

УДК 538.56-621.37

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРНОМ ВОЗДУШНОМ РАЗРЯДНИКЕ

*В. Н. Гусаров, К. И. Козловский, А. С. Цыбин, А. Е. Шиканов*

Экспериментально и теоретически определено время задержки срабатывания воздушного разрядника, управляемого лазерным излучением. Рассмотрен и уточнен критерий пробоя такого разрядника, работающего при атмосферном давлении и напряженности электрического поля до  $3 \text{ МВ/м}$ . Показана необходимость учета количества термоэлектронов, испускаемых катодом под действием лазерного излучения, и вторичных процессов на катоде.

В высоковольтной импульсной технике широко известны управляемые разрядники, включаемые при фокусировке на один из электродов или в промежуток между ними луча лазера [1]. Такие разрядники обладают рядом преимуществ: малым временем задержки срабатывания, малым временем нарастания фронта разрядного импульса, сравнительно небольшой энергией поджига разрядника, отсутствием в поджигающем устройстве электрических цепей, связанных с электродами разрядника [2].

Для создания ряда компактных высоковольтных импульсных систем, например управляемых генераторов нейтронов [3], представляет интерес использование простого воздушного разрядника, включаемого при прохождении через него нефокусированного лазерного луча. Такой разрядник можно назвать пролетным или работающим на просвет. В литературе практически отсутствуют данные о работе такого воздушного (при атмосферном давлении) пролетного лазерного разрядника (ПЛР) в высоковольтных (до  $10 \text{ кВ}$ ) коммутирующих цепях. В этой связи авторами были проведены экспериментальные исследования на макете разрядника и сняты зависимости времени задержки срабатывания  $\tau_z$  и его разброса  $\Delta\tau_z$  от напряжения  $U$  на разряднике при различных энергиях лазерного импульса и ширине межэлектродного зазора. Схема прохождения луча через ПЛР приведена на рис. 1. В эксперименте использовался промышленный гранатовый лазер ЛТИ-5, работающий с частотой следования импульсов до  $50 \text{ Гц}$ . Максимальная энергия импульса излучения составляла  $0,04 \text{ Дж}$ , а его длительность на полувысоте  $\sim 15 \text{ нс}$ . Интенсивность лазерного луча, прошедшего через диафрагму, была равномерной по сечению. Ось лазерного луча была смещена на некоторое расстояние от середины межэлектродного промежутка (экспериментальные данные приводятся для величины смещения  $\approx 1 \text{ мм}$ ), с тем, чтобы часть лазерного излучения освещала катод, выполненный из молибдена. При этом плотность мощности излучения на катоде составляла  $\leq 10^7 \text{ Вт/см}^2$ , что было недостаточно для образования лазерной плазмы, но позволяло осуществлять, как показал расчет (см. рис. 3, кривая 2), эффективную термоэмиссию электронов в прикатодную область.

Характерные экспериментальные данные по задержке времени срабатывания разрядника в зависимости от приложенного напряжения представлены точками на рис. 2 (здесь сплошная кривая — расчетные

значения). Эти времена оказались существенно меньшими, чем предсказывают существующие теории [1, 4]. Проведенные на основании этих теорий расчеты показывают, что в момент достижения лавиной области анода концентрация ионов в ее головке ниже критической [4] и стример не должен образовываться. Поэтому пробой разрядника можно объяснить только таунсендовским механизмом, учитывающим вторичную эмиссию с катода. Причем ответственными за эту эмиссию согласно [4] будут ионы из прианодной области, как это происходит в классическом самостоятельном разряде, времена задержки которого приблизительно равны времени дрейфа ионов от анода к катоду, составляющего около  $\sim 1$  мкс. Экспериментально измеренные значения времени  $\tau_3$  оказались на порядок меньше.

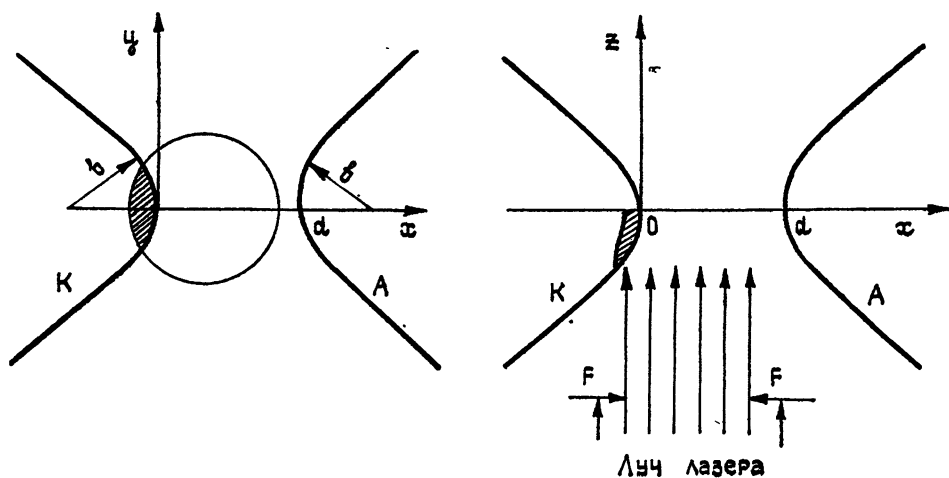


Рис. 1 Схема прохождения лазерного луча через ПЛР. Ширина межэлектродного зазора  $d=3$  мм.  $F-F$  — диафрагма диаметром 3 мм,  $b=2$  мм, К и А — соответственно катод и анод разрядника.

Это обстоятельство в нашем случае, характеризуемое сравнительно малой шириной разрядного промежутка (несколько миллиметров), напряжением  $\sim 10$  кВ и сильной эмиссией электронов с катода ( $\geq 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ), заставляет несколько модифицировать традиционный механизм пробоя воздушного промежутка.

Для определения времени задержки  $\tau_3$  разряда использовалось уравнение

$$n_i(\tau_3) = \max_{x \in [0, d]} \{n_i(x, \tau_3)\} = n_{\text{кр}}, \quad (1)$$

аналогичное критерию пробоя Мика [4], где  $n_i(x, t)$  — распределение ионной концентрации по длине межэлектродного промежутка,  $n_{\text{кр}}$  — критическая концентрация ( $\sim 7 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ), обеспечивающая согласно [4] плотность фотоионизации в плазме, достаточную для продвижения стримера.

Пространственно-временную зависимость ионной концентрации  $n_i(x, t)$  можно получить, если известна аналогичная зависимость погонной концентрации  $N_i(x, t)$  — числа ионов, приходящихся на единицу длины отрезка  $[0, d]$ . Ниже будет приведено приближенное соотношение, связывающее  $n_i(x, t)$  и  $N_i(x, t)$ . Функция  $N_i(x, t)$  может быть найдена из уравнений

$$dN_i(x, t)/dt = dN_e(x, t)/dt = \alpha(x) v(x) N_e(x, t), \quad (2)$$

справедливых в пространственно-временной области  $t > \tau(x) = \int_0^x (d\xi/v(\xi))$ ,

если принять, что эмиссия электронов с катода начинается с момента  $t = 0$ . В области  $t \leq \tau(x)$  (за фронтом лавины) полагаем  $N_i = N_e \equiv 0$ . В (2) введены следующие обозначения:  $N_e(x, t)$  — пространственно-временная зависимость погонной электронной концентрации,  $\alpha(x)$  — первый коэффициент Таунсенда,  $v(x)$  — электронная дрейфовая скорость. Физический смысл правой части (2) — число актов ионизации, производимых электронами за единицу времени на единицу длины в окрестности точки  $x \in [0, d]$  в момент времени  $t$ .

Учитывая, что  $d/dt = \partial/\partial t + (v, \nabla)$ , пренебрегая диффузией, поперечным дрейфовым движением электронов и дрейфовым движением ионов, приходим к следующей системе уравнений:

$$\partial N_i(x, t)/\partial t = \alpha(x) v(x) N_e(x, t), \quad (3)$$

$$\partial N_e(x, t)/\partial t = \alpha(x) v(x) N_e(x, t) - v(x) \partial N_e(x, t)/\partial x,$$

при этом граничные и начальные условия можно записать как

$$v(0) N_e(0, t) = n(t), \quad N_i(x, \tau(x)) = 0, \quad (4)$$

где  $n(t)$  — число электронов, испускаемых с катода в единицу времени.

Решение сформулированной задачи дается в Приложении. Окончательное выражение имеет следующий вид:

$$N_i(x, t) = \frac{\alpha(x) v(x)}{v(0)} \exp\left(\int_0^x d\xi \alpha(\xi)\right) \int_0^{t-\tau(x)} ds n(s). \quad (5)$$

Отметим, что, за исключением предположения о начале эмиссии в момент  $t = 0$ , выражение (5) было получено для произвольного вида функции  $n(t)$ . Вид ее можно найти, если предположить, что поток электронов с катода складывается из термоэлектронов, испускаемых в результате нагрева катода частью лазерного излучения (характерная временная зависимость температуры нагреваемого участка катода приведена на рис. 3, кривая 1), электронов, образуемых при бомбардировке катода ионами и возбужденными нейтралами, а также фотоэлектронов, образующихся в результате излучения из прикатодной плазмы. Прямым фотоэффектом под действием лазерного излучения в нашем случае можно пренебречь, так как энергия лазерного кванта ( $\sim 1$  эВ) существенно меньше величины работы выхода для материала катода (даже с учетом понижения потенциального барьера под действием внешнего электрического поля).

По аналогии с (2) естественно предположить, что изменение во времени числа возбужденных нейтралов, излучаемых за единицу времени в прикатодной области фотонов, пропорционально потоку электронов с катода  $n(t)$ . Аналогичное утверждение для ионов вытекает непосредственно из (5). Это позволяет записать следующее уравнение для  $n(t)$ :

$$dn(t)/dt = dn_T(t)/dt + \gamma n(t), \quad (6)$$

в котором  $n_T(t)$  — поток термоэлектронов с катода, а коэффициент  $\gamma$  определяется как

$$\gamma = \beta_i \alpha(0) v_i + \kappa_\phi c + \kappa_n v_n, \quad (7)$$

где  $\beta_i \alpha(0)$ ,  $\kappa_\phi$ ,  $\kappa_n$  — коэффициенты, определяющие испускание катодом электронов при попадании на него ионов, фотонов, возбужденных нейтралов из прикатодной плазмы соответственно,  $c$  — скорость света,

$v_{i,n}$  — соответственно дрейфовая скорость ионов и средняя скорость нейтральной молекулы или атома. Поскольку теоретическое определение второго и третьего членов в (7) с удовлетворительной достоверностью представляется затруднительным, коэффициент  $\gamma$  подбирался экспериментально путем калибровки решения уравнения (1) на одну из точек на рис. 2.

Решение уравнения (6) имеет вид

$$n(t) = n_T(t) + \gamma \int_0^t d\xi n_T(\xi) e^{\gamma(t-\xi)}. \quad (8)$$

Функция  $n_T(t)$  рассчитывается по формуле Ричардсона — Дешмана, в которой учитывается снижение потенциального барьера в электрическом поле разрядника с учетом усиления поля, определяемого геометрией разрядника и микронеровностями поверхности катода, измерение которых осуществлялось оптическим микроскопом. Зависимость температуры в различных точках катода от времени рассчитывалась путем решения уравнения теплопроводности методом Фурье на основе модели нагрева, описанной в [5]. При этом лазерный импульс аппроксимировался равнобедренным треугольником (см. рис. 3, кривая 5) с максимальным значением мощности 300 кВт.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости от времени темпера-

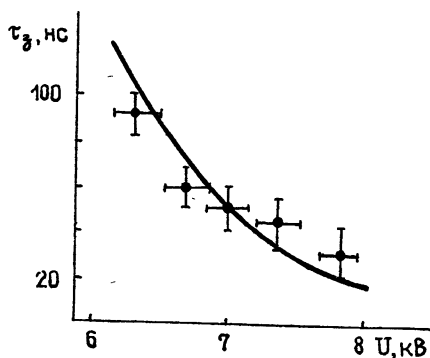


Рис. 2.

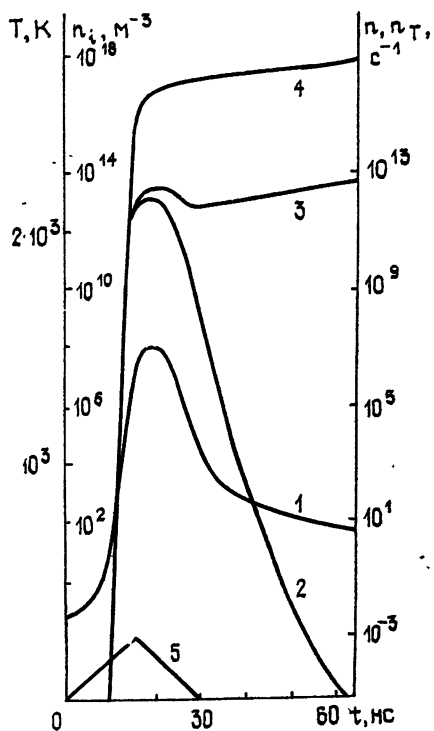


Рис. 3.

туры катода в ближайшей к лазеру точке его поверхности, подвергаемой излучению (кривая 1),  $n_T(t)$  (кривая 2),  $n(t)$  (кривая 3), ионной концентрации (кривая 4), рассчитанной по формуле

$$n_i(x, t) = N_i(x, t) / \pi(a + \sqrt{4D\tau(x)})^2, \quad (9)$$

где  $a$  — характерный размер области катода, интенсивно излучающей электроны (этот параметр оценивался с помощью расчетной эпюры распределения плотности тока на поверхности катода),  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии.

Расчет времени задержки  $\tau_3$  из уравнения (1) с учетом (5), (8), (9) показал, что удовлетворительное совпадение теории с экспериментом наблюдается при значениях  $\gamma = 1,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$  (см. кривую на рис. 2).

Оценки показывают, что полученное значение  $\gamma$  превышает в несколько раз расчетное значение для первого члена в (7). Следовательно, можно сделать вывод, что значительную роль в работе такого разрядника играют также фотоэмиссионные процессы на катоде и процессы взаимодействия возбужденных нейтралов с катодом. Таким образом, лазерное включение разрядника характеризуется образованием за короткие времена  $\sim 10$  нс (см. рис. 3) большого количества электронов у катода, которые под действием электрического поля разрядника фактически создают плазму у катода с большой концентрацией ионов, что и вызывает быстрый пробой разрядника за времена, существенно меньшие времени дрейфа ионов от анода к катоду.

Предлагаемая модель и развитая здесь методика расчета были использованы при разработке конкретного воздушного ПЛР для малогабаритного лазерного генератора нейтронов [6]. Разрядник обеспечил эффективную (с разбросом менее 50 нс) синхронизацию лазерного и ускоряющего дейтронов импульсов при работе генератора с частотой следования импульсов до 50 Гц при коммутируемой энергии  $\sim 10$  Дж за микросекундные времена.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

**Решение системы (3), (4).** Решение системы будем искать в виде следующих интегральных выражений:

$$N_i(x, t) = \int_0^{\infty} dp g(x, p) e^{-pt}, \quad N_e(x, t) = \int_0^{\infty} dp f(x, p) e^{-pt}, \quad (\text{П.1})$$

подстановка которых в (3) приводит к системе уравнений

$$\begin{aligned} df(x, p)/dx &= [\alpha(x) + p/v(x)] f(x, p), \\ pg(x, p) &= -\alpha(x) v(x) f(x, p). \end{aligned} \quad (\text{П.2})$$

Ее решение имеет вид

$$\begin{aligned} f(x, p) &= f(0, p) \exp \left[ \int_0^x d\xi \alpha(\xi) + p\tau(x) \right], \\ g(x, p) &= -\frac{f(0, p)}{p} \alpha(x) v(x) \exp \left[ \int_0^x d\xi \alpha(\xi) + p\tau(x) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

Подстановка (П.3) в (П.1) дает

$$\begin{aligned} N_i(x, t) &= -\alpha(x) v(x) \exp \left[ \int_0^x d\xi \alpha(\xi) \right] \int_0^{\infty} dp \frac{f(0, p)}{p} \times \\ &\quad \times \exp [-p(t - \tau(x))], \end{aligned} \quad (\text{П.4})$$

$$N_e(x, t) = \exp \left[ \int_0^x d\xi \alpha(\xi) \right] \int_0^{\infty} dp f(0, p) \exp [-p(t - \tau(x))].$$

С учетом (П.4) условия (4) принимают вид

$$\int_0^{\infty} dp \frac{f(0, p)}{p} = 0, \quad v(0) \int_0^{\infty} dp f(0, p) e^{-pt} = n(t).$$

Из этих формул вытекает, что

$$\int_0^{t-\tau(x)} ds n(s) = -v(0) \int_0^{\infty} dp \frac{f(0, p)}{p} e^{-p[t-\tau(x)]}. \quad (\text{П.5})$$

Подстановка (П.5) в соотношения (П.4) приводит для  $N_i(x, t)$  к искомой формуле (5).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Guenter A. U., Bettis J. R.—*J. Phys. D.*, 1978, 11, № 12, p. 1577.
2. Быховская Л. И., Гуревич И. М., Лопухин В. В., Селиванова Л. Ф. — *Квантовая электроника*, 1977, 4, № 4, с. 1708.
3. Беспалов Д. Ф., Быковский Ю. А., Вергун И. И., Козловский К. И., Козырев Ю. П., Леонов Р. К., Симагин Б. И., Цыбин А. С., Шиканов А. Е. Авторское свидетельство № 580725. Бюлл. изобрет. № 48, 1980, с. 224.ское свидетельство № 580725. Бюлл. изобрет. № 48, 1980, с. 224.
4. Мик Д., Крэгс Д. *Электрический пробой газов*.— М.: ИЛ, 1960, с. 312.
5. Рэди Дж. *Действие мощного лазерного излучения*.— М.: Мир, 1974, с. 89.
6. Быковский Ю. А., Козырев Ю. П., Козловский К. И., Кучер А. М., Булатов С. М., Цыбин А. С. Препринт ОИЯИ № 9-82-866, Дубна, 1982.

Московский инженерно-физический  
институт

Поступила в редакцию  
25 июля 1983 г.

#### A STUDY OF PROCESS IN A LASER TRIGGERED AIR DISCHARGE SWITCH

*V. N. Gusarov, K. I. Kozlovsky, A. E. Shikanov, A. S. Tsybin*

Experimental and theoretical investigations were made of the delay time in a laser triggered atmospheric pressure air discharge switch. The breakdown criterion of such a discharge switch with an electrical field up to 3 MV/m has been considered and specified. The necessity of a calculation of laser-produced thermoelectrons from a cathod is demonstrated.

---