

Сценарий работы микросекундных плазменных прерывателей тока

© С.В. Логинов

Институт сильноточной электроники СО РАН,
634055 Томск, Россия
e-mail: loginov@oit.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 5 февраля 2008 г.)

Рассматриваются закономерности замыкания и обрыва тока в микросекундных плазменных прерывателях мегаамперного диапазона. Обсуждается скейлинг тока проводимости прерывателя, определяемый ускорением плазмы магнитным поршнем, и его сопоставление с результатами экспериментов. Приводятся два способа определения ширины токового канала, формируемого за счет диффузии магнитного поля в плоскости поршня с последующим конвективным вносом поля в объем перемычки за счет вмороженности в ускоряемый поток плазмы за фронтом ударной волны.

Исходя из результатов эксперимента дается вывод скейлинга напряжения на прерывателе в зависимости от его параметров. Обсуждается проблема обратного замыкания прерывателя, ограничивающего эффективность вывода энергии накопителя в нагрузку.

PACS: 52.30.-q, 52.35.Tc, 52.75.Kq

Введение

Для создания радиационных плазменных источников излучения тераваттной мощности с длительностью импульса $\sim 10\text{--}100\text{ ns}$ экспериментально проверяется технология формирования импульсов тока с помощью промежуточного индуктивного накопителя с микросекундным временем зарядки и размыкающего ключа для переключения энергии в излучающую нагрузку [1]. Плотность энергии в индуктивном накопителе в десятки раз выше, чем в емкостном, поэтому его использование позволяет многократно снизить весогабаритные характеристики и стоимость установки. Однако применение индуктивного накопителя возможно только с прерывателем тока, в частности плазменным, обеспечивающим сжатие импульса на нагрузке в десятки раз [2].

Прерыватель представляет собой включенную параллельно нагрузке плазменную перемычку между электронами вакуумной коаксиальной линии индуктивного накопителя. Во время зарядки накопителя перемычка отсекает нагрузку от генератора. При достижении критического тока сопротивление плазмы резко нарастает, обеспечивая быстрый рост напряжения на нагрузке и переключение энергии из накопителя.

С практической точки зрения перспективность технологии зависит от решения двух взаимосвязанных проблем. Первая состоит в увеличении времени проводимости прерывателя и соответственно запасаемой в накопителе энергии, а вторая — в создании прерывателей с быстрым нарастанием сопротивления при открывании, поскольку это определяет мощность выходного импульса [3]. Обоснованное решение этих проблем требует выявления физических механизмов замыкания и обрыва тока в плазме прерывателя. Для проведения полномасштабных экспериментов в этом направлении были созданы установки мегаамперного уровня (ГИТ-4 [4],

ГИТ-12 [5] — Россия; ACE-4 [6], DECADE [7] — США), на которых выполнены эксперименты по выявлению закономерностей протекания и обрыва тока в микросекундных прерывателях.

В настоящей работе дается сценарий замыкания и обрыва тока на основе результатов экспериментов на электрофизических комплексах мегаджоульного диапазона ГИТ-4 и ГИТ-12 с модульной компоновкой первичных емкостных накопителей. На ГИТ-4 количество модулей равно четырем. При зарядном напряжении 40 kV запасаемая в ГИТ-4 энергия $\sim 550\text{ kJ}$. При коротком замыкании в плоскости проходного вакуумного изолятора разрядный ток генератора за $\sim 1.1\text{ }\mu\text{s}$ нарастает до $\sim 3\text{ MA}$. Энергозапас ГИТ-12 составляет 5 MJ, ток в контуре за $\sim 1.7\text{ }\mu\text{s}$ нарастает до $\sim 6\text{ MA}$.

1. Стадия проводимости прерывателей

В плазменных прерывателях с микросекундным временем проводимости размеры полностью ионизированной плазменной перемычки много больше толщины скин-слоя: при концентрации плазмы $n \sim 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ электронный бесстолкновительный скин-слой $\sim c/\omega_{pe} \sim 0.02\text{ cm}$. В пределе идеальной проводимости магнитное поле скинируется на границе плазменной перемычки, обращенной в сторону генератора. В этом случае динамика плазмы в прерывателе сводится к ее сгребанию давлением магнитного поля или магнитным поршнем.

При линейном нарастании тока длительность стадии проводимости прерывателя равна времени выхода магнитного поршня на дальний от генератора конец плазменной перемычки:

$$t_c = \sqrt{2l/a(r)},$$

где

$$a = \frac{I}{cr\sqrt{3\pi\rho}}$$

— ускорение магнитного поршня. Здесь I — скорость нарастания тока в прерывателе, r — текущий радиус по сечению коаксиала, l — протяженность плазменной перемычки с однородной плотностью ρ . Ток проводимости прерывателя определяется моментом выхода магнитного поршня на конец перемычки вблизи катода и дается выражением [8–11]

$$I_s = (12\pi\rho c^2)^{1/4} (I r_c l)^{1/2}. \quad (1)$$

Замыкаемый в прерывателе заряд

$$Q = (3\pi\rho c^2)^{1/2} r_c l \quad (2)$$

пропорционален геометрическим размерам прерывателя и зависит от плотности плазмы как $\rho^{1/2}$.

Скейлинги тока и заряда отражают интегральные характеристики прерывателя в зависимости от геометрических размеров и плотности плазмы. Эксперименты с импульсными системами типа электрогазодинамических ударных труб, электродинамических коаксиальных плазменных ускорителей, плазменных фокусов, прерывателей на плазменном потоке, сжимающихся токовых оболочек типа Z-пинча показали, что динамика плазмы в них преимущественно определяется магнитогидродинамическим сгребанием плазмы давлением магнитного поля [12,13]. В этом смысле динамика плазмы в стадии проводимости прерывателей исключением не является. В таких системах образование плотной плазмы на поверхности электродов при протекании тока [14] не оказывает принципиального воздействия на скейлинг тока вследствие малости радиальных размеров пристеночных и пограничных слоев по сравнению с величиной межэлектродного зазора. Кроме того, плотная катодная плазма может и вовсе не вовлекаться в аксиально ускоренный поток из-за возврата на катод образовавшихся вблизи него ионов в силу малости лоренцевой силы по сравнению с электрической [12].

Эксперименты на ГИТ-4 и ГИТ-12 показали, что в прерывателях как с аксиальной, так и с радиальной инжекцией плазмы при варьировании радиуса катода, протяженности плазменной перемычки, концентрации плазмы и скорости нарастания тока в индуктивном накопителе тенденции изменения тока и замыкаемого заряда согласуются со скейлингами (1) и (2) [15].

В качестве примера на рис. 1 показана зависимость замыкаемого в стадии проводимости заряда от времени предварительной инжекции плазмы в прерыватель ГИТ-8. Плазма инжектировалась в межэлектродный зазор, образованный коаксиалом с отношением диаметров электродов 380/320 мм. Увеличение времени предварительной инжекции плазмы сопровождается линейным ростом пропускаемого в прерывателе заряда до 4 С. Величина замыкаемого в прерывателе заряда не зависит

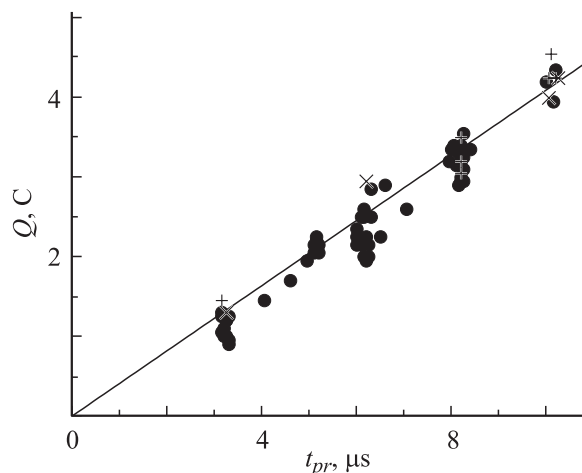


Рис. 1. Зависимость замыкаемого в прерывателе заряда от времени предварительной инжекции плазмы (• — $U_{ch} = 40$, + — 50, × — 60 кВ).

от скорости нарастания тока, которая варьируется путем изменения зарядного напряжения первичного накопителя. Эти результаты согласуются со скейлингом (2) при естественном условии, что протяженность плазменной перемычки пропорциональна времени предварительной инжекции плазмы.

В результате зависимости давления магнитного поля от радиуса аксиальная координата магнитного поршня $z \propto r^{-1}$ по сечению коаксиала. Для такого профиля обращенной к генератору поверхности плазмы подводимая к прерывателю энергия

$$W_{in}(t) = \frac{3}{8} B(r_c, t)^2 z(r_c, t) r_c^2 \left(1 - \frac{r_c}{r_a}\right)$$

идет на создание магнитного поля в освобожденном от плазмы объеме перемычки $W_B/W_{in} = 2/3$, увеличение кинетической $W_K/W_{in} = 2/9$ и тепловой энергии плазмы $W_T/W_{in} = 1/9$ [16]. Для типичных значений $I_s = 1$ МА, $r_c = 5$ см напряженность магнитного поля на катоде $B(r_c, t_c) = 40$ кГ. При протяженности плазменной перемычки $l = z(r_c, t_c) = 10$ см и межэлектродном зазоре $r_a - r_c = 3$ см подводимая к прерывателю энергия не превышает 6 кДж. При этом в накопительной индуктивности ~ 200 нГн запасаемая энергия нарастает до ~ 100 кДж. Плазменная перемычка прерывателя позволяет, таким образом, зарядить индуктивный накопитель при относительно небольших энергетических затратах на сгребание плазмы.

2. Структура токового канала

Ускорение плазмы давлением магнитного поля сопровождается формированием ударной волны, поскольку практически в начале импульса тока скорость магнитного поршня становится больше скорости звука в невозмущенной плазме. При этом проникновение поля

в плазменную перемычку с конечной проводимостью обусловлено его диффузией вблизи магнитного поршня с последующим конвективным вносом в объем перемычки за счет вмороженности поля в ускоренный поток плазмы за фронтом ударной волны [17,18]. Изменение азимутально направленного магнитного поля в объеме перемычки в аксиальном направлении индуцирует радиальное замыкание тока прерывателя.

Аксиальная протяженность токового канала между равноускоренным магнитным поршнем и фронтом ударной волны растёт пропорционально квадрату времени:

$$\delta = \frac{2 - \lambda_{sh}}{2\lambda_{sh}} at^2,$$

где λ_{sh} — параметр автомодельности адиабатического бездиссипативного сжатия плазмы [19]. Для показателя адиабаты $\gamma = 5/3$ параметр автомодельности $\lambda_{sh} = 1.73$. Скорость ударной волны $D = 2u/\lambda_{sh}$, скорость плазмы на фронте волны $v_{sh} = 2D/(\gamma + 1)$. Отличие скорости магнитного поршня от скорости плазмы на фронте ударной волны неизбежно приводит к тому, что после выхода фронта ударной волны на конец первоначально созданной перемычки начнется инерциальный разлет плазмы в направлении нагрузки с направленной скоростью. Вследствие этого стадия проводимости прерывателя может затянуться.

Если при выходе токового канала на конец перемычки его ширина порядка величины, необходимой для замыкания тока в биполярном режиме, то аксиальное смещение плазмы мало и открывание прерывателя начнется сразу при выходе канала на конец перемычки. При увеличении плотности плазмы длительность стадии проводимости прерывателя увеличивается до 30%, а открывание прерывателя начнется только при смещении плазмы в нагрузку примерно на половину первоначальной протяженности перемычки: $\Delta z \approx 0.43l$ [20].

В отличие от движения поршня с постоянной скоростью, для которого характерно однородное распределение характеристик потока в области проникновения ударной волны, равноускоренное движение поршня приводит к падающему распределению плотности, давления и скорости плазмы по мере удаления от поршня. Неограниченному росту плотности плазмы в плоскости поршня препятствует, очевидно, встречная диффузия плазмы в область за поршнем, в результате которой поршень оставляет за собой протяженный шлейф замагниченной плазмы.

Другой причиной ограничения плотности плазмы в реальной коаксиальной геометрии прерывателя может быть радиальное движение плазмы к электродам, на которых плазма может существенно охлаждаться, а коэффициент диффузии магнитного поля в результате этого — многократно возрастать [13,21]. Протекание поршня приводит к снижению массы ускоряемой плазмы и росту скорости относительно равноускоренного движения [14], однако слабо сказывается на времени про-

димости прерывателя вследствие его слабой зависимости от вовлекаемой в ускорение массы: $t_c \propto \rho^{0.25}$ [18].

При выходе фронта ударной волны на конец плазменной перемычки ширина токового канала

$$\delta = \frac{2 - \lambda_{sh}}{2} l \approx 0.14l.$$

При начальной протяженности перемычки ~ 10 см в конце стадии проводимости $\delta \sim 1.5$ см. Это соотношение между начальной протяженностью плазменной перемычки и шириной токового канала согласуется с результатами экспериментов [22,23].

Если плотность тока в плоскости магнитного поршня при его аксиальном распространении начинает превышать плотность тока насыщения плазмы, то еще в стадии проводимости начнутся эрозия плазмы и рост сопротивления прерывателя. Эрозия в стадии проводимости приводит к росту энергозатрат на ускорение ионов и к снижению эффективности зарядки индуктивного накопителя.

Аналитическую оценку ширины токового канала можно сделать, не прибегая к интегрированию уравнений автомодельной задачи. В [24] для радиально сжимающейся токовой оболочки получено уравнение, связывающее координаты магнитного поршня и фронта ударной волны. Для аксиального движения магнитного поршня это уравнение записывается в виде

$$\frac{dz_{mp}}{dt} - \frac{2}{\gamma + 1} \frac{dz_{sh}}{dt} + \frac{2}{\gamma} \frac{z_{mp} - z_{sh}}{D} \frac{dD}{dt} = 0, \quad (3)$$

где z_{mp} и z_{sh} — координаты поршня и фронта ударной волны, $D = \frac{dz_{sh}}{dt}$ — скорость ударной волны. Для равноускоренного магнитного поршня подстановка в уравнение (3) $z_{mp} = at^2/2$ дает решение для фронта ударной волны $z_{sh} = bt^2/2$ с коэффициентом

$$b = \frac{(\gamma + 1)^2}{3\gamma + 1} a.$$

Определенная таким образом ширина токового канала близка к результатам решения автомодельной задачи сжатия плазмы. Для $\gamma = 5/3$, например, значение $b = 1.19a$ по сравнению с $b = 1.16a$, соответствующим параметру автомодельности $\lambda_{sh} = 1.73$.

3. Стадия открывания прерывателей

На ГИТ-4 выполнены эксперименты по параллельному включению двух либо четырех идентичных прерывателей в режиме работы без нагрузки [25]. Плазма инжектировалась в аксиальном направлении, совпадающем с направлением подвода к прерывателю энергии. Эксперименты показали, что сопротивление прерывателя при открывании обратно пропорционально замыкаемому в стадии проводимости заряду (рис. 2).

В этих экспериментах открывание прерывателя происходило при выходе токового канала на торец катода,

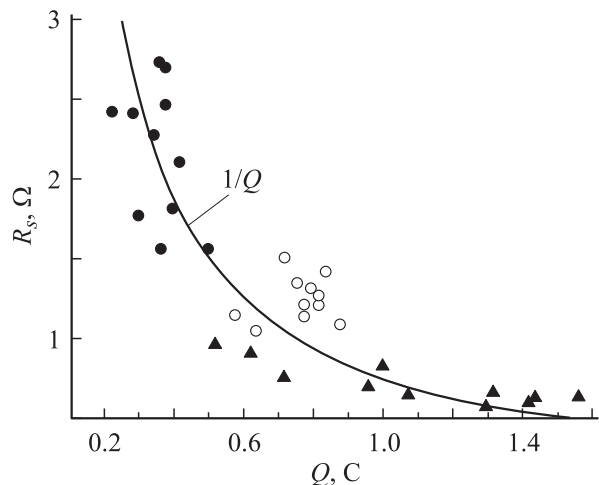


Рис. 2. Зависимость сопротивления прерывателя от замыкаемого заряда (● — 1, ○ — 2, ▲ — 4 ППТ).

удаленного на 230 мм от плоскости инъекции плазмы. Аксиальная протяженность плазменной перемычки была, таким образом, примерно постоянной. Из зависимости $R_s \propto Q^{-1}$ следует, что напряжение на прерывателе $V_s \propto \varphi(l)I/I_s$, где $\varphi(l)$ — функция от протяженности плазменной перемычки. В экспериментах с аксиальной инъекцией плазмы в коаксиал с отношением диаметров электродов 200/120 мм в направлении, встречном направлению подвода к прерывателю энергии, и также в режиме работы без нагрузки наблюдался линейный рост напряжения на прерывателе с ростом тока: $V_s \propto I_s$ (рис. 3) [15]. Из сопоставления двух экспериментально полученных зависимостей следует, что, с учетом скейлинга (1), функция $\varphi(l) \propto I_s^2 \propto l$. Отсюда следует, что для напряжения на прерывателе выполняется скейлинг $V_s = kI/I_s$, где $k = (0.068 \pm 22\%) [\frac{MV \cdot MA}{cm \cdot kA/ns}]$ — численный коэффициент для совокупности данных, представленных на рис. 2 и 3.

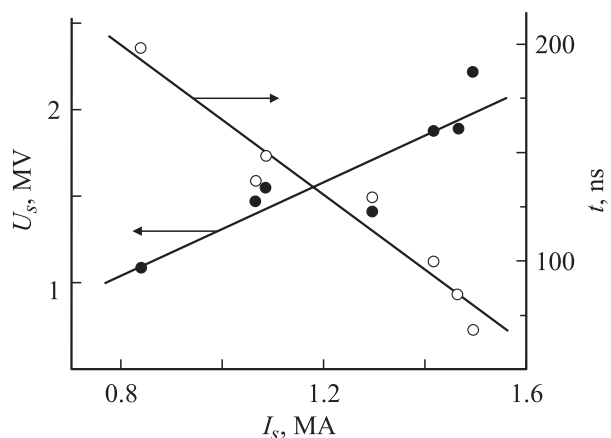


Рис. 3. Зависимость напряжения на прерывателе и его длительности на полувысоте от тока проводимости.

В условиях эксперимента радиальная локализация места наиболее раннего выхода токового канала на конец перемычки будет определяться, очевидно, условиями максимальности напряженности магнитного поля и минимальности плотности плазмы. Эти условия, вероятнее всего, реализуются вблизи катода, за исключением прикатодной области с плотной плазмой. В реальных прерывателях необходимое для открывания разрежение плазмы может создаваться за счет увеличения межэлектродного расстояния в области выхода токового канала на конец перемычки. Факт локализации места открывания прерывателей на расстояниях от катода вплоть до середины межэлектродного зазора неоднократно устанавливался в интерферометрических измерениях динамики линейной плотности плазмы [26,27]. В экспериментах на ГИТ-8 с аксиальной инъекцией плазмы [27] наиболее значительное падение плотности наблюдалось на расстоянии ~ 6.5 мм от катода.

Скейлинг напряжения на прерывателе в виде $V_s \propto I/I_s$ получается и при расчете динамики формирования эрозионного зазора при выходе токового канала на конец плазменной перемычки [28,29]. В этих работах формирование зазора рассматривается в части перемычки с аксиальным размером l_s , достаточным для замыкания тока прерывателя в биполярном режиме. В микросекундных прерывателях с концентрацией плазмы $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ величина l_s много меньше первоначальной длины плазменной перемычки. Эрозия плазмы происходит за счет сокращения доступной для замыкания тока величины l_s в результате движения магнитного поршня с последующим интенсивным отбором ионов после отсечки электронного тока. В результате этих процессов по ширине токового канала формируется эрозионный зазор с немонотонным профилем. Минимум зазора обратно пропорционален квадратному корню из плотности плазмы и равен единицам миллиметров для плотности $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Развиваемое на магнитоизолированном зазоре напряжение пропорционально скорости проникновения магнитного поля в конце стадии проводимости: $U_c \propto u \sim I/I_s$. Обратно пропорциональная зависимость напряжения от тока означает, что рассеиваемая в прерывателе мощность от тока в прерывателе практически не зависит. Рост мощности возможен либо за счет увеличения скорости роста тока в накопителе, либо за счет увеличения протяженности плазменной перемычки, максимально возможная величина которой ограничена естественным условием $I_s < I_0$, где I_0 — ток короткого замыкания. Максимальная мощность, таким образом,

$$P_m \propto \frac{I_0^2}{r_c \rho^{1/2}}$$

или

$$P_m \propto \frac{U_0^2}{r_c \rho^{1/2}},$$

где U_0 — выходное напряжение первичного накопителя. В прерывателях с фиксированной концентрацией плазмы

рост мощности достигается либо за счет уменьшения радиуса катода, либо за счет увеличения выходного напряжения первичного накопителя. Рост плотности плазмы приводит к падению мощности $\propto \rho^{1/2}$.

В [28,29] динамика формирования зазора рассмотрена в идеализированном приближении равномерного распределения тока и плотности плазмы в токовом канале. В условиях эксперимента зависимости плотности тока и концентрации плазмы по ширине токового канала неизвестны. Это оправдывает использование однородной модели для получения скейлинга развиваемого на прерывателе напряжения. Реальные значения распределения тока и плотности плазмы могут повлиять на величину коэффициентов в полученных соотношениях, но вряд ли изменят сам скейлинг.

4. Обратное замыкание прерывателей

В случае аксиальной инжекции плазмы максимум сопротивления прерывателя при открывании не зависит от тока проводимости при условии его линейного нарастания (рис. 3). В приближении мгновенного роста сопротивления длительность на полувысоте развиваемого на прерывателе напряжения также не должна зависеть от тока:

$$t = \frac{L_g}{R_s} \ln 2,$$

где L_g — индуктивность накопителя, R_s — сопротивление прерывателя. Из данных рис. 3 следует, однако, что рост тока и напряжения на прерывателе сопровождается пропорциональным сокращением длительности напряжения на полувысоте. Такая зависимость длительности от напряжения указывает на ограничение эффективности вывода энергии в нагрузку, поскольку ток в нагрузке

$$I_l = \frac{1}{L_l} \int U_s(t) dt \approx \text{const}/L_l,$$

где L_l — индуктивность нагрузки.

Сокращение длительности напряжения коррелирует с ростом рассеиваемой в прерывателе энергии (рис. 4), который стимулирует, очевидно, развитие процессов обратного замыкания прерывателя, препятствующих выводу энергии в нагрузку [30].

Наиболее вероятным процессом, способствующим обратному замыканию прерывателя, является диссипация энергии ионного пучка, формируемого при открывании прерывателя. Действительно, в соответствии с полученным скейлингом напряжения плотность ионного тока и мощность ионного пучка резко возрастает при увеличении тока проводимости прерывателя:

$$j_i \propto \frac{U_s^{3/2}}{d^2} \propto \frac{I_s^{5/2}}{(II)^{0.5}}$$

и $P_i \propto (II)^{0.5} I_s^{3/2}$. При росте напряжения на 2 мВ зазоре до 2 МВ плотность ионного тока для дважды ионизированной углеродной плазмы нарастает до $j_i \approx 1.6 \text{ kA/cm}^2$, мощность ионного пучка —

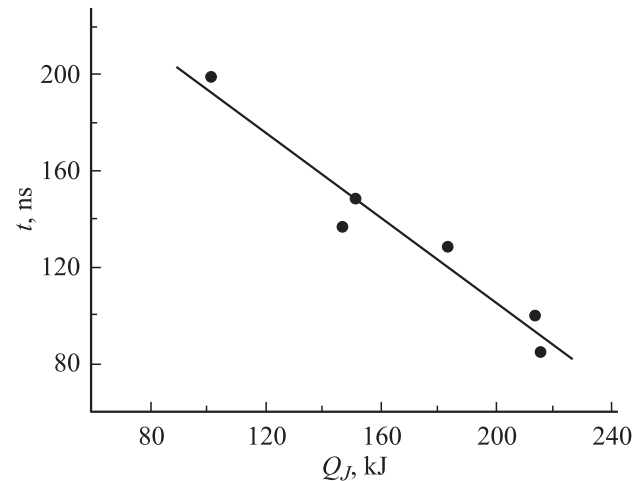


Рис. 4. Длительность напряжения на полувысоте в зависимости от выделяемой в прерывателе энергии.

до $\sim 3.2 \text{ GW/cm}^2$. Для фронта импульса напряжения $\sim 30 \text{ ns}$ плотность рассеиваемой энергии может достигать 50 J/cm^2 . При диссипации всей этой энергии на катоде с энергией сублимации материала катода $\sim 5 \text{ kJ/g}$ ее было бы достаточно для уноса массы $\sim 10 \text{ mg/cm}^2$. Это значение в сотни раз больше массы плазмы, необходимой для замыкания тока прерывателя в соответствии со скейлингом (1) [31].

В процессе формирования ионного пучка диссипация его энергии в плотной прикатодной плазме, а также на катоде может привести, таким образом, к дополнительному образованию плазмы, ее нагреву и расширению в формируемый эрозионный зазор. Если при этом эрозия плазмы замедляется из-за увеличения ее плотности в направлении движения анодной границы формируемого зазора, то разлет катодной плазмы приведет, очевидно, к уменьшению и замыканию эрозионного зазора. Для зазора шириной $\sim 2\text{--}3 \text{ mm}$ и скорости катодной плазмы относительно эродирующего плазменного анода $\sim 2 \text{ cm}/\mu\text{s}$ замыкание зазора произойдет уже через $100\text{--}150 \text{ ns}$. Эта величина коррелирует с длительностью открытого состояния прерывателя.

Заключение

Динамика замыкания и обрыва тока в микросекундных плазменных прерывателях сводится к следующему.

1. Длительность стадии проводимости микросекундных прерывателей определяется временем ускоренного движения магнитного поршня через плазменную перемычку. Ускорение плазмы давлением магнитного поля сопровождается формированием ударной волны. При этом проникновение поля в плазменную перемычку обусловлено его диффузией вблизи магнитного поршня с последующим конвективным вносом в объем перемычки за счет вмороженности поля в ускоряемый поток плазмы за фронтом ударной волны. Аксиальная протяженность

равномерно ускоряемого токового канала растет пропорционально квадрату времени и может быть оценена по формуле

$$\delta = \frac{\gamma(\gamma - 1)}{2(3\gamma + 1)} at^2,$$

где a — ускорение магнитного поршня, γ — показатель адиабаты.

2. Открывание микросекундных прерывателей происходит за счет формирования эрозионного зазора при выходе токового канала на конец плазменной перемычки. Величина формируемого зазора обратно пропорциональна корню квадратному из концентрации плазмы. Развиваемое на прерывателе напряжение пропорционально скорости магнитного поршня в конце стадии проводимости или прямо пропорционально произведению протяженности плазменной перемычки на скорость нарастания тока в индуктивном накопителе и обратно пропорционально току проводимости прерывателя. Сокращение длительности высоковольтного состояния прерывателя с ростом тока и, следовательно ограничение эффективности вывода энергии в нагрузку, обусловлено диссипацией на катоде и в плотной прикатодной плазме энергии ионного пучка, формируемого в эрозионном зазоре.

Список литературы

- [1] *Ware K.D., Filios P.G., Gullickson R.L.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. Vol. 25. N 2. P. 160–168.
- [2] *Cooperstein G. and Ottinger P.F.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. Vol. 15. N 6. P. 629–634.
- [3] *Ковальчук Б.М., Ким А.А.* // ИФЖ. 1992. Т. 62. Вып. 5. С. 720–722.
- [4] *Bugaev S.P., Volkov A.M., Iskoldsky A.M.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 1. P. 115–118.
- [5] *Kovalchuk B.M., Bugaev S.P., Volkov A.M.* et al. // Proc. 9th Int. Conf. on High Power Particle Beams. Washington, USA. 1992. Vol. 1. P. 394–402.
- [6] *Thompson J., Coleman P., Gilbert C.* et al. // Proc. 10th Int. Conf. on High Power Particles Beams. San Diego, USA. 1994. Vol. 1. P. 12–16.
- [7] *Sincerny P., Ashby S., Childers K.* et al. // Proc. 9th Int. Conf. on Pulsed Power. Albuquerque, USA. 1993. P. 880–883.
- [8] *Rix W., Parks D., Shanon J.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 2. P. 400–407.
- [9] *Weber B.V., Commisso R.J., Goodrich P.J.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 5. P. 757–766.
- [10] *Weber B.V., Commisso R.J., Goodrich P.J.* et al. // Phys. Plasmas. 1995. Vol. 2. N 10. P. 3893–3901.
- [11] *Cassany B. and Grua P.* // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. N 1. P. 67–76.
- [12] *Морозов А.И.* Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006. 576 с.
- [13] *Великович А.Л., Либерман М.А.* Физика ударных волн в газах и плазме. М.: Наука, 1987. 296 с.
- [14] *Иваненков Г.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 5. С. 46–53.
- [15] *Loginov S.V.* // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2007. Vol. 14. N 4. P. 958–963.

- [16] *Логинов С.В.* Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 15. С. 80–86.
- [17] *Schneider S.H., Chu C.K., and Leonard B.P.* // Phys. Fluids. 1971. Vol. 14. N 6. P. 1103–1108.
- [18] *Вихрев В.В., Брагинский С.И.* // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1980, С. 243–318.
- [19] *Логинов С.В.* Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 19. С. 1–7.
- [20] *Логинов С.В.* // Изв. вузов. Физика. 2007. N 9. Приложение. С. 144–148.
- [21] *Collins A.R., Mathers C.D.* // Phys. Fluids. 1978. Vol. 21. N 11. P. 1939–1944.
- [22] *Doron R., Arad R., Tsigutkin K.* et al. // Phys. Plasmas. 2005. Vol. 11. N 5. P. 2411–2418.
- [23] *Spanjers G.G., Yadlowsky E.J., Hazelton R.C., and Moschella J.J.* // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 77. N 8. P. 3657–3667.
- [24] *Potter D.* // Nuclear Fusion. 1978. Vol. 18. N 6. P. 813–823.
- [25] *Kovalchuk B.M., Kim A.A., Loginov S.V.* et al. // Proc. 12th Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia. 2000. P. 360–362.
- [26] *Hinshelwood D., Weber B., Grossmann J.M., Commisso R.J.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. N 24. P. 3567–3570.
- [27] *Chuvatin A., Etlicher B., Loginov S.V.* et al. // Proc. 11th Int. Conf. on High Power Particle Beams Conf. Prague, Czech Republic. 1996. P. 1203–1206.
- [28] *Логинов С.В.* Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 11. С. 14–19.
- [29] *Loginov S.V.* // Proc. 15th Int. Conf. on High Power Particle Beams. Saint-Petersburg, Russia. 2004. P. 263–266.
- [30] *Бастриков А.Н., Жерлицын А.А., Ким А.А.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1999. № 12. С. 20–25.
- [31] *Loginov S.V.* // Proc. 13th Int. Symp. on High Current Electronics. Tomsk, Russia. 2004. P. 180–183.