

ЭКВИВАЛЕНТНОЕ МЕЖЭЛЕКТРОДНОЕ РАССТОЯНИЕ ПРИ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПРОБОЕ ШЛЕЙФОВОЙ АНТЕННЫ

В. М. Дисковский, Ю. В. Ходатаев

Харьков

Согласно диффузионной теории, пробой воздуха вблизи (у поверхности или внутри) антенны или другого высокочастотного устройства наступает вследствие превышения частоты ионизации над частотой потерь электронов в течение времени, необходимого для формирования разряда. Ионизация возникает под воздействием электрического поля при некотором числе свободных электронов. Потери электронов обусловлены диффузией и прилипанием к нейтральным молекулам, а также рекомбинацией на стенках разрядного объема.

Применение этой теории к оценке электропрочности антенн приводит к значительным математическим трудностям из-за сложной конфигурации поверхностей и неоднородности ближнего поля. Поэтому часто в расчетах разрядных характеристик реальный излучатель заменяют более простой для анализа моделью, для которой можно получить решение, подходящее и к исследуемому объекту.

Так, вместо бортовой Г-образной шлейфовой антенны рассматривают коаксиальный волновод. Полагают, что пробивные поля у поверхностей шлейфа и внутреннего проводника волновода равны, если равны радиусы шлейфа и проводника, а внутренний радиус внешнего проводника волновода равен высоте подвеса шлейфа над корпусом летательного аппарата [1].

Пробой наступает прежде всего вблизи того участка антенны, где напряженность поля достаточно велика, а потери электронов малы. Наиболее опасным местом Г-образной антенны является свободный конец шлейфа, где находится пучность напряженности поля.

Определение величины поля на торце или скруглении конца шлейфа представляет собой сложную электродинамическую задачу. Не рассматривая ее, ограничимся нахождением разрядных характеристик воздуха, окружающего конец шлейфа и смежный с ним регулярный цилиндрический участок, где напряженности поля могут оказаться достаточными для пробоя.

Пробивные поля высокочастотного устройства определяются из уравнения непрерывности [2]:

$$\nabla^2\psi + \zeta E^2\psi = \frac{\partial n}{\partial t}, \quad (1)$$

где $\psi = Dn$;

D — коэффициент диффузии;

n — концентрация свободных электронов;

E — напряженность поля;

ζ — коэффициент высокочастотной ионизации;

t — время.

Под воздействием высокочастотного импульса концентрация электронов возрастает вначале медленно, а затем быстро. Можно считать, что на заключительном, наиболее важном, этапе формирования разряда, т. е.

к концу импульса, пространственное распределение электронов не изменится. При этом $\psi = R(r) \cdot \Phi(t)$ и, следовательно, $\frac{\nabla^2 \psi}{\psi}$ не зависит от t . Здесь $R(r)$ и $\Phi(t)$ — функции координаты и времени. Изменение распределения электронов в начальный период разрядобразования не вносит существенных поправок в расчет.

Предположим, что импульс имеет прямоугольную форму. Разделяя переменные и интегрируя уравнение (1), получим

$$\frac{\nabla^2 \psi}{\psi} + \zeta E^2 = \frac{1}{D\tau} \ln \frac{n_\tau}{n_0}, \quad (2)$$

где τ — длительность импульса; n_0 и n_τ — концентрации электронов в начале и в конце импульса.

Если $n_0 = 10^3$, а $n_\tau = 10^{13}/\lambda^2$, где λ — длина волны в сантиметрах, то, например, в десятисантиметровом диапазоне $n_\tau/n_0 = 10^8$.

Подставив в (2)

$$D = \frac{\nu_n - \nu_n}{\zeta E^2},$$

где $\nu_n = f(E/p)$ — частота ионизации; $\nu_n = 2,12 \cdot 10^4 p$ — частота прилипания; p — давление, найдем

$$\nabla^2 \psi + \zeta E^2 \left[1 - \frac{18,4}{p\tau \left(\frac{\nu_n}{p} - 2,12 \cdot 10^4 \right)} \right] \psi = 0. \quad (3)$$

Решение этого уравнения приведено в работе [3]. При непрерывном излучении полагают $p\tau = \infty$.

Для вычисления характеристик многоимпульсного пробоя установим количественную связь между определяющими пробивные поля характеристическими размерами разрядных областей при однородном и неоднородном распределении поля, когда неоднородное поле в максимуме пространственного распределения равно по величине однородному. При этом также значительно упрощаются расчеты характеристик одноимпульсного пробоя.

Рассмотрим разрядобразование в коаксиальном волноводе на регулярном его участке, где, как и вблизи шлейфа, поле изменяется по закону $E = E_a \cdot a/\rho$ (E_a — поле на поверхности внутреннего проводника радиуса a , ρ — радиальная координата). Вариацией полей вдоль оси волновода пренебрежем.

Переход от шлейфовой антенны к коаксиальному волноводу позволяет воспользоваться цилиндрической системой координат вместо биполярной.

Обозначим θ^2 выражение, стоящее в квадратных скобках в уравнении (3).

Типовой график $\theta^2 = f(E/p)$ для $p\tau = 10^{-8}$ *тор · сек* и $\ln \frac{n_\tau}{n_0} = 18,4$ приведен в работе [3].

В точке $E_{a1}p$ такого графика, которую мы выбираем произвольно

$$\theta_a^2 = k \cdot \frac{E_a}{p},$$

где k — коэффициент пропорциональности.

На небольшом удалении от указанной точки можно положить

$$\theta^2 \approx k \frac{E}{p}.$$

Таким образом, в непосредственной близости от поверхности исследуемого участка антенны, где ионизация наиболее интенсивна,

$$\theta^2 \approx \theta_a^2 \cdot \frac{E}{E_a},$$

или, с учетом закона изменения поля с расстоянием,

$$\theta^2 \approx \theta_a^2 \cdot \frac{1}{x}, \quad (4)$$

где $x = \rho/a$.

Аналогично найдем

$$\zeta \approx \zeta_a \cdot \frac{1}{x}. \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в (3); запишем, раскрыв лапласиан в цилиндрических координатах:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{1}{x} \cdot \frac{d\psi}{dx} + \left(\rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a \right)^2 x^{-4} \psi = 0. \quad (6)$$

Погрешность, вносимая за счет приближения (4) и (5), невелика вследствие быстрого уменьшения ионизации с расстоянием.

Принимая во внимание граничные условия

$$\psi|_{x=1} = \psi|_{x=b/a} = 0,$$

получим следующее решение уравнения (6):

$$I_0(z) N_0(qz) - I_0(qz) N_0(z) = 0, \quad (7)$$

где $q = b/a$; $qz = \rho a \frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a$.

Отсюда

$$\rho a = \frac{qz}{\frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a}. \quad (8)$$

Корни уравнения (7) табулированы [4]; по заданным q находят значения qz . Выбором величины E_a/ρ определяется ζ_a ; соответствующие графики приведены в литературе [2, 3]. Величину θ_a для данного ρa можно вычислить, воспользовавшись зависимостью $v_n/\rho = f(E/\rho)$ [5].

Введем обозначение $\delta = b - a$. Тогда $\rho a = \frac{\rho \delta}{b/a - 1}$; выражение (8) запишем так:

$$\rho \delta = \frac{qz(q-1)}{\frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a}.$$

Для однородного поля ($q \rightarrow 1$) получим

$$\rho \delta = \frac{\pi}{\frac{E_a}{\rho} \sqrt{\zeta_a} \theta_a}. \quad (9)$$

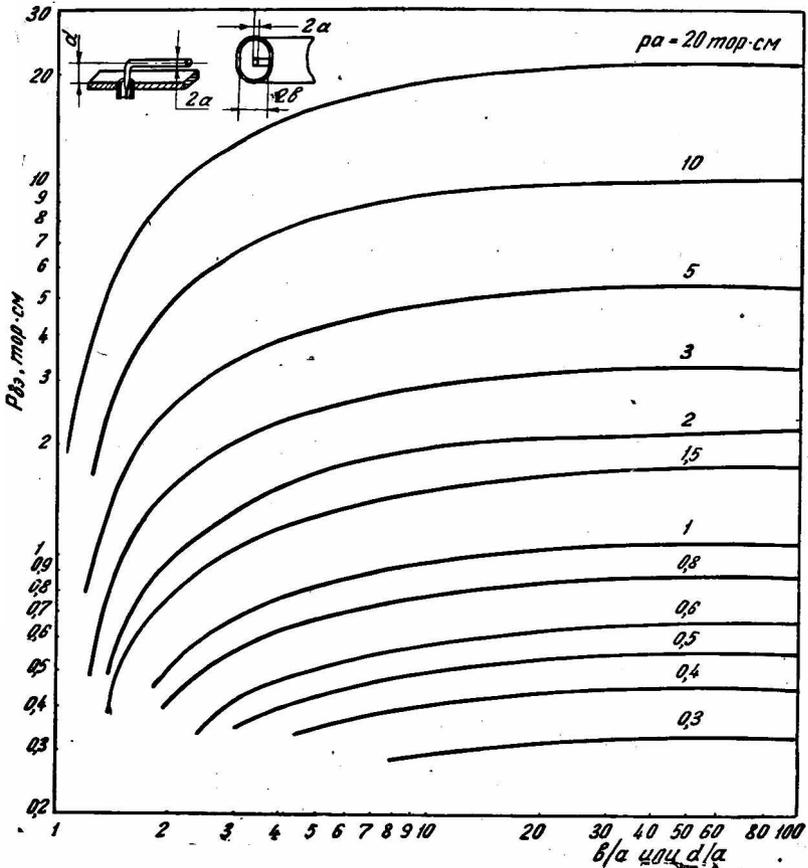
что совпадает с решением для случая однородного поля между плоскими параллельными электродами. При непрерывном излучении $\theta_a = 1$.

Потребуем, чтобы пробой наступил при одних и тех же E_a/ρ и ρa вне зависимости от величины отношения b/a . При этом будут равны друг другу знаменатели в уравнениях (8) и (9). Из этих уравнений следует, что

$$\rho \delta_0 = \frac{\pi \rho a}{qz}. \quad (10)$$

Под эквивалентным межэлектродным расстоянием δ_0 при пробое в неоднородном поле понимается величина, численно равная расстоянию δ между электродами при пробое в однородном поле, когда неоднородное поле в максимуме распределения равно по величине однородному.

Найденное выражение справедливо для коаксиальных волноводов, работающих на основной волне. Оно позволяет переходить от пробоя в неоднородном поле на регулярных участках волновода или шлейфа



Г-образной антенны к пробое в однородном поле, для которого имеются графики пересчета разрядных характеристик из непрерывного режима излучения в одноимпульсный [6]. Зависимость ρ_{δ_0} от b/a (или d/a) и ra показана на рисунке.

Выражение (10) получено при довольно грубых аппроксимациях (4) и (5), и поэтому не зависит от длительности импульсов. Это дает возможность сначала определить пробивные поля в непрерывном режиме по графику $E/p = f(\rho_{\delta_0})$ для плоско-параллельного поля, а затем найти коэффициент импульса k_2 и пересчитать пробивные поля с учетом заданной длительности импульса [6].

Обратимся к многоимпульсному пробое. Максимальная длительность T_m паузы, при которой электроны накапливаются в разрядном

объеме от импульса к импульсу, определяются следующим выражением [7]:

$$Tm/\tau = \frac{10^{-3} (\rho\delta_3)^2 \left(\frac{v_{на}}{\rho} - 2,12 \cdot 10^4 \right) \left[1 - \frac{1}{\zeta_a} \left(\frac{\pi}{\rho\delta_3 E_a / \rho} \right)^2 \right]}{2,86 \cdot 10^3 + 1,15 (\rho\delta_3)^2}.$$

Здесь $v_{на}/\rho = f(E_a/\rho)$.

Если $T \leq T_m$, то за достаточно продолжительное время концентрация электронов может возрасти до пробивных значений. В случае коаксиального волновода величина $\rho\delta_3$ определяется из выражения (10).

Рассмотрим электропрочность скругления на конце шлейфа, пренебрегая влиянием корпуса летательного аппарата. Ближнее поле здесь изменяется по закону $E = E_a (a/r)^2$, где a — радиус скругления, r — радиальная координата, отсчитываемая от центра скругления. Граничные условия записываются так:

$$\psi|_{r=a} = \psi|_{r=\infty} = 0.$$

Используя тот же прием, что и выше, можно показать, что для данного случая

$$\rho\delta_3 = 0,395ra.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Ancona et Do—Boi—Hoan. Tenue en puissance des aériens d'un lanceur de satellites en atmosphère rarefiée. L'Onde Électrique, v. 44, 1964, N. 451, p. 1037—1045.

2. M. A. Herlin and S. C. Brown. Breakdown of a gas at microwave frequencies. Phys. Rev., v. 74, No. 3, p. 291—296.

3. В. М. Дисковский, Ю. В. Ходатаев. Электрическая прочность шлейфовой антенны при воздействии одиночного импульса. Сб. «Радиоэлектроника летательных аппаратов», вып. 3, 1970. Изд. Харьковского авиационного института.

4. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции, Изд-во «Наука», 1968.

5. W. E. Schaffman, W. C. Taylor and T. Morita. Breakdown limitations on the transmission of microwave power through the atmosphere. IEEE Trans., v. AP—12, 1964, No. 6, p. 709—717.

6. Е. С. Кухаркин, Б. В. Сестрорецкий. Электрическая прочность волноводных устройств. Изд-во «Высшая школа», 1963.

7. В. М. Дисковский, Ю. В. Ходатаев. Отчет по НИР «Исследование разрядоустойчивости антенн», Харьковский институт радиоэлектроники, 1970.