

УДК 621.396

В.И. Барсов, Н.С. Антоненко

Украинская инженерно-педагогическая академия, Харьков

## ОЦЕНКА СВЧ ПРОБОЯ В АТМОСФЕРЕ (ВОЗДУХЕ) ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В НЕЙ СВЧ ИМПУЛЬСА

*Проанализированы особенности пробоя воздуха в газовой среде, в коаксиальных линиях и в волноводах. Приведены уравнения, описывающие распространение СВЧ импульса, уравнение баланса энергии и уравнение поля импульса. Предложена методика для определения величины пробивного напряжения в зависимости от параметров источника ионизации.*

**Ключевые слова:** величина пробивного напряжения, газовая среда, концентрация электронов.

### Анализ литературы и постановка задачи

Одним из перспективных методов защиты бортовых РТС от мощных электромагнитных излучений является предложенный в [1] метод, основанный на использовании в волноводе радиоактивного вещества, создающего слабоионизированную плазму. Однако для практической реализации этого метода необходимо знать условие пробоя, который будет возникать в момент прихода СВЧ импульса.

Оценка пробоя в газовой среде рассмотрена в ряде работ [2 – 7]. Отдельно следует отметить работы [8, 9], в которых показано, что при использовании переменного напряжения частоты 50 Гц пробой разрядного промежутка происходит в основном при таком же напряжении, как и в случае постоянной разности потенциалов. Однако, если частота увеличивается настолько, что в течение полупериода положительные ионы не успевают пройти разрядный промежуток, то в последнем постепенно возникает положительный объемный заряд, что приводит к искажению поля и снижению пробивного напряжения. При дальнейшем увеличении частоты механизм пробоя еще более усложняется: амплитуда колебаний электронов в промежутке становится сравнима с длиной промежутка, и поэтому электрон, много раз проходя расстояние между электродами в направлении ускоряющего поля, может создавать кумулятивную ионизацию. Было предположено, что при некоторой определенной частоте электронная лавина, проходящая через промежуток, может достигнуть противоположного электрода как раз в тот момент, когда поле меняет свое направление. То есть, электроны (в количестве  $e^n$ ), которые были созданы в процессе прохождения лавины, теперь будут двигаться через тот же промежуток обратно, и полное число электронов, созданных к моменту прихода лавины на тот электрод, с которого начал свое движение первичный одиночный электрон, будет равно  $e^{2n}$ . В силу этого внешнее электриче-

ское поле, необходимое для создания плотности ионов, достаточной для возникновения разряда, меньше. В [10] при исследовании пробоя воздуха в коаксиальных линиях и в волноводах при ширине промежутка от 0,1 до 0,3 см и давлениях от 20 до 760 мм рт. ст. показано, что пробивное напряжение СВЧ диапазона составляет примерно 70 % от значения постоянного пробивного напряжения. В [10] рассмотрен пробой промежутков от 0,06 до 7,6 см в воздухе при давлениях от 0,1 до 100 мм рт. ст. При этом предполагалось равенство скорости ионизации и скорости диффузии электронов, пренебрегалось прилипание и рекомбинация и считалось, что длина свободного пробега и амплитуда колебаний электронов малы по сравнению с длиной промежутка.

Однако, в известных работах [2 – 7, 11] отсутствуют подходы к решению задачи определения величины пробивного напряжения, методики, позволяющей осуществлять численные оценки пробивного напряжения в зависимости от параметров источника ионизации (начальная ионизация), а также от атмосферного давления, определяемого высотой нахождения бортового защитного устройства. Это особенно важно для проектирования и исследования характеристик устройств защиты с созданием предварительной ионизации в волноводе.

**Целью статьи** является определение критерия пробоя при воздействии мощного СВЧ помехового воздействия внутри волновода.

### Основной материал

Рассматривается однородная газовая среда, характеризующаяся давлением  $p$  и начальным уровнем ионизации  $n_{e0}$ , которая существенно меньше концентрации нейтралов  $N_m$ . Импульс СВЧ поля с длительностью  $\tau_p$  и частотой  $\omega$  распространяется в газовой среде вдоль оси  $z$ .

Распространение СВЧ импульса длительностью  $\tau_p$  вдоль оси  $z$  описывается волновым уравнением [12]:

$$\frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \left[ (n_{e0} + n_e) \frac{\partial \bar{V}_e}{\partial t} + \bar{V}_e \frac{\partial n_e}{\partial t} \right], \quad (1)$$

где  $\bar{j} = e\bar{V}_e(n_{e0} + n_e)$  – плотность тока,  $n_e$  – изменение концентрации электронов;  $V_e$  – осцилляторная скорость электронов;  $E$  – напряженность электрического поля.

В результате ионизации газа под действием СВЧ импульса концентрация электронов  $n_e$  будет изменяться в пространстве и во времени. Согласно уравнению:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div} \bar{j} = (v_i - v_{\Pi}) n_e, \quad (2)$$

где  $v_i$  – частота ионизации;  $v_{\Pi}$  – частота потерь электронов в результате рекомбинации, прилипания и диффузии.

Частоты  $v_i$  и  $v_{\Pi}$  являются функциями энергии электронов, которая описывается уравнением баланса энергии:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_e \varepsilon) = n_e Q - \delta v_{\Pi} (\varepsilon - \varepsilon_0) - v_i \varpi_i n_e - n_e \varpi_d, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  – средняя энергия тяжелых частиц;  $\delta$  – доля энергии, теряемая электроном при упругом соударении с тяжелыми частицами;  $\varpi_i$  – потенциал ионизации.

Первое слагаемое в правой части выражения (3) описывает потери энергии СВЧ импульса, затрачиваемые на нагрев среды:

$$Q = \frac{e E v_{me}}{2 m_e (\omega^2 + v_{me}^2)},$$

где  $v_{me}$  – частота соударения электронов с нейтралами;  $m_e$  – масса электрона.

Второе и третье слагаемые учитывают потери в результате упругих и неупругих соударений с тяжелыми частицами, энергия которых  $\varepsilon_0$ ,  $\delta$  – доля энергии, теряемая электроном при упругом соударении с тяжелыми частицами. Последнее слагаемое описывает потери энергии в результате термодиффузии.

Упростим уравнение для поля. В предположении  $\omega \tau_p \gg 1$  можно воспользоваться методом медленно меняющейся амплитуды импульса, в соответствии с которым поле импульса представляется в виде [13]:

$$E = E(z, t) e^{-i\omega t + i\omega z/c}, \quad (4)$$

где  $E(z, t)$  – медленно меняющаяся амплитуда.

Введем безразмерные переменные

$$f = E(z, t)/E_{\Pi}; \quad n = \frac{\tau_p \omega}{2} \frac{n_e}{n_{cr}}; \quad W = \frac{\varepsilon_{cp}}{\varpi_i};$$

$$z \rightarrow z/c\tau_p; \quad t \rightarrow \alpha_B \tau_p,$$

где  $\tau_p$  – длительность импульса;  $W_i$  – энергия ионизации.

При напряженности  $E = E_{\Pi}$  энергия колебательного движения  $m v^2/2$  равна энергии ионизации  $W_i$ ,  $n_{cr}$  – критическая плотность плазмы, соответствующая рабочей частоте  $\omega$ ;  $\alpha_B$  – безразмерный коэффициент, позволяющий менять масштаб времени;  $\varepsilon_{cp}$  – средняя энергия электрона.

После сделанных предположений и упрощений уравнения (1, 3, 4), описывающие прохождение СВЧ импульса в газовой среде с учетом разогрева электронов и ионизации в поле импульса, запишем в виде системы уравнений (5):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{1}{\alpha_B} \frac{\partial f}{\partial t} = i \frac{1 + i V_e/\omega}{1 + V_e^2/\omega^2} n f; \\ \frac{1}{\alpha_B} \frac{\partial n}{\partial t} = \tau_0 p \left\{ \left( \frac{v_i - v_a - \alpha_p n_{cr} n}{v_{me}} \right) n - \right. \\ \left. - \frac{1}{c^2 \tau_p^2 v_{mei}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (D_a n) \right\} \\ \frac{1}{\alpha_B} \frac{\partial W}{\partial t} = 5 \tau_0 p \left\{ f^2 - \delta (W - W_0) - \frac{v_i}{v_{me}} - \right. \\ \left. - \frac{W \partial n / \partial t}{5 \tau_0 (N_0 + n)} - \frac{W_i}{c^2 \tau_p^2 v_{me} (N_0 + n)} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{D_{Te} n}{W_i} \frac{\partial W}{\partial z} \right) \right\} \end{array} \right. \quad (5)$$

где  $N_0 = \frac{\tau_p \omega}{2} \frac{n_{e0}}{n_{cr}}$ ;  $D_{Te} = \varepsilon_{cp}/m_e v_{me}$  – коэффициент термодиффузии;  $W_0 = \varepsilon_0/W_i$ ;  $\tau_0 = \tau_p 10^9$  с;

$v_a$  – частота прилипания;  $V_e$  – скорость электрона.

Приведенная система уравнений (5) представляет собой систему нестационарных уравнений в частных производных с нелинейными коэффициентами. В начальный момент на плазму, концентрация электронов которой составляет несколько процентов от значения  $n_{cr}$ , а начальная энергия электронов – доли процентов от энергии ионизации  $W_i$ , воздействует импульс электрического поля с Гауссовским профилем:

$$E(Z_0) = A \exp \left[ -\frac{(Z - Z_0)^2}{c^2 \tau_p^2} \right]. \quad (6)$$

Условия пробоя получим из рассмотрения уравнения непрерывности для электронов [14]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = v_{me} n_e - \nabla \Gamma,$$

где  $n_e$  – концентрация электронов;  $v_{me}$  – скорость образования электронов на один электрон, представляющая собой разность между скоростью иони-

зации и скоростью прилипания;  $\Gamma$  – плотность электронного тока потерь вследствие диффузии на стенки, выраженная в электронах в 1 с на единицу поверхности.

Предполагается, что пробой происходит в тот момент, когда производная  $\partial n/\partial t$  переходит через нуль. Поэтому наступление пробоя свидетельствует о том, что электрическое поле в этот момент достигло характеристической величины, определяемой уравнением:

$$v_{me}n_e - \nabla\Gamma = 0.$$

Если ввести величину  $\psi - Dn_e$ , где  $D$  – коэффициент диффузии электронов, то условие пробоя можно записать в виде:

$$\nabla^2\psi + \xi_i E^2\psi = 0, \quad (7)$$

где  $E$  – среднеквадратичное значение СВЧ электрического поля;  $\xi_i = v/DE^2$  – коэффициент ионизации.

На рис. 1 приведены как вычисленные кривые (по выражению 7), так и экспериментальные точки для разных давлений воздуха и трех различных длин промежутков [11] в объемном резонаторе.

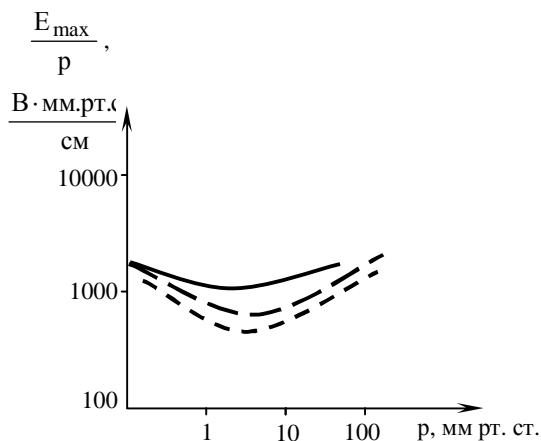


Рис. 1. Зависимость  $E_{max}/p$  в воздухе от давления  $p$

В [15] получено условие пробоя в газе, в котором прилипание отсутствует. Для возникновения пробоя необходимо, чтобы скорость образования электронов в процессе ионизации была больше скорости потери электронов вследствие диффузии. В случае однородного поля между параллельными пластинами градиент пробивного напряжения  $E_n$ , длина промежутка  $d$  и давление газа  $p$  связаны следующим соотношением

$$(pd)^2 = \frac{\pi^3 k T_e}{e(E_n/p)(\alpha_T/p)}, \quad (8)$$

где  $T_e$  – температура электронов;  $\alpha_T$  – первый коэффициент ионизации по Таунсенду;  $k$  – постоянная Больцмана.

При анализе результатов предполагалось, что ионизация растет во времени по экспоненциальному закону, и поэтому количество электронов увеличивается за время  $t$  от  $n_{e0}$  до  $n_e$  согласно соотношению

$$n_e = n_{e0} e^{(v_{me} - v_n)t}.$$

Если условие пробоя состоит в том, что число электронов в промежутке должно превышать некоторое число  $n_{cr}$ , то для того, чтобы произошел пробой,  $(v_{me} - v_n)$  должно быть больше, чем

$$1/\tau_p \ln \left( \frac{n_{cr}}{n_{e0}} \right).$$

Благодаря тому, что последнее условие записано в логарифмической форме, для соответствующих вычислений не требуется высокой точности в случае, если  $n_{cr}$  велико. Вероятное значение  $n_{cr}$  может быть порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Величина  $v_{me}$  в данном случае имеет тот же смысл, что и коэффициент ионизации  $\alpha_T$ . В газе, где отсутствует прилипание, то есть где основным процессом потери электронов является диффузия, число  $v_n$  мало и можно предположить, что в течение первых нескольких микросекунд потери электронов отсутствуют. Поэтому пробивное напряжение определяется продолжительностью импульса, и пробой происходит при выполнении равенства:

$$v_{me} = \frac{1}{\tau_p} \ln \left( \frac{n_{cr}}{n_{e0}} \right). \quad (9)$$

Средняя энергия электрона, приобретаемая им при свободном пробеге в поле  $E$ , изменяющемся с частотой  $\omega$ , равна [16]:

$$\varepsilon_{cp} = \frac{e}{2m_e} \frac{1}{v_{me}^2 + \omega^2} E^2.$$

Будем предполагать, что за время между столкновениями (то есть при свободном пробеге) электрон набирает энергию  $\varepsilon_{cp}$  до тех пор, пока она не достигнет величины  $\varpi_i$  потенциала ионизации газа. Затем при столкновении, при котором происходит ионизация, электрон теряет всю свою энергию, и процесс начинается сначала. На основе такой модели процесса ионизации можно получить выражение для  $v_{me}$ , из которого, в свою очередь, вытекает следующее условие для величины поля  $E_n$  в момент пробоя:

$$E_n^2 > \frac{4\varpi_i}{e/m} \frac{\omega^2 + \frac{1}{3}v_{me}^2}{v_{me}} \frac{1}{\tau_p} \ln \left( \frac{n_{cr}}{n_{e0}} \right). \quad (10)$$

На рис. 2 приведена зависимость пробивной напряженности электрического поля от начальной

концентрации электронов для двух значений давления воздуха, рассчитанная по формуле (10) для  $\tau_p = 5 \cdot 10^{-7}$  с.

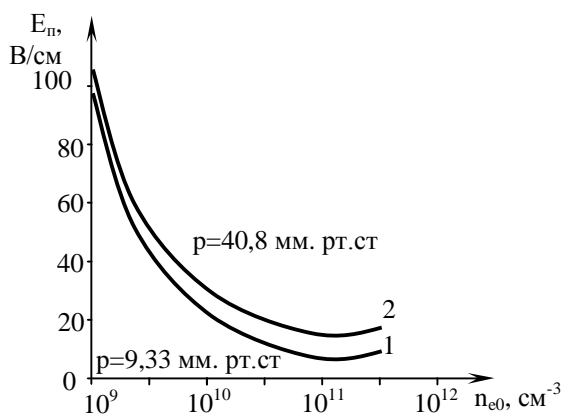


Рис. 2 Зависимость пробивной напряженности электрического поля от начальной концентрации электронов:  
1 –  $p=9,33$  мм.рт.ст., 2 –  $p=40,8$  мм.рт.ст.

### Выводы

Таким образом, в результате проведенных исследований предлагается методика оценки пробивной напряженности поля в зависимости от условий применения, в частности, давления и величины активности радиоизотопного включения (начальной ионизации). Установлено, что увеличение начальной концентрации электронов в разрядном промежутке приводит к снижению пробивной напряженности электрического поля. Также показано, что увеличение начальной концентрации электронов приводит к тому, что пробивная напряженность электрического поля меньше зависит от давления воздуха. При расчетах было учтено, что начальная концентрация электронов складывается из концентрации электронов созданной за счет радиоактивного источника, и концентрации электронов, созданной за счет воздействия СВЧ импульса ( $n_{e\text{СВЧ}} \sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ ).

### Список литературы

1. Антоненко Н.С. Методи і пристрої захисту радіотехнічних систем від потужних електромагнітних імпульсів / Н.С. Антоненко, І.І. Сачук // Системи обробки інформації: зб. наук. пр. – Х.: ХУ РС, 2008. – Вип. 7 (74). – С. 131-133.
2. Ситнов Х.В. Направления модернизации российского вооружения / Х.В. Ситнов // Военный парад. – 2000. – №5. – С. 5-6.
3. Силкин А.И. Универсальные беспилотники / А.И. Силкин, А.Б. Бренер, А.В. Дробышевский // Независимое военное обозрение, 2003. – №4. – С. 4.
4. Рудов В.И. Воздушный компонент американской системы ПРО на ТВД / В.И. Рудов // Зарубежное военное обозрение. – 1998. – №5. – С. 18-61.
5. Рудов В.И. Американский противоракетный комплекс ТНААД / В.И. Рудов // Зарубежное военное обозрение. – 1998. – №9. – С. 21-28.
6. Генерация мощного импульсного СВЧ излучения и его воздействие на электронные приборы / С.П. Блудов, Н.П. Гадецкий, К.А. Кравцов и др. // Физика плазмы. – 1994. – Т.20, №7, 8. – С. 643-647.
7. Altgilbers L.L. Blowup-magnetic generators parameters investigations / L.L. Altgilbers, V.C. Ivanov, V.A. Sochenko // Book of Abstracts EUROEM'98. – June 14-19, 1998. – Tel. Aviv, Israel – P. 129.
8. Miller F. Arch. Electrotechn., 1934. - V.28. - P.341.
9. Pim LA. Journ. Inst. Electr. Eng., 1949. - V.96. - P.117.
10. Cooper R. Journ. Inst. Electr. Eng., 1947. - V.94. - P.315.
11. Brown S.C., MacDonald A.D. Phys. Rev., 1949. - V.76. - P.1629.
12. Гуревич А.В. Нелинейная теория распространения радиоволн в атмосфере / А.В. Гуревич, А.Б. Шварцбург. – М.: Наука, 1973. – 322 с.
13. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме / В.Л. Гинзбург. – М.: Гос. издво физико-математической литературы, 1960. – 552 с.
14. До Мик. Электрический пробой в газах / Мик До, Крэгс Дж. – М.: ИЛ, 1960. – 605 с.
15. Holstein T. Phys. Rev., 1946. - V.69.-P.50.
16. Townsend I.S., Gill E.W.B. Phys. Mag., 1938. - V.26. - P.290.

Поступила в редколлегию 15.12.2010

Рецензент: д-р техн. наук, проф. В.Д. Сахацкий, Украинская инженерно-педагогическая академия, Харьков.

### ОЦІНКА НВЧ ПРОБОЮ В АТМОСФЕРІ (ПОВІТРІ) ПРИ ПОШИРЕННІ В НІЙ НВЧ ІМПУЛЬСУ

В.І. Барсов, Н.С. Антоненко

Проаналізовані особливості пробою повітря в газовому середовищі, в коаксіальних лініях і в хвилеводах. Приведені рівняння, що описують поширення НВЧ імпульсу, рівняння балансу енергії та рівняння поля імпульсу. Запропоновано методу для визначення величини пробивної напруги в залежності від параметрів джерела іонізації.

**Ключові слова:** величина пробивної напруги, газове середовище, концентрація електронів.

### THE ESTIMATION OF SHF BREAKDOWN IN ATMOSPHERE (AIR) AT SHF PULSE SPREADING IN IT

V.I. Barsov, N.S. Antonenko

The peculiarities of air breakdown in gas environment, coaxial lines and in waveguides are analyzed. The equations, describing SHF pulse spreading, the equation of energy balance and equation of pulse field are presented. The methods of breakdown voltage determining with ionization source parameters are proposed.

**Keywords:** breakdown voltage constant, gas environment, electrons concentration.