

# Пинч-эффект в жидкометаллической системе с полусферическими электродами

С. В. Киселева<sup>1,2</sup> и И. О. Тепляков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Объединенный институт высоких температур РАН, Ижорская ул., 13, стр.2, Москва 125412, Россия

<sup>2</sup> Московский энергетический институт (технический университет), Красноказарменная ул., 14, Москва 111250, Россия

E-mail: igor.teplyakov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 24 октября 2023 г.

**Аннотация.** Исследуется явление пинч-эффекта, заключающееся в деформации поверхности жидкого проводника под действием электромагнитной силы. Рассмотрена система с эвтектическим сплавом In-Ga-Sn между полусферическими электродами. Представлены экспериментальные и расчетные значения тока, при которых происходит отрыв жидкости и возникновение разряда, в зависимости от диаметра малого электрода. Приведены результаты скоростной видеосъемки. <https://doi.org/10.33849/2023305>

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые термин “пинч-эффект” появился в статье Эдвина Нортрапа [1]. В ней описывается обнаруженное Карлом Герингом явление сжатия жидкого металла под действием электромагнитной силы. В эксперименте жидкий металл наливался в открытый контейнер, боковые стенки которого служили электродами; через жидкий металл пропусклся постоянный электрический ток; при этом, в результате взаимодействия тока и создаваемого им магнитного поля, возникала электромагнитная сила, сжимающая жидкость. При увеличении тока металл поднимался вверх по электродам, а в центре контейнера возникала впадина; при определенном значении тока впадина достигала дна, что приводило к разрыву цепи; затем жидкость снова соединялась и снова разрывалась. Карл Геринг назвал это явление “пинч-эффектом”.

В электрометаллургических установках, предназначенных для плавки металла электродуговым или электрошлаковым методом, возникающая электромагнитная сила приводит к различным магнитогидродинамическим явлениям, в том числе и к эффекту деформации поверхности. Мы исследуем задачу о деформации поверхности в системе с жидким металлом между двумя полусферическими электродами.

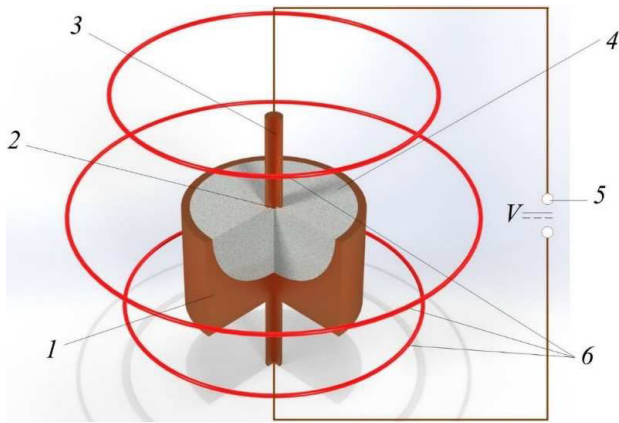
## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Возникновение пинч-эффекта наблюдалось в экспериментах на следующей установке (рисунок 1). Эвтектический сплав In-Ga-Sn (температура плавления 10 °С) заливался в полую медную полусферическую емкость радиусом  $R_2 = 94$  мм, служащую большим электродом. По центру полусферы располагался сменный малый электрод радиусом  $R_1$ , погруженный в расплав на глубину радиуса. В экспериментах использовались электроды с диаметрами 0.55–6.5 мм. Электрический ток  $I$  подавался на электроды от источника постоянного тока, разработанного на основе трехфазного шестиполупериодного выпрямителя Ларионова. Схема выпрямителя Ларионова обеспечивает постоянный ток с пульсациями ~13%. Электрический ток создает магнитное поле  $\mathbf{B}$ . Возникающая сила  $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ , направленная к оси по-

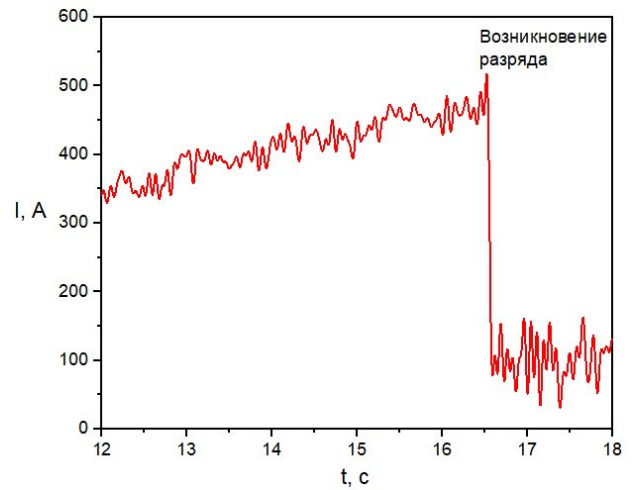
лусферы, приводит металл в движение (рисунок 2(a)), вызывая электровихревое течение ( $\mathbf{J}$  — плотность тока) [2]. С увеличением тока площадь контакта электрода с металлом уменьшается (рисунок 2(b)) и по достижении некоторого критического значения тока металл полностью отжимается от электрода, зажигается разряд, ток падает (рисунок 2(в)). Соответственно уменьшается электромагнитная сила, поверхность жидкого металла начинает возвращаться в свое исходное положение (рисунок 2(г)). Далее процесс циклически повторяется, приводя к колебаниям поверхности. Значение силы тока, при котором возникает первая электрическая дуга, назовем критическим.

Поскольку электровихревое течение чрезвычайно чувствительно к внешнему магнитному полю [3], для компенсации осевой составляющей магнитного поля Земли использовалась система из катушек Максвелла (в отличие от работы [4], в которой исследовалась глубина прогиба поверхности, без компенсации магнитного поля Земли). Катушки Максвелла представляют собой три кольца с током, разнесенных на известное расстояние. Такая система позволяет получить достаточно однородное магнитное поле не только по оси  $z$ , но и по радиусу  $r$ , в отличие от более распространенных катушек Гельмгольца. Подробное описание используемой системы катушек дано в [5].

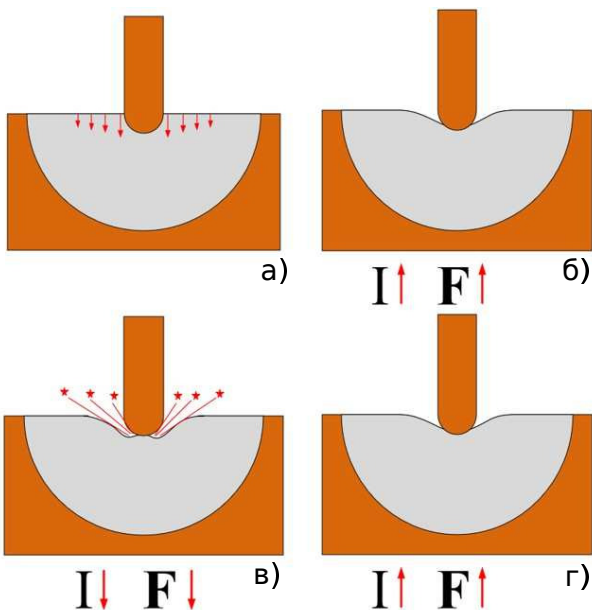
Были проведены две серии экспериментов. В каждой серии использовалось пятнадцать электродов разного диаметра. Эксперименты проводились по следующей схеме: устанавливался малый электрод, опускался в жидкий металл, включалось питание и затем подаваемый ток увеличивался. При возникновении искры фиксировалось значение силы тока. После выключалась подача тока, снималась оксидная пленка с поверхности металла и все повторялось. Для каждого диаметра малого электрода проводилось по пять измерений. Вторая серия экспериментов была выполнена по той же схеме, кроме того, зависимость тока от времени записывалась с помощью АЦП. Затем строились графики для каждого измерения и определялось критическое значение тока. Пример одного такого графика представлен на рисунке 3. На нем критическое значение тока приходится на момент времени 16.5 с. С начала момента записи эксперимента увеличение тока происходило



**Рисунок 1.** Экспериментальная установка. 1 — большой электрод, 2 — малый электрод, 3 — токоподвод, 4 — эвтектический сплав индий-галлий-олово, 5 — источник питания, 6 — катушки Максвелла.

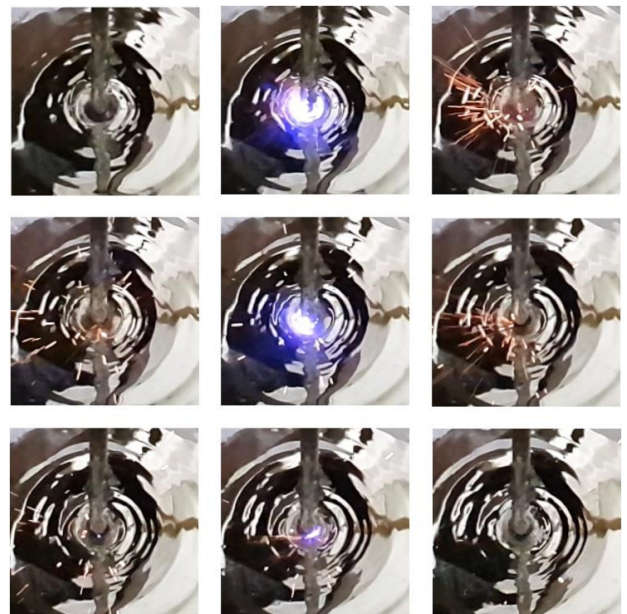


**Рисунок 3.** Зависимость значения тока от времени  $t$ . Диаметр малого электрода — 4.5 мм.



**Рисунок 2.** Схематичное представление пинч-эффекта в полусфере.

неравномерно (ток регулируется вручную и необходимо перехватывать ручку регулирования на автотрансформаторе), т.е. в эксперименте рост тока происходил в среднем медленнее, чем в численной модели, описанной ниже. На нем присутствует резкое падение тока, что совпадает с первым отрывом металла от электрода. Наивысшее значение тока до падения принималось за критическое. На рисунке критическое значение тока соответствует 520 А. Последующие пульсации тока совпадают с пульсациями поверхности металла. Также проводилась скоростная видеосъемка (960 кадр/с) образования электрической дуги, возникающей при отрыве металла от электрода. На рисунке 4 представлены кадры из видео, демонстрирующие процесс. Заметно, что разряд непостоянный, что является подтверждением пульсаций поверхности с частотой  $\sim 20\text{--}30$  Гц. На рисунке 5 представлены результаты экспериментов. Заметно, что при небольших значениях диаметров малого электрода, среднее критическое значение тока увеличивается



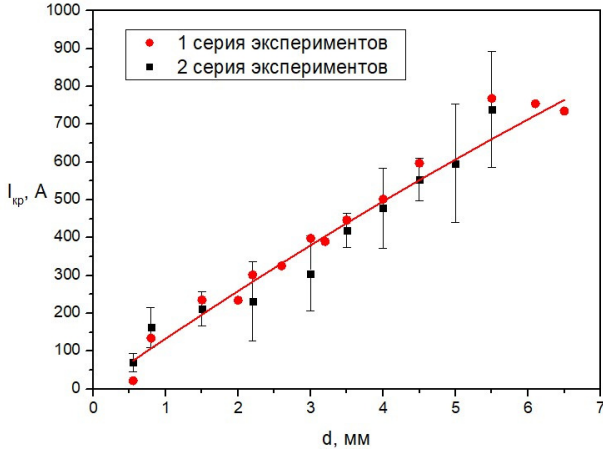
**Рисунок 4.** Раскадровка видео деформации поверхности и возникновения разряда.

линейно, но при значении диаметра электрода 5.5 мм происходит увеличение критического тока, а также увеличение разброса в значениях. Этот момент требует дополнительного исследования.

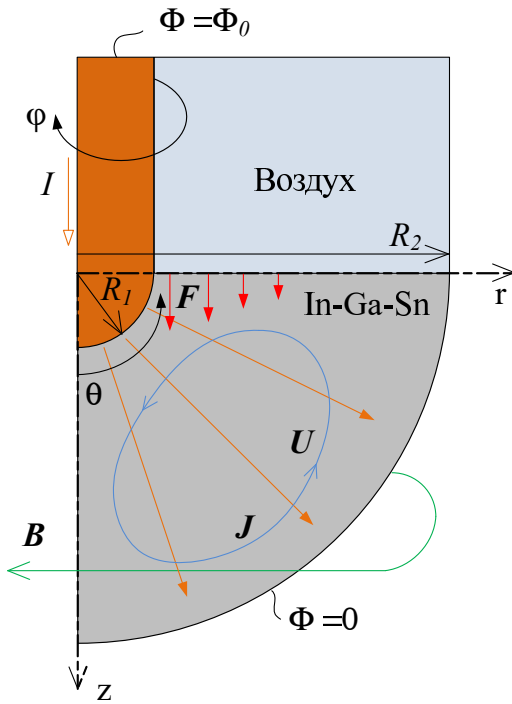
### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Также было проведено численное моделирование. Расчетная область приведена на рисунке 6 и включает в себя малый электрод, в котором рассчитывается плотность тока; область жидкого металла, в которой рассчитывается плотность тока; магнитное поле, скорость и область воздуха, в которой рассчитывается (но не используется) плотность тока и скорость.

В области жидкого металла и воздуха решалось двумерное нестационарное уравнение Навье–Стокса с электромагнитной силой  $F$  в качестве источника:



**Рисунок 5.** Зависимость критического значения тока от диаметра малого электрода.



**Рисунок 6.** Схема расчетной области.

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} \right) = -\nabla p + \rho \nu \Delta \mathbf{U} + \mathbf{F}. \quad (1)$$

Для расчетов мы используем две системы координат: сферическую, в которой рассчитывается магнитное поле, и цилиндрическую, в которой рассчитывается электрический потенциал, плотность тока, скорость и доля фазы. Плотность тока проводимости, распространяющегося от малого электрода к большому, может быть найдена из выражения:

$$\mathbf{J} = -\sigma \nabla \Phi, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — удельная проводимость металла,  $\Phi$  — электрический потенциал, определяемый уравнением:

$$\nabla(\sigma \nabla \Phi) = 0. \quad (3)$$

Поскольку у нас сравнительно небольшие токи, мы использовали электродинамическое приближение, когда можно пренебречь токами, индуцированными движением жидкости. Граничное условие для потенциала на малом электроде задавалось линейной функцией от времени вида  $\Phi_0 = kt$  (таким образом моделируется постепенный поворот ручки регулирования тока в эксперименте), а на большом электроде потенциал полагался равным нулю. Поскольку потенциал нарастает достаточно медленно по сравнению другими процессами, индукционные эффекты не учитывались. Плотность тока в сферической системе связана с плотностью тока в цилиндрической системе следующим образом:

$$J_{r_{sph}} = J_r \sin \theta + J_z \cos \theta. \quad (4)$$

Магнитное поле, создаваемое этим током, можно найти, решив уравнение Максвелла:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (5)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная.

Ротор индукции магнитного поля в сферической системе координат с осями  $\hat{r}, \hat{\theta}, \hat{\varphi}$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} = & \frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial(B_\varphi \sin \theta)}{\partial \theta} - \frac{\partial B_\theta}{\partial \varphi} \right) \hat{r} + \\ & + \frac{1}{r} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial B_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r} \right) \hat{\theta} + \\ & + \frac{1}{r} \left( \frac{\partial(r B_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) \hat{\varphi}. \end{aligned} \quad (6)$$

В данной задаче, из-за осевой симметрии, магнитное поле имеет только одну компоненту, т.е.  $|\mathbf{B}| = B_\varphi$ , тогда:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(B_\varphi \sin \theta)}{\partial \theta} \hat{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r} \hat{\theta}. \quad (7)$$

Выбрав первое слагаемое в (7) и подставив в (5), получим:

$$\frac{1}{r \sin \theta} \left( \frac{\partial(B_\varphi \sin \theta)}{\partial \theta} \right) = \mu_0 J_{r_{sph}}, \quad (8)$$

$$B_\varphi = \frac{\mu_0 r}{\sin \theta} \int_0^\theta J_{r_{sph}} \sin \theta d\theta \quad (9)$$

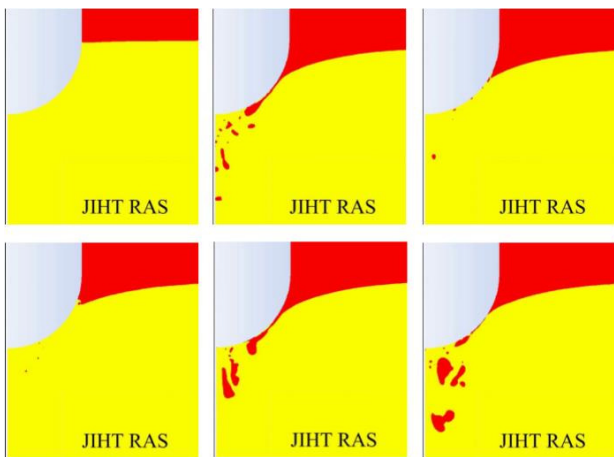
где  $J_{r_{sph}}$  — радиальная компонента плотности тока в сферических координатах.

Конечные выражение для объемной электромагнитной силы  $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  имеют вид:

$$F_r = -J_z B_\varphi, \quad (10)$$

$$F_z = J_r B_\varphi. \quad (11)$$

Для решения уравнения Навье–Стокса и нахождения потенциала использовался метод контрольного объема, реализованный в Ansys Fluent [6]; для определения формы поверхности использовалась VOF-модель [7]. Интеграл (9) для расчета магнитного поля вычислялся суммированием на имеющейся сетке. Последовательность расчета следующая: решается стационарное уравнение для электрического потенциала; находится распределение плотности тока; по нему находится маг-

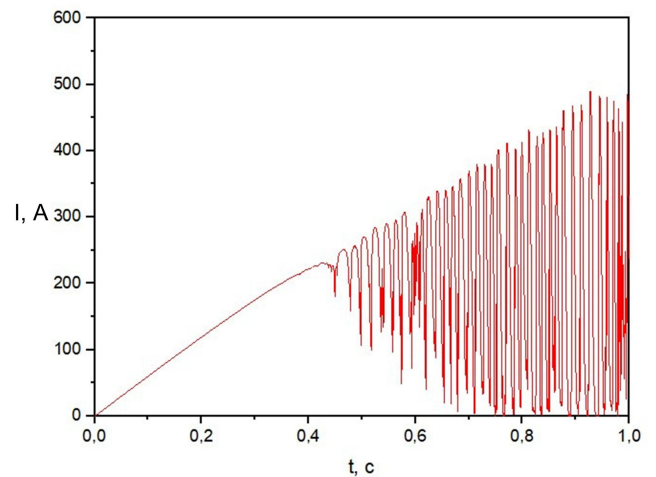


**Рисунок 7.** Распределение фаз при скорости нарастания тока 500 А/с в различные моменты времени  $t$ .

нитное поле; затем с полученной электромагнитной силой решается нестационарное уравнение Навье–Стокса и уравнение для доли фазы в ячейке, при этом происходит реконструкция формы поверхности. Поскольку под действием электромагнитной силы поверхность металла деформируется, внутри каждого шага по времени процесс пересчета электрических, магнитных и гидродинамических величин необходимо повторять до обеспечения согласованности.

По данной методике был проведен расчет для малого электрода диаметром 4 мм. Скорость нарастания тока составляла 500 А/с. Мы постарались максимально увеличить скорость нарастания тока для уменьшения общего времени расчета. Поскольку в задаче требуется выполнять постоянный пересчет электромагнитных параметров (плотности тока и магнитного поля) из-за изменения формы расчетной области, что достаточно затратно в плане времени, нам пришлось ограничиться одним режимом. Минус такого подхода в том, что чем быстрее увеличивается ток, тем больше возникает возмущений поверхности, и эти возмущения могут быть несимметричны (см. рисунок 4) и приводить к скорейшему возникновению разряда, что не учитывается нашей двумерной постановкой. Результаты (распределение фаз в некоторые типичные моменты времени) представлены на рисунке 7. Красная область — воздух, желтая область — металл. Попадание пузырьков воздуха в металл, вероятно, связано с тем, что в расчете не учитывалась сила поверхностного натяжения.

На рисунке 8 представлена зависимость полного тока от времени. Пульсации тока начинаются при критическом токе 230 А на  $t = 0.43$  с. В расчете, после начала пульсаций ток продолжает линейно увеличиваться, поскольку продолжается рост потенциала на подводящем электроде, а наша модель не предусматривала возникновения электрического разряда.



**Рисунок 8.** Расчетная зависимость тока от времени.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было проведено две серии экспериментов по нахождению критического значения тока. Обнаружено, что критический ток линейно увеличивается при увеличении диаметра малого электрода. Разработана расчетная модель деформации поверхности жидкого металла в полусферическом контейнере с учетом изменения электромагнитных параметров. Также проведен расчет формы поверхности по созданной модели при диаметре малого электрода 4 мм со скоростью увеличения тока 500 А/с.

Результаты экспериментов и численного моделирования качественно схожи и совпадают по порядку величины. В расчете пульсации тока начинаются при критическом токе 230 А при диаметре малого электрода равному 4 мм. В эксперименте при таком диаметре критический ток равен  $\sim 500$  А. Такая разница в значениях может быть объяснена неполнотой модели, так как в расчете использовалась двумерная постановка и не учитывалась сила поверхностного натяжения.

Результаты исследования могут быть использованы для оптимизации работы электрометаллургических установок и сварочного оборудования.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Northrup E F 1907 *Phys. Rev. (Series I)* **24** 474–497
2. Бояревич В В, Фрейнберг Я Ж, Шиловых Е И и Щербинин Э В 1985 *Электровихревые течения* (Рига: Зинатне)
3. Виноградов Д А, Ивочкин Ю П и Тепляков И О 2018 *Доклады Академии наук* **483** 24–27
4. Kharicha A, Teplyakov I, Ivochkin Y, Ludwig M and Guseva A 2015 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **62** 192–201
5. Teplyakov I, Vinogradov D and Ivochkin Y 2021 *Metals* **11** 1806
6. <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>
7. Hirt C and Nichols B 1981 *Journal of Computational Physics* **39** 201–225