

04;12

К вопросу о плазменных прерывателях мегаамперных токов микросекундного диапазона

© В.Ф. Бухаров, Ю.В. Власов, В.А. Демидов, В.С. Жданов, А.В. Ивановский, В.Г. Корнилов, В.Д. Селемир, Е.А. Царева, В.И. Челпанов

Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 10 ноября 1999 г. В окончательной редакции 24 апреля 2000 г.)

Рассмотрен механизм работы плазменных прерывателей токов микросекундного диапазона. Проникновение магнитного поля в плазму происходит путем приэлектродной диффузии. Увеличение замагниченности плазмы вследствие прогрева электронов приводит к росту сопротивления и прерыванию тока. Приведена математическая постановка задачи в расчете прерывателя, которая сводится к решению уравнений одножидкостной двухтемпературной МГД с холловским током совместно с уравнениями электрической цепи в двумерной геометрии. Для анализа решения получены уравнения одномерного приближения, в основу которого положена малость отношения размеров области приэлектродного промагничивания плазмы к длине плазменного столба. В рамках этого приближения численно исследованы режимы работы прерывателя. Со стороны больших времен $\geq 2 \dots 3 \mu\text{s}$ режим ограничивает выброс плазмы из межэлектродного зазора. При малых временах $\leq 0.1 \mu\text{s}$ доминирует проникновение магнитного поля с токовой скоростью. Проведен сравнительный анализ результатов численных исследований с доступными экспериментальными данными. Различные представления и созданная на их основе численная методика использованы для оптимизации схемы взрывного эксперимента по прерыванию мегаамперных взрывомангнитных токов в условиях, близких к реализуемым в комплексе ЭМИР.

Введение

Исследования работы плазменных прерывателей тока (ППТ) микросекундного диапазона проводятся с середины 80-х годов. Достигнутые успехи по укорочению токовых импульсов более чем на порядок [1–6] при поднятии подводимых к нагрузке напряжений привлекают внимание к этим исследованиям применительно к задачам инерционного термоядерного синтеза. В частности, в качестве ключевого элемента формирующей системы взрывного комплекса ЭМИР [7] предполагается использование ППТ. Разворачивание работ по созданию базового модуля комплекса ЭМИР инициировало исследования настоящей работы.

Несмотря на успехи в обострении токовых импульсов, завершенная теория, а тем более расчетные модели и численные методики для прогнозирования параметров ППТ отсутствуют. Для построения теории необходимо решить вопросы о механизмах проникновения магнитного поля в плазму и последующего прерывания тока. Наиболее распространенной и проработанной является точка зрения о том, что в фазе проводимости ППТ функционирует в режиме электронной магнитной гидродинамики (ЭМГ) и проникновение магнитного поля в плазму происходит в виде "ударной волны" — КМС режим [8]. Исследованию данного вопроса посвящено множество работ [9–14]. Условия реализации ЭМГ имеют вид [8]: $u \gg c_s, v_A$; $\tau \ll \omega_{H_i}^{-1}$, где $u = j_0 / en_e$ — токовая скорость, $c_s = (ZkT_e / MA)^{1/2}$ — скорость звука, $v_A = B_0 (\mu_0 n_i MA)^{-1/2}$ — альфвеновская скорость, $\omega_{H_i} = ZeB_0 / MA$ — ионная ларморовская частота. Здесь

приняты обозначения: j_0 — характерная плотность тока, e — заряд электрона, Z — заряд ионов, M — масса протона, A — атомная масса ионов, T_e — температура электронов, $B_0 = \mu_0 H_0$ — характерное магнитное поле, τ — характерное время задачи, в квазинейтральной плазме концентрации ионов n_i и электронов n_e связаны соотношением $n_i = n_e / Z$.

Менее проработан вопрос о механизме прерывания тока. Принято считать, что причиной возрастания сопротивления плазмы является уменьшение ее плотности. По мнению авторов [15], уменьшение плотности (эрозия) связано с уходом ионов на катод под действием электрического поля, магнитное же поле играет вспомогательную роль, обеспечивая изоляцию возникающего вакуумного промежутка. Согласно [16–18], определяющую роль играет отрыв плазмы от анода силами магнитного давления, возникающими вследствие закорачивания через высокопроводящий металлический электрод холловского электрического поля. Существует точка зрения [19,20], что падение плотности плазмы происходит в результате взрывного выброса на электроды. Условия для этого создаются при разогреве объема плазмы, усиливающегося в случае аномального сопротивления с падением плотности, с одновременным охлаждением вблизи поверхности электродов.

В работе [21] развита единая идеология всей совокупности плазменных явлений в ППТ на стадии проводимости и обрыва тока, объединяющая в себе описание движения электронов в режиме ЭМГ и ионов в МГД приближении (холловская МГД модель). Одним из параметров холловской МГД модели является заряд, протекающий

через плазму ППТ на стадии проводимости $J_p t_p$ (J_p — ток в контуре накопления, t_p — время накопления). Результаты сравнительного анализа показали, что качественные зависимости $J_p t_p$ от параметров схемы ППТ коррелирует с предсказываемыми в рамках холловской МГД модели. К сожалению, отсутствие математической модели численной методики для сквозного расчета стадий проводимости и обрыва тока с учетом реальной динамики, кинетики разогрева, ионизации и излучения плазмы в рамках холловской МГД модели не позволяет провести корректный количественный сравнительный анализ.

Одна из причин незавершенности теорий работы ППТ — практическое отсутствие экспериментальных данных о параметрах токов и напряжений, согласованных с динамикой плазмы ППТ.

В комплексе ЭМИР на одном ППТ предполагается обострение токового импульса с амплитудой ~ 2 МА и фронтом нарастания $1 \dots 3 \mu\text{s}$. Сложность задачи состоит в том, что отработка схемы работы источника тока — дискового взрывоманитного генератора (ДВМГ) на ППТ осуществляется в одноразовых взрывных экспериментах. В этих условиях крайне необходимы физическая модель ППТ и разработанная на ее основе численная методика для расчета параметров работы схемы ДВМГ–ППТ. Здесь нам повезло. Имеются предпосылки для создания такой модели, а именно экспериментальные данные о параметрах плазмы при работе ППТ в близких условиях [22,23].

Оценим токовую u и альфеновскую v_A скорости, ионную ларморовскую частоту ω_{H_i} для условий [22,23] $H_0 \cong J_0/2\pi r_0 \cong 2.3 \cdot 10^6$ А/м (ток $J_0 = 720$ кА, радиус центрального электрода-катода $r_0 = 5$ см); линейная концентрация электронов $\int n_e dz \cong 3 \cdot 10^{16}$ см $^{-2}$; $n_e \cong \int n_e dz/L \cong 3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ (длина плазменного столба $L \cong 8$ см), $Z = 6$, $A = 12$,

$$\begin{aligned} u &= \frac{J_0}{2\pi r_0 e \int n_e dz} \approx 5 \cdot 10^6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \\ v_A &= \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 n_i M A}} \approx 10^8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}, \\ \frac{1}{\omega_{H_i}} &= \frac{M A}{Z e B_0} \approx 7 \cdot 10^{-9} \text{ s}. \end{aligned} \quad (1)$$

Видно, что при размыкании мегаамперных токов с фронтом нарастания $\tau \cong 1 \mu\text{s}$ параметры плазмы ППТ удовлетворяют условиям: $u \ll v_A$; $\tau \gg \omega_{H_i}^{-1}$, прямо противоположным условиям реализации режима ЭМГ. При этом электроны не только привязаны к ионам электрическими силами, обеспечивающими квазинейтральность (дебаевский радиус $\lambda_D = (kT_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2} \approx 10^{-2}$ см ($T_e = 1$ eV)), но и их скорость привязана к скорости ионов, т.е. можно пренебречь инерцией электронов. Причем привязка скорости осуществляется как столкновениями, так и самосогласованным магнитным полем ($\Pi = (v_A/u)^2 = 4\pi Z n_e e^2 L^2 / M a c^2 \approx 50Z \gg 1$). Описанные условия являются условиями реализации одножидкостной МГД [24]. При этом сравнение времени обмена

энергией между электронами и ионами с τ показывает, что при $T_e \geq 10$ eV температуры электронов и ионов различны ($\tau_{ei}^\varepsilon = M A / 2 m_e \tau_e \approx 2 \cdot 10^{-8} T_e^{3/2}$;

$$\tau_e = \frac{1}{\nu} = \frac{3(4\pi\varepsilon_0)^2 \sqrt{m_e} (kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi \lambda e^4 Z n_e}$$

— время релаксации импульса электронов, $\lambda \approx 10$ — кулоновский логарифм).

В режиме одножидкостной МГД проникновение магнитного поля в плазму может осуществляться путем скинирования или диффузии. Оценки масштаба диффузии $z_d = (\tau/\mu_0\sigma)^{1/2}$ по спитцеровской проводимости

$$\sigma = \frac{3(4\pi\varepsilon_0)^2 (kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2}\pi \sqrt{m_e} e^2 Z \lambda} \cong 1.5 T_e^{3/2} 1/(\Omega \cdot \text{cm})$$

показывают, что $z_d \leq 2.5$ см при $T_e \geq 10$ eV, т.е. $z_d \ll L$. Однако возможна приэлектродная диффузия с масштабом $z_e \cong \beta \cdot z_d$ [18], где $\beta = \sigma B_0 / e n_e = \omega_{H_e} / \nu \sim T_e^{3/2}$ — параметр Холла ($\omega_{H_e} = e B_0 / m_e$ — электронная ларморовская частота). Масштаб приэлектродной диффузии $z_e \sim T_e^{3/4}$ и оценивается $z_e \geq 250$ см при $T_e \geq 10$ eV ($\beta \geq 100$).

В условиях приэлектродной диффузии магнитного поля плазма вблизи электрода промагничена и удельное энерговыделение оценивается по плотности втекающего (или вытекающего) в электрод тока j_\perp из $\beta^2 j_\perp^2 / \sigma$, т.е. в β^2 раз больше, чем в объеме. Это связано с тем, что электроны втекают (или вытекают) в электрод почти по касательной к поверхности под углом $1/\beta \ll 1$ [16]. Рост энерговыделения ведет к росту температуры электронов, дальнейшему промагничиванию плазмы, росту сопротивления приэлектродных областей $\sim T_e^{3/2}$, что в свою очередь увеличивает энерговыделение и т.д., т.е. процесс прогревания тока может быть связан с промагничиванием плазмы в результате разогрева приэлектродных областей. При этом падение плотности плазмы ρ при разгрузке в направлении нормали к поверхности усиливает эффект — $\beta \sim 1/\rho$, но не определяет его. Описанный механизм реализуется скорее у внутреннего электрода, где больше магнитное поле и плотность тока.

Оценивая отношение η скорости приэлектродной диффузии $v_e \cong \beta/2(\mu_0\sigma\tau)^{-1/2}$ к альфеновской, получаем $\eta \sim (M A / Z m_e \nu \tau)^{1/2} \sim 0.55 T_e^{3/4} / Z \sim 1$ ($A \cong 12$, $n_e \cong 3 \cdot 10^{15}$ 1/см $^{-3}$, $\tau \cong 1 \mu\text{s}$ [22,23]), т.е. приэлектродная диффузия может сопровождаться сносом плазмы магнитным полем (снежный плуг).

Таким образом, при уменьшении плотности между пушкой Маршалла и ЭМГ может реализоваться режим промагничивания плазмы в приэлектродной области. Оценки для условий работ [22,23] показывают, что параметры его существования близки к реализуемым в ППТ микросекундного диапазона. Т.е. замагничивание плазмы в приэлектродных областях, связанное с этим быстрое проникновение магнитного поля и рост сопротивления вследствие разогрева могут объяснить работу

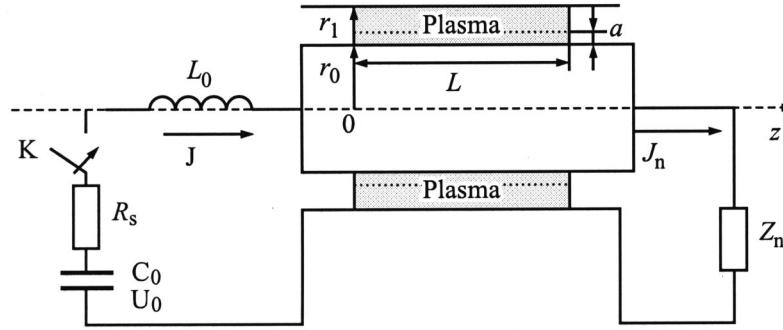


Рис. 1. Эквивалентная электротехническая схема экспериментов по размыканию тока ППТ.

ППТ микросекундного диапазона. Данное утверждение можно проверить прямым численным моделированием процессов с реальными свойствами плазмы.

Ниже приводится математическая постановка задачи о расчете ППТ, которая сводится к решению двумерных уравнений МГД с холловским током совместно с уравнениями электрической цепи. Пользуясь малостью размеров области приэлектродного промагничивания плазмы a ($a/L \ll 1$), выводятся приближенные 1.5-мерные уравнения. Эти уравнения используются для численного исследования режимов работы ППТ. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными работ [22,23]. По нашему мнению, результаты сравнения говорят в пользу адекватности описания процессов работы ППТ в изложенных представлениях. Численная методика использована для оптимизации схемы взрывного эксперимента по прерыванию мегаамперных токов ВМГ.

Отметим, что проведенный ранее сравнительный анализ токов и напряжений, регистрируемый в экспериментах с ППТ на установке "Ковчег", с результатами численного моделирования в рамках рассматриваемой модели показал их хорошее совпадение [25]. Результаты сравнивались при оптимальных экспериментальных и расчетных значениях плотности плазмы. В силу отсутствия на момент проведения опытов необходимого диагностического оборудования непосредственного сравнения оптимальных расчетных и экспериментальных плотностей плазмы не проводилось.

Постановка задачи

На рис. 1 представлена электротехническая схема экспериментов по размыканию тока. В начальный момент времени конденсаторная батарея C_0 заряжена до потенциала U_0 , в пространстве между двумя коаксиальными идеально-проводящими цилиндрами находится плазма с плотностью $\rho = \rho_0(r, z)$ и температурой $T_e = T_i = T_0(r, z)$, которая создается расположенными со стороны внешнего цилиндра радиуса r_1 инжекторами. При замыкании ключа K в цепи появляется ток. Если сопротивление источника R_s и плазменного столба малы (температура T_0 достаточно высока), то величина

тока определяется из $J(t) = U_0/R_W \sin [t/(C_0L_0)^{1/2}]$, где $R_W = (L_0/C_0)^{1/2}$ — волновое сопротивление цепи. Протекание тока приводит к появлению азимутального магнитного поля B_φ . В результате взаимодействия поля с током, а также возникающего вследствие прогрева током градиента гидродинамического давления p , равного сумме давлений электронов p_e и ионов p_i , плазма приходит в движение. Движение плазмы (в силу симметрии отличны от нуля продольная v_z и радиальная v_r компоненты массовой скорости) ведет к перераспределению ее плотности ρ . Процесс описывается уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\rho v_r) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) &= 0, \\ \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{i_z B_\varphi}{\rho}, \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{i_r B_\varphi}{\rho}, \\ p &= p_e + p_i, \quad p_e = \frac{\rho}{MA} Z k T_e, \quad p_i = \frac{\rho}{MA} k T_i. \end{aligned} \quad (2)$$

Эволюция продольной i_z и поперечной i_r компонент плотности токов и магнитного поля в плазме определяется из решения уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -\frac{\partial B_\varphi}{\partial t}, \\ E'_r &= \frac{i_r}{\sigma(T_e)} - \frac{MA}{e\rho Z} i_z B_\varphi, \quad E'_z = \frac{i_z}{\sigma(T_e)} + \frac{MA}{e\rho Z} i_r B_\varphi, \\ i_z &= \frac{1}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r}(r B_\varphi), \quad i_r = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_\varphi}{\partial z}. \end{aligned} \quad (3)$$

В законе Ома (второе и третье уравнение) учтен холловский ток, $E'_z = E_z + v_r B_\varphi$ и $E'_r = E_r - v_z B_\varphi$ — продольная и поперечная составляющие напряженности электрического поля в системе координат, связанной с движущейся плазмой.

Температуры электронов и ионов определяются из уравнений баланса энергии, которые в приближении двухтемпературной МГД имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial r} + v_z \frac{\partial \varepsilon_e}{\partial z} + \frac{p_e}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r v_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ = \frac{iE}{\rho} - 3 \frac{m_e Z}{M^2 A^2} k(T_e - T_i) \nu - q, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + v_r \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial r} + v_z \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} + \frac{p_i}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r) + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \\ = 3 \frac{m_e Z}{M^2 A^2} k(T_e - T_i) \nu, \\ \varepsilon_e = \frac{3}{2} Z \frac{kT_e}{m_i}, \quad \varepsilon_i = \frac{3}{2} \frac{kT_i}{m_i}, \quad \mathbf{iE}' = i_r E'_r + i_z E'_z. \end{aligned} \quad (4)$$

Потери энергии на ионизацию q в первом уравнении (4) могут быть учтены в приближении среднего иона [26]

$$q = - \frac{I(Z)}{MA} \frac{\partial Z}{\partial t}, \quad (5)$$

где потенциал ионизации $I(Z)$, рассматриваемый как непрерывная функция заряда ионов Z , определяется из

$$I(Z + 1/2) = kT_e \ln \left[\frac{2MA}{Z\rho} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \right].$$

При написании (4) считалось, что в замагниченной плазме вблизи электродов электронная и ионная теплопроводности заморожены.

Начальные условия при решении уравнений (2)–(5) выбираются в виде $\rho|_{t=0} = \rho_0(r, z)$; $T_e|_{t=0} = T_i|_{t=0} = T_0(r, z)$; $v_z|_{t=0} = v_r|_{t=0} = 0$; $B_\varphi|_{t=0} = 0$.

На поверхности идеально-проводящих, жестких цилиндров потребуем выполнения условий $E_z|_{r=r_0, r_1} = 0$, $v_r|_{r=r_0, r_1} = 0$.

Со стороны источника граничные условия определяются из уравнений цепи [27]

$$U_s = R_s J + \frac{d}{dt} (L_0 J) + V, \quad \frac{dU_s}{dt} = - \frac{J}{C_0}. \quad (6)$$

Потенциал V определяется интегрированием поля \mathbf{E}_R вдоль левой поверхности плазмы $V = \int \mathbf{E}_R ds$ от $r = r_0$ до $r = r_1$. Магнитное поле на поверхности плазмы B_R связано с током J соотношением $B_R(r_1 > r > r_0) = \mu_0 J / 2\pi r_0 \cdot (r_0/r)$. Начальные условия при решении (6): $U_s|_{t=0} = U_0$; $J|_{t=0} = 0$.

Со стороны нагрузки граничные условия имеют вид

$$Z_n J_n = V_n, \quad (7)$$

где

$$V_n = \int_{r_0}^{r_1} \mathbf{E}_L ds,$$

\mathbf{E}_L — электрическое поле вдоль правой поверхности плазмы, магнитное поле на правой поверхности плазмы — $B_L(r_1 > r > r_0) = \mu_0 J_n / 2\pi r_0 (r_0/r)$.

Уравнения (2)–(5) с условиями (6), (7) полностью описывают работу ППТ. Их решение в полном объеме выходит за рамки работы. Анализ основных закономерностей решения проведем в рамках приближенной 1.5-мерной модели.

Приближение приэлектродной диффузии

Исследуем характер решения уравнения магнитной группы (3), пренебрегая массовой скоростью ($v_z, v_r \equiv 0 \rightarrow E'_z = E_z$; $E'_r = E_r$) и считая плотность и температуру плазмы постоянными и пространственно однородными: $\rho = \rho_0$; $T_e = T_0$; $\sigma = \sigma(T_0) = \sigma_0$. Если масштаб области приэлектродной диффузии магнитного поля мал $a \ll r_0$, то описание процесса можно проводить в локально плоской геометрии $B_\varphi \rightarrow -B_x$; $E_r \rightarrow E_y$; $r \rightarrow y$; $1/r \cdot \partial(rB_\varphi)/\partial r \rightarrow -\partial B_x/\partial y$. С учетом сделанных приближений уравнения (3) переписутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial B_x}{\partial t}, \\ E_y = \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{MA}{e\rho_0 Z \mu_0} B_x \frac{\partial B_x}{\partial y}, \\ E_z = - \frac{1}{\mu_0 \sigma_0} \frac{\partial B_x}{\partial y} - \frac{MA}{e\rho_0 Z \mu_0} B_x \frac{\partial B_x}{\partial z}. \end{aligned} \quad (8)$$

При решении (8) необходимо потребовать равенство нулю продольной компоненты электрического поля на поверхности электрода $E_z|_{y=0} = 0$. При $y \gg a$ идет обычная объемная диффузия, т.е. $\partial B_x/\partial y|_{y \rightarrow \infty} = 0$. Решение (8) ищется в полупространстве $0 \leq z < \infty$ с заданным магнитным полем B_0 на правом торце $B_x|_{z=0} = B_0$. Подставляя выражения для компонент напряженности электрического поля из второго и третьего уравнений (8) в первое, получим

$$\frac{\partial B}{\partial t'} = \frac{\partial^2 B}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 B}{\partial z'^2}, \quad (9)$$

где введены безразмерные $B = -B_x/B_0$, $t' = t/t_0$, $y' = y/x_0$, $z' = z/x_0$; t_0 — характерное время задачи; $x_0 = (t_0/\mu_0\sigma)^{1/2}$ — характерный масштаб объемной диффузии.

Уравнение (9) решается с начальным условием $B|_{t'=0} = 0$ и граничными условиями

$$\left(\frac{\partial B}{\partial y'} - \beta B \frac{\partial B}{\partial z'} \right) \Big|_{y'=0} = 0, \quad \frac{\partial B}{\partial y'} \Big|_{y' \rightarrow \infty} = 0,$$

$$B|_{z'=0} = 1, \quad B|_{z' \rightarrow \infty} = 0. \quad (10)$$

Решение (9), (10) зависит только от параметра Холла $\beta = \omega_{He}/\nu$.

На рис. 2 приведены изолинии магнитного поля $B = 0.1$ на момент времени $t' = 1$, полученные путем решения (9), (10) при параметре $\beta = 10, 20, 40$. Проникновение поля в плазму носит приэлектродный характер — изолинии вытянуты вдоль оси z' при $y' \rightarrow 0$. Область локализации магнитного поля вблизи электрода оценивается масштабом объемной диффузии $\sim t'^{1/2}$. При $y' \rightarrow \infty$ изолинии параллельны оси y' , диффузия

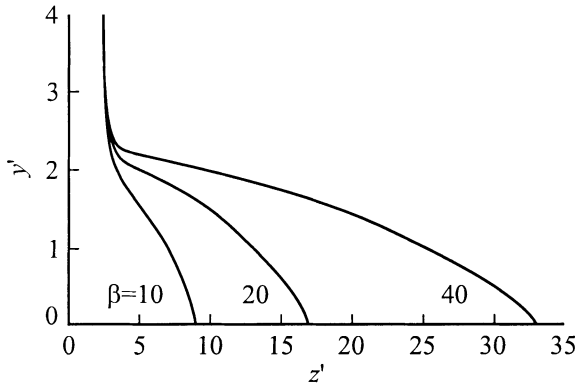


Рис. 2. Изолинии магнитного поля $B = 0.1$ при $t' = 1$ и различных значениях параметра Холла.

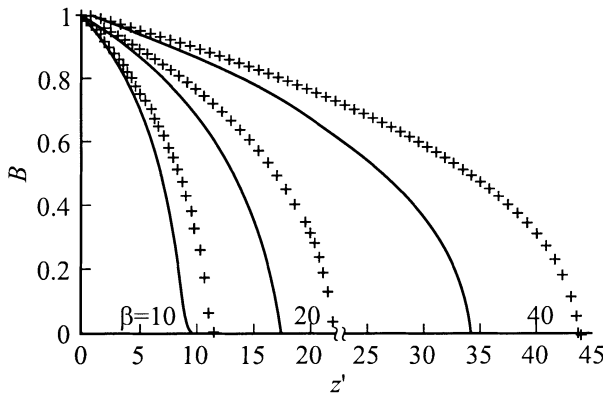


Рис. 3. Зависимость от z' магнитного поля на поверхности электрода ($y' = 0$) при $t' = 1$ для различных значений параметра Холла. Сплошные кривые — точное решение (9), + — приближение приэлектродной диффузии (13).

имеет объемный характер и магнитное поле определяется из решения (9) с $\partial^2 B / \partial y'^2 \equiv 0$

$$B = \operatorname{erfc} \left(\frac{z'}{2\sqrt{t'}} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\frac{z'}{2\sqrt{t'}}}^{\infty} \exp(-t^2) dt. \quad (11)$$

Для приэлектродной области из (9), положив $E_z \equiv 0$, получим

$$\frac{\partial B}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial z'} \left\{ [1 + \beta^2 B^2] \frac{\partial B}{\partial z'} \right\}. \quad (12)$$

Ищем решение в виде $B(\xi = z'/2 \cdot t'^{-1/2})$. При этом (12) преобразуется к

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ [1 + \beta^2 B^2] \frac{dB}{d\xi} \right\} + 2\xi \frac{dB}{d\xi} = 0. \quad (13)$$

Решение с условиями $B(\xi)|_{\xi=0} = 1$, $B(\xi)|_{\xi \rightarrow \infty} = 0$ строится методом стрельбы из $\xi = 0$. На рис. 3 сравниваются зависимости магнитного поля B от z' на

момент времени $t' = 1$ для $\beta = 10, 20, 40$, являющиеся решениями (9) при $y' = 0$ и (13). Видно, что приближение приэлектродной диффузии, сводящееся к обнулению продольной компоненты электрического поля E_z в уравнениях магнитной группы ((9) или (3)), с точностью $\sim 25\%$ описывает процесс проникновения поля в плазму.

Квазиодномерное приближение

В целом картина проникновения магнитного поля в плазму носит двумерный характер. Однако по ряду причин возможно приближенное одномерное рассмотрение. Во-первых, для условий [22,23] масштаб области приэлектродной диффузии магнитного поля a , определяемый длиной объемной диффузии z_d , на временах нарастания тока $\tau \sim 1 \mu s$, сравнивается с межэлектродным зазором $a \sim (r_1 - r_0)$. Во-вторых, проникновение поля в плазму ведет к росту полного давления $(p + B_\varphi^2 / 2\mu_0)$ вблизи электродов и последующему его выравниванию вследствие разгрузки в нормальном к электродам направлении. Давление выравнивается с альфвеновской скоростью v_A за время $t_A \sim (r_1 - r_0) / v_A \sim 0.025 \mu s$, много меньше времени нарастания тока $\tau \sim 1 \mu s$, т.е. решение имеет квазиadiaбатический характер. Указанные обстоятельства позволяют упростить задачу, предположив малость поперечной скорости ($v_r \rightarrow 0$) и выравненные (близкие к однородным по сечению $z = \text{const}$) профили плотности ρ , давления p и магнитного поля B_φ . О справедливости данного утверждения можно судить по измеренной линейной концентрации электронов $\int n_e dz$ [22], которая в стадии проводимости близка к однородной за исключением узкой прикатодной области. В пренебрежении радиальной скоростью v_r при однородных ρ , p , B_φ уравнения (2) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial v_z}{\partial m}, & \frac{\partial z}{\partial t} &= v_z, & \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial m} - \frac{i_r B_\varphi}{\rho}, \\ p &= p_e + p_i, & p_e &= \frac{\rho}{MA} Z k T_e, & p_i &= \frac{\rho}{MA} k T_i. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь введена лагранжевая координата $m = \int_{z_0(t)}^z \rho(z', t) dz'$ ($z_0(t)$ — координата поверхности плазмы со стороны источника, $\partial / \partial t = \partial / \partial t - \rho v_z \partial / \partial m$, $\partial / \partial z = \rho \partial / \partial m$). В приближении приэлектродной диффузии магнитного поля ($E_z = E'_z = 0$) из (3) с учетом первого уравнения (14) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B_\varphi}{\rho} \right) &= -\frac{\partial E'_r}{\partial m}, \\ E'_r &= -\frac{\rho}{\mu_0 \sigma} \left[1 + \left(\frac{\omega}{\nu} \right)^2 \right] \frac{\partial B_\varphi}{\partial m}, \\ i_r &= -\frac{\rho}{\mu_0} \frac{\partial B_\varphi}{\partial m}, & \omega &= \frac{e B_\varphi}{m_e}. \end{aligned} \quad (15)$$

В принятых приближениях уравнения (4), (5) переписываются в виде

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + p_e \frac{\partial v_z}{\partial m} = \frac{i_r E_r'}{\rho} - 3 \frac{m_e Z}{M^2 A^2} k (T_e - T_i) \nu - \frac{I(Z)}{MA} \frac{\partial Z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial t} + p_e \frac{\partial v_z}{\partial m} = 3 \frac{m_e Z}{M^2 A^2} k (T_e - T_i) \nu,$$

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} Z \frac{k T_e}{m_i}, \quad \varepsilon_i = \frac{3}{2} \frac{k T_i}{m_i},$$

$$I(Z + 1/2) = k/T_e \ln \left[\frac{2MA}{Z\rho} \left(\frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \right]. \quad (16)$$

Граничные условия для решения (14)–(16) сводятся к (6), (7)

$$B_\varphi(0, t) = \frac{\mu_0 J}{2\pi r_0}, \quad B_\varphi(m_0, t) = \frac{\mu_0 J_n}{2\pi r_0},$$

$$U_S = R_S J + \frac{d}{dt} (L_0 J) + E_r(0, t) a,$$

$$\frac{dU_S}{dt} = -\frac{J}{C_0}, \quad Z_n J_n = E_r(m_0, t) a,$$

$$J|_{t=0} = 0, \quad U_S|_{t=0} = U_0, \quad (17)$$

где $a \sim (r_1 - r_0)$ — масштаб разрыва тока.

Уравнения (14)–(16) с условиями (17) образуют замкнутую систему квазиодномерных уравнений. Их решение при заданных начальных распределениях плотности $\rho(z, t=0) = \rho_0(z)$ ($\int_0^\infty \rho_0(z) dz = m_0$) и температуры $T_e(z, t=0) = T_i(z, t=0) = T_0(z)$ плазмы позволяет определить параметры работы ППТ.

Сравнительный анализ расчетных и экспериментальных данных

Рассмотрим решение (14)–(16) для условий экспериментов работ [22,23]. По току $J_0 = U_0 C_0^{1/2} / L_0^{1/2} \cong \cong 720$ кА, напряжению $U_0 \cong 600$ кВ и периоду колебаний $T_0/4 = \pi/2 \cdot (L_0 C_0)^{1/2} \cong 1.5 \mu\text{s}$ восстановим $L_0 \cong 0.8 \mu\text{H}$, $C_0 \cong 1.15 \mu\text{F}$ (рис. 1). При работе ППТ на индуктивную нагрузку $Z_n \rightarrow L_n = \mu_0/2\pi \ln(r_1/r_0)l = 0.02 \mu\text{H}$ ($r_1 = 7.5$ см, $r_0 = 5$ см, $l = 25$ см).

Предполагается, что в начальный момент $\rho_0(z) = \rho_0$ и, следуя [22], $L = 8$ см. Состав плазмы ППТ, т.е. соотношение компонент углерода С и водорода Н, нам неизвестен. Будем считать, что свойства плазмы определяются тяжелой компонентой — С. Потенциалы ионизации $I(Z)$ многозарядных ионов С брались из [28]. Имеется неопределенность в распределении начальной температуры $T_0(z)$. При проведении расчетов принималось $T_0(z) = T_0$, величина T_0 варьировалась.

При малых межэлектродных зазорах ($r_1 \sim r_0$) параметры плазмы и магнитного поля в окрестности

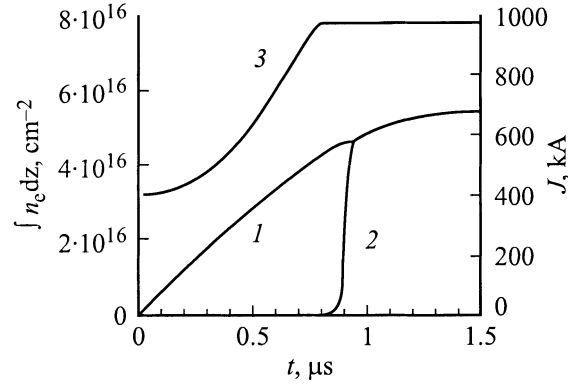


Рис. 4. Зависимости от времени тока источника (1), тока в нагрузке (2), линейной плотности электронов (3).

катода и анода близки. В этих условиях следует ожидать близких скоростей прикатодной и прианодной диффузии магнитного поля. На рис. 4 представлены расчетные зависимости тока в источнике J и в нагрузке J_n , а также линейной плотности электронов $\int n_e dz$ от времени, полученные для случая прианодной диффузии магнитного поля ($B_\varphi = \mu_0 J / 2\pi r_1$) при $T_0 = 3$ эВ, $a = 1$ см. Размыкание тока в момент $t_p \sim 0.9 \mu\text{s}$ реализуется при линейной плотности плазмы $m_0 = 0.26 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Момент времени t_p устойчив к вариациям T_0 , $a \leq (r_1 - r_0) = 2.5$ см. При изменении T_0 и a в диапазонах $T_0 = 3 \dots 1$ эВ, $a = 1 \dots 2.5$ см расчетные амплитуды токов в нагрузке и источнике меняются в пределах 20%. Аналогичные зависимости токов от времени в случае прикатодной диффузии ($B_\varphi = \mu_0 J / 2\pi r_0$) получаются при $m_0 = 0.45 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

Таким образом, в расчетах размыкание тока на момент $t_p \sim 0.9 \mu\text{s}$ реализуется при линейной плотности электронов, лежащей в диапазоне $\int n_e dz \sim \sim 3.5\text{--}13 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^2$ в зависимости от времени и расстояния до электродов. В эксперименте $\int n_e dz \sim 2\text{--}16 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^2$ [22,23].

Расчетная динамика проникновения магнитного поля и разогрева плазмы иллюстрируется рис. 5, где приведены профили плотности ρ и температуры электронов T_e на различные моменты времени для прианодной диффузии. На ранней стадии ($t = 0.6 \mu\text{s}$) формируется как волна разогрева плазмы, определяемая прианодной диффузией магнитного поля, так и волна уплотнения — снежный плуг. Волна диффузии опережает снежный плуг. Электрическое поле E_r' при $t = 0.6 \mu\text{s}$ не превышает 0.6 кВ/см, сопротивление плазменного столба $R_p \cong 3 \cdot 10^{-4} \Omega$. Оценка плазменного параметра $\gamma = 8\pi n_e k T_e / B_\varphi^2$ дает $\gamma \leq 0.2$ ($n_e \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ 1/cm}^3$, $T_e \leq 30$ эВ, $B_\varphi \sim 12$ кГс), т.е. газодинамической разгрузкой в поперечном направлении можно пренебречь.

При достижении волной диффузии правой границы плазмы часть тока, равная R_p/R_n , перебрасывается в нагрузку. Сопротивление нагрузки в момент разрыва R_n оценивается по характерному времени разрыва $\tau_{op} \sim 30$ нс и составляет $R_n \sim L_n/R_n \sim 1 \Omega$. При $t = 0.8 \mu\text{s}$ сопротивление плазмы $R_p \cong 5 \cdot 10^{-3} \Omega$,

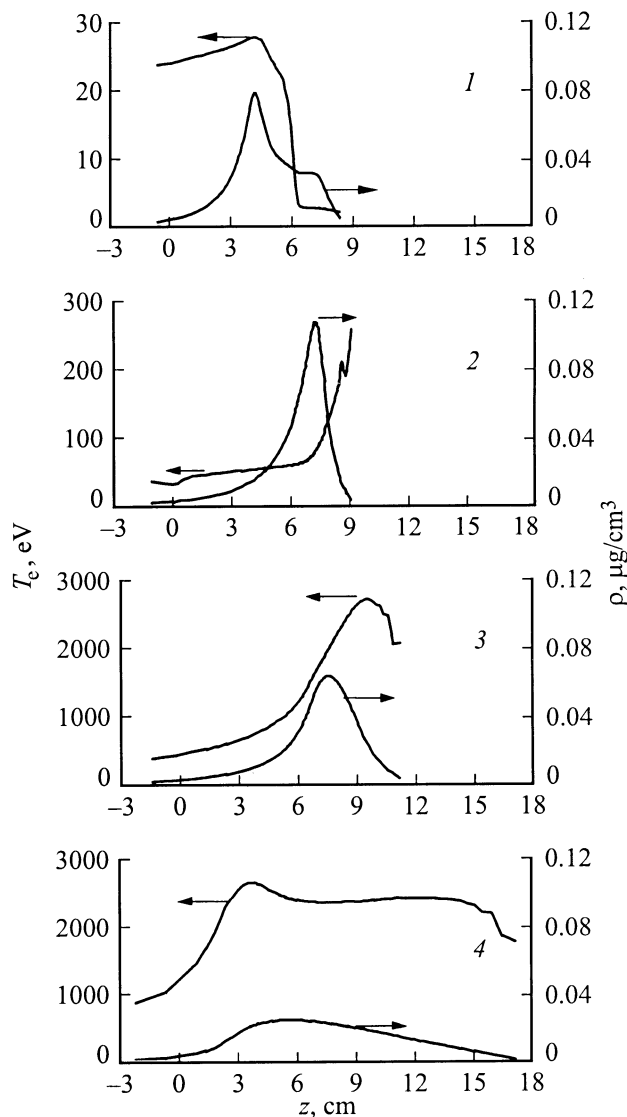


Рис. 5. Зависимости температуры электронов и плотности плазмы от координаты на различные моменты времени. $t, \mu\text{s}$: 1 — 0.6, 2 — 0.8, 3 — 0.9, 4 — 0.96.

ток $J \cong 500 \text{ кА}$, напряженность электрического поля $E'_r \cong R_p J / a \sim 2.5 \text{ кВ/см}$. Возрастающее поле приводит к росту энерговыделения $q = i_r E'_r / \rho$ и разогрева плазмы. Разогрев максимален вблизи границы, где максимальна i_r и минимальна ρ . Дальнейшее замагничивание плазмы вследствие увеличения температуры T_e ведет к росту R_p , а следовательно, и E'_r . При $t = 0.9 \mu\text{s}$ $R_p \cong 0.8 \Omega$, $E'_r \sim 300 \text{ кВ/см}$. Рост поля ведет к росту энерговыделения q , температуры T_e и т.д. Причем максимум $q(z)$ смещается в глубь плазмы, где выше проводимость и плотность тока вследствие меньшей замагниченности плазмы. Одновременно замагниченность плазмы усиливается вследствие падения плотности, вызванного разгрузкой в продольном направлении [16]. На момент $t = 0.96 \mu\text{s}$ сопротивление плазмы $R_p \cong 6 \Omega \gg R_n$,

ток в нагрузке много больше тока по плазме и процесс размыкания завершен.

Оценка плазменного параметра при $t = 0.9 \mu\text{s}$ дает $\gamma \sim 10$ ($n_e \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ 1/см}^3$, $T_e \sim 3 \cdot 10^3 \text{ eV}$, $H_\varphi \sim 1.2 \cdot 10^6 \text{ А/м}$). В этих условиях следует ожидать наблюдаемое в [22] резкое падение плотности плазмы в межэлектродном зазоре вследствие газодинамической разгрузки в поперечном направлении. Эффект аналогичен взрывному выбросу плазмы в электроды [19–20] и может быть описан в рамках полной системы уравнений (2)–(5). В изложенных представлениях он является скорее следствием, чем причиной размыкания тока.

Таким образом, рассмотренный механизм может обеспечить размыкание мегаамперных токов микросекундного диапазона. Об этом свидетельствует совпадение с точностью до 2–3 раз экспериментальных параметров работы ППТ [22,23] с расчетными, полученными при усреднении параметров плазмы в сечении ППТ (уравнения (14–16)). Детальный анализ возможен при реализации численной методики решения двумерных уравнений (2)–(5).

В рассмотренных условиях на временах t_p скорость приэлектродной диффузии v_e порядка альфвеновской v_A . Интересно исследование динамики процесса в предельных случаях $v_e \gg v_A$ и $v_A \gg v_e$.

О механизме прерывания тока

Режим работы ППТ можно характеризовать величиной накапливаемого тока и временем накопления. Исследуем область применимости механизма для прерывания тока с заданной скоростью нарастания $dJ/dt = 0.75 \text{ MF}/\mu\text{s}$. Как и ранее, считаем плазму углеродной и $L_n = 0.02 \mu\text{H}$, $r_0 = 7.5 \text{ см}$, $L = 8 \text{ см}$, $T_0 = 1 \text{ eV}$ — условия типичны для работы ППТ микросекундного диапазона. В таблице приведены расчетные зависимости времени накопления тока t_p (величина тока $J_p \cong dJ/dt \cdot t_p$) от концентрации n_i (линейной плотности $m_0 \cong n_i M A L$). Там же представлены интерполирующее расчетную зависимость $t_p(n_i)$ время $t_p^* = 6.25 \cdot 10^{-10} n_i^{0.6}$ и координата снежного плуга z_{sp} на момент прерывания тока, определяемая по максимуму плотности плазмы (рис. 5: $t = 0.6, 0.8 \mu\text{s}$).

Несмотря на различные динамические характеристики работы ППТ ($z_{sp} \ll L$ при $n_i \approx 10^{14} \text{ 1/см}^3$ — плазма

Зависимости характеристик ППТ от концентрации ионов плазмы С

$n_i, \text{ 1/см}^3$	$t_p, \mu\text{s}$	$t_p^*, \mu\text{s}$	$z_{sp}, \text{ см}$
$1.55 \cdot 10^{14}$	0.21	0.20	1.47
$3.1 \cdot 10^{14}$	0.3	0.31	2.34
$6.2 \cdot 10^{14}$	0.45	0.47	4.1
$1.55 \cdot 10^{15}$	0.82	0.81	7.1
$3.1 \cdot 10^{15}$	1.27	1.23	12.2
$7.8 \cdot 10^{15}$	2.09	2.14	27.02
$1.55 \cdot 10^{16}$	3.16	3.24	62.5

неподвижна, $z_{sp} \gg L$ при $n_i \approx 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ — движение плазмы существенно), зависимость $t_p(n_i)$ в рассмотренном диапазоне плотностей плазмы (времен накопления тока) одинакова. Это указывает на идентичность механизма прерывания тока.

На рис. 6 приведена динамика развития процесса при $n_i = 3.1 \cdot 10^{14} \text{ 1/cm}^3$. На стадии диффузии магнитного поля плазма неподвижна. Пик температуры электронов на момент $t = 0.2 \mu\text{s}$ при $z \sim 1 \text{ cm}$ и последующий быстрый прогрев плазмы до $z \sim 4 \text{ cm}$ при $t = 0.25 \mu\text{s}$ связаны с полной ионизацией плазмы ($Z = 6$ при $z < 4 \text{ cm}$). При $t = 0.29 \mu\text{s}$ водна диффузии магнитного поля выходит на границу плазмы. На стадии диффузии ($t = 0.2, 0.25 \mu\text{s}$) плазменный параметр $\gamma = 8\pi n_e k T_e / B_\varphi^2 \leq 0.3$, т.е., как и ранее (рис. 5), газодинамическая разгрузка в поперечном направлении несущественна. При $t = 0.3 \mu\text{s}$ прогрев плазмы и размыкание тока завершены. В дальнейшем идет газодинамический разлет плазмы со скоростью до $\sim 10^9 \text{ cm/s}$. Представленная картина наиболее ярко иллюстрирует механизм прерывания тока, реализуемый в условиях покоящейся плазмы.

Динамика развития процесса в плазме, охваченной движением, приведена на рис. 7 ($n_i = 7.8 \cdot 10^{15} \text{ 1/cm}^3$). Снежный плуг обгоняет волну диффузии магнитного поля ($t = 1.8, 1.9 \mu\text{s}$). Проникновение магнитного поля в плазму отслеживается по перегибу в профиле T_e , соответствующему границе полной ионизации. На момент $t = 2 \mu\text{s}$ магнитное поле достигает границы плазмы. При $t = 2.1 \mu\text{s}$ процесс прогрева плазмы и размыкание тока завершены. На стадии диффузии ($t < 2 \mu\text{s}$) плазменный параметр достигает значений $\gamma \sim 5-10$.

Иногда при обработке ППТ микросекундного диапазона используется условие $z_{sp} \sim L$ [23]. Из таблицы видно, что, действительно, при временах $t_p \sim 1 \mu\text{s}$ для типичных экспериментальных условий $z_{sp} \sim L$, т.е. с точки зрения рассматриваемой модели оптимальность работы ППТ микросекундного диапазона при $z_{sp} \sim L$ является простым совпадением.

При проникновении магнитного поля в плазму механизмом приэлектродной диффузии $L \cong \omega_{He} / \nu \times (t_p / \mu_0 \pi \sigma)^{1/2}$. С учетом $\omega_{He} \sim B_\varphi \sim J/r \sim t_p/r$, $\nu \sim n_i$ имеем $t_p \sim (n_i r L)^{2/3}$; $J_p t_p \sim (n_i r L)^{4/9}$. С точки зрения холловской МГД модели $J_p t_p \sim r L n_i^{1/2}$ [21]. При неизменных r, L увеличение n_i в 4 раза дает рост $J_p t_p$: в холловской МГД модели в 2 раза, в модели приэлектродной диффузии — в $4^{4/9} \cong 1.85$ раз, в эксперименте — в ~ 1.8 раз [21]. При неизменной L и радиусе анода $r_1 = 105 \text{ mm}$ рост радиуса катода с $r_{02} = 60 \text{ mm}$ до $r_{01} = 80 \text{ mm}$ приводит к росту $(J_p t_p)_1 / (J_p t_p)_2 \sim 1.4$ раз [21]. В холловской МГД модели $(J_p t_p)_1 / (J_p t_p)_2 \approx r_{01} / r_{02} \sqrt{(r_1^2 - r_{02}^2) / (r_1^2 - r_{01}^2)} \approx 1.7$ [21], в модели приэлектродной диффузии $(J_p t_p)_1 / (J_p t_p)_2 \approx [r_{01} / r_{02} \cdot (r_1^2 - r_{02}^2) / (r_1^2 - r_{01}^2)]^{4/9} \approx 1.4025$. Сравнения следует рассматривать как чисто качественные. В частности, в приведенных расчетах с реальными свойствами углеродной плазмы $t_p \sim n_i^{0.6}$, что несколько отличается от оценки $t_p \sim n_i^{2/3}$. Таким образом, рассмотренный

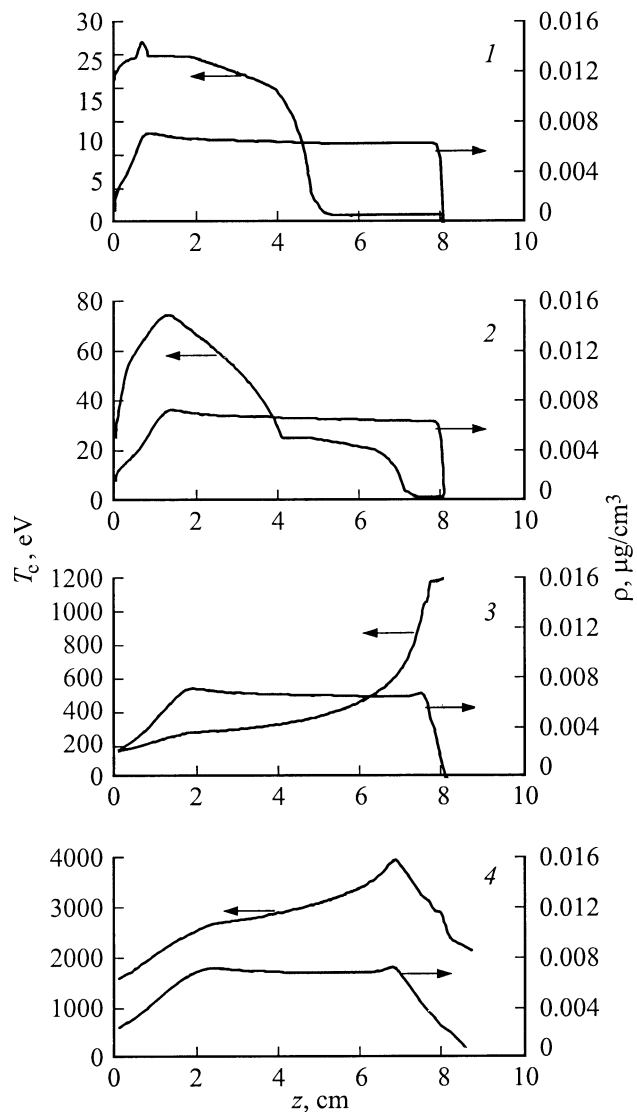


Рис. 6. Зависимости температуры электронов и плотности от координаты при линейной плотности плазмы $m_0 = 0.05 \mu\text{g/cm}^2$ и $dJ/dt = 0.75 \text{ MA}/\mu\text{s}$. $t, \mu\text{s}$: 1 — 0.2, 2 — 0.25, 3 — 0.29, 4 — 0.3.

режим прерывания тока характеризуется следующими чертами. Время накопления тока t_p определяется проникновением магнитного поля в плазму, которое идет путем приэлектродной диффузии. Рост замагниченности при усилении прогрева электронов со стороны нагрузки при достижении волной диффузии границы плазмы ведет к прерыванию тока. Резкий рост плазменного параметра в процессе прерывания тока вызывает падение плотности плазмы в межэлектродном зазоре вследствие взрывного выброса на электроды.

Вследствие малости альфвеновской скорости при $t_p \leq 1 \mu\text{s}$ прерывание тока происходит на фоне неподвижной плазмы. В случае $t_p > 1 \mu\text{s}$ альфвеновская скорость больше скорости приэлектродной диффузии и проникновение магнитного поля в плазму сопровождается движением в режиме снежного плуга. При этом

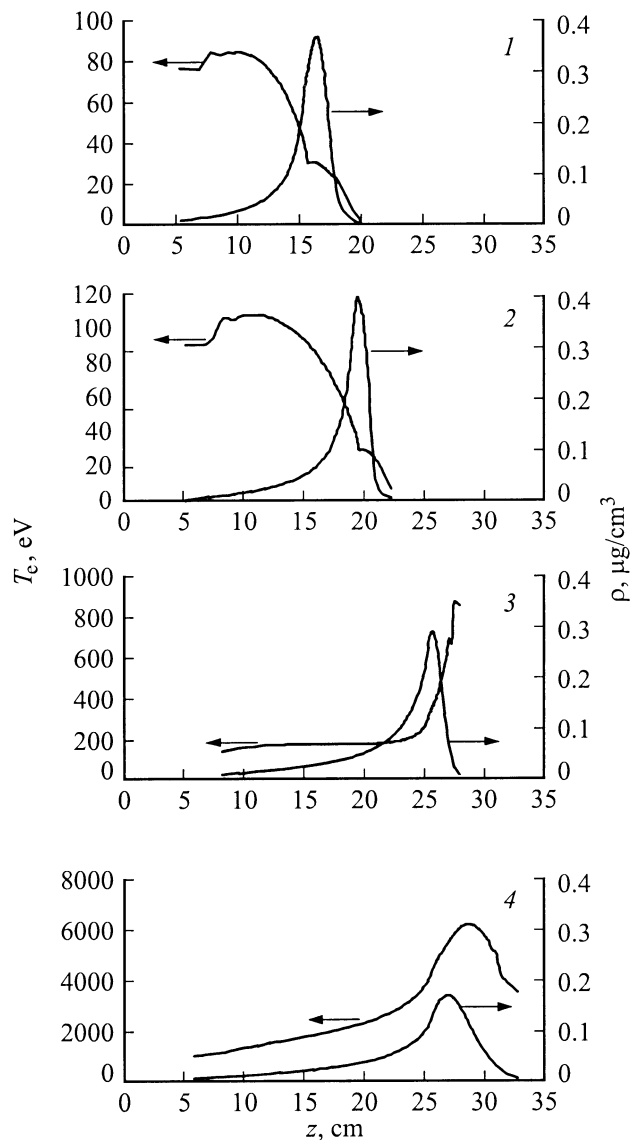


Рис. 7. Зависимости температуры электронов и плотности от координаты при линейной плотности плазмы $m_0 = 1.25 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ и $dJ/dt = 0.75 \text{MA}/\mu\text{s}$. t , μs : 1 — 1.8, 2 — 1.9, 3 — 2.0, 4 — 2.1.

скорость звука может превышать альфвеновскую уже на стадии диффузии магнитного поля. В этих условиях преждевременная разгрузка плазмы в поперечном направлении может сократить время и величину накопленного тока, т.е. качество разрыва при $t_p > 1 \mu\text{s}$ может ухудшаться с ростом длительности тока. Другой причиной ограничения описанного режима со стороны больших времен может являться выброс плазмы из межэлектродного зазора (пушка Маршалла).

При плотности плазмы $n_i = 3.1 \cdot 10^{14} \text{1}/\text{cm}^3$ на момент $t = 0.25 \mu\text{s}$ (рис. 6) токовая скорость достигает величины $u_m \cong 3 \cdot 10^7 \text{cm}/\text{s}$ при ширине импульса $\Delta z_{iu} \cong 0.4 \text{cm}$ (характерное время $\tau_u \cong \Delta z_{iu}/u_m \cong 10 \text{ns}$). Значение u_m сравнивается со скоростью приэлектродной диффузии $L/u_n \sim 300 \text{ns} \sim t_p$. Несмотря на это, перенос магнитного поля с токовой скоростью невозможен, по-

скольку электроны привязаны к ионам столкновениями ($t_e \sim 1 \text{ns} \ll t_u$). Дальнейшее снижение концентрации плазмы и уменьшение частоты столкновений ведут к переходу от одножидкостной МГД к ЭМГ. В этих условиях доминирует проникновение магнитного поля в плазму с возрастающей токовой скоростью в режиме КМС [8].

Границы реализации описанного механизма $0.1 \mu\text{s} \leq t_p \leq 1 \mu\text{s}$ условны. При заданном токе и времени накопления они могут быть сдвинуты в ту или иную сторону подбором состава плазмы и геометрии ППТ.

Расчетная оптимизация схемы взрывных экспериментов по прерыванию мегаамперных токов ВМГ

При создании формирующей системы комплекса ЭМИР предполагается размыкание микросекундного тока с амплитудой до $\sim 2 \text{MA}$ на одном ППТ. Особенностью работы ППТ, определяемой спецификой первичного источника энергии — ВМГ, является низкая индуктивность контура накопления $\sim 0.1 \mu\text{H}$ и соответственно низкие напряжения запитки $\sim 100 \text{kV}$. В этих условиях достижение проектных потенциалов в нагрузке (до $\sim 2 \text{MV}$) возможно при реализации высоких усилений мощности (до ~ 10 раз), не типичных для схем работы ППТ (индуктивность контура накопления $\sim 1 \mu\text{H}$, напряжение $\sim 300\text{--}600 \text{kV}$).

Обработку ППТ планируется провести во взрывных экспериментах на установке Поток–ВМГ, схема которой представлена на рис. 8 (диаметр вакуумной камеры — 25cm). Внутренняя индуктивность ВМГ и сопротивление считаются постоянными и равными $L_s = 0.04 \mu\text{H}$, $R_s = 0.005 \Omega$. В начальный момент времени ток ВМГ $J_0(t=0) = 5\text{--}50 \text{MA}$, сопротивление взрывного размыкателя $R(t=0) = 0$. С течением времени $R(t)$ растет по закону $R(t) = kR_1(t/\tau)^{1.8}$, где $R_1 = 0.23 \Omega$, $\tau = 1 \mu\text{s}$, и ток перебрасывается в контур накопления с индуктивностью $L_0 = 0.04 \mu\text{H}$. Время переключения тока может варьироваться в пределах $\sim 0.5\text{--}3 \mu\text{s}$. В первой серии опытов предполагаемый ток ВМГ $J_0(t=0) = 5 \text{MA}$, время переключения $\sim 1 \mu\text{s}$ (коэффициент $k = 1$), длина азотной плазменной перемычки $L \cong 6 \text{cm}$, нагрузка — индуктивность ($\hat{Z}_n \rightarrow L_n \partial/\partial t$, рис. 1).

При расчетной оптимизации схемы размыкания тока на установке Поток–ВМГ варировались радиус катода r_0 , линейная плотность азотной плазмы m_0 , индуктивность нагрузки L_n . Цель оптимизации — достижение максимально возможного потенциала на нагрузке при сохранении высокого КПД передачи энергии от контура ВМГ

$$\eta = \frac{L_n J_k^2}{L_s J_0^2(t=0)}, \quad (18)$$

где J_k — ток в нагрузке (для определенности будем брать значение тока через $0.1 \mu\text{s}$ после достижения максимума потенциалом).

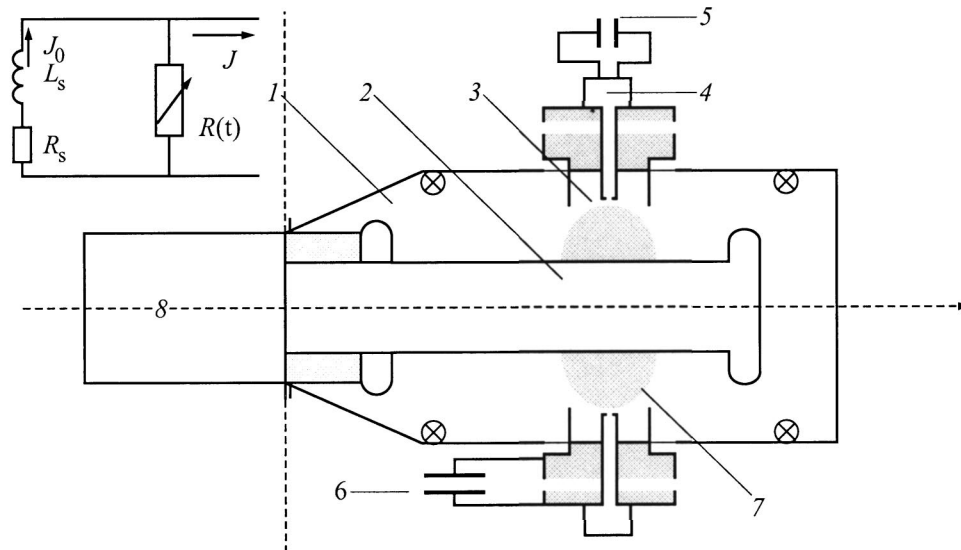


Рис. 8. Схема эксперимента с запиткой ППТ от ВМГ: 1 — вакуумная камера, 2 — центральный электрод, 3 — коаксиальный плазменный инжектор, 4 — клапан импульсного напуска газа, 5 — источник питания клапана, 6 — источник питания разряда, 7 — плазменный токовый канал, 8 — ВМГ.

Расчетные зависимости токов в цепи ВМГ, контуре накопления и нагрузке, напряжения на нагрузке от времени в оптимальных условиях работы ППТ представлены на рис. 9. Ток контура накопления $J_p \approx 1.9 \text{ MA}$, время накопления $t_p \approx 0.75 \mu\text{s}$, амплитуда напряжения на нагрузке $U_m \sim 2.3 \text{ MV}$.

Результаты оптимизирующих схему работы ППТ расчетов иллюстрируются рис. 10–12. На рис. 10 приведены зависимости амплитуды напряжения на нагрузке U_m и соответствующего значения накопленного тока J_p от линейной плотности плазмы m_0 для различных значений радиуса катода r_0 при $L_n = 0.16 \mu\text{H}$. Видно, что каждому r_0 соответствует оптимальное значение m_0 , при котором U_m максимально. С уменьшением радиуса

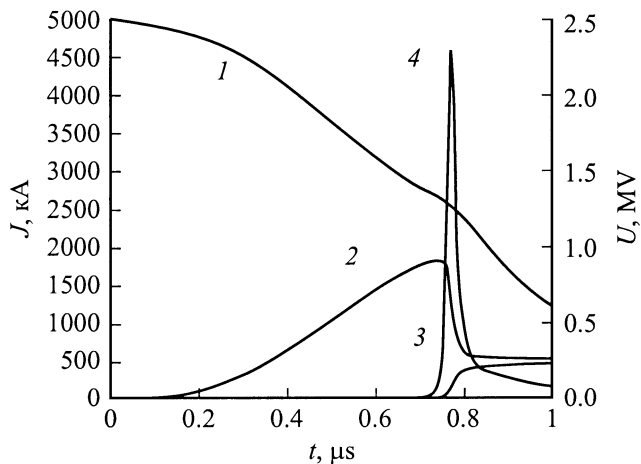


Рис. 9. Временные зависимости токов ВМГ (1), контура накопления (2), нагрузки (3), а также напряжения на нагрузке (4) в оптимальных условиях работы установки Поток–ВМГ.

катода падает как амплитуда напряжения U_m , так и величина накопленного тока J_p . Это связано с ростом омического сопротивления плазменной перемычки на стадии проводимости при малых радиусах катода. На рис. 11 построены расчетные зависимости максимума амплитуды напряжения U_m , а также соответствующих ему значений накопленного тока J_p и КПД передачи энергии из контура ВМГ η от радиуса катода r_0 . При $r_0 \geq 5 \text{ cm}$ рост амплитуды напряжения и КПД замедляется и при $r_0 \geq 10 \text{ cm}$ их величины, а также величина накапливаемого тока выходят на предельные значения $U_m \approx 2.5 \text{ MV}$, $J_m \approx 2000 \text{ kA}$, $\eta \approx 3.5\%$. Исходя из данных рис. 10–11 оптимальное значение r_0 было выбрано равным $r_0 = 5.5 \text{ cm}$. При этом оптимальная линейная плотность плазмы $m_0 \approx 1.5 \text{ mg/cm}^2$, плотность плазмы $\rho_0 = m_0/L \approx 0.25 \text{ mg/cm}^3$.¹ Следует отметить, что относительно низкие значения КПД передачи энергии от контура ВМГ в нагрузку $\eta \approx 3.5\%$ связаны с использованием двухкаскадной системы формирования тока в нагрузке: взрывной размыкатель тока → ППТ. При этом КПД передачи энергии от контура ВМГ в контур накопления тока ППТ при оптимальных условиях работы системы в целом составляет $\sim 15\%$ (рис. 8). Предполагаемые к использованию в проекте ЭМИР [7] дисковые ВМГ (ДВМГ-240) обеспечивают эффективное время нарастания тока в нагрузке $\leq 3 \mu\text{s}$. Это позволит запитать контур накопления ППТ напрямую, без потерь энергии на стадии обострения тока взрывным размыкателем.

Для определения оптимальной нагрузки для схемы опыта на установке Поток–ВМГ была проведена серия расчетов, в которой при выбранных $r_0 = 5.5 \text{ cm}$,

¹ Проведенные исследования параметров плазмы в схеме установки Поток–ВМГ с использованием лазерной интерферрометрии показали достижимость уровня плотности азотной плазмы $\geq 1 \text{ mg/cm}^3$ при работе одного инжектора установки Поток–ВМГ.

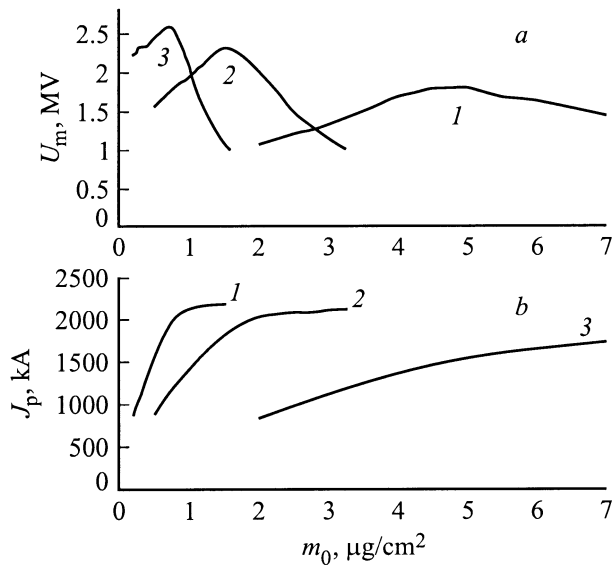


Рис. 10. Зависимости амплитуды напряжения (а) и соответствующего тока в контуре накопления (б) от линейной плотности плазмы. r_0 , см: 1 — 2, 2 — 5.5, 3 — 10.

$m_0 = 1.5 \text{ mg}/\text{cm}^2$ варьировалась индуктивность нагрузки. Расчетные зависимости амплитуды напряжения U_m и КПД передачи энергии от контура ВМГ к нагрузке η от величины индуктивности L_n представлены на рис. 12. При $L_n \geq 0.1 \mu\text{H}$ амплитуда напряжения выходит на предельное значение $U_m \approx 2.36 \text{ MV}$, соответствующее работе ППТ на бесконечное сопротивление нагрузки. В диапазоне $0.04 \mu\text{H} \leq L_n \leq 0.16 \mu\text{H}$ уровень амплитуды потенциала $U_m \geq 2 \text{ MV}$ достигается при величине $\eta \geq 3\%$. Приведенные на рис. 9 кривые соответствуют $L_n = 0.16 \mu\text{H}$.

Заключение

Рассмотрен механизм работы плазменных прерывателей мегаамперных токов микросекундного диапазона. Проникновение магнитного поля в плазму происходит путем приэлектродной диффузии, которая определяет время накопления тока t_p . Прогрев электронов со стороны нагрузки при достижении волной диффузии границы плазмы увеличивает замагниченность плазмы. Соответствующий рост сопротивления приводит к прерыванию тока. Следствием данного процесса является резкое возрастание плазменного параметра, ведущее к взрывному выбросу плазмы на электроды.

В случае $t_p \leq 1 \mu\text{s}$ прерывание тока происходит на фоне неподвижной плазмы. При $t_p > 1 \mu\text{s}$ скорость приэлектродной диффузии меньше альфвеновской и процесс сопровождается движением плазмы в режиме снежного плуга. Со стороны больших времен режим ограничивает выброс плазмы из межэлектродного зазора (пушка Маршалла). При малых $t_p \leq 0.1 \mu\text{s}$ доминируется проникновение магнитного поля с токовой скоростью в режиме КМС [8].

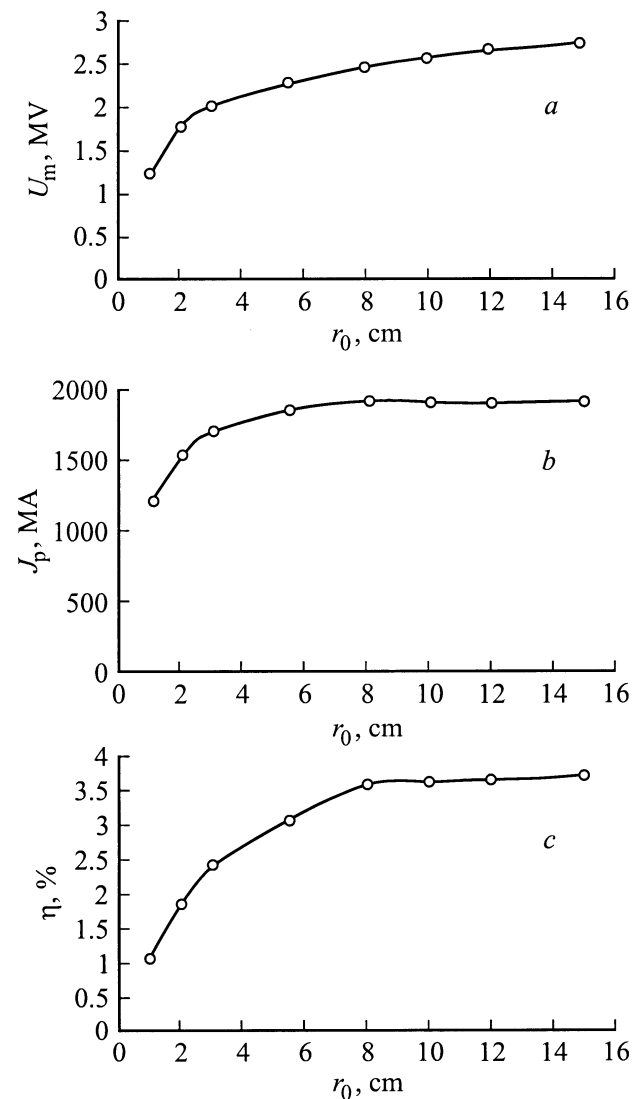


Рис. 11. Зависимости амплитуды напряжения (а), соответствующего тока в контуре накопления (б) и КПД передачи энергии в нагрузку (с) от радиуса катода при $m_0 = 1.5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, $L_n = 0.16 \mu\text{H}$.

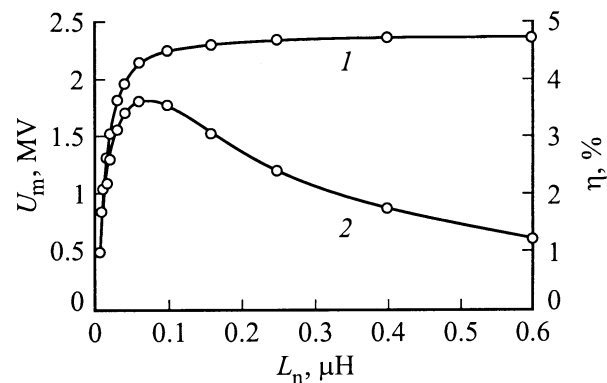


Рис. 12. Зависимости амплитуды напряжения (1) и соответствующего КПД передачи энергии в нагрузку (2) от индуктивности нагрузки в оптимальных условиях работы ППТ.

Приведена полная математическая постановка задачи о расчете ППТ в описанных представлениях, которая сводится к решетию уравнений одножидкостной двухтемпературной МГД с холловским током совместно с уравнениями электрической цепи в двумерной геометрии. Для анализа решения получены уравнения одномерного приближения, в основу которого положена малость отношения размеров области приэлектродного промагничивания плазмы к длине плазменного столба. В рамках этого приближения численно исследованы режимы работы ППТ. По нашему мнению, сравнительный анализ результатов расчетов с экспериментальными данными работ [22,23] говорит об адекватности описания процессов в ППТ в рамках изложенных представлений.

С использованием развитых представлений о механизме работы ППТ и созданной на их основе численной методики проведена оптимизация схемы предполагаемого взрывного эксперимента по прерыванию мегаамперных токов на установке Поток-ВМГ в условиях, близких к реализуемым в комплексе ЭМИР.

Работа поддержана проектом РФФИ № 99-02-18162.

Список литературы

- [1] Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. // ДАН СССР. 1985. Т. 284. № 4. С. 857–859.
- [2] *Hinshelwood D.D., Boller J.R., Commisso R.J.* et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol. 49. N 24. P. 1635–1637.
- [3] *Cooperstein G., Ottinger P.F.* // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1987. Vol. 15. P. 629–636.
- [4] *Koval'chuk B.M., Mesyats G.A.* // *Proc. VIII Intern. Conf. on High-Power Particle Beams.* New York, 1991. Vol. 1. P. 92–95.
- [5] *Rix W., Parks D., Shannon J.* et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1991. Vol. 19. P. 400–407.
- [6] *Weber B.V., Commisco R.J., Goodrich P.J.* et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1991. Vol. 19. P. 757–761.
- [7] Селемир В.Д., Демидов В.А., Ивановский А.В. и др. // *Физика плазмы.* 1999. Т. 25(12). С. 1–10.
- [8] *Kingsep A.S., Moxov Yu.B., Chukbar K.V.* // *Физика плазмы.* 1984. Т. 10(4). С. 854–859.
- [9] *Kingsep A.S., Chukbar K.V., Yan'kov V.V.* // *Rev. Plasma Phys.* New York: Consultants Bureau, 1990. Vol. 16. P. 243–291.
- [10] *Kingsep A.S., Севастьянов А.А.* // *Физика плазмы.* 1991. Т. 17(2). С. 205–215.
- [11] *Гордеев А.В., Гречица А.В., Гулин А.В.* // *Физика плазмы.* 1991. Т. 17(6). С. 650–663.
- [12] *Рудаков Л.И.* // *Физика плазмы.* 1993. Т. 19(7). С. 835–844.
- [13] *Fruchtman A.* // *Phys. Fluids B.* 1991. Vol. 3. N 9. С. 1908–1912.
- [14] *Mason R.J., Auer P.L., Sudan R.N.* et al. // *Phys. Fluids B.* 1993. Vol. 5. N 4. P. 1115–1127.
- [15] *Ottinger P.F., Goldstein S.A., Meger R.A.* // *J. Appl. Phys.* 1984. Vol. 56. N 3. P. 774–784.
- [16] *Чукбар К.В., Янков В.В.* // *ЖТФ.* 1988. Т. 58. Вып. 11. С. 2130–2135.
- [17] *Kingsep A.S., Севастьянов А.А.* // *Физика плазмы.* 1991. Т. 17(10). С. 1183–1191.
- [18] *Гордеев А.В., Гречица А.В., Калда Я.Л.* // *Физика плазмы.* 1990. Т. 16(1). С. 95–99.
- [19] *Сасоров П.В.* // *Письма в ЖЭТФ.* 1992. Т. 56. Вып. 11. С. 614–617.
- [20] *Есаулов А.А., Сасоров П.В.* // *Физика плазмы.* 1997. Т. 23(7). С. 624–634.
- [21] *Чуватин А.С., Ким А.А., Кокушенев В.А.* и др. // *Изв. вузов. Физика.* 1997. Т. 40. № 12. С. 56–66.
- [22] *Hinshelwood D., Weber B., Grossmann J.M.* et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68. N 24. P. 3567–3570.
- [23] *Rix W., Coleman P., Thompson J.R.* et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1997. Vol. 25. N 2. P. 169–175.
- [24] *Брагинский С.И.* Явления переноса в плазме. Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183–272.
- [25] *Bukharov V.F., Chelpanov V.I., Demodov V.A.* et al. // *Proc. XI Intern. Conf. on Pulsed Power.* Monterey (California, USA), 1997. Vol. 2. P. 1029–1032.
- [26] *Райзер Ю.П.* // *ЖЭТФ.* 1959. Т. 36. Вып. 5. С. 1583–1585.
- [27] *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975, 1975. 351 с.
- [28] *Радциг А.А., Смирнов Б.М.* Параметры атомов и атомных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.