

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. В. Лоскутов, А. В. Лучинский, Г. А. Месяц,  
Магнитогидродинамические процессы в начальной  
стадии взрывной эмиссии, *Докл. АН СССР*, 1983,  
том 271, номер 5, 1120–1122

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.82

22 января 2025 г., 06:40:39



В.В. ЛОСКУТОВ, А.В. ЛУЧИНСКИЙ, член-корреспондент АН СССР Г.А. МЕСЯЦ

### МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ВЗРЫВНОЙ ЭМИССИИ

Взрывная электронная эмиссия (ВЭЭ) происходит в процессе взрыва микрообъема металла при большой концентрации энергии в нем [1–3]. Необходимая концентрация энергии может достигаться за счет различных процессов, однако одним из наиболее распространенных является джоулев разогрев при автоэлектронной эмиссии (АЭЭ) с острий [4]. В качестве модели при изучении ВЭЭ обычно используется острое, взрывающееся при предельно высоких плотностях тока. Экспериментально это явление исследовано достаточно подробно, однако детального описания сопровождающих взрыв физических процессов пока нет. В данной работе представлено магнитогидродинамические (МГД) расчеты взрыва острий при заданном импульсе тока через острие. Существенно неоднородный процесс взрыва приблизительно описывался как комбинация взаимосвязанных одномерных гидродинамических уравнений.

При выделении большого количества энергии продукты эрозии катода проходят несколько стадий фазового состояния: вещество с плотностью, близкой к плотности твердого тела, и удельной внутренней энергией, превышающей энергию связи, смесь жидкой и газообразной фаз и, наконец, состояние, соответствующее неидеальной плазме с концентрацией частиц  $10^{22} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и ниже. Для расчета этого процесса необходим метод, который бы последовательно учитывал все эти стадии фазового состояния продуктов взрыва.

Нами применен МГД подход, развитый в работе [5] для исследования электрического взрыва медных проволочек. Основные положения этого подхода следующие:

- а) поведение вещества при электрическом взрыве проводника (ЭВП) описывается системой одномерных магнитогидродинамических уравнений;
- б) уравнение состояния включает описание испарения, области смеси пара и жидкости, а также неидеальной плазмы;
- в) удельное сопротивление является функцией плотности и удельной тепловой энергии.

Вид этой функции в области  $0 \leq \epsilon_r \leq 3 \cdot 10^4 \text{ Дж/г}$ ,  $n > 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , установлен расчетно-экспериментальным путем. Для классической и слабо неидеальной плазмы удельное сопротивление определялось из таблиц [6], составленных на основе численного решения системы уравнений Больцмана и соотношений Саха.

Использованная в расчетах модель дает достаточно полное описание ЭВП. При характерных временах процесса  $t \sim 10^{-6}$  с сравнение расчетов и экспериментов, проведенное в работе [5], дает хорошее совпадение результатов в широком диапазоне изменения условий взрыва. Для более коротких времен  $t \sim 10^{-8}$  с расчеты сопоставляли с экспериментами по электрическому взрыву тонких проволочек с плотностью тока более  $10^8 \text{ А/см}^2$  [7]. Сравнение расчетных и экспериментальных данных указывает на корректность описания ЭВП и при более быстром, чем в [5], подводе энергии.

С целью учета двумерности разлета вещества применен метод покомпонентного расщепления, в котором двумерные эффекты описываются комбинацией одномерных МГД уравнений для цилиндрического случая (ось  $r$ ) и одномерных уравнений гидродинамики для плоского случая (ось  $z$ ). Острие по оси  $z$ , направленной вдоль острия, разделялось на слои. Каждый слой разбивался по радиусу на ячейки (кольца).

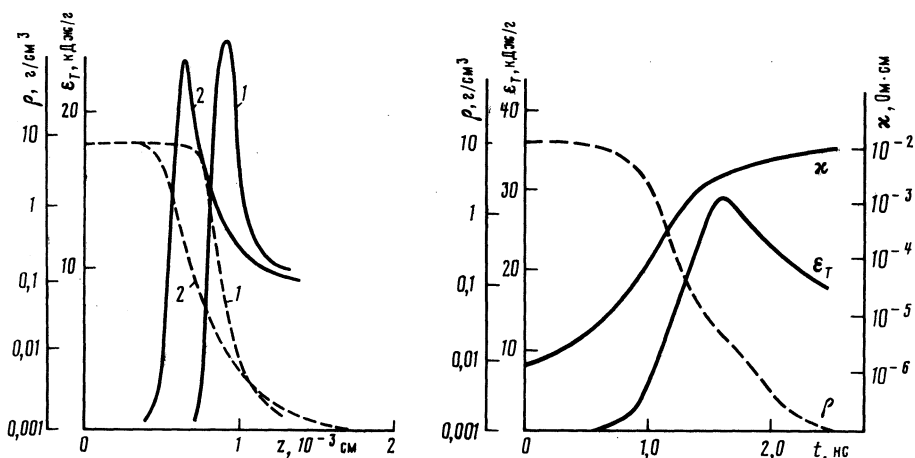


Рис. 1. Распределение плотности и удельной тепловой энергии вещества по оси  $z$  при  $r = 0$  для моментов времени  $t_1 = 10^{-9}$  (1) и  $t_2 = 2 \cdot 10^{-9}$  с (2). Сплошные линии соответствуют зависимостям удельной энергии, штриховые – зависимостям плотности

Рис. 2. Зависимости плотности  $\rho$ , удельной энергии  $\epsilon_T$  и удельного сопротивления  $\kappa$  от времени в расчетной ячейке острия

Предполагалось, что ток протекает вдоль оси  $z$ . Расчет одного шага по времени проводили в три этапа:

- для каждого слоя решали уравнения гидродинамики для случая цилиндрической симметрии с учетом джоулева энерговыклада и лоренцевых сил;
- в слоях определяли среднее давление и из уравнения движения для плоского случая находили смещения слоев по оси  $z$ ;
- проводили повторный расчет баланса энергии в слоях при нулевом энерговыкладе и из уравнений Максвелла определяли напряженности электрического и магнитного полей.

Для численного решения уравнений гидродинамики использовали явные разностные схемы с искусственной вязкостью [8]. Уравнения Максвелла решали методом потоковой прогонки [9].

Расчеты проводили для трех медных острий с радиусом вершины  $2 \cdot 10^{-5}$  см и углом конуса  $12, 20$  и  $40^\circ$ . В момент  $t = 0$  плотность вещества соответствовала твердому телу, а внутренняя энергия полагалась равной 0. Зависимость тока от времени принимались в виде  $I = a + bt$ , где параметр выбирали таким, чтобы при  $t = 0$  плотность тока в вершине острия составляла  $10^9$  А/см<sup>2</sup>, а крутизна тока  $b = 10^9 - 10^{10}$  А/с. В расчетах число узлов по радиусу и слоев по  $z$  выбирали так, чтобы обеспечить достаточно плавное изменение внешнего радиуса при переходе от слоя к слою. Это условие является необходимым для применимости квазидвумерной модели. Расчеты были ограничены несколькими наносекундами, так как известно [3], что в течение этого времени в катодной плазме происходят процессы, определяющие ее основные свойства.

Проведенная серия расчетов показала следующее. В случаях, когда  $b = 10^{10}$  А/с, независимо от угла конуса к моменту  $t = 0,5 \cdot 10^{-9}$  с происходит взрыв вершины острия и образуется плазма с удельной энергией  $(2-5) \cdot 10^4$  Дж/г.

Характерные зависимости удельной энергии  $\epsilon_T$  и плотности  $\rho$  от  $z$  (при  $r = 0$ ) для моментов  $t_1 = 10^{-9}$  с и  $t_2 = 2 \cdot 10^{-9}$  с приведены на рис. 1. Видно, что разогрев вещества происходит в узком слое ( $\Delta z \sim 10^{-4}$  см), граничащем с невзорванным металлом. Высокий энерговыклад в этой области связан с резким увеличением удельного сопротивления при переходе вещества из металлического в плазменное состояние.

Об этом можно судить из графиков на рис. 2, где даны зависимости удельной энергии  $\epsilon_r$ , плотности  $\rho$  и удельного сопротивления  $\kappa$  от времени в одной из расчетных ячеек острия. Как видно, в области высоких плотностей удельное сопротивление и удельная энергия резко возрастают. При  $\rho < 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup> рост удельного сопротивления замедляется и в результате разлета вещества удельная энергия снижается. Исключения составляют области, прилегающие к внешней по радиусу границе. В них удельная энергия непрерывно растет. Этот эффект связан со скинированием тока, а также уменьшением плотности вещества вблизи границы.

По полученным в расчетах значениям удельной тепловой энергии и плотности с помощью таблиц термодинамических функций плазмы [6] найдены температура и степень ионизации взорванного вещества с  $n < 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Значения этих величин лежат в пределах:  $T = 3-5$  эВ,  $n_e/n_i = 2-3$ . В области твердотельных плотностей удельная энергия достигала значения  $8 \cdot 10^3$  Дж/г, что соответствует температуре 1,8 эВ при теплоемкости  $c_p = 0,38$  Дж/г · К. В расчетах скорость расширения плазмы составляла  $(2-3) \cdot 10^6$  см/с. Отношение массы взорванного вещества к заряду в вариантах с углом при вершине 12, 20, 40° соответственно составило  $8 \cdot 10^{-4}$ ,  $4 \cdot 10^{-4}$ ,  $9 \cdot 10^{-5}$  г/Кл.

Расчеты при импульсе тока с  $b = 10^9$  А/с показали, что взрыв вершины острия происходит в более поздний, чем при  $b = 10^{10}$  А/с, момент  $t = 1,5 \cdot 10^{-9}$  с. Сам процесс взрыва и параметры плазмы при этом несущественно отличаются от случая  $b = 10^{10}$  А/с. Интересно отметить, что при изменении импульса тока расчетная величина  $\int_0^t I^2 dt$  к моменту взрыва ("интеграл действия") остается постоянной.

Эксперименты позволяют проверить некоторые результаты проведенных расчетов. Во-первых, различными методами показано, что скорость разлета катодной плазмы для меди составляет  $2 \cdot 10^6$  см/с [3]. Во-вторых, для медного острия с углом конуса 12° найдено, что в течение  $5 \cdot 10^{-9}$  с отношение массы взорванного вещества к заряду при первом взрыве равно  $5 \cdot 10^{-4}$  г/Кл [10]. В-третьих, температура плазмы по измерениям разных авторов [3, 11-13] в соответствии с расчетами составляет несколько электронвольт. Учитывая приближенность экспериментальных методов, обусловленную трудностями измерения параметров плазмы в малых объемах за время  $10^{-9}$  с, и приближенность расчета, совпадение результатов следует считать удовлетворительным.

Таким образом, в результате проведенной серии МГД расчетов взрыва острий при предельно высоких плотностях тока показаны особенности взрыва металла, а также нагрева и разлета образующейся плазмы. Достигнутое совпадение расчетов с экспериментами указывает на то, что МГД подход может быть полезен при построении полной модели ВЭЭ.

Институт сильноточной электроники  
Сибирского отделения Академии наук СССР  
Томск

Поступило  
17 I 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Месяц Г.А. Исследования по генерированию мощных наносекундных импульсов. Докт. дис. Томск, 1966.
2. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, вып. 1, с. 7.
3. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - УФН, 1975, т. 115, вып. 1, с. 101.
4. Фурсей Г.Н., Воронцов-Вельяминов П.Н. - ЖТФ, 1967, т. 37, вып. 10, с. 1870.
5. Бакулин Ю.Д., Куропатенко В.Ф., Лучинский А.В. - ЖТФ, 1976, т. 46, вып. 9, с. 1963.
6. Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Розов В.С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. Препринт ИПМ АН СССР. М., 1972.
7. Узбб Ф., Чейз Н., Эрнетин М., Таллеструп А. В сб.: Взрывающиеся проволочки. М.: ИЛ, 1963, с. 34.
8. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
9. Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. - Журн. вычислит. матем и матем. физики, 1969, т. 9, № 2, с. 211.
10. Баженов Г.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. и др. - ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 6, с. 1255.
11. Stinnett R., Palmer M., Spielman R. Proc. X Intern. Symp. on Discharge and Electr. Insul. in Vacuum. Oct. 25-28. Columbia (USA), 1982, p. 281.
12. Ратахин Н.А. Физические процессы в сильноточных диодах со взрывной эмиссией электронов. Канд. дис. Томск, 1980.
13. Бакшт Р.Б., Кудинов А.П., Литвинов Е.А. - ЖТФ, 1973, т. 43, вып. 1, с. 146.