

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЗАРЯДОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА КОНТАКТИРУЮЩИХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ПРОВОДНИКОВ КАБЕЛЕЙ**А.В.Беспрозванных, докт.техн.наук, А.Н.Бойко****Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»,****ул. Фрунзе, 21, Харьков, 61002, Украина.****e-mail: bezprozvannykh@kpi.kharkov.ua**

Получено аналитическое решение для плотности поверхностных зарядов на границе раздела контактирующих изолированных проводников кабелей с учетом поверхностного слоя примесей и воздушного зазора. Представлено распределение плотности зарядов с учетом изменения электростатического заряда и относительной диэлектрической проницаемости дефектного слоя. Показано, что учет изменения параметров поверхностного слоя в процессе старения полимерной изоляции приводит к существенному росту плотности поверхностных зарядов относительно исходного, несостаренного, состояния. Библиограф. 10, табл. 1, рис. 4.

Ключевые слова: воздушный зазор, поверхностный слой, контактная разность потенциалов, Фурье образы, поверхностная плотность зарядов.

Введение. Внедрение кабелей с высококачественной полимерной изоляцией, в том числе и сошитым полиэтиленом [8], требует применения высокочувствительных методов исследования и диагностики. В конструкциях кабелей проявляются эффекты, мало заметные в самих изоляционных материалах. *Это эффекты на поверхностях изоляционных слоев.* Процесс старения изоляции начинается с изменения, прежде всего, поверхностных свойств изоляции. Между соприкасающимися цилиндрическими поверхностями изолированных проводников кабелей (силовых, контрольных и кабелей связи) всегда присутствует воздушный зазор. На самих поверхностях изолированных проводников есть тонкие слои примесей, диэлектрические свойства которых в исходном, несостаренном, состоянии, мало отличаются от свойств воздушной изоляции. Поскольку при старении кабелей поверхности изоляции окисляются в первую очередь, то свойства слоев примеси в большей степени будут отличаться от свойств как воздушного промежутка, так и самой полимерной изоляции. Однако в [1] показано, что вероятность обнаружения примесей мала при условии нормального падения вектора напряженности электрического поля к границам раздела сред в зоне контакта: последовательно с относительно тонким слоем примеси включена изоляция жил с высокими диэлектрическими свойствами. Падение напряжения на слое примеси мало, поэтому заметить по приращению тангенса угла диэлектрических потерь появление слоев повышенной поверхностной проводимости из-за окисления полимера можно только на *определенном этапе* процесса старения.

Следует учесть, что проводники, расположенные рядом, находятся в постоянном контакте (трении), что приводит к возникновению контактной статической электризации, которая обуславливает контактную разность потенциалов U_k (рис. 1, а) (в случае соприкосновения двух металлов – за счет разной работы выхода электронов) [1–4, 9]. В случае контакта двух диэлектриков переход свободных носителей заряда с заполненной поверхности состояния одного диэлектрика на незаполненную поверхность состояния другого осуществляется за счет разности эффективных работ выхода двух поверхностей. На границе раздела контактирующих сред возникает скачок потенциала, и образуется двойной электрический слой, который представляет собой *дополнительную электрическую емкость*, существенно зависящую от типа и состояния поверхности контактирующих материалов (рис. 1, б) [4]. Исследования по контактной электризации большого количества полимерных диэлектриков показывают [2, 10], что поверхностная плотность заряда находится в диапазоне (500 – 300000) пКл/м². В кабелях плотной конструкции эта величина существенно меньше. Так, в образце силового кабеля ПвБВнг длиной 1,5 м для рядом расположенных жил, изолированных сошитым полиэтиленом, она равна 33 пКл. На рис. 1 показаны временные ряды контактной разности потенциалов (а) и емкости для частоты 120 Гц (б), средние значения которых для этого кабеля составляют: $U_k = -183$ мВ, электрической емкости – 182 пФ.

В процессе старения контактная разность потенциалов и электрическая емкость изменяются, что обусловлено ростом поверхностной проводимости приповерхностного слоя. Поверхностная проводимость контактирующих проводников является одним из важнейших параметров, т.к. определяет

способность к нейтрализации зарядов. Возможность стекания заряда за счет поверхностной проводимости определяется характером и состоянием как самой поверхности изоляции, т.е. ее шероховатостью, химическим составом, содержанием примесей, низкомолекулярных продуктов, в том числе и влаги, так и приповерхностного слоя.

Цель статьи: на основе полученного аналитического решения оценить, в какой мере тонкие дефектные слои влияют на распределение плотности электростатических зарядов на границе раздела контактирующих поверхностей изолированных проводников кабелей.

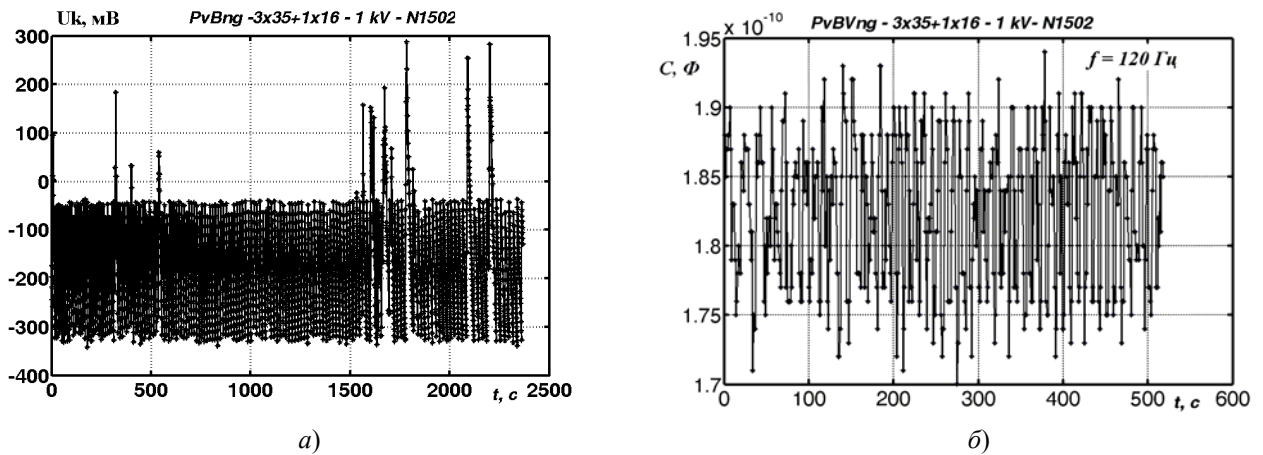


Рис. 1

1. Расчетная модель двухпроводной линии. Если границы раздела сред плоские, а поле создается линейными зарядами, то расчет может быть выполнен аналитически. На рис. 2, а показана система двух линейных зарядов, расположенных на глубине d под поверхностью изоляции, – одна из задач, допускающих аналитическое решение. Два линейных электрода (двухпроводная линия) расположены симметрично относительно начала координат в точках с координатами $-c$ и $+c$. Заданы либо

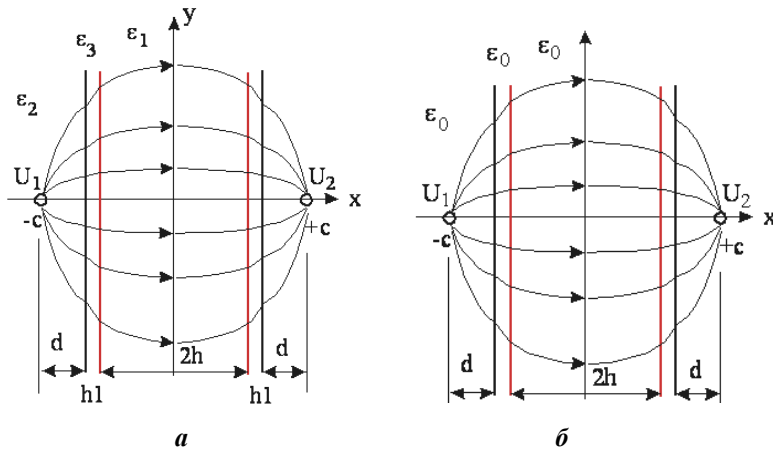


Рис. 2

заряды q_1, q_2 , либо потенциалы электродов U_1 и U_2 . Толщина слоев изоляции d , относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_2 . На поверхностях изоляции жил – тонкие слои дефектного диэлектрика (в результате окисления, загрязнения, увлажнения). Толщина их h_1 , диэлектрическая проницаемость ϵ_3 . Воздушный зазор между поверхностями $2h$, диэлектрическая проницаемость его ϵ_1 . Применим для расчета задачи метод интегральных уравнений [6,7]. От исходной задачи, содержащей кусочно-однородные участки (рис. 2, а), перейдем к расчету поля в вакууме (рис. 2, б) при наличии поверхностных зарядов на границе раздела сред, зависящих от их диэлектрических проницаемостей.

В исходном, не состаренном, состоянии свойства дефектного слоя и воздушного зазора не отличаются друг от друга ($\epsilon_1 = \epsilon_3$). Для расчетной (приведенной к вакууму) плотности заряда на границе раздела изоляции и воздушного зазора интегральное уравнение Фредгольма второго рода имеет вид [6]

$$\frac{\sigma(Q)}{2\epsilon_0} - \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_{S-\Delta S} \frac{\sigma(M) \cdot \cos(\vec{r}_{QM}, \vec{n}_Q) \cdot dl_M}{r_{QM}} = 0. \quad (1)$$

где $(\vec{r}_{QM}, \vec{n}_Q)$ – угол между векторами \vec{r}_{QM} и \vec{n}_Q – вектором нормали к границе раздела сред в точке Q , ΔS – бесконечно малая площадка, на которой расположена точка M .

2. Фурье-образы плотностей зарядов. На рис. 3 показана схема расчета и основные расстояния: Q – произвольная точка на одной из поверхностей раздела сред, где ищется напряженность поля,

созданная вторичными зарядами $\sigma(M)$ и источниками поля; r_{QM} – расстояние до точки Q от точки M , где расположен вторичный заряд; ξ – текущая ордината точки M ; r_{Qq1}, r_{Qq2} – расстояния до точки Q от точек $q1, q2$, где расположены первичные заряды, создающие поле в промежутке (заряды на жилах с потенциалами U_1 и U_2); n_Q – вектор нормали к поверхности в точке Q ; θ – угол между векторами n_Q и r_{QM} .

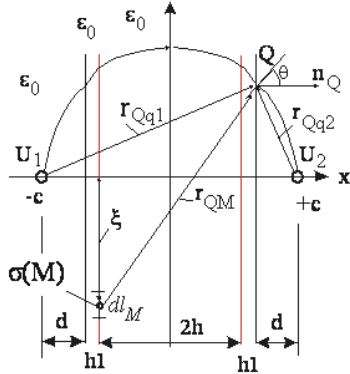


Рис. 3

Выразим через введенные параметры расстояния и косинусы углов:

$$r_{QM} = \sqrt{(x_Q - x_M)^2 + (y_Q - y_M)^2} = \sqrt{(x_Q - x_M)^2 + (y_Q - \xi)^2};$$

$$\cos(\theta) = (x_Q - x_M) / r_{QM}.$$

Тогда интеграл в (1) запишется так

$$\int_{S-\Delta S} \frac{\sigma(M) \cos(\vec{r}_{QM}, \vec{n}_Q) dl_M}{r_{QM}} = \int_{S-\Delta S} \frac{\sigma(M) \cos(\theta) dl_M}{r_{QM}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma(\xi)(x_Q - x_M) d\xi}{(x_Q - x_M)^2 + (y_Q - \xi)^2}. \quad (2)$$

Применим интегральное преобразование Фурье [5] к левой и правой частям (1). Тогда вместо интегрального уравнения получится линейное уравнение относительно Фурье-образов $\bar{\sigma}(u)$ искомых функций.

Введем для краткости обозначения: $(x_Q - x_M) = h$; $y_Q = \eta$. Далее выполним интегрирование по параметрам η и ξ

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\eta) e^{j\eta u} d\eta = \bar{\sigma}(u); \quad \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\eta u} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma(\xi)(x_Q - x_M) d\xi}{(x_Q - x_M)^2 + (\eta - \xi)^2} \right] d\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\eta u} \frac{\sigma(\xi) \cdot h \cdot d\xi}{h^2 + (\eta - \xi)^2} d\eta. \quad (3,4)$$

Меняя порядок интегрирования в (4) и учитывая значения несобственных интегралов [5], интегральное преобразование (2) запишется в виде

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\xi) \cdot h \cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos(\eta u) + j \cdot \sin(\eta u)}{h^2 + (\eta - \xi)^2} d\eta \right] d\xi = \pi e^{-uh} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(\xi) e^{j\xi u} d\xi = \pi e^{-uh} \bar{\sigma}(u). \quad (5)$$

После интегральных преобразований (1) свелось к алгебраическому уравнению относительно Фурье-образа искомой функции

$$\bar{\sigma}_Q(u) - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} e^{-uh} \bar{\sigma}_M(u) = 0, \quad (6)$$

где $\bar{\sigma}_Q(u)$, $\bar{\sigma}_M(u)$ – Фурье-образы плотностей зарядов параллельных плоскостей, лежащих на расстоянии h одна от другой и содержащих произвольные точки Q и M . При этом точка Q расположена в одной плоскости, а точка M – в другой.

Поле в точке Q создается зарядами соседней плоскости. Если таких плоскостей будет не одна, а несколько, например N , то выражение (6) примет вид

$$\bar{\sigma}_Q(u) - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \sum_{i=1}^N e^{-uh_i} \bar{\sigma}_{M_i}(u) = 0, \quad (7)$$

где h_i – расстояние до плоскости точки Q от плоскости точки M_i .

Если внешнее поле создается также и линейными зарядами, то в (7) появятся соответствующие слагаемые, определяющие их вклад в напряженность поля

$$\bar{\sigma}_Q(u) - \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} \left(\sum_{k=1}^{Nq} e^{-uh_k} q_k + \sum_{i=1}^N e^{-uh_i} \bar{\sigma}_{M_i}(u) \right) = 0, \quad (8)$$

где слагаемые вида $e^{-uh_k} q_k$ связаны с преобразованием по Фурье напряженности поля линейных зарядов в точке Q .

Как исходное уравнение (1), так и преобразованные выражения (6), (8) определяют такие плотности заряда в произвольной точке поверхности в вакууме, при которых скачки напряженности при переходе через поверхность составляют величину, заданную условиями

$$\begin{cases} E_{2\tau} = E_{1\tau} \\ \varepsilon_2 E_{2n} = \varepsilon_1 E_{1n} \end{cases},$$

где $E_{1\tau}$, E_{1n} – нормальная и тангенциальная составляющие напряженности электрического поля на границе раздела сред со стороны среды 1; $E_{2\tau}$, E_{2n} – то же, но со стороны среды 2.

В процессе старения все в большей степени проявляется различие свойств дефектного слоя и воздушного зазора ($\varepsilon_1 \neq \varepsilon_3$). Поэтому для рассматриваемой задачи (рис. 2, а), содержащей два линейных заряда, симметрично расположенных относительно оси симметрии, а также две пары симметричных плоскостей с зарядами, можем записать систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно неизвестных Фурье-образов плотностей зарядов из (8)

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_1(u) - \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot (-e^{-u(2h_1+2h)} \cdot \bar{\sigma}_1(u) + (e^{-uh_1} - e^{-u(h_1+2h)}) \cdot \bar{\sigma}_2(u)) = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} (e^{-u(2c-d)} \cdot q_1 + e^{-ud} \cdot q_2) \\ \bar{\sigma}_2(u) - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} \cdot ((e^{-uh_1} - e^{-u(h_1+2h)}) \cdot \bar{\sigma}_1(u) + (-e^{-u(2h)}) \cdot \bar{\sigma}_2(u)) = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} (e^{-u(2c-d-h_1)} \cdot q_1 + e^{-u(d+h_1)} \cdot q_2) \end{cases} \quad (9)$$

При записи СЛАУ (9) учитывалась симметрия задачи рис. 2 относительно оси ординат. В матричной форме СЛАУ (9) запишется

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \bar{\sigma}_1(u) \\ \bar{\sigma}_2(u) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$a_{11} = 1 + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot e^{-u(2h_1+2h)}; \quad a_{12} = -\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot (e^{-uh_1} - e^{-u(h_1+2h)});$$

где $a_{21} = -\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} \cdot (e^{-uh_1} - e^{-u(h_1+2h)}); \quad a_{22} = 1 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} \cdot e^{-u(2h)};$

$$b_1 = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} (e^{-u(2c-d)} \cdot q_1 + e^{-ud} \cdot q_2); \quad b_2 = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} (e^{-u(2c-d-h_1)} \cdot q_1 + e^{-u(d+h_1)} \cdot q_2).$$

Решая (10), получим Фурье-образы плотностей зарядов

$$\bar{\sigma}_1(u) = \begin{pmatrix} b_1 & a_{12} \\ b_2 & a_{22} \end{pmatrix} / \Delta = (b_1 a_{22} - b_2 a_{12}) / \Delta, \quad \bar{\sigma}_2(u) = \begin{pmatrix} a_{11} & b_1 \\ a_{21} & b_2 \end{pmatrix} / \Delta = (b_2 a_{11} - b_1 a_{21}) / \Delta, \quad (11)$$

где определитель системы $\Delta = a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}$.

Представляя определитель в виде $\Delta = 1 + \lambda$,

где $\lambda = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} e^{-u(2h_1+2h)} + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} e^{-u(2h)} - \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3} (e^{-u2h_1} - 2e^{-u(2h_1+2h)})$, можно записать

$$\lambda = \alpha_{32} e^{-u(2h_1+2h)} + \alpha_{13} e^{-u(2h)} - \alpha_{32} \alpha_{13} (e^{-u2h_1} - 2e^{-u(2h_1+2h)}). \quad (12)$$

Учитывая, что параметр $|\lambda| < 1$, и представляя $1/\Delta = 1/(1+\lambda)$ в виде ряда по степеням λ , после возведения в k -ю степень получим

$$\sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^k \sum_{n=0}^m C_{kmn} e^{-(2mh+(2k-2n)h_1)u}, \quad (13)$$

где $C_{kmn} = C_k^m C_m^n \left(\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2}\right)^n \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}\right)^{m-n} \left(-\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}\right)^{k-m}$; C_k^m , C_m^n – сочетания без повторов.

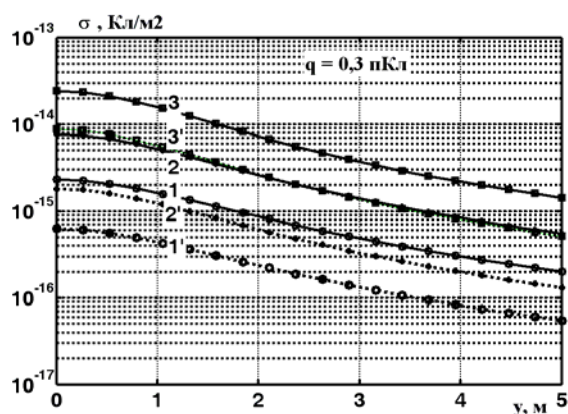
3. Искомые плотности зарядов. После подстановки (13) в (11) находим *образы плотностей зарядов*

$$\begin{cases} \bar{\sigma}_1(u) = -q \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^k \sum_{n=0}^m C_{kmn} \sum_{i=3}^6 a_i e^{-L_i u} \\ \bar{\sigma}_2(u) = q \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^k \sum_{n=0}^m C_{kmn} \sum_{i=1}^3 a_i e^{-L_i u} \end{cases}, \quad (14)$$

где a_i , L_i – приведены в таблице.

i	a_i	L_i
1	$\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \left(1 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}\right)$	$c + (2m-1)h + (2k-2n)h_1$
2	$\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \left(1 + \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}\right)$	$c + (2m+1)h + (2k-2n)h_1$
3	$-\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}$	$c + (2m-1)h + (2k-2n+1)h_1$
4	$-\frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2} \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}$	$c + (2m+1)h + (2k-2n-1)h_1$
5	$\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}$	$c + (2m-1)h + (2k-2n-1)h_1$
6	$\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_3}{\varepsilon_1 + \varepsilon_3}$	$c + (2m+1)h + (2k-2n+1)h_1$

шемся заряде (контактной разности потенциалов и емкости) (рис. 4, а) $q=0,3$ пКл кривые 1 и 1' получены для $\varepsilon_3=1,75$; кривые 2 и 2' – для $\varepsilon_3=3,5$; кривые 3 и 3' – для $\varepsilon_3=7,0$. Во втором случае с учетом изменения электростатического заряда в процессе старения (рис. 4, б): семейство кривых 1 и 1' – для $q=0,3$ пКл, $\varepsilon_3=1,75$; семейство кривых 2 и 2' – для $q=3$ пКл, $\varepsilon_3=3,5$; семейство кривых 3 и 3' – для $q=30$ пКл, $\varepsilon_3=7,0$.



После перехода от образов (14) к оригиналам получаем **искомые плотности зарядов**:

$$\begin{cases} \sigma_1(y) = -\frac{q}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^k \sum_{n=0}^m C_{kmn} \sum_{i=3}^6 a_i \frac{L_i}{y^2 + L_i^2} \\ \sigma_2(y) = \frac{q}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{m=0}^k \sum_{n=0}^m C_{kmn} \sum_{i=1}^2 a_i \frac{L_i}{y^2 + L_i^2} \end{cases} \quad (15)$$

4. Результаты расчета. На рис. 4 показаны результаты расчета распределения поверхностной плотности зарядов $\sigma_1(y)$ (сплошные кривые) и $\sigma_2(y)$ (пунктирные кривые) на границах раздела контактирующих поверхностей, изолированных полиэтиленом ($\varepsilon_2=2,2$), проводников при наличии между ними воздушного зазора ($\varepsilon_1=1,0$) и тонкого дефектного (приповерхностного) слоя изоляции (ε_3). При неизменяющемся

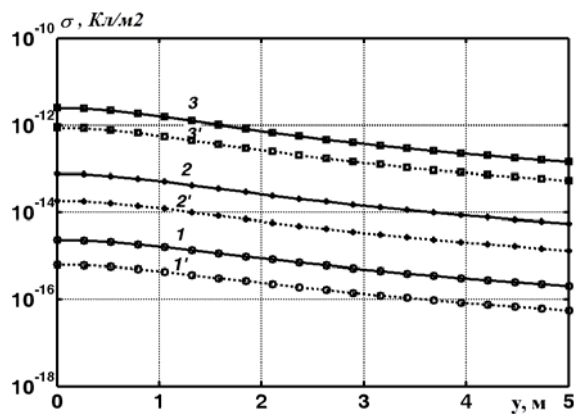


Рис. 4, а, б

Выводы. Получено аналитическое решение для поверхностной плотности зарядов двухпроводной линии в слоистой изоляции.

Поверхностные плотности зарядов на границах раздела изолированных проводников с учетом дефектного слоя и воздушного зазора изменяются неравномерно вдоль оси симметрии.

По мере роста диэлектрической проницаемости приповерхностного слоя и электростатического заряда уменьшается различие плотностей поверхностных зарядов $\sigma_1(y)$ и $\sigma_2(y)$.

Поверхностная плотность на границах раздела с учетом изменения контактной разности потенциалов (электростатического заряда) в процессе старения возрастает практически в 1000 раз (при изменении относительной диэлектрической проницаемости поверхностного слоя в 4 раза). Это дает возможность обнаружения дефектных (поверхностных) слоев по результатам измерений интегральных характеристик системы электродов – контактной разности потенциалов, емкости и тангенса угла диэлектрических потерь контактирующих проводников силовых, контрольных и симметричных кабелей связи.

1. Беспрозванных А.В., Набока Б.Г. Влияние диссипации энергии в приповерхностных слоях изоляции жил на диэлектрические потери в кабелях // Электротехника і електромеханіка. – 2008. – № 5. – С. 55–59.

2. Беспрозванных А.В. Термо-грибо-электрический потенциал для оценки старения полимерной изоляции // Вісник НТУ „ХПІ”. – 2009. – №27. – С. 16–24.

3. Безпрозванних Г.В., Бойко А.М. Експериментальне визначення трибо-електричного потенціалу в неекраниваних та екраниваних кабелях // Електротехніка і електромеханіка. – 2012. – № 3. – С. 56–60.
4. Безпрозванних Г.В., Бойко А.М. Електростатичні процеси в силових кабелях // Електротехніка і електромеханіка. – 2013. – № 4. – С. 27–31.
5. Двайт Г.Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1977. – 224 с.
6. Набока Б.Г. Расчеты электростатических полей в электроизоляционной технике. – К: ИСДО, 1995. – 120 с.
7. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. – М.: 1975. – 295 с.
8. Шидловский А.К., Щерба А.А., Золотарев В.В. Анализ микронеоднородности электрического поля как фактора повышения интенсивности электрофизических процессов в полимерной изоляции высоковольтных кабелей и самонесущих изолированных проводов // Технічна електродинаміка. – 2008. – № 4. – С. 3–12.
9. Bailey A.G. The charging of insulator surface // Journal of Electrostatics. – 2001. – № 51/52. – Pp. 82–90.
10. Castle P.G. Contact charging between insulators // Journal of Electrostatics. – 1997. – № 40–41. – Pp. 13–20.

УДК 621.315.4

РОЗПОДІЛ ЩІЛЬНОСТІ ПОВЕРХНЕВИХ ЗАРЯДІВ НА ГРАНИЦІ МІЖ КОНТАКТУЮЧИМИ ІЗОЛЬОВАНИМИ ПРОВІДНИКАМИ КАБЕЛІВ

Г.В.Безпрозванних, докт.техн.наук, А.М.Бойко

Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»,

вул. Фрунзе, 21, Харків, 61002, Україна.

e-mail: bezprozvannykh@kpi.kharkov.ua

Отримано аналітичне рішення для щільності поверхневих зарядів на границі розподілу поверхонь провідників кабелів, що контактують, з урахуванням поверхневого прошарку домішок та повітряного зазору. Представлено розподіл щільності поверхневого заряду з урахуванням зміни електростатичного заряду та відносної діелектричної проникності поверхневого прошарку. Показано, що урахування зміни параметрів дефектного шару в процесі старіння полімерної ізоляції призводить до суттєвого зростання щільності поверхневих зарядів відносно початкового, незношеного стану. Бібл. 10, табл. 1, рис. 4.

Ключові слова: повітряний зазор, дефектний прошарок, контактна різниця потенціалів, Фур'є образи, поверхнева щільність зарядів.

DISTRIBUTION OF SURFACE DENSITY OF CHARGES ON THE INTERFACE BETWEEN CONTACTING ISOLATED CONDUCTORS OF THE CABLES

H.V.Bezprozvannykh, A.M.Boiko

National Technical University «Kharkiv Polytechnical Institute»,

str. Frunze, 21, Kharkiv, 61002, Ukraine.

e-mail: bezprozvannykh@kpi.kharkov.ua

It has been obtained the analytical solution for the density estimation of surface charges which are located on the interface between contacted isolated cables' conductors by taking into account the skin of impurities and air gap. Distribution of density of charges taking into account change of an electrostatic charge and relative dielectric permeability of a defective layer is presented. It is shown, that the account of change of parameters of a superficial skin during the of ageing of polymeric isolation leads to essential growth of density of surface charges concerning initial, not aging, conditions. References 10, table 1, figures 4.

Key words: an air gap, a superficial skin, a contact potential difference, Furrier images, superficial charges density.

1. Bezprozvannykh G.V., Naboka B.G. Influence dissipation energy in surface layers of isolation of veins on dielectric losses in cables // Elektrotehnika i Elektromekhanika. – 2008. – № 5. – Pp. 55–59. (Rus)
2. Bezprozvannykh G.V. Termo-tribo-electrical potential for an estimation of ageing of polymeric isolation // Visnyk Natsionalnoho Tekhnichnoho Universytetu „Kharkivskiyi Politeknichnyi Universytet”. – 2009. – №27. – Pp. 16–24. (Rus)
3. Bezprozvannykh G.V., Boiko A.M. Experimental definition tribo-electrical potential in not shielded and shielded cables // Elektrotehnika i Elektromekhanika. – 2012. – № 3. – Pp. 56–60. (Rus)
4. Bezprozvannykh H.V., Boiko A.M. Electrostatic processes in power cables // Elektrotehnika i elektromekhanika. – 2013. – № 4. – Pp. 27–31. (Ukr)
5. Dwight G.B. Table of integrals and other mathematical formulas. – Moskva: Nauka, 1977. – 224 p. (Rus)
6. Naboka B.G. Calculations of electrostatic fields in electro insulation techniques. – Kyiv: ISDO, 1995. – 120 p. (Rus)
7. Tozoni O.V. Secondary sources method in electrotechnic. – Moskva: Nauka, 1975. – 295 p. (Rus)
8. Shidlovskii A.K., Shcherba A.A., Zolotarev V.M. The analysis of microheterogeneity of an electric field as factor of increase of intensity of electrophysical processes in polymeric isolation of high-voltage cables and self-supporting isolated wires // Tekhnichna Elektrodynamika. – 2008. – № 4. – Pp. 3–12. (Rus)
9. Bailey A.G. The charging of insulator surface // Journal of Electrostatics. – 2001. – № 51/52. – Pp. 82–90.
10. Castle P.G. Contact charging between insulators // Journal of Electrostatics. – 1997. – № 40–41. – Pp. 13–20.

Надійшла 10.12.2013
Остаточний варіант 07.02.2014