

входе в полость расширяется, наблюдаются удар струи о боковую стенку полости и волна торможения на ее дне.

Для количественной оценки точности выбранной модели проведено сопоставление расчетных и экспериментальных данных.

На рис. 5 представлены для устройства 2 давление на дне полости в точке торможения и гидродинамический поток энергии $W = \rho u^2/2$ на границе заторможенного газа: кривые 1 — расчет для вакуумированной полости, 1' — расчет для заполнения полости воздухом, 2 — экспериментальные данные, взятые из [5]. На рис. 5, а отсчет времени на кривых ведется от момента максимального давления. Результаты расчета и эксперимента совпадают с точностью около 30%.

Что касается температуры в зоне торможения потока плазмы на дне полости, то расчет дает температуру, более чем в 2 раза превышающую экспериментально измеренную в [5]. Значительное расхождение объясняется, видимо, тем, что в расчете не учтено охлаждение плазмы, а в эксперименте измерена яркостная температура, которая всегда меньше истинной.

Выполненные расчеты и их сопоставление с экспериментом показывают возможность применения использованной математической модели, основанной на уравнениях Эйлера, для анализа и прогноза экспериментов с двумерным нестационарным течением плазмы из взрывного генератора в объемах сложной формы. Для процессов большей длительности или для плазмы более высокой температуры потребуется включение в математическую модель также процессов теплообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости // ДАН СССР.— 1964.— Т. 158, № 6.
2. Войтенко А. Е., Токмак Н. А. Исследование интенсивных режимов абляции с помощью взрывного генератора плазмы/Ин-т техн. механики АН УССР.— Днепропетровск, 1986.— Деп. в ВИНТИ 30.06.86, № 4224—В26.
3. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Федюлов А. Ф. Взрывная лампа // ПТЭ.— 1970.— № 2.
4. Войтенко А. Е., Кирко В. И. Коэффициент полезного действия взрывного плазменного генератора // ФГВ.— 1975.— Т. 11, № 6.
5. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного газового компрессора // ПМТФ.— 1981.— № 3.
6. Growley V. M., Glenn H. D. Numerical simulation of high-energy (Mach 20 to 40) air shock experiment // Proc. 7th Intern. Shock Tube Symp./Ed. I. I. Glass.— Toronto: Toronto Univ. Press, 1970.
7. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование взрывного плазменного генератора в газодинамическом приближении // ИФЖ.— 1979.— Т. 37, № 5.
8. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование плазменного генератора с учетом энергии излучения и испарения стенок // ИФЖ.— 1982.— Т. 63, № 6.
9. Романов Г. С., Урбан В. В. Расчет параметров импульсного источника света на основе взрывного плазменного генератора // Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа».— М.: МГУ, 1981.— Т. 1.
10. Зельдович Я. Ю., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
11. Численное решение многомерных задач газовой динамики/Под ред. С. К. Годунова.— М.: Наука, 1976.

Поступила 15/X 1986 г.

УДК 538.4 + 533.95

О КРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА В РЕЛЬСОТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ С ПЛАЗМЕННЫМ ПОРШНЕМ

В. П. Чистяков, Г. А. Швецов

(Новосибирск)

В последние годы значительное внимание исследователей, работающих в области импульсной энергетики и высокоскоростного метания твердых тел, уделяется изучению потенциальных возможностей электродинамического метода ускорения твердых

тел в рельсотронных ускорителях с плазменным поршнем и диэлектрическим телом. Этим вопросам посвящены международные конференции [1, 2] и национальный симпозиум в США [3]. Ожидается, что использование электромагнитных сил для ускорения макрочастиц позволит получить скорости, значительно превышающие достигнутые другими методами. В ряде работ рассматривалась возможность и обсуждались проекты устройств для ускорения частиц массой порядка грамма до скоростей 12 км/с [4], 15 км/с [5, 6], 20 км/с [7], 25 км/с [5, 8] и др.

Авторы указанных работ видят основное достоинство схемы ускорения диэлектрических твердых тел плазменным поршнем в возможности снять тепловое ограничение электрического тока, протекающего в цепи, на скорость металлических частиц. Так, в [7] авторы, оценивая максимальную скорость, до которой можно ускорить в рельсотронном ускорителе кубические медные частицы (≈ 9 км/с), делают вывод, что при желании достичь более высоких скоростей необходимо переходить к ускорению диэлектрических твердых тел плазменным поршнем.

При рассмотрении возможностей рельсотронного метода ускорения твердых тел один из важнейших вопросов — определение критической плотности тока на единицу ширины электрода, выше которой начнут проявляться факторы, ограничивающие работу ускорителя: разрушение метаемого тела, разрушение канала ускорителя, расплавление и испарение поверхности электродов и др. Детальный анализ этого вопроса в литературе отсутствует. Некоторые оценки критических значений I_0/b (I_0 — протекающий в цепи ток, b — ширина электродов) приведены в [7], где исходя из прочности существующих диэлектриков, изготовленных на основе резины и графита, получена оценка $I_0/b \leq 81$ МА/м. Критическая плотность тока, выше которой будет происходить расплавление медных электродов за счет джоулева тепла, оценена в 43 МА/м при ступенчатом росте магнитного поля.

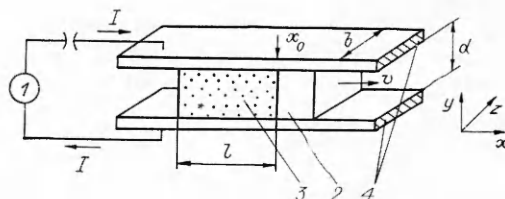
В настоящей работе рассматривается критическая плотность тока, при которой в результате теплового воздействия на электроды протекающего в цепи тока и плазменного поршня, ускоряющего диэлектрическое тело, температура поверхности электродов достигает температуры плавления. Определены зависимости критической плотности тока I_0/b от основных физических свойств материала электродов, параметров плазмы и рельсотронного ускорителя.

1. Схема рельсотронного ускорителя с плазменным поршнем приведена на рис. 1, где 1 — источник электрической энергии, 2 — ускоряемое диэлектрическое тело, 3 — плазменный поршень, 4 — электроды, l — длина плазменного сгустка, d — расстояние между электродами, v — скорость тела и плазменного сгустка. Требуется определить максимально допустимый протекающий в цепи ток, при котором температура поверхности электродов достигнет температуры плавления. В рассматриваемой схеме увеличение температуры (тепловой энергии) электродов происходит под действием внутреннего источника тепла (джоулев нагрев) и внешнего источника (плазма). Очевидно, что наиболее полное решение указанной задачи возможно только численными методами. Для получения аналитических оценок сделаем ряд допущений. Предположим, что размеры плазменного сгустка в процессе движения не меняются (модель твердого тела) и $b = d$, $l = kb$ ($k = \text{const}$). Переходные процессы, связанные с установлением тока в цепи и стартом тела, не рассматриваются. Выделим на электроде точку x_0 . Пусть в момент времени $t = 0$ плазменный поршень подходит к точке x_0 . Скорость плазмы и ток в цепи в этот момент обозначим v_0 и I_0 . Считаем, что в дальнейшем ток в цепи остается постоянным. При сделанных предположениях определим критическую плотность тока I_0/b , при которой за время прохождения плазменного сгустка точки x_0 температура в этой точке достигает температуры плавления электродов $T_{\text{пл}}$.

Очевидно, что при такой постановке задачи полученные значения I_0/b будут завышенными, так как воздействие джоулева тепла в точке x_0 продолжится и после прохождения плазмой этой точки. Время прохождения плазмой точки x_0 определим из уравнения

$$(1.1) \quad \int_0^{t_0} v dt = l.$$

С учетом сделанных предположений в пренебрежении сила-



Р и с. 1

ми трения и противодействия скорость тела

$$(1.2) \quad v = v_0 + \lambda_p I_0^2 t / 2m.$$

Здесь m — масса ускоряемого тела; λ_p — погонная индуктивность рельсотронного ускорителя. Подставляя (1.2) в (1.1) и проведя вычисления, получим, что время прохождения сгустком точки x_0

$$(1.3) \quad t_0 = \frac{2l}{v_0} \left(\frac{\sqrt{1+A} - 1}{A} \right) \quad (A = \lambda_p I_0^2 l / (mv_0^2)).$$

При $A \rightarrow 0$ $t_0 \rightarrow l/v_0$, при $A \gg 1$ $t_0 \approx 2kb/(v_0 \sqrt{A})$.

Изменение температуры электрода T в точке x_0 определим из решения одномерного уравнения теплопроводности

$$(1.4) \quad \rho c \partial T / \partial t = \lambda \partial^2 T / \partial y^2 + j^2 / \sigma$$

при заданном начальном распределении температур и при граничном условии типа второй краевой задачи

$$(1.5) \quad T(y; 0) = 0, \quad \partial T(0; t) / \partial y = -F / \lambda,$$

где ρ , c , λ , σ — плотность, теплоемкость, теплопроводность и электропроводность материала электродов; j — плотность тока; F — тепловой поток из плазмы в проводник. Считаем, что ρ , c , λ остаются постоянными при прохождении плазмой точки x_0 .

Согласно общепринятому приему, решение краевой задачи (1.4) можно представить в виде суммы решений двух краевых задач:

$$(1.6) \quad \rho c \partial T_1 / \partial t = \lambda \partial^2 T_1 / \partial y^2, \quad T_1(y; 0) = 0,$$

$$\partial T_1(0; t) / \partial y = -F / \lambda, \quad 0 \leq t \leq t_0;$$

$$(1.7) \quad \rho c \partial T_2 / \partial t = j^2 / \sigma, \quad T_2(y; 0) = 0,$$

$$\partial T_2(0; t) / \partial y = 0, \quad 0 \leq t \leq t_0.$$

Уравнения (1.6) и (1.7) описывают соответственно изменение температуры за счет внешнего источника тепла (влияние плазменного поршня) и внутреннего источника (джоулев нагрев).

2. Рассмотрим решение краевой задачи (1.6). Для определения T_1 необходимо знать распределение теплового потока по времени или по длине плазменного поршня при прохождении точки x_0 . Представим изменение F в виде степенной функции

$$(2.1) \quad F = F_0 (t/t_0)^r$$

(r может равняться — 1,0 или какому-нибудь положительному целому числу). Зависимость $F(r)$ позволяет оценить влияние эюры теплового потока на изменение T_1 . Из решения уравнения (1.6) с начальными и граничными условиями (1.5), (2.1) получается выражение для температуры на поверхности электрода [9]:

$$T_1(0; t) = \frac{F_0}{(\lambda \rho c)^{1/2}} \frac{\Gamma\left(\frac{r}{2} + 1\right)}{\Gamma\left(\frac{r}{2} + \frac{3}{2}\right)} \left(\frac{t}{t_0}\right)^{r/2} t^{1/2},$$

где $\Gamma(r/2 + 1)$ и $\Gamma(r/2 + 3/2)$ — гамма-функции. При $t = t_0$ $T_1(0; t_0)$ зависит от r только через отношение указанных гамма-функций, причем изменение $\varphi_1(r) = \Gamma(r/2 + 1)/\Gamma(r/2 + 3/2)$ для широкого диапазона r весьма незначительно (табл. 1). Поэтому в дальнейшем положим

$$(2.2) \quad F = F_0 = \text{const.}$$

В этом случае

$$(2.3) \quad T_1(0; t_0) = F_0 (4t_0 / (\pi \lambda \rho c))^{1/2}.$$

Значение F_0 определим из баланса энергии в плазменном сгустке

$$(2.4) \quad I_0^2 R_p = d\varepsilon_p/dt + \int F dS.$$

Здесь R_p , ε_p — сопротивление и внутренняя энергия плазмы; S — площадь поверхности плазменного сгустка: $S = 4b^2k + 2b^2$. Предполагая $d\varepsilon_p/dt = 0$, выражение (2.4) с учетом (2.2) перепишем в виде $I_0^2 R_p = 2F_0 b^2 (2k + 1)$, откуда

$$(2.5) \quad F_0 = I_0^2 R_p / (2b^2 (2k + 1)).$$

Подставляя (2.5) в (2.3), получаем зависимость изменения температуры поверхности электрода под действием тепла, выделяемого движущейся плазмой:

$$(2.6) \quad T_1(0; t_0) = \frac{I_0^2 R_p}{b^2 2k + 1} \sqrt{\frac{t_0}{\pi \lambda \rho c}}.$$

3. Рассмотрим решение краевой задачи (1.7) для двух случаев изменения σ .

А. $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$. Используя уравнение Максвелла $j = \partial H_z / \partial y$, представим изменение температуры электрода под действием протекающего в цепи тока как

$$(3.1) \quad T_2(y; t) = 1/(\sigma_0 \rho c) \int_0^t [\partial H_z / \partial y]^2 dt.$$

Производную $\partial H_z / \partial y$ необходимо определить из уравнения диффузии магнитного поля в проводник в точке x_0

$$(3.2) \quad \partial^2 H_z / \partial y^2 = \sigma_0 \mu_0 \partial H_z / \partial t.$$

За начальное условие примем $H_z(y; 0) = 0$, а в качестве граничного возьмем распределение магнитного поля в плазме к моменту подхода сгустка к точке x_0 . Так как оно неизвестно, воспользуемся граничным условием в виде степенной функции

$$(3.3) \quad H_z = H_0 (t/t_0)^{n/2}, \quad 0 \leq t \leq t_0,$$

где $H_0 = I_0/b$; n — положительное целое число. Изменяя показатель n , можно оценить влияние профиля магнитного поля в плазме на температуру электрода при прохождении плазмой точки x_0 .

Решение уравнения диффузии (3.2) при граничном условии (3.3) имеет вид [9]

$$(3.4) \quad H_z(y; t) = H_0 \Gamma(n/2 + 1) (4t/t_0)^{n/2} \left\{ i^n \operatorname{erfc} \frac{y \sqrt{\sigma_0 \mu_0}}{2 \sqrt{t}} \right\}.$$

Подставляя $\partial H_z(y; t) / \partial y$, определенное из (3.4), в (3.1), найдем формулы для оценки температуры T_2 на поверхности электрода [10]:

$$T_2(0; t) = \frac{\mu_0 I_0^2}{\rho c b^2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^n \frac{1}{n} \left[\frac{\Gamma(n/2 + 1)}{\Gamma(n/2 + 1/2)} \right]^2,$$

при $t = t_0$

$$(3.5) \quad T_2(0; t_0) = \mu_0 I_0^2 \varphi_2(n) / (\rho c b^2), \quad \varphi_2(n) = \left[\frac{\Gamma(n/2 + 1)}{\Gamma(n/2 + 1/2)} \right]^2 / n.$$

При изменении n от 1 до 10 функция $\varphi_2(n)$ слабо зависит от аргумента (табл. 2). Отношение

$$(3.6) \quad T_2(0; t_0) / T_1(0; t_0) = (1 + 2k) \varphi_2(n) \mu_0 \sqrt{\pi \chi} / R_p \sqrt{t_0}$$

Т а б л и ц а 1		Т а б л и ц а 2	
r	$\varphi_1(r)$	n	$\varphi_2(n)$
0	1,3	1	0,78
1	0,88		
2	0,75	2	0,64
4	1,07	4	0,56
8	0,81		
10	0,74	10	0,52

Таблица 3

Элемент	λ , Вт/(м·град)	$10^{-3} \rho$, кг/м ³	c , Дж/(кг·град)	$10^5 \chi$, м ² /с	$T_{пл}$, °С	$\lambda \rho c T_{пл}$, 10^{14} Дж·Вт/м ⁴	I_0/b , 10^7 А/м
Cu	399	8,96	390	11,4	1083	16,31	1,05
Hf	22	13,36	140	1,17	2130	1,87	0,62
Fe	75,4	7,87	445	2,15	1539	6,25	0,84
Al	218	2,7	903	8,94	658,7	2,29	0,65
W	180 *	19,2	134	7,0	3395	53,77	1,45
Mo	151,7 **	10,2	253	5,88	2622	26,91	1,22
Ti	23,2	4,54	550	0,93	1668	1,61	0,60
Cr	67	7,19	452	2,06	1890	7,77	0,88

* При $T = 0$.** При $T = 100^\circ\text{C}$.

($\chi = \lambda/\rho c$ — коэффициент температуропроводности). Комбинация (2.6) и (3.5) позволяет определить критическую плотность тока I_0/b , при которой за время прохождения плазмой точки x_0 температура поверхности достигает температуры плавления

$$(3.7) \quad \frac{I_0}{b} = \left[\frac{(1+2k)^2 \pi \lambda \rho c T_{пл}^2}{R_p^2 t_0} \right]^{1/4} \frac{1}{(1+T_2/T_1)^{1/2}} (T_{пл} = \bar{T}_2 + \bar{T}_1).$$

Значения χ и $\lambda \rho c T_{пл}^2$ при 20°C для ряда металлов, которые могут представить интерес при использовании их в качестве электродов, приведены в табл. 3 [11].

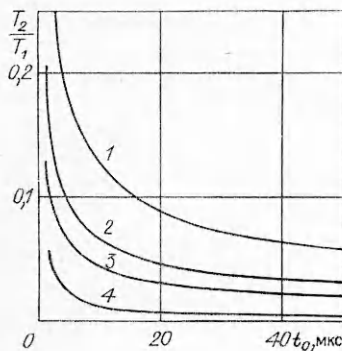
Б. $\sigma = \sigma_0/(1 + \beta \rho c T_2)$ (β — тепловой коэффициент). Формулы (3.5)—(3.7), полученные при $\sigma = \sigma_0 = \text{const}$, существенно не меняются, когда электропроводность зависит от теплоты, поглощенной материалом электрода при нагреве.

В этом случае при граничном условии (3.3) температура на поверхности проводника [12] $T_2(0; t) \simeq \frac{1}{2} \frac{\mu_0 I_0^2}{\rho c v^2} \left(\frac{t}{t_0} \right)^n (1 + 1/2n)$, что для рассмотренного диапазона n с хорошей точностью совпадает с (3.5).

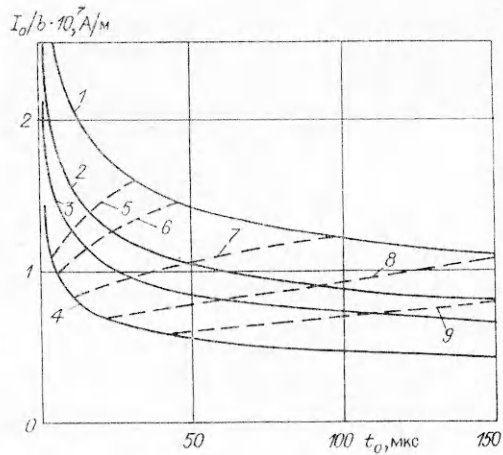
Таким образом, выражение (3.7) совместно с (1.3) и (3.6) позволяет проанализировать зависимость критической плотности тока I_0/b от физических свойств материала электродов (λ , ρ , c , $T_{пл}$), параметров плазмы (R_p , $\varphi_2(n)$, k , v_0) и рельсотронного ускорителя (λ_p , m , b).

4. Зависимость $T_2(0; t_0)/T_1(0; t_0)$ от t_0 для медных электродов при $\chi_{Cu} = 11,4 \cdot 10^{-5}$ м²/с, $R_p = 10^{-3} \Omega$, $\varphi_2(n) = 0,78$ для $k = 10; 5; 3; 1$ (кривые 1—4) приведена на рис. 2. Значение сопротивления плазмы R_p взято из [13], а χ_{Cu} — из [11] при температуре 20°C . Из графика видно, что при $t_0 \geq 2-5$ мкс $T_2/T_1 \ll 1$ и им можно пренебречь в выражении (3.7). При постоянных R_p , t_0 , k и $\varphi_2(n)$ отношение T_2/T_1 для произвольного материала i можно представить в виде $(T_2(0; t_0)/T_1(0; t_0))_i = (T_2(0; t_0)/T_1(0; t_0))_{Cu} (\chi_i/\chi_{Cu})^{1/2}$. Для металлов, включенных в табл. 3, $\chi_i < \chi_{Cu}$ и $(T_2(0; t_0)/T_1(0; t_0))_i < (T_2(0; t_0)/T_1(0; t_0))_{Cu}$.

Зависимость I_0/b от t_0 из (3.7) для медных электродов при $R_p = 10^{-3} \Omega$, $\varphi_2(n) = 0,78$, $k = 10; 5; 3; 1$ (линии 1—4) представлена на рис. 3. Значения λ , ρ , c взяты при 20°C [11]. Пересечение данных кривых с зависимостью I_0/b от $t_0 = f(m, \lambda_p, b, v_0, k)$ из (1.3) позволяет определить конкретные значения I_0/b и t_0 , при которых температура электродов в точке x_0 достигает $T_{пл}$ за время движения плазмы мимо этой точки. Значения I_0/b при ускорении тел массой 10^{-3} кг и $b = 10^{-2}$ м, $\lambda_p = 0,25 \times 10^{-6}$ Гн/м на рис. 3 показаны линиями 5—9, соответствующими $v_0 = 3; 2; 1; 0,5$ км/с. Видно, что для медных электродов и принятых параметров



Р и с. 2



Р и с. 3

плазмы и ускорителя критическая плотность тока не должна превышать $(1-1,5) \cdot 10^7$ А/м.

Рассмотрим аналитическую зависимость I_0/b от физических свойств материала электродов, параметров плазмы и рельсотрона. Подставляя в (3.7) значения t_0 при $A \rightarrow 0$ и $A \gg 1$, находим при $T_2/T_1 \ll 1$ асимптотические зависимости

$$\frac{I_0}{b} = \begin{cases} (\alpha v_0 / (kb))^{1/4} & \text{при } A \rightarrow 0, \\ (\alpha^2 \lambda_p b / (4mk))^{1/6} & \text{при } A \gg 1 \\ (\alpha = \pi(2k+1)^2 \lambda_{pc} T_{пл}^2 / R_p^2). \end{cases}$$

При малых A критическая плотность тока не зависит от λ_p , m , а при $A \gg 1$ — от v_0 . Подставляя (1.3) в (3.7) и полагая $T_2/T_1 \ll 1$, получим «неполное» кубическое уравнение

$$(4.1) \quad y^3 + py + q = 0, \quad y = (I_0/b)^2, \quad p = -\alpha v_0 / (kb), \\ q = -\alpha^2 \lambda_p b / (4mk).$$

Действительные корни уравнения (4.1) могут быть легко найдены. Ограничим анализ случаями, когда дискриминант $D = (p/3)^3 + (q/2)^2 = 0$ и $D < 0$. При $D = 0$ (4.1) имеет один действительный корень [14], удовлетворяющий условиям рассматриваемой задачи

$$(4.2) \quad I_0/b = (\alpha^2 \lambda_p b / k)^{1/6},$$

а параметры связаны соотношением

$$(4.3) \quad 64m^2 v_0^3 / (27k \alpha b^5 \lambda_p^2) = 1.$$

Подставляя в (4.2) значения α , с учетом (4.3) находим

$$(4.4) \quad \frac{I_0}{b} = \left\{ \frac{8\pi}{27} \frac{m}{\lambda_p b^4} \frac{v_0^3 (2k+1)^2}{\lambda_p^2 R_p^2} \lambda_{pc} T_{пл}^2 \right\}^{1/6}.$$

Сомножители в (4.4) составлены из параметров, характеризующих соответственно ускоритель, плазму и материал электродов. Для типичных значений параметров ускорителя обычно $D < 0$. В этом случае (4.1) имеет также один действительный корень [14]

$$(4.5) \quad y = 2 \sqrt[3]{a} \cos(\varphi/3) \quad (a = \sqrt{-p^3/27}, \cos \varphi = -q/2a).$$

Нетрудно убедиться, что для широкого диапазона параметров системы (в частности, для параметров, по которым построен рис. 3) $-q/2a \ll 1$. Разлагая в ряд $\cos \varphi$ и подставляя значение φ в (4.5), получим $y =$

$$= (\alpha v_0 / (kb))^{1/2} + \alpha \lambda_p b^2 / (8mv_0), \text{ откуда} \\ (4.6) \quad I_0/b = [(\alpha v_0 / kb)^{1/2} + \lambda_p \alpha b^2 / (8mv_0)]^{1/2}.$$

Подставив значение α в (4.6), находим

$$(4.7) \quad \frac{I_0}{b} = \left[\left(\frac{\pi (2k+1)^2 v_0 \lambda_p c T_{\text{пл}}^2}{R_p^2 kb} \right)^{1/2} + \frac{\pi (2k+1)^2 \lambda_p b^2}{8mv_0 R_p^2} \lambda_p c T_{\text{пл}}^2 \right]^{1/2}.$$

Значения I_0/b , вычисленные по формуле (4.7), совпадают с высокой точностью со значениями I_0/b , полученными при решении системы (1.3), (3.7) на ЭВМ (см. рис. 3).

Вычисленные по формуле (4.7) значения I_0/b для ряда металлов при $m = 10^{-3}$ кг, $\lambda_p = 0,25 \cdot 10^{-6}$ Гн/м, $b = 10^{-2}$ м, $v_0 = 10^3$ м/с, $k = 5$, $R_p = 10^{-3}$ приведены в табл. 3, из которой следует, что рассмотренные материалы не позволяют существенно увеличить критическую плотность тока при замене медных электродов на электроды из этих материалов.

Проведенный анализ показывает, что основной вклад в повышение температуры электродов в рельсотронном ускорителе твердых тел с плазменным поршнем в широком диапазоне параметров вносит именно плазменный поршень, что существенно влияет на I_0/b . Полученные оценки критической плотности тока существенно меньше значений оценок I_0/b , сделанных в [7]. Поскольку сила, ускоряющая тело в рельсотронном ускорителе, пропорциональна $(I_0/b)^2$, малые значения критической плотности тока в ускорителе с плазменным поршнем приводят к необходимости использовать рельсотроны неимоверно большой длины, что ставит под сомнение целесообразность применения плазменного поршня для ускорения твердых тел.

Оценим необходимую длину ускорителя с медными электродами для получения скорости частицы $v = 10^4$ м/с при $m = 10^{-3}$ кг, $v_0 = 10^3$ м/с, $b = 10^{-2}$ м, $\lambda_p = 2,5 \cdot 10^{-7}$ Гн/м и $I_0/b = 10^7$ А/м (см. рис. 3 и табл. 3). Подставив выражение (1.3) в (1.2), заменив t_0 на t , а l на длину ускорителя X , имеем $X = [(v^2 - v_0^2) m / (\lambda_p b^2)] b^2 / I_0^2$, откуда вытекает, что при указанных параметрах $X \approx 40$ м. При $v = 15 \cdot 10^3$ м/с и тех же начальных параметрах $X \approx 90$ м, при $v = 5 \cdot 10^3$ м/с $X \approx 10$ м. Из этих оценок следует, что, если плотность тока не будет превышать критического значения, длина ускорителя становится неприемлемой с точки зрения практической реализации. Для уменьшения длины рельсотрона необходимо увеличивать протекающий в цепи ток. Однако тогда плотность тока на единицу ширины канала превысит критическое значение плотности тока, температура электродов превысит температуру плавления (возможно, также и температуру кипения), начнется эрозия электродов и картина протекающих в ускорителе физических процессов существенно изменится.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Proceedings of the conference on electromagnetic guns and launchers*, San Diego, 1980.— N. Y., 1982.— (IEEE Trans. on magnetics; v. MAG — 18, N 1).
2. *Proceedings of the 2nd Symposium on electromagnetic launch technology*, Boston, 1984.— N. Y., 1984.— (IEEE Trans. on magnetics, 1984; v. MAG — 20, N 2); *Proceedings of the 3rd Symposium on electromagnetic launch technology*, Austin, 1986.— TX., 1986.— (IEEE Trans. on magnetics, 1986; v. MAG — 22, N 6).
3. *Proceedings of the impact fusion workshop*.— Los Alamos, 1979.— (Tech. Rep./LA — 8000 — C).
4. Hawke R. S., Nellis W. J. et al. Rail accelerator development for ultrahigh pressure research // *Proceedings of the 2nd Symposium on electromagnetic launch technology*, Boston, 1984.— N. Y., 1984.— (IEEE Trans. on magnetics, 1984; v. MAG — 20, N 2).
5. Fox W. E., Cummings C. E., Davidson R. F., Parker J. V. Mechanical design aspects of the HYVAX railgun // *Ibid.*
6. Usuba S., Kondo K., Sawaoka A. Status of electromagnetic mass-accelerator development and prospect of application to high pressure research // *Shock waves in condensed matter: Proc. APS Top. Conf.*, Santa Fe, 1983.

7. Hawke R. S., Scudder J. K. Magnetic propulsion railguns: their design and capabilities // Megagauss physics and technology: Proc. conf., Washington, 1979. — N. Y.; L.: Plenum Press, 1980.
8. Hawke R. S., Brooks A. C. et al. Railguns for equation-of-state research. — S. 1., 1981. — (Tech. Rep./UCRL — 85298); Fowler C. M., Peterson D. R., Hawke R. S. et al. Rail gun development for EOS research // Shock waves in condensed matter/Ed. by W. J. Nellis et al. — N. Y., 1982.
9. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1964.
10. Кнопфель Г. Сверхсильные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.
11. Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике: Справочник/Под ред. Б. Е. Неймарка. — М.: Энергия, 1967.
12. Шнейерсон Г. А. Поверхностный эффект в сверхсильном магнитном поле // ЖТФ. — 1967. — Т. 37, вып. 3.
13. Швецов Г. А., Титов В. М., Башкатов Ю. Л. и др. Исследование работы рельсотронного ускорителя твердых тел с питанием от взрывного МГД-генератора // Сверхсильные магнитные поля. Физика. Техника. Применение/Под ред. В. М. Титова, Г. А. Швецова. — М.: Наука, 1984.
14. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике. — М.: Наука, 1981.

Поступила 26/IX 1986 г.

УДК 527.535

МЕТОД РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОРАЗРЯДНЫХ КАМЕР С УЧЕТОМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

*В. В. Бреев, С. В. Дзуреченский, А. Т. Кухаренко,
С. В. Пашкин*
(Москва)

Расчет протекания газа в канале с параллельными стенками [1] представляет самостоятельный интерес (в частности, в связи с описанием турбулентности [2]). Среди многочисленных методов решения таких задач (см., например, [3]) нет универсального.

Большой прикладной интерес представляют расчеты газоразрядных камер (ГРК), применяемых в плазмохимии и для создания технологических лазеров. Необходимо исследовать газодинамические уравнения совместно с уравнениями, описывающими колебательное возбуждение молекул газа тлеющим разрядом. Определенные трудности построения простого и эффективного способа расчета течения газа с учетом пограничного слоя при довольно больших числах Рейнольдса ($\sim 10^4$ — 10^5) дополняются специфическими, связанными с колебательной накачкой.

Построение метода численного решения задачи о ГРК с учетом погранслоя — цель настоящей работы.

Даже в условиях ламинарного погранслоя, который чаще всего имеет место при характерных параметрах потока газа в ГРК (давление ~ 10 кПа, скорость потока газа в ГРК ~ 100 м/с, $h \sim 5$ см, $L \sim 50$ см), ясна некорректность решения задачи в одномерном струйном приближении. Колебательное возбуждение молекул тлеющим разрядом при наличии погранслоев должно приводить к сильному нагреву газа в последних и значительной неоднородности газодинамических параметров. Другие причины необходимости рассмотрения задачи в двумерном приближении — отвод тепла от нагретого газа в стенку камеры и возможная гетерогенная (на элементах конструкции) релаксация колебательно-возбужденных молекул.

Существенные вычислительные трудности возникают вследствие геометрии ГРК (рис. 1): в используемых на практике камерах число «калибров» $L/h \gtrsim 15 \gg 1$. Необходимое для численного расчета погранслоя при характерных для ГРК параметрах число разбиений по оси y составляет $N_y \sim 10^2$, а по оси x $N_x \gtrsim 10^3$, т. е. число узлов пространственной сетки может достигать $\gtrsim 10^5$, что уже делает проблематичным численное решение задачи традиционными методами. В условиях сильной неоднородности нужно использовать неравномерный шаг, что может быть реализовано далеко не во всех известных методах [3].