ISSN: 1999-6691, e-ISSN: 2782-3709 DOI: http://doi.org/10.7242/1999-6691/2024.17.1.3

Научная статья

Пульсации течения жидкого металла, генерируемые переменным магнитным полем

А.О. Полуянов, И.В. Колесниченко

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

Численно изучается вихревое течение жидкого металла под действием электромагнитной силы. Сила возникает вследствие взаимодействия переменного магнитного поля короткого соленоида и индуцируемого им электрического тока. Короткий соленоид коаксиален с цилиндрической ячейкой и расположен на половине ее высоты. Математическая модель процесса основывается на уравнениях магнитной гидродинамики в безындукционном приближении. Расчеты, проведенные в программном пакете ANSYS Fluent методом контрольного объема, показали, что осредненное течение имеет форму двух тороидальных вихрей. Вычисленные поля скорости отражают колебательное поведение вихрей, сопровождающееся изменением их размеров. В исследуемом диапазоне безразмерного силового параметра выявлены преимущественно одномодовые колебательные режимы течения. С помощью спектрального анализа получены зависимости характерной частоты колебаний и числа Рейнольдса от силового параметра. Выяснено, что период колебаний близок к периоду оборота крупномасштабного вихря. Установлено, что колебания вихрей имеют квазипериодический характер, а четко выраженная частота проявляется лишь в течении вблизи соленоида. Эффект пульсаций скорости достаточно сильный и вполне может быть обнаружен в лабораторных условиях на галлиевой эвтектике. Проведение такого эксперимента планируется на ближайшее время. Скорость течения галлиевой эвтектики будет измеряться ультразвуковым доплеровским анемометром. Результаты численного моделирования и их верификации могут быть полезными при поиске способов уменьшения интенсивности вихревых течений при реализации процесса электромагнитной сепарации примесей, основанной на индукционном механизме генерации электромагнитной силы, которая вытесняет частицы. Данные о частоте пульсаций нестационарного течения могут пригодиться при разработке бесконтактной методики оценки средней электропроводности двухфазной среды, представляющей собой жидкий металл с нежелательными примесями.

Ключевые слова: магнитная гидродинамика, переменное магнитное поле, электромагнитная сила, вихревое течение, азимутальный пинч, численное моделирование, пакет ANSYS Fluent

Получение: 28.09.2023 / *Публикация онлайн*: 01.04.2024 УДК: 537.84

1. Введение

Генерация течения жидкого металла путем бесконтактного воздействия уже много лет широко используется в производственных процессах металлургии [1] и энергетики [2], связанных с высокой температурой расплавов (в металлургии) и жидкометаллических теплоносителей (на атомных станциях), к тому же обладающих химической агрессивностью. Бесконтактный неинвазивный способ имеет ряд преимуществ по сравнению с механическим воздействием на жидкий металл. Так, с помощью переменного магнитного поля возбуждается вихревое течение, то есть реализуется индукционный механизм создания электромагнитной силы. Появление вихревой электромагнитной силы объясняется тем, что переменное магнитное поле соленоида генерирует в электропроводной среде вихревой электрический ток вследствие электромагнитной индукции. Этот ток в свою очередь создает собственное магнитное поле. Взаимодействие тока и результирующего магнитного поля приводит к появлению электромагнитной силы [3]. Одной из систем, которая часто берется за основу как в научных исследованиях, так и в приложениях, является цилиндрическая ячейка с жидким металлом, коаксиально размещенная в цилиндрическом соленоиде, по которому протекает переменный электрический ток. Эта конфигурация, по аналогии с физикой плазмы, получила название «азимутальный пинч». На практике она и ее варианты, помимо токамаков (тороидальных камер с магнитными катушками), находят наибольшее распространение в индукционных печах [3], электромагнитных перемешивателях [4, 5] и электромагнитных насосах [6, 7].

Электромагнитная сила и вихревое течение воздействуют на компоненты жидких электропроводных многофазных сред избирательно [8, 9]. Этот эффект реализуется в электромагнитных сепараторах [10–12], которые предназначены для извлечения твердых включений из расплавов. Очистка жидких металлов актуальна и для металлургической [8], и для атомной [2] промышленности. В работах [9–12] рассматривался кондукционный механизм генерации электромагнитной силы в сепараторе, когда постоянный или переменный ток изначально протекает по ячейке, на которую действует магнитное поле. Недостатком кондукционного механизма является конструктивная сложность подвода электрического тока к ячейке. Поэтому индукционный механизм создания

©Авторы 2024 Статья опубликована в открытом доступе по лицензии CC BY 4.0

электромагнитной силы на основе соленоида изучается также для реализации сепарационного воздействия [13–15]. Недостаток этого метода — появление вихревого перемешивающего течения [15], нежелательное влияние которого необходимо снижать. Это можно осуществить, воспользовавшись информацией о характеристиках данных течений.

Поведение течения жидкого металла в конфигурации «азимутальный пинч» подробно исследуется в рамках задач индукционного плавления как экспериментально [16, 17], так и численно [17–19] для случаев, когда высота ячейки меньше высоты соленоида. Обнаружено появление колебательных режимов течения как со свободной верхней границей [16], так и с закрытой [17–19]. Колебания течения приводят к колебанию поля распределения примесей [19], что играет важное значение в процессе электромагнитной сепарации. Однако результаты этих работ не позволяют получить ответы на ряд вопросов, которые и стали предметом изучения в предлагаемой вниманию читателя статье.

Целью работы является получение характеристик колебательных режимов течений, вызванных действием переменного магнитного поля короткого соленоида, высота которого существенно меньше высоты ячейки. Также важно установить, как ведет себя частота колебаний f в области ячейки, гармонические ли совершаются колебания, или они имеют более сложный спектральный состав. Наконец, необходимо выяснить, как зависит частота колебаний от интенсивности силового воздействия и каким механизмом она определяется. Также возможность измерения характерной частоты пульсации скорости может стать основой методики диагностики свойств рассматриваемой электропроводной среды. Исследование выполнено путём математического моделирования. Заметим, что моделирование процессов в жидких металлах, особенно с перспективой выхода на теплофизические процессы, требует особых усилий по разработке и верификации математических моделей [20]. Поэтому дополнительной мотивацией служит получение оценки возможности реализации верификационного эксперимента.

2. Постановка задачи и методы

Итак, исследуется течение жидкого металла в цилиндрической ячейке *1* (Рис. 1a), которая ориентирована вертикально. В случае короткого соленоида *2* обмотка генерирует полоидальное переменное магнитное поле. Это поле в свою очередь индуцирует в жидком металле азимутальное поле вихревого электрического тока плотностью $\mathbf{j}$, которое имеет собственное вихревое полоидальное магнитное поле. Суперпозиция магнитных полей находится как произведение частоты на электропроводность среды и чем больше его величина, тем меньше амплитуда электромагнитных волн по мере их проникновения вглубь проводящей среды (скин-эффект). В рассматриваемой постановке параметры задачи таковы, что область наибольших значений магнитного поля и плотности электрического тока локализована вблизи обмотки. Причём в этой области вертикальная компонента магнитного поля существенно превышает его радиальную компоненту. Это приводит к тому, что электромагнитная сила $\mathbf{f}^{em}$, возникающая из-за взаимодействия азимутального тока и вертикальной компоненты собственного магнитного поля, будет иметь преимущественно радиальную компоненту. Таким образом, в области вблизи обмотки электромагнитная сила действует в радиальном направлении от периферии к оси цилиндра, то есть описанная система, состоящая из цилиндрической ячейки с жидким металлом, коаксиально размещенной в цилиндрическом соленоиде ведёт себя как «азимутальный пинч», наблюдаемый в физике плазмы [17], а обжимающие силы называются «пинчевыми». Для короткого соленоида максимальное в осевом направлении значение силы возникает в области обмотки на середине длины цилиндра и убывает в направлении к торцам. При этом электромагнитная сила является потенциальной только для бесконечно длинных цилиндров и соленоидов. В рассматриваемой системе векторное поле электромагнитной силы будет вихревым, поэтому неизбежно возникает вихревое течение проводящей жидкости, которое и исследуется далее.

Формирующееся вихревое течение имеет преобладающую полоидальную компоненту v_p векторного поля скорости $\mathbf{v}$ (Рис. 1$б$). Это означает, что данные компоненты скорости лежат в меридиональных плоскостях. Азимутальная компонента скорости изначально отсутствует, но может появиться в результате развития пульсаций течения.

Наличие вихревого тока приводит к локальному нагреву жидкого металла, что может вызвать конвективное течение. Ожидается, что скорость этого течения будет много меньше скорости течения, вызванного действием электромагнитной силы. Так, в работе [21], где экспериментально изучалась конвекция жидкого натрия в цилиндрической ячейке, скорость крупномасштабной циркуляции составляла 0.06 м/с и для ее достижения требовался перепад температуры между торцами цилиндра 30°C. В исследуемой задаче геометрические и физические условия для возникновения такого течения менее благоприятны. К тому же перемешивающее течение выравнивает температуру в ячейке и вообще делает другими условия формирования Релей–Бенаровской конвекции. Поэтому в обсуждаемой работе конвекция не рассматривалась.

Основное течение может производить как желательный, так и нежелательный эффект. Для того чтобы усилить

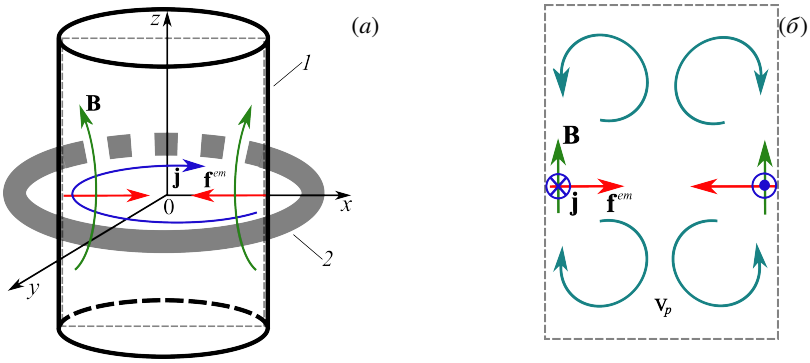

Рис. 1. Схема к постановке задачи (*а*): цилиндрическая ячейка *1*, соленоид *2*; действующие в продольном осевом сечении расчетной области поля (*б*): показаны мгновенные направления плотности тока $\mathbf{j}$ и индукции $\mathbf{B}$ собственного магнитного поля на периферии ячейки вблизи обмотки, а также направление силы $\mathbf{f}^{em}$ и поле v_p

или ослабить сопровождающие эффекты, необходима информация о его режимах и параметрах, с помощью которых можно влиять на процесс в системе «ячейка–соленоид». В данной работе вихревое течение изучается путём численного математического моделирования. Модель сформулирована на основе уравнений магнитной гидродинамики в электродинамическом приближении [7]:

$$\nabla\times\frac{\mathbf{B}}{\mu_0}=\mathbf{j},\quad \nabla\times\mathbf{E}=-\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t},\tag{1}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{B}=0,\quad \nabla\cdot\mathbf{E}=0,\tag{2}$$

$$\mathbf{j}=\sigma\mathbf{E},\tag{3}$$

$$\mathbf{f}^{em}=\mathbf{j}\times\mathbf{B},\tag{4}$$

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t}+(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{v}=-\frac{1}{\rho}\nabla p+\nu\mathbf{v}+\frac{1}{\rho}\mathbf{f}^{em},\tag{5}$$

$$\nabla\cdot\mathbf{v}=0.\tag{6}$$

Такое представление позволяет раздельно решать задачи электродинамики и гидродинамики. Результатом решения задачи электродинамики, описываемой уравнениями Максвелла (1), (2) и Ома (3), является действующая на проводящую жидкость электромагнитная сила $\mathbf{f}^{em}$ (4). В гидродинамической задаче из решения уравнения Навье–Стокса (5) и уравнения неразрывности (6) определяется эволюция скорости течения жидкости $\mathbf{v}$. В уравнениях (1)–(6) также приняты обозначения: ∇ — оператор набла; $\mathbf{B}$ — индукция магнитного поля; $\mathbf{j}$ — плотность тока; $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля; t — время; μ_0 — магнитная постоянная; σ — электропроводность; ν — кинематическая вязкость; ρ — плотность жидкого металла. В качестве безразмерного критерия S (силового параметра), который дальше используется для обобщения результатов, принимается квадрат числа Гартмана $\mathrm{S}=\mathrm{Ha}^2=\sigma B_0^2 d^2/(\rho\nu)$, содержащего B_0 — максимальное по области ячейки значение индукции магнитного поля. Критерий S не содержит частоту f, поэтому результаты справедливы и для ее фиксированного значения, которое при исследовании полагалось равным $f_e=120$Гц. Критерий S появляется в уравнении Навье–Стокса при обезразмеривании уравнений (1)–(6), когда в качестве характерных величин берутся: для расстояния — диаметр ячейки d, для скорости — ν/d, для времени — d^2/ν, для магнитного поля — B_0, для плотности тока — $\sigma B_0\nu/d$. Критерий S характеризует отношение электромагнитных сил к вязким силам.

Решение электродинамической части задачи проводится в области, разбитой на подобласти, содержащие, соответственно, ячейку с жидким металлом, соленоид и воздух. Магнитная проницаемость всех подобластей принимается равной единице, поэтому изменений магнитной индукции при переходе между подобластями не происходит. Нормальная к границе подобласти с жидким металлом компонента вектора плотности вихревого электрического тока равна нулю. В соленоиде задается азимутальная компонента плотности тока.

Решение гидродинамической части задачи выполняется в подобласти, содержащей жидкий металл. На боковой и торцевой поверхностях подобласти имеет место условие прилипания: $\mathbf{v}=0$.

Исследование осуществляется с прицелом на эксперимент, поэтому необходимо указать физические и геометрические характеристики системы. Итак, цилиндрическая ячейка заполнена эвтектическим сплавом

(галлий, олово, цинк), свойства которого хорошо известны [22]. Так, при комнатной температуре его плотность $\rho = 6150$ кг/м^3, кинематическая вязкость $\nu = 2.9 \cdot 10^{-7}$ м^2/с, электропроводность $\sigma = 2.6 \cdot 10^6$ См/м. Высота цилиндрической ячейки 0.100 м, радиус 0.038 м. Короткий соленоид *2* имеет высоту 0.02 м, внутренний радиус 0.048 м, внешний радиус 0.138 м; соленоид состоит из двух слоев, между которыми имеется зазор 0.006 м, число витков в каждом из слоев медного провода сечением 0.007×0.001 м составляет 132. Серия расчетов выполнена для частоты тока в обмотках $f_e = 120$ Гц. Максимум абсолютной величины индукции магнитного поля B_0 варьируется в пределах от 0.015 до 0.03 Тл.

Реализация производится в пакете ANSYS Emag (электродинамическая часть) и в ANSYS Fluent с пользовательской функцией UDF (гидродинамическая часть). Шаг по времени равняется $h_t = 0.01$ с, шаг гидродинамической сетки — $h_d = 0.003$ м. Числа Рейнольдса в моделируемых течениях имеют порядок $\mathrm{Re} \approx 10^4$. Для описания турбулентности применяется метод крупных вихрей (LES). Важным условием для задач гидродинамики является условие Куранта $h_t \nu / h_d < C$; здесь полагается, что константа $C < 1$.

Все расчеты начинаются из состояния покоя. На каждом временном шаге сохраняется поле скорости и вычисляется кинетическая энергия полоидальной и азимутальной (тороидальной) компонент скорости, как и при исследовании подобных течений в [23]:

$$E_{\mathrm{pol}} = \frac{\rho}{2} \int\limits_V \left(\mathrm{v}_r^2 + \mathrm{v}_z^2\right) dV, \quad E_{\mathrm{az}} = \frac{\rho}{2} \int\limits_V \mathrm{v}_\varphi^2 dV.$$

3. Результаты

Анализ эволюции трехмерных полей скорости и их двумерных проекций на продольные осевые плоскости показал, что в исследуемом диапазоне параметров развитие течения можно разделить на два этапа. На первом этапе происходит рост кинетической энергии до некоторого максимального значения. На втором этапе энергия переходит в стационарное состояние, сопровождающееся возникновением колебательного режима течения. На обоих этапах развивается трехмерное течение, состоящее из двух тороидальных вихрей, компоненты вектора скорости которого в основном лежат в меридиональной плоскости. По результатам расчетов построены осредненные поля полоидальной компоненты скорости в продольном осевом сечении (Рис. 2*а*). Осреднение проводилось на втором этапе течения. Малость азимутальной компоненты скорости подтверждается тем, что полоидальная компонента кинетической энергии существенно превышает ее азимутальную компоненту (Рис. 2*б*). Можно отметить, что азимутальная компонента обусловлена пульсациями скорости. При этом пульсации полоидальной скорости существенно превышают пульсации азимутальной скорости. На втором этапе наблюдается миграция крупномасштабных вихрей по области ячейки. Колебательный режим является установившимся, что хорошо видно на эволюции кинетической энергии (Рис. 2*б*), где пунктирной линией показано среднее значение. Расчет длился 500 с физического времени. Выбор такой продолжительности счета был обусловлен тем, что этого времени достаточно для вычисления характеристик колебаний.

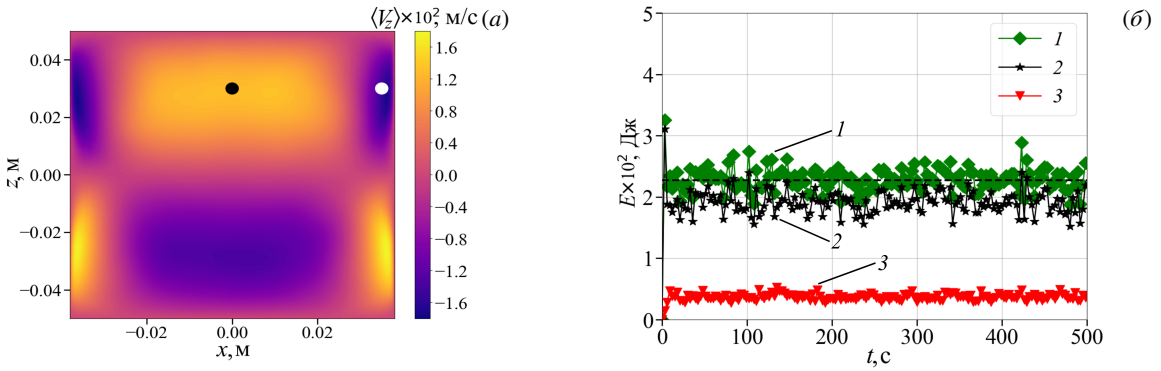

Рис. 2. Осредненные по времени результаты для соленоида с силой тока $I = 20$ А и частотой $f_e = 120$ Гц: поле вертикальной компоненты скорости в вертикальном осевом сечении (*а*); эволюция кинетической энергии течения и ее компонент (*б*)

Значение гидродинамического числа Рейнольдса $\mathrm{Re} = V_z R / \nu$ определялось в ходе решения задачи исходя

из средней скорости V_z в равновесном состоянии, радиуса ячейки R и кинематической вязкости ν. Скорость V_z осреднялась в областях ячейки, отмеченных черной и белой точками на рисунке 2*а*. Выбор точек зависел от формы вихревого течения.

Обычно колебания оценивают по зависимости скорости в некоторой точке внутри ячейки. В работе также проводился анализ одномерных сигналов скорости, то есть находилась функция $\mathbf{v}(t)$. Для того чтобы не перебирать все точки ячейки, предварительно строились диаграммы профилей скорости. Для этого последовательно наносились ее профили, полученные на каждом временном шаге в пределах заданного расчетного времени (Рис. 3). Оценка скорости, как визуальная, так и количественная, осуществлялась с помощью цветовой шкалы. Профили получались только для вертикальной компоненты скорости $V_z(x, 0, z)$, при этом для демонстрации брались лишь два значения в направлении оси x, м: 0 и 0.035. Это обусловлено тем, что на следующем этапе планируется проведение экспериментального исследования описанного процесса с помощью датчиков ультразвукового доплеровского анемометра (УДА). Они будут размещаться в указанных точках и позволят регистрировать эволюцию профиля проекции скорости на направление испускаемого ультразвукового луча [24]. На рисунке 3*а* хорошо видна эволюция пульсаций скорости вдоль ячейки.

Анализ диаграмм на всем отрезке времени показал, что в начальный момент течение локализуется в области индуктора и имеет здесь наибольшую интенсивность. По мере развития течение распространяется по большему объему канала, при этом максимальное значение его скорости немного снижается. Диаграммы, построенные для второго (колебательного) режима, подтверждают наличие колебаний (Рис. 3). Видно, что при $x = 0$ интенсивность колебаний вдоль оси ячейки увеличивается в области наибольших значений скорости, а в центральной плоскости $z = 0$ возникает область менее интенсивного течения и, соответственно, слабых колебаний (Рис. 3*а*). Вблизи стенки ($x = 0.035$ м) картина меняется: в центральной части канала колебания значительны и сопровождаются сменой направления течения (Рис. 3*б*). Заметно, что колебания не являются строго регулярными, особенно вблизи стенки.

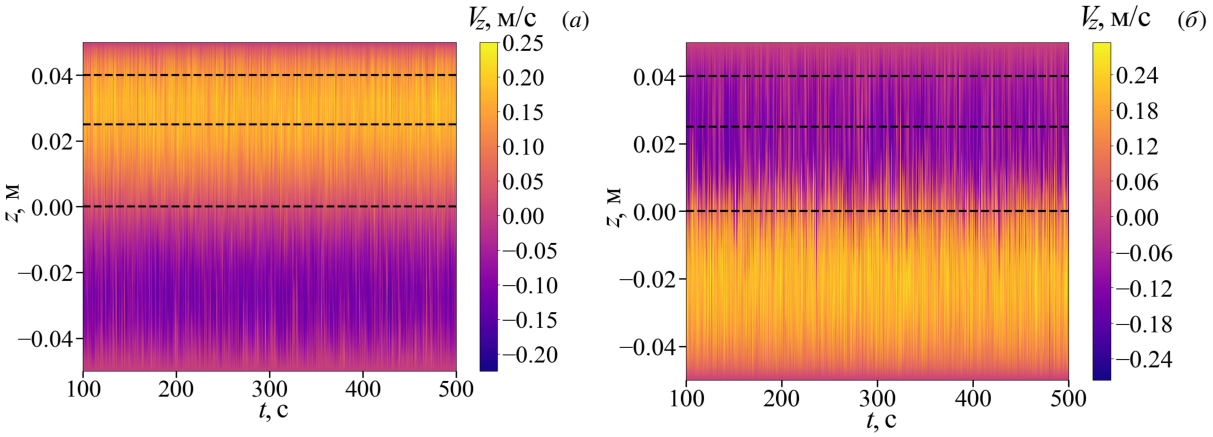

Рис. 3. Профили вертикальной компоненты скорости при $x = 0$ м (*а*) и $x = 0.035$ м (*б*); сила тока в соленоиде $I = 20$ А и частота $f_e = 120$ Гц

Для определения характерной частоты колебаний скорости в координатах «спектральная мощность (СПМ)–частота» построены Фурье-спектры (Рис. 4) для выбранного профиля скорости в точках, положение которых показано пунктирными линиями на рисунке 3. Поскольку характер колебаний в целом носит нерегулярный характер, то спектральный состав сигнала скорости в точке пространства меняется со временем. Поэтому для отыскания характерных частот пульсаций использовался вейвлет-анализ [25] на основе вейвлета Морле. На рисунке 4 треугольными маркерами нанесены спектры Фурье, а пунктирными линиями — интегральные вейвлет-спектры тех же самых сигналов. Результаты свидетельствуют, что в пристеночном профиле (Рис. 2*а*) существует точка, которая демонстрирует наличие характерной частоты колебаний. Большинство других изученных точек ярко выраженной характерной частоты колебаний не имеет. Подобные результаты получены для течений при разных значениях силового параметра S. Для визуального пояснения обозначены наклоны спектров «–5/3» и «–7/2». Номерами *1*, *2*, *3* обозначены спектры, отвечающие разным значениям координаты z.

Характер колебаний лучше всего демонстрируют вейвлет-спектрограммы пульсаций скорости (Рис. 5). Они позволяют отслеживать изменения структуры колебаний течения со временем, что невозможно сделать с помощью спектров Фурье. Если горизонтальные структуры в целом не доминируют, то это свидетельствует

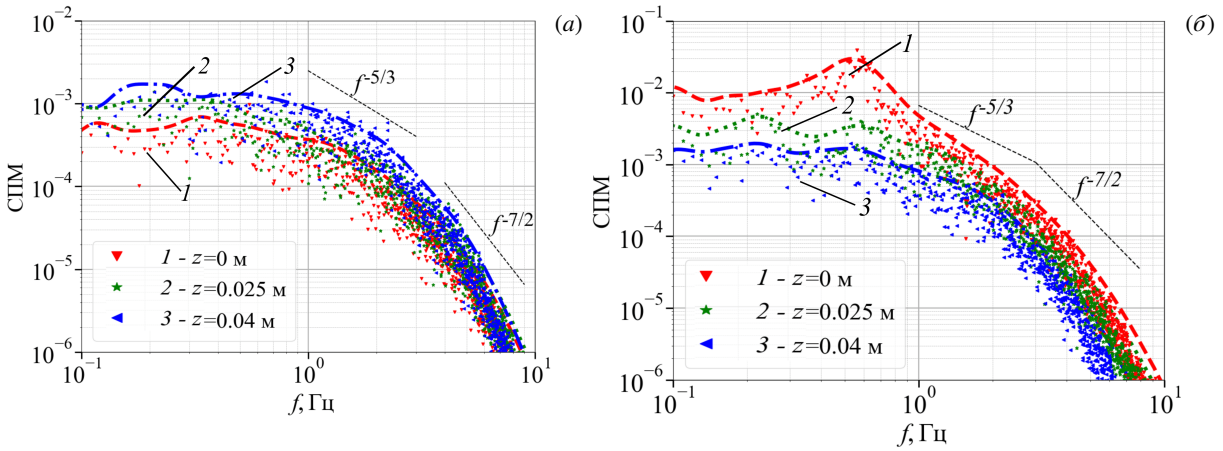

Рис. 4. Фурье- и вейвлет-спектры сигналов для центрального (*а*) и пристеночного (*б*) профилей вертикальной компоненты скорости; сила тока в соленоиде $I = 20$ А и частота $f_e = 120$ Гц

об отсутствии регулярных колебаний заданной частоты (Рис. 5*а*). Выраженные горизонтальные структуры высокой интенсивности на спектрограмме соответствуют какой-либо преобладающей частоте в сигнале. Горизонтальных структур может быть несколько, что говорит о наличии нескольких частот. В данном случае вытянутые относительно других структуры прослеживаются в средней части спектрограммы и подтверждают, что в пристеночной области течения часто возникают колебания с частотой, лежащей в интервале 0.4–0.6 Гц (Рис. 5*б*) для заданного значения силового параметра $\mathrm{S} = 3.4 \times 10^4$.

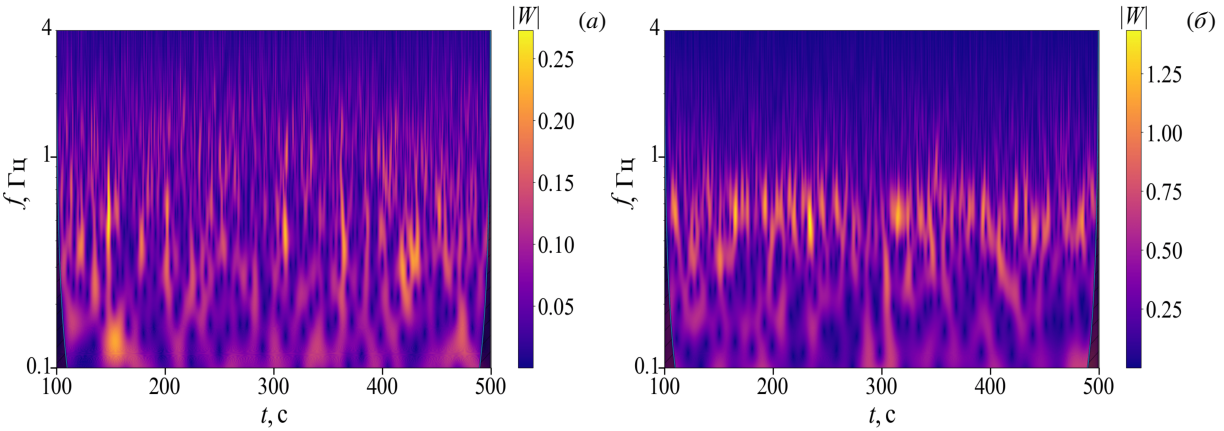

Рис. 5. Вейвлет-спектрограммы сигналов скорости в точке $z = 0$ для центрального (*а*) и пристеночного (*б*) профилей скорости; сила тока в соленоиде $I = 20$ А и частота $f_e = 120$ Гц

Для того чтобы проследить, как меняется характерная частота колебаний в зависимости от величины силового параметра, построен соответствующий график. Рациональнее всего анализировать интенсивность течения, опираясь на значения, полученные в области его наибольшей скорости (см. Рис. 2, точки черного и белого цвета). Оказалось, что число Рейнольдса связано с силовым параметром по закону квадратного корня (Рис. 6*а*). Предположительно рост скорости сдерживается повышением турбулизации течения, что приводит к росту диссипации. При этом отсутствие изгибов на кривой свидетельствует, что дополнительные крупномасштабные моды течения в исследуемом диапазоне значений силового параметра не формируются. На фрагменте рисунка 6*а* также приведена шкала скорости для того, чтобы количественно представлять величину характерной интенсивности течения.

Анализ спектров скорости в белой точке пристеночной области (Рис. 2*а*), полученных для разных значений силового параметра, показал, что характерная частота колебаний нелинейно увеличивается вслед за его линейным ростом и сопровождается повышением интенсивности колебаний (Рис. 6*б*). Оказалось, что зависимость характерной частоты колебаний скорости течения от S также подчиняется закону квадратного

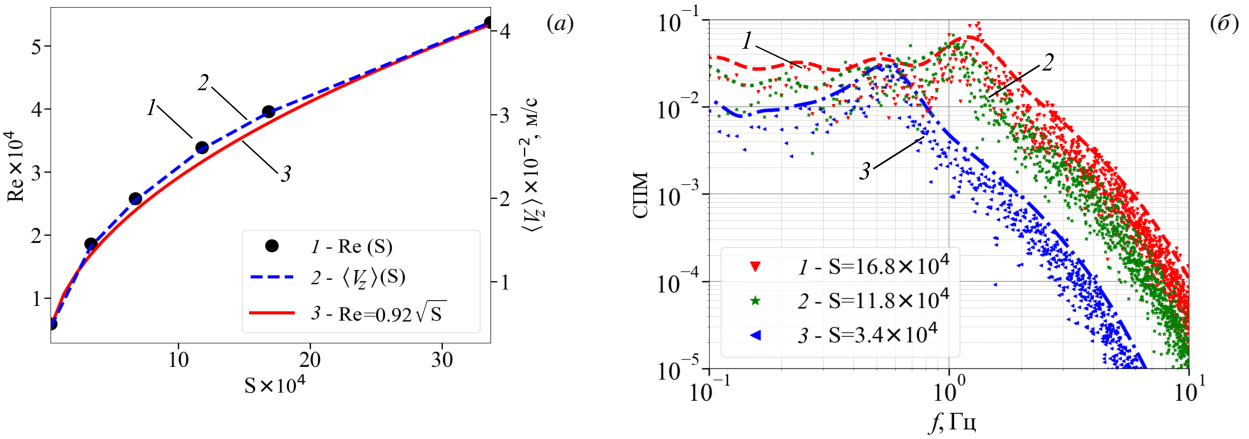

Рис. 6. Средняя скорость и число Рейнольдса как функции безразмерного силового параметра S (показаны для пристеночной области, см. белую точку на Рис. 2*а*) (*а*); спектры Фурье в фиксированной точке для различных значений силового параметра в соленоиде с $I = 20$ А и частотой $f_e = 120$ Гц (*б*)

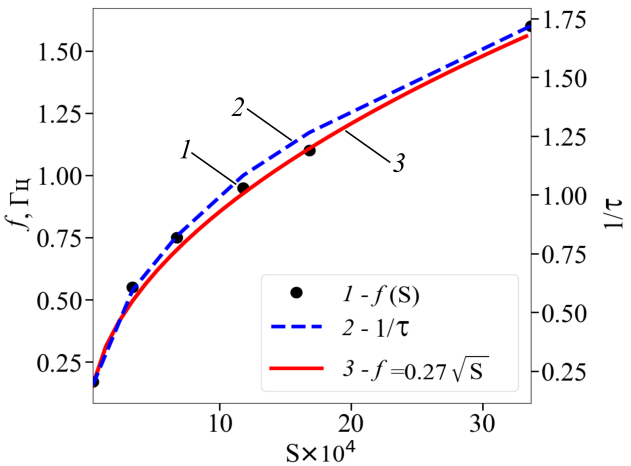

Рис. 7. Зависимость характерной частоты от силового параметра; сила тока в соленоиде $I = 20$ А и частота $f_e = 120$ Гц

корня (Рис. 7). Этим подтверждается отсутствие генерации дополнительных колебательных мод течения высокой интенсивности. На этом же рисунке справа приведена шкала параметра τ — оценочного времени одного оборота крупномасштабного полоидального вихря. Обратная величина характеризует частоту оборота вихря.

4. Выводы

Численное исследование вихревого течения в цилиндрической ячейке показало, что в изучаемом диапазоне параметров возникают колебательные режимы. Анализ пространственной структуры течения позволил установить, что основная мода крупномасштабной циркуляции состоит из двух вихрей тороидальной формы, которые хорошо видны на осредненных полях скорости. Такие картины поля скорости характерны для течения, полученного при действии переменного магнитного поля в исследованиях и других авторов (см., например, [17, 18]).

Пульсации скорости, заметные на мгновенных полях, обусловлены генерацией колебательной моды течения, масштаб которой меньше масштаба основной моды. Применение Фурье анализа позволило обнаружить выделенную частоту, а с помощью вейвлет-анализа удалось оценить ее величину. Вейвлет-спектрограммы продемонстрировали, что колебательный режим с данной частотой возникает не непрерывно, а определенное число раз в единицу времени. Оказалось, что эта частота сопоставима с частотой оборота крупномасштабного полоидального вихря (см. Рис. 7). Подобного рода результаты получены для конвективной крупномасштабной циркуляции в работах [21–26]. Зависимость характерной частоты колебаний от силового параметра S имеет тот же вид, что и зависимость числа Рейнольдса. Отсутствие изгибов на этой кривой свидетельствует о доминировании одной моды крупномасштабной циркуляции в рассматриваемом диапазоне параметров.

Пространственный анализ колебаний показал, что достоверно эту характерную частоту можно выявить не во

всех точках ячейки. Наилучший результат получен для точки, расположенной в пристеночной области. Именно этой области соответствует максимум электромагнитной силы. Это дает надежду на возможность регистрации характеристик колебаний на основе точного измерения параметров питания обмотки в планируемом эксперименте на галлиевой эвтектике с применением ультразвукового доплеровского анемометра. Это позволит провести верификацию математической модели данного процесса в развитие описанного в данной статье исследования. Полученные результаты дают основание для совершенствования неинвазивной методики оперативного контроля некоторых свойств расплавленного металла. Наконец, надежная информация о режимах течения, возникающих в пристеночных областях соленоида любой длины, открывает путь для поиска методов снижения нежелательного влияния перемешивающего течения на процесс электромагнитной сепарации.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Пермского края № 22-19-20106, https://rscf.ru/project/22-19-20106/.

Литература

1. *Повх И.Л.*, *Капуста А.Б.*, *Чекин Б.В.* Магнитная гидродинамика в металлургии. М.: Металлургия, 1974. 240 с.
2. *Архипов В.М.* Техника работы с натрием на АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986. 136 с.
3. *Tarapore E.D.*, *Evans J.W.* Fluid velocities in induction melting furnaces: Part I. Theory and laboratory experiments // Metallurgical Transactions B. 1976. Vol. 7, no. 3. P. 343–351. DOI: 10.1007/bf02652704.
4. *Moffatt H.K.* Electromagnetic stirring // Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. 1991. Vol. 3, no. 5. P. 1336–1343. DOI: 10.1063/1.858062.
5. *Denisov S.*, *Dolgikh V.*, *Khripchenko S.*, *Kolesnichenko I.*, *Nikulin I.* The effect of traveling and rotating magnetic fields on the structure of aluminum alloy during its crystallization in a cylindrical crucible // Magnetohydrodynamics. 2014. Vol. 50, no. 4. P. 407–422. DOI: 10.22364/mhd.50.4.8.
6. *Вольдек А.* Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л.: Энергия, 1970. 271 с.
7. *Колесниченко И.*, *Халилов Р.* Экстремум зависимости напора электромагнитного насоса для жидкого металла от частоты питающего тока // Вычислительная механика сплошных сред. 2022. Т. 15, № 4. С. 495–506. DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.38.
8. *Повх И.Л.*, *Чекин Б.В.* Магнитогидродинамическая сепарация. Киев: Наукова думка, 1978. 148 с.
9. *Kolesnichenko I.* Investigation of electromagnetic force action on two-phase electrically conducting media in a flat layer // Magnetohydrodynamics. 2013. Vol. 49, no. 1. P. 217–222. DOI: 10.22364/mhd.
10. *Mamykin A.*, *Losev G.*, *Kolesnichenko I.* Model of electromagnetic purification of liquid metal // Magnetohydrodynamics. 2021. Vol. 57, no. 1. P. 73–84. DOI: 10.22364/mhd.
11. *Колесниченко И.В.*, *Мамыкин А.Д.*, *Лосев Г.Л.* Устройство для очистки расплавленного металла и электролитов от примесей. Патент РФ № 2681092 от 04.03.2019 г.
12. *Xu Z.*, *Li T.*, *Zhou Y.* Continuous Removal of Nonmetallic Inclusions from Aluminum Melts by Means of Stationary Electromagnetic Field and DC Current // Metallurgical and Materials Transactions A. 2007. Vol. 38, no. 5. P. 1104–1110. DOI: 10.1007/s11661-007-9149-y.
13. *Taniguchi S.*, *Brimacombe J.K.* Application of Pinch Force to the Separation of Inclusion Particles from Liquid Steel // ISIJ International. 1994. Vol. 34, no. 9. P. 722–731. DOI: 10.2355/isijinternational.34.722.
14. *Zhang B.*, *Ren Z.*, *Wu J.* Continuous electromagnetic separation of inclusion from aluminum melt using alternating current // Transactions of Nonferrous Metals Society of China. 2006. Vol. 16, no. 1. P. 33–38. DOI: 10.1016/S1003-6326(06)60006-X.
15. *Shu D.*, *Sun B.*, *Li K.*, *Wang J.*, *Zhou Y.* Effects of Secondary Flow on the Electromagnetic Separation of Inclusions from Aluminum Melt in a Square Channel by a Solenoid // ISIJ International. 2002. Vol. 42, no. 11. P. 1241–1250. DOI: 10.2355/isijinternational.42.1241.
16. *Galpin J.M.*, *Fautrelle Y.* Liquid-metal flows induced by low-frequency alternating magnetic fields // Journal of Fluid Mechanics. 1992. Vol. 239. P. 383–408. DOI: 10.1017/S0022112092004452.
17. *Cramer A.*, *Galindo V.*, *Zennaro M.* Frequency dependence of an alternating magnetic field driven flow // Magnetohydrodynamics. 2015. Vol. 51, no. 1. P. 133–148. DOI: 10.22364/mhd.51.1.13.
18. *Umbrashko A.*, *Baake E.*, *Nacke B.*, *Jakovics A.* Modeling of the turbulent flow in induction furnaces // Metallurgical and Materials Transactions B. 2006. Vol. 37. P. 831–838. DOI: 10.1007/s11663-006-0065-0.

19. *Ščepanskis M.*, *Jakovičs A.*, *Baake E.*, *Nacke B.* Analysis of the oscillating behaviour of solid inclusions in induction crucible furnaces // Magnetohydrodynamics. 2012. Vol. 48, no. 4. P. 677–686. DOI: 10.22364/mhd.48.4.8.

20. *Рогожкин С.А.*, *Аксенов А.А.*, *Жлуктов С.В.*, *Осипов С.Л.*, *Сазонова М.Л.*, *Фадеев И.Д.*, *Шепелев С.Ф.*, *Шмелев В.В.* Разработка модели турбулентного теплопереноса для жидкометаллического натриевого теплоносителя и её верификация // Вычислительная механика сплошных сред. 2014. Т. 7, № 3. С. 306–316. DOI: 10.7242/1999-6691/2014.7.3.30.

21. *Khalilov R.*, *Kolesnichenko I.*, *Pavlinov A.*, *Mamykin A.*, *Shestakov A.*, *Frick P.* Thermal convection of liquid sodium in inclined cylinders // Physical Review Fluids. 2018. Vol. 3, no. 043503. DOI: 10.1103/physrevfluids.3.043503.

22. *Dobosz A.*, *Plevachuk Y.*, *Sklyarchuk V.*, *Sokoliuk B.*, *Gancarz T.* Thermophysical properties of the liquid Ga–Sn–Zn eutectic alloy // Fluid Phase Equilibria. 2018. Vol. 465. P. 1–9. DOI: 10.1016/j.fluid.2018.03.001.

23. *Frick P.*, *Mandrykin S.*, *Eltishchev V.*, *Kolesnichenko I.* Electro-vortex flows in a cylindrical cell under axial magnetic field // Journal of Fluid Mechanics. 2022. Vol. 949, A–20. DOI: 10.1017/jfm.2022.746.

24. *Losev G.*, *Kolesnichenko I.* The influence of the waveguide on the quality of measurements with ultrasonic Doppler velocimetry // Flow Measurement and Instrumentation. 2020. Vol. 75, no. 101786. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2020.101786.

25. *Фрик П.Г.*, *Соколов Д.Д.*, *Степанов Р.А.* Вейвлет-анализ пространственно-временной структуры физических полей // Успехи физических наук. 2022. Т. 192, № 1. С. 69–99. DOI: 10.3367/UFNr.2020.10.038859.

26. *Васильев А.Ю.*, *Сухановский А.Н.*, *Фрик П.Г.* Структра и динамика крупномасштабной циркуляции в турбулентной конвекции при высоких числах Прандтля // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2020. № 6. С. 42–49. DOI: 10.31857/S0568528120060134.

Сведения об авторах:

Полуянов Александр Олегович (корр.), б/с, мнс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: poluyanov.a@icmm.ru; ORCID: 0000-0002-6103-5157

Колесниченко Илья Владимирович, кфмн, зав. лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: kiv@icmm.ru; ORCID: 0000-0001-9378-5334