

04

Влияние захвата эрозионной массы на разгон плазмы в электромагнитных рельсовых ускорителях

© С.В. Бобашев, Б.И. Резников, Б.Г. Жуков,
Р.О. Куракин, С.А. Поняев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: boris.reznikov@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 12 февраля 2014 г.

Представлены результаты серии экспериментов по разгону плазмы электромагнитным рельсовым ускорителем с медными электродами при различных разрядных токах и начальных давлениях в каналах, заполненных аргоном и гелием. Введено понятие эффективного коэффициента эрозии, учитывающего захват и вовлечение в движение ускоряемой плазмой только части эрозионной массы, потерянной электродами рельсового ускорителя при прохождении разрядного тока. Этот параметр рассчитывается в рамках динамической модели движения, включающей силу давления ударно-сжатого газа и силу торможения, возникающую при увлечении части эрозионной массы плазменным поршнем. Показано, что эффективный коэффициент эрозии и скорость изменения массы плазмы — слабо нелинейная функция тока, зависящая от начальной плотности газа в канале.

Плазменные струи широко используются для нанесения покрытий и модификации свойств поверхностных слоев материалов [1]. Эксперименты показали, что электромагнитный рельсовый ускоритель (рельсотрон), разгоняющий свободный (без ускоряемого тела) плазменный поршень (ПП), создает высокоскоростные потоки плотной низкотемпературной плазмы и является простым лабораторным устройством, уступающим по величине удельной внутренней энергии плазмы за ударной волной (УВ) $\varepsilon \sim 0.1 \text{ MJ/g}$ только взрывным ударным трубам [2,3]. Скорость плазменного потока в этих устройствах может варьироваться в широких пределах ($10^3 - 2 \cdot 10^4 \text{ m/s}$) при изменении разрядного тока или начального давления газа, заполняющего рельсовый канал. Состав газа в ПП в основном определяется материалом поверхности электродов, который поступает в рельсовый канал и в ПП при эрозии

поверхности электродов, вызываемой прохождением разрядного тока. В экспериментах [2,3] было отмечено, что практически для всех режимов разгона скорости ПП стремятся к постоянному значению, которое не меняется до дульного среза. На этой стадии разгона амперова сила уравнивается давлением ударно-сжатого газа перед ПП и силой торможения, возникающей при захвате ПП части эрозионной массы, поступающей в канал с поверхности рельсов-электродов [3,4]. На начальном этапе исследований влияние эрозии электродов на движение ускоряемой плазмы оценивалось по коэффициентам эрозии электродов, полученным из статических экспериментов с мощными импульсными дуговыми разрядами [5–7]. Разгон ПП в канале рельсотрона происходит при совершенно других условиях [4]. За исключением начальных участков разгона токовая перемычка–плазменный поршень перемещается вдоль электродов с достаточно большой скоростью $\sim 10^4$ м/с. При этом только часть эрозионной массы, поступающей в канал с электродов, захватывается ПП и вовлекается в движение. В результате увеличение массы плазмы и снижение ускорения определяются эффективным коэффициентом эрозии k_{eff} [4], который существенно меньше, чем коэффициент эрозии k_{tot} [5–7], характеризующий общую потерю массы электродов в результате действия всех факторов, влияющих на эрозию. Цель настоящей работы — определение скорости изменения захваченной ПП массы и величины k_{eff} на основе динамической модели движения ПП, рассмотренной в [4]. Используются данные 40 экспериментов, проведенных на рельсотроне ФТИ при ускорении свободного (без ударника) плазменного поршня [2,3].

Эксперименты проводились с рельсовым ускорителем с медными электродами длиной 250 мм, сечением канала A размером 6.5×5.5 мм и погонной индуктивностью $L' = 0.36 \mu\text{Н/м}$. Ускоритель размещался в специальной камере со смотровыми окнами. Камера откачивалась до форвакуума и заполнялась газом (гелий или аргон) до рабочих давлений $p_1 = 25\text{--}500$ Торг. Накопитель энергии в виде LC -линии формировал на нагрузке трапецеидальный импульс тока с почти плоской вершиной. Амплитуда разрядного тока I варьировалась изменением зарядного напряжения U_0 на батарее конденсаторов. Разрядный ток практически не зависел от сорта газа, его начального давления и скорости движения ПП по каналу, так как определялся в основном внутренним сопротивлением источника питания (LC -линии). Скорость ударной волны D определялась по отсечке лазерного излучения в двух сечениях канала — на расстоянии 45 мм от дульного среза и

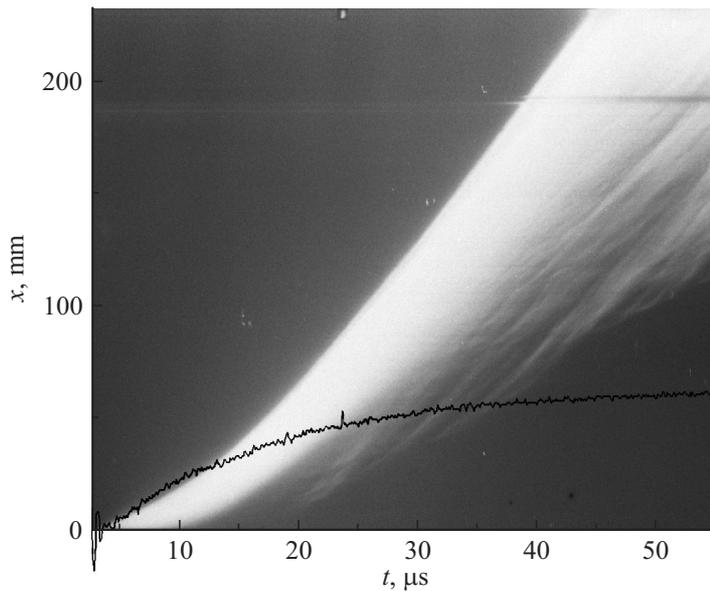


Рис. 1. Фоторазвертка движения плазменного поршня в канале ($A = 36 \text{ mm}^2$), заполненном аргоном, при начальном давлении в канале $p_1 = 100 \text{ Torr}$. Нижняя кривая — осциллограмма разрядного тока.

сразу после него. После прохождения УВ первого сечения ее скорость практически не изменялась. Типичная фоторазвертка распространения свечения по каналу (рис. 1) показывает, что начиная с некоторого момента времени рост скорости ПП прекращается — реализуется квазистационарное движение поршня. В этом случае результирующая сила, действующая на ПП, должна быть близкой к нулю.

Для описания движения ПП использовалась наиболее простая модель ускорения плоского тонкого токового слоя переменной массы, включающая амперову силу $F_A = L'I^2/2$, силу давления газа $F_d = p_2A$ за УВ и силу $F_e = v\dot{m}$, возникающую при увлечении плазмой части эрозионной массы \dot{m} , поступающей в канал нормально к поверхности электродов и к оси канала [2]. Здесь $p_2 = \rho_1 D^2 [1 - \rho_1/\rho_2(D)]$, ρ_2/ρ_1 — отношение плотности газа за УВ к начальной плотности газа в канале. Сила касательного трения F_{fr} не учитывалась. При рассматриваемых

параметрах оценки показывают, что она значительно меньше силы F_d . При заданных значениях тока и начального давления в канале из равенства нулю суммарной силы, действующей на плазменный поршень $F = F_A - F_d - F_e = 0$, следует выражение для максимальной скорости ПП. При постоянной амперовой силе $F_A(L', I) = \text{const}$ эта скорость является верхним пределом v_{lim} и выражается через естественные масштабы предельных скоростей v_d , v_e , обусловленных действием только силы давления газа в ударном слое или только эффектами переменности массы [4]

$$v_{\text{lim}} = \frac{v_d}{\chi(\beta)}, \quad v_d = \sqrt{\frac{2F_A}{C\rho_1 A}}, \quad v_e = \frac{F_A}{\dot{m}}, \quad \chi = \beta + \sqrt{1 + \beta^2},$$

$$\beta = \frac{v_d}{2v_e}, \quad C = 2(1 - \rho_1/\rho_2)^{-1}. \quad (1)$$

Из формул (1) следует, что величина χ отражает снижение максимальной скорости плазмы за счет действия силы F_e . С использованием определений $\chi(\beta)$, β и v_e (1) получаем

$$\dot{m} = \frac{F_A}{v_d} (\chi - \chi^{-1}), \quad \chi = \frac{v_d}{v_{\text{lim}}}. \quad (2)$$

В это соотношение подставляется значение $v_{\text{lim}} \approx v = D[1 - \rho_1/\rho_2(D, p_1)]$, пропорциональное измеренной скорости УВ и зависящее от степени сжатия. Для определения \dot{m} на стадии насыщения необходимо знать значения тока I вблизи переднего фронта ПП и величину ускоряющей силы.

Эксперименты проводились при фиксированном начальном давлении в канале исследуемых газов (аргон, гелий) $p_1 = 25\text{--}500$ Торр для нескольких значений рабочих токов $I = 15\text{--}70$ кА. По измеренным значениям скорости УВ рассчитывались значения параметров за УВ, в частности, ρ_2/ρ_1 , p_2 и скорости ПП, близкой к предельной $v \approx v_{\text{lim}}$. Детали расчета и обсуждение результатов содержатся в работе [3]. Полученные данные позволяли для каждой пары значений p_1 , I рассчитать зависимость $\dot{m}(I)$ из соотношения (2). Эффективный коэффициент эрозии находится из определения $k_{eff} = dm/dq = d\dot{m}/dI$. Полученные расчетные значения $\dot{m}(I)$ показаны на рис. 2, а символами для четырех значений p_1 в канале, заполненном аргоном. Сплошными линиями представлены квадратичные зависимости $\tilde{m}_{(2)}(I) = a_2 + b_2 I + c_2 I^2$, параметры которых определены условиями минимума среднеквадратичного отклонения зависимостей $\tilde{m}_{(2)}(I)$ и $\dot{m}(I)$. При таком подходе сглаживаются

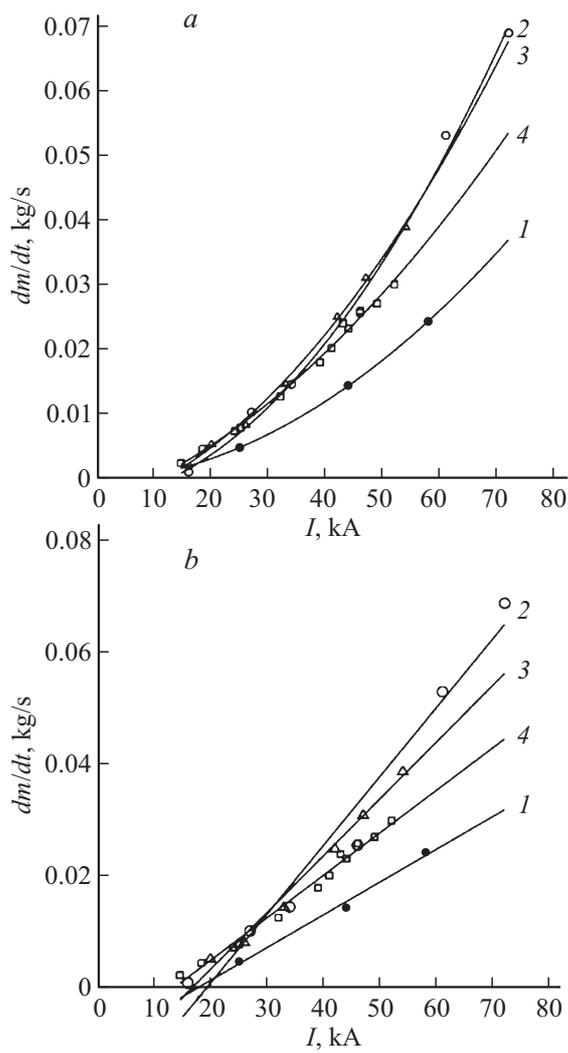


Рис. 2. Скорость изменения массы ПП \dot{m} при различных разрядных токах. Канал заполнен аргоном (*a*, *b*) при начальных давлениях p_1 , Тогг: 1 — 250, 2 — 100, 3 — 50, 4 — 25; или гелием (*c*) при начальных давлениях p_1 , Тогг: 1 — 500, 2 — 250, 3 — 100. *a* — квадратичная зависимость $\dot{m}_{(2)}$, *b* — линейная зависимость $\dot{m}_{(1)}$.

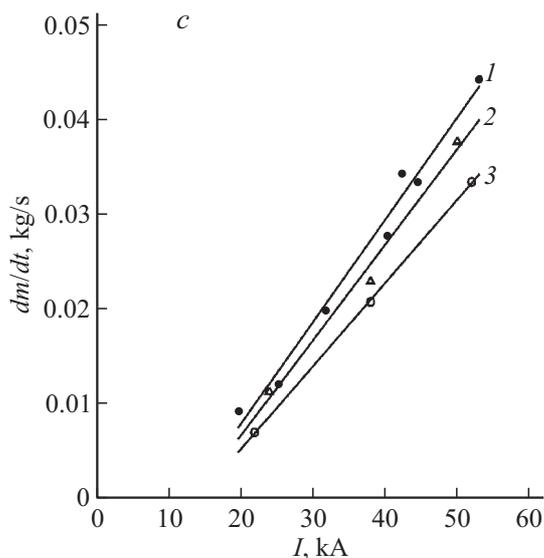


Рис. 2 (продолжение).

ошибки отдельных экспериментов, и величина $k_{eff} = b_2 + 2c_2I$ является непрерывной функцией во всем интервале рабочих токов $[I_{min}, I_{max}]$. Аналогичные зависимости для линейной функции $\dot{m}_{(1)}(I) = a_1 + b_1I$ представлены на рис. 2, *b*. В этом случае $k_{eff} = d\dot{m}_{(1)}/dI = b_1$ — постоянная величина. Заметим, что зависимости $\dot{m}_{(2)}(I)$ для квадратичной функции рабочего тока, показанные на рис. 2, *a*, слабо нелинейны, поэтому численные значения $\dot{m}_{(2)}(I)$ и $\dot{m}_{(1)}(I)$ отличаются незначительно. Рис. 2, *c* описывает эксперименты в каналах, заполненных гелием, и качественно не отличается от рис. 2, *b*.

Наиболее значимое отличие зависимостей, показанных сплошными линиями на рис. 2, *a* и *b*, относится к области малых значений рабочего тока $I < I_{cr} \sim 15-20$ кА, где значения расхода увлеченной массы малы, и зависимости $\dot{m}_{(1)}(I)$ пересекают ось абсцисс (рис. 2, *b*). В этом диапазоне рабочих токов количество увлеченной массы определяется с большими ошибками, так как находится из соотношения, являющегося малой разностью больших чисел. Поскольку во всех экспериментальных работах [6–8] область малых значений рабочего тока $I < I_{cr}$ из-за малости эффекта не содержит данных по коэффициенту эрозии электродов,

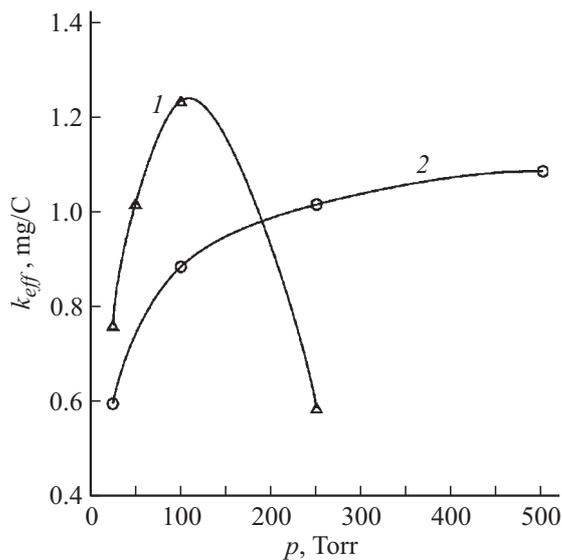


Рис. 3. Зависимость эффективного коэффициента эрозии $k_{eff} = d\tilde{m}_{(1)}/dI$ от начального давления в канале, заполненном: 1 — аргоном, 2 — гелием.

зависимости $\tilde{m}_{(1)}(I)$ следует использовать только при $I > I_{cr}$, полагая $\dot{m} = 0$ при $I < I_{cr}$. Этот же вывод относится к данным, полученным в каналах, заполненных гелием (рис. 2, *c*).

Вторая интересная особенность рис. 2 — это заметная зависимость \dot{m} и k_{eff} от начального давления в канале, что, по-видимому, связано с влиянием различных условий в газе за УВ на движение эрозионной массы в канале и ее взаимодействие с движущимся ПП. Подобная зависимость отмечалась в работе [8], где для разрядных камер мощных импульсных плазмотронов было установлено увеличение величины коэффициента эрозии электродов k_{tot} при возрастании среднемассовой температуры рабочего газа (водорода). В условиях наших экспериментов начальное давление p_1 при фиксированном токе I определяет скорость УВ и все термодинамические параметры газа в ударно-сжатом слое.

Из рис. 2, *b* и 3 видно, что в канале, заполненном аргоном, эффективный коэффициент эрозии немонотонно зависит от начального давления.

В канале, заполненном гелием, зависимость $k_{eff}(p_1)$ выходит на пологий максимум, и для исследования возможности существования убывающей ветви этой зависимости необходимы дальнейшие эксперименты. Качественное объяснение существования максимума зависимости $k_{eff}(p_1)$ можно дать, рассмотрев предельные случаи по давлению в канале. Разреженный газ не способен увлечь эрозионную массу из-за малого числа столкновений, а очень плотный газ тормозит и нейтрализует поперечный поток заряженных частиц внутри пограничного слоя, где касательная скорость значительно меньше, чем в ядре потока. Это создает возможность максимума величины k_{eff} для промежуточных давлений.

Таким образом, все полученные значения k_{eff} значительно меньше величины $k_{tot} = 2.7 \text{ mg/C}$, определенной из данных по эрозии медных электродов при неподвижном дуговом разряде батареи конденсаторов [6,7]. Полученные результаты показывают, что эффективный коэффициент эрозии в бегущем дуговом разряде, каким является плазменный поршень, не является физической константой, определяемой только материалом электродов. Ее значение зависит от тока, его линейной плотности, расстояния между электродами и условий во внешнем потоке, определяющих взаимодействие потока эрозионной массы с движущимся ПП и ударно-сжатым слоем.

Соавторы Поняев С.А. и Куракин Р.О. благодарны за финансовую поддержку проекту РФФИ 15-08-05010.

Список литературы

- [1] Погребняк А.Д., Тюрин Ю.Н. // УФН. 2005. Т. 175. В. 5. С. 515–544.
- [2] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 2. С. 54–61.
- [3] Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Резников Б.И., Твердохлебов К.В. // ЖТФ. 2015. Т. 85. В. 1. С. 39–46.
- [4] Резников Б.И., Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.О., Поняев С.А., Розов С.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. В. 4. С. 31–34.
- [5] Колесников П.М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
- [6] Белкин Г.С., Киселев В.Я. // ЖТФ. 1966. Т. 36. В. 2. С. 384–389.
- [7] Donaldson A.L., Kristiansen M., Watson A. et al. // IEEE Trans. on Magn. 1986. V. 22. N 6. P. 1441–1446.
- [8] Будин А.В., Коликов В.А., Рутберг Ф.Г. // ЖТФ. 2007. Т. 77. В. 8. С. 49–53.