

03

Численное моделирование затопленного струйного течения жидкого металла в продольном магнитном поле гибридным методом крупных вихрей

© М.А. Соколов¹, Н.Г. Разуванов^{1,2}, О.Н. Полянская²

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет „МЭИ“, Москва, Россия

E-mail: maximsocolov1997@mail.ru

Поступило в Редакцию 16 февраля 2026 г.

В окончательной редакции 15 марта 2026 г.

Принято к публикации 19 марта 2026 г.

Приводятся результаты моделирования затопленного струйного течения ртути в круглой трубе в условиях влияния продольного магнитного поля с использованием гибридного метода крупных вихрей KDES. Рассматривается режим течения при числе Рейнольдса 10^4 и магнитных полях, реализующих числа Гартмана (Ha) в диапазоне от 0 до 125. В условиях влияния продольного магнитного поля при $Ha = 125$ максимальное расхождение по осредненной осевой скорости с данными DNS-расчета не превышает 25%. Обнаружено, что в условиях влияния продольного магнитного поля меняется структура вторичных течений: возникают восемь устойчивых вихрей, равномерно расположенных вокруг основной струи. Критическое число Гартмана, при котором возникает данный эффект, $Ha \approx 80$.

Ключевые слова: жидкие металлы, магнитная гидродинамика, затопленная струя, численное моделирование.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.12.62980.20655

К одним из наиболее перспективных теплоносителей термоядерных реакторов (ТЯР) для охлаждения бланкета и дивертора относятся жидкие металлы (ЖМ) [1–3]. Бланкет ТЯР имеет сложную конструкцию, состоящую из каналов разнообразной формы. Так, например, в условиях течения при внезапном расширении характерно возникновение затопленной струи теплоносителя.

Сложность и многовариантность магнитогидродинамических взаимодействий особенно ярко проявляются в поперечных магнитных полях. Как показано в работах [4,5], в зависимости от числа Стюарта N течение может существовать в двух качественно различных режимах: в виде центральной струи (при умеренных N) или в виде асимметричного макровихря (при высоких N). Эти результаты подчеркивают необходимость использования методов, способных улавливать такую нестационарную динамику.

В работе [6] было проведено экспериментальное исследование поля скорости в круглой струе ртути, вытекающей в спутный поток и подверженной воздействию однородного продольного магнитного поля при числе Рейнольдса $Re = 10\,000$ и числе Стюарта $N = 0–1$. Результаты эксперимента показали, что при течении струи в продольном магнитном поле (ПМП) уменьшается перенос импульса, перпендикулярного направлению поля, снижается интенсивность турбулентности на оси струи, где градиенты скорости малы. При довольно высоких значениях магнитной индукции гасятся низкочастотные компоненты турбулентного движения в струе и высокочастотные пульсации во вторичном спутном течении

(спутное течение имело среднюю скорость, составляющую одну десятую от скорости первичной струи).

Затопленное струйное течение ЖМ в ПМП достаточно подробно было исследовано в [7]. Основное внимание в работе было уделено прямому численному моделированию DNS (Direct Numerical Simulation). Метод DNS хорошо моделирует потоки ЖМ в сложных условиях влияния массовых сил, однако требует чрезвычайно высоких вычислительных затрат из-за жестких требований к разрешающей способности расчетной сетки, что делает его малоприменимым для инженерных расчетов в ограниченные сроки. В свою очередь применение подхода RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes) для исследования затопленной струи в ПМП, как показано в [8], не обеспечивает согласия с экспериментальными данными. Это несоответствие обусловлено недостаточным учетом влияния ПМП на осредненное течение в рамках RANS, поскольку прямое воздействие поля на продольную компоненту скорости в этой методологии отсутствует. Кроме того, RANS-подход не позволяет корректно учесть влияние ПМП на пульсационные составляющие скорости, что является одним из ключевых факторов.

В отличие от предыдущих исследований [7,8] настоящая работа сосредоточена на детальном моделировании гибридным методом крупных вихрей KDES. Основными целями настоящей работы являются проведение численного моделирования затопленной струи жидкого металла в ПМП методом KDES, анализ результатов моделирования на основе сопоставления с экспериментальными

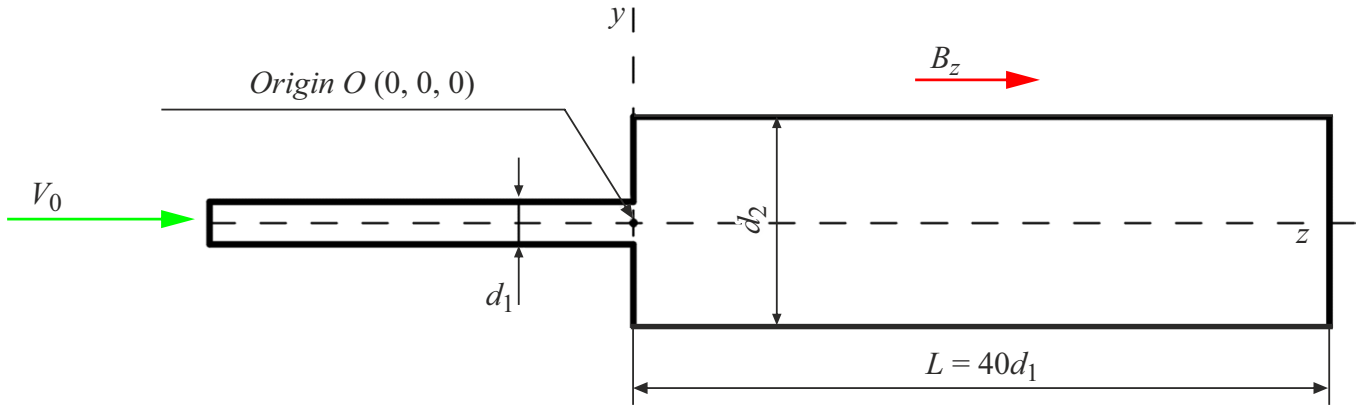


Рис. 1. Графическая постановка задачи в плоскости O_{yz} .

данными и данными DNS, оценка применимости метода для задач магнитной гидродинамики, а также выявление новых эффектов, влияющих на гидродинамику затопленной струи в условиях ПМП.

В данной постановке задачи (рис. 1) истечение ртути (среднемассовая скорость потока на входе в расчетную область V_0) происходит из трубы диаметром $d_1 = 5 \text{ mm}$ в трубу диаметром $d_2 = 25 \text{ mm}$. Формирование струи происходит в стационарном, пространственно однородном продольном магнитном поле $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$. Магнитное поле накладывается только на трубу большего диаметра. Жидкий металл рассматривается как электропроводящая, несжимаемая, вязкая ньютоновская жидкость с постоянными физическими свойствами (плотность $\rho = 13\,530 \text{ kg/m}^3$, коэффициент кинематической вязкости $\nu = 1.125 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, электропроводность $\sigma = 1.04 \cdot 10^{-6} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$). Исследование проводилось в диапазоне чисел Гартмана $0 \leq \text{Ha} = B_z d_1 \sqrt{\frac{\sigma}{\nu \rho}} \leq 125$ при фиксированном числе Рейнольдса $\text{Re} = \frac{V_0 d_1}{\nu} = 10\,000$.

В настоящей работе для моделирования турбулентности используется гибридная модель KDES (k-based Detached Eddy Simulation) компьютерного кода ANES [9,10], сочетающая достоинства подходов RANS и LES (Large Eddy Simulation). Основной принцип KDES заключается в использовании эффективной RANS-модели для расчета тонких пристеночных слоев (где она хорошо отработана) и переключении на LES-режим для разрешения крупных нестационарных вихрей в отрывных зонах и ядре течения.

В основе модели лежит двуслойная $k-\varepsilon$ -модель турбулентности [11]. Вблизи стенок, где турбулентное число Рейнольдса $R_k = \frac{\sqrt{k_{sgs}} y_w}{\nu} < 200$ (y_w — расстояние до ближайшей твердой стенки [m]), решается только уравнение для подсеточной турбулентной энергии k_{sgs} . В коде ANES для описания электромагнитного поля решается уравнение сохранения потенциала электрического поля φ . При моделировании используется безындукционное приближение.

Таким образом, общий вид системы уравнений KDES-модели

$$\frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\bar{u}_k \bar{u}_i - (\nu + \nu_{sgs}) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + F_i \right), \quad (2)$$

$$F_i = \varepsilon_{ijk} j_j B_k, \quad (3)$$

$$j_i = \sigma (E_i + \varepsilon_{ijk} \bar{u}_j B_k), \quad (4)$$

$$\tau_{ik}^{sgs} = \rho \bar{u}_i \bar{u}_k - \rho \bar{u}_i \bar{u}_k, \quad (5)$$

$$E_i = -\frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial k_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\bar{u}_k k_{sgs} - (\nu + \nu_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_k} \right) = \nu_{sgs} G - \varepsilon, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_k \partial x_k} - \frac{\partial}{\partial x_k} (\varepsilon_{kij} \bar{u}_i B_j) = 0, \quad (8)$$

где \bar{u}_k , \bar{u}_i , \bar{p} — фильтрованные (осредненные) скорость и статическое давление за вычетом гидростатического столба, x_k — компоненты радиус-вектора [m], t — время [s], τ_{ik}^{sgs} — подсеточные напряжения, F_i — компоненты электромагнитной силы (рассматривается проводящая среда ($\sigma \neq 0$) при отсутствии объемных зарядов) [N/m^3], j_i — компоненты плотности электрического тока [A/m^2], E_i — компоненты напряженности электрического поля [V/m], B_k — компоненты индукции магнитного поля [T], ε — скорость диссипации, $\nu_{sgs} = \mu_{sgs} / \rho$ — динамическая подсеточная турбулентная вязкость [m^2/s], $G = 2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}$ — диссипативная функция, \bar{S}_{ij} — тензор скоростей деформации.

Скорость диссипации ε и подсеточная вязкость ν_{sgs} для модели KDES рассчитываются с помощью соотношений

$$\nu_{sgs} = C_\mu^{1/4} f_\mu(R_k) \sqrt{k_{sgs}} L_{des},$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} f_\varepsilon(R_k) \frac{k_{sgs}^{3/2}}{L_{des}},$$

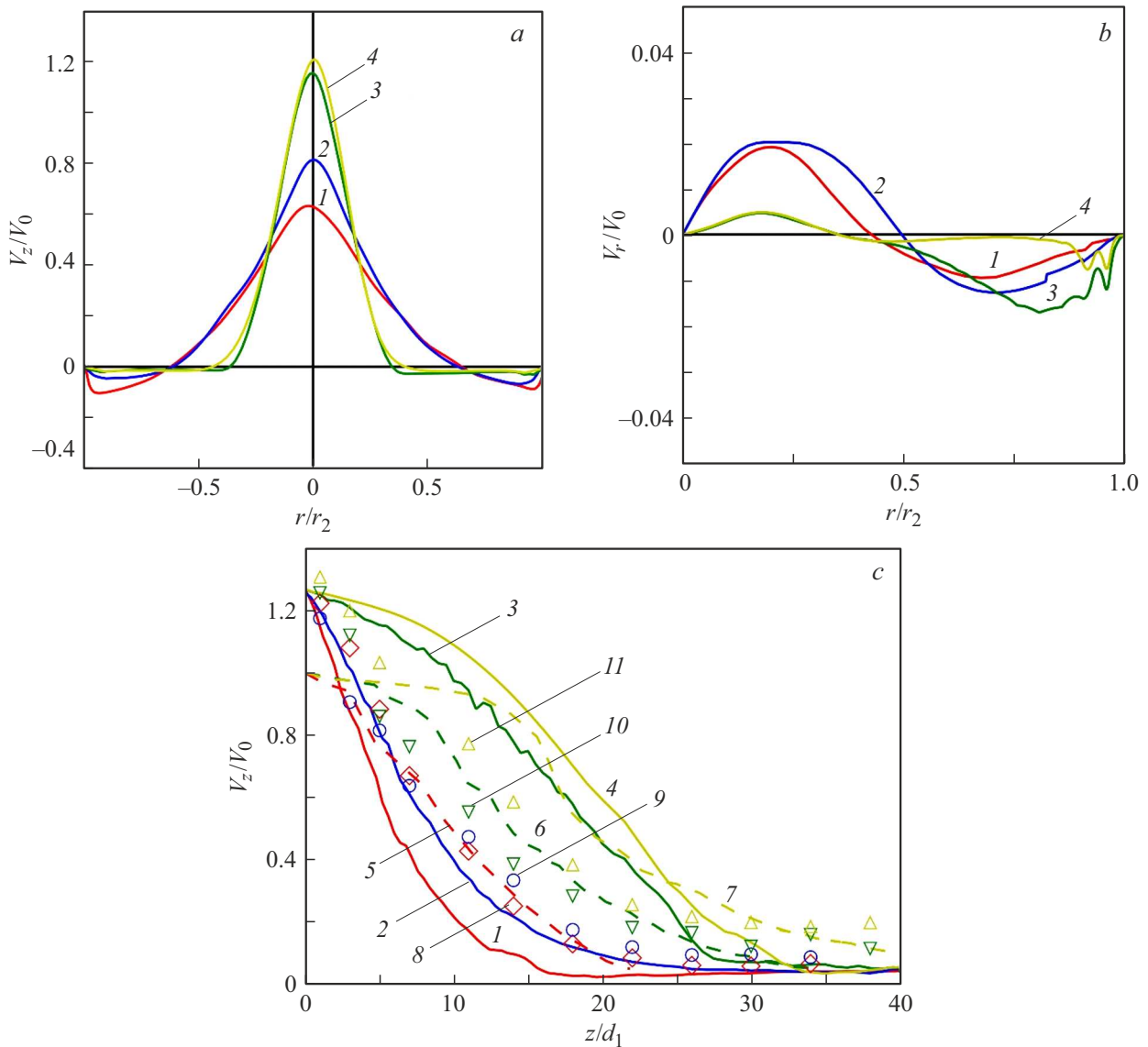


Рис. 2. Профили зависимостей осредненной по времени продольной V_z/V_0 (a) и радиальной V_r/V_0 (b) компонент скорости от радиальной координаты r/r_2 при $Re = 10\,000$ и $z/d_2 = 1.0$, а также профили зависимости V_z/V_0 на оси от продольной координаты z/d_1 при $Re = 10\,000$ (c). $Na = 0$ (1, 5, 8), 42 (2, 9), 83 (3, 10), 125 (4, 7, 11) и 80 (6). 1–4 — результаты моделирования, полученные в настоящей работе, 5–7 — данные DNS-расчета [7], 8–11 — экспериментальные данные [8].

$$f_\mu = 1 - \exp\left(\frac{-R_k}{A_\mu}\right),$$

$$f_\varepsilon = \left[1 - \exp\left(\frac{-R_k}{A_\varepsilon}\right)\right]^{-1},$$

$$R_k = \frac{\sqrt{k_{sgs}} y_w}{\nu},$$

где $L_{des} = \min\{L_{rans}, L_{les}\}$; $L_{les} = C_{sgs} \Delta_{les} \psi_L$, $\psi_L = \frac{f_\varepsilon^{1/4}}{f_\mu^{3/4}}$; $L_{rans} = \kappa y_w$; $A_\mu = 70$, $A_\varepsilon = 5.1$, $\kappa = 0.41$, $C_\mu = 0.09$ — константы модели [10]; f_μ , f_ε — демпфирующие функции; R_k — модифицированное турбулентное число Рейнольдса; y_w — расстояние до ближайшей твердой стенки [m]; Δ_{les} — масштаб фильтрации в методе LES.

Для генерации нестационарных полей компонент вектора скорости и турбулентных характеристик на входе в расчетную область была использована модель PIG (Periodic Inlet Generator), реализованная в коде ANES. Идея PIG состоит в том, что перед основным участком расчетной области добавляется фрагмент канала круглого сечения диаметром d_1 , на входе и выходе которого устанавливаются периодические граничные условия. При этом основной участок расчетной области не влияет на зону PIG, а выходная граница PIG служит входной для основной области. В качестве граничных условий на твердых стенках используются условия прилипания. Для начальных условий использовалось поле скорости и турбулентные характеристики из предварительно выпол-

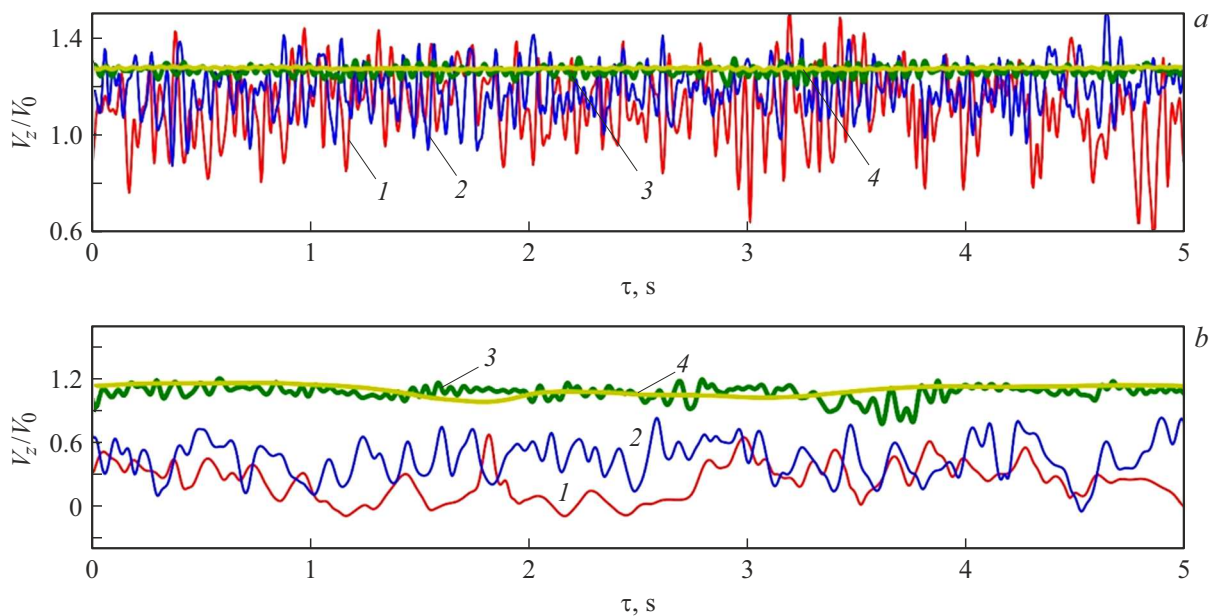


Рис. 3. Осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 при $Re = 10\,000$. $z/d_2 = 0.2$ (a) и 1.8 (b). $Na = 0$ (1), 42 (2), 83 (3) и 125 (4).

ненного RANS-расчета. Процесс стабилизации решения был исключен из последующего осреднения.

Получены осредненные по времени профили продольной V_z/V_0 и радиальной V_r/V_0 (профиль был получен осреднением в том числе по углу) компонент в зависимости от радиальной координаты r/r_2 ($r_2 = d_2/2$) при $Re = 10\,000$ и различных числах Na (рис. 2, a, b). С ростом числа Гартмана наблюдается значительное изменение профиля скорости. ПМП подавляет поперечные радиальные пульсации скорости. При этом снижается интенсивность перемешивания затопленной струи с окружающей жидкостью из-за трения и вихреобразования. В результате кинетическая энергия и импульс струи не расходуются на увлечение окружающей жидкости струей в направлении течения и сохраняются на гораздо большем расстоянии от среза. Как следствие, с ростом числа Гартмана Na в центре струи скорость увеличивается, ширина струи снижается. Это указывает на увеличение эффективной длины струи. В предыдущей работе авторов [8] с использованием метода RANS не удалось воспроизвести данное изменение пространственной структуры струи.

На рис. 2, c приведены профили осредненной по времени продольной компоненты скорости V_z/V_0 на оси в зависимости от продольной координаты z/d_1 при различных числах Гартмана. Результаты моделирования демонстрируют качественное и количественное соответствие данным DNS-расчета [7] и экспериментальным данным [8] (при $Na = 125$ относительное отклонение V_z/V_0 от данных DNS не превышает 25%). В условиях влияния ПМП снижение осевой скорости с ростом z/d_1 замедляется. Наблюдаемые количественные отклонения

результатов расчета и эксперимента обусловлены различными входными условиями.

При отсутствии ПМП доминирует инерционно-турбулентный механизм смешения. Возникающие при отрыве пограничного слоя когерентные структуры увлекают за собой окружающую жидкость в ядро струи. Это обуславливает ее быстрое торможение. С ростом z/d_1 крупномасштабные вихри разрушаются. При этом разница между скоростью в ядре струи и окружающей жидкости снижается, что уменьшает эффект снижения скорости струи. ПМП подавляет развитие поперечных пульсаций скорости. Это приводит к магнитной ламинизации струи вблизи среза и существенному ослаблению турбулентного смешения. В результате начальное торможение струи ослаблено. Основным механизмом торможения становится вязкое трение на границе струи. По мере ее распространения эффективность вязкого торможения растет. Это увеличивает эффект снижения скорости струи.

С ростом Na снижается абсолютный уровень пульсаций и течение заметно ламинаризуется. Энергия флуктуаций уменьшается по сравнению с режимом без магнитного поля и смещается в область струи, где течение турбулизуется. Затем в ПМП течение ниже по потоку турбулизуется и далее переходит в канальное течение. Таким образом, с ростом Na переход к турбулентному режиму течения смещается в зону больших z/d_1 . На рис. 3 представлены осциллограммы продольной компоненты скорости V_z/V_0 на оси, полученные в расчете. Анализ осциллограмм показывает, что в отсутствие ПМП амплитуда и частота пульсаций при удалении от среза снижаются, и при $z/d_2 = 6.2$ течение практически полностью ламинаризуется. С ростом Na

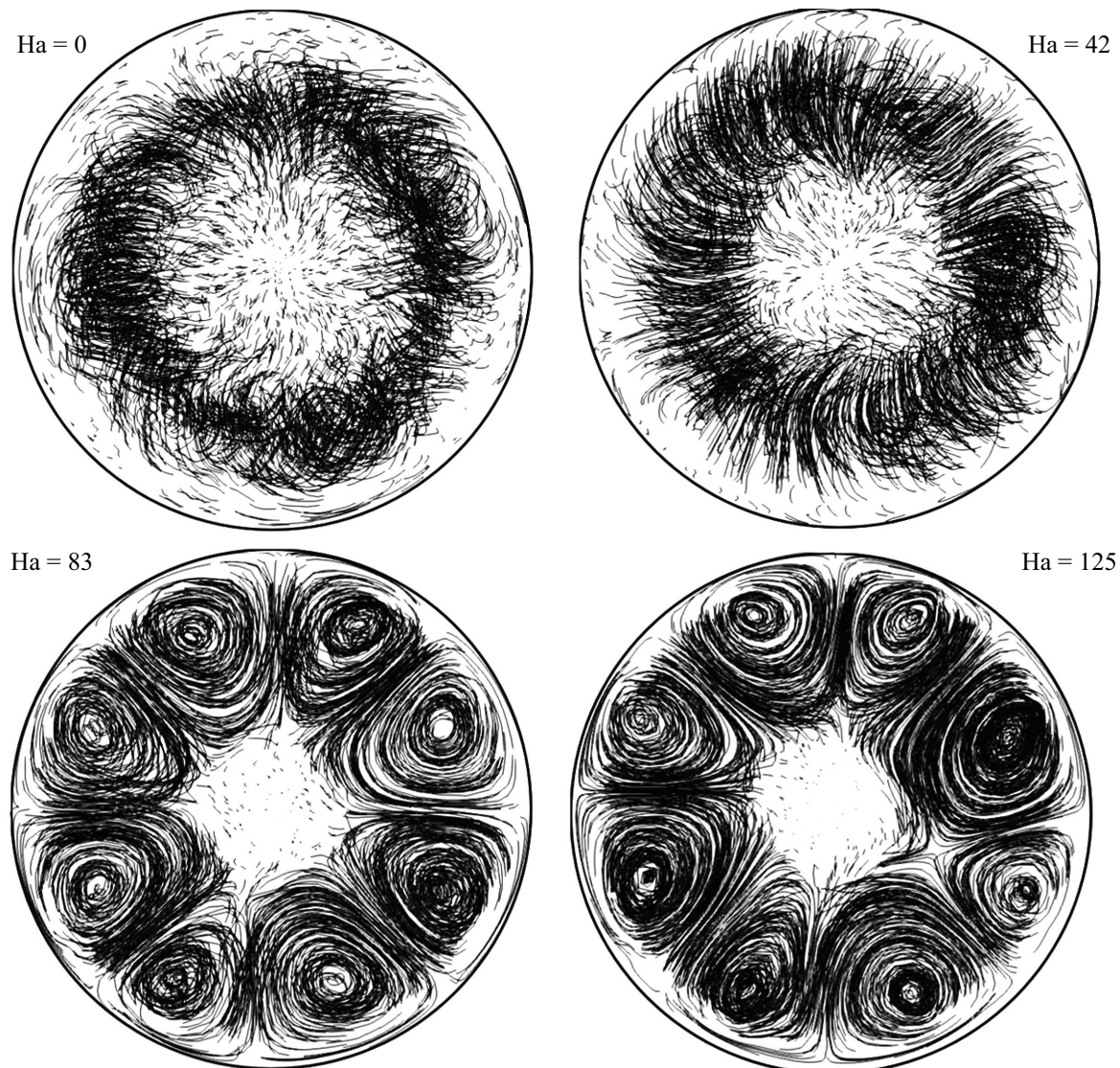


Рис. 4. Проекция линий тока на поперечное сечение при $z/d_2 = 1.0$ и $Re = 10000$.

уменьшаются пульсации продольной компоненты скорости V_z/V_0 вблизи среза струи. Так, при $Ha = 83$ и 125 ламинаризация происходит уже на срезе. Амплитуда пульсаций вблизи среза струи значительно ниже, чем в условиях отсутствия магнитного поля, что указывает на подавление пульсаций продольной компоненты скорости, которое объясняется связью компонент скорости через поле давления и действием силы Лоренца на поперечное движение.

Обнаружено, что при достижении числа Гартмана $Ha \geq 83$ структура течения в кольцевой зоне смещения вокруг затопленной струи претерпевает качественную перестройку. Наблюдается формирование дискретных вихревых образований. Их количество (восемь) определяется геометрией канала: соотношение диаметров (1:5) задает характерную длину окружности, на которой укладывается устойчивая азимутальная мода возмущения.

Магнитное поле в данном случае подавляет высокочастотные хаотические моды и оставляет доминирующую низкочастотную моду с азимутальным волновым числом, равным восьми. Визуализация данного эффекта представлена на проекциях линий тока на поперечное сечение трубы (рис. 4). Следует отметить, что описанное явление не было зафиксировано в работе [7]. Данное расхождение, вероятно, объясняется влиянием расчетной сетки: использование цилиндрической топологии приводит к появлению сильно вытянутых узлов в пристеночной области, что, по-видимому, нивелирует возникновение завихрений и маскирует реальный эффект.

Таким образом, в работе выполнено численное моделирование течения затопленной струи жидкого металла в ПМП с использованием гибридного метода крупных вихрей. Результаты моделирования сравнивались с экспериментальными данными и данными DNS-расчета.

Результаты отражают основные особенности течения, которые ранее не были получены с использованием RANS-подхода. В режиме при $Ha = 125$ относительное отклонение осредненной осевой скорости от данных DNS-расчета не превышает 25%. Таким образом, модель KDES имеет ряд преимуществ относительно RANS (чувствительность к влиянию ПМП на течение) и DNS (меньшие вычислительные затраты), что позволяет рекомендовать ее при моделировании течений ЖМ в ПМП.

Выявлено, что при $Ha \geq 83$ струя ламинаризуется уже на срезе. Впервые показано, что при $Ha \geq 83$ в кольцевой зоне смешения возможна самопроизвольная организация течения в устойчивую восьмивихревую структуру, что ранее не отмечалось в литературе.

Благодарности

Авторы выражают благодарность научной группе Г.Г. Янькова за создание пакета программ численного моделирования ANES20XE и лично В.И. Артемову за оперативную поддержку кода и расчетные рекомендации.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № 075-00270-26-00).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Federici, W. Biel, M.R. Gilbert, R. Kemp, N. Taylor, R. Wenninger, Nucl. Fusion, **57** (9), 092002 (2017). DOI: 10.1088/1741-4326/57/9/092002
- [2] А.В. Тананаев, Науч.-техн. ведомости СПбГПУ. Наука и образование, № 1, 84 (2012).
- [3] M. Abdou, N.B. Morley, S. Smolentsev, A. Ying, S. Malang, A. Rowcliffe, M. Ulrickson, Fusion Eng. Des, **100**, 2 (2015). DOI: 10.1016/j.fusengdes.2015.07.021
- [4] M. Sajben, J.A. Fay, J. Fluid Mech., **27**, 81 (1967). DOI: 10.1017/S0022112067000060
- [5] I.A. Belyaev, I.S. Mironov, N.A. Luchinkin, Ya.I. Listratov, Yu.B. Kolesnikov, D. Krasnov, O. Zikanov, S. Molokov, J. Fluid Mech., **953**, A10 (2022). DOI: 10.1017/jfm.2022.879
- [6] Ya. Listratov, D. Krasnov, O. Zikanov, Yu. Kolesnikov, S. Molokov, I. Belyaev, Phys. Fluids, **37** (10), 107144 (2025). DOI: 10.1063/5.0289071
- [7] Я.И. Листратов, Н.Г. Разуванов, И.А. Беляев, Е.В. Свиридов, Вычислительная механика сплошных сред, **15** (4), 480 (2022). DOI: 10.7242/1999-6691/2022.15.4.37
- [8] М.А. Соколов, Н.Г. Разуванов, Тепловые процессы в технике, **17** (6), 247 (2025). <https://tptmai.ru/publications.php?ID=185571>
- [9] В.И. Артемов, Г.Г. Яньков, В.Е. Карпов, М.В. Макаров, Теплоэнергетика, № 7, 52 (2000). [V.I. Artemov, G.G. Yan'kov, V.E. Karpov, M.V. Makarov, Therm. Eng., **47** (7), 632 (2000)].
- [10] Код ANES [Электронный ресурс]. <http://anes.ch12655.tmwweb.ru/>
- [11] А.В. Гарбарук, М.Х. Стрелец, М.Л. Шур, *Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений* (Изд-во Политехн. ун-та, СПб., 2012).