

01;03;04;12

Влияние плотности газа на движение свободного плазменного поршня в канале рельсотрона

© Б.Г. Жуков, Б.И. Резников, Р.О. Куракин, С.И. Розов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: boris.reznikov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2006 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано влияние плотности газа на ускорение плазменного сгустка в канале рельсотрона, заполненного различными газами (ксенон, воздух, гелий) при атмосферном давлении.

Показано, что после выхода разрядного тока на постоянное значение скорость движения светящегося фронта перестает расти и остается постоянной, пока ток сохраняет постоянное значение. „Длина насыщения“ скорости составляет несколько сантиметров и много меньше длины канала рельсотрона. Максимальная скорость движения плазменного поршня соответствует теоретически предсказанному пределу, обусловленному сопротивлением среды и уменьшением ускорения плазмы при вовлечении в движение части материала, испаренного с электродов. Состав плазмы определяется материалом электродов.

Экспериментально измеренные скорости при заполнении канала гелием ($V = 17.5 \text{ km/s}$) и воздухом ($V = 9.8 \text{ km/s}$) заметно превосходят скорость звука в плазменном поршне $5\text{--}7 \text{ km/s}$.

PACS: 52.59.Dk

Введение

Наличие газа в каналах электромагнитных рельсовых ускорителей твердых тел (рельсотронов) порождает силу сопротивления среды, пропорциональную давлению газа, сжатого ударной волной, движущейся перед телом. Это снижает эффективность ускорения и при постоянной величине ускоряющей силы ограничивает достигаемую скорость разгона. Наибольший интерес представляют предельно достижимая скорость и длина канала, позволяющая приблизиться к ней, а также связь этих величин с характерным значением тока, массой ускоряемого объекта, плотностью газа в канале и его сечением.

Ограничение скорости метания тел на уровне $5\text{--}6 \text{ km/s}$ для рельсотронов с плазменным поршнем (ПП) связывается с расширением и охлаждением ПП и отставанием его от тела [1–3]. Среди причин прекращения ускорения называются утечки тока и плазмы, вторичные пробои в следе за ПП, засорение ПП продуктами абляции, особенности плазодинамических процессов в канале и ПП [2]. Высказываются и другие точки зрения. В частности, утверждается, что скорость движения плазмы и метаемого тела не может превзойти скорости звука в плазменной арматуре [4], которая, согласно приведенным в этой работе оценкам, примерно составляет $5\text{--}7 \text{ km/s}$, что близко к верхнему пределу скоростей, достигаемых в экспериментах [3].

Сопротивление среды как фактор, ограничивающий скорость метаемого тела, рассматривалось в теоретических работах [5–8]. Экспериментальные исследования влияния газа, заполняющего рельсовый канал, на динамику процесса ускорения практически отсутствуют. По-видимому, это связано с тем, что проблемы

электрической прочности канала являлись определяющими, и в большинстве работ исследовался разгон диэлектрических ударников массой $1\text{--}3 \text{ g}$ в коротких каналах $l < 1 \text{ m}$, когда сопротивление среды не оказывало заметного влияния на динамику ускорения [8]. Достижение диапазона более высоких скоростей тем не менее требует экспериментальной проверки влияния этого фундаментального фактора.

Очевидно, что „свободный плазменный поршень“ (СПП) без ударника массой несколько миллиграммов является весьма подходящим объектом, так как он имеет малую массу, и можно ожидать проявления эффектов насыщения скорости в коротких каналах. Экспериментальное исследование ускорения СПП представляет дополнительный интерес, так как позволяет установить фундаментальные черты взаимодействия плазмы со средой, которые могут быть проверены при сравнении теоретических и экспериментальных данных.

Цель настоящей работы — исследование влияния плотности газа, заполняющего канал, на динамику движения СПП. В опытах применялись такие же рельсовые каналы, которые использовались в ФТИ им. А.Ф. Иоффе для разгона диэлектрических ударников, при тех же значениях разрядных токов [9,10].

1. Экспериментальная часть

Рельсовые каналы длиной 600 mm имели квадратное сечение $12 \times 12 \text{ mm}$. Большинство экспериментов проводилось с медными электродами (рельсами). В ряде опытов при заполнении канала воздухом использовались электроды из дюраля. Боковые диэлектрические стенки канала изготавливались из прозрачного плексигласа,

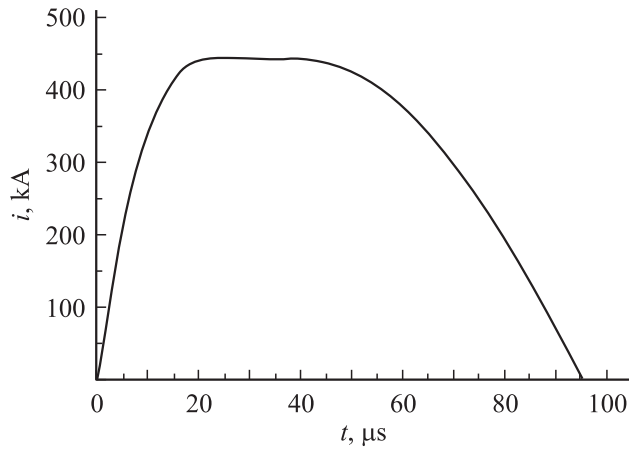


Рис. 1. Типичная осциллограмма разрядного тока.

что позволяло применять оптические методы регистрации ПП.

Высокие значения разрядных токов ($I > 10^5$ А), протекающих в системе рельсы—ПП, ведут к большим энергетическим нагрузкам в токопроводах, что сильно затрудняет как техническую реализацию откачки газа из канала, так и заполнение канала воздухом при повышенном давлении. Поэтому для исследования влияния плотности газа в канале на процесс разгона ПП был применен более простой подход. Канал при атмосферном давлении заполнялся разными газами, имеющими плотность: воздух — $\rho = 1.2$, гелий — 0.18, ксенон — 5.9 kg/m^3 . Заполнение канала гелием или ксеноном проводилось следующим образом. Торцы канала заклеивались тонкими ($25\text{--}30 \mu\text{m}$) лавсановыми пленками. Газ подавался в канал через тонкую трубку, заделанную в боковую диэлектрическую стенку в начале канала. Трубка через редуктор присоединялась к газовому баллону. Газ свободно вытекал в атмосферу через малое ($1\text{--}2 \text{ mm}$) отверстие в пленке, приклеенной к выходному торцу. Для питания рельсотрона использовалась батарея из 50-ти конденсаторов емкостью по $100 \mu\text{F}$, каждый из которых отдельным коаксиальным кабелем подключался к общей паре длинных металлических шин, образуя таким образом искусственную LC-линию. Инициация разряда в казенной части рельсового канала на расстоянии 5 см от торца осуществлялась либо высоковольтной

искрой, либо тонкой графитовой полоской, нанесенной на боковую стенку канала. В первом случае рельсотрон присоединялся к LC-линии накоротко, и сам разрядный канал служил коммутатором тока. Во втором случае накопитель присоединялся к каналу через пленочный разрядник. Существенно, что при фиксированном зарядном напряжении параметры токового импульса не зависели от способа инициирования разряда.

С помощью LC-линии в канале формировался трапециидальный импульс тока с крутым передним фронтом и протяженной почти плоской вершиной (рис. 1). Поскольку внутреннее сопротивление батареи значительно выше сопротивления канала с током, форма и величина тока не зависят от сорта газа, скорости движения поршня, материала электродов. Для экспериментов с различными газами, рассматриваемыми ниже, зависимость тока от времени была практически одной и той же.

Движение светящегося ПП по каналу регистрировалось СФР-камерой, работающей в режиме показровой съемки. Кинограммы ПП при начальном заполнении канала различными газами приведены на рис. 2. Погрешность измерения скорости — 2–3%.

Анализ кинограмм показал, что во всех случаях фронт свечения быстро набирает скорость на начальных участках разгона, причем протяженность этих участков разная для различных газов и возрастает с уменьшением плотности газа. После выхода разрядного тока на насыщение ($t \approx 20 \mu\text{s}$, $I \approx 450 \text{ kA}$) скорость движения фронта свечения в канале перестает расти и остается постоянной, пока постоянен ток. Для гелия эта скорость равна $V_1 = 17.5$, для воздуха $V_2 = 9.8$, для ксенона $V_3 = 4.6 \text{ km/s}$. Для выяснения того, насколько скорость движения фронта свечения по каналу соответствует скорости токового слоя плазменного поршня, были поставлены специальные эксперименты, в которых при начальном заполнении канала воздухом ток, текущий через ПП, регистрировался тремя магнитными датчиками, расположенными в канале. Скорость движения токового слоя 9.2 km/s , зарегистрированная в этих экспериментах, практически совпадала с измеренной скоростью фронта свечения 9.8 km/s .

По данным проведенных экспериментов можно заключить, что при фиксированном разрядном токе и соответственно постоянной ponderomotorной (амперовой) силе

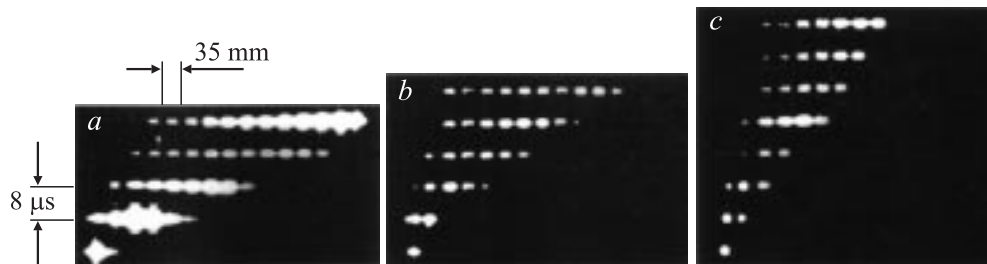


Рис. 2. Кинограммы движения плазменного поршня вдоль рельсового канала. Время между кадрами $8 \mu\text{s}$. Время экспозиции одного кадра $4 \mu\text{s}$. Темные промежутки на фотографиях ПП — тень от крепежных болтов. *a* — гелий, *b* — воздух, *c* — ксенон.

максимальная скорость движения ПП сильно зависит от начальной плотности газа, заполняющего канал рельсотрона. При этом длина разгона до максимальной скорости много меньше длины канала.

Следует отметить, что в экспериментах с медными электродами линейная плотность тока составляла $I_l \leq 40 \text{ kA/mm}$ и не превышала значений $I_{\text{max}} = 43$ [11], 60 kA/mm [9], соответствующих скин-эффекту в поверхностных слоях электродов и сильному засорению разрядного канала продуктами эрозии электродов.

2. Теоретический анализ

2.1. Модель

По-видимому, первой работой, где были описаны результаты экспериментов по ускорению продуктов электрического взрыва медной проволоки, была работа [12], в которой в вакуумированном канале были получены скорости сгустка плазмы, равные $110\text{--}120 \text{ km/s}$. В качестве источника энергии использовалась батарея конденсаторов. Для описания движения плазмы была предложена простая модель ускорения подвижного токового контура. Основные особенности модели — жесткая взаимная связь параметров электрической цепи и динамики ускорения плазмы и немонотонная знакопеременная затухающая зависимость тока от времени, характерная для разряда конденсатора с возрастающей индуктивностью цепи. Впоследствии в данной модели учитывались сопротивление среды и увеличение массы плазмы [5], а также было проведено параметрическое исследование полученных безразмерных уравнений [13]. Аналогичная модель применялась к исследованию ускорения диэлектрического ударника и возможности достижения предельных скоростей [7,8].

Уравнения движения тела в канале рельсотрона неоднократно обсуждались ранее, и для тел с массой порядка нескольких грамм их применимость была доказана многократным сравнением с экспериментом [8]. Основываясь на этих результатах и подходе, сформулированном в работах [5,12], будем предполагать, что движение плазменного сгустка в канале рельсотрона можно описать моделью подвижного токового контура переменной массы, движущегося под действием ускоряющей силы и силы сопротивления среды, действующей на поверхность плазмы. Стремясь к наглядной и обзримой модели, мы не рассматриваем трение сгустка об электроды и полагаем, что масса плазмы изменяется за счет абляции электродов под действием излучения плазмы. Тем самым мы не рассматриваем отдельно такие процессы, как увеличение массы за счет эрозии электродов под действием ионной бомбардировки, уменьшение ее за счет рекомбинации и перезарядки частиц, прилипание электронов, диффузию и другие элементарные процессы.

Модель рассматривает изменение во времени трех физических величин — координаты x и скорости центра масс v ускоряемой массы плазмы m . Исходная система

уравнений имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt}(mv) = \frac{L'}{2} i^2 - p_2 A, \quad (1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \alpha i_p^2. \quad (2)$$

Здесь $i = i_p$ — полный ток, протекающий в ускоряющей цепи и совпадающий с током в плазменном поршне, L' — погонная индуктивность рельсов, p_2 — давление газа в области между ударной волной, движущейся впереди плазмы в неподвижном газе со скоростью V_1 , и телом, A — площадь поперечного сечения сгустка плазмы массой m . Параметр абляции α учитывает только массу, вовлеченную в движение вместе с ускоряемой плазмой. При $I \geq 300 \text{ kA}$ его величина слабо зависит от тока и находится в интервале $(2\text{--}5) \cdot 10^{-12} \text{ kg/(A}^2\text{s)}$ [14]. Начальные условия для системы (1), (2) очевидны — $v(0) = 0$, $m(0) = m_0$.

Ускоряемая в канале плазма движется в газе, прошедшем сжатие и разогрев в головной ударной волне. Из законов сохранения массы и импульса, примененных к скачку, движущемуся впереди тела со скоростью V_1 , находим [15]

$$V_1 = \frac{v}{1 - \rho_1/\rho_2}, \quad (3)$$

$$p_2 = p_1 + \frac{\rho_1 v^2}{1 - \rho_1/\rho_2}. \quad (4)$$

Здесь ρ_1, ρ_2 — плотность газа до скачка уплотнения и после него. Из (1), (4) следует, что при $p_2 \gg p_1$ сила, противодействующая движению, равна ($\alpha = 0$)

$$p_2 A = \frac{\rho_1 A v^2}{1 - \rho_1/\rho_2} = \frac{C}{2} \rho_1 A v^2, \quad C = \frac{2}{1 - \rho_1/\rho_2}. \quad (5)$$

Для газа с постоянным отношением теплоемкостей $\gamma = c_p/c_v$ коэффициент $C = \gamma + 1$. Заметим, что выражение для давления среды, действующего на плазму, записано для прямой ударной волны и не учитывает его изменения по сечению сгустка. Поэтому коэффициент C , заданный выражением (5), вероятно, несколько завышен, и его истинное значение меньше этой величины.

При записи выражения для силы сопротивления предполагается, что время образования ударной волны и достижения гиперзвуковых скоростей, при которых выполняется условие $p_2 \gg p_1$, мало по сравнению со временем ускорения. При равноускоренном движении тела время образования ударной волны составляет $t_0 = \frac{2}{\gamma+1} \frac{c_0}{a_0}$ [16], (c_0, a_0 — невозмущенная скорость звука и начальное ускорение тела). Расстояние, на котором образуется ударная волна, равно $x_0 = a_0 t_0^2 / 2 = 2 / (\gamma + 1)^2 c_0^2 / a_0$. При ускорении плазмы массой $m = 0.01 \text{ g}$ в воздухе током $i = 500 \text{ kA}$ эти величины равны $a_0 = 2.4 \cdot 10^9 \text{ m/s}^2$, $t_0 \approx 0.1 \mu\text{s}$, $x_0 = 1.7 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. Таким образом, поскольку $x_0 \ll l$, можно считать, что ударная волна образуется мгновенно при образовании токового канала, и использовать

гиперзвуковое приближение $p_1 \ll p_2$, $\rho_1/\rho_2 \approx \text{const}$ при всех значениях t . Это тем более допустимо, что на начальной стадии движения плазмы сила сопротивления среды много меньше ускоряющей силы. Заметим, что начальная стадия процесса, когда сгусток плазмы образуется пробоем среды или электрическим взрывом, не описывается системой (1), (2).

С учетом (1) и (2) закон движения контура с током переменной массы записывается в виде

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{L'}{2} i^2 - C \frac{\rho_1 v^2}{2} A - \alpha i^2 v. \quad (6)$$

Последний член в правой части соответствует уменьшению ускорения сгустка при присоединении к плазме материала, обладающего первоначально нулевой скоростью в направлении оси канала. Именно этот эффект, а не увеличение массы плазмы, является более важным фактором, ограничивающим скорость плазмы.

Для дальнейшего существенно, что (в отличие от [5,12]) мы будем считать вид зависимости $i(t)$ известной и определенной электрической схемой источника энергии. Весьма важным является частный случай $i = \text{const}$, так как он позволяет выявить фундаментальные особенности процесса ускорения.

2.2. Влияние сопротивления среды

При $i = \text{const}$, $C \approx \text{const}$ из (2) получаем, что масса сгустка изменяется по закону $m = m_0 + \alpha i^2 t$. Рассмотрим случай $m_0 \gg \alpha i^2 t$, $m \approx m_0 = \text{const}$ и пренебрежем третьим членом справа в уравнении (6). Интегрирование (6) дает

$$v = v_s (1 - e^{-X})^{1/2}, \quad X = \frac{x}{x_*}. \quad (7)$$

Здесь v_s — верхний предел скорости, а x_* — характерный масштаб длины

$$v_s = i \sqrt{\frac{L'}{C \rho_1 A}}, \quad x_* = \frac{m_0}{C \rho_1 A}. \quad (8)$$

Выражение для v_s для частного случая $C = 1 + \gamma$ было приведено в работе [6]. Решение (7) описывает резкий рост скорости при малых значениях X — $v = v_s \sqrt{X}$ и ее насыщение при $X \geq 4$ — $v = v_s (1 - e^{-X}/2)$. Так, при $x = 4x_*$ скорость метаемого тела отличается от предельной всего на 1%, а при $x = 10x_*$ — \approx на 0.002%. Таким образом, расстояние $l_s = 10x_*$ представляет длину насыщения скорости под действием сопротивления среды. Существенно, что длина l_s прямо пропорциональна массе m_0 , а верхний предел скорости не зависит от m_0 или m . При слабой чувствительности произведения AC к роду газа $v_s \sim \rho_1^{-1/2}$.

2.3. Влияние абляции электродов

При $\alpha \neq 0$ аналитическая зависимость скорости сгустка от координаты может быть получена только в простых частных случаях [7,8]. Тем не менее выражение

для верхнего предела скорости выводится из равенства нулю правой части уравнения сохранения импульса плазмы (6). Предельно достижимая скорость v_{lim} меньше v_s и равна

$$v_{\text{lim}} = \frac{v_s}{v_s/v_a + \sqrt{1 + (v_s/v_a)^2}}, \quad v_a = \frac{L'}{\alpha}. \quad (9)$$

При $L' = 0.24 \mu\text{H/m}$, $\alpha = 4 \cdot 10^{-12} \text{kg/(A}^2\text{s)}$ скорость $v_a = 60 \text{km/s}$. Для большинства газов при атмосферном давлении отношение $v_s/v_a \ll 1$, $v_{\text{lim}} \rightarrow v_s$, и динамическое влияние абляции электродов невелико. Подчеркнем, что данный вывод справедлив, когда поступающий в плазму материал не влияет на ток в ускоряющей цепи и воздействует только на изменение массы ускоряемой плазмы и ее импульс. В противоположном случае $v_s/v_a \gg 1$ предельная скорость v_{lim} стремится к значению $v_a/2$.

Получим аналитическую зависимость скорости движения плазмы $v(t)$ при совместном влиянии сопротивления среды и абляции электродов для случая $i = \text{const}$. Система уравнений (6), (2) сводится к уравнению

$$\frac{dV}{d\xi} = 1 - V^2 - 2\beta V, \quad V = \frac{v}{v_s}, \quad \xi = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{\tau + t}{\tau};$$

$$\beta = \frac{v_s}{v_a}, \quad \tau = \frac{m_0}{\alpha i^2}, \quad (10)$$

содержащему единственный параметр $\beta = v_s/v_a$, характеризующий относительное влияние сопротивления среды и абляции электродов на ограничение скорости движения плазмы. Параметр τ равен времени, за которое к плазме присоединяется масса, испаренная с электродов, равная первоначальной. Из (9) следует, что

$$\chi = \beta + \sqrt{1 + \beta^2} = \frac{v_s}{v_{\text{lim}}}$$

Решение (10) при нулевом начальном условии имеет вид

$$V(\xi(t)) = \frac{(E - 1)\chi}{1 + E\chi^2},$$

$$E = \exp\left(2\sqrt{1 + \beta^2} \xi\right) = \left(\frac{\tau + t}{\tau}\right)^{\sqrt{1 + \beta^2}/\beta}. \quad (11)$$

В безразмерном виде зависимость $V(\xi)$ содержит единственный параметр β , пропорциональный α , а функция $V(t)$ зависит также от τ . Зависимости $V(\xi)$ при различных β представлены на рис. 3. Они линейны при малых значениях ξ и при возрастании ξ в области $E\chi^2 \geq M \gg 1$ стремятся снизу к значению χ^{-1} , что соответствует стремлению скорости v к v_{lim} по закону

$$v = v_{\text{lim}} \left[1 - \frac{\chi^2 + 1}{\chi^2} \left(\frac{t}{\tau}\right)^{-\sqrt{1 + \beta^2}/\beta} \right]. \quad (12)$$

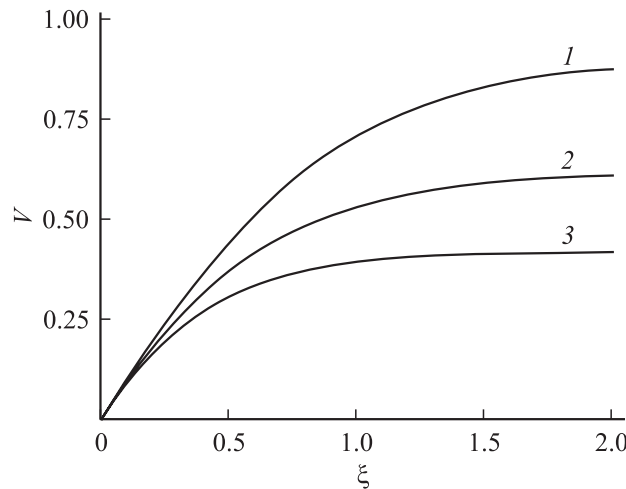


Рис. 3. Зависимость безразмерной скорости плазмы $V = v/v_s$ от безразмерного времени $\xi = \frac{1}{2\beta} \ln(1 + t/\tau)$ при различных значениях $\beta = v_s/v_a$: 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1.

Условие насыщения выполняется при

$$\xi \geq \frac{\ln(M/\chi^2)}{2\sqrt{1+\beta^2}}, \quad (13)$$

что в интервале $0.1 \leq \beta \leq 1$ соответствует неравенству $\xi \geq 2$. С уменьшением β (уменьшением α) значение $V \rightarrow 1$, что означает $v \rightarrow v_s$. С увеличением β (увеличением α) отношение v_{lim}/v_s уменьшается, что соответствует возрастанию влияния эффектов абляции на динамику ускорения. Если эффекты абляции незначительны для двух различных газов (при $CA \approx \text{const}$), величина

$$\frac{v_s^{(2)}}{v_s^{(1)}} \left(\frac{\rho_1^{(2)}}{\rho_1^{(1)}} \right)^{1/2} \approx 1. \quad (14)$$

Подставив экспериментально измеренные значения скорости плазмы для пары воздух–ксенон, получаем справа 1.042, что укладывается в погрешность измерений и указывает на не слишком значительное влияние эффектов абляции в плотных газах. Аналогичная операция для пары воздух–гелий дает справа величину 0.7. Это означает, что измеренная скорость плазмы в гелии примерно на 30% ниже верхнего предела скорости, порожденного сопротивлением среды, и при ускорении плазмы в гелии действуют дополнительные факторы, снижающие ее скорость.

3. Результаты и их обсуждение

3.1.

Дадим оценки необходимых величин, полагая ток в плазме не зависящим от времени и равным $i = 450$ кА, погонную индуктивность $L' = 0.24$ мН/м, и будем считать, что сечение плазменного сгустка близко к сечению

канала рельсотрона, размеры которого 12×12 мм, а длина $l = 0.5$ м. Коэффициент сопротивления C вычислялся из выражения (5). Постоянная абляции в соответствии с выводами работы [14] принята равной $\alpha = 4 \cdot 10^{-12}$ кг/(А²с). Начальная масса плазмы зависит от способа инициации разряда, рода газа, конфигурации электродов, состояния поверхности и т.д. В расчетах использовалось значение $m_0 = 0.001$ г. При этом предполагалось, что точное значение m_0 несущественно, поскольку дополнительная масса, присоединяющаяся к сгустку, намного больше первоначальной. Для получения зависимостей $v(x)$, $m(x)$ система (6), (2) численно интегрировалась в интервале $x \leq 1$ или $t_f = T$. Это было связано с тем, что ток в ускоряющей цепи после выхода на „полочку“ сохранял практически постоянное значение в течение $T = 56$ мкс и далее уменьшался. В менее плотных газах, когда пролетное время плазмы $t_1 < T$, интегрирование прекращалось при $x = 1$, что соответствовало вылету плазмы из канала. В этом случае $t_f = t_1$. Для ксенона пролетное время оказывалось больше длительности полочки T . Интегрирование прекращалось при $t = t_f = T$, когда плазма достигала максимальной возможной скорости и находилась внутри канала. Последующая стадия торможения плазмы при уменьшении тока в эксперименте не изучалась.

3.2.

Результаты расчетов характерных величин при ускорении сгустка плазмы в ксеноне ($\rho = 5.9$ кг/м³, $\rho_2/\rho_1 = 8$), воздухе ($\rho = 1.2$ кг/м³, $\rho_2/\rho_1 = 12$) и гелии ($\rho = 0.179$ кг/м³, $\rho_2/\rho_1 = 5$) представлены в табл. 1. Значения отношения ρ_2/ρ_1 приведены в [17]. Символами v_f и m_f обозначены значения скорости плазмы и ее масса на вылете из канала или при $t = t_f = T$. Величина v_{exp} — экспериментально измеренное значение скорости при тех же условиях.

Из табл. 1 видно, что расчетные значения скорости v_f практически совпадают с предельными значениями v_{lim} , обусловленными сопротивлением среды и абляцией материала электродов, и вполне удовлетворительно согласуются с экспериментом. Длина насыщения l_s весьма мала по сравнению с длиной ускорителя. Для ксенона и воздуха скорости v_{lim} и v_s достаточно близки, что означает умеренное влияние эффектов абляции в плотных газах. Для гелия в связи с его низкой плотностью разность между v_s и v_{lim} растет и относительная роль

Таблица 1. Результаты теоретического расчета и сравнение с экспериментом

Газ	v_f , km/s	v_{lim} , km/s	v_{exp} , km/s	l_s , cm	v_s , km/s	t_f , ms	m_f , g
Xe	4.6	4.6	4.6	0.052	5.0	0.056	0.046
Air	9.41	9.41	9.8	0.26	11.35	0.053	0.043
He	17.62	17.63	17.5	1.55	27.46	0.029	0.024

абляции увеличивается. Величина массы плазмы m_f намного превосходит ее начальное значение m_0 . Это означает, что независимо от рода газа в канале состав плазмы определяется материалом, испаренным с поверхности электродов и элементов конструкции. Для ксенона и воздуха в связи с близостью значений t_f величины $m_f \sim t$ примерно совпадают, при этом в ксеноне $t_f = T$, а в воздухе $t_f = t_l$. В гелии из-за его низкой плотности скорость движения сгустка значительно выше, пролетное время плазмы меньше и масса m_f наименьшая. Заметим, что плазма, ускоряемая в ксеноне, к моменту начала падения тока $t = T$ находится внутри канала ($x(T) = 0.26$ м), и после начала падения тока скорость ее уменьшается сопротивлением среды. При мгновенном выключении тока в момент $t_0 = T$ изменение скорости объекта с массой $m(t_0)$ и площадью сечения A происходит по закону

$$v = \frac{v(t_0)}{1 + (t - t_0)/t_d}, \quad t_d = \frac{2m(t_0)}{C\rho_1 A v(t_0)}. \quad (15)$$

Величина t_d соответствует времени уменьшения начальной скорости в 2 раза и для условий эксперимента равна $10 \mu\text{s}$. При $v(t_0) = 4.6$ км/с плазма за время t_d проходит расстояние 3 см. Таким образом, в очень плотных газах при недостаточной длительности полочки тока зависимость скорости плазмы от времени немонотонна. Сделанная оценка соответствует максимальному торможению и не учитывает адиабатического разлета сгустка при выключении тока.

В заключение раздела отметим, что использование алюминиевых и медных электродов дало практически одинаковые скорости при ускорении плазмы в воздухе. Это означает, что электрический взрыв электродов происходит уже после того, как скорость плазмы вышла на насыщение, и не влияет на величину максимальной скорости.

3.3.

Расчеты для различных значений параметра абляции α при ускорении плазмы в гелии выявили достаточно заметное влияние α на величину конечной скорости. Результаты расчетов представлены в табл. 2. Последняя колонка таблицы содержит величину массы плазмы на вылете из канала. Наилучшее совпадение с экспериментом соответствует величине $\alpha = 4 \cdot 10^{-12}$ кг/(А²с), рекомендованной в работе [14] для данного диапазона значений масс плазмы и токов. Напомним, что

Таблица 2. Влияние параметра абляции на конечную скорость плазмы при заполнении канала гелием

$\alpha \cdot 10^{12}$, кг/(А ² с)	$v(1)$, км/с	v_{lim} , км/с	$m(1)$, г
2	21.9	21.9	0.011
4	17.6	17.63	0.024
6	14.4	14.46	0.044

параметр α определяет только массу, вовлеченную в движение, и измерение максимальной скорости при заполнении канала легким газом позволяет получить его значение, подставив в формулу (9) скорость v_{exp} вместо v_{lim} .

3.4.

В предыдущих разделах было показано, что максимальная скорость СПП определяется сопротивлением среды и абляцией электродов. Это положение и результаты эксперимента по ускорению СПП не согласуются с утверждением работы [4] относительно ограничения максимальной скорости метаемого тела скоростью звука в плазме. При температуре 30 000–40 000 К, по данным этой работы, скорость звука в медно-углеродной плазме не превосходит 7 км/с, что гораздо ниже максимальных значений скорости, полученных нами в гелии и в воздухе.

Заключение

1. Модель подвижного токового контура переменной массы вполне удовлетворительно описывает количественные и качественные результаты экспериментов по ускорению плазменных сгустков в газах различной плотности с использованием источника энергии, обеспечивающего практически постоянную величину тока в плазме. К последним относятся численные значения скоростей плазмы и характерные длины насыщения. Это означает, что данная модель адекватна эксперименту. Весьма существенно, что модель содержит единственный параметр (параметр абляции материала электродов), выбор которого был обоснован в предшествующих работах.

2. Значения скорости плазменного поршня, измеренные в экспериментах в газах с различной плотностью, соответствуют верхнему пределу, обусловленному сопротивлением среды и присоединением к плазме дополнительной массы, испаренной с электродов. Максимально достижимая скорость выражается через предельные скорости, обусловленные каждым диссипативным фактором. Длина насыщения скорости много меньше длины канала рельсотрона.

3. Масса плазмы на вылете из канала много больше первоначальной, а ее состав определяется компонентами, возникающими при абляции материала электродов.

4. Сопротивление среды является главным фактором, ограничивающим скорость плазменного поршня в плотных газах (ксенон, воздух). В этом случае предельная скорость возрастает обратно пропорционально корню из плотности газа. Для наименее плотного гелия эффекты присоединенной массы сказываются сильнее.

Работа выполнена по программе РАН „Фундаментальные проблемы плотной низкотемпературной плазмы“.

Список литературы

- [1] *Parker J.V.* // IEEE Trans. Magn. 1989. Vol. 25. N 1. P. 418–424.
- [2] *Осташев В.Е., Лебедев Е.Ф., Фортвов В.Е.* // ТВТ. 1993. Т. 31. № 2. С. 313–320.
- [3] *Швецов Г.А., Анисимов А.Г., Башкатов Ю.Л., Станкевич С.В.* Рельсовые электромагнитные ускорители твердых тел. Достижения. Проблемы. Перспективы. Гидродинамика высоких плотностей энергии. Новосибирск: Институт гидродинамики, 2004. С. 282–304.
- [4] *Лузганов С.Н., Козлов А.В., Полищук В.П., Шурупов А.В.* // Научн. тр. Института теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН. М., 2002. Вып. 5. С. 103–108.
- [5] *Колесников П.М.* // ЖТФ. 1966. Т. 36. Вып. 1. С. 80–84.
- [6] *Powell J.D., Batteh J.H.* // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 12. P. 7195–7197.
- [7] *Дьяков Б.Б., Резников Б.И.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 136–143.
- [8] *Дьяков Б.Б., Резников Б.И.* // Мат. 1-го Всесоюз. семинара по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле. Новосибирск, 1990. С. 38–79.
- [9] *Дробышевский Э.М., Жуков Б.Г., Назаров Е.В.* и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 4. С. 170–179.
- [10] *Drobyshevski E.M., Kurakin R.O., Rosov S.I. and Zhukov B.G.* // Progress in Plasma Proc. of Mat. N. Y.: Wallingford, 1999. P. 121–126.
- [11] *Hawke R.S., Brooks A.L., Fowler C.M.* et al. // AIAA J. 1982. Vol. 20. P. 978–985.
- [12] *Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю., Подгорный И.М., Чуватин С.А.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. № 1. С. 3–8.
- [13] *Колесников П.М.* Электродинамическое ускорение плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
- [14] *Дьяков Б.Б., Резников Б.И.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 6. С. 148–150.
- [15] *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. М.: ГИТТЛ, 1957. С. 165.
- [16] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [17] *Цикулин М.А., Попов Е.Г.* Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.