



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. С. Протасов, С. Н. Чувашев, О скейлинге плазмофокусных излучающих разрядов магнитоплазменного компрессора эрозионного типа, *Прикл. мех. техн. физ.*, 1990, том 31, выпуск 4, 19–26

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.168

14 января 2025 г., 18:47:31



16. Гольдаде В. А., Пинчук Л. С. Электретные пластмассы: физика и материаловедение.— Минск: Наука и техника, 1987.
17. Лимасов А. И., Покровский С. Ф. Использование ЭОПа для исследования скользящих разрядов по поверхности твердых диэлектриков // Тр. СибНИИЭ.— 1972.— № 10.
18. Сливков И. Н. Электроизоляция и разряд в вакууме.— М.: Атомиздат, 1972.
19. Андреев С. И., Зобов Е. А., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры в воздухе // ПМТФ.— 1978.— № 3.
20. Зобов Е. А., Литвинова И. Г., Сидоров А. Н. Исследование скользящей искры теневым методом // ПМТФ.— 1986.— № 1.
21. Белоедова И. П., Иванов А. В., Колечицкий Е. С., Ларионов В. П. Применение электрографии для исследования объемного заряда в длинных воздушных промежутках // Электричество.— 1980.— № 2.
22. Белоедова И. П., Иванов А. В. и др. Измерение заряда стримерных образований положительного импульсного разряда // Электричество.— 1981.— № 6.
23. Комельков В. С. Развитие электрического разряда в длинных промежутках // Изв. АН СССР. ОТН.— 1950.— № 6.
24. Базелян Э. М., Горюнов А. Ю. О механизме развития стримеров в резконеоднородном электрическом поле // Электричество.— 1986.— № 11.
25. Базелян Э. М. Лидер положительной длинной искры // Электричество.— 1987.— № 5.
26. Горин Б. Н., Шкилев А. В. Измерение токов молнии на Останкинской телебашне // Электричество.— 1984.— № 8.
27. Базелян Э. М. Выбор точки удара разрядом молнии // Электричество.— 1974.— № 10.

г. Ленинград

Поступила 13/III 1989 г.

УДК 533.9

Ю. С. Протасов, С. Н. Чувашев

О СКЕЙЛИНГЕ ПЛАЗМОФОКУСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАЗРЯДОВ МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА ЭРОЗИОННОГО ТИПА

Излучающие плазмодинамические разряды (ПДР) магнитоплазменного компрессора (МПК) эрозионного типа являются основными элементами различных перспективных практически важных плазменных систем [1—3]. Для ряда приложений необходимо существенное повышение энергоэффективных характеристик таких разрядов (до 10^{10} — 10^{11} Вт, 10^6 — 10^7 Дж). Высокая трудоемкость проведения многопараметрической экспериментальной оптимизации в указанной области делает весьма актуальной предварительную теоретическую оптимизацию. Изучению рабочих процессов в указанных разрядах посвящено значительное число работ ([4—7] и др.), на это нацелена программа исследований [8—12]. Серьезным препятствием здесь была недостаточная степень изученности одного из основных рабочих процессов — эрозионного плазмообразования, из-за чего в численных моделях поток массы плазмы $\rho_p v_p$ приходилось задавать из эксперимента или полуэмпирических зависимостей, надежных только в исследованной области энерговклада ($P = 10^7$ — 10^9 Вт, $W = 10^2$ — 10^6 Дж), для определенной геометрии и рабочих веществ. Данная работа — этап на пути к решению этих задач.

1. Механизм плазмообразования. МПК эрозионного типа представляет собой систему аксиально-симметричных электродов, между которыми организуется сильноточный (10^4 — 10^7 А) разряд. Плазма образуется при эрозии межэлектродной шайбы, ускоряется собственными магнитными полями в токовом слое у диэлектрика и тормозится при магнитной фокусировке на оси симметрии, образуя плазменный фокус (ПФ), где излучает часть своей внутренней энергии [7, 6, 13]. Ранее для $P = 0,05$ — 1 ГВт было установлено, что эрозия твердого диэлектрика в ПДР МПК связана с потоком излучения разряда [14], разложение диэлектрика — со сложными неравновесными химическими реакциями [15]. В самом начале разряда может быть значительна роль теплоотвода в глубь стенки, что приводит к запаздыванию начала эрозионного выхода массы относительно начала разряда [16]. На основе данных [6, 17] в [12] были получены полуэмпирические зависимости для мгновенного потока массы $\rho_p v_p$. Сопостав-

ление расчетов [12] с экспериментами [18] показало возможность экстраполяции этих зависимостей до 4—5 ГВт.

Анализ временных зависимостей скоростей потока плазмы в течение основной стадии разряда указывает на инерционность плазмообразования относительно энерговклада, причем сравнительно небольшое временное рассогласование $t_* \leq 0,1t_{1/2}$ ($t_{1/2}$ — полупериод) уже приводит к существенному разбросу массы по скоростям, резкой зависимости от времени для температуры и излучательной способности основной излучающей зоны — плазменного фокуса [8, 12].

Ионизация паров (собственно плазмообразование) происходит в узком практически локально-одномерном слое на границе плазмы с диэлектриком или его парами. Можно показать, что процессы в этом слое определяются линейной плотностью тока i , А/м (или перепадом магнитного поля ΔB) и потоком поглощаемого в слое излучения S_0 . В МПК-разрядах, работающих на водороде, дейтерии и др., плазмообразование связано с омическим нагревом [19, 20], т. е. зависит от значения i . По аналогии в эрозионных системах также выход массы обычно связывался с силой тока [4, 8, 12]. Имелся еще ряд открытых вопросов, например, неясна была причина инерционности плазмообразования в основной стадии разряда (прогрев диэлектрика [16] на этой стадии роли не играет, а время реакции ионизации [15] существенно меньше t_*), неизвестны закономерности формирования радиального распределения $\rho_p v_p$ и др.

Излучательная способность в фокусе МПК, однако, на несколько порядков выше, чем в других зонах [6, 8]; преобладает вакуумный ультрафиолет (ВУФ), для него пары непрозрачны, а плазменный поток полупрозрачен [8, 21]. Поэтому естественно предположить, что в излучающих МПК-разрядах плазмообразование связано с ионизирующей радиационной волной РВ, в которой пары диэлектрика поглощают световой поток S_0 из плазменного фокуса, т. е. считать, что в упомянутом выше локально-одномерном слое значения i и S_0 таковы, что ионизация зависит только от S_0 . Тогда, отвлекаясь от весьма сложных [15, 16], но менее энергоемких по сравнению с ионизацией процессов испарения (дающего, кроме того, не непосредственно необходимый в расчетах поток плазмы $\rho_p v_p$, а поток паров $\rho_v v_v \geq \rho_p v_p$), имеем локальный мгновенный поток массы

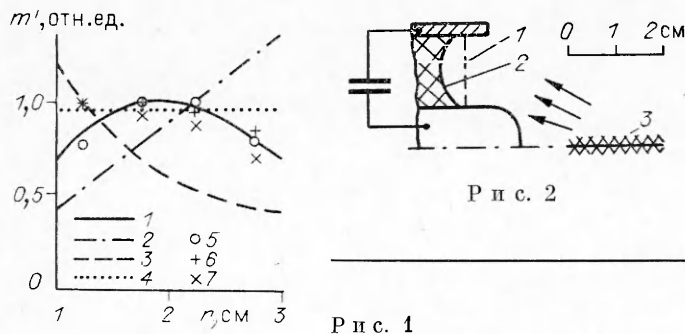
$$(1) \quad \rho_p v_p = \rho_0 v_0 = S_0 m_i h_{i0}^{-1},$$

где ρ — плотность; v — скорость; m_i — масса среднего иона; h_{i0} — изменение энтальпии в РВ на один ион; $h_{i0} \geq I_i$, I_i — энергия ионизации атомов; индексом 0 здесь и далее отмечены параметры ускоренного плазменного потока.

Покажем, что такой подход качественно и количественно верно отражает особенности плазмообразования в ПДР эрозионного типа и что можно рассчитывать на создание на его основе численных моделей, способных решать поставленные выше задачи.

На основе (1) получается правильная оценка массы плазмы. Действительно, проинтегрировав (1) по поверхности и по времени, находим $M_{\Sigma'} = m_i W \eta_l \eta_d / (h_{i0} (1 - \eta_d))$ (W — энерговклад, η_l — световой КПД, η_d — часть излучения, падающего на диэлектрик); с другой стороны, $M_{\Sigma'} \bar{v}_0^2 / 2 = W \eta_k$ (η_k — кинетический КПД, \bar{v}_0 — средняя скорость плазмы). Для данных [6, 8] ($\eta_l = 12\%$, $\eta_d = 0,3$, $\eta_k = 0,8$, $m_i = 16,7$ у. а. е. м., $I_i \approx 15$ эВ, $\bar{v}_0 = 5 \cdot 10^4$ м/с) находим $M_{\Sigma'} = 5 \cdot 10^{-6}$ кг $\approx \bar{M}_{\Sigma''} = 6 \cdot 10^{-6}$ кг.

Представления о плазмообразовании под действием излучения из плазменного фокуса соответствуют экспериментальным профилям эрозионного выхода массы. Так, на рис. 1 показано радиальное распределение для интегрального по азимуту выноса массы $m' = \int \rho_p v_p 2\pi r dr$ с поверхности межэлектродной диэлектрической вставки: расчет в предположении: 1 — освещения источником, расположенным в зоне торможения потока, сфокусированного под углом 30° (источником в ПФ); 2 — рав-



Р и с. 1

померного светового потока из плазмы разряда; 3 — пропорциональности светового потока омическому нагреву, т. е. i ; 4 — приближение $m' = \text{const}$, использованное в [8]; 5, 6, 7 — эксперименты [17] при внешнем цилиндрическом электроде для энергии 1, 2, 3 кДж соответственно. Видно, что кривая 1 согласуется с [17], а 2 и 3 — нет. Кроме того, из представленного на рис. 2 профиля плазмообразующей шайбы следует, что если часть поверхности диэлектрика затеняется, например, внутренним электродом, то интенсивность эрозии там существенно уменьшается (I — начальная, 2 — конечная форма диэлектрика после серии разрядов; 3 — излучающая зона плазменного фокуса; диэлектрик — полиформальдегид; энергия разряда — 10 кДж; ток — до 0,3 МА). (Экспериментальные данные рис. 2 предоставлены А. С. Камруковым, П. А. Овчинниковым и И. И. Теленковым.)

Хорошо описывается также инерционность плазмообразования, связанная просто со временем пролета плазмы от зоны ускорения до излучающей зоны фокуса. Действительно, пролетное время $t_0 = v_0 d_F$ (d_F — расстояние от диэлектрика до фокуса) при данных [6, 8] ($v_0 = 5 \cdot 10^4$ м/с, $d_F = 3-5$ см) примерно равно параметру инерционности i_* ≈ 1 мкс, полученному в [12] для тех же условий.

Таким образом, имеется вполне достаточное количество аргументов в пользу указанного предположения.

2. Подобие течений плазмы в МПК-разрядах. Проведем анализ с помощью методов теории размерности и подобия расчетной системы уравнений численной модели ПДР МПК [8]:

$$(2) \quad \begin{aligned} \partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \mathbf{v}) &= 0, \quad \rho d\mathbf{v}/dt = -\text{grad } p + [\mathbf{j}, \mathbf{B}], \\ \mathbf{j} &= (1/\mu_0) \text{rot } \mathbf{B}, \quad \rho d\epsilon/dt = -p \text{div } \mathbf{v} - \mathbf{q}. \end{aligned}$$

Здесь p — давление; \mathbf{j} — плотность тока; \mathbf{B} — индукция магнитного поля; t — время; μ_0 — магнитная постоянная; ϵ — внутренняя энергия; \mathbf{q} — радиационный член. Такой анализ показывает, что два квазистационарных режима подобны при равенстве значений критериев Маха M , Альфвена β , эффективного показателя адиабаты γ и радиационного критерия $\Omega t = (q_x t_x) / (\rho_x \epsilon_x)$, а также при геометрическом подобии границ (индексом x отмечены характерные значения параметров). Под подобием понимается совпадение распределений безразмерных значений функций (ρ/ρ_x , ϵ/ϵ_x , v/v_x и др.) в пространстве безразмерных координат (т. е. отнесенных к характерному размеру L). Подобие позволяет построить численную модель, описав конфигурацию различных зон разряда и основные рабочие процессы с помощью системы безразмерных коэффициентов C_i по одному режиму и используя затем постоянство значений C_i при переходе к другим подобным режимам, характеризующимся иными линейными масштабами L или мощностью энергоклада P .

Результаты численного моделирования эрозионных ПДР МПК в вакууме в достаточно подробной постановке [8] показывают, что такое подобие выполняется при значительных вариациях значений критериев M_0 и β_0 : при изменении M_0 в 2, а β_0 в 4 раза (при прочих равных) характерные

размеры зон, перепады величин в области фокуса и другие параметры, характеризующие конфигурацию течения и рабочие процессы, остались постоянными с точностью до 10—30 % [8]. Слабая зависимость течения от этих критериев связана с тем, что для рассматриваемых разрядов характерны $\beta_0 \gg 1$ и $M_0 \gg 1$ [6]. Значения γ для плазмообразующих веществ МПК при характерных температурах плазмы $T_x = 2-7$ эВ меняются в пределах 5—15 % [21], γ практически не нарушает подобия. Для критерия $\Omega_F t_F$, определяющего световой КПД разряда, не следует ожидать сохранения значений, однако этот критерий влияет лишь на зону фокуса [8]: только $\Omega_F t_F$ не малы по сравнению с единицей, а вверх по сверхзвуковому потоку газодинамическое возмущение не распространяется (индексом F здесь и далее обозначены параметры плазменного фокуса). Таким образом, если в указанной упрощенной модели учесть влияние $\Omega_F t_F$ хотя бы в первом приближении, то можно надеяться на достаточную надежность описания основных тенденций.

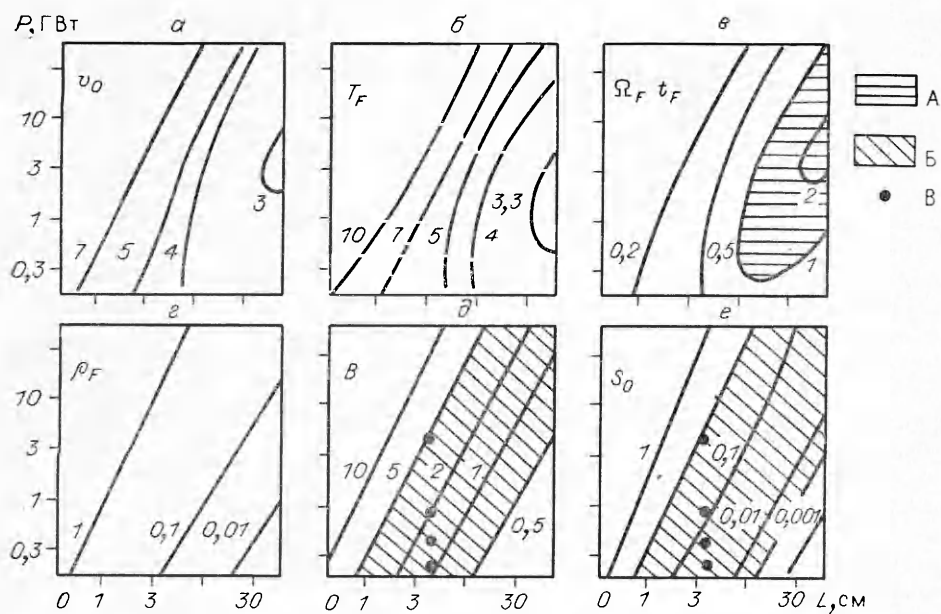
3. Численная модель разряда. Построим такую модель для режимов, подобных исследованному в [8]. Согласно [8], элемент массы плазмы, образовавшийся в точке с радиальной координатой $r_0 = C_1 L$, ускоряется до v_0 и движется в течение $t_0 = d_F/v_0$ почти инерционно ($d_F = C_2 L$ — расстояние до фокуса); в зоне компрессии его скорость снижается до $v_F = C_3 v_0$. Давление там определяется срабатываемым скоростным напором, $p_F = \rho_{0F} v_0^2 (1 - C_3)$ ($\rho_{0F} = \rho_0 r_0/r_F$, $r_F = C_4 L$ — радиальный размер фокуса), а внутренняя энергия сразу после торможения — энтальпией h_F , $\epsilon_F = h_F/\gamma_F = (1 - C_3^2)v_0^2/(2\gamma_F)$. Скоростной напор потока сразу за зоной ускорения равен магнитному давлению перед ней (вследствие сохранения импульса для этой зоны): $\rho_0 v_0^2 = B^2/(2\mu_0)$, $B = \mu_0 I/(2\pi r_0)$, I — сила тока разряда. Связь между I и P задает сопротивление МПК как элемента цепи разряда, $R = P/I^2$, имеющее в основном активную составляющую, связанную с плазодинамическим характером энерговыклада и пропорциональную уровню скоростей плазмы [8, 12]: $R = C_5 v_0/\mu_0$. Необходимый для замыкания модели с помощью (1) поток плазмообразующего излучения S_0 в точке r_0 в момент t вычисляется как $S_0(t) = E_F(t) \cdot \eta_r/(4\pi d_F^2)$, где $E_F(t) = (1 - C_3^2)C_6 P(t - \Delta t)/r_F$ — кинетическая энергия потока, преобразующаяся в единицу времени во внутреннюю энергию фокуса; C_6 — доля (по кинетической энергии) тех трубок потока, которые проходят через фокус; $P(t - \Delta t)$ — электрическая мощность; $\Delta t \simeq t_0$. Эффективность η_r перехода внутренней энергии в излучение определяется на основе уравнения энергии из системы (2), которое с учетом примерного постоянства Ω_F , v_F и p_F на эффективной длине фокуса $z_F = C_7 L$ [8] принимает вид $d(\rho\epsilon)/dt = -\Omega_F(\rho\epsilon)$, откуда $\eta_r = \int q dt/(\rho_F \epsilon_F) = 1 - \exp(-\Omega_F t_F)$, $t_F = z_F/v_F$ (т. е. световой КПД $\eta_l = (1 - C_3^2)C_6 \cdot (1 - \exp(-\Omega_F t_F))/\gamma_F$). При вычислении q_F учитывается перепоглощение излучения как в самой зоне компрессии, так и в плазменном потоке. Результирующее выражение, правильно учитывающее вклад частотных диапазонов с большой ($\tau_{nF} \gg 1$) и малой ($\tau_{nF} \ll 1$) оптической плотностью фокуса, записывается как

$$q_F = \sum_n (1 - \exp(-\tau_{nF})) 2\pi J_{np}(T_F) \exp(-\tau_{n0})/r_F,$$

$$\tau_{nF} = 2r_F \kappa_n'(\rho_F, T_F), \tau_{n0} = d_F \kappa_n'(\rho_0, T_0).$$

Здесь \sum_n — суммирование по группам квантов; κ_n' — групповые коэффициенты поглощения; J_{np} — интегралы функции Планка для интенсивности излучения; T — температура. Для фторуглеродной плазмы функции $p = p(\rho, T)$, $\epsilon = \epsilon(\rho, T)$ задавались в соответствии с данными [21]; для геометрии электродов, подобной [6, 8], $C_1 = 0,32$ (при L , равной радиусу внешнего электрода); $C_2 = C_3 = 0,7$, $C_4 = 0,05$, $C_5 = 0,11$, $C_6 = 0,6$, $C_7 = 0,37$.

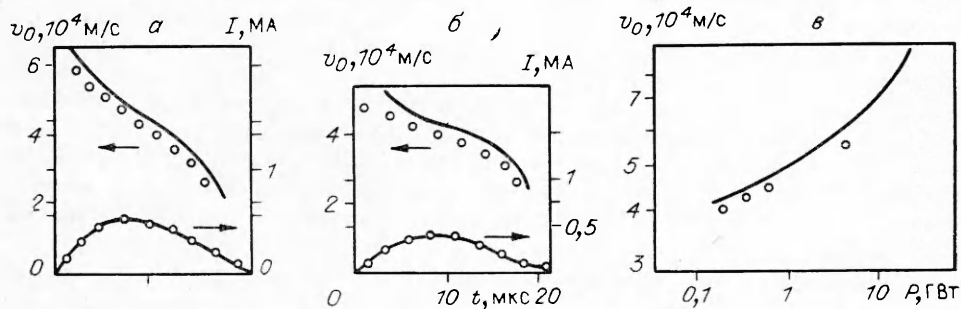
Приведенные соотношения вместе с (1) позволяют определить основные характеристики разряда и параметры плазмы по заданным значениям



Р и с. 3

масштаба L и мощности энергоклада P (последняя может вычисляться из уравнений Кирхгофа для цепи разряда) без каких-либо экспериментальных данных о режиме, т. е. эти соотношения представляют собой численную модель, единственный эмпирический параметр которой $T_0 \approx 1,6$ эВ, как показано ниже, постоянен в широком диапазоне параметров. Эта модель обоснована для режимов, для которых применим предложенный подход к описанию плазмообразования, а значения M_0 и β_0 отличаются от базовых меньше, чем в 2 и 4 раза.

4. Анализ расчетов и сопоставление с экспериментом. Результаты вычислений по описанной модели для квазистационарных разрядов представлены на рис. 3, 4. Диапазон режимов охватывает область энергокладов и линейных масштабов, на порядок-два превышающих экспериментально исследованные. На рис. 3 приведены расчетные значения характерных параметров квазистационарных МПК-разрядов при различных P и L (электроды торцевой геометрии диаметром $2L$ и $L/2$, плазмообразующий диэлектрик — фторопласт): a — скорость плазмы перед фокусом (10^4 м/с); b — температура в фокусе (эВ); c — радиационный критерий; d — плотность плазмы в фокусе (кг/м^3); e — индукция магнитного поля у диэлектрика (3,5 Тл); f — световой поток из плазмы на границе с нарами диэлектрика (10^7 Вт/см 2). А — область режимов с наибольшими $\Omega_F t_F$; Б — режимы, при которых модель обоснована; В — режимы, исследованные экспериментально в [6, 18]. На рис. 4 проводится сопоставление расчетных (кривые) и экспериментальных [6, 18] (точки) данных для за-



Р и с. 4

зависимостей тока разряда и скорости плазменного потока от времени (a — для начального напряжения на емкостном накопителе 5 кВ, b — 3 кВ) и от мощности энерговклада в максимуме тока (c).

При большей части рассматриваемых режимов расчетные значения M_0 лежат в пределах $(0,65-1,2) M_{B0}$, а β_0 — $(0,5-1,6)\beta_{B0}$; M_{B0} , β_{B0} — значения M_0 , β_0 в базовом режиме*, т. е. приближенное подобие конфигурации течения в указанной на рис. 3 области должно соблюдаться. Для режимов, соответствующих исследованным в [6, 18], расчетные значения M_0 меняются в пределах $\pm 12\%$, а β_0 — $\pm 25\%$ (подобие для них должно выполняться с хорошей точностью). Тогда сравнение результатов вычислений с экспериментальными данными может свидетельствовать о надежности описания процессов плазмообразования, поскольку описание остальных основных рабочих процессов достаточно хорошо обосновано. Такое сравнение проведено на рис. 4 для скорости плазменных потоков — надежно измеряемого параметра, непосредственно связанного с расходом плазмы. При $0,1 < P < 4,3$ ГВт получено хорошее качественное и количественное согласие. В данном случае это отвечает примерному постоянству уровня скоростей с ростом P — пропорциональности расхода и мощности (такой результат нетривиален, так как излучательная способность плазмы фокуса растет быстрее линейного закона, компенсация происходит в основном за счет сужения полосы прозрачности плазменного потока, увеличения его оптической толщины — в результате повышения уровня плотности). Таким образом, предложенный подход к описанию плазмообразования правильно отражает зависимость расхода плазмы от мощности при $L = 4$ см = const в пределах $0,1 < P < 4,3$ ГВт.

Быстрый рост скоростей (или резкое уменьшение потоков массы, отнесенных к мощности энерговклада) вне указанного диапазона мощностей при данных масштабах (см. рис. 3) связан с уменьшением световых потоков, поступивших из фокуса: при малых P — за счет малой излучательной способности, при больших P — из-за непрозрачности плазменных потоков. В первом случае в экспериментах роста v_0 не наблюдается, при плазмообразовании на первый план выходят другие процессы, и предложенный подход неприменим. При больших мощностях экспериментальные данные отсутствуют, и вопрос о применимости этого подхода остается открытым.

Согласно расчетам, вдоль линий $PL^{-2} = \text{const}$ с точностью $\approx 15\%$ сохраняются уровни магнитных полей и световых потоков на границе плазмы у диэлектрика (граничные условия для локально-одномерного плазмообразующего слоя). Отсюда выводим, что если описание этого слоя применимо к какому-либо режиму, то оно применимо и для целого семейства подобных режимов с $PL^{-2} = \text{idem}$. Предложенный подход к описанию плазмообразования, основанный на представлении о прогреве плазмы в радиационных волнах и постоянстве T_0 , можно использовать в достаточно широком диапазоне режимов, включающем область энерговкладов, по мощности на порядок-два превышающих достигнутые экспериментально, причем для многих из этих режимов выполняются условия подобия течений, т. е. применимость модели там обоснована.

Отсюда следует, что в пределах указанного диапазона параметров в соответствии с расчетами уровень скоростей и температур меняется относительно слабо, плотность плазмы и давление монотонно растут с увеличением мощностей при $L = \text{const}$ и слабо меняются вдоль кривых $PL^{-2} = \text{const}$. Скейлинг, обеспечивающий сохранение уровней таких локальных параметров плазменных потоков, как скорость, плотность, температура, индукция магнитного поля, плотность тока, давление, коэффициенты поглощения, поток излучения и другие, достигается при выполнении условия $PL^{-2} = \text{const}$, и экспериментальная отработка мощных

* Базовый режим, по которому определялись значения M_{B0} , β_{B0} , соответствует максимуму мощности энерговклада при наиболее подробно изученном разряде [6, 8]: $P_B = 0,8$ ГВт, $L_B = 4$ см.

разрядов может в значительной мере производиться на подобных по PL^{-2} режимам с умеренным энерговыделением. Значительный интерес представляет изучение неисследованных режимов с $PL^{-2} \geq 10^{12}$ Вт/м²: эффективность разрядов рассмотренной торцевой геометрии в этих режимах может быть существенно выше расчетной — за счет увеличения тела свечения, прогрева плазменного потока токами и излучением и др. Отметим, что такие режимы можно достичь при умеренной мощности $\approx 0,5 \cdot 10^9$ Вт для МПК размером $2L < 1,5$ см.

Для одной и той же конструкции МПК значения радиационного критерия $\Omega_F t_F$ (следовательно, и светового КПД) имеют максимум по мощности, положение его с увеличением масштабов МПК смещается в область больших энерговыделений. Среди режимов с $PL^{-2} = \text{idem}$ эффективнее системы с большими размерами электродов, так как элемент массы, хотя и имеет ту же излучательную способность, дольше находится в зоне высокого давления и полнее высвечивает свою внутреннюю энергию. Существенно, что среди режимов с высокой электрической мощностью есть такие, световые КПД которых не только не уступают достигнутому экспериментально при умеренных энерговыделениях [6], но и значительно их превосходят. Конкретные значения параметров относятся к конкретной форме электродов и фторуглеродной плазме, однако следует ожидать сохранения качественного вида зависимостей и при переходе к другим геометрическим соотношениям и рабочим веществам (в частности, термодинамические функции и зависимости оптических свойств в ВУФ для характерных плазмообразующих веществ МПК близки между собой [21, 22]).

Выражаем признательность Н. П. Козлову и А. С. Камрукову за обсуждение и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. — М.: Атомиздат, 1978. — Т. 1.
2. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Генераторы лазерного и мощного теплового излучения на основе сильноточных плазмодинамических разрядов // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М.: Наука, 1984.
3. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Плазмодинамические источники сплошного спектра // ДАН СССР. — 1978. — Т. 239, № 4.
4. Алексеев Ю. А., Казеев М. Н. Численное моделирование двумерных течений в импульсных плазменных ускорителях // Физика плазмы. — 1981. — Т. 7, № 5.
5. Гуцян И. С., Попов Ю. П., Савичев В. В. Расчет нестационарного ускорения плазмы с учетом абляции диэлектрика // Физика плазмы. — 1976. — Т. 2, № 5.
6. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Динамика и излучение открытых (вакуумных) плазмодинамических разрядов типа «плазменный фокус» // ТВТ. — 1982. — Т. 20, № 2.
7. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю., Подгорный И. М., Чуватин С. А. Электромагнитное ускорение ступок плазмы // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 22, № 7.
8. Арделян Н. В., Камруков А. С., Козлов Н. П. и др. Численное моделирование излучающих плазмодинамических разрядов магнитоплазменного компрессора эрозионного типа // ДАН СССР. — 1987. — Т. 292, № 3.
9. Арделян Н. В., Камруков А. С., Козлов Н. П. и др. Магнитогазодинамические эффекты при взаимодействии с газом эрозионных плазменных потоков магнитоплазменного компрессора // ДАН СССР. — 1987. — Т. 292, № 1.
10. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Радиационно-газодинамические процессы в кумулятивных плазмодинамических МПК-разрядах // ЖТФ. — 1985. — Т. 55, № 3.
11. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. О природе неоднородностей излучающих плазменных потоков // Письма в ЖТФ. — 1985. — Т. 11, № 23.
12. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Расчет параметров плазменного потока импульсного эрозионного плазменного ускорителя // ПМТФ. — 1984. — № 2.
13. Брушлинский К. В., Герлах Н. И., Морозов А. И. Влияние конечной проводимости на стационарные самосжимающиеся течения плазмы // ДАН СССР. — 1968. — Т. 180, № 6.
14. Губарев В. Я., Козлов Н. П., Лесков Л. В., Протасов Ю. С. Определение теплового потока из плазмы на диэлектрик в импульсных эрозионных ускорителях // Плазменные ускорители. — М.: Машиностроение, 1973.
15. Алексеев Ю. А., Казеев М. Н. Импульсное испарение изолятора в ускорителях плазмы с эрозией. — М., 1978. — (Препр./АН СССР, ИАЭ; № 3000).

16. Савичев В. В. К расчету скорости уноса массы диэлектрика в импульсном разряде // Вопросы физики низкотемпературной плазмы.— Минск: Наука и техника, 1970.
17. Лесков Л. В., Мухоян М. З., Савичев В. В. Исследование импульсного электромагнитного источника эрозионной плазмы // Там же.
18. Владимиров В. В., Дивнов И. И., Камруков А. С. и др. Магнитоплазменный компрессор с взрывомагнитным генератором энергии // ЖТФ.— 1980.— Т. 50, № 7.
19. Брушлинский К. В., Морозов А. И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах // Вопросы теории плазмы.— М.: Атомиздат, 1974.— Вып. 8.
20. Ананин С. И., Лешней Т. А. Численное моделирование динамики компрессионных плазменных потоков методом крупных частиц // ДАН БССР.— 1983.— Т. 27, № 8.
21. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Оптические и термодинамические свойства фторуглеродной плазмы // ТВТ.— 1986.— Т. 24, № 1.
22. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С., Чувашев С. Н. Оптические и термодинамические свойства плазмы полиформальдегида // ЖПС.— 1985.— Т. 43, № 6.

г. Москва

Поступила 22/VI 1988 г.,
в окончательном варианте — 24/II 1989 г.

УДК 539.124

В. И. Бойко, В. П. Кишкин, Н. Н. Прилепских, И. В. Шаманин

МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА С МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

Развитие ускорительной техники и специфика взаимодействия ионов с веществом расширили круг научных и практических задач, решение которых связывается с использованием мощных ионных пучков (МИП): исследования в области материаловедения и ядерной физики [1], работы по термоядерному синтезу [2, 3], проблемы генерации мощного электромагнитного излучения [4] и др. Во всех случаях физической основой является корректное описание динамики системы МИП — поглотитель.

Воздействие ионного пучка плотностью мощности $>10^{12}$ Вт/м² на металлы сопровождается одновременным протеканием нескольких конкурирующих процессов перераспределения энергии [5]. Основные механизмы релаксации энергии МИП — гидродинамический, теплопроводящий и лучистый. Качественное поведение и количественные знания этих процессов определяются как параметрами МИП, так и характеристиками облучаемого вещества. Значительные энерговыкладки ионов в малые пространственные интервалы (10—20 мкм) за короткие промежутки времени (30—60 нс) усложняют приборное экспериментальное изучение динамики одного из каналов перераспределения энергии пучка одновременно в течение и после акта взаимодействия. В численных экспериментах все механизмы релаксации энергии учитываются селективно и их анализ не представляет особых сложностей. Качество результатов зависит от полноты описываемых процессов.

В настоящей работе предложена модель взаимодействия МИП — поглотитель, осуществлена математическая постановка задачи, разработаны алгоритм и программа решения, приведены результаты расчетов. В отличие от существующих методик (обзор в [6]) учитываются параметры пучка, влияющие на процесс взаимодействия: наличие ионов примеси, пространственная неоднородность, временная зависимость энергии и плотности тока. Термодинамические параметры вещества получаются из широкогодиапазонного уравнения состояния. Модель основывается на двухмерном гидродинамическом приближении с включением механизмов электронной и лучистой теплопроводности. Приведены результаты расчета воздействия мощного протонно-углеродного пучка на алюминиевую фольгу. Двухкомпонентный состав ионов и пространственно-временная неоднородность плотности тока пучка определяют качественно отличающееся от существующих представлений поведение образовавшейся газоплазменной подсистемы.

1. Модель и алгоритм расчета. Процесс торможения ионов пучка в приповерхностной области поглотителя сопровождается энерговыделением и высокоскоростным нагревом. Поля возникающих давлений и температур характеризуются резкой неоднородностью и соответственно большими градиентами. Перепад давления возбуждает ударную волну, распространяющуюся во внутреннюю область мишени, а на облучаемой поверхности формируется плазменное облако. Размеры области термализации пучка зависят как от энергии и типа ионов, так и от параметров