

УДК 533.95

О СРЫВЕ ТОКА В ПЛАЗМЕННОМ ДИОДЕ

Ю. Б. Мовсесянц, Г. П. Мхеидзе

Явление срыва тока в плазменном диоде при достижении током критической величины (равной тепловому току) привлекает большое внимание благодаря интересным практическим приложениям. До настоящего времени нет полной ясности в механизме срыва тока. В настоящей статье исследуется предшествующая срыву тока стадия развития процесса. При упрощающих предположениях основные тенденции динамики "досрывной" стадии могут быть изучены на основе гидродинамической модели. Данное рассмотрение приводит к критическому состоянию системы и взрывному просветлению плазмы. Такая система нестабильна, и дальнейшее развитие процесса (обрыв тока) может стимулироваться развитием бунемановской неустойчивости.

Явление срыва тока в плазменном диоде при достижении током критической величины $I_{кр} \approx eS n v_T$ (S и n – площадь и плотность плазмы в некотором сечении, e и v_T – заряд и тепловая скорость электронов), обнаруженное более 30 лет назад¹, привлекает в последние годы большое внимание, обусловленное интересными практическими приложениями [3, 4]. До настоящего времени нет полной ясности в механизме срыва тока.

¹В 1963 – 1967 гг. в Сухумском физико-техническом институте проводилось исследование плазменного диода. Были обнаружены явления ускорения ионов и формирования интенсивного электронного пучка при срыве тока в токонесущей плазме [Плюто А. А., Мхеидзе Г. П., Короп Е. Д. Отчет СФТИ N 229, 1963; Короп Е. Д., Мхеидзе Г. П., Плюто А. А. Отчет СФТИ N 2473, 1967; Короп Е. Д., Мхеидзе Г. П., Плюто А. А. Заявка N 1253183/26–25 от 26.07.68 г.]. Результаты исследований опубликованы в [1, 2].

Существующие модели [6 – 9] не могут претендовать на полноту описания явления, однократно проявление которого – срыв тока и скачок сопротивления (и напряжения) – не исключают возможности проявления различных механизмов в зависимости от условий эксперимента.

Напомним вкратце основные результаты ранних исследований плазменного диода [2]. Плазма искрового источника, питаемого емкостью C_u , (заряженной до напряжения V_u), через эмиссионное отверстие (диаметром d_u) в катоде заполняло диод. С задержкой $t_3 \geq l_0/v_s$ (l_0 – длина промежутка катод – анод, $v_s = \sqrt{T_e/M_i}$, M_i – масса ионов, $T_i \ll T_e$ – температура электронов и ионов плазмы) к диоду прикладывалось напряжение от конденсатора C_0 , заряженного до $V_0 \approx 30$ кВ. Регистрировались напряжение на диоде V_d , ток в диоде I_d и ток I на цилиндр Фарадея (через апертуру диаметром $d_a = 0.5 - 1$ мм в аноде), соответствующий плотности тока на оси $j = 4I/\pi d_a$. На рис. 1 даны временные зависимости $V_d(t)$, $I_d(t)$, $j(t)$ (и соответствующей концентрации плазмы на границе отбора $n_e(t) \approx 4j(t)ev_T \approx 4.2 \times 10^{11} j(t)/\sqrt{T_e}$, v_T – тепловая скорость электронов плазмы), а также плотность плазмы $n_u(t)$ в области эмиссионного отверстия. Совокупность фактов свидетельствует о том, что на стадии медленного роста напряжения (в течение $t \approx 50$ нс) отбор электронов с плазменной поверхности происходит электрическим полем, локализованным в узком униполярном слое между плазмой и анодом. Ток насыщения, отбираемый с плазменной границы с ограниченной эмиссионной способностью, подчиняется "закону $3/2$ " для плоского диода с движущимся плазменным катодом. Толщина униполярного слоя $\delta \approx \sqrt{2.3 \times 10^{-6} V_0(t)^{3/2}/j(t)}$ и эффективная площадь плазменного катода $S_{эфф} \approx I_d(t)/j(t)$, а также сопротивление $R \approx V_d(t)/I_d(t)$ плазменного диода представлены на рис. 2. Судя по кривым на рис. 1 и 2, на начальной стадии процесса (в течение 45 – 50 нс) в диоде монотонно нарастают I_d (до ≈ 2 кА), V_d (до ≈ 6 кВ) и j (до ≈ 170 А/см²), слабо меняются δ (1.2 – 0.8 мм) и R (3 – 1.5 Ом). Эффективная площадь отбора постоянна ($S_{эфф} \approx 15$ см²) и сравнима с площадью анода $S_a = 13$ см². Рост тока I_d обусловлен увеличением плотности плазмы на границе отбора ($n_e \approx 7 \times 10^{11} \sqrt{T_e}$ при $t \approx 10$ нс и $7 \times 10^{13}/\sqrt{T_e}$ при $t \approx 50$ нс) вследствие поступления ионов в диодный промежуток (из источника плазмы) и торможения их на границе отбора электронов.

Срыв тока сопровождается быстрым ростом сопротивления диода, плотности тока и напряжения на диоде. Индуцированное при срыве тока напряжение превышает зарядное (в 1 – 3 раза). Эффективная площадь отбора уменьшается до $S_{эфф} \leq 0.5$ см² и становится сравнимой с площадью эмиссионного отверстия источника плазмы. На основании

этого было высказано предположение, что плазма в области катода претерпела разрыв и электрическое поле после срыва тока сосредоточилось между "катодной" и "анодной" плазмами, т.е. образуется диод с плазменными "электродами" и биполярным током. Биполярный слой (расстояние между плазменными катодом и анодом) расширяется вследствие эрозии анодной плазмы (см. штриховую линию на рис. 2).

Итак, в результате некоторого процесса в плазменном диоде система с прианодным падением напряжения $\Delta V_a \approx 6 \text{ кВ} \ll V_0$ переходит в систему с прикатодным падением на напряжения $\Delta V_k \approx (1-3)V_0$. Судя по зависимостям на рис. 1 и 2, между этими двумя состояниями существует переходная фаза длительностью τ_n , когда достигнута максимальная в данных условиях плотность плазмы на границе, но срыв еще не наступил. Для этой фазы (в интервале 50 – 60 нс) характерно некоторое уменьшение плотности отбираемого тока, особенности в поведении $S_{эфф}$ и δ .

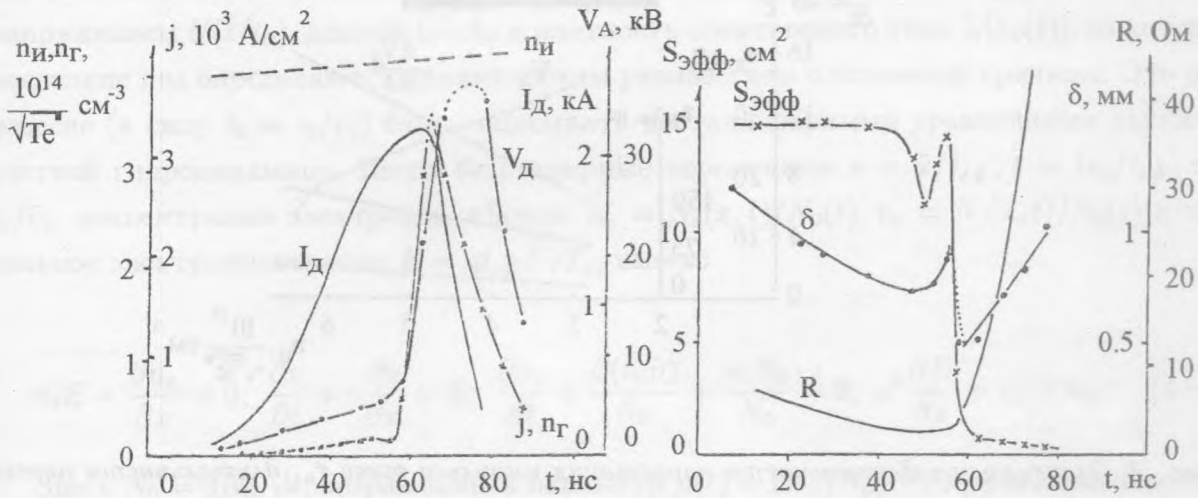


Рис. 1. Зависимости напряжения V_d и тока I_d в диоде, плотности тока на оси j (плотности n_e плазмы на границе отбора) и плотности n_i плазмы в апертуре источника плазмы от времени.

Рис. 2. Зависимости эффективной площади отбора $S_{эфф}$, сопротивления диода R и толщины δ униполярного слоя от времени.

Изменение параметров в цепи диода (V_0 , C_0 , индуктивности L_0) не влияют на величину критического тока, но сказываются на временных характеристиках процесса [10] (рис. 3). В то же время с изменением параметров плазмы в диоде (варьированием C_0 , V_0 , t_3 , l_0) изменялись как величина критического тока, так и характеристики

процесса. Рис. 3а иллюстрирует изменения в осциллограммах I_d и V_d при изменении времени задержки t_3 (т.е. плотности $n_u(t)$ и градиента плотности плазмы в диоде). С увеличением n_u увеличивается время τ_n нарастания тока I_d до критического значения, длительность переходной фазы τ_n и скорость нарастания напряжения $\Delta V_d/\Delta t$ при срыве тока. В то же время уменьшается величина V_d . При дальнейшем увеличении n_u процесс вырождается в разряд.

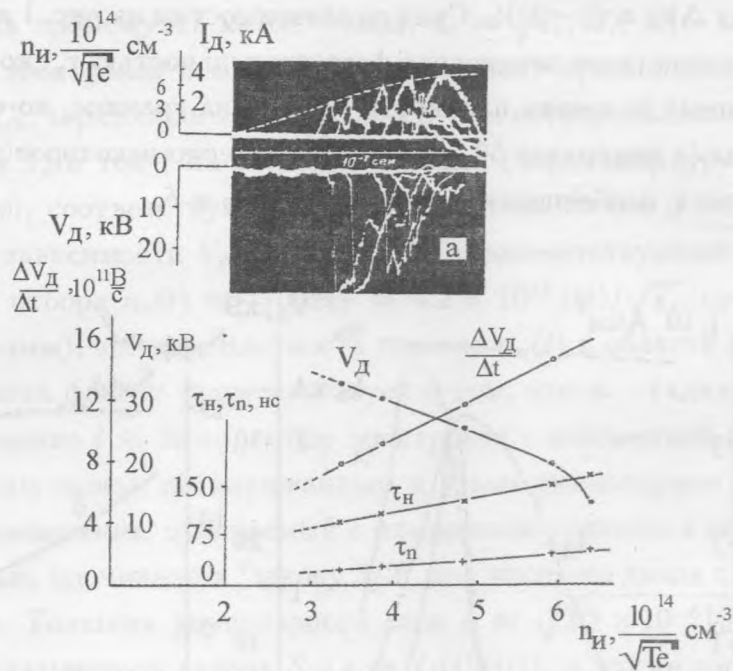


Рис. 3. Зависимости длительности нарастания импульса тока τ_n , длительности переходной стадии τ_p , напряжения V_d и скорости изменения напряжения $\Delta V_d/\Delta t$ от плотности плазмы n_u . а) Осциллограммы V_d и I_d при изменении времени задержки t_3 (т.е. при изменении плотности $n_u(t)$ и градиента плотности плазмы в диоде).

В общих чертах представляется следующая качественная картина протекающего в плазменном диоде процесса. При прикладывании напряжения к диоду, заполненному плазмой, отбирается ток $I_d \approx S_e n_e v_T / 4$ ($S_e \approx S_a$). Местоположение границы отбора определяется соотношением электростатического $E^2/8\pi$ и газокинетического nT_e давлений. Тот же ток в области эмиссионного отверстия равен $I_d \approx S_u n_u v_u$ (здесь v_u – скорость дрейфа электронов в области эмиссионного отверстия источника плазмы). С увеличением плотности плазмы на границе (соответственно с ростом тока I_d) растет

скорость дрейфа электронов $v_u \approx S_2 e n_2 v_t / 4 S_u n_u$ до значений, сравнимых с v_T . Просветлением плазмы при $v_u \approx v_t$, когда $\delta \rightarrow l_0$, можно объяснить разрыв кривой $\delta(t)$ в интервале времени $t = 55 - 60$ нс.

Детальное описание всей совокупности экспериментальных данных получается только в рамках самосогласованного кинетического подхода. Однако при упрощающих предположениях основные тенденции динамики "досривной" стадии могут быть изучены на основе гидродинамической модели.

Считая геометрию системы плоской, разобьем диодный промежуток на две части: примыкающую к аноду область отрицательного заряда (униполярный слой), в котором падает основная доля приложенного напряжения $U(\tilde{t}/t_0)$ и потоковая скорость электронов $v \gg v_t$, и область бесстолкновительной сильнонеизотермической плазмы с холодными ионами и бальцмановскими электронами с $v_t \gg v$, разделенные резкой границей $x_0(t)$ ($x_0 \geq 0$, t - текущая координата и время). Так как постоянная $t_0 \cong \tau_n \gg l_0/v_T$, первая полагается квазистационарным вакуумным диодом с переменными параметрами: напряжением $U(\tilde{t}/t_0)$, длиной $l_0 - \tilde{x}_0$ и плотность электронного тока $\tilde{j}_e[\tilde{x}_0(\tilde{t})]$, из которых последние два определяются динамическим равновесием плазменной границы. Это равновесие (в силу $t_0 \approx l_0/v_s$) будем описывать нестационарными уравнениями двухжидкостной гидродинамики. Вводя безразмерные переменные $x = \tilde{x}/l_{3\phi}$, $t = \tilde{t}v_s/l_{3\phi}$, $v = \tilde{v}_i/\tilde{v}_s$, концентрации электронов и ионов: $n_e = N_e(x, t)/N_0(t)$, $n_i = N_i(x, t)/N_0(t)$ и продольное электрическое поле $E = e l_{3\phi} \tilde{E}/T_e$, имеем:

$$n_e E + \frac{\partial n_e}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = E, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v)}{\partial x} + \frac{n_i \dot{N}_0}{N_0} = 0, \quad \mu^2 \frac{\partial E}{\partial x} = n_i - n_e. \quad (1-4)$$

Здесь $\dot{N}_0 = dN_0/dt$, безразмерный параметр $\mu(t) = (N_u/N_0)^{1/2}$, эффективный размер $l_{3\phi} = (T_e/4\pi e^2 N_u)^{1/2}$ определяется из условия $N_i(x=0) = N_u$; N_u - заданная плотность с плоскости инжекции. Преобразуем (2) и (4) с учетом (1) к виду

$$n_i \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \mu^2 \frac{\partial E^2/2}{\partial x} + \mu^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - \frac{\partial n_i}{\partial x}; \quad (1a)$$

$$(n_e - n_i) \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} - \mu^2 \frac{\partial E^2/2}{\partial x} - \mu^2 \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right) = \mu^2 n_i \frac{\partial E^2/2}{\partial x}. \quad (2a)$$

Существование у плазмы с $T_i \approx 0$ резкой границы и условие, что натекающие с плоскости инжекции $x = 0$ ионы не покидают области $x \leq x_0$, соответствуют распределениям $n_i(x, t)$ и $n_e(x, t)$ вида

$$n_i = \delta[x\mu^{-1} - x_0(t)] + \mu^2 \rho(x, t) \theta[x\mu^{-1} - x_0(t)]$$

$$n_e = \delta[x\mu^{-1} - x_1(t)] + \mu^2 n_e^*(x, t) \theta[x\mu^{-1} - x_0(t)] - n_{e0}(x, t) \theta[x_0(t) - x\mu^{-1}], \quad (5)$$

где $\delta(x)$, $\theta(x)$ – символические функции, ρ , n_e^* – плотности объемных зарядов ионов и электронов, n_{e0} – плотность объемного заряда в униполярном слое, $x_1(t)$, $x_0(t)$ – границы поляризованного слоя плазмы. Полагается, что ρ , n_e^* удовлетворяют при $0 \leq x \leq x_0$ уравнениям (1) – (4), а n_{e0} при $x \leq x_0$ – уравнениям холодной одножидкостной гидродинамики электронов. Переходная зона между плазмой и слоем пренебрежимо мала и на границе $x_0(t)$ непрерывны электростатический потенциал $\tilde{\varphi}(x_0)$ и плотность электронного тока $\tilde{j}_e[x_0(t)]$, а концентрация электронов испытывает конечный скачок. При этом для электронов выполняется закон сохранения энергии:

$$\frac{\tilde{v}_{e0}}{v_T} = [1 - \ln n_e^*(x_0)]^{1/2}, \quad (6)$$

где $\tilde{v}_e = \tilde{j}_e n_{e0}^{-1}$ – потоковая скорость электронов в области $x \geq x_0$. Учитывая, что для $\rho(x, t)$ (3) переходит в

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0 \quad (3a)$$

и подставляя (5) в (4), в области $x_1 \leq x \leq x_0$ имеем

$$E = \mu^{-1}[\theta(x\mu^{-1} - x_0) - \theta(x\mu^{-1} - x_1)] + \mu E^*(x, t), \quad (7)$$

где E^* определяется распределением объемного заряда $\rho - n_e^*$. Подставляя (5), (7) в (1a), (3), интегрируя их по x от 0 до x_0 и учитывая (2) и (3a), определим законы движения границ x_1 , x_0 и $\mu(t)$:

$$\frac{1}{2} + \mu^2 E^*(x_1, t) + \mu^2 n_e^*(x_0, t) = n_{e0}(x_0, t)$$

$$\mu^2 \rho(x_0, t)[v(x_0, t) - \mu \dot{x}_0] - \dot{\mu}[2 + \mu x_0 \rho(x_0, t)] = 0 \quad (8)$$

$$\mu^2 [1 - n_e^*(x_0, t)] = P_0(x_0),$$

здесь $P_0(x_0)$ – давление, оказываемое униполярным слоем (этим определяется связь с параметрами слоя). Соотношения (8) должны быть дополнены тем условием, что в динамическом равновесии импульс ионного потока передается границе $x_0(t)$:

$$\mu^2 \rho(x_0, t) v(x_0, t) (x_0 \dot{\mu} \mu^{-2} + \dot{x}_0) - (\mu \dot{x}_0) = 0. \quad (8a)$$

Используя уравнение непрерывности для электронов, определим плотность электронного тока $j_e(x_0) - \tilde{j}_e(x_0)/N_0 v_s$. С точностью до членов высших порядков малости по μ , имеем

$$\tilde{j}_e(x_0) = -N_0^{-1} \int_0^{x_0} \frac{\partial N_e}{\partial t} dx = \dot{\mu} \left(1 + \frac{\dot{\mu}}{\mu} x_0 \frac{m v_T}{M v_{e0}} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Для анализа (8) – (9) необходимо знать характер поведения функций $\rho(x_0, t)$, $v(x_0, t)$ и $n_e^*(x_0, t)$. В области ленгмюровского слоя $x_l \leq x \leq x_0$ прямое разложение (1а) по μ неприменимо, однако при динамическом равновесии по-прежнему можно считать $\frac{\partial \rho}{\partial x} \gg \mu^2 \left(\frac{\partial E^2/2}{\partial x} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} \right)$; при этом из (2а)

$$n_e^* - \rho = \frac{\partial E^2/2}{\partial x} / \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (10)$$

В (1а) нужно удерживать только член с $\frac{\partial E^2/2}{\partial x}$ и, полагая $E^* = E^*(\rho, v)$, выбрать E^* в виде

$$E^* = h(t)\rho + f(t)\ln\rho + g(t)v, \quad (11)$$

где $f(t)$, $g(t)$ и $h(t)$ – произвольные функции. Считая E^* ограниченным и пренебрегая при подстановке (11) в (1а) членом $\mu^2 E^{*2}$, получим

$$\frac{\partial v}{\partial x} + (v - g\rho^{-1}) \frac{\partial v}{\partial x} + (1 - h - f\rho^{-1})\rho^{-1} \frac{\partial \rho}{\partial x} = 0. \quad (12)$$

Система (3а), (12) может быть исследована методами газовой динамики и допускает "сшивку" решений при $x_1(t)$ с системой (1а), (3а), также сводящейся к газодинамическим прямым разложениям по μ в области $0 \leq x \leq x_1$. Критерием применимости (10) – (12) служит совпадение с точностью до μ^2 выражений для электрического поля (11) и вычисленного из (4) по (10 – 12).

При $h \rightarrow 1$, $f \rightarrow 0$, $g \rightarrow 0$ (режим асимптотического торможения) решения (3а), (10 – 12) описывают двойной ленгмюровский слой с $\rho(x_0) < \rho(x_1) < 1$, $\partial \rho / \partial x < 0$, знакопеременной второй производной $\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \Big|_{x=x_1} > 0$, $\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \Big|_{x=x_0} < 0$ и $\frac{\partial E^*}{\partial x} \Big|_{\rho=n_e^*} = 0$ (для второй точки $\rho = n_e^*$, $E^*(x=0) = 0$), на внешней границе которого экранируется внешнее (вытягивающее электроны) поле. Собственное поле слоя ускоряет ионы до скорости $\tilde{v}_i(x_0 - 0) \approx v_s$ (при их последующем "мгновенном" торможении на границе $x_0(t)$). Динамика слоя определяется функциями $\rho(x_0, t)$, $v(x_0, t)$, $\mu(t)$ и $x_0(t)$. Характер поведения двух последних, а также $j_e(t)$ можно приближенно оценить (считая $\rho(x_0, t)$ и $v(x_0, t)$ известными) из (8), (8а) и (9). Имеем

$$\ddot{x}_0 = \mu v(x_0)[1 - \rho(x_0)v(x_0)] \left[\mu^2 - 2\mu \left(\frac{1}{2} - x_0^{-1}v(x_0) \right) - 2\rho^{-1}(x_0)x_0^{-1} \right]^{-1}$$

$$\dot{\mu} = \mu^2 v(x_0)x_0^{-1} [\mu\rho(x_0)v(x_0) - 1] \left[\mu^2 - 2\mu \left(\frac{1}{2} - x_0^{-1}v(x_0) \right) - 2\rho^{-1}(x_0)x_0^{-1} \right]^{-1}. \quad (13)$$

На начальной стадии процесса $\rho(x_0) \ll 1$, $\mu \ll 1$ и из (13)

$$\dot{\mu} \approx \mu^2 \frac{\rho(x_0)v(x_0)}{2} \ll 1, \quad -\dot{x}_0 \approx \mu x_0 \frac{\rho(x_0)v(x_0)}{2} \ll 1,$$

т.е. $\mu(t)$, $j_e(t) \approx \dot{\mu}$ медленно нарастают, а x_0 убывает. При дальнейшем росте $\rho(x_0)$, $\mu(t)$ знаменатели в правых частях (13) могут обращаться в нуль, что соответствует $\dot{\mu} \rightarrow \infty$, $\dot{x}_0 \rightarrow -\infty$ и процесс из монотонного превращается во взрывной. Для оценки μ и x_0 , соответствующих $\dot{\mu} \rightarrow \infty$, $\dot{x}_0 \rightarrow -\infty$, заметим, что предельное давление униполярного слоя $P_0 = E^2/2 = 1/2 + \mu^2 E^*$ и предельная скорость $\tilde{v}_{e0} \rightarrow v_T$ соответствует в (8) предельной плотности электронного тока $\tilde{j}_e = ev_T n_u$. Из (9) при $\dot{\mu} \rightarrow \infty$ имеем $x_0 = \mu^{-1}$. Подставляя значение x_0 в (13), получим $\mu \rightarrow 1$, $\rho(x_0)v(x_0) \rightarrow 1$, что соответствует полному "просветлению" плазмы. Дальнейшее рассмотрение в рамках данной модели некорректно. Следует отметить, что формально в (13) при $\mu \rightarrow 1$, $\rho(x_0)v(x_0) \rightarrow 1$ появляется неопределенность типа 0/0, однако более детальный анализ показывает, что в (13) быстрее в нуль обращаются знаменатели.

Таким образом, данное рассмотрение приводит к критическому состоянию системы, характеризуемому $\tilde{v}_{e0} \rightarrow v_T$, $\tilde{j}_e = ev_T n_u$ (соответствующему экспериментально наблюдаемому значению I_{kp}) и взрывным просветлением плазмы (см. разрыв кривой $\delta(t)$ на рис. 2). Такая система нестабильна, и дальнейшее развитие процесса (обрыв тока) может стимулироваться развитием бунемановской неустойчивости.

Авторы благодарят А. А. Рухадзе за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мхеидзе Г. П., Плюто А. А., Короп Е. Д. ЖТФ, **41**, 873 (1971).
- [2] Мхеидзе Г. П., Короп Е. Д. ЖТФ, **41**, 873 (1971).
- [3] Быстрицкий В. М., Месяц Г. А., Ким А. А. и др. Физика элементарных частиц и атомного ядра, **23**, 19 (1992).
- [4] Мхеидзе Г. П. Радиотехника и электроника, **37**, 1 (1992).
- [5] Ottinger P. F., Goldstein S. A., and Meger R. A. J. Appl. Phys., **56**, N 3, 774 (1984).

- [6] Короп Е. Д. ЖТФ, **10**, 2187 (1976).
- [7] Чукбар К. В., Янков В. В. ЖТФ, **58**, 2130 (1988).
- [8] Кондратенко А. Н., Костенко В. В. ЖТФ, **59**, 125 (1989).
- [9] Буланов С. В., Сасоров П. В. Физика плазмы, **12**, N 1, 54 (1986).
- [10] Мхеидзе Г. П., Короп Е. Д. Краткие сообщения по физике ФИАН N 8, 22 (1970).

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 20 декабря 2000 г.