

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ ПРИ ЗАПИТКЕ Z-ПИНЧА ОТ УСТРОЙСТВА ДВМГ-240-15 С ДВУХКАСКАДНЫМ ОБОСТРИТЕЛЕМ ТОКА

NUMERICAL SIMULATION OF ELECTRODE EROSION AT Z-PINCH POWERED BY DEMG-240-15 GENERATOR WITH TWO-STAGE CURRENT OPENING SWITCH

Н. В. Егоров, П. В. Репин
N. V. Egorov, P. V. Repin

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия
Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics
(RFNC-VNIEF)

Проведено двумерное магнетогидродинамическое моделирование эрозии стальных электродов камеры Z-пинча, запитанного от устройства ДВМГ-240-15 с двухкаскадной системой формирования, состоящей из взрывного и радиального плазменно-поточного размыкателей. Определено влияние на эрозию магнитной проницаемости электродов. Показано, что при линейной плотности тока на электродах до 1300 кА/см в межэлектродные зазоры не поступает заметного количества продуктов эрозии, способных ухудшить условия транспортировки электромагнитного импульса к лайнерной нагрузке.

The authors performed two-dimensional magneto-hydrodynamic simulation of steel electrodes erosion of Z-pinch chamber powered from DMCG-240-15 facility. The facility has two-stage forming system that consists of explosive and radial plasma-flux opening switches. Influence of the electrodes magnetic permeability on erosion was determined. It is shown that if the linear current density on the electrodes is up to 1300 kA/cm, the erosion products do not come to the interelectrode gaps. The erosion products can worsen the conditions of electromagnetic pulse transport to the liner load.

Введение

В настоящее время в РФЯЦ-ВНИИЭФ проводятся исследования в области высокой плотности энергии, реализуемой в устройствах, запитываемых взрывом магнитных генераторов токовыми импульсами амплитудой от единиц до десятков мегаампер, нарастающими за время ~ 1 мкс. Вследствие высокой плотности тока токоведущие элементы устройств подвергаются эрозии. Продукты эрозии, поступающие в межэлектродный промежуток вакуумных передающих линий, могут оказывать влияние на транспортировку электромагнитной энергии к нагрузке. В связи с этим исследование эрозии электродов при высокой плотности тока представляет большой интерес.

В работе [1] проведены экспериментальные и расчётно-теоретические исследования эрозии электродов из нержавеющей стали толщиной 120 мкм при протекании тока, нарастающего за время от 100 нс до 120 нс до величин от 3 МА до 4,5 МА. Увеличение времени нарастания тока до

1 мкс может привести к изменению характера процесса эрозии. Кроме того, в устройствах на основе взрывом магнитных генераторов нагрузочные узлы уничтожаются, как и сами генераторы, в каждом импульсе. Для снижения затрат на подготовку и проведение экспериментов токоведущие элементы устройств желательно изготавливать из дешёвых конструкционных сталей, а не из более дорогих немагнитных материалов (нержавеющая сталь, медь). В связи с этим представляет интерес исследование влияния на эрозионные процессы магнитных свойств материала электродов.

В данной работе представлены результаты численного исследования эрозии стальных электродов с начальной магнитной проницаемостью от 1 до 100 при протекании импульса тока с микросекундным временем нарастания и амплитудой, превышающей 16 МА. Конфигурация электродов и форма токового импульса соответствуют условиям для импlosionи цилиндрического многопроволочного лайнера в геометрии Z-пинча, запитываемого от формирователя тока на основе 15-ти эле-

ментного ДВМГ-240 с двухкаскадной системой обострения, состоящей из взрывного и радиально-го плазменно-поточкового размыкателей (ППР). Расчёты проведены с использованием двумерного магнитогидродинамического кода «МЭГ-2D» [2], хорошо зарекомендовавшего себя при моделировании работы взрывных размыкателей тока.

1. Выбор модели уравнений состояния

Для правильного качественного и количественного описания процесса эрозии электродов необходимо определиться с моделью уравнений состояния вещества. Для этого с помощью кода «МЭГ-2D» было проведено моделирование элек-

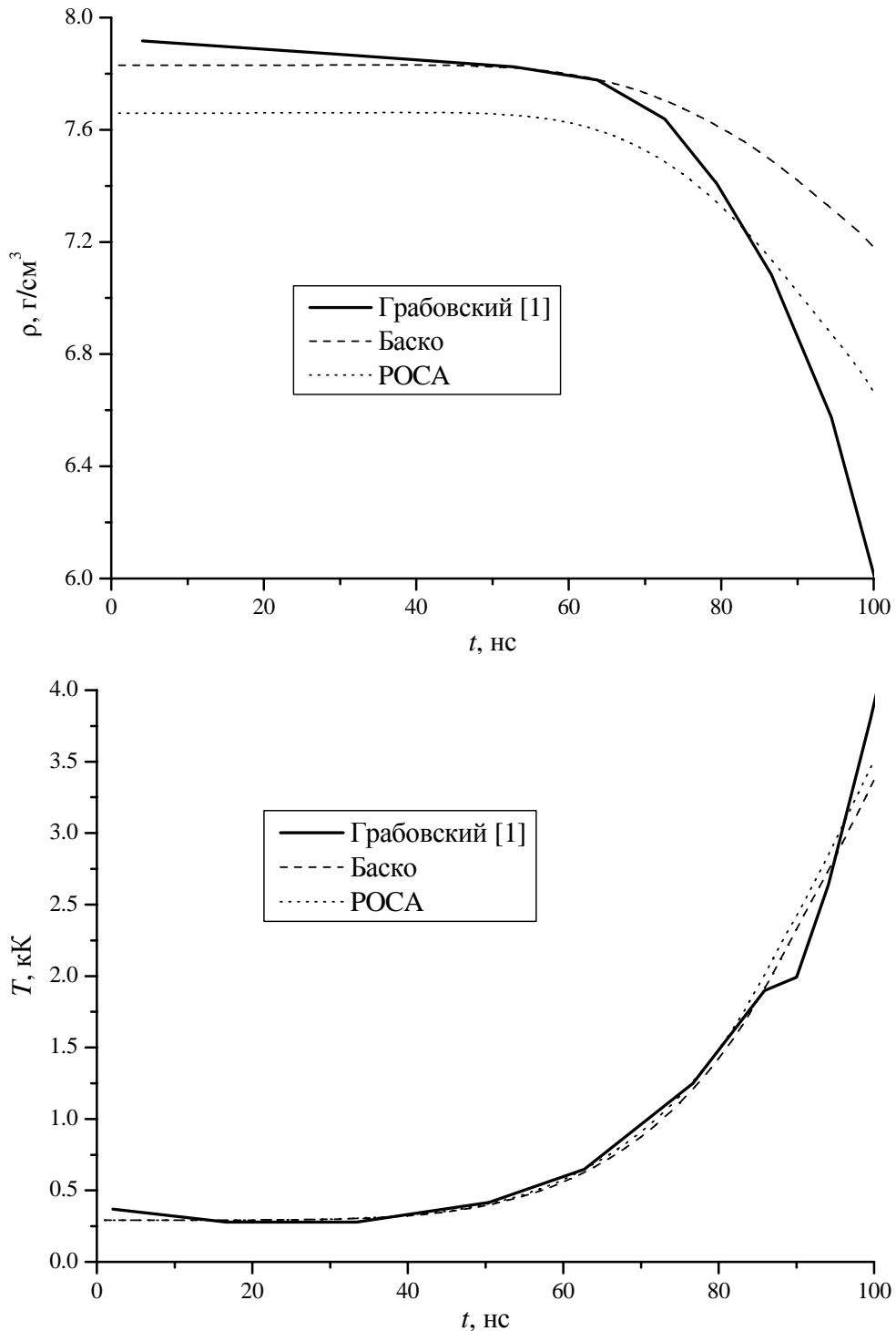


Рис. 1. Временные зависимости плотности (сверху) и температуры (снизу) в среднем слое фольги, полученные с использованием разных моделей уравнений состояния

тровзрыва стальной фольги в геометрии и при условиях, описанных в работе [1]. По фольге толщиной 120 мкм, свёрнутой в цилиндр радиусом 1 см, пропускался импульс тока амплитудой 4,5 МА и временем роста 120 нс. Расчёты проводились с двумя имевшимися в нашем распоряжении и применимыми в данном случае моделями уравнений состояния – моделью Баско [3] и моделью «РОСА» [4]. Начальная температура фольги полагалась равной 20 °С, а начальная плотность подбиралась для каждого уравнения состояния так, чтобы начальное давление равнялось нулю. Электрическая проводимость нержавеющей стали вычислялась по модели Бюргесса [5]. Следует отметить, что в расчётах [1] за основу была взята модель уравнений состояния Баско[3], в которую были внесены некие поправки для наилучшего «попадания» на результаты экспериментов.

На рис. 1 приведены расчётные временные зависимости плотности и температуры в среднем слое фольги, полученные в [1] и по программе «МЭГ-2D» с использованием обеих упомянутых моделей уравнений состояния. Видно, что результаты расчётов по программе «МЭГ-2D» хорошо согласуются на качественном и количественном уровнях как друг с другом, так и с результатами расчётов [1]. Максимальное отклонение значений плотности, полученных с использованием моделей Баско и «РОСА», от результатов [1] составляет 20 % и 11 %, соответственно. Для температуры наибольшее расхождение количественных значений, полученных в [1] и по «МЭГ-2D», достигает 20 % для обеих моделей. Однако на протяжении большей части процесса отличия расчётных температур заметно меньше. Из этого можно сделать вывод, что для расчёта эрозии электродов подходят обе модели, однако предпочтение было отдано модели «РОСА», поскольку только она описывает двухфазную область жидкость–пар. Кроме того, значения плотности, полученные с использованием этой модели, меньше отличаются от результатов [1].

2. Постановка расчётов

На рис. 2 представлена геометрия расчётной области, в которую входят плазменные оболочки ППР и лайнера, расположенные на расстоянии 8 см и 4 см от оси системы, соответственно, а также электроды, обеспечивающие подвод тока к плазменным оболочкам. Узлы устройства, предназначенные для генерации и обострения импульса тока, расположенные за пределами лайнерной камеры, в расчётную область не входили. Их роль в

данной работе ограничивалась запиткой лайнерной камеры током I_{BPT} в точках с осевыми координатами $z = 0$, $z = 1$ см и радиальной координатой 9 см. В расчётах левый (по рис. 2) электрод полагался идеально проводящим, а сетка, соединяющая левый электрод с внутренним электродом, моделировалась сплошной трубкой толщиной стенки 1 мм, не обладающей магнитными свойствами. Начальные толщины оболочки ППР и лайнера составляли 1 мм, что соответствовало плотностям 2,19 мг/см³ и 1,39 мг/см³, а их начальная температура равнялась 3,1 кК.

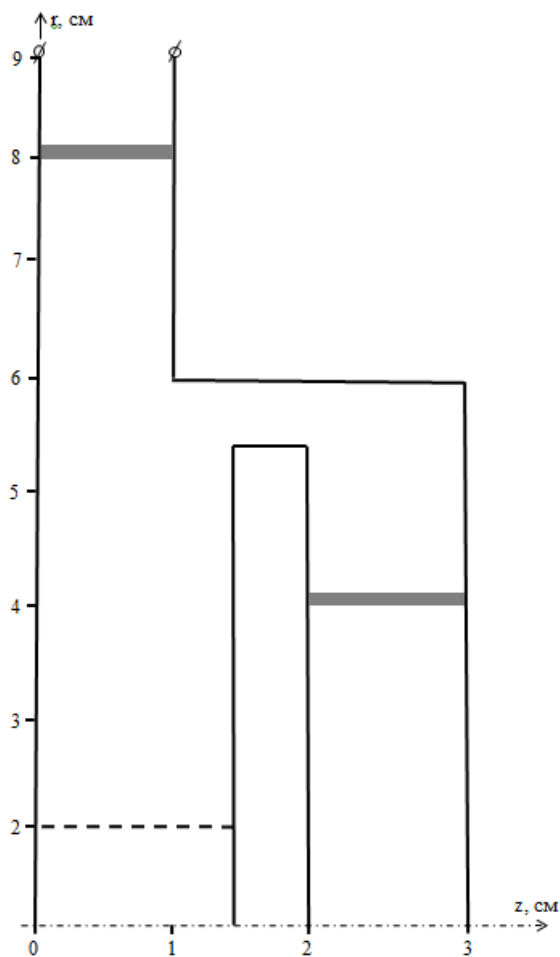


Рис. 2. Схема расчётной области

Расчёты проводились по программе «МЭГ-2D» [2] без учёта упругопластических свойств электродов. Температура ограничивалась сверху значением 116 кК, а плотность – снизу значением 1 мкг/см³. Расчётная сетка – прямоугольная с максимально возможным из соображений сокращения времени расчётов размером ячейки $\Delta r = \Delta z = \Delta$. Оценка максимально возможной ве-

личины Δ проводилась путем сравнения с толщиной скин-слоя:

$$d = \sqrt{\frac{t}{4\pi\mu\sigma}},$$

где $[d] = \text{см}$, $[t] = \text{мкс}$ – характерное время изменения тока, $[\sigma] = \text{кСм/см}$. Минимальная толщина скин-слоя реализуется при максимальных значениях магнитной проницаемости μ и электрической проводимости σ . При величине $\mu = 100$, соответствующей верхней границе диапазона вариаций магнитной проницаемости электродов в расчётах, получаем $d = 75 \text{ мкм}$, что несколько меньше $\Delta = 100 \text{ мкм}$, однако при нагревании электродов током величины μ и σ уменьшаются, вследствие чего скин-слой хорошо прописывается на такой расчётной сетке.

Как известно, ферромагнетики становятся парамагнетиками при температуре Кюри. При этом всё ещё $\mu > 1$. Будем считать, что магнитные свойства вещества сохраняются до температуры плавления. Выберем зависимость магнитной проницаемости от температуры линейно изменяющейся от начального значения $\mu^{(0)}$ при нормальных условиях ($T_0 = 300 \text{ К}$) до 1 при температуре плавления T_M и выше. Согласно данным [6] магнитная восприимчивость железа обратно пропорциональна напряжённости магнитного поля $\kappa = 1,72/H \text{ (кЭ)}$ при $H \geq 4,35 \text{ кЭ}$. Сохраним эту зависимость и при меньших H , чтобы «сшить» её с начальным значением $\kappa_0 = (\mu^{(0)} - 1)/4\pi$, если $\kappa_0 > 1,72/4,35$, или линейно увеличим κ от κ_0 до $1,72/4,35$ в противном случае. В результате магнитная проницаемость была выбрана в виде

$$\frac{\mu - 1}{4\pi} = \frac{T_M - \min(T, T_M)}{T_M - T_0} \kappa(H)$$

$$\kappa(H) = \begin{cases} \min\left(\kappa_0, \frac{1,72}{H(\text{кЭ})}\right), & \kappa_0 > \frac{1,72}{4,35} \\ \min\left(\kappa_0 + \left(\frac{1,72}{4,35} - \kappa_0\right) \frac{H(\text{кЭ})}{4,35}, \frac{1,72}{H(\text{кЭ})}\right), & \kappa_0 < \frac{1,72}{4,35} \end{cases}$$

Изменение температуры плавления при сжатии вещества электродов учитывалось в виде [5]:

$$T_M = T_M^{(0)} \left(\frac{V_0}{V}\right)^{1/3} \exp\left\{(2g_0 - 1) \left(1 - \frac{V_0}{V}\right)\right\},$$

где $V = 1/\rho$ – удельный объём, g_0 – коэффициент Грюнайзена (для стали $g_0 = 2$).

В качестве электрической проводимости железа была выбрана имеющаяся в нашем распоряжении электрическая проводимость нержавеющей стали по модели Бюресса [5], а уравнения состояния железа были взяты по модели «РОСА» [4].

Движение плазменных оболочек происходило в низкоплотном фоне, которому запрещалось нагреваться и который обладал электрической проводимостью только в лайнерном отсеке камеры на радиусах не выше радиуса верхней границы лайнера. Как будет показано ниже, это не приводило к значительной утечке тока. Веществом для плазменных оболочек, сетки и фона выступало железо.

3. Результаты расчётов, их обсуждение

Последовательность происходящих процессов при запитке расчётной области токовым импульсом выглядит следующим образом. Плазменная оболочка ППР под действием пондеромоторных сил протекающего по ней тока смещается в направлении оси системы. По мере движения, в месте примыкания к правому (по рисунку 2) электроду, наблюдается утончение оболочки, и, в дальнейшем, нарушение её проводимости. Ток переключается на оболочку лайнера, которая в свою очередь смещается к оси системы. Протекающий по электродам ток вызывает их нагрев, и на некоторых участках электродов наблюдаются фазовые переходы.

Влияние величины магнитной проницаемости электродов на работу ППР иллюстрируется рисунком 3. Время работы устройства, требуемое для переключения тока на лайнерную оболочку при $\mu^{(0)} = 1$, составляет $\sim 0,82 \text{ мкс}$. Увеличение $\mu^{(0)}$ от 1 до 100 приводит к сокращению этого времени на $\sim 80 \text{ нс}$.

Как видно на рис. 3 во всех случаях фронт импульса тока в лайнерной нагрузке очень короткий, от 6 нс до 12 нс, а средний (по времени) переброшенный ток – примерно одинаков и равен 16,2 МА. Это означает, что реализуемый в расчётах механизм прерывания тока в ППР одинаков при всех исследованных значениях $\mu^{(0)}$ и, как будет ясно из дальнейшего, этот механизм не обязательно связан со слётом оболочки ППР с угла правого (по рисунку 2) электрода.

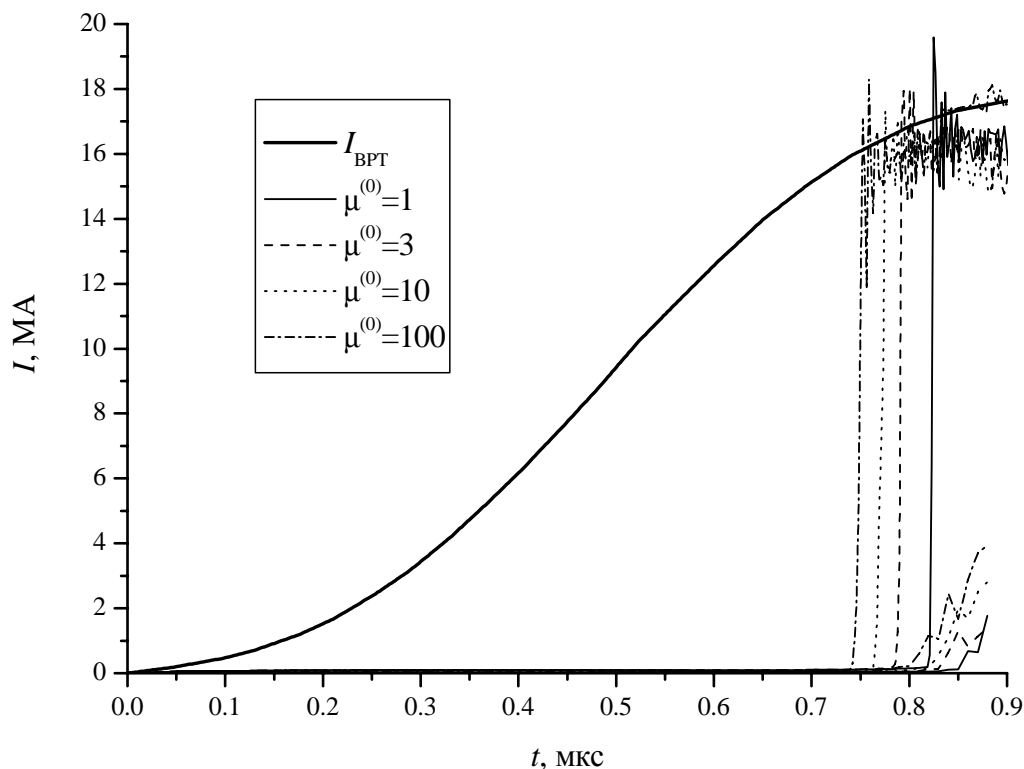


Рис. 3. Временные зависимости тока запитки расчётной области $I_{\text{ВРТ}}$, тока в лайнере (верхнее семейство) и тока утечки по фону (нижнее семейство кривых) при различных значениях начальной магнитной проницаемости электродов

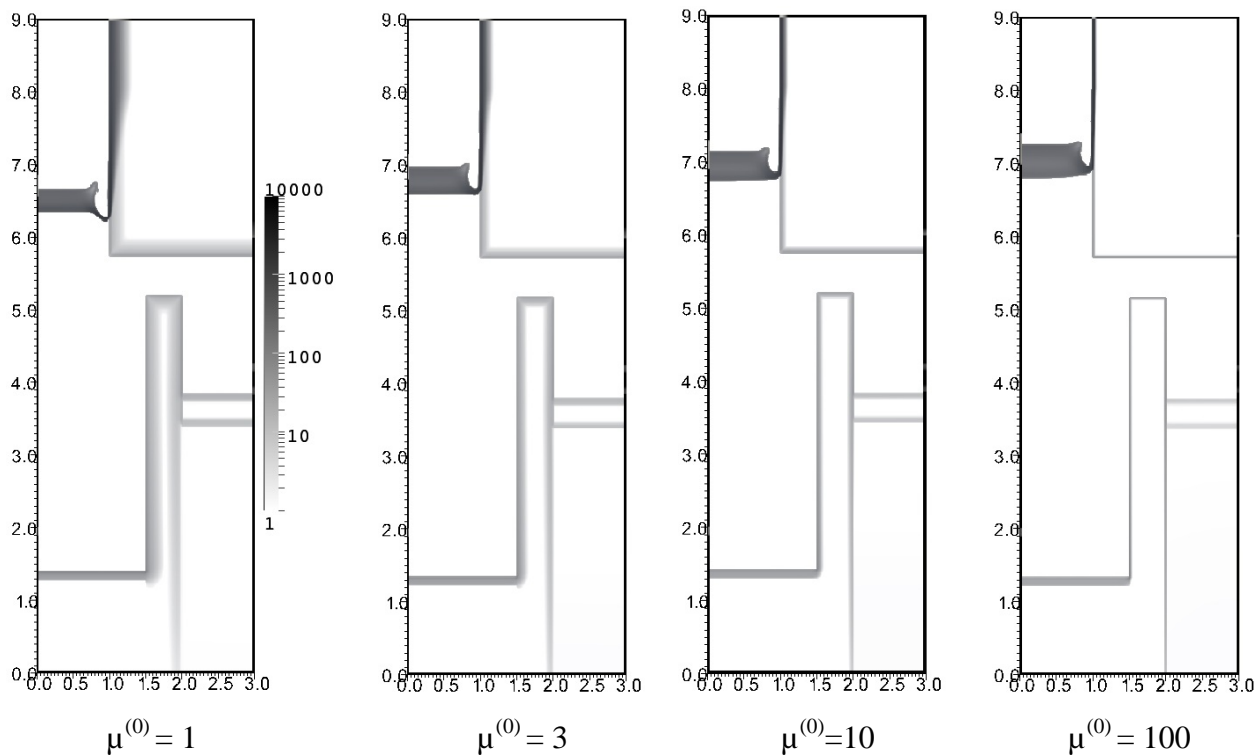


Рис. 4. Распределение плотности тока $[\text{kA}/\text{cm}^2]$ за 20 нс до переброса тока на лайнер при различных значениях начальной магнитной проницаемости электродов. Пространственные координаты измеряются в сантиметрах

Нижнее семейство кривых на рис. 3 даёт представление о расчётной утечке тока по фону. Видно, что этот ток начинает заметно расти через промежутки времени от 30 нс до 60 нс после пере-

ключения тока в нагрузку, причём с ростом $\mu^{(0)}$ растёт задержка появления тока утечки. Характер роста тока утечки не зависит от $\mu^{(0)}$ (с поправкой

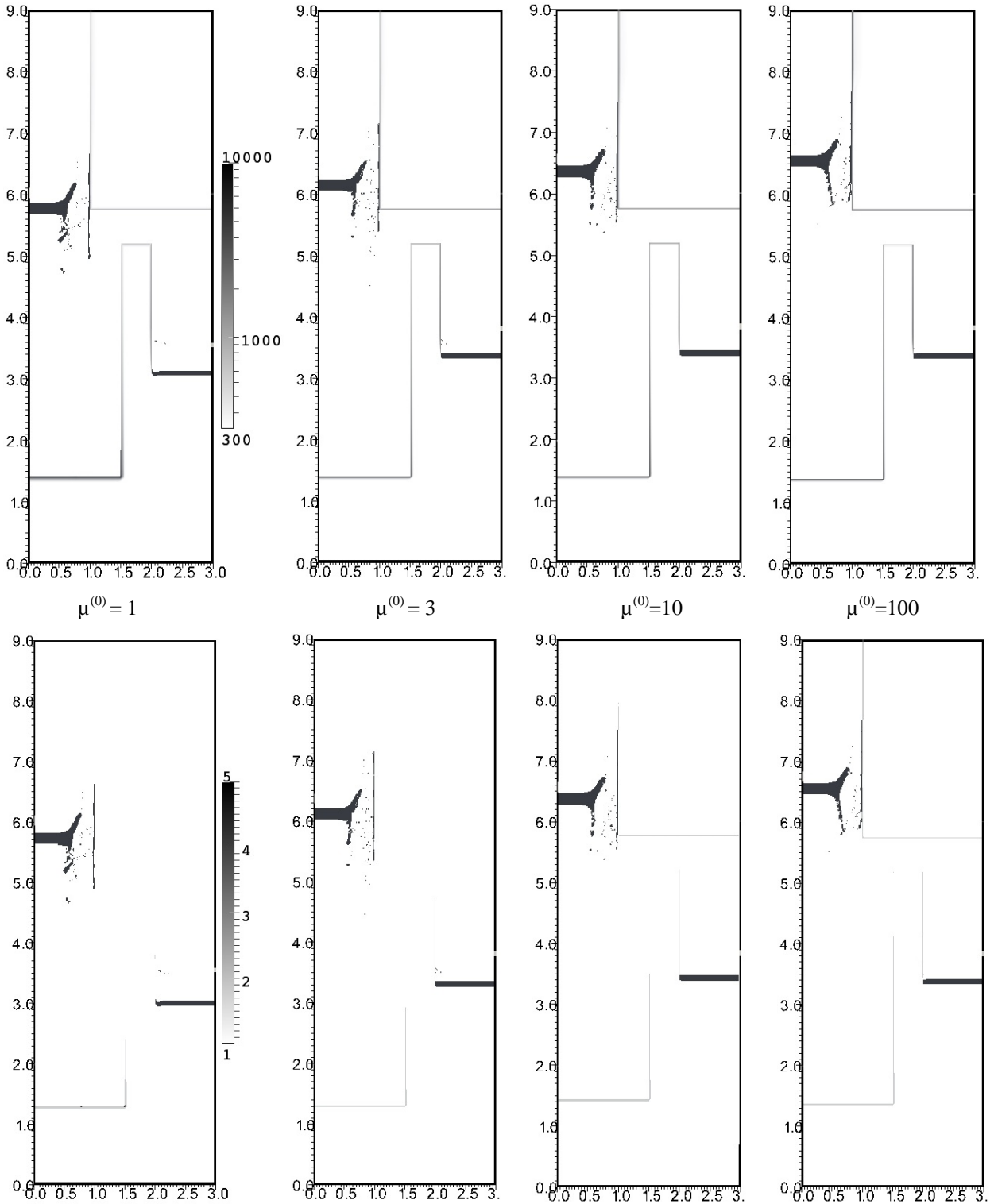


Рис. 5. Распределение температуры (К, сверху) и фазового состояния (снизу) спустя 60 нс от начала переброса тока на лайнер при различных значениях начальной магнитной проницаемости электродов: 1 – твёрдое или холодное, 2 – жидкое, 3 – смесь жидкости и пара, 4 – пар, 5 – плазма

на более позднее начало при малых $\mu^{(0)}$) и на момент окончания счёта его амплитуда не превышает 25 % от тока в лайнерной нагрузке.

На рис. 4 представлено распределение плотности тока за 20 нс до переброса тока на лайнер при различных значениях магнитной проницаемости электродов. Видно, что глубина проникновения тока заметным образом зависит от $\mu^{(0)}$, несмотря на то, что из-за сильной зависимости μ от температуры и напряжённости магнитного поля, текущие значения μ отличаются для разных $\mu^{(0)}$ только в самом начале протекания тока. Также из этого рисунка понятно, что разрыв оболочки ППР может происходить не только вблизи угла правого электрода, но и на более высоких радиусах в зависимости от $\mu^{(0)}$.

На рис. 5 представлено распределение температуры и фазового состояния электродов спустя 60 нс от начала переброса тока на лайнер при различных значениях $\mu^{(0)}$. Видно, что при сравнительно невысокой (не более 450 кА/см) линейной плотности тока, реализующейся на правом электроде ствола ППР, нагрев поверхности электрода до температуры, превышающей температуру плавления, и, соответственно, изменение фазового состояния вещества, происходит только при $\mu^{(0)} \geq 10$. При меньших значениях $\mu^{(0)}$ за счёт более глубокого проникновения тока (см. рисунок 4) поверхность правого электрода ствола ППР нагревается меньше и остаётся в твёрдом состоянии.

Изменение фазового состояния нижнего (лайнерного) электрода, работающего при более высокой линейной плотности тока (от 500 кА/см до 1300 кА/см), наблюдается при всех значениях $\mu^{(0)}$. При $\mu^{(0)} = 1$ происходит оплавление левой стороны поверхности нижнего электрода с радиусом меньше 3 см (соответствующая правая сторона поверхности находится ниже лайнера, поэтому по ней протекает только ток утечки по фону). С ростом $\mu^{(0)}$ доля расплавленной поверхности нижнего электрода увеличивается и при $\mu^{(0)} = 100$ расплавленной оказывается почти вся его поверхность вплоть до лайнерной оболочки.

Изменение фазового состояния поверхности нижнего электрода сопровождается его незначительным расширением. При этом в межэлектродные зазоры не поступает сколь-нибудь заметного количества продуктов эрозии электродов. Это

подтверждается рисунком 6, на котором представлено распределение субстанций в момент времени 880 нс в самом благоприятном для эрозии случае (при $\mu^{(0)} = 100$).

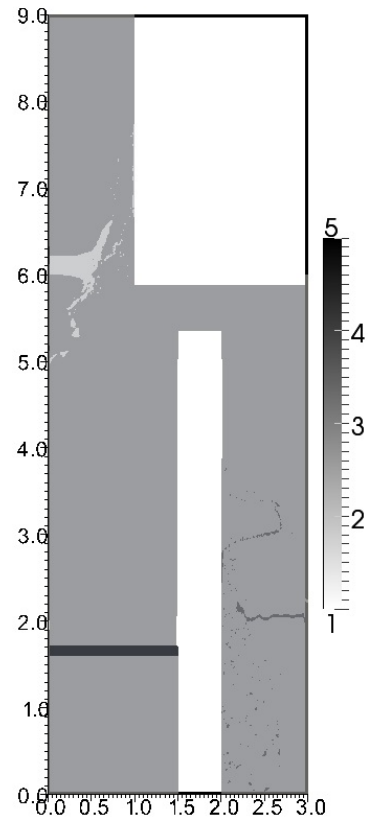


Рис. 6. Распределение субстанций в момент времени 880 нс при $\mu^{(0)} = 100$: 1 – электроды, 2 – оболочка ППР, 3 – фон, 4 – лайнер, 5 – сетка

Заключение

Проведено двумерное МГД моделирование эрозии стальных электродов камеры Z-пинча, запитанного от 15-ти элементного ДВМГ-240 с двухкаскадной системой обострения, состоящей из последовательно соединённых взрывного и радиального плазменно-поточкового размыкателей. Амплитуда тока в нагрузке превышала 16 МА, время нарастания 0,9 мкс, линейная плотность тока на электродах до 1300 кА/см. Установлено, что чем выше магнитная проницаемость материала электродов, тем сильнее они подвержены эрозии. Тем не менее, показано, что при указанных условиях запитки лайнера в межэлектродные зазоры камеры не поступает заметного количества продуктов эрозии, способных ухудшить условия транспортировки электромагнитной энергии к лай-

нерной нагрузке. Это позволяет отказаться от использования для изготовления электродов высокопрочных передающих линий дорогих немагнитных материалов (нержавеющая сталь, цветные металлы) в пользу более дешёвой «чёрной» стали.

Список литературы

1. Грабовский Е. В., Левашов П. Р., Олейник Г. М. и др. Формирование и динамика плазменных слоёв на поверхности фольги при протекании мощного импульса тока. // Физика плазмы, 2006, т. 32, № 9, с. 782–793.

2. Егоров Н. В., Барабанов В. Н., Власов Ю. В. Двумерная эйлерова методика “МЭГ-2D” и её применение для расчёта взрывного размыкателя тока. // Мощная импульсная электрофизика. Сбор-

ник докладов конференции «XIV Харитоновские тематические научные чтения». Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2013, с. 51–56.

3. Баско М. М. Уравнение состояния металлов в приближении среднего иона. // ТВТ, 1985, т. 23, № 3, с. 483–491.

4. Гордеев Д. Г., Гударенко Л. Ф., Жерноклетов М. В. и др. Полуэмпирическое уравнение состояния металлов. Уравнение состояния алюминия. // Физика горения и взрыва, 2008, т. 44, № 2, с. 61–75.

5. Burgess T. J. Electrical resistivity model of metals. // In: Megagauss Technology and Pulsed Power Applications. Plenum Press, N.Y., L., 1987, p. 307–316.

6. Таблицы физических величин. Справочник под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.