

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА
ИМПУЛЬСНОГО
ЭРОЗИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ

*А. С. Камруков, Н. П. Козлов, Ю. С. Протасов,
С. Н. Чувашев*

(Москва)

Исследование импульсных электромагнитных ускорителей (ИЭМУ) эрозионной плазмы представляет интерес для широкого круга научных и прикладных задач (генерация высокоэнтальпийных плазменных струй, получение сильных ударных волн, мощных потоков излучения в видимой, ультрафиолетовой и вакуумной областях спектра и т. д. (см., например, [1, 2])). Процессы в ИЭМУ отличаются большой сложностью: плазменные потоки существенно неоднородны, плазма неидеальна и неравновесна, важную роль играют излучение и ионизация, эрозия элементов конструкции и процессы передачи энергии от накопителя и т. д. Известные численные модели электромагнитных ускорителей [3—5] созданы в основном для анализа механизмов этих явлений, они отличаются сложностью и содержат различные серьезные допущения, которые могут значительно исказить интегральные параметры плазменных потоков. С другой стороны, при согласовании ускорителя с накопителем энергии, при проведении инженерных расчетов и при решении ряда других задач, не требующих детальной информации о процессах в ускорителе, удобнее использовать относительно несложные и достаточно надежные полумпирические методы, связывающие характеристики установок с параметрами плазменных потоков. Такие модели известны для импульсных ускорителей, работающих в режиме генерации одиночного сгустка (модель «плазменной шайбы» Л. А. Арцимовича [6]), и для ускорителей с напуском газа (модель «снегочистителя» [7]); с их помощью проведен ряд оптимизационных исследований ([8, 9] и др.). Однако непосредственное применение этих моделей к ИЭМУ эрозионного типа приводит к качественно неверному описанию динамики процессов.

В настоящей работе построена новая электродинамическая модель, учитывающая особенности квазистационарного ускорения, эрозионного плазмообразования и передачи энергии от накопителя. Она позволяет определять временные зависимости скорости и плотности плазменного потока и проводить согласование ИЭМУ с накопителем энергии различных типов (емкостные, индуктивные и др.). Численный анализ этой модели позволил выявить ряд особенностей процессов и определить пути оптимизации параметров установок с ИЭМУ.

1. Как известно, ИЭМУ представляет собой систему коаксиальных, рельсовых или плоскопараллельных электродов, через которые организуется сильноточный разряд, причем конфигурация магнитных полей разряда такова, что электроразрядная плазма ускоряется под действием собственных магнитных сил. В ускорителях эрозионного типа плазма образуется из вещества элементов конструкции, эродирующих под действием теплового потока из зоны разряда; наблюдается временное запаздывание выхода массы по отношению к теплому потоку («инерционность» плазмообразования) (см., например, [7]).

Характерной особенностью ИЭМУ эрозионного типа, сближающей их со стационарными сильноточными ускорителями, является квазистационарный режим ускорения плазмы, когда время разгона элемента массы $\tau_y \ll T_{1/2}$, где $T_{1/2}$ — полупериод разряда. Для учета этого представим плазменный поток в виде последовательности отдельных сгустков; ускорение i -го сгустка описываем в электродинамическом приближении [6]

$$(1.1) \quad m_i dv_i/dt = \theta L' I^2/2, \quad dz_i/dt = v_i$$

до момента t_i ухода его из зоны ускорения, который определяется из условия

$$(1.2) \quad t_i - t_{i-1} = \tau_y,$$

после чего движение i -го сгустка считается равномерным, а ускоряться начинает $(i + 1)$ -й сгусток, причем полагается

$$(1.3) \quad v_{i+1}(t_i) = 0, z_{i+1}(t_i) = 0, I(t_i + 0) = I(t_i - 0).$$

В соотношениях (1.1) — (1.3) приняты следующие обозначения: m_i , v_i , z_i — масса, скорость и координата i -го сгустка; I — разрядный ток; L' — погонная индуктивность электродов; $\theta = 2$ — фактор, учитывающий эффект мгновенного переброса тока с i -го на $(i + 1)$ -й сгусток*.

Эффективное сопротивление ИЭМУ, необходимое для расчета передачи энергии от накопителя, вычисляется из соотношения

$$(1.4) \quad R_e(t) = \theta L' v_i(t) / (2\eta_*),$$

которое отличается от соответствующего выражения, принятого в [6], введением фактора $\eta_* \approx 0,6-0,9$ — отношения кинетической энергии потока к полному энерговкладу в ИЭМУ (кинетический КПД ускорителя, учитывающий потери на ионизацию, излучение, нагрев электродов и др.). Эффективное сопротивление пропорционально v_i , меняющейся от 0 до скорости истекающего потока v . Можно показать, что вызванные этим пульсации R_e приводят лишь к осцилляциям тока и напряжения на накопителе с амплитудой порядка $\tau_y / T_{1/2} \ll 1$ и частотой $1/\tau_y$, причем эти осцилляции пропадают при $\tau_y \rightarrow 0$. Действительно, рассматривая для определенности начало разряда емкостного накопителя с идеальными токоподводами, из закона Кирхгофа имеем

$$dI/dt = (U - R_e I) / (L_{\Pi} + L' z_i),$$

где U — напряжение на накопителе; L_{Π} — паразитная индуктивность токоподводов емкостного накопителя. Падение напряжения на ускорителе $R_e I$ не превышает U , поэтому $dI/dt > 0$, т. е. токи монотонно растут в течение всего интервала τ_y , и $I(t_i) < I(t') < I(t_{i+1})$ при $t_i < t' < t_{i+1}$, откуда с учетом (1.3) получаем, что отклонение зависимости $I = I(t)$ от усредненной по пульсациям кривой не превышает $I(t_{i+1}) - I(t_i) \sim I(t_i) \tau_y / T_{1/2}$ (даже в случае $L_{\Pi} = 0$, когда при $t = t_i + 0$ скорость нарастания тока бесконечно велика). Для функции $U = U(t)$ эти колебания еще меньше, так как осциллирует лишь производная $dU(t)/dt$, пропорциональная $I(t)$. К аналогичным выводам приводит рассмотрение любого другого периода разряда и типа накопителя.

Масса сгустка выражается через расход плазмообразующего вещества \dot{m} :

$$(1.5) \quad m_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} \dot{m} dt.$$

С помощью (1.1) — (1.4) можно показать, что при таком определении m_i в случае $\tau_y \ll T_{1/2}$ величина τ_y не влияет на электротехнические характеристики разряда и параметры истекающего плазменного потока, она определяет лишь степень дискретности, и в пределе $\tau_y \rightarrow 0$ моделируется ускорение непрерывного потока. Точнее, уменьшение τ_y до нуля снижает

L_{Σ} на величину $\Delta L = (1/\tau_y) \int_{t_{i-1}}^{t_i} L' z_i dt \approx L' z_*/3$, где $z_* = z_i(t_i)$ — длина зоны ускорения; как показывает анализ экспериментальных данных

* В модели при вылете каждого сгустка «отсекается» заполненный магнитным полем объем между сгустками, содержащий энергию $L' z_i(t_i) I^2 / 2 = m_i [v_i(t_i)]^2 / 2$. В действительности эта энергия участвует в ускорении; для ее учета и введен фактор θ .

(см., например, [10, 11]), в эрозионных ускорителях $z_* \leq 0,5$ см; обычно $\Delta L \ll L_\Sigma$.

Поскольку уменьшение τ_y не влияет на результаты расчета, появляется возможность перейти к пределу непрерывного потока $\tau_y \rightarrow 0$ и вместо уравнений (1.1) — (1.5) вывести явные аналитические выражения для скоростей потока и R_e : интегрируя эти уравнения по τ_y с учетом того, что за $\tau_y \rightarrow 0$ функции $I = I(t)$ и $\dot{m} = \dot{m}(t)$ меняются бесконечно мало, получаем

$$(1.6) \quad v(t) = \theta L' [I(t)]^2 / [2\dot{m}(t)], \quad R_e(t) = \theta^2 [L'I(t)]^2 / [8\eta_* \dot{m}(t)] = \\ = \theta L' v / (4\eta_*).$$

Эти выражения, полученные на основе электродинамического приближения с учетом малости времени ускорения элемента массы, описывают квазистационарный режим электромагнитного ускорения. Для замыкания системы к (1.6) следует добавить уравнения, описывающие передачу энергии от накопителя, и соотношения для определения выхода массы.

2. Процессы в формирующем контуре описываются известными уравнениями, отражающими законы Кирхгофа. Кинетический КПД установки, учитывающий эффективность преобразования энергии накопителя в кинетическую энергию потока, равен $\eta_K = \eta_* \eta_\Pi$, здесь $\eta_\Pi = W_y / W_\Sigma$ — эффективность передачи энергии от накопителя, $W_y = \int_0^\infty R_e I^2 dt$ — энерговыход в ИЭМУ, W_Σ — начальная энергия в накопителе. В случае емкостного накопителя потери энергии в контуре учитываются введением в цепь одного сопротивления R_Π ; тогда получаем выражение для кинетического КПД установки*:

$$(2.1) \quad \eta_K = \eta_* \langle R_e \rangle / (\langle R_e \rangle + R_\Pi), \quad \langle R_e \rangle = \int_0^\infty R_e I^2 dt \Big/ \int_0^\infty I^2 dt.$$

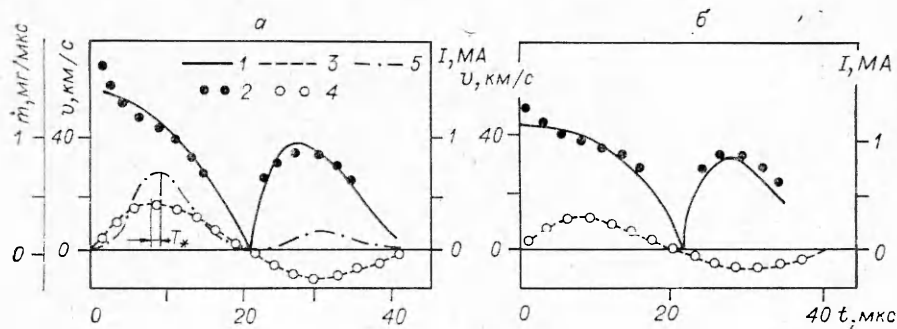
В данном методе расчета ИЭМУ эрозионного типа поток массы в соответствии с отмеченными выше особенностями эрозионного механизма плазмообразования определяется из уравнения

$$(2.2) \quad \dot{m} = q/r - T_* \dot{m}/dt, \quad T_* = \text{const},$$

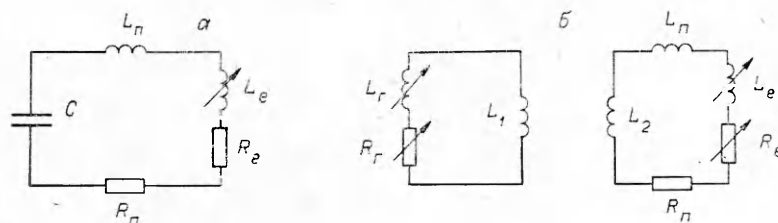
где q — тепловой поток; r — удельная теплота плазмообразования; последний член учитывает эффект инерционности выхода массы; T_* — параметр инерционности. Поскольку нагрев плазмы связан с протеканием по ней разрядных токов, предполагается существование функциональной зависимости $q = q(I)$. Конкретный ее вид получен из экспериментальных данных [12] о зависимости испарившейся за разряд массы от W_Σ . Для этого исходная ($m_\Sigma = m_\Sigma(W_\Sigma)$) и искомая ($q = q(I)$) зависимости записывались в виде степенных рядов и функция $m_\Sigma = m_\Sigma(W_\Sigma)$ представлялась через интеграл искомой функции. Предполагалось, что уровень токов при разряде батареи конденсаторов пропорционален начальному напряжению, а временная зависимость токов мало отличается от соответствующей кривой для колебательного контура (обычно эти условия выполняются с достаточной точностью). Используя тождественное равенство двух представлений исходной функции, получаем соотношение между коэффициентами разложения двух рассматриваемых функций и искомую зависимость:

$$(2.3) \quad q/r = m_* \langle A \rangle (0,25 |I| + 0,64 |I^2| + 0,81 |I^3|).$$

* Если принять, что вся масса ускоряется до $v(t) = v_a = \text{const}$, а $\theta = \eta_* = 1$, из (1.6), (2.1) получаем $\eta_K = 1/[1 + 4R_\Pi/(L'v_a)]$ — приведенное в [7] выражение кинетического КПД для модели «плазменной шайбы». Таким образом, при некоторых упрощающих допущениях предложенная модель может давать интегральные по времени характеристики, совпадающие с результатами анализа модели «плазменной шайбы».



Фиг. 1



Фиг. 2

Здесь q/r выражено в мг/мкс; I — в МА; $m_* = \text{const}$ — коэффициент выхода массы, характеризующий конкретные условия эрозии (теплофизические свойства эродирующих элементов конструкции, форму электродов и др.); $\langle A \rangle$ — средний атомный вес ионов плазмы.

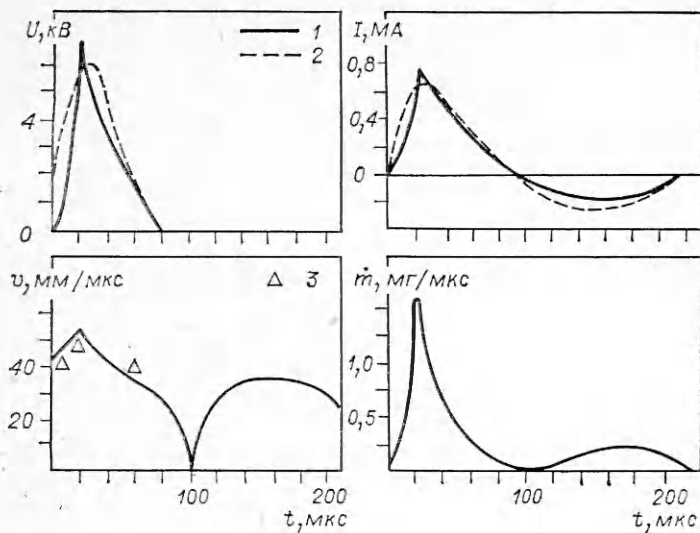
Уравнения (2.2), (2.3) позволяют определить расход плазмообразующей массы.

3. Описанный метод расчета ИЭМУ эрозионного типа содержит экспериментальные параметры η_* , m_* и T_* ; непосредственное экспериментальное определение их с достаточной точностью затруднено. Удобнее находить эти величины из сопоставления с расчетами экспериментальных зависимостей $v = v(t)$ и $I = I(t)$. Существенно, что эти параметры слабо меняются при изменении условий разряда и могут использоваться при расчете других режимов и установок. Так, на фиг. 1 приведено сопоставление расчетных и экспериментальных ([11]) зависимостей скорости истекающего потока (кривые 1, 2) и разрядного тока (кривые 3, 4), а также расчетная кривая 5 для расхода плазмы (экспериментальные данные [11] по $v = v(t)$, полученные для $z = 150$ по v от среза катода, приведены к $z = 0$). Режимы разрядов: а — $W_z = 9,4$ кДж, б — $W_z = 3,4$ кДж, $C = 750$ мкФ, $L_n = 50$ нГ, $L' = 1,75$ нГ/см, рабочее тело — фторопласт. Для обоих режимов, отличающихся по энерговкладу примерно в 3 раза, применялся один и тот же набор значений параметров η_* , T_* и m_* . Эквивалентная электрическая схема разрядного контура приведена на фиг. 2, а. Расчетные и экспериментальные значения скорости практически совпадают во время максимального энерговыведения и наиболее интенсивного плазмообразования. На основании сопоставления расчетов с данными экспериментов можно сделать вывод о том, что рассматриваемая модель хорошо описывает динамику плазменных потоков при работе ИЭМУ эрозионного типа с емкостным накопителем энергии.

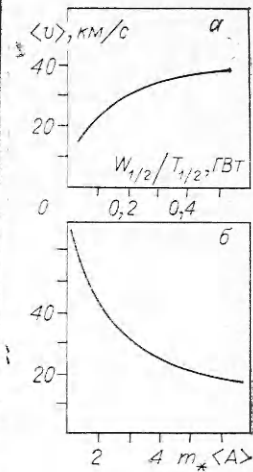
С помощью этой модели ИЭМУ проведены расчеты работы ускорителя от взрывного магнитокумулятивного генератора (ВМГ) с использованием согласующего трансформатора (фиг. 2, б). Индуктивность ВМГ задавалась в виде

$$L_r(t) = L_r^0 (1 - t/t^0),$$

параметры L_r^0 , t^0 , R_r и др. соответствовали установке, описанной в [13]. Использовались те же значения параметров m_* , η_* и T_* , что и при расче-



Фиг. 3



Фиг. 4

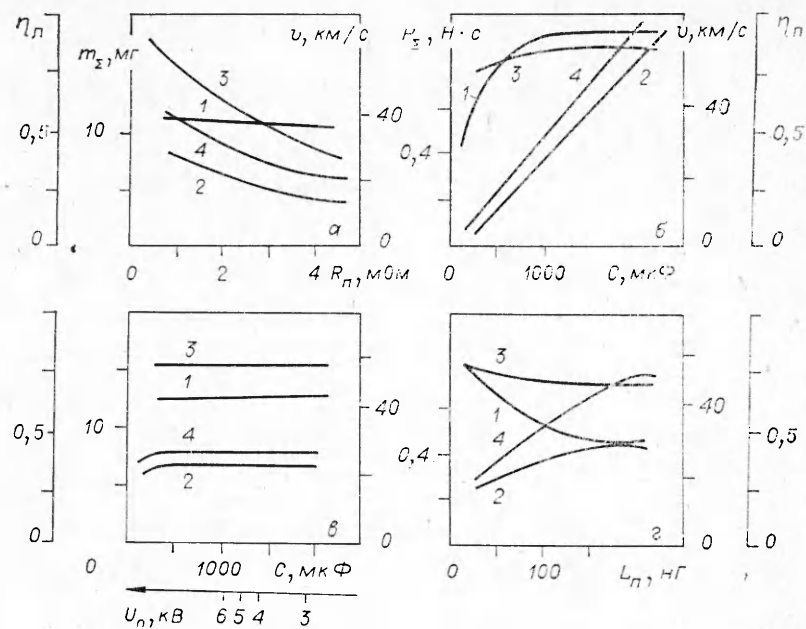
те работы ИЭМУ с емкостными накопителями. Сопоставление результатов расчетов по экспериментальным данным [13] показало, что средняя ошибка определения значений тока и напряжения на ИЭМУ не превышает 15% (фиг. 3), т. е. предложенная модель с достаточной точностью описывает процессы передачи энергии от ВМГ к ИЭМУ эрозионного типа. На фиг. 3 кривые 1 — расчетные, 2, 3 — экспериментальные данные.

4. Численный анализ описанной модели выявил сложный и самосогласованный характер взаимодействия трех рассматриваемых процессов — квазистационарного ускорения, эрозионного плазмообразования и передачи энергии от накопителя. Так, рост разрядного тока увеличивает ускоряющие силы и интенсифицирует процессы плазмообразования, причем первое приводит к увеличению скорости потока, а второе ограничивает этот эффект; рост скоростей повышает эффективное сопротивление ИЭМУ, что оказывает обратное воздействие на разрядный ток. Следствием этого является, в частности, достаточно слабая зависимость среднемассовой скорости потока $\langle v \rangle$ от средней мощности разряда $W_{1/2}/T_{1/2}$ (фиг. 4, а, $W_{1/2}$ — энерговклад в течение $T_{1/2}$), наблюдаемая также и в экспериментах (см., например, [11]).

Уменьшение коэффициента интенсивности эрозионного плазмообразования $m_* \langle A \rangle$ приводит к росту скоростей и, следовательно, R_e , что уменьшает разрядный ток и дает дополнительное снижение выхода массы (при этом за счет роста $\langle R_e \rangle$ растет КПД передачи энергии от накопителя). Следствием этого является сильная зависимость среднемассовой скорости от коэффициента интенсивности плазмообразования (фиг. 4, б). Таким образом, значительного повышения среднемассовых скоростей можно достичь путем применения слабо эродирующих электродов и тугоплавкого диэлектрика.

При нарастании тока вследствие инерционности плазмообразования ускоряемые массы увеличиваются быстрее, чем ускоряющие силы, а потому при росте тока скорости истекающей плазмы выше, чем при спаде тока. Этот эффект начинает играть большую роль уже при значениях параметра инерционности $T_* \geq 0,1 T_{1/2}$, когда временное рассогласование экстремумов на зависимостях тока и выхода массы, равное $T_* \geq 1$ мкс, еще мало заметно (см. фиг. 1). Итак, повышения мгновенных скоростей плазменного потока можно достичь путем уменьшения длительности полупериода разряда (при этом увеличивается разброс массы по скоростям).

При $T_{1/2} \gg 10 T_*$ инерционность плазмообразования перестает играть заметную роль и скорость имеет максимумы, совпадающие по времени с экстремумами тока. В этом случае $\dot{m}(I) = q(I)/r$ и определение пара-



Фиг. 5

метров плазменного потока сводится к расчету передачи энергии от накопителя к нелинейной нагрузке $R_e = R_e(I)$.

5. Описанная модель была использована для анализа влияния на параметры плазменного потока характеристик емкостного накопителя энергии, наиболее часто используемого для питания ИЭМУ. Результаты расчетов среднemasсовой скорости, суммарного импульса, кинетического КПД и суммарной массы представлены на фиг. 5 (кривые 1—4 соответственно).

Как показали расчеты, среднее эффективное сопротивление ускорителя $\langle R_e \rangle$ в широком диапазоне изменения параметров составляет 3—8 мОм, т. е. при сопротивлении контура $R_n > 1$ мОм потери при передаче энергии от накопителя существенно снижают общий КПД установки (фиг. 5, а).

При постоянном начальном напряжении с ростом емкости батареи среднemasсовая скорость растет довольно слабо; линейный рост суммарного импульса достигается в основном за счет увеличения суммарной ускоренной массы (фиг. 5, б). Изменение емкости и начального напряжения накопителя при постоянном значении запасаемой энергии оказывает слабое влияние на интегральные параметры разряда (фиг. 5, в).

Рост индуктивности разрядного контура приводит к увеличению длительности полупериодов разряда и их числа и соответствующему снижению уровня токов, что дает некоторый рост суммарной массы плазмы и небольшое снижение скоростей, причем суммарный импульс и КПД установки меняются мало (фиг. 5, г).

Как известно, из модели «плазменной шайбы» следует другой вывод — о значительном влиянии индуктивности накопителя на эффективность ускорения. В этой модели предполагается, что разряд прекращается после вылета единственного плазменного сгустка из ускорителя, когда в накопителе еще остается энергия; доля этой энергии растет с увеличением начальной индуктивности разрядного контура. Однако, как показывают экспериментальные данные [10, 11] (см. фиг. 1), в случае квазистационарного режима ИЭМУ замыкания разрядного контура не происходит, очевидно, вследствие постоянного поступления в межэлектродный промежуток плазмообразующих паров, и ускорение плазмы продолжается до полной разрядки накопителя; это учтено в предложенной модели. Поэтому индуктивность разрядного контура влияет на эффективность

квазистационарного режима ускорения существенно слабее, чем на эффективности режима генерации одиночного сгустка.

Таким образом, предложенная модель импульсного электромагнитного ускорителя эрозионной плазмы, основанная на электродинамическом приближении, описывает в отличие от классической модели «плазменной шайбы» квазистационарный режим ускорения, что совместно с учетом особенностей эрозионного характера плазмообразования позволяет объяснить ряд закономерностей изменения некоторых важных интегральных характеристик установок с ускорителями и проводить достаточно надежную многопараметрическую оптимизацию таких систем.

Поступила 24 II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов Н. П., Малащенко В. А., Протасов Ю. С. О возможности создания источников далекого ВУФ излучения на основе гиперзвуковых потоков плотной плазмы. — ЖПС, 1977, т. 26, вып. 2.
2. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. О возможности создания высокоинтенсивных источников излучения на основе кумулятивных плазодинамических разрядов. — Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, № 24.
3. Брушлинский К. Б., Морозов П. А. Расчет двумерных течений плазмы в каналах. — В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып. 8/Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат, 1974.
4. Алексеев Ю. А., Газеев М. Н. Численное моделирование двумерных течений в импульсных плазменных ускорителях. — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 5.
5. Гуцин Н. С., Попов Ю. П., Савельев В. В. Расчет нестационарного ускорения плазмы с учетом абляции диэлектрика. — Физика плазмы, 1976, т. 2, вып. 5.
6. Арцимович Л. А., Лукьянов С. Ю. и др. Электродинамическое ускорение сгустков плазмы. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 1.
7. Гришин С. Д., Лесков Л. В., Козлов Н. П. Электрические ракетные двигатели. М.: Машиностроение, 1975.
8. Колесников П. М. Ускорение пульсирующего плазменного сгустка. — ЖТФ, 1965, т. 35, вып. 9.
9. Буренин Ю. А., Швецов Г. А. Возможности взрывного МГД-генератора как источника энергии для плазменного фокуса. — ПМТФ, 1981, № 3.
10. Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Экспериментальное исследование плазменного фокуса в ускорителях эрозионной плазмы. О механизме формирования плазменного фокуса в магнитоплазменном компрессоре. — ЖТФ, 1982, т. 52, вып. 8.
11. Камруков А. С., Козлов Н. П., Протасов Ю. С. Динамика и излучение открытых (вакуумных) плазодинамических разрядов типа «плазменный фокус». — ТВТ, 1982, т. 20, № 2.
12. Лесков Л. А., Мухоян М. З., Савичев В. В. Исследование импульсного электромагнитного источника эрозионной плазмы. — В кн.: Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск: Наука и техника, 1970.
13. Владимиров В. В., Дивнов П. П. и др. Магнитоплазменный компрессор с взрывомагнитным генератором энергии. — ЖТФ, 1980, т. 50, № 7.

УДК 537.52

СТАЦИОНАРНЫЙ РАЗРЯД ПРИ ВЫХОДЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ ИЗОЛЯТОРА

С. Ф. Гаранин, Е. С. Павловский, В. Б. Якубов
(Москва)

В работах [1, 2] показано, что при вытекании магнитного потока через поверхность изолятора возможно возникновение стационарного поверхностного разряда, ограничивающего скорость вытекания магнитных силовых линий. В [2] развита теория такого разряда, использующая ряд упрощающих предположений, в частности предположение о полной однократной ионизации вытекающих из разряда паров изолятора, что справедливо при не слишком сильных магнитных полях $H \sim 10^4$ Э. В данной работе рассмотрен более общий случай произвольной многократной ионизации, что важно для более сильных магнитных полей, в частности, используемых в экспериментах по магнитному разгону оболочек (см., например, [3]).

В рассматриваемой задаче взаимно перпендикулярные магнитное H и электрическое E поля параллельны поверхности изолятора, которую мы считаем плоской. Самоподдерживающийся поверхностный разряд по парам изолятора осуществляется за счет того, что отток плазмы от по-