

ФОТОИОНИЗАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СТРИМЕРНОГО КАНАЛА – ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА ПРОБОЯ ДЛИННЫХ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ НАНОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НАПРЯЖЕНИЯ

**Канд. техн. наук ГЛАДКОВ В. С., ЛЕВЧЕНКО С. И.,
кандидаты физ.-мат. наук ОГНИВЕНКО В. В., ПАЩЕНКО А. В.**

*Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт «Молния»
Национального технического университета «Харьковский политехнический институт»*

К настоящему времени накоплен огромный экспериментальный и теоретический материал по электрической прочности изоляции (в частности, воздушной) при воздействии импульсов напряжения длительностью порядка или больше микросекунды. На базе экспериментальных данных разработаны расчетные модели разряда [1, 2], в основе которых лежит переход электронной лавины в стример и затем в лидерный канал, перекрывающий разрядный промежуток. Однако перенесение представлений, характерных для микросекундного и более длительных промежутков времени, на наносекундный диапазон длительностей импульсов не представляется возможным ввиду медленности лидерных процессов. Но и в этих условиях в экспериментальной практике, например при испытании аппаратуры, имеющей геометрическую конфигурацию с острыми выступами, наблюдаются появление длинных искр (стримеров) и само явление электрического пробоя [3]. Очевидно, что причина пробоя воздушных промежутков при воздействии импульса напряжения наносекундного диапазона – не формирование и движение лидера, а явления, связанные с развитием стримера.

Одной из задач теории является установление закономерностей формирования и распространения стримера. Распространение стримера в приближении плоского профиля его границы (одномерная задача) рассматривалось в [4, 5]. Решение удалось получить в частном случае для некоторых одномерных моделей. Было обнаружено распространение волн ионизации в разрядном промежутке.

Классические представления [1, 6...8] о возникновении стримера сводятся к тому, что в стример перерождается электронная лавина, когда величина поля пространственного заряда становится сравнимой с величиной приложенного поля. Обычно предполагается, что при возникновении, эволюции и распространении стримера имеет место спектр элементарных процессов, например ударная ионизация, фотоионизация, возбуждение атомов и молекул, плазмохимические реакции и так далее.

С учетом этих элементарных процессов получают [6, 7] кинетическое уравнение, из которого следует система гидродинамических уравнений. В настоящем исследовании не будут привлекаться новые элементарные процессы, не будут высказаны предварительные гипотезы о механизме пробоя длинных воздушных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона. Следуя [6, 7], рассмотрим задачу о распространении

стримера в межэлектродном пространстве в гидродинамическом приближении.

Гидродинамическая модель распространения стримера. Сделаем расчет, считая, что головка лавины или стримера распространяется с постоянной скоростью. Тогда уравнение для описания плотности и тока электронов в стримере может быть представлено в виде

$$\frac{\partial j}{\partial t} + u \frac{\partial j}{\partial z} = \alpha u j + D \nabla^2 j + \lambda u \int K(|\vec{r} - \vec{r}'|) j(\vec{r}', t) dr', \quad (1)$$

где $j = enu$; n , e – плотность и заряд электрона соответственно; D , α , λ – коэффициенты диффузии, ударной ионизации и фотоионизации; K – подынтегральное ядро; r , x , y , z – радиус-вектор и координаты; t – время; u – усредненная скорость головки стримера.

Будем полагать, что в момент $t = 0$ на катоде образовались первые электроны, которые инициируют электрон-атомные столкновения и образование вторичных электронов. В период времени, вплоть до t^* , развивается электронная лавина, которая, распространяясь к аноду, доходит к моменту времени t^* до координаты $z = d_1$. Пространственно-временное изменение плотности электронов в лавине может быть описано выражением [8]

$$n_e(r, t^*) = (4\pi Dt)^{-3/2} \exp \left\{ -\frac{x^2 + y^2 + (z - ut^*)^2}{4Dt} + \alpha ut \right\}. \quad (2)$$

К моменту времени $t = t^*$ плотность электронов достигает такого значения, когда поле пространственного заряда электронной лавины по величине сравнимо с полем, создаваемым приложенным напряжением. Именно в этот момент происходит зарождение стримера, т. е. переход лавинной стадии развития разряда в стример. Динамика развития стримера может быть описана, исходя из интегродифференциального уравнения (1).

При этом будем считать однородной интенсивность появления ионизирующих фотонов в области пространства, занятой электронной лавиной:

$$K(\vec{r} - \vec{r}') = \mathcal{G}(t - t^*), \quad (3)$$

где $\mathcal{G}(t - t^*)$ – единичная функция ($\mathcal{G}(t - t^*) = 0$ при $t^* < 0$; $\mathcal{G}(t - t^*) = 1$ при $t > 0$).

Кроме того, будем полагать, что в последующие моменты времени $t > t^*$ не происходит существенного радиального увеличения размеров стримера. Физически это означает, что скорость распространения фронта стримера значительно превышает скорость изменения фронта стримера в радиальном направлении. При этом вторая производная по поперечной координате в правой части формулы (1) может быть заменена характерным показателем k_1^2 гауссового спада плотности тока по радиусу. После перехода к новой переменной координате $z' = z - ut$ уравнение, описывающее динамику развития стримера в гидродинамическом приближении, принимает вид

$$\frac{\partial j}{\partial t} = \alpha u j + D \left(k_{\perp}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) j + \lambda u \int_{z^*}^{z'} j(z'', t) dz'' \quad (4)$$

Здесь координатой z^* обозначена область вблизи катода, в которой имеется достаточное количество возбужденных атомов, излучающих ионизирующие фотоны.

Решение этого уравнения будем искать методом разделения переменных, полагая:

$$j = TZ, \quad (5)$$

где T – координатно-независимая часть решения; Z – соответственно временно-независимая часть, т. е. $T = T(t)$; $Z = Z(z)$.

Подставляя (5) в уравнение (4), после разделения переменных получим следующие уравнения:

$$(\alpha u + D k_{\perp}^2) + D \frac{Z''}{Z} + \frac{\lambda u}{Z} \int Z(z'') dz'' = \omega; \quad (6)$$

$$\frac{T'}{T} = \omega. \quad (7)$$

Уравнение (6) дает экспоненциально нарастающее решение. Характеристические значения ω получим из решения (7). Для Фурье-образа функции Z дисперсионное уравнение (7) примет вид

$$k^3 + \left(\frac{\alpha u}{D} + k_{\perp}^2 \frac{\omega}{D} \right) k + \frac{\lambda u}{D} = 0. \quad (8)$$

Предположим, что при $t > t^*$ имеет место только стримерный механизм развития пробоя, т. е. основной вклад вносит последнее слагаемое в левой части (8). Это будет возможно при выполнении условия

$$\frac{\alpha u}{D} + k_{\perp}^2 \frac{\omega}{D} = 0, \quad (9)$$

из которого легко определить значения характеристического числа ω

$$\omega = \alpha u + D k_{\perp}^2. \quad (10)$$

Подставляя (10) в уравнение (8), получим значение k

$$k^3 = \frac{\lambda u}{D}. \quad (11)$$

Поскольку интерес представляют слагаемые, дающие наибольший вклад в процесс увеличения плотности электронов, следует оставить то решение уравнения (4), которое соответствует корню:

$$k = -\left(\frac{\lambda u}{D}\right)^{1/3}. \quad (12)$$

При этом функция Z примет вид

$$Z = C_1 \exp\left\{\left(\frac{\lambda u}{D}\right)^{1/3} (ut - z)\right\} \mathfrak{S}(ut - z). \quad (13)$$

Следует отметить, что координата фронта стримера изменяется со временем по закону $z_\phi = ut$. Поэтому величина, стоящая в экспоненте, положительна. Таким образом, выражение для тока имеет вид

$$j_c = j^* e^{(\alpha u + Dk_1^2)} \exp\left\{\left(\frac{\lambda u}{D}\right)^{1/3} (ut - z)\right\} \mathfrak{S}(ut - z), \quad (14)$$

где j^* – значение тока при $t = t^*$.

Полученное решение свидетельствует о возникновении в процессе распространения стримера неустойчивости, которую можно назвать фотоионизационной. Инкремент этой неустойчивости $\omega = \alpha u + Dk_1^2$ зависит от величины коэффициента диффузии, поперечных размеров стримера, скорости его распространения и коэффициентов ударной и фотоионизации. Эта неустойчивость обеспечивает увеличение числа электронов и тока в разряде от величины, характерной для электронной лавины, до величин, свойственных лидерному процессу. Решение уравнений (6), (7) имеет волновой характер и может быть истолковано следующим образом: распространение стримера представляет собой движение ионизационной волны, имеющей сложную структуру в пространстве и экспоненциально возрастающую амплитуду во времени.

ВЫВОД

В результате теоретического рассмотрения пробоя длинных воздушных промежутков импульсами напряжения наносекундного диапазона предлагается следующий механизм пробоя. При достижении между электродами напряжения определенной величины от одного из электродов возникает электронная лавина, которая при увеличении напряжения перерастает в стример во время своего движения к другому электроду. Стример представляет ударно-фотоионизационную волну сложной пространственной структуры с амплитудой, растущей по экспоненте во времени. Процесс экспоненциального роста плотности электронов и тока в стримере может быть представлен как фотоионизационная неустойчивость, которая вызывает рост тока, протекающего через стример, от начальных лавинных значений до величин, характерных для лидерного процесса. Предложенные в настоящей работе представления о движении стримера в междуэлектрод-

ном пространстве могут стать основой построения самосогласованной гидродинамической теории разряда в длинных воздушных промежутках при воздействии мегавольтных импульсов напряжения наносекундного диапазона, позволяющей создать инженерные методики для расчёта характеристик воздушной изоляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Д., Крегс Д. Электрический пробой в газах. – М., 1960. – С. 600.
2. Рёттер Г. Электронные лавины и пробой в газах. – М.: Мир, 1968. – С. 390.
3. Экспериментальные исследования наносекундной импульсной электрической прочности воздушных промежутков «стержень–плоскость» // В. С. Гладков, В. Д. Золотко, Н. Т. Лось и др. / Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 1993. – № 3–4. – С. 28–30.
4. Raether H. Ionizing Radiation Accompanying a Spark Discharge // Z. Phys. – 1938. – Bd 110. – S. 611.
5. Przybylski A. Investigation of the «gas-ionizing» radiation of a discharge // Z. Phys. – 1958. – Bd 151. – S. 264.
6. Райзер Ю. П. // УФН. – 1972. – Т.108Б. – С. 429.
7. Лозанский Э. Д., Фирсов О. Б. Теория искры. – М.: Атомиздат, 1975.
8. Лозанский Э. Д. К вопросу о природе фотоионизирующего излучения при стримерном пробое газа // ЖТФ. – 1968. – Т. 38. – С. 1536.

Представлена
НТС НИПКИ «Молния»

Поступила 30.05.2002