

04;07

Несимметричное прохождение тока через сгусток лазерной плазмы

© А.Н. Панченко¹, В.Ф. Тарасенко¹, С.И. Яковленко²¹ Институт сильноточной электроники СО РАН,
639055 Томск, Россия² Институт общей физики РАН,
117942 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 11 ноября 1996 г. В окончательной редакции 20 января 1998 г.)

Сообщается о наблюдении в определенных условиях несимметричного протекания тока в плазменном прерывателе. Эффект может быть объяснен различной температурой электродов при лазерном создании плазмы в прерывателе.

1. В работах [1–3] исследовались обрывы тока в плазме паров металлов, образованной лазерным излучением, и показано, что в некоторых условиях достигается стабильный обрыв тока с амплитудой до 10 кА, в том числе в импульсно-периодическом режиме. Интерес к изучению и использованию эффекта уменьшения проводимости в плазме, создаваемой различными способами, обусловлен применением плазменных прерывателей тока при разработке мощных генераторов импульсов и индуктивным накоплением энергии [4,5].

В данной работе сообщается о наблюдении несимметричного прохождения импульсов тока через лазерную плазму при включении параллельно прерывателю тока искрового промежутка и дается качественная интерпретация этого эффекта.

2. Принципиальная схема эксперимента дана на рис. 1. Лазерная плазма создавалась так же, как и в [1–3]. В вакуумную камеру 1 помещались два электрода из нержавеющей стали 2, 3. В потенциальном электроде 2 имеется цилиндрическая выемка, на дно которой была помещена вставка из алюминия. Через заземленный электрод [3] на алюминиевую вставку фокусировалось излучение ХеСl лазера (308 нм, 12 мДж). Лазерное излучение приводило к образованию плазмы, которая направленно распространялась от электрода 2 к электроду 3.

В отличие от экспериментов [1–3], где исследовалось плазменное прерывание тока, в данной работе параллельно электродам вакуумной камеры был включен воздушно-искровой промежуток SG с заостренными электродами. Это позволило исследовать режим переключения тока с плазменного прерывателя на искровой промежуток SG при пробое последнего за счет импульса перенапряжения, который возникал при уменьшении тока разряда через лазерную плазму.

Импульс напряжения от конденсатора C при срабатывании разрядника D подавался на электрод 2 и искровой промежуток после того, как плазма закорачивала электроды 2 и 3. Остаточное давление в вакуумной камере составляло $\sim 10^{-5}$ Торр. Расстояние между электродами 2, 3 было 8.5 мм, а зазор между электродами воздушно-искрового промежутка SG — 10 мм. Регистрировался общий ток I и ток через искровой промежуток I₂. Ток через плазменный прерыватель (электроды 2, 3) вычислялся $I_1 = I - I_2$.

3. Основные результаты проведенных экспериментов состоят в следующем. При малых зарядных напряжениях или больших искровых промежутках во время обрыва тока и формирования импульса перенапряжения пробоя воздуха в SG не происходит. Для этих условий вся энергия рассеивается в плазменном прерывателе тока, а осциллограммы тока и напряжения соответствуют режимам, рассмотренным в [1–3].

При достаточно высоком зарядном напряжении конденсатора C ($U_0 > 8$ кВ) или уменьшении искрового промежутка SG имел место его пробой и через искровой промежуток проходило до 90% полного тока. В этих режимах разряд носит колебательный характер подобно осциллограмме I на рис. 2, а ток через плазму плазменного прерывателя во время второго полупериода прекращается.

Наиболее интересный результат в случае колебательного режима состоит в том, что при некоторых U_0 (в данных экспериментах при $U_0 = 8$ кВ, рис. 2) ток в плазменном прерывателе сильно зависит от направления его протекания. Можно даже сказать, что эффективная проводимость лазерной плазмы сильно несимметрична по направлению. Несимметричные колебания тока через плазменный прерыватель имеют место при определенном выборе условий (параметров разрядного контура,

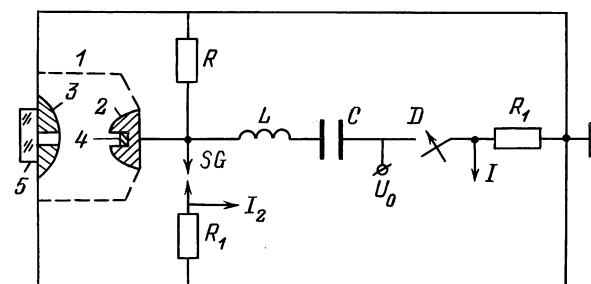


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — вакуумная камера; 2, 3 — электроды плазменного прерывателя тока; 4 — алюминиевая вставка; 5 — окно из кварца; C — накопительный конденсатор; L — индуктивность; SG — воздушно-искровой промежуток; U_0 — зарядное напряжение; R_1 , R — сопротивления; D — управляемый разрядник; I — полный ток; I_2 — ток через искровой промежуток.

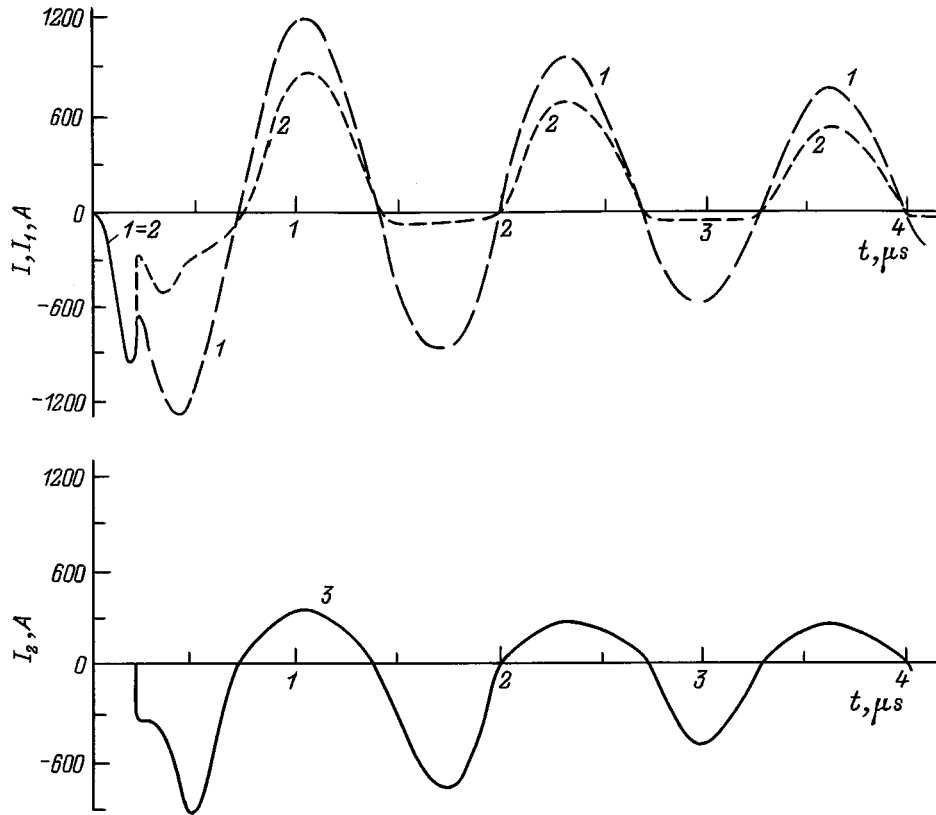


Рис. 2. Осциллограммы полного тока I (1), тока через плазменный прерыватель I_1 (2) и тока через искровой промежуток I_2 (3).

величины зазора SG, энергии излучения лазера, расстояния между электродами 2, 3, U_0 и т.п.). Например, при незначительном увеличении начального напряжения (на ~ 1 kV) и прочих равных условиях несимметричные колебания имеют место в течение одного–двух периодов, а затем основной ток идет либо через воздушный промежуток, либо через плазму. При большем изменении U_0 немонотонное протекание тока не наблюдалось. С другой стороны, при $U_0 = 8$ kV и 10%-ном варьировании энергии излучения лазера можно было получить протекание тока через SG только во время отрицательных полупериодов полного тока, а через плазменный прерыватель — во время положительных.

4. Эффект несимметричной проводимости лазерной плазмы мы связываем со следующими обстоятельствами. Несимметрия тока возникает в основном за счет разных температур левого 3 и правого электродов 2 (рис. 1). Когда полярность соответствует потоку электронов из плазмы на электрод 3, вблизи него образуется слой, в котором происходит разделение зарядов. Ионы тормозятся внешним полем, а заметная доля электронов может пройти через слой вакуума и уйти на электрод 3. Когда ток меняет направление, внешнее поле отжимает электроны, в то время как холодный электрод 3 не может обеспечить их достаточной эмиссии. Вблизи поверхности электрода 2, разогретой лазерным импульсом и контактирующей с более плотной горячей плазмой, такого запирающего электронного тока не происходит.

Проведем некоторые оценки. Если считать, что на ионизацию тратится примерно 20% энергии лазерного импульса (12 mJ), то за импульс набирается $4 \cdot 10^{15}$ электронов и ионов. Полагая длину плазменного сгустка примерно равной расстоянию между электродами 1 см, а диаметр порядка половины длины $d \approx 5$ mm (поскольку разлет плазмы происходит из углубления), получаем оценку плотности электронов $N_e \approx 2 \cdot 10^{16}$ cm $^{-3}$. Полагая далее температуру электронов $T_e \approx 5$ eV, получаем для дебаевского радиуса $r_D = \sqrt{T_e/4\pi e^2 N_e} \approx 10^{-5}$ cm и для поля, обеспечивающего разрыв плазмы на дебаевском радиусе $E_D = T_e/er_D \approx 4 \cdot 10^5$ V/cm. Отсюда следует, что при напряжении $U \approx 8$ kV (импульс перенапряжения обычно значительно превышает зарядное напряжение [1–3]) внешнее поле может разорвать плазму на толщине $a \approx U/E_D \approx 0.2$ mm.

Согласно известному закону трех вторых такому напряжению и расстоянию между электродами соответствует ток

$$J = \frac{1}{9\pi} \frac{1}{a^2} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{\pi d^2}{4} U^{3/2} \approx 900 \text{ A}.$$

Это согласуется с наблюдаемым значением пикового тока (рис. 2).

При изменении полярности от электрода 3 отходят электроны, и прохождение тока через приэлектродный слой могло бы обеспечиваться ионами. Однако

по закону трех вторых ионный ток должен быть в $\sqrt{m_i/m_e} \approx 200$ раз меньше (m_i — масса алюминия), в то время как в эксперименте для условий рис. 2 наблюдается обратный ток, всего в 1.5 раза меньший. По-видимому, наблюдаемый ток обеспечивается и некоторой электронной эмиссией с электрода 3, которая может оказаться малой при изменении концентрации плазмы в прерывателе при вариации энергии излучения лазера.

Время формирования запирающего слоя достаточно мало. Оно соответствует времени τ_i отхода ионов от электрода под воздействием поля $E \sim U/2a$ на расстояние a , т.е. $\tau_i \approx 2a\sqrt{m_i/eU} \sim 5$ ns. Это означает, что ширина слоя отслеживает изменение напряжения на электродах.

Протекание тока через SG при $U_0 > 8$ kV не зависит от полярности электродов, потому что условия на электродах и их температура существенно не различаются. Различия в амплитуде и форме тока при $U_0 = 8$ kV (рис. 2) обусловлены влиянием плазменного прерывателя, который включен параллельно SG.

5. Таким образом, в данной работе сообщается о наблюдении в определенных условиях несимметричного протекания тока в плазменном прерывателе. Данный эффект может быть объяснен различной температурой электродов при лазерном создании плазмы в прерывателе.

Список литературы

- [1] Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 8. С. 1551–1554.
- [2] Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 9. С. 1061–1067.
- [3] Панченко А.Н., Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 10. С. 42–47.
- [4] Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. Новосибирск: Наука, 1987. 226 с.
- [5] Quenther A., Kristiansen M., Martin T. Opening Switches. New York; London: Plenum Press, 1987. Vol. 1. 280 p.