

УДК 532.5:532.135:536.24:537.84

З. П. Шульман, В. И. Кордонский, С. Р. Городкин

ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛОБМЕН МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ СУСПЕНЗИЙ

Широкие возможности управления процессами переноса открывает использование в качестве рабочих сред гетерогенных систем с перестраиваемой магнитным полем структурой — неколлоидных суспензий ферромагнитных частиц, известных под названием магнитореологических (МРС) [1]. В настоящее время достаточно полно установлены закономерности ламинарных течений и теплообмена в МРС и на этой основе предложены новые технологические процессы и аппараты [1—3].

В то же время значительный интерес представляет исследование возможности магнитореологического управления процессами переноса в турбулентных течениях, характерных для многих технологических циклов и отличающихся от ламинарных случайным характером напряженного состояния среды в пространстве и времени.

В качестве объекта исследования выбран турбулентный поток малоцентрированной МРС в канале круглого сечения. При этом ставилось условие, чтобы в отсутствие магнитного поля частицы дисперсной фазы почти без отставания следовали за пульсирующими элементарными объемами несущей жидкости, практически не влияя на характер ее движения. Известно, что это выполняется, когда [4, с. 194]

$$\frac{d}{D} \sqrt{\left| \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right|} \sqrt{Re} \leq 0,2, \quad (1)$$

где d — средний размер частиц, D — диаметр канала; ρ_s и ρ — плотность частиц и несущей жидкости.

Влияние магнитного поля на интегральные характеристики (гидросопротивление и теплоотдачу на стенке) турбулентного потока МРС изучалось на установке, схема которой представлена на рис. 1. Рабочей средой служила слабоконцентрированная ($c_{об} \leq 1\%$) водная суспензия ферромагнитных сферических частиц карбонильного железа Р-10 ($d \sim 3,5$ мкм, $\rho_s = 7,8$ г/см³). Измерительный участок 1 — медная труба внутренним диаметром $D = 8$ мм и длиной $L = 1$ м с электронагревателем 2 на наружной поверхности, создающим постоянный тепловой по-

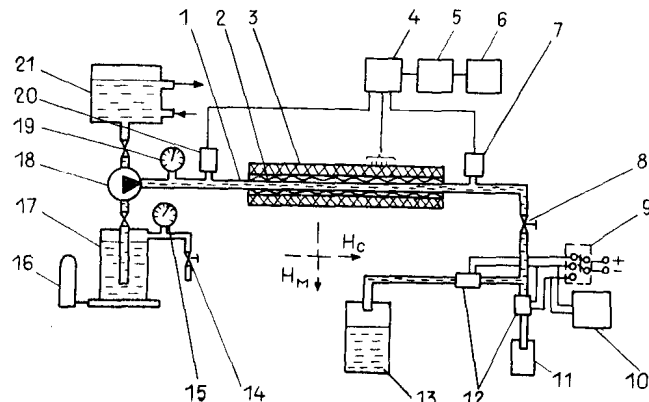


Рис. 1. Схема установки.

ток (граничные условия второго рода), и теплоизоляцией 3. На вход насоса 18 поступала термостатированная вода из расходного бака 21 и подавалась с помощью сжатого воздуха из напорного бака 17 концентрированная водная МРС ($c_{об}=40\%$), стабилизированная низкомолекулярной натриевой солью карбоксилметилцеллюлозы Na-КМЦ (1 масс.%). Расслоение суспензии предотвращалось перемешиванием на встряхивающей машине 16. На выходе из насоса создавался поток разбавленной МРС, концентрация которой однозначно связана с давлением воздуха в баке 17, регулируемым краном 14 и контролируемым манометром 15. После прохождения измерительного участка суспензия попадала в сливной бак 13, где происходило отделение твердой фазы для ее повторного использования. Расход МРС устанавливался вентилем 8, контролировался по давлению на входе в трубу манометром 19 и измерялся объемным способом с помощью мерной емкости 11 и коммутирующего ключа 9, управляющего сигналом на электроклапаны 12, работающие в противофазе: «открыт—закрит». Синхронно ключ включал и выключал электронные часы 10, измеряющие промежуток времени, в течение которого наполнялась емкость 11. Измерительный участок находился в зоне действия однородного магнитного поля, создаваемого электромагнитом (H_m , поперечное поле) или соленоидом (H_s , продольное поле). Гидросопротивление канала 1 (перепад давления Δp) определялось по разности показаний индукционных датчиков давления 7 и 20. Термопарами измерялись температуры МРС на входе и выходе канала, стенки канала, внутренней и наружной поверхности изоляции. Сигналы с термпар, датчиков давления и сигналы, пропорциональные напряжению и току питания нагревателя, подавались на коммутатор 4, измерялись вольтметром 5 и регистрировались цифрорпечатающим устройством 6.

Предварительно была проведена тарировка установки с целью определения поправок к показаниям датчиков 20 (влияние поля) и зависимости между давлением на манометрах 19 и 15 и расходом и концентрацией МРС соответственно, причем определялась весовая концентрация c_v выпариванием воды из пробы суспензии и взвешиванием сухого остатка, а объемная — рассчитывалась по формуле $c_{об} = 1/1 + \rho_s/\rho \times (1/c_v - 1)$. Отметим, что на всех режимах выполнялось неравенство (1).

Опыты проводились в следующей последовательности: через канал прокачивалась вода с расходом G , включался нагреватель, и после достижения стационарного режима на ленте цифрорпечати фиксировались все измеряемые параметры. Затем с таким же расходом создавался поток МРС и проводились аналогичные измерения с магнитным полем и без него. Варьировались напряженность магнитного поля H , концентрация и расход МРС, а искомые характеристики определялись по известным зависимостям: коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = 2\Delta p g D / \omega^2 \rho^* L, \quad (2)$$

где $\omega = 4G/\pi D^2$ — среднеобъемная скорость потока; $\rho^* = (1 - c_{об})\rho + c_{об}\rho_s$; интенсивность теплоотдачи на стенке

$$Nu = \alpha D / \lambda = (Q_{эл} - Q_{п}) D / \Delta t F \lambda; \quad (3)$$

здесь $Q_{эл} = UI$ (U, I — напряжение и ток питания электронагревателя); $Q_{п}$ — теплопотери через наружную поверхность изоляции; $\Delta t^* = t_{ст}^* - t_m^*$ — температурный напор; $t_{ст}^* = 1/5 \sum_1^5 t_{ст}^i$ — средняя температура стенки трубы; $t_{ст}^i$ — локальная температура стенки; $t_m = 1/6 \left(\sum_1^3 t_i' + \sum_1^3 t_i'' \right)$ — средняя температура МРС в канале; t_i' и t_i'' — температура МРС на входе и выходе канала; F — поверхность теплообмена; λ — коэффи-

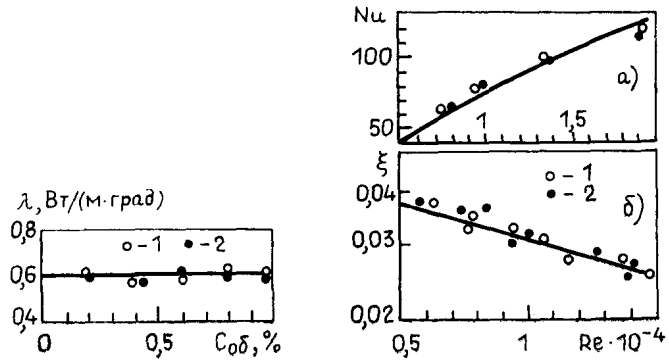


Рис. 2. Теплопроводность: 1 — вода; 2 — МРС.

Рис. 3. Теплоотдача (а) и гидросопротивление (б) потока МРС в отсутствие магнитного поля: 1 — вода; 2 — МРС. $c_{об}=1\%$.

коэффициент теплопроводности МРС. Отметим, что измерения λ для исследуемого диапазона концентраций МРС по методике [5] показали отсутствие заметного влияния частиц ферромагнетика на теплопроводность несущей жидкости — воды, равную $0,6 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{град})$ при 20°C (рис. 2).

Опыты, проведенные в отсутствие магнитного поля, подтвердили, что малые количества невзаимодействующих частиц ($c_{об} \leq 1\%$), размер которых удовлетворяет неравенству (1), не влияют существенно на сопротивление и теплообмен турбулентного потока (рис. 3). На графиках точками нанесены экспериментальные данные, а линии построены по критериальным формулам [6]

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43}; \quad \xi = 0,316 Re^{-0,25} \quad (4)$$

для течения чистой воды в трубе.

1. Поперечное магнитное поле резко изменяет характер течения. Как видно из рис. 4, значительно увеличивается гидросопротивление и интенсифицируется теплообмен ($\beta = \xi_n/\xi$; $\gamma = Nu_n/Nu$; ξ_n, Nu_n — в магнитном поле), причем наблюдается линейный рост эффекта с увеличением концентрации.

На рис. 5 приведены зависимости β и γ от напряженности магнитного поля H и числа $Re = \omega D \rho^*/\eta$ (η — вязкость воды). Эффект возрастает по закону, близкому к квадратичному, с увеличением H и уменьшается по такому же закону с ростом Re . Поэтому логично предположить, что эффект зависит от соотношения энергии магнитного взаимодействия частиц ($u_M \sim H^2$) и энергии турбулентного потока ($u_T \sim \omega^2$). Такое соотношение определяется известным критерием Альфвена $Al = \mu_0 H^2 / \rho \omega^2$ [7, с. 46]. С учетом линейных зависимостей $\beta =$

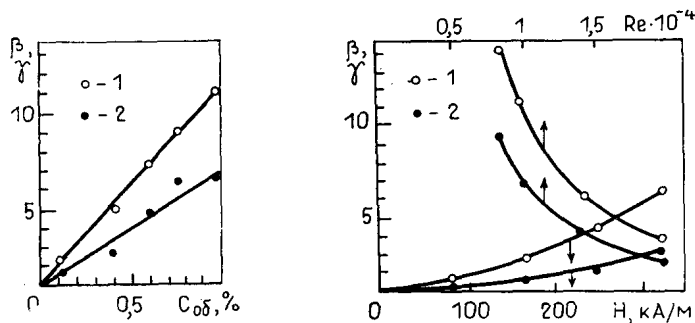


Рис. 4. Влияние концентрации МРС на относительное увеличение гидросопротивления и теплоотдачи в поперечном поле: 1 — β ; 2 — γ . $H=320 \text{ кА}/\text{м}$, $Re=9600$.

Рис. 5. Зависимость относительного увеличения гидросопротивления и теплоотдачи от числа Рейнольдса ($H=320 \text{ кА}/\text{м}$) и напряженности поперечного поля ($Re=1,4 \cdot 10^4$): 1 — β ; 2 — γ . $c_{об}=1\%$.

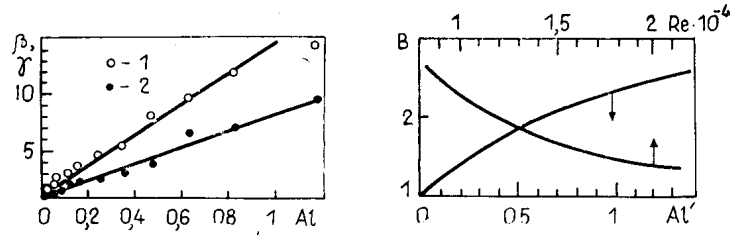


Рис. 6. Влияние поперечного магнитного поля: 1 — β ; 2 — γ .

Рис. 7. Зависимость чистого выигрыша в теплоотдаче от числа Рейнольдса ($H = 320$ кА/м; $c_{об} = 1\%$) и приведенного числа Альфвена.

$=\beta(c_{об})$ и $\gamma=\gamma(c_{об})$ удобнее пользоваться приведенным критерием Альфвена $Al' = Al c_{об}$.

Представив все экспериментальные данные в координатах $\beta, \gamma - Al'$ и проведя математическую обработку результатов, получаем линейную зависимость эффекта от Al' (рис. 6) вида $\gamma = 1 + kx$. В случае гидросопротивления коэффициент k равен 13,5, а с учетом доверительного интервала, в котором с вероятностью $P = 0,9$ он может находиться, $k = 13,5 \pm 1,3$. Для теплообмена $k = 7,5 \pm 0,8$.

Таким образом, темп увеличения гидросопротивления и теплообмена турбулентного потока слабоконцентрированной МРС в трубе под воздействием поперечного магнитного поля можно прогнозировать по следующим эмпирическим формулам:

$$\beta = 1 + (13,5 \pm 1,3) Al'; \quad \gamma = 1 + (7,5 \pm 0,8) Al' \quad (5)$$

или, перейдя к исходным величинам:

$$\xi_H = \xi + \frac{(13,5 \pm 1,3) \mu_0 H^2 c_{об}}{\rho \omega^2}; \quad Nu_H = Nu + \frac{(7,5 \pm 0,8) \mu_0 H^2 c_{об}}{\rho \omega^2}, \quad (6)$$

где ξ и Nu — величины, определяемые по формулам (3).

Зависимости (5), (6) справедливы для интервала $0 \leq Al' \leq 1,2$, что соответствует диапазону изменения $0 \leq H \leq 320$ кА/м, 1 м/с $\leq \omega \leq 2,4$ м/с, $0 \leq c_{об} \leq 0,01$, $8 \cdot 10^3 \leq Re \leq 20 \cdot 10^3$.

Как и в традиционных способах интенсификации теплообмена [8], в наших опытах рост гидросопротивления опережает увеличение Nu . Представляет интерес проследить характер изменения чистого выигрыша в теплообмене $B = Nu_H / Nu_*$, где Nu_* — интенсивность теплоотдачи на стенке трубы в отсутствие поля, но при большей скорости течения МРС, такой, когда выполняется условие $\Delta p_H = \Delta p_{H=0}$. Учитывая, что в турбулентном режиме $\Delta p \sim \omega^{1,75}$, $Nu \sim \omega^{0,8}$ (см. (2), (4)), получаем

$$B = \gamma / \beta^{0,457}. \quad (7)$$

На рис. 7 приведена зависимость выигрыша от Al' и Re , построенная по зависимости (7), из которой видно, что величина B во всем диапазоне изменения параметров больше единицы и возрастает на режимах с малыми числами Re , по-видимому, достигая наибольшего значения в зоне, граничащей с переходной, но непременно в турбулентной области.

2. Продольное поле оказывает противоположное воздействие, вызывая снижение гидросопротивления и интенсивности теплоотдачи (рис. 8).

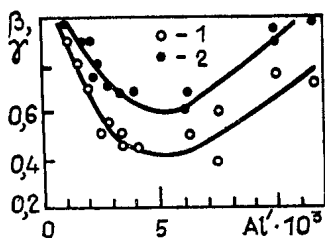


Рис. 8. Влияние продольного магнитного поля: 1 — β ; 2 — γ .

В отличие от поперечного поля здесь зависимости $\beta(AI')$ и $\gamma(AI')$ имеют немонотонный характер с максимальным эффектом $\beta=0,45$, $\gamma=0,65$ при $AI'=5 \cdot 10^{-3}$. С ростом AI' эффект уменьшается и при значении $14 \cdot 10^{-3}$ практически исчезает. К сожалению, имеющийся соленоид не позволял создавать поле большой напряженности и соответственно достигать больших значений AI' .

Полученные результаты влияния магнитного поля на реодинамику турбулентного потока МРС качественно отличаются от данных аналогичных опытов с коллоидными ферромагнитными жидкостями [9, 10], в которых отмечается незначительное снижение ($\sim 10\%$) ξ . При этом феррожидкость рассматривалась как гомогенная среда вследствие весьма малых размеров частиц (порядка 1 нм), а поле — как объемная сила, и независимо от ориентации силовых линий относительно потока имело место подавление одной из пульсационных составляющих скорости, что и приводило к снижению ξ [10].

В МРС механизм воздействия на течение иной. По-видимому, в этом случае имеет место взаимодействие турбулентной несущей среды с некоторой образованной полем из частиц ферромагнетика динамической микроструктурой (имеются в виду сносимые потоком несущей среды анизодиаметричные агрегаты, изменяющие свои геометрические параметры в зависимости от величины локальных напряжений). Время образования такой микроструктуры [11]

$$t_p = \eta / 0,35 c_{об} \mu_0 \kappa H^2, \quad (8)$$

где κ — магнитная восприимчивость агрегата, имеет порядок 1 мс и значительно меньше времени пребывания частиц в области действия поля $\sim 0,5$ с. Вследствие ориентирующего действия поля анизодиаметричные агрегаты вносят некоторую детерминированность в случайный характер турбулентного потока, что определенным образом сказывается на гидросопротивлении и конвективном теплообмене. Так, в поперечном поле элементы микроструктуры ориентированы перпендикулярно потоку. Это, вероятно, усиливает поперечные пульсации скорости жидкости-носителя и тем самым повышает турбулентное трение и перенос тепла. Кроме того, с увеличением размера и соответственно массы элементов дисперсной фазы вследствие агрегирования частиц возрастает относительная скорость движения фаз, приводящая к дополнительной турбулизации как ядра потока, так и вязкого подслоя. При этом с увеличением AI' агрегаты становятся прочнее и крупнее, что, как показали эксперименты, вызывает линейный рост β и γ .

В продольном поле анизодиаметричные элементы динамической микроструктуры располагаются вдоль оси течения, способствуя тем самым гашению поперечных пульсаций, что и приводит к уменьшению ξ и Nu . При этом имеют место два механизма, противоположно влияющих на характеристики потока с ростом AI' : упрочнение агрегатов и более эффективное гашение пульсаций, с одной стороны, и увеличение размеров агрегатов и дополнительная турбулизация — с другой. По-видимому, с таким конкурирующим воздействием можно связать экстремальный характер зависимостей $\beta(AI')$ и $\gamma(AI')$ в продольном магнитном поле.

В дальнейшем для более полного и корректного описания механизма воздействия магнитных полей на турбулентное течение МРС предполагается провести исследования с привлечением современных методов диагностики турбулентности, в том числе и ее тонкой структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шульман З. П., Кордонский В. И. Магнитореологический эффект. Минск: Наука и техника, 1982. 184 с.
2. Шульман З. П., Кордонский В. И., Зальцгендлер Э. А., Прохоров И. В., Хусид Б. М., Демчук С. А. Структура, магнитные и реологические характеристики ферросуспензий (эксперимент). — Магнитная гидродинамика, 1984, № 3, с. 3—10.

3. Шульман Э. П., Кордонский В. И., Зальцгендлер Э. А., Прохоров И. В., Хусид Б. М., Демчук С. А. Динамические и физические свойства ферросуспензий со структурой, перестраиваемой внешним магнитным полем. — *Магнитная гидродинамика*, 1984, № 4, с. 30—38.
4. Фортъе А. *Механика суспензий*. М.: Мир, 1971. 264 с.
5. Кордонский В. И., Прохоров И. В., Демчук С. А., Иванов В. Е. Метод измерения теплопроводности жидкости в магнитном поле. — В кн.: *Электрореология: исследования и приложения*. Минск: ИТМО АН БССР, 1981, с. 123—132.
6. Жукаускас А. А. *Конвективный перенос в теплообменниках*. М.: Наука, 1982. 472 с.
7. Блум Э. Я., Михайлов Ю. А., Озолс Р. Я. *Тепло- и массообмен в магнитном поле*. Рига: Зинатне, 1980. 356 с.
8. Бергс А. Интенсификация теплообмена. — В кн.: *Теплообмен. Достижения. Проблемы. Перспективы*. М.: Мир, 1981, с. 145—192.
9. Майоров М. М., Блум Э. Я., Малманис А. Е. Экспериментальное исследование гидравлики турбулентного феррогидродинамического течения в круглом канале. — *Магнитная гидродинамика*, 1975, № 4, с. 143—145.
10. Kouzou Sudou, Yuiko Tomita, Ryuichiro Yamane, Yukio Ishibashi, Hidekazu Otowa. Ferromagnetic fluid flow through a circular channel. — *Bulletin of JSME*, 1983, vol. 26, N 222, p. 2120—2128.
11. Шульман Э. П., Городкин С. Р., Кордонский В. И. Турбулентное течение и теплообмен магнитореологической суспензии в постоянном магнитном поле. — В кн.: *Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по магнитным жидкостям* (г. Плес, 14—16 мая 1985 г.). Иваново: Ивановский энергетический институт, 1985, с. 175—176.

Поступила 2 декабря 1985 г.