

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ПОЛЯ ВБЛИЗИ АНТЕННЫ

Ю. В. Ходатаев, В. М. Дисковский

Харьков

Существующие методы расчета позволяют определить электрическую прочность воздуха вблизи излучателя, тогда как непосредственный интерес представляет разрядоустойчивость антенны, характеризуемая пробивной мощностью, проходящей в нее. Поэтому необходимо связать напряженность поля E_a в исследуемой точке или малой области вблизи антенны (у ее поверхности, в апертуре, в фокусе, в горловине и т. д.) с проходящей в антенну мощностью P .

Под коэффициентом поля R_a в точке или малой области с координатой, равной a , будем понимать величину, численно равную отношению квадрата напряженности электрического поля E_a в упомянутой точке или малой области к величине проходящей в антенну мощности P .

Нахождение коэффициента поля расчетным путем возможно лишь при сравнительно несложной конфигурации излучателей. Экспериментальные же методы в этом отношении не накладывают никаких ограничений.

Однако известные способы измерения абсолютных значений поля вблизи антенны не гарантируют достаточной точности. Так, при зондовых измерениях величину поля определить трудно, поскольку необходимо учитывать изменение электрических характеристик зонда с изменением его положения относительно различных частей излучателя, поляризацию поля, э. д. с., наведенную в соединительных проводах, перестраивания между проводами и антенной, проводами и зондом и т. д. Эти условия могут значительно отличаться от условий, существующих в калиброванном поле.

Точность измерения поля пондеромоторным способом зависит от точности нахождения распределения токов на исследуемом участке и калибровок преобразователя механической силы в ток и чувствительного прибора. При этом погрешность измерений оценить весьма трудно. Не поддающаяся оценке, часто заведомо большая погрешность калибровки по абсолютным значениям поля — основной недостаток способа датчиков, рассеяния волн и других.

В соответствии с рассматриваемым ниже способом абсолютные измерения мощности заменены относительными, а напряженность поля не измеряется совсем; вместо этого экспериментально фиксируется равенство отнесенных к единице давления пробивных значений напряженностей поля вблизи (или внутри) исследуемой антенны и эталона, коэффициент поля для которого может быть точно рассчитан.

В качестве эталона может служить обычная коаксиальная поглощающая нагрузка. В теле ее необходимо прорезать отверстия для сообщения внутреннего, не заполненного поглощающим материалом, объема с окружающей атмосферой, в которой имеются свободные электроны, полученные, например, от источника радиоактивного излучения. Коэффициент поля для любой точки у поверхности внутреннего провода коаксиальной нагрузки равен

$$R_{a'} = \frac{E_{a'}^2}{P'} = \frac{60}{a'^2 \ln \frac{b'}{a'}} \quad (1)$$

Здесь a' — радиус внутреннего провода, b' — внутренний радиус внешнего провода.

Покажем, что существуют такие режимы формирования высоко-частотного разряда, при которых величина пробивной напряженности поля не зависит от закона изменения поля в пространстве и от конфигурации прилегающих к области разряда поверхностей.

При этом пробивные значения полей антенны и эталона в максимуме распределения, отнесенные к единице давления, строго равны между собой, если все прочие условия одинаковы (начальная концентрация свободных электронов, состав газа, длительность и форма импульсов, скважность).

Разрядные характеристики антенны или другого высокочастотного устройства определяются из уравнения непрерывности для электронов [1]

$$\nabla^2 \psi + \zeta E^2 \psi = \frac{dn}{dt}, \quad (2)$$

где $\psi = Dn$;

D — коэффициент диффузии;

n — концентрация свободных электронов;

ζ — коэффициент высокочастотной ионизации;

$E = E_a \cdot F(x, y, z)$ — напряженность электрического поля;

E_a — напряженность в максимуме распределения в точке или области с координатой, равной a ;

t — время.

Граничные условия записывают, исходя из равенства нулю концентрации свободных электронов на стенках разрядного объема.

Разделяя переменные и интегрируя уравнение (2), а также учитывая, что

$$Dp = \frac{\nu_n - 2,12 \cdot 10^4}{\zeta \left(\frac{E}{p}\right)^2},$$

получим в случае одноимпульсного режима разрядобразования (частота следования импульсов мала):

$$\frac{1}{p^2} \cdot \frac{\nabla^2 \psi}{\psi} + \zeta \left[\frac{E_a}{p} \cdot F(x, y, z) \right]^2 \left[1 - \frac{\ln \frac{n_{np}}{n_0}}{p\tau \left(\frac{\nu_n}{p} - 2,12 \cdot 10^4 \right)} \right] = 0. \quad (3)$$

Здесь p — давление газа; n_0 и n_{np} — начальная и пробивная концентрации электронов; ν_n — частота ионизации; τ — длительность импульса.

При работе передатчика в непрерывном режиме можно положить $p\tau = \infty$, тогда уравнение (3) упрощается.

Коэффициент ζ и величина $\frac{\nu_n}{p}$ являются функциями значений $\frac{E}{p}$ в точках разрядного объема. Соответствующие графики приведены в литературе [1, 2]. Значения параметров $p\tau$ и $\frac{E_a}{p}$ выбираются так, чтобы разность в уравнении (3) была положительной. Независимой величиной является собственно давление. Если взять его достаточно большим, можно пренебречь левым членом в записанном уравнении; при этом

$$\frac{\nu_n}{p} = \frac{\ln \frac{n_{np}}{n_0}}{p\tau} - 2,12 \cdot 10^4.$$

Здесь $\frac{\gamma_n}{\rho}$ есть функция $\frac{E}{\rho}$ в максимуме пространственного распределения поля, где последнее раньше, чем в другом месте достигает пробивного значения при увеличении подводимой мощности.

Полученное выражение справедливо для любого разрядного объема и закона изменения поля.

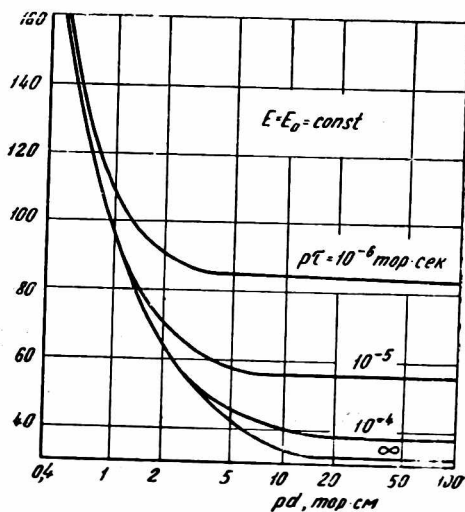
Если известны $\rho\tau$ и $\frac{n_{np}}{n_0}$, легко вычислить $\frac{\gamma_n}{\rho}$ и затем определить $\frac{E_a}{\rho}$.

Можно показать, что в случае многоимпульсного пробоя (частота следования импульсов велика) при достаточно большом давлении имеем аналогичное соотношение:

$$\frac{\gamma_n}{\rho} = \frac{\gamma T}{\rho\tau} = 2,12 \cdot 10^4,$$

где γ — частота потерь электронов в паузе между импульсами;
 T — длительность паузы.

Рис. 1. Нормализованные эквивалентные пробивные значения $\frac{E_0}{\rho}$ для воздуха в промежутке, равном d , между плоскими параллельными электродами в зависимости от ρd и $\rho\tau$.



На рис. 1—3 представлены разрядные характеристики воздуха в плоско-параллельном поле щели или другого аналогичного промежутка, а также вблизи цилиндрического и сферического участков излучателей.

По оси ординат отложены нормализованные (приведенные к условию $\rho\lambda = 0$) эквивалентные (постоянный ток) пробивные значения $\frac{E}{\rho}$ в максимуме пространственного распределения поля.

Графики рассчитаны для непрерывного ($\rho\tau = \infty$) и одноимпульсного пробоя при условии, что $\frac{n_{np}}{n_0} = 10^8$.

Бездиффузионный режим разрядобразования соответствует прямолинейные горизонтальные участки графиков. Ординаты этих участков графиков с одинаковыми $\rho\tau$ на всех рисунках одинаковы.

Поместим в барокамеру одно из сравниваемых устройств, например, исследуемую антенну (рис. 4). В барокамере создадим такое минимальное давление p , при котором наблюдается практически бездиффузионный режим разрядобразования.

Будем увеличивать мощность, подводимую к антенне, до пробоя воздуха. Отметим уровень проходящей мощности по разности показаний измерителей.

Затем барокамеру продувают и вместо антенны помещают эталон; снова подбирают необходимое давление и измеряют проходящую мощность, соответствующую началу пробоя.

Поскольку для исследуемой антенны

$$R_a = \frac{E_a^2}{P} = \left(\frac{E_a}{\rho}\right)^2 \cdot \frac{\rho^2}{P}.$$

а для эталона

$$R_{a'} = \frac{E_{a'}^2}{P'} = \left(\frac{E_{a'}}{P'} \right)^2 \cdot \frac{p'^2}{P'}$$

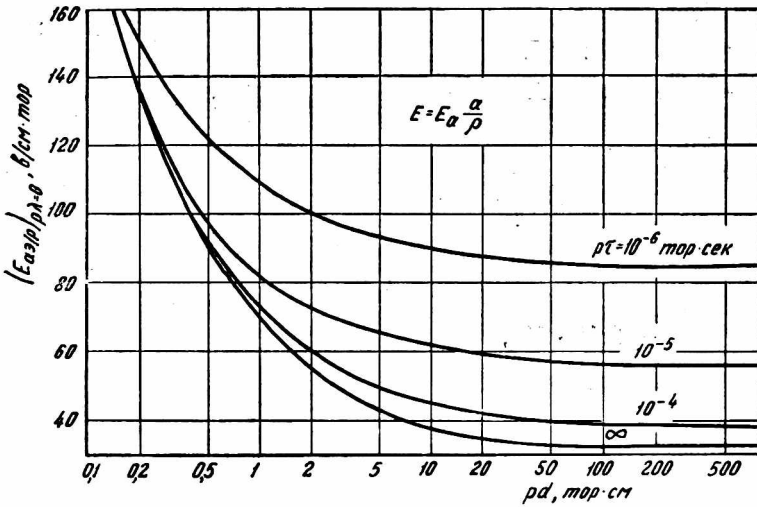


Рис. 2. Пробивные значения $\left(\frac{E_{a3}}{p} \right)_{p_{\lambda}=0}$ для воздуха вблизи цилиндрического участка излучателя радиуса a .

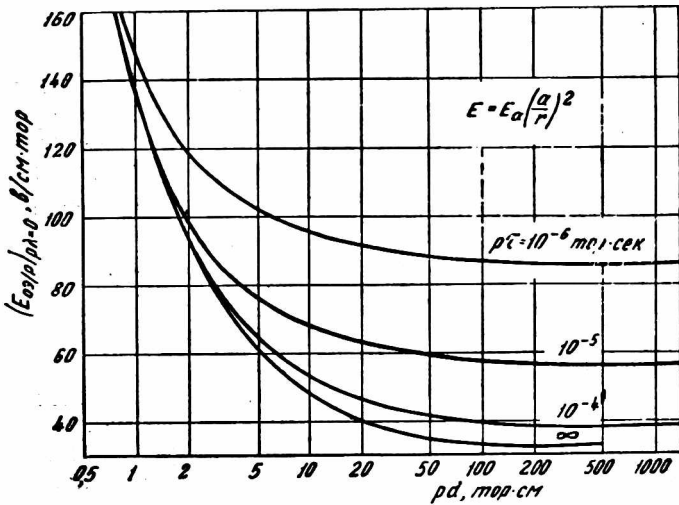


Рис. 3. Пробивные значения $\left(\frac{E_{a3}}{p} \right)_{p_{\lambda}=0}$ для воздуха вблизи сферического участка излучателя радиуса a .

и в выбранных режимах разрядобразования

$$\frac{E_a}{p} = \frac{E_{a'}}{p'}$$

то

$$R_a = R_{a'} \frac{P'}{P} \left(\frac{p}{p'} \right)^3$$

так как предполагается, что оба устройства линейны.

Таким образом, коэффициент поля у исследуемого устройства (антенны) можно определить, измерив отношение пробивных мощностей этого устройства и эталона в условиях бездиффузионного режима разрядообразования, а также отношение давлений газа, соответствующих фиксируемым мощностям.

Точность измерений будет высокой лишь в том случае, если пробивные мощности сравниваемых устройств не будут резко отличаться друг от друга. Поэтому в разных случаях нужно выбирать различные эталоны, либо использовать один и тот же, например, описанный выше, но оба устройства пробивать при разных давлениях.

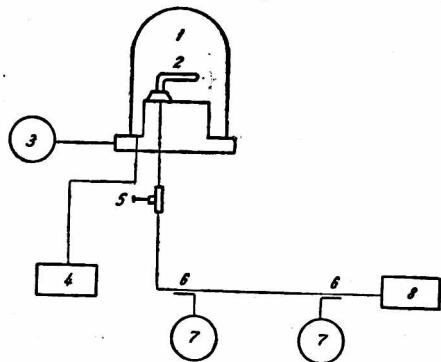


Рис. 4. Блок-схема измерения коэффициента поля:

1 — барокамера; 2 — исследуемая антенна или эталон; 3 — манометр; 4 — вакуумный насос; 5 — согласующее устройство; 6 — направленный ответвитель; 7 — измеритель мощности; 8 — передатчик.

Если статистическое запаздывание разряда устранено либо достаточно учитывается, равенство пробивных значений $\frac{E_a}{p} = \frac{E_{a'}}{p'}$ выполняется с высокой точностью. Ошибка измерения коэффициента поля определяется лишь погрешностями измерений отношений давлений и пробивных мощностей. При использовании стандартных приборов и хорошем согласовании антенны и эталона с трактом погрешность не превысит нескольких процентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. A. Herlin and S. C. Brown. Breakdown of a gas at microwave frequencies. Phys. Rev., v. 74, 1948, No. 3, p. 291—296.
2. W. E. Scharfman, W. C. Taylor and T. Morita. Breakdown limitations on the transmission of microwave power through the atmosphere. IEEE Trans. Ant. and Propagat., v. AP—12, 1964, No. 6, p. 711—717.