы теории перколяции и численные расчеты. В [1, 2] численно решена задача протекания в системе пор и построена зависимость насыщенности порового пространства смачивающей фазой от разности давлений в фазах, определяющая функцию Леверетта. Относительные фазовые проницаемости для несмачивающей фазы были вычислены в [3] в рамках модели эффективно проводящей среды. Вблизи порога протекания учитывался степенной закон изменения проводимости, следующий из теории перколяции.

Использованные ранее прозрачные модели пористой среды не отражают главных свойств поровых каналов — объемности и хаотичности формы. Для визуализации микроструктуры двухфазного и двухжидкостного течений разработана двумерная прозрачная модель пористой среды с объемными порами [4, 5]. Поровое пространство было образовано двумя стеклянными пластинами, плотно прижатыми шероховатыми поверхностями друг к другу. Оно имело распределение размеров сужений и расширений пор в широком диапазоне и большое структурное отношение.

На рис. 2 приведена форма межфазной границы при вытеснении окрашенной воды (черная жидкость) ундеканом (белая жидкость) [2]. Направление вытеснения показано стрелкой. Движение фронта вытеснения происходит в виде случайных редких скачков менисков с прорывом в соседнюю пору. Микроструктура фронта вытеснения исследована в [2, 3, 6] для дренажа и пропитки с начальным насыщением капиллярно-заземленной фазой и без нее. С ростом капиллярного числа $Nc = v\mu/\sigma$ (μ — вязкость, σ — межфазное натяжение, v — приведенная скорость) фрактальная размерность границы не изменяется и равна 1,34, а масштаб самоподобия уменьшается, достигая размера поры [6]. Поровое пространство является фракталом, и сохранение фрактальной размерности границы показывает, что капиллярные силы полностью определяют движение менисков внутри области самоподобия. Если размер этой области существенно превышает размер поры, на фронте вытеснения развиваются перколяционноподобные кластеры двух фаз и могут быть использованы функциональные параметры, соответствующие стационарному течению.

Для экспериментальной проверки этого утверждения в [7] исследовалась структура двухфазного течения при несмешивающемся вытеснении в уплотненном кварцевом песке, заполняющем трубу, расположенную горизонтально. Водонасыщенность измерялась резистивными датчиками. При вытеснении водой углеводородных жидкостей с различной вязкостью экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по осредненным уравнениям, которые в одномерном случае для нормализованной насыщенности вытесня-

ющей фазы S сводятся к уравнению Рапопорта — Лиса:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + F'(S) \frac{\partial S}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \left(a(S) \frac{\partial S}{\partial x} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь функции $F(S)$ и $a(S)$ определяются функциями $k_i(S)$, $J(S)$ и отношением вязкостей фаз [8]; $\varepsilon = \sigma \sqrt{km} / (\mu_2 v_0 L)$ (k — проницаемость, m — пористость, v_0 — приведенная скорость на входе, μ — вязкость вытесняемой жидкости, L — длина области, занятой пористой средой); продольная координата и время обезразмерены по L , v_0 и m ; функциональные параметры определены для стационарного течения; штрих означает производную по S .

Наибольшие трудности при экспериментальном измерении $k_i(S)$ и $J(S)$ возникают из-за их поведения вблизи порогов протекания фаз. В [8] численно исследовано влияние поведения функциональных параметров на течение при несмешивающемся вытеснении. Показано, что поведение $k_i(S)$ в окрестности порогов протекания фаз существенно определяет структуру фронта вытеснения и возможно появление двух- и многоволновых фронтов.

Пошаговое равновесное заполнение поровых каналов не может поддерживаться капиллярными силами при большой скорости изменения насыщенности фаз [9]. Увеличение перепада давлений в фазах нарушает последовательность заполнения ими поровых каналов, и функциональные параметры k_i и J определяются не истинной, а эффективной насыщенностью, которая находится по формуле

$$\alpha(S) = S + DR(S) \frac{\partial S}{\partial t}.$$

Параметр неравновесности D и функция неравновесности $R(S)$ были определены в [9] на основе механизма формирования проводящих кластеров фаз. Заменой в функциональных зависимостях $F(S)$ и $a(S)$ уравнения (1) истинной насыщенности на $\alpha(S)$ в [9] получена система уравнений неравновесной фильтрации. Подобная модель неравновесной фильтрации ранее была предложена Г. И. Баренблаттом, но без схемы расчета параметра неравновесности. Уравнения неравновесной фильтрации были решены численно в [9–12] при различных значениях ε , D и функциональных параметров для вытеснения в строго гидрофильных пористых средах и при смачивании, близком к нейтральному. В этом случае неравновесные эффекты проявляются при меньших значениях капиллярного числа Nc_2 (индекс 2 соответствует вытесняемой фазе) из-за малости $J(S)$ в широком диапазоне значений насыщенности. Сравнение расчетных данных профилей насыщенности вытесняющей жидкости с экспериментальными данными для четырех моментов времени ($t_1 = 0,28$; $t_2 = 0,7$; $t_3 = 1,22$ и $t_4 = 4,9$) и строго гидрофильной пористой среды ($Nc_2 = 4,7 \cdot 10^{-5}$ и $\mu_2/\mu_1 = 17$) показано на рис. 3 [9, 12]. Линия 1 соответствует расчету по равновесной модели и 2 — по неравновесной. Эксперименты проводились в тонком слое кварцевого песка. Распределение насыщенности S_1 по длине получено радиоизотопным методом. Неравновесность существенно проявляется в окрестности фронта, что исключает большие градиенты насыщенности. При смачивании, близком к нейтральному, функция неравновесности $R(S)$ принимает большие значения в широком диапазоне насыщенностей фаз. В этом случае при больших значениях параметра неравновесности как в экспериментах, так и в расчетах наблюдается резкое снижение насыщенности на фронте вытеснения [9, 12].

При уменьшении насыщенности фаз происходит их капиллярное защемление. Этот процесс исследовался в ряде работ, но вопрос о влиянии реальной геометрии пор и их хаотической микроструктуры на формирование капиллярно-защемленной фазы и условия ее извлечения остается практически неизученным. В [2, 3, 6] численно исследовано вытеснение из пористой среды как смачивающей, так и несмачивающей фаз с учетом микромеханики движения менисков и защемления фаз. Расчеты проводились на решеточной модели пористой среды с сеткой каналов, случайно распределенных по размеру и соединяющих



Рис. 3

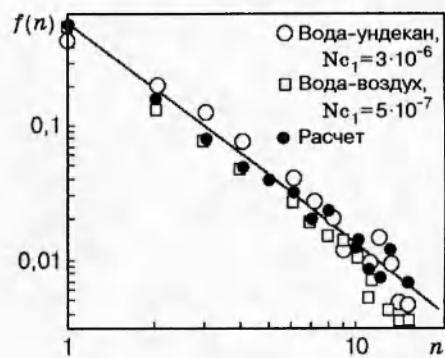


Рис. 4

узлы различных диаметров. Заполнение узлов и связей фазами проводилось с учетом условий их дренажа, пропитки и разрыва несмачивающей фазы в сужениях, соответствующих прозрачной модели пористой среды. После вытеснения связность проводящего кластера нарушается и он распадается на капиллярно-защемленные кластеры различных размеров. Распределение кластеров-ганглиев по размерам получено в [3, 6]. На рис. 4 показана степенная зависимость количества кластеров от их размера при вытеснении ундекана и воздуха водой. Капиллярное число N_{c1} соответствует непрерывной фазе. Линия — минимальное среднеквадратичное отклонение от данных расчета. Результаты расчета хорошо согласуются с опытными данными, полученными на прозрачной модели для течений с различными капиллярными числами.

Условия, при которых ганглии различных размеров могут перемещаться вниз по потоку, экспериментально исследованы в [4]. Определены капиллярные числа, при которых происходит страгивание ганглия. Для пористой среды с большим структурным отношением наиболее вероятным является дробление ганглия при его страгивании. С учетом возможности подтока жидкости, смачивающей пористую среду, к поровому сужению рассмотрено перемещение ганглиев произвольной формы и размера в решеточной модели пористой среды. Для заданных распределений структурных параметров пористой среды в [3, 4] выполнен статистический анализ особенностей пошагового движения ансамбля невзаимодействующих ганглиев. Установлена вероятность прорыва ганглия в соседнюю пору в зависимости от значения N_{c1} и количества пор, занимаемых ганглием. Определена также вероятность прорыва ганглия в соседнюю пору с разрывом хотя бы в одном поровом сужении, без разрыва и с сохранением положения ганглия. В пористой среде с большим структурным отношением вероятность перемещения изолированного ганглия по узлам решетки будет велика только для ганглия с объемом меньше объема поры. Если объем ганглия больше объема поры, то происходит его непрерывное дробление без существенного изменения насыщенности несмачивающей фазы. Это объясняет пороговый характер изменения насыщенности природных кернов нефтью при увеличении капиллярного числа.

В [2, 3, 6] экспериментально исследовано поведение большого скопления ганглиев при скачкообразном увеличении N_{c1} . В случае большой плотности ганглиев наблюдается их взаимодействие при страгивании и в потоке возникают большие нестационарные сгустки, перемещающиеся вниз по потоку. Однако при $N_{c1} < 10^{-3}$ наиболее вероятным является дробление ганглиев и отток несмачивающей фазы из пористой среды мал. В [3, 6] получено стационарное распределение капиллярно-защемленных кластеров по размеру для различных значений N_{c1} . С увеличением N_{c1} доля кластеров с объемом меньше объема поры возрастает в полном соответствии с результатами статистического анализа. С учетом вероятности устойчивого положения ганглиев различных размеров как весовой функции для начального распределения в [6] получено их распределение по размеру для разных

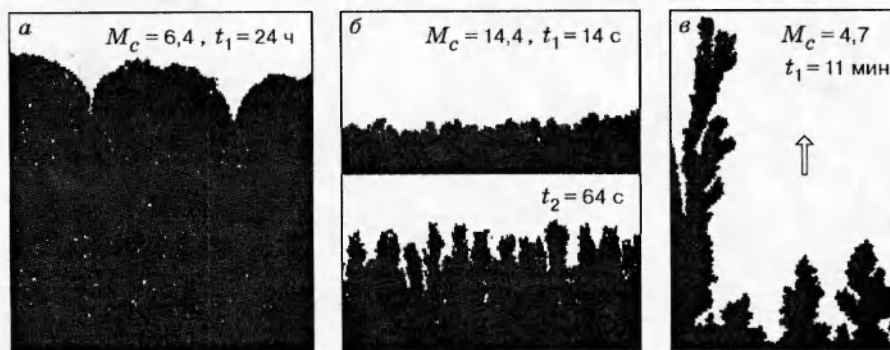


Рис. 5

значений N_{c1} , хорошо согласующееся с данными опытов.

Устойчивость фронта и развитие языков в однородных и слоисто-неоднородных пористых средах при несмешивающемся вытеснении, когда более вязкая жидкость вытесняет менее вязкую, рассмотрены в [5, 13–19]. «Вязкостное языкообразование» ранее исследовалось на простейшей модели пористой среды — узкой щели между параллельными пластинами (ячейка Хил-Шоу). Такая модель не учитывает хаотичности строения пор и является слишком упрощенной при исследовании двухфазного течения. В работах [5, 16, 18, 20] опыты проводились на горизонтально расположенной прозрачной модели пористой среды, образованной шероховатыми стеклами, плотно прижатыми друг к другу, и в слое кварцевого песка. Пористая среда насыщается углеводородными жидкостями с повышенной вязкостью или водоглицериновым раствором, которые вытесняются окрашенной водой или керосином. Для измерения поля насыщенности в водную фазу вводится радиоизотоп ртути. Пространственное распределение гамма-излучения регистрируется гамма-камерой с коллиматором высокого разрешения.

Фронт вытеснения формируется капиллярными менисками, разделяющими жидкости. Их движение происходит случайным образом, и возникает течение, в котором капиллярные силы определяют движение фронта на малом масштабе и генерируют шум, а вязкие — глобальную неустойчивость течения на большом масштабе [5, 20]. Типичная форма языков при неустойчивом вытеснении получена в [5, 20] и показана на рис. 5, где M_c — отношение подвижности фаз на фронте вытеснения. Направление течения показано стрелкой. Это ячеистая структура фронта со стабильными ячейками (рис. 5, а) и растущие во времени языки (рис. 5, б, в). Вытеснение существенно неравновесно, и область самоподобия — порядка размера поры. Рост языков сопровождается их ветвлением [5, 20]. На начальной стадии развития языков ветвление отсутствует, происходит подавление медленно растущих языков и увеличение ширины быстро растущих. Капиллярная неустойчивость на малом масштабе генерирует возмущения поля скорости, и надкритические бифуркации вызывают ветвление языков при их ширине больше порового значения λ_{cr} . В [5] получено хорошее соответствие экспериментальных значений λ_{cr} расчетам по теории надкритических бифуркаций. Активное ветвление языков снижает их взаимное влияние, и режим вытеснения дается соотношением между поперечным размером области вытеснения H и величиной λ_{cr} . В [5, 20] построена карта характерных режимов развития языков при заданном уровне случайных возмущений, которые определяют λ_{cr} .

При равновесном вытеснении во всей области течения значения насыщенности фаз переменны и вязкостная неустойчивость фронта вытеснения деформирует поле изосат (изолиний постоянной насыщенности S_1). Структура языка и его динамика в слое песка экспериментально изучены в [16, 18, 20]. Получены значения скорости роста языка и

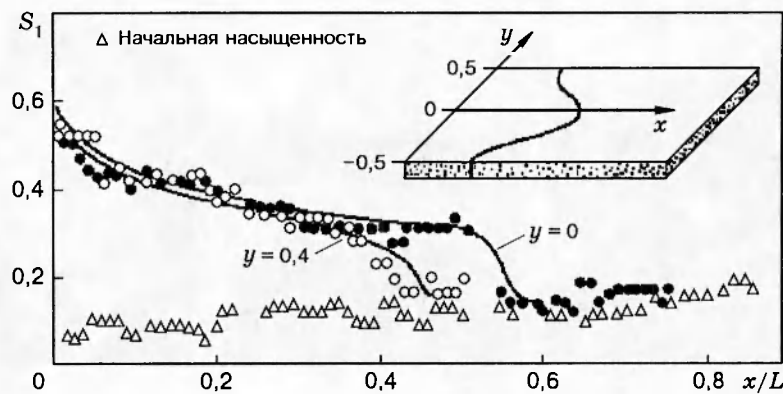


Рис. 6

его предельной длины. В [13–15, 18–20] проведено численное моделирование развития языков по безразмерным уравнениям двухфазной фильтрации, записанным в переменных S (нормализованная насыщенность) и p (эффективное давление)

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \operatorname{div}(\varepsilon a(S) \operatorname{grad} S - v F(S)), \quad \operatorname{div}(v) = 0, \quad v = -M(S) \operatorname{grad} p. \quad (2)$$

Здесь функции $a(S)$, $F(S)$ и $M(S)$ определяются вязкостями жидкостей и функциональными параметрами $k_i(S)$ и $J(S)$; уравнения обезразмерены по ширине ячейки, в которой растет язык, и приведенной скорости на входе.

Получены данные по структуре растущих языков в различных условиях. Распределение насыщенности S в слое песка длиной L для головной ($y = 0$) и хвостовой ($y = 0,4$) частей языка при $\mu_2/\mu_1 = 17$ и $t = 0,5$ показано на рис. 6. Результаты численного расчета (кривые) и экспериментальные данные (точки) находятся в хорошем соответствии как по структуре языков, так и по скорости их роста. С ростом длины языка увеличивается капиллярный переток от головной его части к хвостовой, затем скорость роста языка снижается, и возможно установление его предельной длины. Приближенное соотношение, определяющее предельную длину языка, получено в [15].

В [17] проведен теоретический анализ вытеснения в слоисто-неоднородной пористой среде и численные расчеты по уравнениям (2) для двухслойной пористой среды. В двухслойной пористой среде язык растет в пропластке с большей проницаемостью. Получено приближенное соотношение для предельной длины языка в двухслойной пористой среде при вытеснении, стабилизированном капиллярными перетоками. Предельная длина языка l_f определяется безразмерным параметром

$$\varepsilon_H \sqrt{k_2/k_1} = \sigma \sqrt{k_2 m} / (v_0 \mu_2 H),$$

где k_2 — проницаемость малопроницаемого пропластка; H — общая толщина пропластков, она зависит также от соотношения толщин пропластков и вязкости жидкостей. В [17] экспериментально исследовано вытеснение в двухслойной пористой среде. Получено хорошее соответствие опытных данных и численных расчетов.

При однофазном течении в пористой среде отклонение от закона Дарси происходит уже при $Re_d > 10$. Исследование гидродинамики турбулентного течения в засыпке стеклянных шаров выполнено в [21, 22] с использованием лазерного доплеровского измерителя скорости. Оптические искажения, связанные с отражением луча от криволинейных поверхностей сфер, были исключены выбором жидкости с тем же показателем преломления, что и стекло. В [21] исследована гидродинамика течения в кубической упаковке сфер.

Проведена визуализация течения с использованием лазерного ножа. Обнаружена система вихрей в теневой области за сферами, получены спектральные характеристики пульсаций продольной скорости с непрерывным спектром. Течение через каналы кубической упаковки соответствует турбулентной струе со степенью турбулентности порядка 5–10 %. В теневой области за точками контакта сфер наблюдались возвратные течения из-за отрыва потока. В зоне смешения уровень турбулентности достигал 22–24 %.

Октаэдрическая упаковка сфер отличается от кубической тем, что каналы между сферами не сквозные, а извилистые. Визуализация течения показала, что в этом случае струя, которая возникает в узком сечении между сферами, разделяется вниз по потоку на четыре струи, а затем они объединяются вновь в одну. Профили продольной скорости в минимальном сечении октаэдрической упаковки имеют два максимума, расположенных вблизи точек контакта сфер. Поперечные компоненты скорости отличны от нуля только вблизи точек контакта. Пульсации всех трех компонент вектора скорости примерно равны, и их уровень в 2–2,5 раза больше, чем для кубической упаковки. Зоны отрыва потока, расположенные за точками контакта сфер, оказывают большое влияние на структуру турбулентного течения при больших числах Рейнольдса.

Тепломассообмен при двухфазном течении в трубе и кольцевом канале с засыпкой шаров исследован в [23–27]. Продольный нестационарный массоперенос полностью растворимой примеси при однофазном течении и течения с неполным насыщением в засыпке шаров и двумерной прозрачной модели пористой среды изучен в [24]. При теоретическом анализе массопереноса учитывается геометрия порового пространства и перколяционная природа двухфазного течения. Величина продольной дисперсии D_L для однофазного течения определяется в основном временем переноса меченых частиц молекулярной диффузией вдоль стенок пор. Капиллярно-зашемленная газовая фаза вносит новый характерный размер — размер кластера. Кластеры имеют очень развитую форму и могут занимать много пор, но их поперечный размер, как правило, не превышает размера поры. С учетом этого в [24] получено выражение для коэффициента продольной дисперсии при течения с неполным насыщением. На рис. 7 показано значение коэффициента продольной дисперсии, измеренное в трубе с засыпкой шаров и отнесенное к коэффициенту диффузии в жидкости (точки 1 для течения с полным насыщением, 2 — при $S_2 = 0,22$ и 3 — при $S_2 = 0,25$), и данные расчета (линия 1 для однофазного течения и 2 — для течения с неполным насыщением). Насыщенность S_2 соответствует доле порового объема, занятой газом. Эксперименты были проведены в трубе, заполненной засыпкой стеклянных шаров диаметром 1,2 мм, при течения раствора соли с переменной во времени концентрацией. Опубликованные ранее экспериментальные данные по массопереносу при однофазном течении расположены между линиями 3. При течения с неполным насыщением коэффициенты продольной дисперсии существенно возрастают (до трех раз) по сравнению с однофазным течением. Еще большее увеличение, на порядок, наблюдается при течения в прозрачной модели пористой среды.

Теплообмен со стенкой при восходящем газожидкостном течении в трубе с засыпкой шаров исследован в [23, 24]. Для однофазного течения в [23] предложена двухслойная модель теплообмена со стенкой, учитывающая повышенную пористость и уменьшенную радиальную теплопроводность в пристенном слое. Эксперименты проводились в обогреваемой трубе, заполненной стеклянными шарами. На рис. 8 показано значение коэффициента теплоотдачи от стенки, обезразмеренного по диаметру трубы D , в зависимости от числа Рейнольдса Re_D . Точки 1 соответствуют данным эксперимента при однофазном течении и 2 — максимальной интенсивности теплообмена при двухфазном течении. При однофазном течении в широком диапазоне значений числа Пекле (Pe) опытные данные соответствуют предложенной двухслойной модели теплообмена (линия 1). В области нестационарного пульсационного и снарядного двухфазных течений продольный перенос тепла в объеме резко возрастает и коэффициент теплоотдачи увеличивается. Этот эффект практически исче-

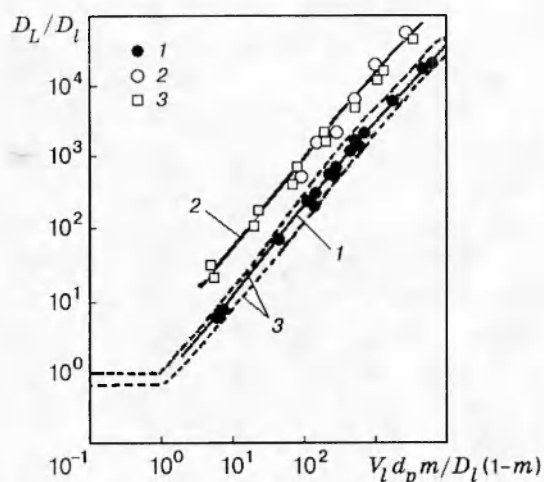


Рис. 7

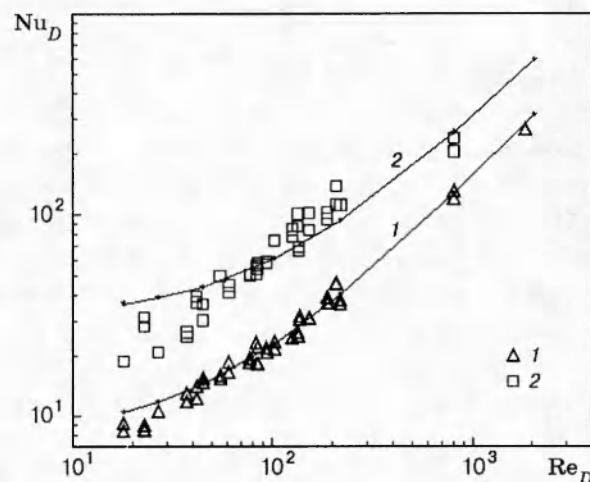


Рис. 8

зает при переходе к капельному режиму течения. Линия 2 показывает данные расчета коэффициента теплообмена в области его наибольшей интенсивности.

Теплообмен при обтекании цилиндрического тепловыделяющего элемента в засыпке шаров экспериментально исследован в [25–27]. Вертикальный тепловыделяющий элемент — нержавеющая труба с расположенными в стенке термодарами. Теплоносителем служил фреон R318С в режиме однофазной конвекции и недогретого кипения. Коэффициент теплоотдачи и критический тепловой поток измерены в широком диапазоне тепловых потоков и скоростей теплоносителя. В области однофазного течения коэффициент теплообмена соответствует расчету по двухслойной модели теплообмена. При кипении коэффициент теплообмена следует кривой кипения для большого объема в широком диапазоне скоростей течения. Высокие градиенты давления в рабочем участке приводят к малым отрывным диаметрам паровых пузырей, и экспериментальные данные по критическому тепловому потоку соответствуют зависимости Кутателадзе — Леонтьева для течения в трубах с большими скоростями.

Пленочное кипение на пластине, погруженной в зернистую среду, рассмотрено в [28, 29] при следующих предположениях: течение фаз происходит с малыми скоростями, и справедливо приближение Дарси; температура пара равна температуре насыщения, трение на границе конденсат — пар равно нулю, физические свойства жидкости не зависят от температуры. Аналитическое решение [28] получено с учетом того, что тепло в жидкости переносится только эффективной продольной теплопроводностью, оно хорошо согласуется с экспериментальными данными по коэффициентам теплоотдачи, полученными в [29].

В работах [30, 31] представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований пленочной конденсации на наклонной поверхности в пористой среде. Профиль скорости в пленке конденсата определен в приближении Дарси с использованием аппроксимации Бринкмана вблизи стенки. При аналитическом решении учитывалось, что тепло в пленке переносится только эффективной продольной теплопроводностью. Проведено сравнение полученного решения с экспериментальными данными по коэффициентам теплообмена при конденсации пара фреона R12 в кварцевом песке, в засыпках нихромовых и стеклянных микрошаров. В предположении постоянства эффективной теплопроводности получено соотношение $Nu = 2Ag Pr K$, где число Архимеда построено по проницаемости пористой среды и длине рабочего участка; Pr — число Прандтля; K — число Кутателадзе. Численные результаты хорошо соответствуют экспериментальным данным в диапазоне изменения комплекса $Ag Pr K$ от 200 до $4 \cdot 10^4$.

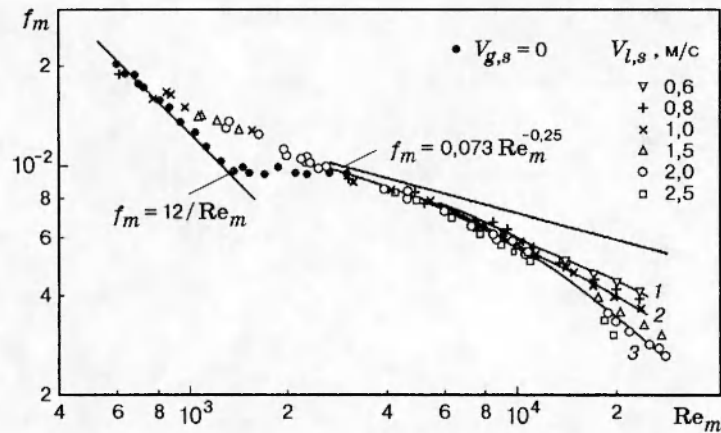


Рис. 9

Восходящее газожидкостное течение в щелевом канале как элементе трещиноватых пористых сред изучено в [32, 33]. Восходящий водовоздушный поток исследовался в оргстеклянном кольцевом канале с узкой щелью. В широком диапазоне приведенных скоростей жидкости и газа проведена визуализация режимов течения. Для размера щели меньше капиллярной постоянной межфазные границы формируются менисками между стенками канала, что определяет характерные типы двухфазного течения: турбулентное течение с мелкими невзаимодействующими пузырьками, расслоенное течение, течение с большими тэйлоровскими пузырьками и двумерное ячеистое течение с перемычками из жидких пробок. В последних двух типах течение существенно нестационарное с большими пульсациями давления. На основе данных по структуре течения построена модель двухфазного потока в щелевом канале и определены потери на трение. На рис. 9 приведена зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса смеси. Точки показывают экспериментальные данные и линии 1–3 — данные расчета при значениях приведенной скорости жидкости $V_{l,s} = 0,6; 1,0$ и $2,0$ м/с соответственно. С увеличением $V_{l,s}$ отклонение опытных данных от расчетных для гомогенного течения возрастает.

Волновые процессы в насыщенных пористых средах исследованы в [34–36]. В [34, 35] изучено распространение волн давления в насыпных и уплотненных пористых средах, насыщенных жидкостью. В плотных слоях и пористых средах, насыщенных газожидкостной средой, наряду с неравновесностью из-за выравнивания температур и скоростей фаз, необходим учет неравновесности вследствие инерционных эффектов при выравнивании давления в фазах. Для пористой среды, насыщенной жидкостью с пузырьками газа, в [36] получено уравнение Рэлея, связывающее давления в жидкой и газовой фазах при колебаниях пузырьков. С использованием уравнения Рэлея в качестве замыкающего соотношения в [36] получена система уравнений, описывающая распространение волн давления конечной амплитуды в пористой среде, насыщенной жидкостью с пузырьками газа. При малых значениях времени решение дает две продольные волны в пористой среде: «быструю» и «медленную», которые могут распространяться независимо. Для «быстрой» волны затухание мало и существенны эффекты дисперсии, связанные с осцилляциями пузырьков. Скорость распространения «быстрой» волны определяется в основном сжимаемостью твердого скелета, а структура — динамикой пузырьков в волне. Пористая среда, насыщенная жидкостью и пузырьками, характеризуется двумя модулями объемной упругости — скелета и газожидкостной смеси. В «быстрой» волне деформации скелета и жидкости происходят в фазе и затухание волн мало, а в «медленной» — в противофазе и затухание волн, определяемое межфазным трением, резко возрастает с ростом газосодержания.

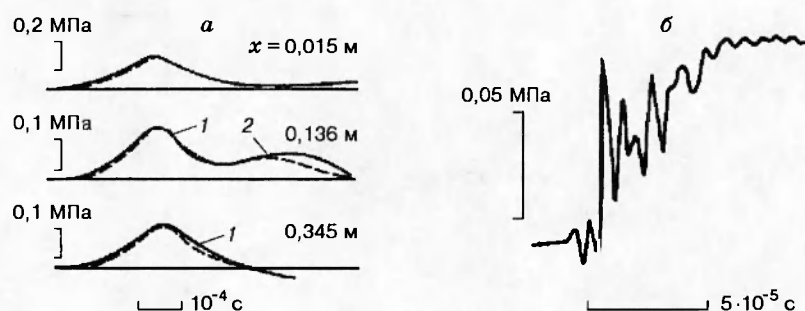


Рис. 10

Распространение волн давления в насыщенной пористой среде и жидкости с пузырьками газа исследовано экспериментально в вертикально расположенной «ударной» трубе [34–36]. Рабочий участок заполнялся уплотненным кварцевым песком или спеченной упаковкой оргстеклянных шаров малого размера, которые насыщались жидкостями с различной вязкостью и капиллярно-защемленными газовыми пузырьками. При распространении волн давления в консолидированной пористой среде, насыщенной жидкостью или газожидкостной смесью, на малых расстояниях от входа наблюдались два типа волны: 1 — «быстрая» и 2 — «медленная» (рис. 10, *a*). Полученный в эксперименте профиль давления на расстоянии x от входа волны в спеченную упаковку шаров, полностью насыщенную бензином, показан на рис. 10, *a* сплошной линией. На рис. 10, *б* показан профиль волны при неполном насыщении ($S_2 = 0,0036$). При больших амплитудах «быстрая» волна имеет осциллирующую структуру, обусловленную динамикой пузырьков, и типично релаксационное поднятие за фронтом волны. Измеренные значения скорости волн и интенсивности их затухания находятся в хорошем соответствии с расчетами (пунктирная линия на рис. 10, *a*) как при полном насыщении пористой среды жидкостью [35], так и для жидкости с капиллярно-защемленными пузырьками [36]. Процесс образования «быстрой» и «медленной» волн на входе в среду исследован в [34–36]. При распространении волн давления в уплотненных засыпках песка наблюдается только одна продольная волна [35]. Основным механизмом затухания волн в этом случае является сухое трение на контактах зерен при их переупаковке в волне.

Эффекты дисперсии, обусловленные инерцией присоединенной массы газовых включений, наиболее ярко проявляются в жидкости с пузырьками газа без пористого скелета. Для такой среды ранее экспериментально были обнаружены и изучены солитоны, волновые пакеты и осциллирующие ударные волны, исследовано их взаимодействие. В [37] показано, что при больших амплитудах солитоны имеют заостренную форму (рис. 11, *a*). Профили

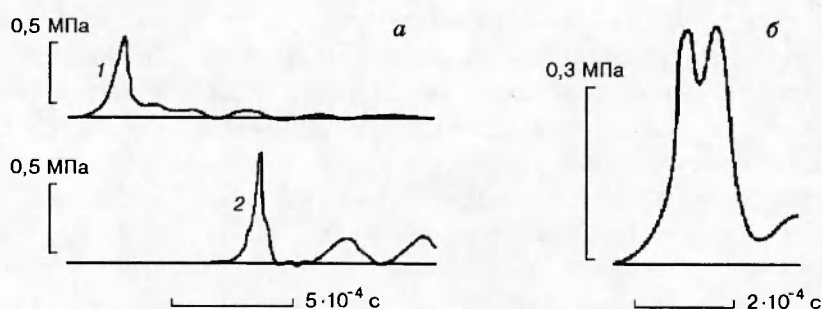


Рис. 11

давления получены в водоглицериновом растворе с пузырьками CO_2 (радиус пузырьков 1,2 мм) при $x = 0,07$ м (линия 1) и 0,165 м (линия 2). Пузырьки в волне давления могут рассматриваться как нелинейные осцилляторы, и их взаимодействие для пузырьков двух разных размеров приводит к возникновению мультисолитонов или осциллирующих солитонов [38]. Типичный мультисолитон в водоглицериновом растворе с пузырьками CO_2 (радиусы пузырьков 0,6 и 1,2 мм, отношение их объемных газосодержаний 0,3) показан на рис. 11,б. В [39] построена карта характерных структур мультисолитонов в зависимости от амплитуд волн и доли крупных пузырьков в общем газосодержании. Опыты с газами, имеющими различные теплофизические свойства [37], показали, что основным механизмом, вызывающим затухание волн в широком диапазоне их амплитуд, является теплообмен газа в пузырьках с жидкостью при их схлопывании в волне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е., Кузнецов В. В., Димов С. В. Физическая модель двухфазного течения в пористой среде // Разработка газоконденсатных месторождений: Материалы междунар. конф., Краснодар, 1990.
2. Кузнецов В. В., Димов С. В. Микроструктура двухфазного течения в пористой среде // Гидродинамика и теплоперенос в пористых средах: Сб. науч. тр. / Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1991. С. 71–88.
3. Kuznetsov V. V., Dimov S. V. The influence of geometrical parameters of porous medium on two-phase filtration // 4th Symp. Multiphase Transport in Porous Media: Proc. ASME Winter Annual Meeting, New Orleans, US, Nov. 27–30, 1993. P. 207–223.
4. Димов С. В., Кузнецов В. В. Условия мобилизации несмачивающей фазы в пористой среде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 6. С. 104–111.
5. Витовский О. В., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Устойчивость фронта вытеснения и развитие «языков» в пористой среде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 5. С. 101–106.
6. Кузнецов В. В., Димов С. В. Микромеханика образования остаточной насыщенности при несмешивающемся вытеснении в пористой среде // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1994. № 3. С. 116–121.
7. Вахитов В. Г., Димов С. В., Витовский О. В., Кузнецов В. В. Экспериментальное изучение вытеснения углеводородов водой в пористых средах // Тез. докл. VI Всесоюз. съезда по теорет. и прикладной механике. Ташкент, 1986. С. 95–96.
8. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В., Чехович Ю. В. О структуре решений задачи Рапопорта — Лиса // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1988. Вып. 85. С. 13–21.
9. Бочаров О. Б., Витовский О. В., Кузнецов В. В. Структура скачков насыщенности при неравновесном вытеснении в пористых средах // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 6. С. 97–104.
10. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В., Чехович Ю. В. О неравновесной двухфазной фильтрации в пористой среде // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ВЦ; ИТПМ. 1989. Т. 3, № 2. С. 47–53.
11. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В., Чехович Ю. В. Численное исследование неравновесной фильтрации несмешивающихся жидкостей // Инж.-физ. журн. 1989. Т. 57, № 1. С. 91–95.
12. Бочаров О. Б., Витовский О. В., Кузнецов В. В., Чехович Ю. В. О неравновесном вытеснении в пористой среде // Численные методы решения задач фильтрации: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и приклад. механики. 1989. С. 34–39.
13. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В. Численное моделирование неустойчивого вытеснения в пористой среде // Численные методы решения задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теорет. и приклад. механики. 1987. С. 48–54.
14. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В. О развитии вязкостной неустойчивости в пористой среде // ПМТФ. 1989. № 2. С. 116–120.
15. Бочаров О. Б., Кузнецов В. В. Развитие вязкостной неустойчивости в пористой среде с учетом капиллярных сил // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 1. С. 115–120.
16. Бочаров О. Б., Витовский О. В., Колмогоров Ю. П., Кузнецов В. В. Экспериментальное изучение вязкостной неустойчивости в пористой среде // ПМТФ. 1989. № 4. С. 79–84.
17. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е., Сафонов С. А. Языкообразование при несмешивающемся вытеснении в двухслойной пористой среде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1990. № 6. С. 98–104.

18. Кузнецов В. В., Бочаров О. В., Витовский О. В. Вязкостное языкообразование в пористой среде // Гидродинамика и тепломассоперенос в пористых средах: Сб. науч. тр. / Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1991. С. 41–70.
19. Бочаров О. В., Кузнецов В. В. Влияние капиллярных сил на режим вязкостной неустойчивости в пористой среде // Сиб. физ.-техн. журн. 1991. № 3. С. 54–58.
20. Kuznetsov V. V., Bocharov O. V., Vitovsky O. V. Viscous fingering and surface structure formation in porous media // Instabilities in Multiphase Flows: Proc. Int. Symp. on Instabilities in Multiphase Flows, Rouen, France, May 11–14, 1992. N. Y.: Plenum Press, 1993. P. 309–320.
21. Евсеев А. Р., Накоряков В. Е., Романов Н. Н. Локальная структура фильтрационного потока в кубической упаковке при больших числах Рейнольдса // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. № 1. С. 51–56.
22. Nakoryakov V. E., Evseev A. R., Romanov N. N. Experimental investigation of the turbulent filtration flow // Int. J. Multiphase Flow. 1991. V. 17, N 1. P. 103–118.
23. Kuznetsov V. V., Chikov S. B., Saltanov S. Yu. Heat transfer in packed bed with gas (vapor) — liquid cocurrent flow // Russ. J. Eng. Thermophysics. 1995. V. 5. P. 205–221.
24. Kuznetsov V. V. Heat and mass transfer in a packed bed with cocurrent two-phase flow // Porous Media and Their Applications in Science, Engineering and Industry: Proc. Int. Conf., Kona, US, June 16–21, 1996. P. 241–264.
25. Kuznetsov V. V., Borchevkin Yu. S., Chikov S. B. Forced convection cooling of a surface embedded in porous structure // Evaporative Cooling System of Electronic Equipment: Proc. Int. Seminar, Novosibirsk, Aug. 19–22, 1991. Novosibirsk, 1993. P. 177–186.
26. Kuznetsov V. V., Chikov S. B. Forced convection cooling of a surface embedded in a porous structure // Heat Transfer: Proc. 1st Europ. Conf. on Thermal Sciences, Birmingham, UK, Sept. 16–18, 1992. Hemisphere Pub. Corp., 1992. V. 2. P. 1099–1105.
27. Кузнецов В. В., Чиков С. Б. Теплообмен при продольном обтекании тепловыделяющего элемента в пористой среде // Теплофизика высоких температур. 1993. Т. 31, № 2. С. 281–285.
28. Накоряков В. Е., Мухин В. А., Петрик П. Т., Дворовенко И. В. Пленочное кипение в зернистой среде // Гидродинамика и тепломассоперенос в пористых средах: Сб. науч. тр. / Новосибирск: Ин-т теплофизики. 1991. С. 31–40.
29. Nakoryakov V. E., Muchin V. A., Petrik P. T., Dvorozenko I. V. Sheet boiling in a granular medium // Russ. J. Eng. Thermophysics. 1992. V. 2, N 4. P. 205–221.
30. Мухин В. А., Накоряков В. Е., Петрик П. Т., Сердаков Г. С. Конденсация пара на пластине, помещенной в пористую среду // ПМТФ. 1985. № 5. С. 85–90.
31. Nakoryakov V. E., Petrik P. T. Condensation in a granular media // Russ. J. Eng. Thermophysics. 1994. V. 2, N 4. P. 299–310.
32. Kuznetsov V. V., Vitovsky O. V. Experimental investigation of upward gas-liquid flow in vertical narrow annuli // Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics: Proc. 2th World Conf., Dubrovnic, Yugoslavia, June 23–28, 1991. N. Y.: Elsevier, 1991. P. 1120–1126.
33. Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Vitovsky O. V. Experimental investigation of upward gas-liquid flow in a vertical narrow annulus // Int. J. Multiphase Flow. 1992. V. 18, N 3. P. 313–326.
34. Накоряков В. Е., Кузнецов В. В., Донцов В. Е. Волны давления в пористых средах // Проблемы нелинейной акустики: Материалы симпозиума IUPAP — IUTAM по нелинейной акустике, Новосибирск, 1987. С. 108–112.
35. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Распространение волн давления в пористой среде, насыщенной жидкостью // ПМТФ. 1988. № 1. С. 120–130.
36. Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Dontsov V. E. Pressure waves in saturated porous media // Int. J. Multiphase Flow. 1989. V. 15, № 6. P. 857–875.
37. Nakoryakov V. E., Kuznetsov V. V., Dontsov V. E., Markov P. G. Pressure waves of moderate intensity in liquid with gas bubbles // Int. J. Multiphase Flow. 1990. V. 16, N 5. P. 741–749.
38. Гасенко В. Г., Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. Осциллирующие уединенные волны в жидкости с пузырьками газа // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. Т. 21, № 6. С. 43–45.
39. Донцов В. Е., Кузнецов В. В., Марков П. Г., Накоряков В. Е. Распространение волн давления в жидкости с пузырьками газа разных размеров // Акустический журнал. 1989. Т. 34, № 1. С. 157–159.

Поступила в редакцию 17/ХІІ 1996 г.