

*Л.С.ЕВДОШЕНКО*, ст. науч. сотр., НТУ «ХПИ»

## **РЕЗИСТИВНАЯ МОДЕЛЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА**

На основі запропонованої резистивної моделі відновлення електричної міцності показано, що наближену величину опору розрядного проміжку, який відновлюється, можна обчислити за до- сить простою формулою, що не враховує розподіл заряджених частинок по перерізу розрядного каналу. Шляхом аналізу відомих експериментальних даних з застосуванням моделі показано, що відновлення електричної міцності відбувається скоріше, ніж зростання опору розрядного промі- жку до первинного значення.

На основе предложенной резистивной модели восстановления электрической прочности (ВЭП) показано, что сопротивление восстанавливающегося разрядного промежутка (РП) приближенно может быть рассчитано по достаточно простой формуле, не учитывающей распределение заряженных частиц по сечению разрядного канала. Путем анализа известных экспериментальных данных с использованием модели показано, что ВЭП происходит быстрее, чем рост сопротивления РП до первоначального значения.

**Введение.** Работа искровых разрядников (ИР) с высокой частотой срабатывания возможна при обеспечении высокой скорости ВЭП РП после каж- дого разряда. В прошлые десятилетия в отечественной технической литера- туре вопросу ВЭП РП было посвящено несколько публикаций – гораздо меньше, чем вопросу коммутации ИР. В [1] описаны эксперименты по ВЭП в различных газах. Для сравнения приведены кривые ВЭП, рассчитанные по пробивной прочности ионной пленки, образующейся у катода под действием прикладываемого к искровому разряднику (ИР) напряжения, и кривые ВЭП, рассчитанные по плотности газа. В [2] показано, что при разряде в ксеноне предел повышения частоты срабатывания ограничивается возникновением стационарного разряда, а при разряде в воздухе – нерегулярностями в про- бое. Автором [3-4] описаны эксперименты по ВЭП для различных амплитуд и длительностей импульсов тока. Численно на ЭВМ решено уравнение пере- носа энергии для цилиндрической модели канала с учетом турбулентного пе- реноса. В работе [5] в предположении, что пробивное напряжение при ВЭП отражает состояние газа в РП, и используя некоторые положения теории раз- мерности, получено выражение, устанавливающее связь времени восстанов- ления с параметрами тока и разрядного контура. Шнейдером М.Н. [6] в 1998 г. предложена теоретическая модель, позволяющая для заданного аperiоди- ческого импульса разрядного тока самосогласованным образом рассчитать охлаждение разрядного канала и ВЭП с учетом генерации и диссипации тур- булентного движения газа. Из приведенных работ только в [1] проведено экс- периментальное определение сопротивления РП после разряда. Теоретиче- ских работ по определению сопротивления РП после разряда не обнаружено.

**Целью исследования** является разработка алгоритма инженерного расчета восстанавливающегося сопротивления РП с целью оценки частотных коммутационных свойств ИР.

**Вывод расчетных формул для резистивной модели восстановления электрической прочности разрядного промежутка.** После окончания протекания тока (ОПТ) по мере ВЭП РП с уменьшением концентрации заряженных частиц растёт и электрическое сопротивление РП. По аналогии с резистивной моделью разрядника, где определяется уменьшающееся электрическое сопротивление разрядного канала на стадии коммутации [7], рассмотрим ВЭП разрядного промежутка ИР на основе резистивной модели:

$$R(t) = \frac{d}{\sigma(r,t)S}, \quad (1)$$

где  $R(t)$  – изменяющееся (возрастающее) во времени  $t$  сопротивление разрядного канала ИР после ОПТ;  $\sigma(r,t)$  – проводимость разрядного канала, в общем случае, зависящая от радиуса  $r$  канала и от времени  $t$ ;  $S$  – сечение разрядного канала,  $S = \pi r^2$ ;  $d$  – расстояние между электродами ИР.

Примем следующие допущения. Будем рассматривать рост (после ОПТ) во времени сопротивления разрядного канала в виде цилиндра радиуса  $r$  и длиной  $d$ . Полагаем, что сопротивление этого канала определяет сопротивление промежутка между электродами ИР.

Сначала остановимся на самом простом варианте: проводимость канала разряда постоянна по сечению канала, то есть  $\sigma(t)$ . К моменту окончания  $t_k$  тока в ИР радиус разрядного канала  $r_k$  в соответствии с моделью Брагинского будет равен

$$r_k \approx 0,093 I_m^{1/3} t_m^{1/2}, \text{ м}, \quad (2)$$

где  $I_m$  – амплитуда импульсного тока в канале, А;  $t_m$  – момент достижения  $I_m$  после начала разряда, с [8].

Величину  $r_k$ , рассчитанную по формуле (2), будем считать неизменной при подстановке в формулу (1). При этом сечение канала:

$$S = \pi r_k^2. \quad (3)$$

Полагаем, что после ОПТ проводящий цилиндр радиусом  $r_k$  и длиной  $d$  заполнен распадающейся слабоионизированной неравновесной плазмой, с постоянным распределением заряженных частиц по сечению цилиндра. С течением времени  $t$  температура заряженных частиц уменьшается, так как потери энергии не компенсируются внешними источниками. При этом сравнительно быстро устанавливается температурное равновесие с частицами невозмущенного газа, поскольку соблюдается неравенство

$$\tau_{Ti} \ll \tau_{Te} \ll \tau_D,$$

где  $\tau_{Ti}$ ,  $\tau_{Te}$  – постоянные времени спада ионной и электронной температур соответственно,  $\tau_D$  – время диффузии [9]. С уменьшением температуры электронов и ионов резко падает эффективность ионизации, и в результате процессов диффу-

зии и рекомбинации уменьшается концентрация  $n$  заряженных частиц.

Уравнение баланса частиц при этом имеет вид [9]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D_A \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n}{\partial r} \right) = -\alpha n^2, \quad (4)$$

где  $D_A$  и  $\alpha$  – коэффициенты амбиполярной диффузии и рекомбинации соответственно. Причем на поздней стадии распада можно считать коэффициенты  $D_A$  и  $\alpha$  постоянными, а соответствующие температуры электронов, ионов и атомов равными:

$$T_e = T_i = T_a.$$

При этом допущении соответствующее решению уравнения (4) изменение во времени максимальной концентрации  $n_0$  приближенно описывается уравнением:

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = -\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_0 - \rho_\alpha \alpha n_0^2, \quad (5)$$

где коэффициенты  $\rho_D$  и  $\rho_\alpha$  масштаба единицы зависят от отношения диффузионной  $\nu_D = D_A/\Lambda^2$  и рекомбинационной  $\nu_\alpha = \alpha n_0$  частот устранения заряженных частиц,  $\Lambda$  – диффузионная длина.

Решение уравнения (5) имеет вид [9]:

$$n_0(t) = \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_0(0) \exp(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t)}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_0(0) \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}, \quad (6)$$

где  $n_0(0)$  – значение максимальной концентрации заряженных частиц в канале разряда после ОПТ.

Изменение во времени максимальной концентрации заряженных частиц  $n_0(t)$  будет определять величину сопротивления послеразрядного канала  $R(t)$ .

Если в канале разряда концентрация электронов  $n_e$  примерно равна концентрации ионов  $n_i$  ( $n_e \approx n_i$ ), то плотность тока  $j$  и проводимость  $\sigma$  определяются соотношениями [10]:

$$j = en_e \mu_e E = \sigma E, \quad (7)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $\mu_e$  – подвижность электронов;  $E$  – напряженность электрического поля. Отсюда удельная проводимость плазмы к моменту ОПТ равна:

$$\sigma = e \mu_e n_e = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ea}}, \quad (8)$$

где  $m_e$  – масса электрона;  $\nu_{ea}$  – частота упругих столкновений электронов с атомами (молекулами), которая зависит от сечения рассеяния и скорости электронов. В области малых энергий ( $<1$  эВ) [9] сечения для атомов  $H_2$ ,  $N_2$  приближенно можно считать постоянными. Поэтому при постоянной скорости электронов, вероятно, можно считать  $\nu_{ea} = \text{const}$  и для воздуха, поскольку

воздух на ~78 % состоит из  $N_2$ .

В распадающейся плазме удельная проводимость в данный момент времени определяется:

$$\sigma(t) = \frac{e^2 n_e(t)}{m_e \nu_{ea}} = \frac{e^2}{m_e \nu_{ea}} \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_e(0) \exp(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t)}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_e(0) \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}. \quad (9)$$

Согласно (1) величина возрастающего сопротивления разрядного канала будет равна:

$$R(t) = \frac{dm_e \nu_{ea}}{e^2 S} \cdot \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_e(0) \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_e(0) \exp(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t)}. \quad (10)$$

С учетом (2) с получаем:

$$R(t) = \frac{36,8 dm_e \nu_{ea}}{e^2 I_m^{2/3} t_m} \cdot \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_e(0) \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_e(0) \exp(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t)}. \quad (11)$$

Сначала рассмотрим восстановление воздушного промежутка при атмосферном давлении, что важно для работы ИР в составе электротехнологических установок, поскольку применение воздуха в качестве изоляции в ИР упрощает, удешевляет последние.

Рассматриваем распад канала на поздней стадии, когда температура заряженных частиц равна температуре нейтральных атомов (молекул), а давление в канале равно окружающему. Для этих условий из литературы известны значения коэффициентов амбиполярной диффузии  $D_A$  и рекомбинации  $\alpha$ . Например, в [11] для воздуха указывается коэффициент диффузии отрицательных ионов  $D_{i-} = 0,03 \text{ см}^2/\text{с}$ . Согласно [12] коэффициент диффузии  $D_A$  является единым для электронов и ионов и выражается через коэффициент диффузии ионов в том же газе при равенстве электронной и ионной температуры:  $D_A = 2 D_{i-}$ . Для воздуха, следовательно, в наших расчетах будем использовать  $D_A = 2 \cdot 0,03 \text{ см}^2/\text{с} = 6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Анализ распада плазмы [9, с.68] показывает, что в воздухе играет основную роль ион-ионная рекомбинация. Согласно [13] для воздуха при нормальных условиях коэффициент ион - ионной рекомбинации равен  $\alpha = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ м}^3/\text{с}$ . Автор [9, с.19] определяет для разряда высокого давления ( $10^3 \text{ Тор}$ ) в воздухе (отнесем сюда и разряд при нормальном давлении  $760 \text{ Тор}$ ) длину свободного пробега электронов  $\lambda_e = 10^{-6} \text{ м}$  и  $T_e$  для указанного типа разряда в интервале  $0,5 \div 1 \text{ эВ}$ . Задавшись  $T_e = 1 \text{ эВ}$ , получим значение частоты упругих столкновений электронов с атомами (молекулами):

$v_{ea} = 5,92 \cdot 10^{11}$  (с<sup>-1</sup>). Для наших оценок максимальное значение концентрации электронов на оси канала сразу после окончания разряда примем равным  $n_{e0}(0) = 10^{21}$  м<sup>-3</sup> [9, с.19]. Согласно [1, С. 79] в послеразрядный период плазменный канал  $r$  расширяется не быстрее, чем это следует из соотношения:

$r = \sqrt{4D_{At} + r_k^2}$ . С учетом (3) получаем, что сечение плазменного канала  $S$  после разряда изменяется во времени следующим образом:

$$S = \pi[4D_{At} + (0,093I_m^{1/3}t_m^{1/2})^2] = 12,56D_{At} + 0,027I_m^{2/3}t_m. \quad (12)$$

Тогда (10), учитывая (12), преобразуется к виду:

$$R(t) = \frac{dm_e v_{ea}}{e^2(12,56D_{At} + 0,027I_m^{2/3}t_m)} \times \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_a \alpha n_{e0}(0) \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_{e0}(0) \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right)}. \quad (13)$$

**Результаты расчетов сопротивления восстанавливающегося разрядного канала во времени для различных законов изменения концентрации электронов по сечению канала.** Рассмотрим несколько возможных вариантов распределения заряженных частиц (электронов) по сечению разрядного канала в отличие от ранее принятого допущения равномерного их распределения. В [14] расчетным путем получено отличие на 4 порядка концентраций электронов: на оси разрядного канала  $n_{e0}(0) = 10^{20}$  м<sup>-3</sup> и у его оболочки  $n_{ek}(0) = 10^{16}$  м<sup>-3</sup>.

Выберем следующие зависимости изменения концентрации электронов по радиусу разрядного канала, удовлетворяющие указанной выше разнице в концентрациях на оси канала и у его оболочки:

- концентрация электронов убывает от оси канала обратно пропорционально радиусу канала

$$n1(r,0) \approx n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{n_{ek}(0)} \left( 1 - \frac{r}{r_k} \right) \right]; \quad (14)$$

- концентрация электронов убывает от оси канала обратно пропорционально квадрату радиуса канала

$$n2(r,0) \approx n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{n_{ek}(0)} \left( 1 - \frac{r^2}{r_k^2} \right) \right]; \quad (15)$$

- концентрация электронов убывает от оси канала по экспоненциальному закону

$$n3(r,0) \approx n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{n_{ek}(0)} \exp\left(-9 \frac{r}{r_k}\right) \right]. \quad (16)$$

Проинтегрировав по радиусу выражения (14) – (16), получим соответственно усредненные концентрации для выбранных законов их изменения

$$n1_e(0) = n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{2n_{ek}(0)} \right]; \quad (17)$$

$$n2_e(0) = n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{2n_{e0}(0)}{3n_{ek}(0)} \right]; \quad (18)$$

$$n3_e(0) = n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{9n_{ek}(0)} (1 - e^{-9}) \right]. \quad (19)$$

Подставив эти усредненные значения начальных концентраций электронов в формулу (13) вместо  $n_{e0}(0)$ , получим выражения для расчета сопротивлений разрядных каналов в соответствии с выбранными законами изменения концентраций электронов:

$$R1(t) = \frac{dm_e v_{ea}}{e^2 (12,56D_A t + 0,027I_m^{2/3} t_m)} \times \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{2n_{ek}(0)} \right] \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{2n_{ek}(0)} \right] \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right)}, \quad (20)$$

$$R2(t) = \frac{dm_e v_{ea}}{e^2 (12,56D_A t + 0,027I_m^{2/3} t_m)} \times \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{2n_{e0}(0)}{3n_{ek}(0)} \right] \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{2n_{e0}(0)}{3n_{ek}(0)} \right] \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right)}, \quad (21)$$

$$R3(t) = \frac{dm_e v_{ea}}{e^2 (12,56D_A t + 0,027I_m^{2/3} t_m)} \times \frac{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} + \rho_\alpha \alpha n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{9n_{ek}(0)} (1 - e^{-9}) \right] \left[ 1 - \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right) \right]}{\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} n_{ek}(0) \left[ 1 + \frac{n_{e0}(0)}{9n_{ek}(0)} (1 - e^{-9}) \right] \exp\left(-\rho_D \frac{D_A}{\Lambda^2} t\right)}. \quad (22)$$

По формулам (20) – (22) были проведены вычисления сопротивлений  $R1$  –  $R3$ , а по формуле (13) сопротивления –  $R$  разрядных каналов в различные моменты времени  $t$  после ОПТ для режима разряда в воздухе [5]:  $I_m = 150$  кА,  $t_m = 11$  мкс,  $d = 1$  см. Результаты расчетов представлены в табл. 1. Как видно из табл. 1, различие в величинах сопротивлений имеет место в первые

~ 10 мкс и становится практически незаметным при  $t \geq 10$  мкс. Это означает, что с достаточной точностью сопротивление послеразрядного канала может быть рассчитано по более простой формуле (13), поскольку в практических случаях интересно знать значения сопротивлений для моментов времени  $t \geq 10$  мкс, то есть для возможности получения частоты следования импульсов в РП вплоть до 100 кГц. При этом не требуется с высокой точностью задавать значение  $n_{e0}(0)$  в формуле (13), поскольку  $n_{e0}(0)$  является сомножителем экспоненты и слабо влияет на величину сопротивления при  $t \geq 10$  мкс.

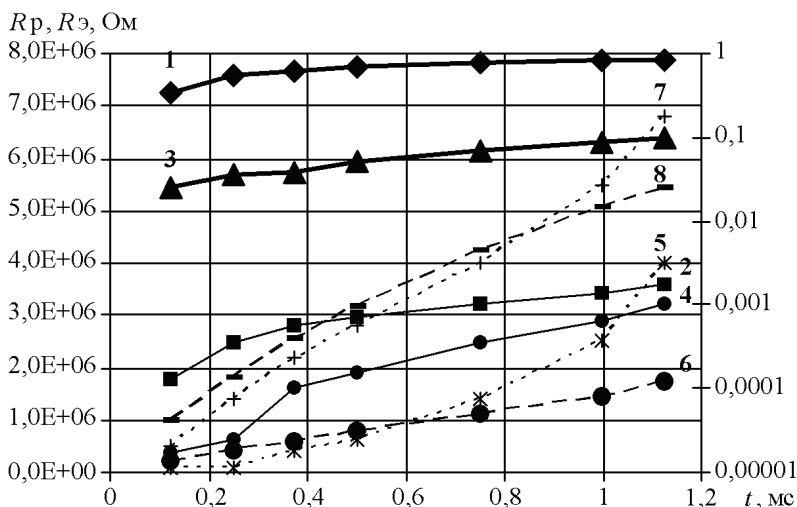
Таблица 1

$t$ , с	$R_1$ , Ом	$R_2$ , Ом	$R_3$ , Ом	$R$ , Ом
1,0E-10	8,6133551	6,477429	38,501593	4,3417167
1,0E-09	9,2287197	7,0927937	39,116957	4,9570813
1,0E-08	15,382339	13,246413	45,270576	11,1107
1,0E-07	76,91854	74,782614	106,80678	72,646902
1,0E-06	692,28051	690,14458	722,16874	688,00887
1,0E-05	6845,8948	6843,7589	6875,783	6841,6232
1,0E-04	68381,503	68379,367	68411,391	68377,231
1,0E-03	683684,1	683681,96	683713,98	683679,83
1,0E-02	6831366,4	6831364,2	6831396,2	6831362,1
1,0E-01	67778618	67778616	67778647	67778647

**Сравнение скоростей ВЭП и роста сопротивления послеразрядного канала.** Проанализируем экспериментальные данные роста сопротивления восстанавливающегося РП в [1]. Для абсолютных значений пробивного напряжения  $U_{H_2}$ ,  $U_{N_2}$  и активного сопротивления восстанавливающегося промежутка  $R_{\Delta H_2}$ ,  $R_{\Delta N_2}$  для водорода и азота соответственно [1] были вычислены значения относительного пробивного напряжения  $U^*_{H_2}$ ,  $U^*_{N_2}$  и относительного сопротивления  $R^*_{H_2}$ ,  $R^*_{N_2}$  (в предположении, что восстанавливающееся сопротивление РП стремится к конечному значению  $10^9$  Ом) для различных моментов времени. Для тех же моментов времени по формуле (13) рассчитаны значения сопротивления РП в водороде и азоте  $R_{pH_2}$ ,  $R_{pN_2}$  для условий эксперимента [1]. По этим результатам построены графики, приведенные на рисунке (1 –  $U^*_{H_2}$ , 2 –  $R^*_{H_2}$ , 3 –  $U^*_{N_2}$ , 4 –  $R^*_{N_2}$ , 5 –  $R_{\Delta N_2}$ , 6 –  $R_{pN_2}$ , 7 –  $R_{\Delta H_2}$ , 8 –  $R_{pH_2}$ ). Как видно из рисунка, кривые ВЭП и для водорода, и для азота проходят выше кривых роста относительного сопротивления РП. Причем как ВЭП, так и рост сопротивления канала для водорода происходят быстрее, чем для азота, то есть в газе, где ВЭП происходит с большей скоростью ( $H_2$ ), и сопротивление разрядного канала увеличивается быстрее по сравнению с газом, где ВЭП происходит с меньшей скоростью ( $N_2$ ).

Сравнение экспериментальных и расчетных значений сопротивлений РП (сравни кривые 5 – 6 и 7 – 8) показывает, что и для  $H_2$ , и для  $N_2$  в приве-

денном на рис. 1 временном интервале сначала расчетные значения превышают экспериментальные, а затем становятся меньше их. Вероятно, это можно объяснить несовершенством принятой модели.



Представленные данные свидетельствуют, что ВЭП происходит быстрее, чем рост относительного сопротивления в восстанавливаемом РП. Этот вывод подтверждается и для экспериментальных данных [1 - 4].

Основываясь на полученных результатах, можно предположить, что критерий роста сопротивления РП к значению  $10^9$  Ом удовлетворяет предлагаемой резистивной модели ВЭП. Вероятно, более точную величину конечного сопротивления, к которому стремится сопротивление РП при 100 % значении его электрической прочности, можно было бы определить по удельной проводимости газа (без приложения к нему высокого напряжения), зная конфигурацию РП: не только расстояние между электродами, но и форму и площадь рабочей поверхности электродов. Однако последние две характеристики в известных публикациях по ВЭП отсутствуют.

**Изменение во времени ВЭП и сопротивления восстанавливающегося РП.** Как показано выше ВЭП происходит быстрее, чем рост относительного сопротивления в восстанавливаемом РП. Другими словами, полное ВЭП наступает раньше, чем достигается первоначальное (до приложения высокого напряжения) значение сопротивления РП. Как показывают вышеприведенные известные экспериментальные данные, ВЭП до уровня 0,8 от первоначального пробивного напряжения в большинстве случаев происходит за доли и единицы миллисекунд. Дальнейшее ВЭП до уровня 1,0 может длиться десятки и даже сотни миллисекунд. Снизив порог ВЭП на 20 %, можно уве-



личить частоту посылок импульсов в десятки раз, т.е. достигнуть частот коммутации вплоть до 100 кГц. Дальнейшее снижение уровня ВЭП (если это, конечно, возможно по условиям эксплуатации) может обеспечить увеличение частот коммутации свыше 100 кГц.

В большинстве случаев ИР могут быть успешно применены при восстановленной прочности  $\sim 80\%$  ( $U^*(t) = 0,8$ ). Для момента времени  $t_{0,8}$ , соответствующего этому значению ВЭП, рассчитаем значения  $R(t)$  по формуле (13) для воздушных РП по известным публикациям.

Результаты расчетов приведены в табл. 2, где кроме значений сопротивлений, соответствующих  $U^*(t) = 0,8$ , приведены значения сопротивлений для  $U^*(t) = 0,3$  и  $U^*(t) = 0,5$  в соответствующие моменты времени. В таблице также приведены значения погонных сопротивлений канала разряда  $R_{\text{пор}0,3}$ ,  $R_{\text{пор}0,5}$  и  $R_{\text{пор}0,8}$  в эти же моменты времени, то есть сопротивлений на 1 мм длины канала. В табл. 2:  $t_n$  – длительность импульса;  $t_{\text{фр}}$  – длительность фронта импульса ( $t_m$  – в формуле (13)),  $R_{0,8}$  – сопротивление разрядного канала в момент  $t_{0,8}$ .

Анализ табл. 2 показывает, что к моменту достижения 80 % электрической прочности погонное сопротивление восстанавливающегося канала может изменяться в довольно больших пределах: от  $4,41 \cdot 10^6$  Ом/мм до  $2,98 \cdot 10^8$  Ом/мм, то есть различие может составлять  $\sim 70$  раз. При этом большим коммутируемым токам соответствуют меньшие величины удельных сопротивлений и, как правило, меньшие времена ВЭП.

Предложенная резистивная модель ВЭП позволяет оценить для заданного уровня ВЭП предельно возможную максимальную частоту коммутации ИР по следующему алгоритму. Задаются величиной погонного сопротивления канала (при выборе в указанном выше диапазоне сопротивлений руководствуясь близкими по значению величинами разрядного тока  $I_m$ , длительности импульса  $t_n$  и соответствующей относительной электрической прочности  $U^*$  из табл. 2, либо других экспериментальных данных) так, чтобы величина полного сопротивления канала обеспечивала на нем практически все падение приложенного к разрядному контуру напряжения. По параметрам разряда рассчитывают по формуле (13) для различных моментов времени величину сопротивления восстанавливающегося промежутка. Время, для которого величина рассчитанного сопротивления совпадает с заданным полным сопротивлением канала, равно паузе между моментом ОПТ и началом следующего импульса. Это время в совокупности с длительностью самого импульса равняется длительности периода следования импульсов в ИР и определяет максимально возможную частоту посылок импульсов. Для примера оценим максимально возможную частоту коммутации МЗР для следующих экспериментальных условий:  $d \sim 0,3$  мм, максимальный коммутируемый ток составлял  $I_m \sim 12$  А, продолжительность бестоковой паузы –  $t \sim 12$  мкс, измеренная по осциллограмме длительность фронта импульса тока –  $t_m \approx 50$  нс. Выполненные в процессе экспериментов измерения показывают, что амплитуда первого

Таблица 2

№	Источник	$I_{мс}$ КА	$d$ , мм	$t_{мс}$ мкс	$t_{фр}$ , мкс	$t_{0,3}$ , мс	$R_{пор0,3}$ , Ом/мм	$t_{0,5}$ , мс	$R_{пор0,5}$ , Ом/мм	$t_{0,8}$ , мс	$R_{0,8}$ , Ом	$R_{пор0,8}$ , Ом/мм	Примеч.
1	[1]	0,14	5	3	0,6	0,375	4,61E+07	1,25	1,35E+08	-	-	-	Рис. 15
2		0,006	5	320	0,042	2,5	5,16E+09	-	-	-	-	-	Рис. 15
3		0,14	3	3	0,6	0,215	2,71E+07	0,85	9,72E+07	-	-	-	Рис. 11
4	[5]	150	10	250	11	1,5	1,03E+05	4,5	3,08E+05	12	8,20E+06	8,20E+05	Рис. 11
5	[4]	90	10	40	1	1	1,06E+06	2	2,11E+06	20	2,06E+08	2,06E+07	Рис. 1
6		60	10	15	1,25	0,7	7,75E+05	1,35	1,49E+06	7,5	8,22E+07	8,22E+06	
7		20	10	10	0,416	0,85	5,84E+06	1,35	9,20E+06	3,5	2,35E+08	2,34E+07	
8		4	10	3	0,156	1,5	7,32E+07	2,5	1,15E+08	5	2,01E+09	2,01E+08	
9		0,65	10	1500	13,7	18	3,54E+07	30	5,70E+07	70	1,22E+09	1,22E+08	
10		20	5	10	0,416	0,7	4,81E+06	1,35	9,23E+06	5	1,66E+08	3,31E+07	Рис. 2
11		0,65	5	1500	13,7	13	2,59E+07	35	6,59E+07	85	7,15E+08	1,43E+08	Рис. 2
12		60	2	15	1,25	0,6	6,64E+05	0,85	9,40E+05	4	8,81E+06	4,41E+06	Рис. 3
13		60	15	15	1,25	0,9	9,96E+05	1,8	1,99E+06	18	2,92E+08	1,94E+07	
14		20	2	10	0,416	0,6	4,13E+06	0,85	5,84E+06	1,6	2,18E+07	1,09E+07	
15		20	15	10	0,416	0,75	5,15E+06	1,3	8,89E+06	3,5	3,52E+08	2,35E+07	
16		0,65	2	1500	13,7	7	1,41E+07	13	2,59E+07	40	1,49E+08	7,45E+07	
17		0,65	15	1500	13,7	22	4,28E+07	35	6,59E+07	75	1,93E+09	1,29E+08	
18	[2]	1	2	-	0,022	0,0625	5,54E+07	0,13	1,07E+08	0,5	5,96E+08	2,98E+08	Рис. 2, кривая 1
19		1	2	-	0,022	0,065	5,74E+07	0,1	8,50E+07	0,175	2,75E+08	1,38E+08	Рис. 4, кривая 5

импульса примерно в 2 раза превышает амплитуду импульсов при частотной работе МЗР, то есть ВЭП происходит примерно до уровня 0,5. Подставив эти значения в формулу (13), получим величину сопротивления промежутка  $R(t) = 2,58 \cdot 10^7$  Ом. Погонное сопротивление РП будет равно  $8,6 \cdot 10^7$  Ом/мм. Близкие к приведенным параметрам разряда данные содержатся в 3-й строке табл. 2. При этом погонное сопротивление канала составляет  $9,72 \cdot 10^7$  Ом/мм. В предположении, что полученное в расчете  $R_{\text{пог}} = 8,6 \cdot 10^7$  Ом/мм позволяет обеспечить ВЭП на уровне 0,5 (поскольку не сильно отличается от табличного значения), оценим максимальную частоту МЗР в данном режиме. Измеренная по осциллограмме длительность импульса равняется  $\sim 22$  мкс, тогда, учитывая длительность паузы 12 мкс, получаем период следования  $T = 34$  мкс и, следовательно, частота следования импульсов  $f_{\text{сл}} \approx 29,4$  кГц. В эксперименте получен период следования  $T = 36$  мкс и  $f_{\text{сл}} \approx 27$  кГц.

**Выводы.** 1. Предложена резистивная модель ВЭП РП, позволяющая приближенно рассчитать величину активного сопротивления восстанавливающегося разрядного канала.

2. Показано, что в рамках данной модели для практических случаев сопротивление восстанавливающегося РП может быть рассчитано по достаточно простой формуле, не учитывающей распределение заряженных частиц по сечению разрядного канала.

3. На основе предложенной модели путем анализа известных экспериментальных данных показано, что ВЭП происходит быстрее, чем рост сопротивления РП до первоначального значения.

4. Предложенная модель позволяет оценить для заданного уровня ВЭП предельные максимальные частоты коммутации ИР по известным параметрам разряда.

**Список источников информации:** 1. *Рубчинский А.В.* Восстановление пробивной прочности после искрового разряда / Труды ВЭИ. – Вып. 63. – «Исследования в области электрического разряда в газах». – М.-Л.: ГЭИ. 1958. – С. 54-87. 2. *Ванюков М.П., Исаенко В.И., Травлев Г.Н.* Исследование процесса восстановления электрической прочности искрового промежутка при работе его в режиме повторных разрядов // Ж. техн. физ. – 1962. – Том XXXII, № 6. – С. 746-752. 3. *Бельков Е.П.* Охлаждение газа и восстановление электрической прочности после искрового разряда // Ж. техн. физ. – 1971. – Том XLI, № 8. – С. 1678-1681. 4. *Бельков Е.П.* Восстановление электрической прочности искровых промежутков после протекания больших импульсов // Ж. техн. физ. – 1974. – Том XLIV, № 9. – С. 1946-1951. 5. *Борисов Р.К., Будович В.Л., Кузюкин И.П.* Исследование восстановления электрической прочности промежутков после протекания импульсных токов / Сб. «Высоковольтная импульсная техника». – Чуваш. ун-т. Чебоксары, 1980. – С. 3-11. 6. *Шнейдер М.Н.* Турбулентное охлаждение газа и восстановление электрической прочности после искрового разряда // Ж. техн. физ. – 1998. – Том LXVIII, № 2. – С. 30-35. 7. *Кремнев В.В., Месяц Г.А.* Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. – Новосибирск: Наука, 1987. – 100 с. 8. *Баранов М.И.* Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 2: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: Изд-во «Точка», 2010. – 407 с. 9. *Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.* Основы физики плазмы. –

М.: Атомиздат, 1977. – 384 с. – С. 217. **10.** *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника / *Г.А. Месяц.* – М.: Наука, 2004. – 704 с. – С. 96. **11.** *Стефанов К.С.* Техника высоких напряжений. – Л.: Энергия, 1967. – 496 с. **12.** Таблицы физических величин. Справочник / Под. ред. акад. *И.К. Кикоина.* – М.: Атомиздат, 1976. – 1008 с. **13.** *Корицкий Ю.В.* Основы физики диэлектриков: Учебник для электромеханических техникумов. – М.: Энергия, 1979. – 248 с., ил. **14.** *Ивановский А.В., Спиров Г.М., Дудай П.В., Волков А.А., Лукьянов Л.Б., Соловьев А.А., Волкова Т.И., Лысенко В.П.* Стенд для исследований механизмов пробоев изоляционных промежутков короткими импульсами напряжения // Приборы и техника эксперимента. – 2003. – № 4. – С 69-77.

*Поступила в редколлегию 15.06.2010*