

В. Б. Железный, А. В. Загорский, С. С. Кацнельсон,
А. В. Кудрявцев, А. В. Плеханов

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ РЕЛЬСОВОГО УСКОРИТЕЛЯ

В настоящее время заметно возрос интерес исследователей к процессам, протекающим при высоких энергиях, и системам, обеспечивающим получение таких энергий, в том числе кинетического действия. Среди последних наиболее перспективными представляются электродинамические ускорители масс. Здесь наибольшее распространение получили рельсовые электромагнитные ускорители (РЭУ) в силу изначальной очевидности и простоты принципиальной схемы установки. На таких ускорителях относительно легко были достигнуты скорости $\sim 5 \div 6$ км/с для граммовых тел, однако дальнейшее продвижение по скорости резко затормозилось. Стало очевидным, что без детального изучения состояния плазменного поршня и механизмов потери импульса в канале дальнейшее продвижение вряд ли возможно.

В этом плане особенно актуальным становится разработка физико-математической модели, адекватно описывающей процессы в РЭУ, поскольку экспериментальное их изучение сопряжено с известными трудностями и сами эксперименты весьма дорогостоящи.

Тем не менее достоверная информация может быть получена лишь при сравнении результатов теоретических исследований с экспериментальными. Такое сравнение для интегральных математических моделей РЭУ проведено в [1, 2]. В настоящей работе приводятся результаты цикла экспериментов по разгону макротел, которые далее анализируются в рамках интегральной и квазиодномерной моделей.

1. При проведении расчетов применялась обобщенная модель токовой перемычки [3, 4] и квазиодномерная магнитогазодинамическая модель [3, 5]. В интегральной модели уравнения газодинамики осредняются по объему плазменного поршня. На основе уравнения движения газа выводится замыкающее условие. Полученная система дополняется уравнением второго закона Кирхгофа для электрической цепи. Квазиодномерная модель использует одномерные уравнения магнитогазодинамики для осредненных по сечению канала величин плотности, давления, скорости и внутренней энергии. Для определения электромагнитных величин решаются уравнения Максвелла в интегральной форме. В обоих случаях используются таблицы теплофизических свойств неидеальной плазмы [6], рассчитанные по методике [7]. Значения проводимости берутся из [8].

Как уже отмечалось, любая математическая модель РЭУ должна правильно отображать основные механизмы потери импульса в канале ускорителя. К ним относятся волновое сопротивление, трение тела о стенки канала, турбулентное и гартмановское трение, поступление массы в плазменный поршень вследствие эрозии канала. Оценки влияния этих процессов даны в [3]. Ниже подробно остановимся на каждом из перечисленных механизмов и проанализируем их влияние в сравнении с экспериментом.

Волновое сопротивление. Перед ускоряющимся телом возникает интенсивная ударная волна, давление за фронтом которой определяется выражением

$$p_c \approx \rho_0 v^2 \frac{\kappa + 1}{2},$$

где v — скорость тела; ρ_0 — плотность невозмущенного воздуха; κ — эф-

эффективный показатель адиабаты (для воздуха при $v \sim 3 \div 7$ км/с $\kappa \approx 1,2 \div 1,3$). Таким образом, сила волнового сопротивления

$$F_{в.с} = S_{\tau} \rho_0 v^2 \frac{\kappa - 1}{2}$$

(S_{τ} — площадь торца тела).

Трение тела о стенки канала. Коэффициент трения тела о стенки определялся в [1, 9], он убывает с ростом скорости и, начиная с $v \sim 2$ км/с, практически постоянен и равен 0,05.

Сила трения имеет вид

$$F_{тр} \approx \frac{\mu (p_{\tau} + p_c) S_{бок}}{2 S_{\tau}},$$

где μ — коэффициент трения; p_{τ} — давление в плазменном поршне вблизи торца тела; $S_{бок}$ — площадь боковой поверхности метаемого тела. Нетрудно показать, что при $S_{бок}/S_{\tau} \sim 4$ и массе плазменного поршня порядка массы самого тела потеря скорости вследствие трения о стенки не превосходит $2 \div 3$ %.

Турбулентное трение. Касательное напряжение турбулентного трения на стенке [10]

$$\tau \approx \frac{\lambda}{8} \rho \bar{u}^2$$

(\bar{u} — среднее по сечению канала значение скорости, λ — безразмерный коэффициент трения). Интегрирование по объему плазменного поршня для силы трения дает оценку

$$F_{тр} = \frac{\lambda}{2b} m_{пл} v^2$$

(b — калибр канала, $m_{пл}$ — масса плазменного поршня). При характерных для работы рельсотрона значениях $\lambda \sim 1 \cdot 10^{-2}$, $b \sim (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ м, $m_{пл} \sim (1 \div 10) \cdot 10^{-3}$ кг и при токах $500 \div 1000$ кА турбулентное трение начинает оказывать существенное влияние со скоростей $5 \div 6$ км/с.

Эрозия стенок канала. Как в [3, 5], предположим, что эрозия пропорциональна потоку тепла на стенки:

$$q_{м\ эл} = \frac{1}{A_{эл}} Q_{рад}, \quad q_{м\ из} = \frac{1}{A_{из}} Q_{рад}.$$

Здесь $q_{м\ эл}$, $q_{м\ из}$ — потоки массы с электродов и изоляторов; $A_{эл}$ и $A_{из}$ — их удельные энергии испарения; $Q_{рад}$ — радиационный поток тепла на стенки.

2. Проанализируем результаты пяти экспериментов. Исходные данные приведены в таблице. В третьем эксперименте ускорялась свободная дуга. Величина тока измерялась поясами Роговского с погрешностью ~ 5 %, положение тела в канале ($x-t$ -диаграмма) определялось по показаниям индукционных датчиков.

В четвертом эксперименте измерялась скорость тела на внешней трассе контактными датчиками (на базе $3,858 \div 4,368$ м от среза канала) и составила $\approx 3,7$ км/с.

На рис. 1—5 представлены экспериментально полученные значения тока (крестики), $x-t$ -диаграммы (кружочки) и определенная путем численного дифференцирования последних скорость (треугольники) в зависимости от времени. Номер рисунка соответствует порядковому номеру эксперимента. Сплошными (квазиодномерная модель) и штриховыми (интегральная) кривыми показаны результаты расчетов.

Проведена серия расчетов со следующими параметрами: $\lambda = 0,01$, $\mu = 0,05$, $A_{эл} = 6 \cdot 10^6$ Дж/кг, $A_{из} = 25 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Из рис. 1—4 видно, что указанные модели дают результаты, хорошо согласующиеся между собой и с экспериментом по величине тока (линии 1) и координате (линии 2). Расхождения экспериментальных и рас-

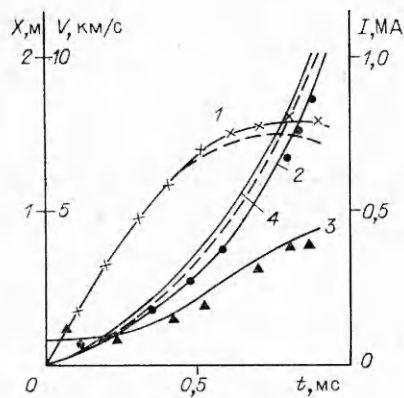


Рис. 1

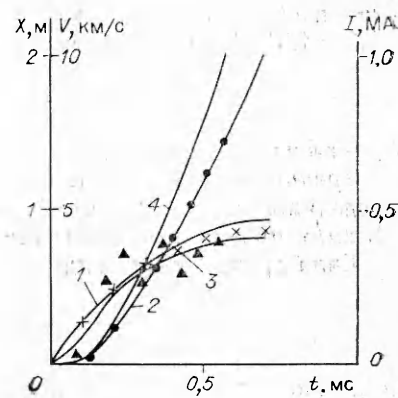


Рис. 3

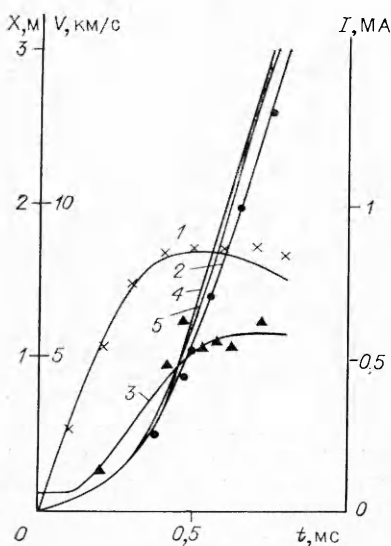


Рис. 2

четных кривых тока (рис. 3—5) вблизи максимума связаны, как показывают оценки, с изменением сопротивления токоподводящей арматуры вследствие нагрева, что в расчетах не учитывалось. Разница между расчетными и экспериментальными осциллограммами тока в начале процесса (рис. 4, 5) связана, по-видимому, с неточностью взятого при расчетах отношения U_0/L_m .

Более существенные расхождения наблюдаются между определенными по показаниям индукционных датчиков значениями скорости и их расчетными величинами (кривые 3 рис. 1—4) при хорошем совпадении $x-t$ -диаграмм. Это является следствием того, что при численном дифференцировании небольшая погрешность в определении положения тела может привести к значительной ошибке в вычислении скорости. Некоторую погрешность вносит также нестационарность

процесса. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов показывает, что точность определения положения по показаниям индукционных датчиков не превышает 1—2 калибра. Ранее на это указывалось в [11].

Исследовалось влияние различных механизмов потерь на динамику ускорения. Подтверждены выводы предварительного анализа о том, что трение тела о стенку не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на значение выходной скорости. Расчеты показали, что пренебрежение им приводит к повышению скорости на $100 \div 150$ м/с. Главными факторами, определяющими потери импульса, являются эрозия и турбулентное трение. Расчеты, проведенные с учетом эрозии только изоляторов, дают значения скорости на выходе на $1 \div 1,5$ км/с больше (кривые 4 рис. 1—4

Номер эксперимента	Емкость батареи, Ф	Монтажная индуктивность L_m , мкГн	Монтажное сопротивление, МОм	Начальное напряжение U_0 , кВ	Сечение канала, мм	Длина канала, м	Масса тела, г	Начальная скорость, м/с
1	0,2	2,2	0,6	4,3	15×15	2	10	850
2	0,35	1,2	0,47	4,3	15×15	3	3,8	600
3	0,2	2,2	0,6	3,0	20×20	2	—	—
4	0,35	1,2	0,47	4,3	20×20	2	10	400
5	0,35	1,2	0,47	4,3	20×20	2	10	400

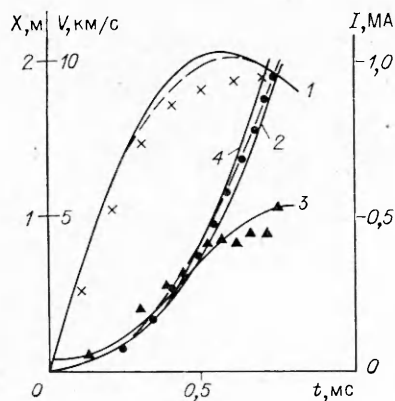


Рис. 4

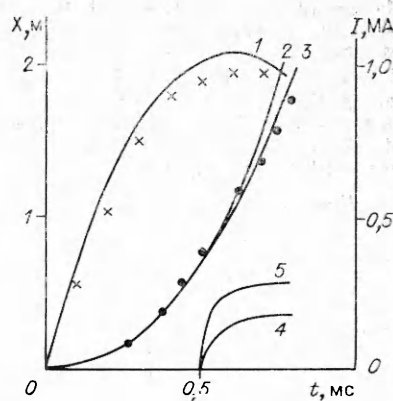


Рис. 5

есть $x-t$ -диаграммы этих режимов). Турбулентное трение приводит к потере в скорости порядка 300 м/с в четвертом эксперименте и существенно большей (около 1 км/с) при ускорении легкого тела в канале большей длины. Линия 5 на рис. 2 представляет $x-t$ -диаграмму режима с $\lambda = 0$.

Интересно сравнить результаты экспериментов 4 и 5, выполненных при одинаковых исходных данных. Из рис. 5 видно, что начиная с момента времени $t \sim 0,6$ мс ускорение практически прекращается, в результате чего значение скорости на выходе оказывается более чем на 1 км/с ниже полученного в опыте 4. Столь резкое изменение динамики разгона может произойти из-за возникновения вторичного пробоя в следе за плазменным поршнем. При расчете этого режима вторичный пробой моделировался заданием в момент времени $t = 0,5$ мс узкой проводящей области на расстоянии 10 см от задней границы плазмы, после чего динамика обоих разрядов рассматривалась совместно. Плотность остаточного газа в канале задавалась 10 и 20 кг/м³. Кривые 2 и 3 рис. 5 показывают положение ускоряемого тела на нормальном режиме и при возникновении шунтирующей дуги соответственно. Кривые 4 и 5 — зависимости тока во вторичном разряде при плотностях газа 10 и 20 кг/м³. При этом, как показали расчеты, полный ток не меняется и $x-t$ -диаграммы практически совпадают, что говорит о слабой зависимости процесса от плотности остаточного газа.

Таким образом, проведенное сравнение показывает, что предложенные модели, учитывающие основные механизмы потери импульса, адекватно описывают процессы в РЭУ и могут быть использованы как эффективный инструмент исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Weeks D. A., Weldon W. F., Zowarka R. C. Plasma-armature railgun launcher simulations // IEEE Trans. on Plasma Sci.—1989.—V. 17, N 3.
2. Hawke R. S., Nellis W. J., Newman G. H. et al. Summary of EM launcher experiments performed at LLNL // IEEE Trans. on Magnetics.—1986.—V. 22, N 6.
3. Загорский А. В., Кацнельсон С. С. Математические модели плазменного поршня в рельсовом ускорителе // Матер. I Всесоюз. семин. по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле.—Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1990.
4. Кацнельсон С. С. Развитие обобщенной модели токовой перемычки // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.—1990.—Вып. 3.
5. Загорский А. В., Кацнельсон С. С. Динамика плазменного поршня в канале рельсового ускорителя // ТВТ.—1991.—Т. 29, вып. 3.
6. Ковальская Г. А. Состав и термодинамические свойства медной плазмы: Отчет/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ.—1987.—№ 1704.
7. Ковальская Г. А. Состав и теплофизические свойства неидеальной медной плазмы // Матер. I Всесоюз. семин. по динамике сильноточного дугового разряда в магнитном поле.—Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1990.

8. Калиткин Н. Н., Ермаков В. В. Таблицы проводимости и электронной теплопроводности плотной плазмы 11 веществ.— М., 1978.— Деп. в ВИНТИ 05.26.78, № 2813—78.
9. Aingner S., Igenbergs E. Friction and ablation measurements in a round bore railgun // IEEE Trans. on Magnetics.— 1989.— V. 25, N 1.
10. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: Наука, 1969.
11. Marshall R. A. Plasma puffing from a railgun armature // IEEE Trans. on Magnetics.— 1984.— V. 20, N 2.

г. Новосибирск

Поступила 22/XI 1991 г.,
в окончательном варианте — 6/IV 1992 г.

УДК 532.526.2

В. И. Васильев, С. В. Хохлов

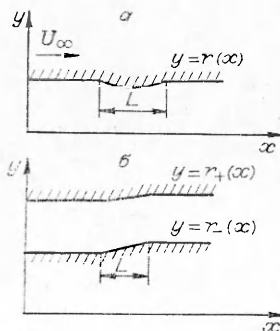
ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ УРАВНЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ДЛЯ РАСЧЕТА ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ТЕПЛООБМЕНОМ И ЗАКРУТКОЙ

В [1] показано, что течения с тонкими замкнутыми отрывными зонами можно рассчитать с помощью уравнений пограничного слоя, если рассматривать для них обратную задачу и учитывать взаимодействие с внешним невязким потоком (этот метод называют прямообратным). Данный подход довольно широко применяется для описания течений вокруг профилей [2]. В [3] разработана вычислительная методика, позволяющая рассчитывать ламинарные и турбулентные отрывные течения во входном участке широкого канала, в [4] — в канале с разделителем.

В данной работе прямообратный метод используется для расчета течений с теплообменом и закруткой. В то время как для безотрывных течений связь динамических и тепловых характеристик хорошо изучена [5], для отрывных течений она изучена недостаточно. В частности, требует более подробного исследования эффект возрастания тепловых потоков в окрестности точки присоединения; для этих целей может оказаться полезным прямообратный метод. В данной работе рассмотрено ламинарное отрывное течение с теплообменом и показано, что расчет удовлетворительно согласуется с результатами численного решения уравнений Навье — Стокса и экспериментальными данными [6].

В расчетах пограничного слоя в закрученном потоке давление поперек слоя обычно считается постоянным и исследуются безотрывные режимы течения [7]. В данной работе изучаются отрывные закрученные течения в предположении, что поперечный градиент давления в пограничном слое уравновешивается центробежными силами. В этих условиях возможен отрыв пограничного слоя на цилиндрической поверхности. Рассматриваются также автомодельные решения уравнений пограничного слоя с закруткой, соответствующие течениям с обратными токами.

1. Исследуем два типа ламинарных течений несжимаемой жидкости (рис. 1, где a — плоское течение над поверхностью, контур которой в декартовых координатах x, y описывается уравнением $y = r(x)$, а температура отличается от температуры набегающего потока, но температурный фактор близок к единице, так что жидкость можно считать несжимаемой с постоянными коэффициентами переноса; b — осесимметричное закрученное течение в канале, контуры стенок которого в цилиндрических координатах x, y описываются уравнениями $y = r_{\pm}(x)$, индекс плюс



Р и с. 1