

01;04;10;12

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНИИ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ В ПРИСУТСТВИИ ИОННЫХ УТЕЧЕК

*Л. Е. Аранчук, Е. И. Баранчиков, А. В. Гордеев, В. В. Заживихин,  
В. Д. Королев, В. П. Смирнов*

Экспериментально и теоретически показано, что ионные токи утечки приводят к небольшому увеличению тока магнитной самоизоляции электронов в вакуумной коаксиальной линии. Зарегистрированное превышение полного тока над значением, полученным из «закона  $3/2$ », объясняется расширением приэлектродных слоев плазмы и наличием электронного слоя в коаксиальном зазоре. Исследовано влияние цилиндричности на ионные токи утечки и минимальный ток линии. Выяснены условия транспортировки энергии по вакуумной линии, имеющей отрезки с различными импедансами. В случае увеличения импеданса вблизи границы раздела отрезков сбрасывается ток утечки, равный разности минимальных токов в этих отрезках.

1. Современные сильноточные ускорители обеспечивают возможность формирования импульсов с напряжением до нескольких десятков мегавольт длительностью  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  с при полной энергии до  $10^7$  Дж [<sup>1, 2</sup>]. Такие установки представляют большой интерес для ряда применений, в частности для иницирования термоядерной реакции с помощью пучков заряженных частиц [<sup>3</sup>] или легких лайнеров [<sup>4</sup>]. Одной из главных проблем, возникающих при реализации импульсного иницирования термоядерной реакции, является транспортировка энергии. Для этой цели применяются магнитноизолированные вакуумные передающие линии, в которых достигаются плотности мощности потоков энергии  $10^{11}$ — $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> благодаря замагниченности электронов в собственном магнитном поле электромагнитного импульса, распространяющегося по линии [<sup>5</sup>]. После короткой начальной фазы, когда в коаксиале протекают электронные токи утечки поперек межэлектродного зазора, в линии устанавливается магнитная самоизоляция. В результате в межэлектродном зазоре формируется слой электронов, удерживаемый магнитным полем линии, а средняя по зазору напряженность электрического поля в экспериментах превышает 2 МВ/см.

При высоких плотностях потока энергии в линии на поверхности положительного электрода может возникнуть слой плазмы. К этому должна приводить начальная фаза формирования магнитной самоизоляции, когда поперек межэлектродного зазора протекают электронные токи утечки, приводящие к нагреву анода и образованию плазмы. Кроме того, плазма может образовываться под действием мягкого рентгеновского излучения, ультрафиолетового излучения и т. д. Слой плазмы является эмиттером ионов, ток которых в случае достаточно плотной приэлектродной плазмы ограничен объемным зарядом. Из-за различия масс для замагничивания ионов требуется магнитное поле примерно в  $\sqrt{M/m}$  раз большее, чем для электронов. Обычно такое магнитное поле и соответствующий ему ток не достигаются в линиях, поэтому ионы оказываются незамагниченными и свободно ускоряются электрическим полем. Величина ионного тока утечки поперек межэлектродного зазора определяется распределением в зазоре объемного заряда как ионов, так и электронов и зависит от положения и размеров слоя электронов. В свою очередь равновесное положение электронного

слоя должно изменяться при возникновении ионных утечек в результате перераспределения электрического поля.

Для практического использования вакуумных линий важно определить минимальный ток в линии, начиная с которого существует равновесный слой электронов, а также зависимость ионных токов утечки от напряжения и величины зазора. Величина ионных токов утечки определяет потери в линии и нагрев отрицательного электрода ионным пучком, что должно приводить к формированию слоя плазмы и его расширению. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются режимы работы вакуумных линий с ионными утечками. В разделе 2 приведена гидродинамическая теория вакуумных линий с ионными утечками. В разделах 3 и 4 описаны эксперименты, а в разделе 5 кратко обсуждаются полученные результаты.

2. В настоящем разделе теоретически исследуется влияние ионных потоков, движущихся поперек межэлектродного промежутка, на равновесие электронов в линии. При этом рассматриваются потенциалы  $U$ , при которых движение ионов можно считать нерелятивистским  $eU \ll Mc^2$  ( $M$  — масса иона), и такие токи, в магнитном поле которых ларморовский радиус ионов  $R$  значительно больше ширины коаксиального зазора  $d$

$$R \equiv \frac{Mv_c}{eH} = \frac{Mc^3}{2eI} r \left( \frac{2eU}{Mc^2} \right) \gg r \sim d.$$

Кроме того, исследовались ионные токи утечки в коаксиальных линиях такой длины, что изменением величины магнитного поля за счет тока ионов можно пренебречь.

В рамках перечисленных приближений в работах [6-8] для описания равновесной конфигурации были использованы гидродинамическая и кинетическая модели электронного слоя.

Ниже будет рассмотрена гидродинамическая модель электронного слоя, причем будет предполагаться, что реализуемым равновесным состоянием электронного слоя в линии является состояние с минимальным током, близкое к состоянию с минимумом энергии. В этом случае электронный слой частично заполняет межэлектродный зазор.

Рассмотрим коаксиальную цилиндрическую линию с радиусами внутреннего и внешнего электродов соответственно  $a$ ,  $b$ .

Тогда в области, занятой электронным слоем, справедливо следующее уравнение, выражающее собой баланс сил:

$$\frac{\partial}{\partial r} \{ r^2 (H_z^2 - E_r^2) \} + 8\pi e N r^2 E_r = 0, \quad (1)$$

где  $H_\varphi$ ,  $E_r$  — компоненты магнитного и электрического полей,  $N$  — плотность ионов. Будем искать поля в виде

$$\frac{e r E_r}{m c^2} = -\alpha_1(r) \operatorname{sh} \Psi(r), \quad (2)$$

$$\frac{e r H_\varphi}{m c^2} = -\alpha_1(r) \operatorname{ch} \Psi(r). \quad (3)$$

Подставляя (2), (3) в (1) и учитывая, что безразмерный электрический потенциал  $\gamma \equiv 1 + e\Phi/mc^2 = \operatorname{ch} \Psi$ , получим

$$\frac{d\alpha}{d\Psi} = \frac{\beta_s}{\alpha} \left( \frac{Z_c}{Z_p} \right)^2 \frac{\exp(Z_c \Theta) \operatorname{sh} \Psi}{\sqrt{\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi}}, \quad (4)$$

$$\frac{d\Theta}{d\Psi} = \frac{1}{\alpha}, \quad (5)$$

где

$$Z_c = \ln \frac{b}{a}, \quad Z_p = \frac{b-a}{a},$$

$$\alpha = \alpha_1 Z_c, \quad \beta_s = \left( \frac{M}{2Zm} \right)^{1/2} \frac{mc^3}{e} 4\pi j_k (b-a)^2,$$

$\Theta = \frac{1}{Z_c} \ln r/a$ ,  $Z$  — заряд иона,  $j_k$  — плотность ионного тока на катоде.

Вблизи анода, где электронов нет, уравнение для  $\gamma$  имеет вид

$$\frac{d^2\gamma}{d\xi^2} - \frac{1}{x-\xi} \frac{d\gamma}{d\xi} = - \frac{\beta(\gamma_0 - \gamma)^{3/2}}{(1 - \xi/x) \sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, \quad (6)$$

где  $x = b/b-a$  — параметр, характеризующий цилиндричность (плоскому случаю соответствует  $x \gg 1$ );  $\xi = b-r/b-a$  и соответствует «закону 3/2» для этой области.

Граничные условия на электродах определяются из условия неограниченной эмиссии:

$$\gamma(0) = \gamma_0, \quad \gamma'(0) = 0, \quad \gamma(1) = 1, \quad \gamma'(1) = 0. \quad (7)$$

Из условия сшивки электрического поля и потенциала на границе электронного слоя можно определить величину тока в линии и плотность тока ионов. При этом положение границы слоя в межэлектродном промежутке  $\xi = \xi^*$  находим из условия

$$i = \frac{2eI}{mc^3} \ln \frac{b}{a} = \alpha^* \operatorname{ch} \Psi^*. \quad (8)$$

Наличие аналитического решения (6) в плоском случае позволяют осуществить сшивку в явном виде, в цилиндрической линии процедура сшивки будет сделана численно.

Следуя [6, 8], решение системы (4), (5) для плоской линии сводится к квадратуре. Выражения для тока линии  $i$  и плотности тока ионов  $j_k$  соответственно равны

$$i = \chi + \frac{4}{3} \frac{\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi^*}{\operatorname{th} \Psi^*}, \quad (9)$$

$$\left( \frac{M}{2mZ} \right)^{1/2} \frac{mc^3}{e} j_k (b-a)^2 = \frac{\left[ \chi \operatorname{th} \Psi^* + \frac{4}{3} (\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi^*) \right]^2}{16\pi \sqrt{\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi^*}}, \quad (10)$$

где  $\chi$  дается интегралом

$$\chi = \int_0^{\Psi^*} \frac{d\Psi}{\sqrt{1 - \operatorname{th}^2 \Psi^*} \sqrt{\frac{\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi}{\gamma_0 - \operatorname{ch} \Psi^*}}}: \quad (11)$$

При этом будем считать, что наблюдаемым параметрам слоя соответствует минимальное значение тока. Это состояние практически совпадает ( $\sim 1\%$ ) с состоянием, обеспечивающим минимум энергии частиц и электромагнитного поля [5]. Полученная таким образом плотность ионного тока утечки для области малых потенциалов заметно превышает плотность тока, вычисленную по «закону 3/2», а при больших значениях  $eU/mc^2$  приближается к нему (рис. 1). Такое отличие связано с тем, что в области малых потенциалов  $U$  электроны составляют значительную часть межэлектродного зазора.

Присутствие ионов в межэлектродном зазоре приводит к некоторому увеличению минимального тока магнитной самоизоляции электронов (рис. 2). Качественно такое увеличение можно пояснить, пользуясь аналогией с обычным диодом. В плоском вакуумном диоде в отсутствие эмиссии электрическое поле будет постоянным. При появлении эмиссии заряда с электрода электрическое поле на нем уменьшается до нуля. Электрическое поле в межэлектродном промежутке становится неоднородным и увеличивается на другом электроде на  $1/3$  по сравнению с вакуумным случаем. Аналогичный эффект возникает при эмиссии ионов в линии с магнитной самоизоляцией электронов. При этом из условия изоляции электронов увеличению электрического поля на

прианодной границе электронного слоя должно соответствовать увеличение тока в линии. В линии с электронным слоем максимальное увеличение тока достигается только в предельном случае больших  $\gamma$ , когда электронный слой прижат к катоду. Из выражения для тока (9) при  $\gamma \gg 1$   $\text{ch} \Psi^* \sim \gamma^{1/3}$  и  $i \simeq 4/3\gamma$ , что как раз на 1/3 превышает асимптотическое выражение для минимального тока в линии без ионов.

Рассмотрим влияние цилиндричности на полученные выше результаты. При  $\kappa \leq 1$  систему (4), (5) нельзя свести к квадратурам и она решалась численно. Пример результата расчета приведен на рис. 1. Учет цилиндричности приводит к незначительному ( $\sim 10\%$ ) уменьшению минимального тока и плотности ионного тока утечки. Однако, как будет видно из дальнейшего, цилиндричность важна при сравнении расчета с экспериментом.

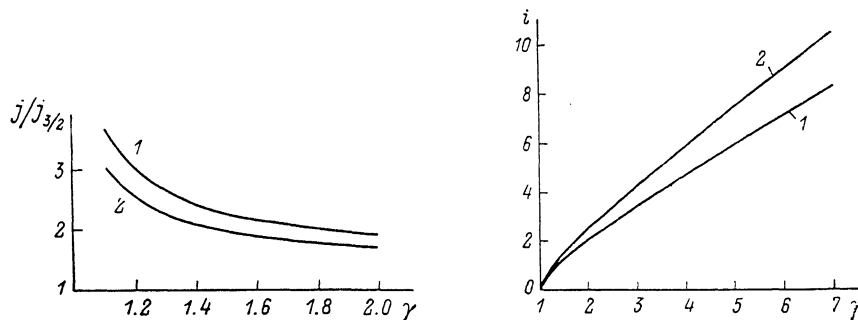


Рис. 1. Отношение ионного тока утечки  $j$  в линии к ионному току Чайлда—Ленгмюра  $j_{3/2}$  в зависимости от  $\gamma$ .

1 — плоский случай, 2 — при цилиндричности  $b/a=10$ .

Рис. 2. Зависимость минимального тока магнитной самоизоляции электронов в линии  $i$  от  $\gamma$ .

1 — без учета ионов, 2 — с учетом утечки ионов.

Рассмотрим в заключение настоящего раздела распределение тока утечки электронов на боковую поверхность вблизи торца линии с магнитной самоизоляцией в отсутствие ионов. Известно, что при подключении отрезка коаксиальной линии к генератору в ней устанавливается режим магнитной самоизоляции. При этом для большого промежутка катод—анод в торце линии ток замыкается на боковую поверхность положительного электрода в торцевой области. Такой режим работы линии называется предельным, а соответствующий ток, как показали эксперименты, близок к минимальному току в линии  $I_{\text{мин}}(U)$  [5].

Рассмотрим распределение тока утечки в этом случае вблизи торца линии с межэлектродным зазором  $d$ , которую для простоты будем считать плоской. При перемещении в глубь линии ( $z < 0$ ) величина тока утечки уменьшается и оказывается равной нулю при достижении предельного тока  $I_{\text{мин}}$ . Величина тока утечки  $j$  может быть достаточно хорошо аппроксимирована выражением [8, 9]

$$\frac{8\pi e j d^2}{m c^3} = F^2(\gamma) \frac{\sqrt{i^2(\gamma) - i^2}}{i(\gamma)}, \quad (12)$$

где

$$i(\gamma) = \frac{2e I_{\text{мин}}(U)}{m c^3} \frac{d}{r}, \quad i = \frac{2e I}{m c^3} \frac{d}{r},$$

$$F(\gamma) = \int_0^{\Lambda} d\Psi \sqrt{\text{sh} \Psi}, \quad \Lambda = \ln(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}).$$

Подставляя в уравнение  $(4\pi/c)j_r = -\partial H_\phi / \partial z$  ток утечки  $j_r = -j$ , пользуясь соотношением  $-H_\phi = 2I/cr$  и выполняя интегрирование, можно получить следующую зависимость тока в линии от координаты  $z$ :

$$i = i(\gamma) \sin\left(\frac{\pi}{2} \left| \frac{z}{\Delta} \right| \right), \quad (13)$$

где  $\Delta = \pi d i(\gamma) / F^2(\gamma)$  — ширина области утечки.

Оценки показывают, что для  $\gamma \gg 2$  ширина области утечек  $\Delta \sim d$ . Однако при уменьшении напряжения на линии  $\gamma - 1 \ll 1$   $\Delta$  существенно увеличивается и область утечек может оказаться сравнимой с длиной отрезка линии. Для  $\gamma - 1 \ll 1$   $\Delta \approx 9\pi d / 8 (\gamma - 1) \gg d$ .

3. Эксперименты выполнены на ускорителе МС (рис. 3) с напряжением  $U \leq 250$  кВ, током  $I \leq 22$  кА и длительностью импульса на полувысоте  $\tau_{1/2} \approx 50$  нс. К ускорителю присоединялась вакуумная коаксиальная линия длиной 40 см с диаметром внутреннего электрода  $2a = 1.6$  см и диаметром внешнего  $2b = 2.6$  см. Нагрузкой линии является торцевой диод, импеданс которого определяется зазором катод 6—анод 7  $d_{\text{ка}}$ . Наружный электрод линии 10 был изготовлен из нержавеющей стали, а внутренний 9 — из меди. Давление остаточного газа внутри линии было не более  $5 \cdot 10^{-5}$  Тор.

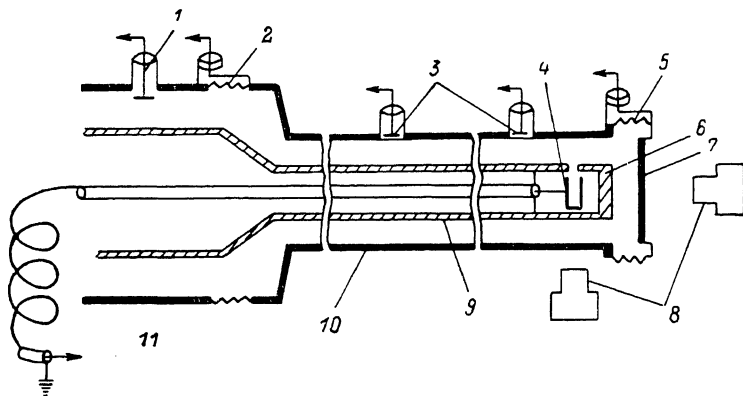


Рис. 3. Схема эксперимента.

Ток на входе и выходе линии измерялся низкоомными шунтами (соответственно 2 и 5), напряжение на выходе ускорителя определялось с помощью емкостного делителя 1. Для абсолютных измерений электронных токов утечки на боковую поверхность наружного электрода коаксиала в электронных датчиках 3 применялись экранированные графитовые коллекторы диаметром 0.2 см. Относительные измерения были выполнены с помощью  $p-i-n$ -диодов 8, регистрирующих тормозное излучение с боковой поверхности. Ионный ток измерялся цилиндром Фарадея 4, помещенным внутри отрицательного электрода. Для передачи сигналов на осциллограф использовалась кабельная индуктивная развязка 11. Обычно коллектор ионного цилиндра Фарадея представлял собой металлический стаканчик диаметром 0.2 см и высотой 0.7—1.0 см, на который подавалось отрицательное напряжение смещения 300 В для остановки электронов, нейтрализующих заряд ионного потока. На датчик ионы попадали через диафрагмирующее отверстие диаметром 0.05—0.15 см в боковой стенке внутреннего электрода.

При малых зазорах  $d_{\text{ка}}$  торцевого диода практически весь ток линии ( $\approx 90\%$ ) замыкается электронным пучком, попадающим на торцевой анод. С увеличением зазора ток линии уменьшается и часть электронного пучка переключается на боковую поверхность коаксиала. При достаточно большом зазоре ток и напряжение перестают зависеть от  $d_{\text{ка}}$ , выходя к своим предельным значениям. При этом ток линии замыкается в конце коаксиала электронным потоком, идущим на боковую поверхность наружного электрода, что отмечалось ранее по следам поражения [5]. Об относительном распределении электронных утечек в конце линии, работающей в таком режиме, можно судить по показаниям  $p-i-n$ -диодов. Измерение распределения излучения вдоль боковой поверхности с разрешением 0.4 см осуществлялось коллимированным датчиком, который перемещался от выстрела к выстрелу. Разброс в абсолютных показа-

ниях рентгеновского детектора при различных запусках ускорителя учитывались с помощью опорного сигнала  $p-i-n$ -диода, регистрирующего интегральное излучение на выходе линии.

На рис. 4 показаны типичные осциллограммы. На рис. 5 представлены результаты измерений распределения токов утечки в конце линии. Характерная длина  $\Delta_\gamma$ , на которой концентрируются электронные утечки, до появления ионов составляет 2—3 см (по уровню 0.5) и затем уменьшается примерно в 2 раза на стадии нарастания ионных утечек. После того как энерговклад электронов в поверхностный слой электрода достигает 100—200 Дж/г, в линии регистрируются ионные токи, что свидетельствует о формировании плазмы на положительном электроде. С возрастанием ионного тока происходит увеличение плотности потока электронов, что видно по изменению тормозного излучения и

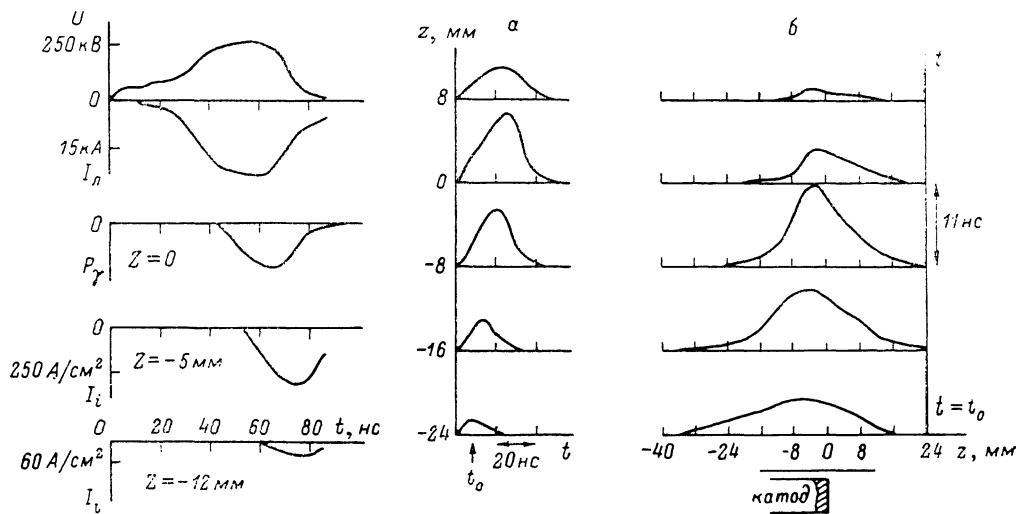


Рис. 4. Осциллограммы напряжения  $U$  (с учетом индуктивной составляющей), тока линии  $I_l$ , тормозного излучения  $P_\gamma$  из области внешнего электрода, расположенной в одной плоскости с торцом катода и ионного тока  $I_i$ , регистрируемого датчиком на расстояниях 5 и 12 мм от торца катода.

Рис. 5. Временной ход тормозного излучения  $P_\gamma$  с различных участков боковой поверхности линии (координата  $z$  вдоль линии отсчитывается от плоскости торца катода) (а) и пространственное распределение  $P_\gamma$  для последовательных моментов времени с интервалом 11 нс, начиная с момента  $t=t_0$  (б).

уменьшению  $\Delta_\gamma$  при практически постоянном полном токе линии. Сравнение экспериментально измеренной полуширины  $\Delta_\gamma=2-3$  см профиля утечек показывает удовлетворительное согласие с теоретически рассчитанной характерной шириной  $2/3\Delta=6d=6(b-a)=3$  см (формула (13) для  $\gamma=1.5$ ).

Формирование анодной плазмы на конце линии при энерговкладе 100—200 Дж/г связано с нагревом поверхности электрода до нескольких сотен градусов, в результате чего происходят десорбция газа и последующая его ионизация [10]. Измеренная плотность тока ионов на расстоянии 0.5 см от торца отрицательного электрода достигает 300 А/см<sup>2</sup> (рис. 4). Как видно, по мере удаления датчика ионов от торца показания его уменьшаются по амплитуде и увеличивается задержка относительно сигнала тормозного излучения, что согласуется с поведением тока утечки электронов.

На рис. 6 представлена вольт-амперная характеристика линии, работающей в предельном режиме. Сплошная линия  $I$  показывает ход теоретической кривой, при расчете которой ионы не учитывались [5]. Близость экспериментальных точек к кривой  $I$  означает, что наличие ионных потоков в конце линии не изменяет режима предельного тока.

4. Для систематического изучения влияния ионных потоков на режим магнитной самоизоляции были проведены эксперименты с коаксиальной линией в условиях, когда ширина области ионных потоков существенно превосходит

межэлектродный зазор. Для этого в разрыв положительного электрода была помещена диэлектрическая вставка. Анодная плазма при этом создавалась в результате скользящего разряда по поверхности вставки. Таким образом, линия оказалась разбитой на три отрезка с одинаковым межэлектродным зазором. Длина входного отрезка *I* 13 см, отрезка *II* с диэлектрическим наружным электродом 10 см, отрезка *III* с металлическим наружным электродом 15 см. В пределах каждого отрезка линии величина межэлектродного зазора оказывалась существенно меньше длины, благодаря чему обеспечивалось условие установления равновесного электронного слоя. На отрезке *II* появление достаточно плотной анодной плазмы приводит к уменьшению эффективного зазора и эмиссии ионных токов с анода. При этом, как отмечено в разделе 2, изменяются условия равновесия электронного слоя по сравнению с отрезками *I* и *III*. Поэтому включение отрезка *II* в линию делает ее неоднородной и возникает необходимость исследования поведения электронного слоя при переходе от отрезка *I* к *II* и от *II* к *III*.

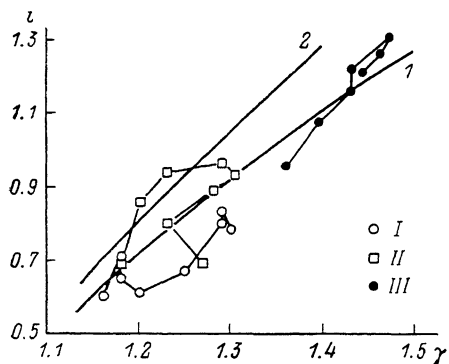


Рис. 6. Экспериментальные точки, поставленные последовательно через каждые 5 нс для средней части импульсов и теоретические зависимости 1 и 2 из рис. 2.

*I*, *II* — линия с диэлектрической вставкой, *III* — линия без вставки.

в разрыв наружного электрода. Распределение электронного тока утечки вдоль поверхности коаксиала определялось по выходу тормозного излучения с наружного электрода. Для того чтобы обеспечить возможность корректного сопоставления сигналов тормозного излучения с диэлектрической вставкой и с металлического наружного электрода, в боковые отверстия металлического электрода диаметром 0.5 см вставлялись диски из оргстекла высотой, равной толщине стенки диэлектрической вставки. Для устранения эффекта накопления заряда на поверхности дисков, бомбардируемых электронами с вакуумной стороны, они экранировались алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм.

В данных экспериментах напряжение составляло  $U \leq 200$  кВ, а ток  $I \leq 30$  кА (рис. 7, а). Сравнение сигналов с коллектора, регистрирующего полный ток ионов, и с цилиндра Фарадея, имеющего входное отверстие диаметром 0.15 см, показывает хорошую однородность тока ионов под вставкой. Это также подтверждается характером поражения боковой поверхности отрицательного электрода. При использовании вставки из оргстекла амплитуда ионного тока составляла в среднем 3 кА с плотностью тока на катоде  $j_k \leq 100$  А/см<sup>2</sup>. Уменьшение длины вставки до 5 см снижает сигнал с коллектора вдвое.

Как видно из рис. 7, а, наличие вставки приводит к уменьшению напряжения и увеличению тока в линии. При зазорах  $d_{ка} \geq 0.5$  см ток на выходе линии  $I_x$  падает более чем в 5—7 раз по сравнению с входным. Это свидетельствует о выходе линии на предельный режим, когда практически весь ток замыкается на боковую поверхность наружного электрода.

Измерения показывают, что в отрезках линии *I* и *II* при выходе на предельный режим электронные утечки практически отсутствуют, что свидетельствует об установлении режима магнитной самоизоляции электронного слоя не только во входной части линии, но и в области под вставкой, где существуют ионные потоки. Детальные измерения показали, что на границе отрезков *I* и *II* локального увеличения утечек не происходит. Это свидетельствует о сохранении

равновесия электронного слоя в переходной области. Следовательно, магнитная самоизоляция электронов не разрушается под действием ионных потоков.

Потери начинаются сразу за вставкой. При входном токе 25—30 кА в отрезке III, как показывает шунт, протекает ток до 13—15 кА, близкий к минимальному в этой области. Отсутствие значительных утечек электронов в отрезках I и II позволяет считать указанную величину входного тока линии минимальной для отрезка с ионными потоками. Она в 1.5—2 раза больше, чем в линии без ионов (отрезки I и III). Чтобы получить результаты, сопоставимые с расчетом, пришлось учесть расширение приэлектродных слоев плазмы, которое должно приводить к уменьшению эффективного зазора и, следовательно, к увеличению предельного тока в соответствии с выражением (8)  $i = I \text{ (кА)} / 8.5 \times \ln(1 + d_{\text{эфф}}(t)/a)$ .

Информация о положении границы плазмы (рис. 7, б) получена из обработки сигнала ионного датчика на основе формулы (10). На рис. 6 представлены соответствующие примеры экспериментальных вольт-амперных точек, взятых через 5 нс. При этом подтверждается сделанный в разделе 2 вывод о незначительном изменении предельного тока линии с ионными потоками. Здесь следует отметить, что для сравнения с экспериментом необходимо учитывать цилиндричность линии, так как, несмотря на незначительные изменения в минимальном токе, учет цилиндричности существен в определении импеданса линии. Обработка результатов с использованием плоской модели приводит к завышен-

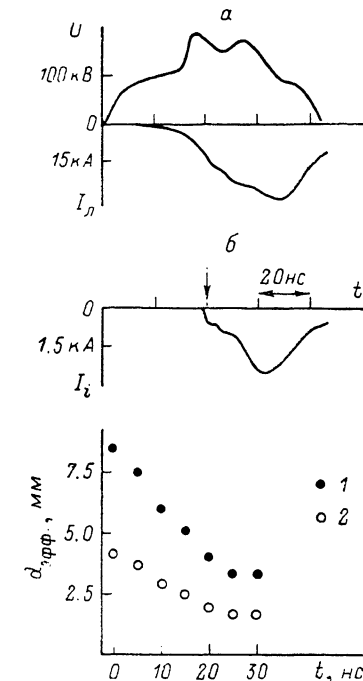


Рис. 7. Осциллограммы напряжения  $U$ , тока линии  $I_l$  и ионного тока  $I_i$  в области вставки (а). Величина эффективного зазора  $d_{\text{эфф}}$ , полученная из обработки сигнала  $I_i$  (б) по формуле (10). 1 — плоская модель, 2 — с учетом цилиндричности (начало отсчета времени указано стрелкой).

ным значениям межэлектродного зазора (рис. 7, б.) Имеющаяся экспериментальная точность не позволяет выявить полученный выше теоретический вывод о некотором превышении минимального тока в присутствии ионов. Однако несомненным является факт существования движения плазмы в межэлектродном зазоре со скоростью  $\sim 10^7$  см/с и его существенного влияния на величину предельного тока.

Аналогичные эксперименты проведены с коаксиальной линией, межэлектродный зазор которой существенно больше смещения плазмы за время импульса ( $2b=5.4$  см,  $2a=2.2$  см,  $b-a \gg v\tau$ ). В этом случае ток и напряжение при включении вставки и без нее отличаются мало. Экспериментальные точки вольт-амперной характеристики коаксиала в варианте линии без вставки концентрируются вблизи теоретической кривой 1, а со вставкой — вблизи кривой 2. Следует подчеркнуть, что в варианте  $2b/2a=2.6/1.6$  см экспериментальные точки согласуются с теоретическими расчетами только при учете поперечного движения плазмы. В коаксиале с большими поперечными размерами движение плазмы оказывает значительно меньшее влияние на вольт-амперную характеристику линии. Удовлетворительное согласие экспериментальных точек с теоретической кривой 2 является дополнительным доказательством того факта, что в коаксиальной линии с малым зазором сильное изменение режима работы линии связано с движением плазмы. Наличие ионных потоков увеличивает величину предельного тока не более чем на 20 %.

Вновь возвращаясь к варианту  $2b/2a=2.6/1.6$  см, отметим, что при наличии диэлектрической вставки линия представляет собой последовательно включенные отрезки с разными значениями минимального тока, причем в середине на-



ходится отрезок с минимальным током, в 1.5—2 раза превосходящим токи в соседних участках. В этом отрезке из-за эффекта самоизоляции утечки электронов отсутствуют. Обнаруженные потери за вставкой, о которых упоминалось выше, связаны с тем, что за отрезком с максимальным  $I_{\text{мин}}(U)$  сбрасывается ток, равный разности предельных токов. Величина переходной области утечек по изменению рентгеновскими датчиками составила  $\sim 3$  см. Подчеркнем, что сказанное относится именно к предельному режиму работы линии. Когда же зазор на торце  $d_{\text{ка}}$  делается достаточно малым, т. е. импеданс нагрузки линии уменьшается, то потери в линии отсутствуют и весь ток замыкается пучком на торце. Минимальный ток линии, распространяющийся за вставкой при большом зазоре  $d_{\text{ка}}$ , замыкается на боковую поверхность внешнего электрода в конце линии. Характерный размер этой области в  $\sim 2$  раза больше по сравнению с обычной линией без вставки. Это связано с увеличением  $\Delta$  при уменьшении напряжения на линии  $U$ . Из-за меньшей плотности тока и, следовательно, меньшего энерговклада анодная плазма на конце линии в данном случае не образуется и ионы не регистрируются.

5. Основным результатом настоящей работы является вывод о том, что ионные токи не разрушают магнитную самоизоляцию, а только слабо изменяют минимальный ток. Этот вывод подтверждается как экспериментами, так и анализом гидродинамической модели. Между экспериментом и моделью существует качественное согласие.

Важным для практических приложений является вопрос о превышении тока ионных утечек над значениями, получаемыми из «закона  $3/2$ ». На эксперименте получен максимальный коэффициент превышения 6, а в ряде работ коэффициент превышения был даже больше — 10 [11, 12]. Для объяснения такой большой величины ионного тока привлекались соображения о перестройке электронного слоя, его «распухания» под действием электромагнитных шумов. В нашем случае для интерпретации экспериментальных результатов оказалось достаточным учесть расширение приэлектродной плазмы за время импульса. Скорость расширения на начальной стадии  $\sim 10^7$  см/с, а затем плазма замедляется. Электронный слой в коаксиальном зазоре увеличивает ионные токи утечки для  $\gamma > 1.5$  не более чем в 2.5 раза (рис. 1).

На примере линии с эмиссией ионов на ограниченном отрезке исследована ситуация, когда в коаксиальной линии существуют отрезки с различными предельными токами. Если область с большим током следует за отрезком линии с меньшим предельным током, то в линии реализуется больший предельный ток и утечки на границе двух отрезков отсутствуют. Если же отрезок с меньшим предельным током следует за отрезком с большим предельным током, то на границе раздела сбрасывается ток утечки, равный разности токов. Эта особенность неоднородных линий проявляется, по-видимому, когда соединяются два отрезка с различными волновыми сопротивлениями. Результаты настоящего исследования показывают, что на границе таких областей появляется ток утечки, способствующий возникновению плазмы и увеличивающий имеющуюся в линии неоднородность.

Измерения ионного тока в линии показывают, что линии с магнитной самоизоляцией могут служить генератором интенсивных потоков ионов.

В настоящей работе исследовано также распределение электронных токов утечки в обычной линии (без диэлектрической вставки) в отсутствие ионов. Получена простая модель, описывающая распределение электронных токов утечки в коаксиальной линии. Экспериментально показано, что появление ионных токов утечки вблизи торца коаксиальной линии приводит к сужению области электронных утечек.

#### Литература

- [1] Велихов Е. П., Глухих В. А., Гусев О. А. и др. // Тр. II симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1977. С. 254—260.
- [2] Vandewater J. P. // Nucl. Fusion. 1985. Vol. 25. N 9. P. 1373—1376.
- [3] Рудаков Л. И. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. № 1. С. 72—77.
- [4] Алихамов С. Г., Рудаков Л. И., Смирнов В. П., Ямпольский И. Р. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 22. С. 1395—1397.
- [5] Баранчиков Е. И., Гордеев А. В., Королев В. Д. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. Вып. 6 (12). С. 2102—2121.

- [6] *Antonsen T. M., Jr. Ott E.* // *Phys. Fluids*. 1976. Vol. 19. N 1. P. 52—59.
- [7] *Bergeron K. D., Poukey J. W.* // *Phys. Fluids*. 1977. Vol. 20. N 4. P. 688—697.
- [8] *Аранчук Л. Е., Баранчиков Е. И., Гордеев А. В.* и др. Препринт ИАЭ. № 3251/7. М., 1980.
- [9] *Bergeron K. D., Poukey J. W.* // *Appl. Phys. Lett.* 1975. Vol. 27. N 2. P. 58—63.
- [10] *Аранчук Л. Е., Баранчиков Е. И., Гордеев А. В.* и др. // *ЖТФ*. 1979. Т. 49. Вып. 10. С. 2193—2196.
- [11] *Poukey J. W., Humphries Jr. Lockner T. R.* // *Phys. Fluids*. 1982. Vol. 25. N 8. P. 1471—1482.
- [12] *Miller P. A.* // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 57. N 5. P. 1473—1477.

Поступило в Редакцию  
20 мая 1987 г.

---