

10; 04
© 1992 г.

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ПРОВОДНИКА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

В. В. Железный, М. Ф. Жуков, А. Д. Лебедев, А. В. Плеханов

Представлены результаты экспериментального исследования динамики плазменного ступка в рельсовом ускорителе. Показано, что существенное влияние на эффективность работы подобного рода устройств оказывает начальная стадия формирования плазменного проводника. Преобладание на этой стадии газокINETического давления над магнитным вызывает свободное расширение канала проводимости. Последующий переход к режиму плазменного поршня становится проблематичным, определяя низкую эффективность работы РУ.

Показано, что при реализации такого перехода возможно увеличение эффективности работы ускорителя и достаточно хорошее совпадение с расчетом.

В последние годы большое внимание уделялось проблеме создания электродинамических ускорителей макротел, с помощью которых предполагалось получить скорости 5—20 км/с при массе разгоняемого тела 1—100 г [1—5].

Однако реализация этой идеи, достаточно простой в своей основе, натолкнулась на непредсказуемость получаемых результатов. Сказанное хорошо иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 1, где показано в безразмерном виде расхождение между расчетом и экспериментом по данным работ [1, 6, 7] (в экспериментах масса менялась от 1 до 5 г, длина ускорителя — от 1 до 5 м).

Совпадение расчета с экспериментом наблюдается только на начальном участке разгона тела. С некоторой длины $x_1 = x(t_1)$ или эквивалентного ей по времени разгона тока разряда $i_1 = i(t_1)$ начинается расхождение расчетных и экспериментальных данных. Расхождение достигает в отдельных случаях 50—60%.

В большинстве работ динамика разгона макротел и плазменных потоков описывается достаточно простой системой дифференциальных уравнений [8—11]

$$\begin{aligned}
 m^* \frac{dv}{dt} &= \sum F_i = (F_M - F_T - F_m), \\
 v &= \frac{dx}{dt}, \\
 [L_0 + L(x)] \frac{di}{dt} + iv \frac{dL}{dx} + \sum R_i \cdot i &= -U_c, \\
 \frac{dU_c}{dt} = \frac{i}{C_0}, \quad \frac{dW}{dt} = i^2 \cdot \sum R_i, \quad U_n = \frac{i \cdot \delta_3}{\sigma_n \cdot \Delta_n a^*}, \\
 \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{C_v} \left[\frac{1}{\sigma_n} \left(\frac{i}{\Delta_n a^*} \right)^2 - q_v \right].
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь i — ток в разрядной цепи; m^* — ускоряемая масса (плазмы + макротела); v — скорость; C_0 — емкость конденсатора; F_M, F_T, F_m — магнитная сила, сила трения и лобового сопротивления; $L_0, L(x)$ — индуктивности цепи и

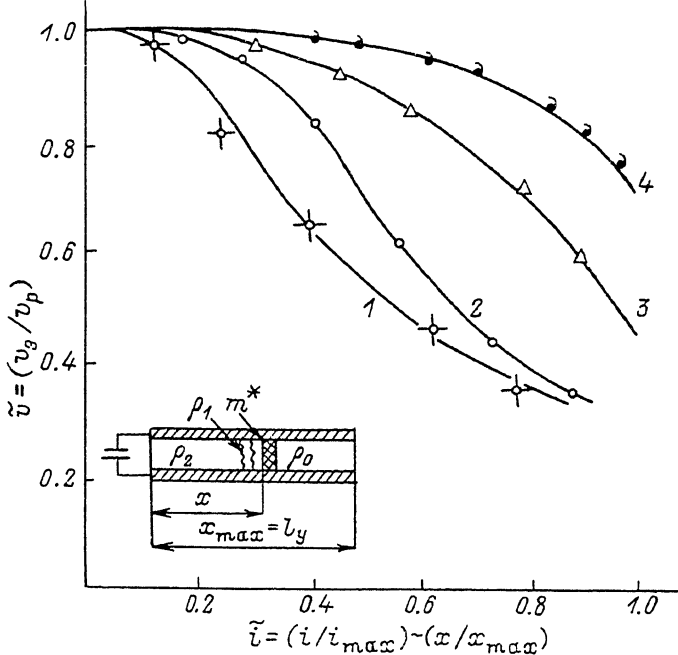


Рис. 1. Отклонение экспериментально полученных значений скорости метаемого тела (v_0) от рассчитанных по теории идеальной токовой перемычки (v_p) для различных параметров ускорителей.

m^* , г: 1 — 1.3, 2 — 5, 3 — 0.1, 4 — 1; l_y , м: 1, 3 — 1; 2 — 2, 4 — 5.

ускорителя; $\sum R_i$ — активное сопротивление элементов цепи, включая плазменный проводник; U_n — падение напряжения на плазменном проводнике; U_c — напряжение на конденсаторе; W — джоулевы потери в цепи; T — температура плазмы; σ_n — проводимость; C_v — удельная теплопроводность; q_v — потери тепла за счет излучения; Δ_n, a^* — продольный и поперечный размер плазменного проводника; δ_0 — межэлектродное расстояние.

Эффективность разгона в данном случае зависит от магнитного давления $(iB_0)/a^*$, величина которого определяется током плазменного проводника, взаимодействием его с магнитным полем токопроводящих электродов B_0 и внешних магнитных систем B_1 . Считается, что в процессе движения плазменного проводника за ним нет реальной среды ($\rho_2 = 0$), вся масса сосредоточена в границах токопроводящей зоны и протекание тока только в этих пределах. Здесь и далее индекс ноль соответствует невозмущенной среде, 1 — плазменному сгустку, 2 — за границей плазменного сгустка. Последнее предположение с некоторых пор стало подвергаться сомнению, что вполне обоснованно, поскольку концепция непроницаемого плазменного поршня (проводника) оказывается справедливой в очень узком диапазоне независимых параметров [12–16].

Продольный размер плазменного проводника (Δ_n) в рассматриваемых моделях может меняться в достаточно широких пределах, определяя величину температуры и не изменяя силового воздействия, поскольку последнее не зависит от распределения $i(x)$, величины Δ_n и определяется интегралом [17]

$$P(\xi) = \Delta_n \int_0^{\xi} [i(\xi) \cdot B(\xi) - \rho(\xi) \cdot \alpha] d\xi. \quad (2)$$

Здесь $\xi = (x - x_0)/\Delta_n$ — безразмерная координата.

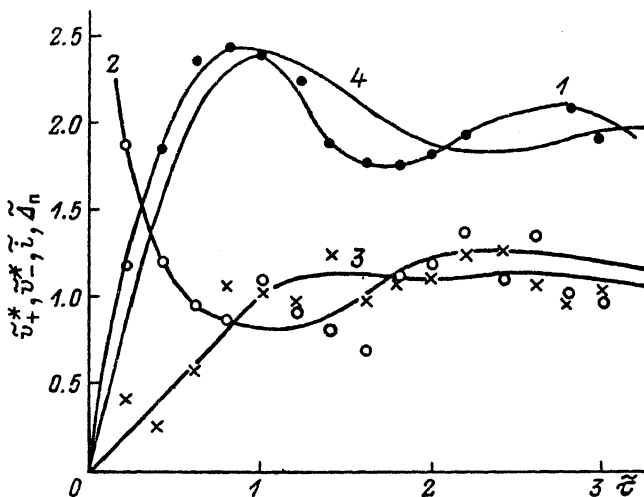


Рис. 2. Изменение продольного размера (1), скорости движения передней границы разряда (2), задней границы (3) и тока разряда (4) от времени.

Все значения приведены к безразмерному виду: $(\bar{\Delta}_n = \Delta_n/a)$, $(\bar{v}_{\pm} = v_{\pm}/v_{n^*})$, $(\bar{i} = i/i_{\max})$, $(\bar{t} = 4\pi/t)$.

Из модели, описываемой системой уравнений (1), следует возможность получения достаточно больших скоростей движения плазменного проводника и метаемого тела. Предельно достижимые значения V в этом случае определяются временем разгона, длиной канала, емкостью накопителя (энерговкладом). Ограничения на величину тока и скорость подвода энергии определяются тепловой стойкостью электродов и прочностными характеристиками элементов конструкции [3, 11]. Однако экспериментально получаемые результаты ниже расчетных.

Расхождение между экспериментом и расчетом обычно пытаются объяснить переменностью ускоряемой массы плазменного проводника (m^*) в процессе его движения по каналу ускорителя за счет вовлечения в движение эродированной массы; возникновением шунтирующих пробоев в следе за стужком; эффектом просачивания плазмы за ускоряемое тело и возникновением форсгустка; переменностью $R_f(x)$, $L_f(x)$ в процессе движения плазменного проводника; неучетом вязкого трения.

Для учета влияния эрозии использовалось выражение для эффективности массы [8]

$$m^* + m_0^* + \alpha_2 \int i dt + \alpha_3 \int i^2 \cdot dt + \alpha_1 \cdot x, \quad (3)$$

величина которой зависит от движения тела в реальной среде α_1 , токопереноса α_2 , джоулева и радиационного нагрева α_3 , характеристик материала электродов и изоляторов.

Шунтирующие пробои были рассмотрены с точки зрения МГД неустойчивости и получены условия ограничения достижимой скорости [18, 19].

Изготовление более жестких каналов предотвратило формирование форсгустка. При решении уравнений была учтена переменность $R_f(x)$, $L_f(x)$, обусловленная влиянием скин-эффекта и сложной картиной распределения тока в токопроводящем электроде [20, 21].

Однако даже с учетом этих поправок расчеты продолжали давать завышенные по сравнению с экспериментом результаты. Все это, с одной стороны, заставило исследователей большее внимание уделить исследованию физических процессов в ускорителях, а не разгону тел [22]. С другой стороны, это определило появление некоторого пессимизма в возможностях применения электродинамических ускорителей для разгона макротел. Достаточно остро он прозвучал на V Международной конференции по мегагауссным полям и родственными экспери-

ментам (V МГ) [23—25]. Несколькo категоричная форма этих высказываний побудила нас опубликовать результаты исследований, посвященных изучению динамики дугового разряда в рельсотроне и причин расхождения между экспериментом и теорией, несмотря на то, что часть материала уже была опубликована [12, 26—31]. Наши выступления на V МГ, I Всесоюзном семинаре по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле (Новосибирск, 1990 г.) показали, что актуальность рассмотренных в настоящей работе проблем не уменьшилась.

В первых электродинамических ускорителях, предназначенных для разгона плазменных ступок (m^* — мала), длина разгонного участка l_y и характерное время разгона τ_y были малыми. Переход к большим ускоряемым массам вызвал необходимость перехода к большим l_y и τ_y при практически постоянном i . В такой ситуации оказалось возможным, по мнению большинства разработчиков и исследователей, пренебречь членами вида (di/dt) , $(dU_{\text{п}}/dt)$. Ввиду малости временного интервала, связанного с процессом нарастания тока и формирования плазменного проводника, этим процессом пренебрегали. В принципе рассматривался квазистационарный режим разгона уже сформированного плазменного проводника и метаемога тела. Как было сказано выше, структурой возможных течений в пределах плазменного проводника пренебрегалось, хотя из литературы известно о наличии интенсивных течений в приэлектродных областях, со стороны диэлектрической стенки канала, ударника и т. д. На фоне имеющихся данных о структуре течений в подобного рода разрядах о динамике развития и движения его в канале ускорителя такой подход кажется слишком упрощенным.

Другим фактом, вызвавшим у нас сомнение, но принятым без оговорок многими исследователями, поскольку он был получен экспериментально, было практически постоянное значение напряженности электрического поля в плазменном проводнике. Многочисленные эксперименты при токах $10^4 - 10^6$ А, магнитных и соответственно газодинамических давлениях $P_{\text{м,г}} = 10^5 - 10^8$ Н/м² показали практически постоянное значение $E = 300 - 400$ В/см, что противоречит известной из расчетов и экспериментов зависимости $E = E(P) = K \cdot P^{0.5}$ [32—34].

Кроме того, несколько проблематичным является общепринятое предположение о выходе эродирующей массы непосредственно в объем плазменного проводника, принимая во внимание инерционность процесса нагрева и испарения материала и стенок, а также ограничения, обычно накладываемые на величину линейной плотности тока.

Указанные несоответствия между имеющимися представлениями о динамике и свойствах сильноточного дугового разряда с полученными на практике и в расчетах свойствами плазменного проводника, наблюдаемое расхождение между расчетом и экспериментом в достижимых параметрах метаемога тел определили постановку работ, результаты которых в кратком изложении представлены ниже.

Авторами были выполнены исследования динамики формирования и движения плазменного проводника в канале ускорителя в режимах свободного движения и толкающего (силового) элемента. Исследования проводились в диапазонах изменения тока разряда $i = 10^4 - 10^6$ А, собственного и внешнего магнитного поля $B = 0.5 - 20$ Т, геометрии канала $l_y = 0.3 - 3$ м, $\delta_y = 1 - 5 \cdot 10^{-2}$ м, $h = 1 - 4 \cdot 10^{-2}$ м для различных материалов электродов и изоляторов. В качестве накопителя энергии использовались конденсаторные батареи с рабочим напряжением $U_0 = 0.5 - 7 \cdot 10^3$ В и запасенной энергией $N = 0.1 - 1.25$ МДж. Конфигурация накопителей позволяла менять также (di/dt) на начальном участке и формировать длинные линии с неоднородностью тока на максимум $\sim 10 - 15\%$. Регистрировались ток разряда, дульное напряжение, скорость движения разряда, размер светящейся зоны. В экспериментах использовались датчики индукционные, токовые, фотодиодные. При наличии прозрачных стенок проводилась съемка скоростными камерами типа ВФУ-1. В отдельных экспериментах проводилась регистрация спектра излучения. Анализировался характер разрушения электродов ускорителя.

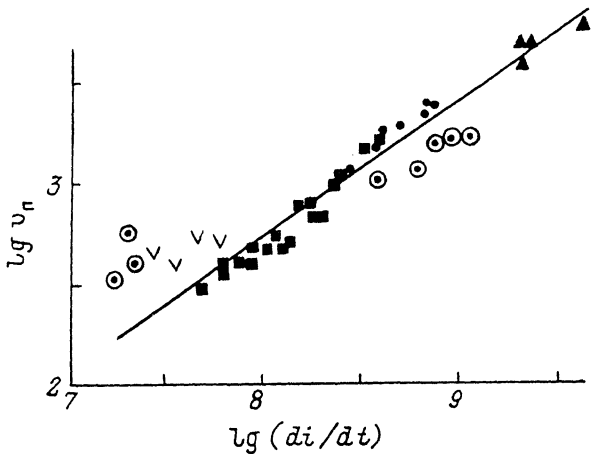


Рис. 3. Зависимость скорости движения свободного разряда от скорости нарастания тока.

Выполненные исследования показали, что как и в режиме свободного движения, так и при метании макротел существенное влияние на динамику и свойства плазменного проводника оказывает стадия его формирования, для которой характерно преобладание газокINETического давления над магнитным. Последнее определяет то, что в большинстве случаев не реализуется режим "токовой переемычки" — компактного плазменного проводника. На начальной стадии выполняется условие

$$\frac{P_{M3}}{P_r} = \frac{\mu_0 x i^2 L_{\Pi}}{4\pi (\kappa - 1) \int_0^t i_2 R_{\Pi} dt} < 1, \quad (4)$$

$$\frac{P_{M0}}{P_r} \approx 1.4 \cdot 10^2 \left(\frac{i}{a_{\sigma} da_{\sigma} / dt} \right)^2 < 1, \quad (5)$$

свидетельствующее о том, что преобладание газокINETического давления P_r , обусловленного энерговыделением в малом объеме плазменного проводника, над магнитным P_{M0} , P_{M3} приводит к его расширению. Здесь $P_{M0, M3}$ — магнитное давление, обусловленное собственно током разряда P_{M0} и взаимодействием его с полем токоподводов и внешних магнитных систем P_{M3} ; a_{σ} — размер зоны проводимости, за пределом которой с большой точностью принять $\sigma = 0$; x — текущая координата; L_{Π} — погонная индуктивность; κ — показатель адиабаты; R_{Π} — сопротивление плазменного проводника.

В случае свободного движения разряда (без метаемого тела) это приводит к следующему. При формировании канала проводимости за счет быстрого энерговыделения формируется ударная волна и течение газа за ней. В дальнейшем структура сформированного потока поддерживается за счет движения проводящей среды (плазмы) под действием объемной силы ($j \times B$). Это объясняет характер экспериментально полученных кривых на рис. 2 и зависимость $\langle v_n \rangle = 1.6 \cdot 10^{-4} (di/dt)^{0.4}$ в режиме свободного движения, где di/dt в $A \cdot c^{-1}$, $\langle v_n \rangle$ в $m \cdot c^{-1}$ (рис 3).

Аналогичное выражение получено для скорости расширения импульсных разрядов [35-37]. Влияние магнитного давления (движение проводника) проявляется в величине показателя степени при (di/dt) .

Преобладание газокинетического давления над магнитным в начальной стадии разгона макротела приводит к тому, что ускоритель работает в режиме электроразрядной пушки, эффективность которой тем выше, чем за меньший интервал времени мы подвели энергию. В соответствии с уравнением движения [38]

$$m^* \frac{dv}{dt} = F_M + F_p = \frac{L_n i^2}{2} + P(x) S = \frac{L_n i^2}{2} + (P_0 S) \left(1 + \frac{Sx}{V_0}\right)^{-1}, \quad (6)$$

процесс разгона определяется в большей мере величинами F_p , P_0 , зависящими от скорости подвода энергии; S — площадь дна тела; P_0 , V_0 — начальные значения давления и объема канала за ускоряемым телом. Численные расчеты [38] и проведенные эксперименты достаточно убедительно подтверждают сделанные выводы. При малом t отношение F_M/F_p составляет величину ~ 0.1 . Преобладание газокинетического давления над магнитным, большое время пребывания разряда в начальном сечении из-за инерционности ускоряемого тела и характерного для импульсных разрядов “мертвого” времени [39] приводит к значительному разрушению (оплавлению) электродов на большой длине. Образующиеся ванны расплава являются поставщиком металлического пара, формирующего в следе за плазменным проводником хорошо проводящую среду и инициирующего развитие шунтирующего пробоя [29].

Фактически в следе за телом образуется распределенный разряд, продольный размер которого в отдельных экспериментах достигал 0.8–1 м. И в этом случае можно говорить лишь о скорости движения максимума в распределении тока, не идентифицируя ее со скоростью движения центра масс ускоряемой системы (метаемое тело + плазменный проводник).

Движение такой условной границы, как и в случае локализованного разряда (токовой перемишки), приводит к увеличению напряженности электрического поля в начальном сечении

$$E_{x=0}(t) = R_x(t) i + \frac{dL(x)}{dt} i. \quad (7)$$

Возрастание напряженности, наличие проводящей среды обуславливает формирование шунтирующего пробоя преимущественно в начальном сечении. Аналогичный процесс достаточно хорошо изучен в плазменных генераторах [40]. На рис. 4 показаны для иллюстрации осциллограммы индукционных датчиков и СФР-граммы свободно движущегося разряда. Хорошо видно развитие шунтирующего пробоя в начальном сечении рельсового ускорителя, отмеченного на рис. 4 (область А). Увеличение длительности импульса тока может приводить к развитию автоколебательного процесса.

В рассмотренном случае, характерном для большинства работающих ускорителей, сложно говорить о модели плазменного поршня или токовой перемишки, поскольку после развития распределенного разряда проблематичен его переход к компактированному. Аналогичные задачи достаточно подробно рассмотрены применительно к МГД генераторам на Т-слое [41].

На наш взгляд, более справедливой является модель, описанная в [16], где разряд играет роль подвижного нагревателя в относительно неподвижной среде. В таком режиме давление максимально в начальной стадии процесса. Затем оно уменьшается в связи с увеличением рабочего объема.

Уменьшение $P_0(t)$ на стадии активного разгона и увеличение тока разряда определяют наблюдаемое постоянство напряженности электрического поля (рис. 5). На рис. 5 приведена зависимость ($\eta_E = E/E_n$) для большого числа экспериментов в диапазоне тока 10^4 – 10^6 А как для режима свободного движения плазменного проводника, так и в режиме метания макротел. Начальный участок ($di/dt > 0$) соответствует стадии перехода от искрового к дуговому разряду.

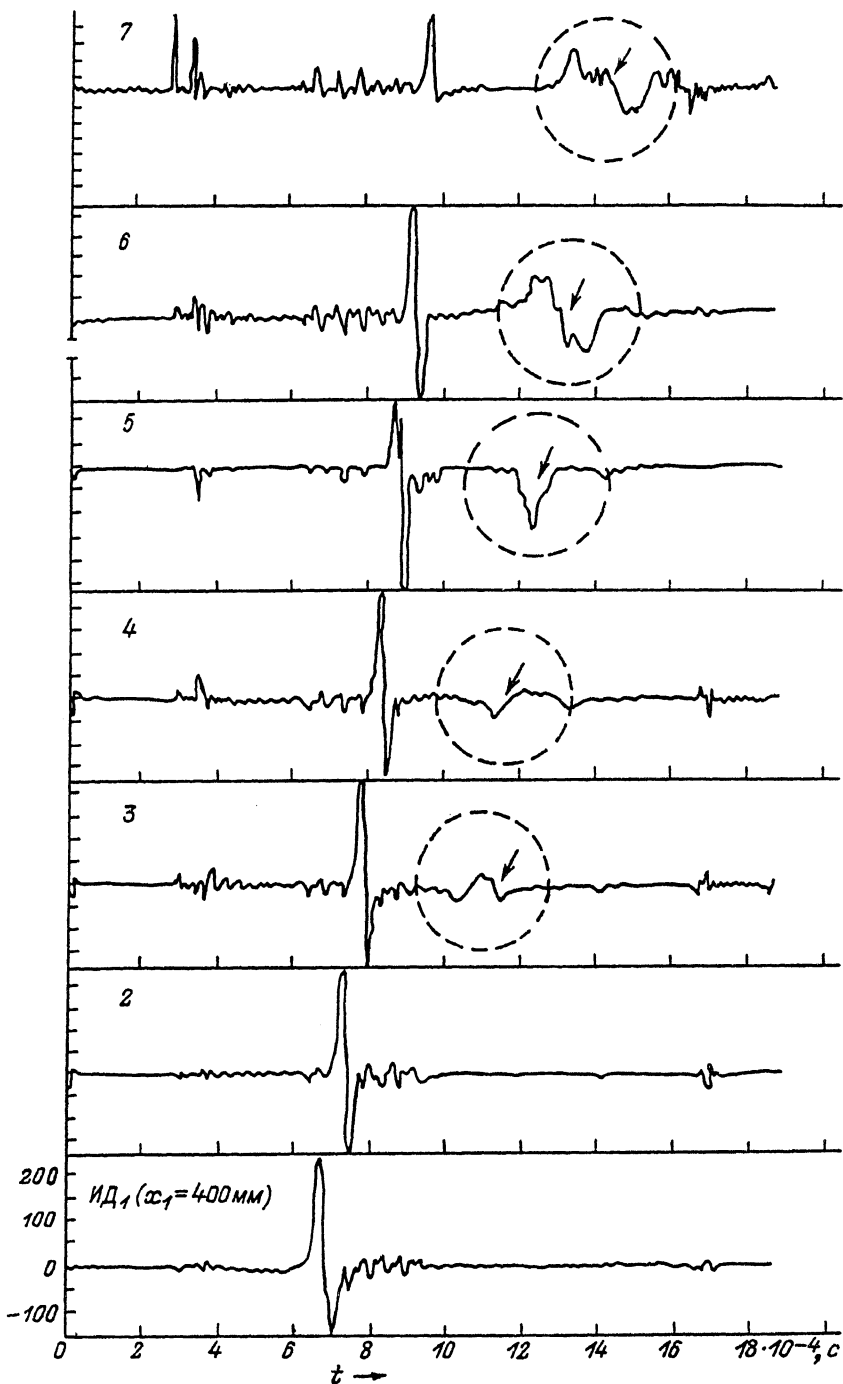


Рис. 4. Осциллограммы индукционных датчиков свободного разряда в ускорителе, иллюстрирующие возникновение шунтирующего пробоя в следе за разрядом.

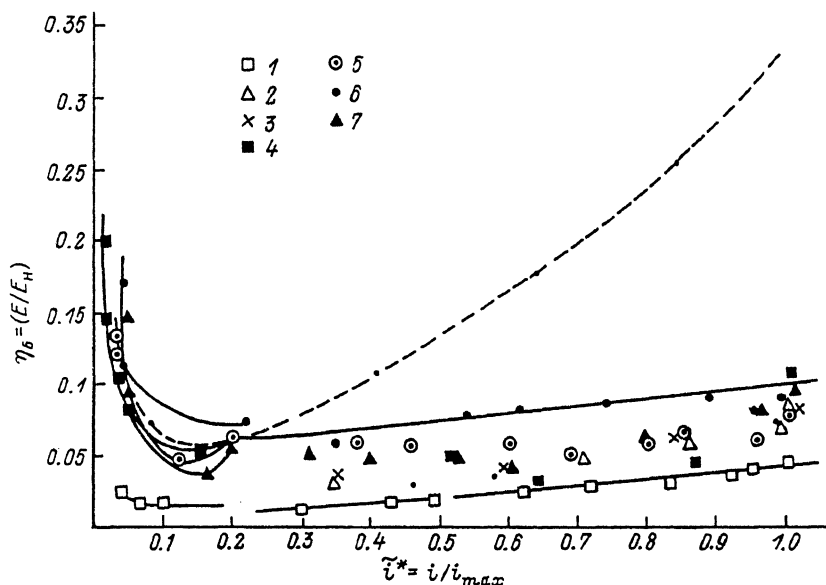


Рис. 5. Зависимость безразмерной напряженности ($\eta_E = E/E_0$) плазменного проводника от тока разряда ($i = i/i_{max}$).

Пунктир — режим компактированного плазменного проводника; В: 1-3 — $3 \cdot 10^{-5}$, 4 — $3.8 \cdot 10^{-5}$, 5-7 — $4.9 \cdot 10^{-5}$; δ_y , мм: 1-3 — 20, 4-7 — 15; а, мм: 1-3 — 20, 4 — ∞ , 5-7 — 15.

Участок практически постоянного значения E достаточно хорошо описывается выражением

$$E = E_0(i) + k \cdot P^{0.178}, \quad (8)$$

где P_0 — давление в пределах плазменного проводника; $E_0(L)$ соответствует хорошо известным зависимостям, полученным для квазистационарных разрядов при нормальном давлении.

Как уже отмечалось выше, показатель степени при P существенно меньше известных из литературных источников. Кроме того, с ростом тока разряда сопротивление R_{Π} уменьшается.

Выполненные нами модельные эксперименты, позволяющие при равных токах менять величину рабочего давления, показывают, что увеличение давления вызывает рост R_{Π} и E соответственно.

Сопоставление проведенных модельных экспериментов с опытами на рельсовых ускорителях макротел позволили предположить, что в большинстве случаев не реализуется режим компактного плазменного проводника, для которого должно выполняться условие $P_M \geq P_r$. В отдельных режимах наблюдается тенденция формирования такого проводника (рис. 6, кривая 1) с характерным нарастанием $U_{\Pi}(i)$ обусловленным ростом давления $P_M \sim i^2$. Кривая 2 соответствует режиму распределенного плазменного проводника. Для режима распределенного разряда характерна выработка электрода с максимумом в начальном сечении. Эффективность работы ускорителя в таком режиме мала как на длинных каналах, так и на системах с распределенным токоподводом.

В связи с этим авторами предпринята попытка получить сбалансированный разряд, что позволило бы обеспечить компактность плазменного проводника, непрерывность его движения и выполнение условия $P_M \geq P_r$ на всех участках

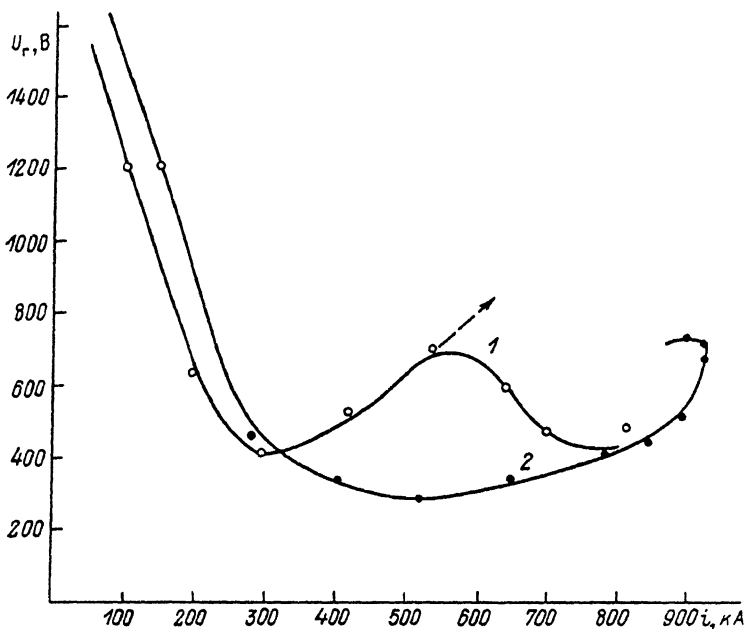


Рис. 6. Зависимость напряжения на плазменном проводнике (дульное напряжение) от тока разряда для случаев распределенного (2) и частично компактированного (1) разрядов в режиме разгона макротел.

разгона. В проведенных экспериментах реализована такая конструкция токоподводов, которая обеспечивала уменьшение $R_p(t)$ при движении плазменного проводника по электродам. В этом случае уменьшается вероятность формирования шунтирующих пробоев в среде.

Последующие эксперименты показали, что за счет стабилизации такого разряда удается получить плазменный ступок с практически постоянным Δ_{II} (рис. 7, кривая 3). Остальные кривые соответствуют режимам с распределенным разрядом.

Напряженность электрического поля в этом случае линейно нарастает с током (пунктир на рис. 5) и достаточно хорошо описывается теоретически предсказываемой зависимостью

$$E_{02} = E_0(i) + k \cdot P^{0.5}. \quad (9)$$

Обеспечиваемая при этом режиме непрерывность движения компактного плазменного проводника по электродам при возрастающей плотности тока определяет выработку электрода с максимумом в выходном сечении. На максимуме тока происходил выход тела из канала ускорителя.

Наличие компактного плазменного проводника, в пределах которого можно считать $P_r \approx P_m$, по-иному заставляет взглянуть на роль эродирующей массы. Согласно оценкам, выполненным по методике [42, 43], давление паров металла меньше давления в плазменном проводнике (см. таблицу) и выход пара с электрода в этом случае возможен только в следе ступков. Можно не учитывать увеличение ускоряемой массы, а выход пара (эрозию) — рассматривать как потерю импульса в погранслое [13].

В режиме компактного плазменного проводника расхождение между расчетной зависимостью $v_n(t)$ и экспериментом составляет 10%, а полученные результаты достаточно хорошо описываются системой уравнений (1).

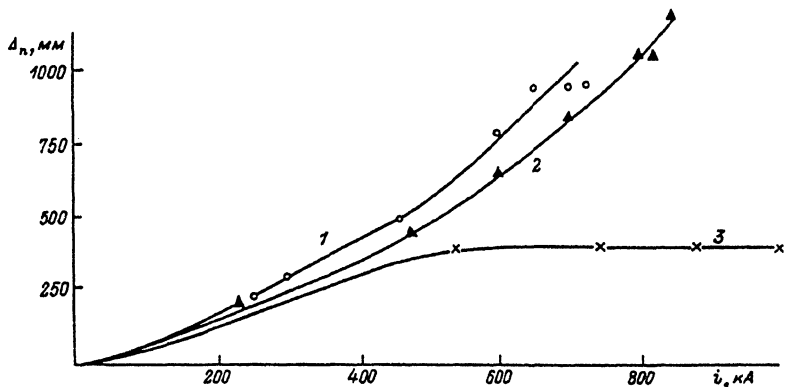


Рис. 7. Зависимость продольного размера плазменного проводника от тока разряда в режиме распределенного (1, 2) и компактного разрядов (3).

$$j \cdot 10^7, \text{ A/cm}^2: 1 - 1.75, 2 - 2, 3 - 6.$$

В экспериментах были достигнуты скорости 6.8 ± 0.5 км/с при массе ускоряемого тела $m^* \gg 1$ г. Достигнутые значения скорости не являются предельными. Более проблематичным в данном случае является согласование источника питания (накопителя) с нагрузкой, поскольку величина дульного напряжения в этих экспериментах достигала значений $U_{\text{п}} \sim 1.8 \cdot 10^3$ В, ограничивая ток в плазменном проводнике. Такой режим для чисто емкостного накопителя не является оптимальным и требует больших $U_{\text{с0}}$.

Таким образом, проведенные исследования показали, что большинство неудач в разгоне макротел на длинных каналах связано с тем, что неучет начальной фазы формирования приводит к развитию распределенного разряда. В этом случае работа таких электродинамических ускорителей аналогична электроразрядным пушкам с небольшим вкладом электродинамической составляющей. Указанный вывод совпадает с выводами работы [38].

Учет же начальной динамики и переход к самостабилизированному разряду позволяют работать в рамках модели обобщенной токовой перемычки. При этом снимается часть ограничений на величину достижимых параметров и появляется оптимизм в возможности применения таких ускорителей для получения гиперскоростей. Насколько правомочен такой вывод покажут дальнейшие исследования.

$j_{\text{п}}$, $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$	P , $\text{H} \cdot \text{m}^{-2}$	T , К	$P_{\text{пз}} / P_{\text{м}}$ (Cu)	$P_{\text{пз}} / P_{\text{м}}$ (Cr)	$P_{\text{пз}} / P_{\text{м}}$ (W)
$1 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^4$	0.06	0.007	0.009
$1 \cdot 10^5$			0.028	0.032	0.044
$1 \cdot 10^6$			0.135	0.159	0.221
$5 \cdot 10^6$			0.456	0.549	0.825
$1 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^4$	0.009	0.01	0.018
$1 \cdot 10^5$			0.044	0.052	0.07
$1 \cdot 10^6$			0.224	0.264	0.376
$5 \cdot 10^6$			0.837	1.042	1.735

Примечание. $P_{\text{пз}}$ — давление паров эродирующей массы.

- [1] Мерзиевский Л. А., Титов В. М., Фадеев Ю. И. и др. // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23. № 5. С. 77—91.
- [2] Дьяков Б. В., Резников В. И. Препринт ФТИ. № 969. Л., 1985. 39 с.
- [3] Хоук Р. С., Брукс А. Л., Фаулер К. М. и др. // Аэрокосмическая техника. 1983. № 2. С. 110—119.
- [4] Hawke R. S. // Atomkernenergie und Kerntechnik. 1981. Bd 38. H1. S. 35—46.
- [5] Разработка электромагнитной пушки. Бюл. иностр. научн.-техн. информации ТАСС. 1984. № 42. С. 49—52.
- [6] Hawke R. S. et al. // IEEE Trans. Magn. 1986. Vol. 22. P. 1510—1515.
- [7] Титов В. М., Швецов Г. А. // II Всесоюз. конф. "Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике". Киев, 1985. С. 197.
- [8] Колесников П. М. Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971. 389 с.
- [9] Калихман С. А., Хорев А. В. // Журнал прикл. мех. и техн. физики. 1987. № 3. С. 25—29.
- [10] Дьяков Б. В., Резников Б. И. // ТВТ. 1987. Т.25. № 1. С. 142—150.
- [11] Башкатов Ю. П., Швецов Г. А. // Журнал прикл. механики и техн. физики. 1987. № 2. С. 166—171.
- [12] Кухтецкий С. В., Лебедев А. Д., Любочко В. А. // ТВТ. 1985. Т. 23. № 3. С. 422—429.
- [13] Смолянинов А. Н., Тушко Ю. В., Чиганов А. С. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1988. Т. 15. № 4. С. 76—89.
- [14] Тушко Ю. В. // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 4. С. 70—77.
- [15] Кухтецкий С. В. // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1987. № 3. С. 30—36.
- [16] Урюков Б. А., Линенко-Мельников И.Ю. // Генерация потоков электродуговой плазмы. Новосибирск, 1987. С. 343—358.
- [17] John D. Powell, Jad. H. Batteh. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52, N 4. P. 2717—2730.
- [18] Протасов Ю. С., Чувашев О. Н., Остаев В. Е., Фортос В. Е. // Тез. докл. V Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, 1989. С. 116—117.
- [19] Бодров А. Ю., Остаев В. Е. Препринт ИВТ АН СССР. № 6-184. М., 1986. 30 с.
- [20] Бодров А. Ю., Остаев В. Е. Препринт ИВТ АН СССР. № 6-181. М., 1986. 30 с.
- [21] Загорский А. В. // Тез. докл. III Всесоюз. конф. молодых исследователей. Новосибирск, 1989. С. 47—48.
- [22] Witherspoon F. D., Burton R. L., Goldstein S. A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 3. P. 353—358.
- [23] Паркер Дж. В. // Тез. докл. V Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, 1989. С. 111—112.
- [24] Швецов Г. А., Титов В. М. // Тез. докл. V Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, 1989. С. 110—113.
- [25] Хоук Р. С., Эси Дж. Р. // Тез. докл. V Междунар. конф. по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам. Новосибирск, 1989. С. 108—109.
- [26] Ворыпаев Г. Г., Наумова Н. Н., Подмошенский И. В. // ТВТ. 1985. Т.23. N 6. С. 1211—1213.
- [27] Брон О. Б., Лярский Б. А., Куклев Ю. В. // Электричество. 1980. № 4. С.12—16.
- [28] Кухтецкий С. В. // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1987. № 3. С. 30—36.
- [29] Лебедев А. Д., Смолянинов А. Н. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Каунас, 1986. Ч. I. С. 135—137.
- [30] Лебедев А. Д., Назарук В. И., Поздняков Б. А., Плюшкин А. П. // Тез. докл. X Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Каунас, 1986. Ч. I. С. 54—55.
- [31] Лебедев А. Д., Плюшкин А. П. // Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск, 1989. Ч. I. С. 210—211.
- [32] Глебов И. А., Рунберг Ф. Г. Мощные генераторы плазмы. М.: Энергоиздат. 1985. 153 с.
- [33] Torhat D. R. // J. Phys. D. Appl. Phys. 1972. Vol. 5. P. 533—541.
- [34] Jones G. R., Lidgate D., Edels H // III Int. Conf. on Gas. Dis. 1974. P. 468—473.
- [35] Маршак С. И. Импульсные источники света. М.: Энергия, 1978. 472 с.
- [36] Фальковский Н. И. // ЖТФ. 1973. Т. 43. Вып. 10. С. 2106—2110.
- [37] Децисенко Г. И. // Техническая электродинамика. 1986. № 2. С. 3—9.
- [38] Kulhanek P., Moloch J., Valenta R., Vondracek S. // Acta Physica Slovaca. 1987. Vol. 37. N 2. S. 130—134.
- [39] Брон О. Б., Сушков Л. Н. Потоки плазмы в электрической дуге выключающих аппаратов. М.: Энергия, 1975. 209 с.
- [40] Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. Новосибирск: Наука, 1975. 298 с.
- [41] Гриднев Н. П., Кацнельсон С. С., Фомичев В. П. Неоднородные МГД-течения с T-слоем. Новосибирск: Наука СО АН СССР, 1984. 170 с.
- [42] Куляпин В. М. // ИФЖ. 1971. Т. 20. № 3. С. 497—507.
- [43] Урюков Б. А. Экспериментальные исследования плазмотронов. Новосибирск: Наука, 1977. С. 371—383

Институт теплофизики СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
2 января 1990 г.
В окончательной редакции
23 июля 1991 г.