

УДК 621.039.6.536.24

ФОРМИРОВАНИЕ ВХОДНОГО ПРОФИЛЯ ТЕЧЕНИЯ ДЛЯ ПАССИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ПОТОКОМ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В КАНАЛЕ

© 2023 г. И. А. Беляев^{1, 2, *}, Д. Ю. Черныш^{1, 2}, Н. А. Лучинкин^{1, 2},
Д. С. Краснов³, Ю. Б. Колесников³, Я. И. Листратов²

¹ОИВТ РАН, Москва, Россия

²НИИУ МЭИ, Москва, Россия

³Технический университет Ильменау, Ильменау, Германия

*E-mail: bia@ihed.ras.ru

Поступила в редакцию 28.01.2022 г.

После доработки 06.12.2022 г.

Принята к публикации 06.12.2022 г.

В работе описана экспериментальная попытка повлиять на поток жидкого металла с помощью сравнительно небольшого возмущения на входе в длинный канал. Цель состоит в том, чтобы сформировать устойчивую в условиях сильных магнитных полей и высоких тепловых нагрузок структуру потока, увеличить теплоотдачу и добиться более предсказуемых параметров течения. Показано, что препятствие на входе в виде стержня, расположенного поперек потока и продольно к наложенному магнитному полю, может привести к образованию возмущений в виде упорядоченных вихрей, которые существуют вдоль потока на длинах, достигающих нескольких десятков калибров канала. Эксперименты подтверждают, что генерируемые таким образом вихри существенно изменяют структуру изотермического МГД-потока. В случае смешанной конвекции такие вихри подавляют развитие крупномасштабных термогравитационных пульсаций потока и улучшают теплообмен при определенных режимах течения.

DOI: 10.31857/S0040364423030031

ВВЕДЕНИЕ

Область применения жидких металлов в технике обычно связана со значительными тепловыми нагрузками. В этом случае термогравитационная конвекция может оказывать существенное влияние на течение. Данному обстоятельству долгое время не уделялось достаточного внимания из-за относительно высоких коэффициентов теплоотдачи жидкого металла и, как следствие, отсутствия интереса к изучению детальной структуры потока, например, для дополнительной интенсификации тепло- и массообмена.

Гидродинамика течений в МГД-каналах при умеренных магнитных полях достаточно хорошо изучена [1]. Добавление сильного нагрева к проблеме может спровоцировать развитие крупномасштабных колебаний потока, поведение которых трудно предсказать [2]. Известно, что различные соотношения параметров исследуемого течения, таких как скорость течения, величина магнитного поля, степень нагрева, форма канала, неоднородность обогрева, могут сильно влиять на течение [3]. На современном уровне техники все еще трудно получить точные параметры течения без полномасштабного исследования изучаемой

конфигурации с использованием прямого численного моделирования или индивидуальных экспериментов, отражающих как геометрию проточной части, так и режимные параметры. Низкочастотные колебания потока являются серьезной проблемой для любого устройства. Проблема становится еще более актуальной для теплообменных систем, в которых локальные перегревы и термические напряжения могут значительно снизить надежность конструкций.

Возможным решением данной проблемы является управление потоком [4]. Известно, что воздействие на МГД-поток может значительно (в 4–6 раз, по данным [5]) повысить коэффициент теплоотдачи.

Численное моделирование нестационарных МГД-течений с вихреобразующими объектами (завихрителями) осложняется необходимостью разрешения тонких гартмановских слоев в сочетании с высокими требованиями к разрешению внутреннего тела и самого течения. Это ограничение в контексте вихреобразования преодолено в работе [6], где показано, что квазидвумерные решения могут адекватно воспроизводить параметры трехмерного течения. Дальнейшие чис-

ленные исследования показали, что вихреобразование в канальных МГД-течениях может быть очень эффективным средством управления потоком. В частности, для потока жидкого металла при обтекании круглого стержня в прямоугольном канале в условиях воздействия сильного поперечного магнитного поля показано численно (с использованием квазидвумерной модели), что ниже по потоку дополнительное перемешивание, вызванное следом за обтекаемым стержнем, в некоторых случаях увеличивало теплоотдачу более чем в два раза [7]. Установлено, что переход от стационарных режимов течения к нестационарным зависит от числа Гартмана и коэффициента перекрытия — соотношения доли канала, перекрытой телом обтекания, к проточной доле.

Также показано [8], что величина локального числа Нуссельта увеличивается пропорционально числу Рейнольдса и коэффициенту перекрытия. В то же время максимальное изменение интенсивности теплоотдачи не зависит от числа Рейнольдса при малых коэффициентах перекрытия. В [9] найдена регрессионная зависимость для описания распада устойчивых вихрей за вихреобразующим объектом (круглым стержнем) в прямоугольном канале. В модели предполагалось, что скорость распада зависит от степени перекрытия, величины наложенного магнитного поля и числа Рейнольдса.

Численные исследования также выявили режимы, при которых вторичные вихри, генерируемые слоями Шерклифа (пограничные слои вдоль стенок канала, параллельных направлению линий индукции магнитного поля) и разделенные на боковых стенках, взаимодействуют с отрывными вихрями дорожки Кармана [10].

В работе [11] оценена тепловая эффективность вихреобразования в МГД-канале с интенсификацией потока за счет введения одиночного стержня. С практической, инженерной точки зрения подтверждено увеличение эффективности теплообмена примерно на 30% по сравнению с конфигурацией со стандартным каналом (без установленного внутри тела обтекания).

Недавние исследования влияния формы вихреобразующих объектов (завихрителей) показывают, что при соответствующих взаимодействующих факторах треугольный объект работает лучше, чем стержни круглого или квадратного поперечного сечения [12].

Однако существует недостаток информации о фактических характеристиках завихрителей в экспериментальных условиях, приближенных к условиям работы проектируемых реакторов типа ТОКАМАК.

Особый интерес представляет возможная способность генерируемых вихрей подавлять или из-

менять естественно возникающие магнитоконвективные пульсации [2].

Крупномасштабные упорядоченные вихри могут развиваться и стабильно существовать в потоке жидких металлов не только в условиях, близких к системам охлаждения ТОКАМАКа, но и в отсутствие сильного внешнего магнитного поля (как, например, в проектах реакторов на быстрых нейтронах, жидкометаллических батареях, электролитических ваннах, кристаллизаторах) при некоторых соотношениях критериев Рейнольдса и Грасгофа. Четкое понимание закономерностей МГД-конвекции может обеспечить новые подходы к управлению и диагностике таких систем.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследуется опускное течение жидкого металла в прямоугольном канале. В качестве исследуемой конфигурации использовался канал с внутренними размерами 56×16 мм², что является развитием предыдущих исследований [3], которые были продолжением работы с аналогичной геометрией (размер канала — 56×17 мм²) [13]. Выбор круглого полого стержня с внешним диаметром 8 мм в качестве внутреннего тела обтекания, способствующего вихреобразованию, обоснован желанием изучить геометрически простую форму, а также учетом результатов ранее выполненного предварительного исследования влияния вихреобразующих объектов различной формы [14].

Экспериментальная установка. Исследования проводились на экспериментальной установке HELMEF [15], состоящей из электромагнита и нескольких циркуляционных контуров замкнутого типа. Установка предназначена для получения экспериментальных данных при изучении процессов гидродинамики и теплообмена электропроводящих жидкостей при их протекании в магнитном поле или без его воздействия. Для проведения экспериментов в контуре РК-3 HELMEF могут быть установлены различные экспериментальные испытательные секции (рабочие участки). Экспериментальные рабочие участки имитируют элементы теплообменных систем реальных энергетических объектов. С помощью различных типов насосов, встраиваемых в циркуляционный контур установки, можно организовывать подъемные и опускные течения жидкости через экспериментальные рабочие участки. Электромагнит ДЭМ-1 с охлаждаемыми медными обмотками создает магнитное поле с почти однородной основной (поперечной) составляющей в зазоре длиной около 1 м и шириной 80 мм между полюсами магнита (рис. 1). Максимальное значение индукции магнитного поля составляет 1.8 Тл (при данной ширине зазора между обкладками). Электромагнит ДЭМ-1 является поворотным, что дает воз-

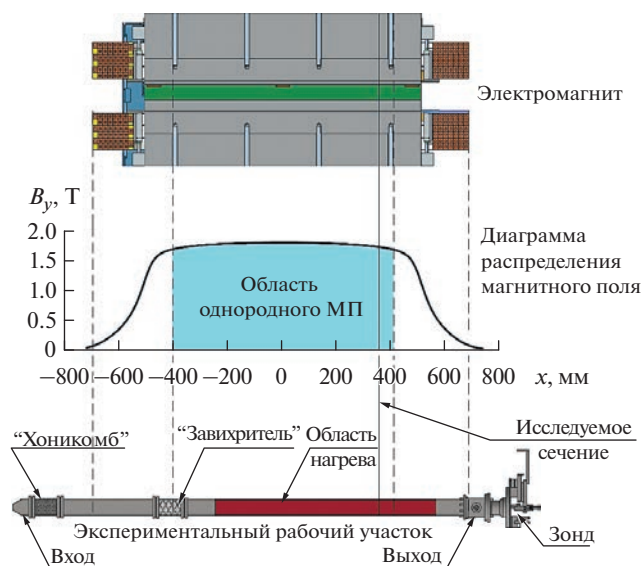


Рис. 1. Исследуемая конфигурация.

возможность его использования для экспериментов, в которых экспериментальный рабочий участок расположен вертикально, горизонтально или под углом. В качестве теплоносителя в контуре РК-3 установки используется ртуть. Ртуть находится в жидком состоянии при температуре окружающей среды, обладает низкой теплопроводностью и теплоемкостью (по сравнению с другими жидкометаллическими теплоносителями), что делает ее удобной модельной жидкостью, поскольку высокая точность полученных экспериментальных данных может быть достигнута на малогабаритных экспериментальных установках.

В настоящих исследованиях для организации циркуляции жидкости в контуре используется герметичный центробежный насос. Ртуть перекачивается насосом из резервуара для хранения в камеру успокоителя, где колебания давления от насоса подавляются газовой подушкой, расположенной над поверхностью жидкости. Затем жидкость проте-

кает через рабочий участок, размещенный в зазоре электромагнита. После выхода из рабочего участка жидкость проходит через два теплообменника типа “труба в трубе”, которые необходимы для восстановления рабочей температуры жидкости после ее нагрева в рабочем участке. Для контроля расхода жидкости используется электромагнитный расходомер (дополнительно расход контролируется в рабочем участке по тепловому балансу). Амплитуда колебаний давления на входе в испытательную секцию контролируется датчиком давления и визуально в газовой полости успокоителя. Платиновые термометры сопротивления (RTD100) используются для контроля температуры жидкости во входной камере рабочего участка и на выходе из камеры смешения рабочего участка.

Экспериментальный рабочий участок. Схематичное изображение экспериментального рабочего участка, используемого в настоящей работе, приведено на рис. 2а. Его основными элементами являются входная камера, сотовый успокоитель (“хоникомб”), секция с установленным внутри завихрителем, основная секция рабочего участка с накладными пластинчатыми нагревателями и датчиками системы диагностики, выходная камера смешения и погружной измерительный зонд. Основная секция рабочего участка из нержавеющей стали имеет прямоугольное поперечное сечение с внутренними размерами $16 \times 56 \text{ мм}^2$ и стенками толщиной 2 мм (рис. 2а). Из-за плохого контакта ртути с нержавеющей сталью экспериментальный рабочий участок можно считать полностью электрически изолированным от потока, что подтверждено в оценках гидравлического сопротивления, выполненных в [13].

Нагрев рабочего участка реализуется посредством двух независимо управляемых накладных нихромовых нагревателей (рис. 2а). При сборке экспериментального рабочего участка с внешней стороны между стенкой участка и каждым накладным нагревателем наносилась специальная теплопроводящая паста для обеспечения низкого контактного сопротивления, после чего секция рабоче-

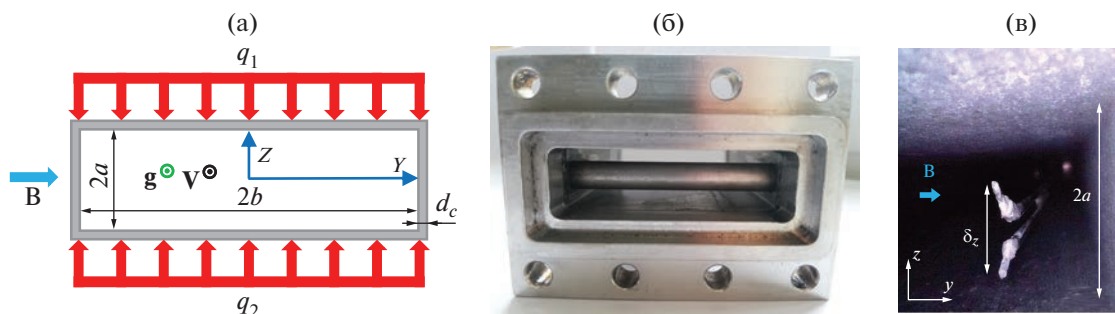


Рис. 2. Исследуемая конфигурация — (а); (б) — секция экспериментального рабочего участка с вихребразующим объектом (полый стержень диаметром 8 мм); (в) — расположение измерительного датчика зонда в канале.

Физические характеристики и безразмерные параметры эксперимента

Параметр	Соотношения	РК-3
Внутренние размеры канала	$2a \times 2b$, мм ²	16 × 56
Характерный размер	$D = 4a$, мм	32
Плотность теплового потока	$q = q_1 = q_2$, кВт/м	0–40
Магнитная индукция	B , Тл	0–1.7
Длина однородного МП	L_B , м	≈0.9
Число Рейнольдса	$Re = U_0 D / \nu$	$< 90 \times 10^3$
Число Пекле	$Pe = U_0 D / \chi$	<1800
Число Гартмана	$Ha = BD\sqrt{\sigma/\rho\nu}$	<1500
Число Грасгофа	$Gr = g\beta q D^4 / \lambda \nu^2$	$< 6.8 \times 10^8$
Число Прандтля	$Pr = \nu / \chi$	0.0244 при 30°C [17]
Относительная электропроводность стенки	$C = \sigma_c d_c / \sigma a$	<0.03

го участка с нагревателями плотно фиксировалась лентой из стеклоткани. Далее поверх каждой из сторон рабочего участка, на которых установлены нагреватели, укладывались два полуцилиндрических фторопластовых прижима для обеспечения наилучшего прилегания нагревателей к стенкам рабочего участка. Термодатчики и датчики теплового потока на основе термопар смонтированы между нагревателями и фторопластовыми прижимами для надежного контроля теплопотерь и температуры нагревателей.

Сотовый успокоитель смонтирован на входной части рабочего участка, расположенной вне зоны влияния магнитного поля. Успокоитель собран из 105 трубок из нержавеющей стали с толщиной стенки 0.5 мм, внутренним диаметром 2 мм и длиной 80 мм. После секции с успокоителем расположена секция с вихреобразующим объектом — полым стержнем внешним диаметром $d = 8$ мм (рис. 2б), ось стержня направлена вдоль длинной стороны поперечного сечения канала и перпендикулярна направлению течения в канале. Коэффициент перекрытия потока $\alpha = d/(2a) = 0.5$ характеризует затеснение протока установленным в сечении стержнем. Расстояние от оси вихреобразующего объекта до сечения, в котором осуществляются измерения, составляет $99a \approx 790$ мм.

Так как основой рабочего участка является металлический профиль прямоугольного сечения, из-за особенностей технологии изготовления профиля на его внутренней поверхности вдоль одной из широких сторон имеется продольный сварной шов. Чтобы исключить гидродинамические помехи, влияющие на поток жидкости, внутренняя сторона профиля со сварным швом при изготов-

лении рабочего участка притиралась до состояния плоской поверхности.

В таблице приведены основные параметры эксперимента. Значения теплофизических свойств ртути: кинематический коэффициент вязкости ν , коэффициенты электропроводности σ и теплопроводности λ , коэффициент температуропроводности χ , а также коэффициент термического расширения β взяты из [16] при среднемассовой температуре (примерно 30°C). В таблице также даны средняя скорость потока U_0 , толщина d_c и электропроводность σ_c стенки.

Отметим, что при определении чисел Грасгофа и Нуссельта и других безразмерных параметров, связанных с нагревом, используется средний тепловой поток в виде $q = q_1 = q_2$. Характерный линейный размер выбран равным двойной ширине канала ($4a$). Этот выбор, очевидно, не уникален и сделан для обеспечения согласованности с экспериментальной работой [18].

Методика измерений. В экспериментах использовались погружные зонды двух типов. Первый — это зонд с одной хромель-алюмелевой термопарой (размер спая — 250 мкм). Зонд второго типа представляет собой составной измерительный датчик, который состоит из двух хромель-алюмелевых термопар, расположенных в плоскости, перпендикулярной линиям индукции магнитного поля (рис. 2в). Расстояние между термопарами составляет $\delta_z = 3.4$ мм. Данный зонд имеет двойное назначение, поскольку он в качестве термопарного зонда может измерять температуру в двух точках поперечного сечения в неизотермическом потоке, а в качестве двухэлектродного потенциального датчика позволяет измерять продоль-

ную составляющую скорости в изотермическом потоке. Измерения скорости потенциальным методом в случае неизоотермического течения не проводились, так как калибровка датчика в этом случае осложняется необходимостью учета термоэлектрического эффекта при измерениях потенциала электродов. Профили скорости в поперечном сечении (рис. 3–6) определены с помощью зонда второго типа. Часть данных по теплообмену (рис. 7–9) получена с помощью зонда первого типа. Результаты, представленные на рис. 10, получены с использованием зондов обоих типов.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Изотермический поток. Сначала исследовались влияние вихреобразующего объекта на изотермический поток и способность сохранять генерируемые вихревые структуры на большом расстоянии вдоль потока.

Обнаружено, что возмущения потока, образованные стержнем диаметром $d = a = 8$ мм, установленным в канал, распространяются по длине канала, устойчиво существуют и регистрируются в измеряемом сечении ($x = 99a$) вдали от первоначального воздействия на поток (рис. 3а). При этом спектральный анализ показывает, что основная частота наблюдаемых пульсаций практически линейно увеличивается с расходом (рис. 3б).

На рис. 4 показаны профили осредненной по времени продольной компоненты скорости и интенсивность пульсаций скорости, измеренные в сечении канала. Показано изменение профиля скорости с увеличением числа Рейнольдса от заполненного квазитурбулентного к квазиламинарному параболическому с выраженным максимумом в центре сечения канала и минимумом вблизи широких стенок канала. При низких числах Рейнольдса профили интенсивности пульсаций скорости однородны; с увеличением Re наблюдаются максимумы вблизи широких стенок и минимум в центре исследуемого поперечного сечения. Следует отметить, что отсутствие данных на графиках для областей, расположенных вблизи стенок (координаты приблизительно $z = -8$ мм и $z = +8$ мм) связано с конструктивными особенностями датчика. Наблюдаемое состояние потока демонстрирует сходство с двумерным потоком Пуазейля, изученным в [19].

Профили скорости (рис. 4а), приведенные для различных значений Re , в экспериментах с невозмущенным потоком ясно демонстрируют двумерность потоков при $Ha = 1300$. В этом случае максимальная и осредненная скорости практически совпадают. В то же время турбулизация имеет довольно низкий уровень, около 1.5–2% (рис. 4б).

Установка стержня в канале существенно изменяет распределение осредненных скоростей

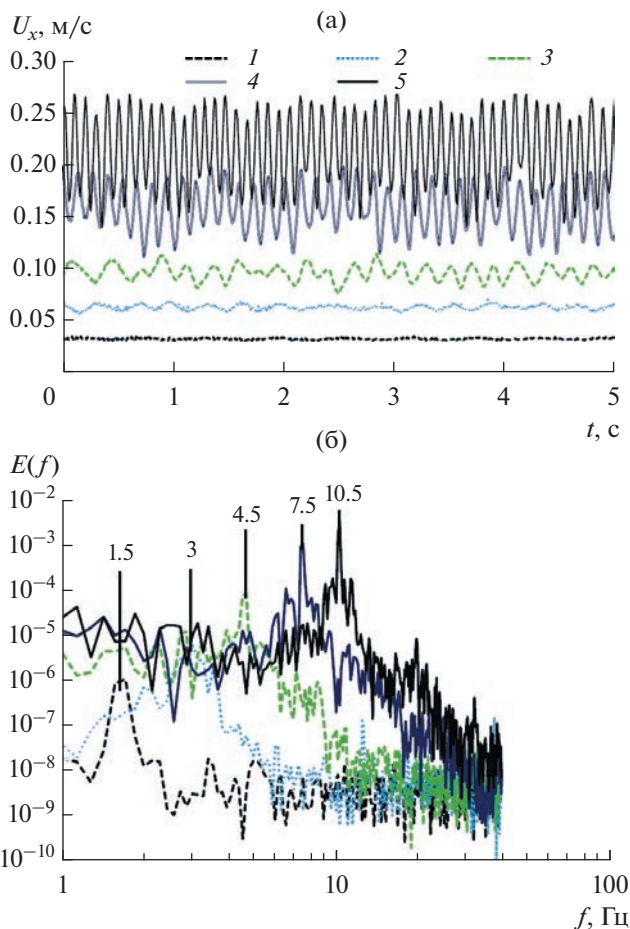


Рис. 3. Осциллограммы измерения локальной скорости (а) и их спектры плотности энергии (б) в точке $z = 0$, $y = 5$ мм при $Ha = 1300$ и различных числах Рейнольдса: 1 – 9×10^3 , 2 – 18×10^3 , 3 – 27×10^3 , 4 – 45×10^3 , 5 – 63×10^3 .

(рис. 4в). При росте Re в сильном магнитном поле ($Ha = 1300$) профили скорости не только не сглаживаются, но и значительно растягиваются в направлении потока. Исключением является профиль скорости для $Re = 9 \times 10^3$, в котором генерация вихрей подавляется магнитным полем. Механизм растяжения профилей скорости при $Re > 9 \times 10^3$ связан с двумерностью основного потока и генерацией вихревых возмущений непосредственно за цилиндром, которые двумеризуются полем и доходят до сечения, в котором проводятся измерения ($x = 99a$), с сохранением высокого уровня интенсивности, обусловленного их двумерностью. Возникающие возмущения частично передают свою энергию средней скорости, что приводит к растяжению профиля скорости, как это наблюдается в экспериментах с плоской струей в сильном поперечном магнитном по-

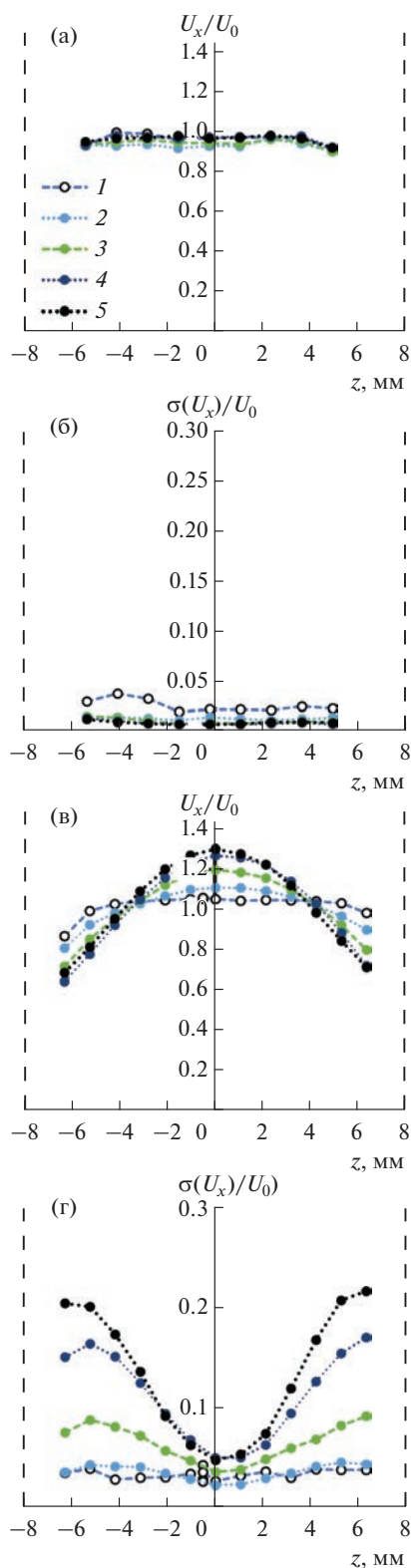


Рис. 4. Профили осредненной по времени скорости (а), (в) и интенсивности пульсаций скорости (б), (г) в $y = 0$ и на расстоянии $x = 99a$ от секции с вихреобразующим объектом при $Na = 1300$: (а), (б) – эксперименты без завихрителя; (в), (г) – с завихрителем; 1 – 9×10^3 , 2 – 18×10^3 , 3 – 27×10^3 , 4 – 45×10^3 , 5 – 63×10^3 .

ле [20], когда генерация интенсивных двумерных возмущений (до 50%) в начальных поперечных сечениях также имела место. При достаточно сильном воздействующем магнитном поле чем выше Re , тем сильнее выражен этот эффект. Данные по измерениям интенсивности пульсаций скорости на рис. 4г подтверждают увеличение интенсивности возникающих возмущений с ростом Re .

Из-за больших потерь на трение (эффекта Гартмана) в присоединенных вихрях за стержнем при $Na = 1300$ значения $Re = 9 \times 10^3$ недостаточно для отрыва вихрей и образования вихревой дорожки [5]. Затесненный поток и присоединенные вихри, вытянутые вдоль потока за стержнем, вероятно, образуют две плоские струи, которые сливаются в одну на некотором расстоянии от входа (см. визуализацию течения в Приложении). Будучи нестабильной, эта струя генерирует возмущения, которые для данного Re почти подавляются магнитным полем на половине расстояния до измеряемого поперечного сечения. Поэтому осциллограмма сигнала, показанная на рис. 3 для $Re = 9 \times 10^3$, демонстрирует слабый квазипериодический сигнал. Экстраполяция результатов [5] по числу Na показывает, что в рассматриваемом случае Re имеет значение, при котором не происходит отрыва присоединенных вихрей. Затеснение потока при $\alpha = 0.5$, по-видимому, также ограничивает рост амплитуды колебаний присоединенных вихрей, предшествующий их отрыву. Низкая частота в спектральном распределении энергии при $Re = 9 \times 10^3$ (энергия на четыре порядка меньше энергии на характеристической частоте при $Re = 63 \times 10^3$) связана с упомянутой нестабильностью струи (рис. 3). С ростом Re гартмановское трение больше не обеспечивает достаточных темпов диссипации энергии. В результате описанный дисбаланс приводит к отрыву вихрей и образованию вихревой дорожки, о чем ясно свидетельствует периодический характер осциллограмм, представленных на рис. 3 для $Re > 9 \times 10^3$.

Генерируемые вихри имеют ярко выраженную основную частоту (рис. 3), линейно зависящую от расхода. Для характеристики наблюдаемой частоты можно использовать число Струхала, определяемое следующим образом:

$$Sh = \frac{fd}{U_0}.$$

Число Струхала наблюдаемых пульсаций сохраняется в широком диапазоне чисел Рейнольдса (рис. 5). Значения достаточно хорошо согласуются с результатами [8], где численное моделирование выполнено для $Re \sim 8000$, $Na \sim 400$ (Re и Na пере-

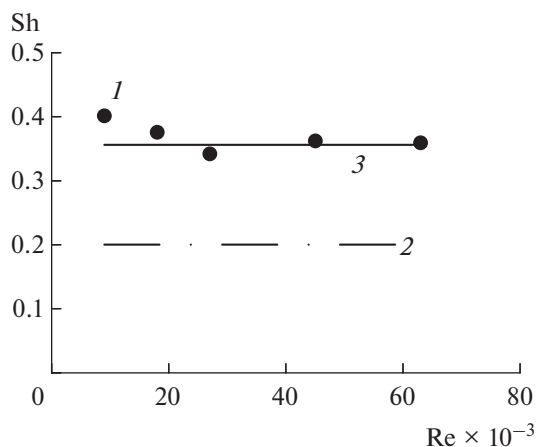


Рис. 5. Зависимость числа Струхала от числа Рейнольдса: 1 – пульсации скорости в эксперименте, 2 – дорожка Кармана, 3 – $Sh = 0.356$ [8].

считаны с использованием определений из этой статьи) для коэффициента перекрытия $\alpha = 0.4$.

Превышение измеренного значения $Sh = 0.356$ при $\alpha = 0.5$ (рис. 5) выше значения $Sh = 0.21$ в отсутствие обтекания стержня [21], что свидетельствует о задержке отрыва, вызванной увеличением Re_{crit} , по-видимому, приводит к увеличению частоты вихревых возмущений.

В распределениях $\sigma(U_x)/U_0$ при $N < 10$ наблюдается низкий уровень интенсивности пульсаций вихрей, генерируемых стержнем (рис. 6). При числе Стюарта $St = 10$ интенсивности пульсаций имеют одинаковую величину, около 4%, в широком диапазоне значений Re . При дальнейшем увеличении St происходит резкое увеличение интенсивности турбулентных пульсаций, что связано с активной двумеризацией полем вихрей, генерируемых стержнем, и, следовательно, их сохранением на больших расстояниях вниз по потоку [22], до измеряемого сечения $x = 99a$. Чем больше значение Re , тем больше энергии запасается в двумерных возмущениях и тем выше их интенсивность (см. рис. 4г). После достижения максимальных значений наблюдается заметное уменьшение интенсивности пульсаций скорости, что связано с дальнейшим уменьшением толщин слоев Гартмана в вихрях на стенках, перпендикулярных магнитному полю (пропорционально Ha^{-1}), и, следовательно, увеличением потерь энергии при возмущениях из-за трения Гартмана.

Магнитно-конвективный поток. Как отмечено во Введении, смешанная конвекция жидкого металла под воздействием сильного магнитного поля сталкивается с магнито-конвективными пульсациями (МКП) потока, вызванными эффектами плавучести. Для исследования возможности воздействия завихрителя на МКП выбран вертикаль-

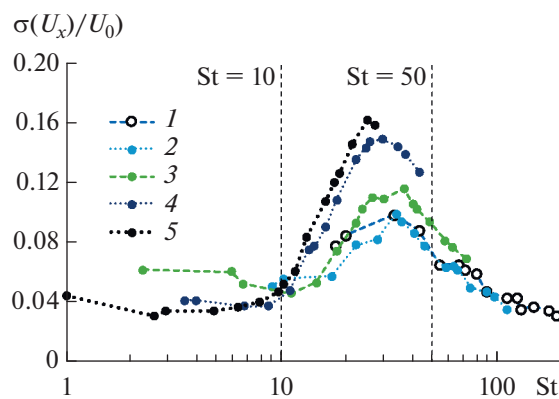


Рис. 6. Интенсивность пульсаций скорости в точке $z = 5$ мм, $y = 0$ мм при различных числах Рейнольдса: 1 – $9 \cdot 10^3$, 2 – $18 \cdot 10^3$, 3 – $27 \cdot 10^3$, 4 – $45 \cdot 10^3$, 5 – $63 \cdot 10^3$.

ный канал с опускающим течением в конфигурации с симметричным нагревом канала с обеих широких сторон и с адиабатичными узкими сторонами.

Температурные пульсации дают информацию о структуре потока, поскольку колебания скорости приводят к изменениям температуры. Таким образом, анализ интенсивностей температурных пульсаций позволяет изучать и гидродинамику. Далее анализируются безразмерные интенсивности пульсаций температуры, рассчитанные по формуле

$$\sigma^* = \sigma\lambda/(qD).$$

Также анализируются безразмерные коэффициенты теплоотдачи, определяемые как:

$$Nu = \frac{qD}{(T_w - T_b)\lambda},$$

$$T_b = T_{in} + (T_{out} - T_{in})k,$$

где k – отношение расстояния от начала зоны нагрева до исследуемого участка (700 мм) к общей длине зоны нагрева (800 мм).

Для сопоставления характеристик теплообмена использованы значения числа Нуссельта для случая отсутствия влияния магнитного поля и термогравитации, рассчитанные по формулам работы [23], в которой рассматривалось течение жидкого металла в бесконечном плоском канале. В частности, использованы зависимости для ламинарного и турбулентного течений соответственно $Nu_L = 8.24$, $Nu_T = 10 + 0.025Re^{0.8}$ для двухстороннего нагрева.

В экспериментах с нагревом измененный с помощью завихрителя поток сохранял специфическую динамику жидкости и наблюдались значительные изменения в теплоотдаче. Следует отметить, что в экспериментах удалось реализовать величины тепловой нагрузки в два раза выше, чем

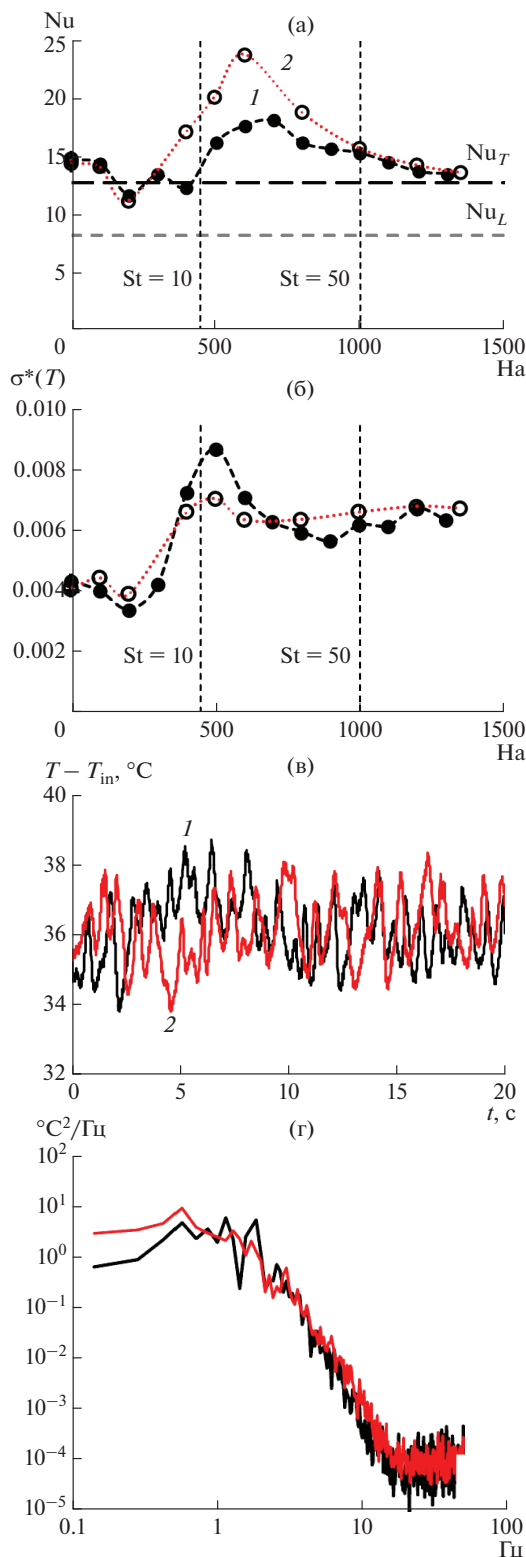


Рис. 7. Зависимости числа Нуссельта (а), (б) безразмерной интенсивности температурных пульсаций от числа Гартмана, а также (в) температурные осциллограммы на стенке ($z = 8$ мм, $y = 0$) при $Ha = 1000$ и их спектры (г) при $Re = 20 \times 10^3$, $Gr = 7 \times 10^8$, $x/a = 80$: 1 – без завихрителя, 2 – с завихрителем.

ранее изученные в [3], где обнаружено, что квазигармонические пульсации потока естественным образом развиваются при увеличении магнитного поля в случае невозмущенного течения в канале.

При относительно низких числах Рейнольдса (рис. 7) воздействие завихрителя выражено слабо. Теплоотдача и интенсивность температурных пульсаций изменились незначительно. Основная тенденция – наблюдается частичное подавление МКП. Спектры температурных пульсаций показывают, что основной процесс естественных пульсаций потока не изменяется под воздействием завихрителя. Нет устойчивых признаков образования уединенных частот, соответствующих изо-термическому случаю при $Ha = 1000$.

С увеличением расхода (рис. 8) эффект вихреобразования начального потока увеличивается. Генерируемые теперь вихри не только подавляют развитие крупномасштабных колебаний температуры, но и приводят к увеличению теплоотдачи, восстанавливая ее до значений, близких к турбулентным. Магнито-конвективные колебания и генерируемые вихри имеют частоты, различающиеся на порядок. Более высокая частота генерируемых вихрей связана с меньшими размерами каждого вихря и, следовательно, меньшей амплитудой, что является положительным изменением с инженерной точки зрения.

Дальнейшее увеличение расхода (рис. 9) приводит к полному доминированию генерируемых вихрей. МКП в этом случае не возникают (поскольку длины канала и скорости нагрева недостаточно для их порождения), а при невозмущенном течении колебания температуры почти полностью подавляются при $Ha = 750$. Возмущенное течение в этих условиях демонстрирует иное поведение: пульсации потока образуют пик в спектрах, в то же время их влияние приводит к увеличению теплоотдачи. Число Нуссельта увеличивается почти в два раза в области влияния сильных магнитных полей.

Данные по всем исследованным режимам течения систематизированы в виде распределений Nu/Nu_T и σ^* по критерию Стюарта и представлены на рис. 10. Число Нуссельта уменьшается вплоть до $St \sim 2$, достигая минимума $\sim 0.6Nu_T$ (рис. 10а). Далее по мере увеличения магнитного поля характеристики теплообмена меняются в зависимости от наличия завихрителя. Без влияния завихрителя числа Нуссельта либо сохраняются примерно на том же уровне с небольшим увеличением (связанным с дальнейшим уплотнением поля скорости под влиянием магнитного поля), либо значительно возрастают с развитием МКП ($Re \times 10^3$).

Наличие завихрителя при всех $St > 2$ приводит к интенсификации теплообмена. При этом повышение наблюдалось даже при низких числах Рейнольдса ($Re \times 10^3$), когда возникают сильные МКП.

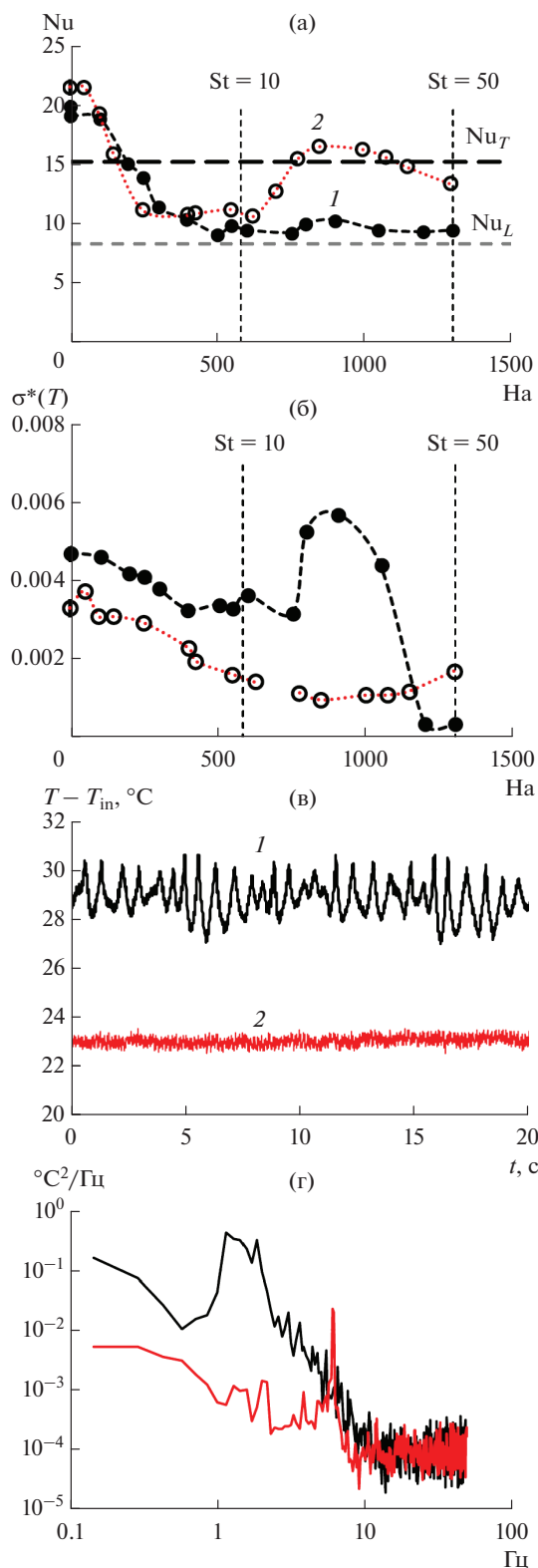


Рис. 8. Зависимости числа Нуссельта (а), (б) безразмерной интенсивности температурных пульсаций от числа Гартмана, а также (в) температурные осциллограммы при $Ha = 1000$ и их спектры (г) при $Re = 34 \times 10^3$, $Gr = 7 \times 10^8$, $x/a = 80$: 1 – без завихрителя, 2 – с завихрителем.

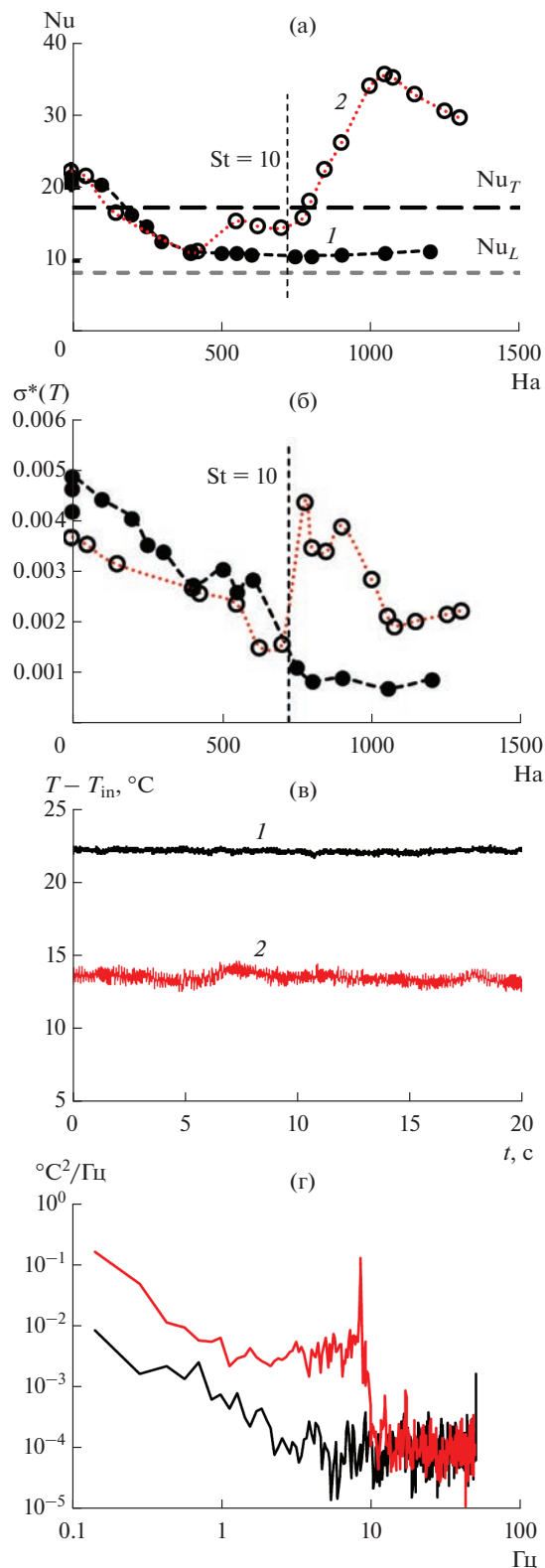


Рис. 9. Зависимости числа Нуссельта (а), (б) безразмерной интенсивности температурных пульсаций от числа Гартмана, а также (в) температурные осциллограммы при $Ha = 1000$ и их спектры (г) при $Re = 52 \times 10^3$, $Gr = 7 \times 10^8$, $x/a = 80$: 1 – без завихрителя, 2 – с завихрителем.

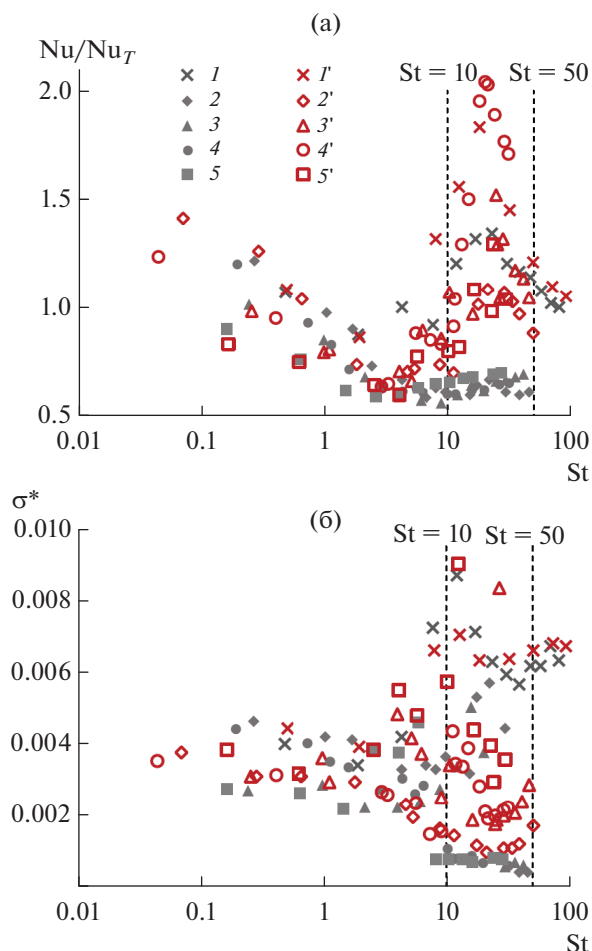


Рис. 10. Изменения относительной теплоотдачи (Nu/Nu_T) (а) и безразмерной интенсивности температурных пульсаций (б) в зависимости от числа Стюарта (St) при различных числах Рейнольдса: 1, 1' – 20×10^3 , 2, 2' – 34×10^3 , 3, 3' – 40×10^3 , 4, 4' – 52×10^3 , 5, 5' – 60×10^3 ; штрих – данные, полученные с завихрителем.

Увеличение теплоотдачи происходит в диапазоне $2 < St < 100$ с ярко выраженным пиком при St , что представляется оптимальным для вихреобразования в наблюдаемой конфигурации как в случае естественно развивающихся структур, так и в случае специально генерируемых.

Данные об интенсивности температурных пульсаций (рис. 10б) не имеют такой однозначной интерпретации по числу Стюарта St в отношении как влияния завихрителей, так и возникновения МКП при малых числах Рейнольдса. Как правило, при $Re > 40 \times 10^3$ (число Ричардсона $Ri < 0.4$) наличие завихрителей приводит к увеличению интенсивности пульсаций, так как исходный поток стабилизируется магнитным полем. В то время как при $Re < 40 \times 10^3$ ($Ri > 0.4$) завихрителем

несколько уменьшаются пульсации, заменяя первоначально развивающиеся МКП специально сгенерированными вихрями меньшего размера.

ОБСУЖДЕНИЕ

Закрутка потока при помощи продольных к магниту стержней продемонстрировала положительное влияние на теплообмен в экспериментально изученных режимах течения. Даже если генерируемые вихри подавлялись еще до исследуемого поперечного сечения, влияние завихрителя привело к уменьшению генерации естественно возникающих МКП.

Вихреобразующие объекты являются мощным инструментом для управления МКП, независимым от конфигурации канала и направления силы тяжести. Конечно, описанное относится только к случаю магнитного поля, силовые линии которого направлены поперечно по отношению к основному потоку и направлены в поперечном сечении прямоугольного канала вдоль его широкой стороны. Известно, что односторонний нагрев приводит к гораздо более интенсивным пульсациям в потоке. Следовательно, влияние асимметрии нагрева должно быть изучено дополнительно, чтобы доказать способность развившихся вихрей прерывать естественное формирование МКП.

Проведенные эксперименты показали оптимальные характеристики генерации вихрей с точки зрения параметра Стюарта по отношению к конкретной рассматриваемой конфигурации вихреобразующего объекта. Другие конфигурации вихреобразователей – различные формы, геометрические размеры и количество основных элементов, ориентация и положение по отношению к основным параметрам – должны быть проверены экспериментально. В первую очередь это касается препятствий призматической формы, поскольку в численных исследованиях они отмечаются как наиболее эффективные [12].

Согласно работе [7], интенсификация теплообмена на расстоянии $25a$ может составлять до 50%. Согласно [8], падение давления из-за влияния вихреобразующих объектов может увеличиваться вдвое. В настоящих экспериментах измерения перепада давления не осуществлялось. Прямое количественное сравнение с [8] выполнить невозможно, поскольку не соотносятся режимные параметры исследований.

Измерение падения давления в системе с установленными вихреобразующими объектами является важной задачей, не изученной в данной работе. Внезапные сужения и расширения потока, которые неизбежно присутствуют в системах с установленными в потоке объектами, существенно влияют на потери давления. Перепад давления является ключевой проблемой при использовании жидких металлов в термоядерных установках

[24]. Таким образом, преждевременно делать окончательный вывод относительно эффективности применения завихрителей для интенсификации МГД-потока.

Одним из ключевых результатов выполненной работы является обнаруженная возможность пассивного управления характеристиками потока на больших расстояниях от источника начального возмущения. В качестве дополнительного материала представлены данные предварительного численного моделирования, выполненного в двумерной постановке способом, описанным в [3]. Геометрия вихреобразующего объекта не моделировалась, и для достижения сходства в таком случае входной поток задается как потоки через два зазора, образованные пространствами между вихреобразующим объектом и стенками канала, геометрически аналогичные экспериментально изученному вихреобразующему объекту. Численные результаты приведены в Приложении. Численное моделирование независимо подтверждает способность исследуемой вихреобразующей системы генерировать “долгоживущие” возмущения. Ключевые особенности потока, обнаруженные в изотермическом эксперименте, такие как осредненная по времени кривизна профиля скорости, хорошо соответствуют экспериментальным результатам.

Полученный результат важен как с практической, так и с научной точек зрения. Возможность пассивного воздействия на МГД-поток на существенных длинах канала непосредственно связана с практическими задачами, направленными на увеличение или подавление переноса массы и тепла, что считается важным в промышленных системах. Конкретные параметры квазидвумерного изотермического течения интересны для фундаментальных вопросов исследования квазидвумерной МГД-турбулентности, ограниченной стенками. Экспериментальные данные могут быть полезны для построения корректных моделей турбулентности, тем самым упрощая численный анализ в случае сложной геометрии течения, что опять же актуально для промышленного применения.

В качестве возможных перспектив развития будущих исследований необходимо упомянуть несколько важных моментов. Прежде всего, исследования нужно продолжать с привлечением основного внимания к механизмам теплопередачи, взаимодействующим (или подверженным влиянию) с крупными квазидвумерными структурами из-за использования вихреобразующих объектов (завихрителей). На этом этапе возможно исследование завихрителей различных размеров в части их влияния на формирование специфических режимов течения, анизотропию потока и колебания температуры. Также обнаруженные явления необходимо дополнительно исследовать с помощью численного моделирования, выполняе-

мого с более высоким разрешением, охватывая более широкий диапазон режимов течения. Это позволило бы оценить параметры потока и свойства сильно анизотропных состояний МГД-течения в случае чисел Гартмана порядка 5000, ожидаемых в проектируемых проточных частях систем охлаждения термоядерных установок с жидкометаллическим теплоносителем. Наконец, экспериментальные исследования рекомендуется выполнять с применением улучшенных зондовых методик, способных обеспечить гораздо более высокое пространственное разрешение, что особенно важно при измерениях в пристеночной области потока. Таким образом, как экспериментальные, так и численные результаты могут быть сопоставлены по всему поперечному сечению канала, и это также может служить дополнительной взаимной проверкой обоих подходов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования показали, что с помощью геометрически простых устройств, встраиваемых на входе в исследуемый канал, возможно эффективное управление МГД-потоком жидкого металла. Применение таких устройств в практике модельных экспериментов не вызывает трудностей, связанных с конструктивной частью, что выглядит оптимистично для их применения в реальных установках. Формированием входного потока можно генерировать устойчивые возмущения с помощью стержня, ось которого направлена вдоль линий индукции магнитного поля. Показано, что оптимум генерации возмущений, определяемый интенсивностью пульсаций скорости, регулируется числом Стюарта. Установлено, что оптимальным является диапазон чисел Стюарта от 20 до 40, определяемых с использованием двойной ширины канала в качестве характерного размера. В наблюдаемых режимах потока генерируемые вихри существовали на длине до 25 калибров канала, будучи наиболее сильными при более высоких скоростях потока.

Порожденные двумерные вихри существенно меняют структуру потока. Наблюдаемое течение в канале с вихреобразователем приводит к развитию профиля скорости, теоретически предсказанного Хименесом в 1990 г. [19] для двумерной турбулентности.

В случае смешанной конвекции генерируемые вихревые структуры могут эффективно изменять естественно возникающие магнито-конвективные пульсации потока, уменьшая амплитуду колебаний температуры или полностью подавляя низкочастотные самопроизвольные срывы. Экспериментально подтверждено, что специально генерируемые двумерные возмущения способны су-

существенно усиливать теплоотдачу. При определенных соотношениях режимных параметров теплоотдача оказывается вдвое более эффективной по сравнению с чисто турбулентным случаем, что представляет интерес для практического применения даже вне контекста подавления естественных колебаний потока при высокой тепловой нагрузке и сильном влиянии магнитного поля.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Достоверность экспериментальных данных подтверждается результатами предварительного расчета методом прямого численного моделирования профилей скоростей при различных Re (рис. 11, 12). Эквивалентные числа Рейнольдса, получен-

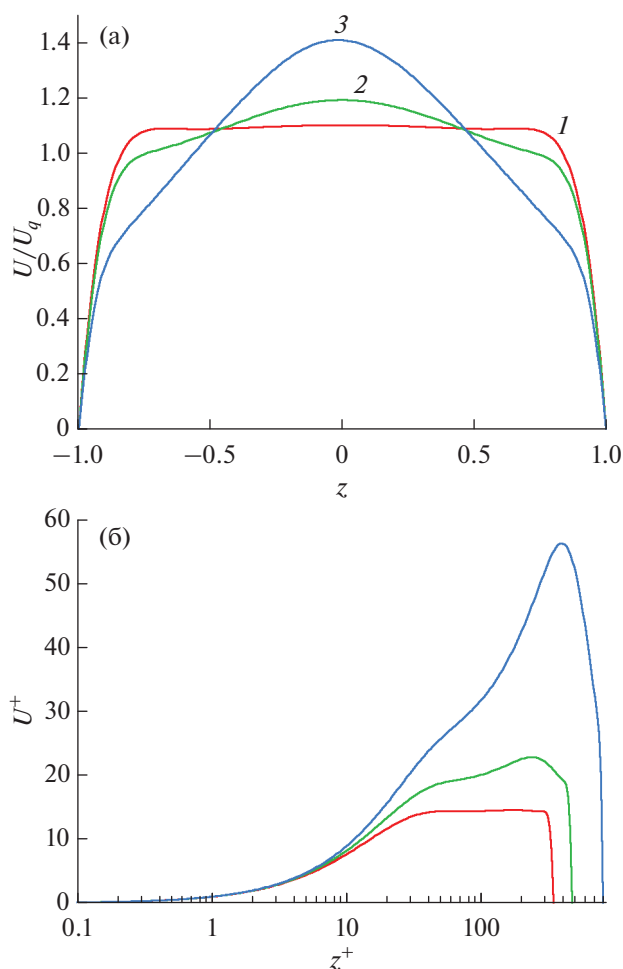


Рис. 11. Результаты расчета профилей скорости $U(z)$ при $Na = 1300$ и $Re = 9 \times 10^3$ (1), 18×10^3 (2), 63×10^3 (3), представленные для $y = 0$ и $x = 99a$ (как в эксперименте) и осредненные на 20 конвективных единицах времени для полностью развитого течения; профили скорости $U(z)$ и их модификация из-за воздействия поперечного магнитного поля B_y , отнесенные к среднерасходной (а) и динамической скоростям (б).

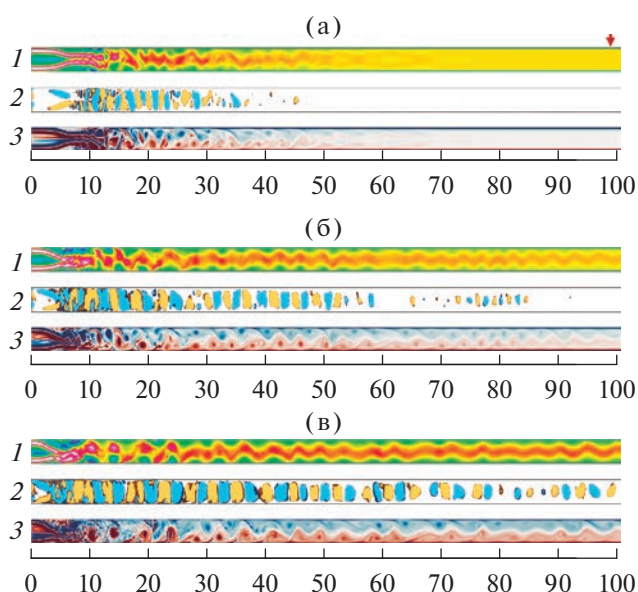


Рис. 12. Результаты расчета при $Na = 1300$ и $Re = 9 \times 10^3$ (а), 18×10^3 (б), 63×10^3 (в) в канале длиной $L_x = 32\pi$; изолинии профиля скорости потока u_x (1), изоповерхности продольной скорости $u_z = \pm 0.1$ (2), поперечная составляющая завихренности ω_y (3); красная метка — исследуемое сечение $x = 99a$; масштаб вдоль оси x увеличен в 2 раза.

ные в расчете и пересчитанные по погранслою $Re_\tau = u_\tau a / \nu$ имеют значения 170 ($Re = 9 \times 10^3$), 235 ($Re = 18 \times 10^3$) и 400 ($Re = 63 \times 10^3$) для случая на рис. 11. На рис. 12 представлена картина мгновенных полностью развитых состояний потока после 100 конвективных единиц времени развития в плоскости (x, z) центрального сечения $y = 0$. Постоянное магнитное поле B_y , ортогонально плоскости рисунка.

Сравнивая рис. 4, 11а, можно отметить, что численные значения соответствующих профилей, полученные экспериментально и при численном моделировании, отличаются не более чем на 4–5%. Этот факт дает почву для более глубокого изучения данного типа течения, включая процессы переноса, с использованием численного моделирования. Это позволяет изучать, например, характеристики и структуру потока непосредственно вблизи стенки, что безусловно показательно в контексте влияния на процессы переноса и крайне сложно организовать в эксперименте.

Авторы выражают благодарность за неоценимую помощь в организации работы профессору В.Г. Свиридову (1946–2019).

Работа выполнена при поддержке гранта 20-69-46067 Российского научного фонда, постановка экспериментальной программы поддерж-

валась в 2018–2020 гг. в рамках российско-германского сотрудничества по грантам РФФИ НННОа 18-508-12005 и DFG KR. 4445/2-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Krasnov D., Zikanov O., Schumacher J., Boeck T.* Magnetohydrodynamic Turbulence in a Channel with Spanwise Magnetic Field // *Phys. Fluids*. 2008. V. 20. № 9. 095105.
2. *Zikanov O., Belyaev I., Listratov Y., Frick P., Razuvanov N., Sviridov V.* Mixed Convection in Pipe and Duct Flows With Strong Magnetic Fields // *Appl. Mech. Rev.* 2021. V. 73. № 1. 010801.
3. *Belyaev I., Krasnov D., Kolesnikov Y., Biryukov D., Chernysh D., Zikanov O., Listratov Y.* Effects of Symmetry on Magnetohydrodynamic Mixed Convection Flow in a Vertical Duct // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. № 9. 094106.
4. *Gad-el Hak M.* Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management. Cambridge: University Press, 2007.
5. *Andreev O., Kolesnikov Y.* Experimental Flow Around a Conducting Cylinder in an Axial Homogeneous Magnetic Field // *Magnetohydrodynamics*. 2007. V. 34. P. 286.
6. *Mück B., Günther C., Müller U., Bühler L.* Three-dimensional MHD Flows in Rectangular Ducts with Internal Obstacles // *J. Fluid Mech.* 2000. V. 418. P. 265.
7. *Hussam W.K., Thompson M.C., Sheard G.J.* Dynamics and Heat Transfer in a Quasi-two-dimensional MHD Flow Past a Circular Cylinder in a Duct at High Hartmann Number // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2011. V. 54. № 5–6. P. 1091.
8. *Hussam W.K., Sheard G.J.* Heat Transfer in a High Hartmann Number MHD Duct Flow with a Circular Cylinder Placed near the Heated Side-wall // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2013. V. 67. P. 944.
9. *Hamid A.H., Hussam W.K., Pothérat A., Sheard G.J.* Spatial Evolution of a Quasi-two-dimensional Kármán Vortex Street Subjected to a Strong Uniform Magnetic Field // *Phys. Fluids*. 2015. V. 27. № 5. 053602.
10. *Farahi Shahri M., Hossein Nezhad A.* Quasi-two-dimensional Case Studies of MHD Flow and Heat Transfer Behind a Square Cylinder in a Duct // *Int. J. Appl. Electromagnetics Mechanics*. 2015. V. 49. № 1. P. 123.
11. *Cassells O.G., Hussam W.K., Sheard G.J.* Heat Transfer Enhancement Using Rectangular Vortex Promoters in Confined Quasi-two-dimensional Magnetohydrodynamic Flows // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2016. V. 93. P. 186.
12. *Hussam W.K., Hamid A.H., Ng Z.Y., Sheard G.J.* Effect of Vortex Promoter Shape on Heat Transfer in MHD Duct Flow with Axial Magnetic Field // *Int. J. Thermal Sci.* 2018. V. 134. P. 453.
13. *Kirillov I., Obukhov D., Genin L., Sviridov V., Razuvanov N., Batenin V., Belyaev I., Poddubnyi I., Pyatnitskaya N.Y.* Buoyancy Effects in Vertical Rectangular Duct with Coplanar Magnetic Field and Single Sided Heat Load // *Fusion Engineering and Design*. 2016. V. 104. P. 1.
14. *Chernysh D.Y., Krasnov D., Kolesnikov Y.B., Belyaev I.* Swirling to Improve Heat Transfer in the MHD Flow of Liquid Metal in a Duct // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021. V. 2088. 012007.
15. *Беляев И.А., Свиридов В.Г., Батенин В.М., Бирюков Д.А., Никитина И.С., Манча С.П., Пятницкая Н.Ю., Разуванов Н.Г., Свиридов Е.В.* Экспериментальный стенд для исследований теплообмена перспективных теплоносителей ядерной энергетики // *Теплоэнергетика*. 2017. Т. 64. № 11. С. 66.
16. *Bobkov V., Fokin L., Petrov E., Popov V., Rumiantsev V., Savvatimsky A.* Thermophysical Properties of Materials for Nuclear Engineering: A Tutorial and Collection of Data. Vienna: IAEA, 2008.
17. *Теплофизические свойства материалов ядерной техники* / Под ред. П.Л. Кириллова. 2-е изд., испр. и доп. М.: ИздАТ, 2007. 194 с.
18. *Razuvanov N., Frick P., Belyaev I., Sviridov V.* Experimental Study of Liquid Metal Heat Transfer in a Vertical Duct Affected by Coplanar Magnetic Field: Downward Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2019. V. 143. P. 118529.
19. *Jiménez J.* Transition to Turbulence in Two-dimensional Poiseuille Flow // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 218. P. 265.
20. *Votsish A., Kolesnikov Y.* Anomalous Transfer of Energy in a Shear MHD Flow with Two-dimensional Turbulence // *Magnitnaia Gidrodinamika*. 1976. V. 12. № 4. P. 47.
21. *Roshko A.* On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets. Report 1191. California: Caltech, 1952. 25 p.
22. *Kolesnikov Y., Tsinober A.* Two-dimensional Turbulent Flow Behind a Circular Cylinder // *Magnetohydrodynamics*. 1972. V. 8. № 3. P. 300.
23. *Генин Л.Г., Свиридов В.Г.* Гидродинамика и теплообмен МГД-течений в каналах. М.: Изд-во “МЭИ”, 2001. 199 с.
24. *Smolentsev S.* Physical Background, Computations, and Practical Issues of the Magnetohydrodynamic Pressure Drop in a Fusion Liquid Metal Blanket // *Fluids*. 2021. V. 6. № 3. P. 110.