

1. Шахмазарян С. X., Савкян Р. О., Савкян А. О. Возведение зданий методом ползения этажей и перекрытий.— М.: Изд-во лит. по стр., 1974.— 368 с.
2. Шалгаро Г. А., Ашкенадзе Г. И., Симон Ю. А. Вибрационный метод испытания жилых и общественных зданий.— М.: ОПП ЦИНИЭП жилищ., 1977.— 111 с.

ВИЭКТИ

ЭН. III. 1989

Изв. АН Армении (сер. ТН), т. XLIII, № 5, 1990, с. 216—220.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

УДК 621.3.013.001.24

М. А. КАРАПЕТЯН

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В МОНОДИСПЕРСНОЙ СИСТЕМЕ СО СФЕРОИДАЛЬНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ПРИ СИНУСОИДАЛЬНОМ ВНЕШНЕМ ПОЛЕ

Последовано распределение поля в неоднородной среде в зависимости от величины поверхностной проводимости, объемной концентрации, формы сфероидальных включений и частоты внешнего синусоидального поля. Получены закономерности затухания поля во включениях и его усиление в среде с ростом поверхностной проводимости.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

Երկրամասերում է անսյունալի կլիկտրական դաշտի բարձրաճիւժան ճաղագրի թելուկն ներառման ներսում, ալիսին էլ դրսում՝ նրա ցողորմային կետերում: Ուսումնասիրված է դաշտի յարմարության նվազումը ներառման ներսում և դրա աճը դրսում՝ ծավերեսային ճաղագրական աճին դուրսից՝ կախված զեղանկեր ներառման անից, ծավալային խտությունից և արտաքին սինուսոիդալին դաշտի ճանախությունից:

В [1] исследовано электрическое поле в монодисперсной системе при внешнем постоянном поле и учете поверхностной проводимости включений. В этой работе показано, что выражения напряженностей поля внутри включений E_1 и в среде, у вершины включения, E_2 определяются совместным решением следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned} E_1(s) &= E_0(s) - \frac{(1-f)N_s}{V\varepsilon_2} p(s), \\ E_2(s) &= E_0(s) + \frac{1-(1-f)N_s}{V\varepsilon_2} p(s), \\ p(s) &= V\varepsilon_2 n_s \frac{1-s^2}{1+s^2} E_0(s) \end{aligned} \quad (1)$$

где $E_0(s)$ — лапласово изображение напряженности $E_0(t)$ внешнего однородного поля; $p(s)$ — изображение дипольного момента $p(t)$ включения вдоль оси $2a$, параллельной вектору E_0 ; V и f — объем

включения и объемная концентрация включений в системе; N_a — коэффициент деполаризации включения вдоль оси $2a$; ε_2 — абсолютная диэлектрическая проницаемость среды (ε_1 — включения);

$$\phi_1 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\gamma_1 - \gamma_2 + 2\gamma} ; \quad 2\gamma = \gamma_2 \frac{a^2}{b^2(b + \sqrt{a^2 - b^2})} ; \quad (2)$$

$$n_s = \frac{\gamma_1 - \gamma_2 + 2\gamma}{\gamma_2 + (\gamma_1 + \gamma_2 + 2\gamma)(1-f)N_a} ; \quad (3)$$

$$\gamma_2 = \frac{\varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(1-f)N_a}{\gamma_1 + (\gamma_1 - \gamma_2 + 2\gamma)(1-f)N_a} .$$

В (2) и (3) γ_1 и γ_2 — удельные объемные электрические проводимости включений и среды, γ_2 — удельная поверхностная электрическая проводимость включения, a и $b = c$ — полуоси сфероида.

Анализ этой же задачи при внешнем синусоидальном поле приводит к существенно отличающимся результатам по сравнению с [1]. Поэтому ниже исследуется распределение установившегося поля в дисперсной системе при внешнем синусоидальном поле в зависимости от объемной концентрации, формы и поверхностной проводимости сфероида, частоты поля.

При внешнем синусоидальном поле $E_0(t) = E_{0m} \sin(\omega t + \psi_0)$ для оригиналов момента $p(t)$ и напряженностей $E_1(t)$ и $E_2(t)$ получаем

$$p(t) = V\varepsilon_2 n_s [k_9 \sin(\omega t + \psi_0 - \alpha_9) - k_{10} e^{-t/\tau_2} \sin(\psi_0 - \psi_9)] E_{0m} . \quad (4)$$

$$E_1(t) = k_{11} E_{0m} \sin(\omega t + \psi_0 - \psi_{1s}) + (1-f) N_a k_{10} E_{0m} e^{-t/\tau_2} \sin(\psi_0 - \psi_9) , \quad (5)$$

$$E_2(t) = k_{12} E_{0m} \sin(\omega t - \psi_0 - \psi_{2s}) - [1 - (1-f) N_a] k_{10} E_{0m} e^{-t/\tau_2} \sin(\psi_0 - \psi_9) .$$

где

$$k_9 = \sqrt{\frac{n_s^2 + \omega^2 \tau_2^2}{1 + \omega^2 \tau_2^2}} , \quad k_{10} = \frac{m - n_s}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_2^2}} , \quad \psi_9 = \arctg \omega \tau_2 , \quad (6)$$

$$\alpha_9 = \psi_0 - \psi_{9s} , \quad \psi_{9s} = \arctg \omega \tau_2 , \quad m = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(1-f)N_a} ,$$

$$k_{11} = \sqrt{\frac{[1 - (1-f)N_a n_s]^2 + \omega^2 \tau_2^2 + (1-f)N_a n_s \omega^2 \tau_2^2}{1 + \omega^2 \tau_2^2}} , \quad (7)$$

$$k_{12} = \sqrt{\frac{\{1 + n_s [1 - (1-f)N_a]\}^2 + \omega^2 \tau_2^2 + n_s \psi_0 [1 - (1-f)N_a]\}^2}{1 + \omega^2 \tau_2^2}} .$$

$$\varphi_{1s} = \arctg \omega \frac{(1-f)N_s n_s (\theta_s - \tau_s)}{1 - (1-f)N_s n_s + \omega^2 \tau_s (\tau_s + n_s \theta_s [1 - (1-f)N_s])^2}$$

$$\varphi_{2s} = \arctg \omega \frac{n_s [1 - (1-f)N_s] (\tau_s - \theta_s)}{1 + n_s [1 - (1-f)N_s] + \omega^2 \tau_s (\tau_s + n_s \theta_s [1 - (1-f)N_s])^2}$$

Из (5) следует, что между установившимися функциями напряженностей E_0 , E_1 и E_2 имеется фазовый сдвиг и поскольку $\theta_s \neq \tau_s$, знаки φ_{1s} и φ_{2s} противоположные. Следовательно, функция одной из напряженностей опережает, а другая — отстает по фазе от напряженности внешнего поля.

Согласно (5), k_{1s} и k_{2s} являются относительными значениями амплитуд установившихся составляющих функций $E_1(t)$ и $E_2(t)$. На рис. 1, 2 приводятся кривые k_{1s} и k_{2s} в зависимости от $\nu = \tau_s/\tau_0$, объемной концентрации f и формы N_s включений и частоты ω внешнего поля. Если анализировать кривые рис. 1, 2 только с точки зрения затухания ионизации (или поля) в газовом сферическом включении диэлектрика, можно отметить, что как при постоянном, так и синусоидальном полях величина концентрации включений практически не влияет на этот процесс. В отличие от случая внешнего постоянного поля, когда форма включения не влияет на процесс затухания ионизации [1], происходящей уже при $\tau_s = \tau_0$ (равенство числовым значениям), т. е. при $\nu = 1$, в случае синусоидального внешнего поля эта зависимость весьма существенна. Величина ν , обуславливающая затухание ионизации в полости и зависимость от ν меняются в широких пределах. Так, если в случае $N = 1/3$ (сферическое затухание (рис. 1а) происходит при значении $\nu \approx 10^2$ (т. е. $\tau_s = 10^2 \tau_0$), то в случае $N = 1$ (дискообразное включение, перпендикулярное вектору E_0) $\nu \approx 10^2$ (рис. 1б). Получается, что чем короче ось сфероида, параллельная E_0 , тем затухание ионизации облегчено.

Сопоставляя кривые рис. 1, 2 а и б, можно заключить, что повышение угловой частоты внешнего поля с $3141/c$ до $10^5/c$ приводит к повышению значения ν , необходимого для затухания ионизации, более чем на два порядка. Этот результат согласуется с экспериментальными данными [2]. Однако из этого факта нельзя сделать заключение, что при высоких частотах затухание ионизации в газовых включениях диэлектрика затруднено. Как показали эксперименты [2], интенсивность повышения проводимости стенок газовой полости под действием частичных разрядов с ростом частоты поля резко возрастает.

Проведенное исследование показало, что если при постоянном поле возникновение частичных разрядов или ионизация газовых включений диэлектрика невозможно, то при синусоидальном поле частичные разряды обязательно возникают. Под действием частичных разрядов повышается проводимость стенок полости, что может привести к

пробую диэлектрика вследствие повышения напряженности поля в среде в зависимости от l (см. кривые k_{12} , рис. 1, 2), либо затуханию ионизации [2—4]. В случае включений из твердых материалов с высокой поверхностной проводимостью возникает опасность пробоя диэлектрика особенно при высоких концентрациях включений.

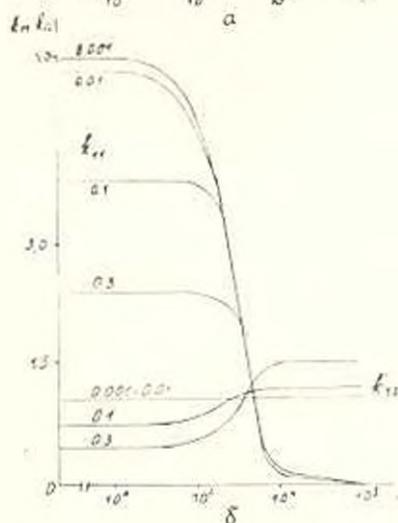
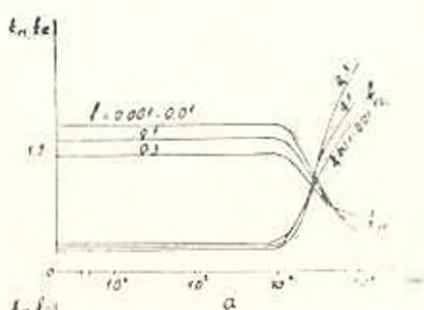
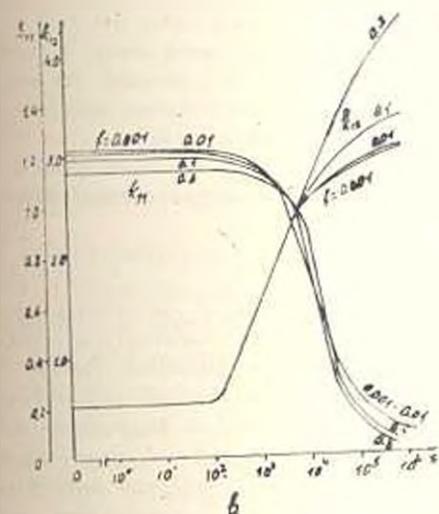
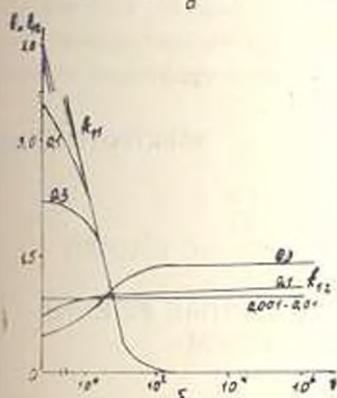
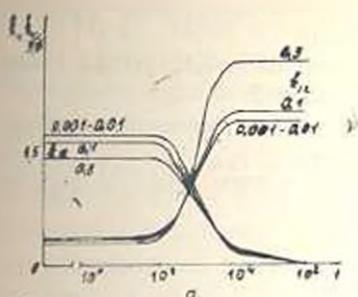
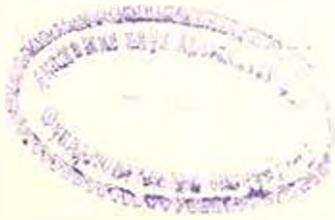


рис. 1. Зависимость коэффициентов k_{11} и k_{12} от отношения $\gamma = \gamma_2/\gamma_1$ и концентрации l сферондальных включений при угловой частоте внешнего однородного синусоидального поля $\omega = 314$ 1/с и при $a = 10^{-1}$ м, $\gamma_1 = 10^{-16}$ С.м.м., $\gamma_2 = 10^{-14}$ С.м.м., $\epsilon = 1$ при $N = 0,53$, $b = N = 1$, $\delta = N = 1,3$.

рис. 2. Зависимость коэффициентов k_{11} и k_{12} от отношения $\gamma = \gamma_2/\gamma_1$ и концентрации l сферондальных включений при угловой частоте внешнего однородного синусоидального поля $\omega = 10^7$ 1/с и при $a = 10^{-1}$ м, $\gamma_1 = 10^{-16}$ С.м.м., $\gamma_2 = 10^{-11}$ С.м.м., $\epsilon = 1$ при $N = 0,53$, $b = N = 1$.



1. Карапетян М. А. Переодное электрическое поле в монодисперсной системе со сферическими включениями при учете поверхностной проводимости // Изв. АН АрмССР. Сер. ТН.— 1988.— Т. XLII, № 6.— С. 6—12.
2. Meson J. // The generation and breakdown of dielectrics resulting from internal discharge. Jour. IEE.— 1951.— V. 98, P. 1, № 109 — P. 44—57.
3. Зарин Д. Д. Прямой автоматического затухания ионизации в газонаполненных катодных трубках // Изв. АН АрмССР. Сер. ТН.— 1988.— Т. XLII, № 6.— С. 6—12.
1. Карапетян М. А. Влияние ионизации на разрядную плотность кабеля // Науч. тех. сб. НИИИ — Ереван, 1962 — № 3 (7).— С. 21—32.

ЕрИИ

30 IV. 1988

Изв. АН Армении (Сер. ТН), т. XLIII, № 5, 1990 с. 220—225.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

УДК 621.382.062.8:621.382.33

Р. В. АВАГЯН, А. А. ВАРДАНЯН, Г. Г. КИРАКОСЯН, А. С. ШАБОЯН

СИЛОВЫЕ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ТРАНЗИСТОРНЫЕ КЛЮЧИ С МНОГОКАСКАДНЫМ УСИЛЕНИЕМ

Приведена методика для теоретического расчета коэффициента усиления $\mu_{\text{дл}}$ в силовых многокаскадных транзисторных ключах. При разработке методики использована модель управления зарядом с учетом эффекта накопления заряда в модуляции коллекторного слоя. Приведены результаты расчета по этой методике для трехкаскадного транзисторного ключа правильности которых подтверждается экспериментальными исследованиями на опытных транзисторных ключах, изготовленных по технологии транзисторов серии ТКД. По анализу этих результатов рекомендуется использовать методику на практике при расчете и конструировании силовых многокаскадных транзисторных ключей.

Ил. 3. Табл. 1. Библиогр. 5 назв.

Ներկայացված է սիւսյին բազմաստիճան տրանզիստորային բանաչու՝ բուն խոսակեր սովորաբար գործադրվող տեսական հաշվարկի մեթոդը: Մեթոդի ճշգրտան ժամանակ որպես կիսաբնական է վերջի կառավարման ճանաչող: Հաշվի առնելով վերջի կառավարման կետերը և հաշվարկի շերտի մոդուլացիոնը: Մեթոդը Ան եռաստիճան տրանզիստորային բանաչու այս մեթոդով կատարված սովորաբար գործադրվող հասանելի կախվածության հաշվարկները: Երբ կառավարման նստատեղում (ՏԿԸ) շարքի տրանզիստորները տիրելագրիայով պատրաստված փարձական տրանզիստորային բանաչուները սովորաբար գործադրվող խոսակերային կախվածությունը: Հիմնվելով արդյունքների վերլուծության վրա՝ առաջարկվում է գործնականում օգտագործել սովորաբար սիւսյին բազմաստիճան տրանզիստորային բանաչուների հաշվարկման և կոնստրուկցիոն ժամանակ:

Силовые транзисторные ключи с многокаскадным усилением благодаря высоким значениям коэффициента усиления, полной управляемости по входной цепи, быстрдействию и компактности монтажа могут стать оптимальным переключающим элементом в силовых цепях и устройствах, непосредственно питающихся от сетей 220 и 380 В. Не-