

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ НЕИДЕАЛЬНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

Золотарев В.В., Карпушенко В.П., к.э.н., Золотарев В.М., к.т.н., Науменко А.А., к.т.н., доц.  
ЗАО "Завод Южкабель"  
Украина, 61099, Харьков, ул. Автогенная 7.

*Розглянуто аналітичний метод розрахунку розподілу напруженості гармонічного електричного поля в системі циліндричних електродів, між якими знаходиться багатослойний кусково-однорідний недосконалий діелектрик. Наведено аналітичні рішення для низки випадків, що мають практичне застосування в кабельній техніці.*

*Рассмотрен аналитический метод расчета распределения напряженности гармонического электрического поля в системе цилиндрических электродов, между которыми находится многослойный кусочно-однородный несовершенный диэлектрик. Приведены аналитические решения для ряда случаев, имеющих практическое приложение в кабельной технике.*

### ВВЕДЕНИЕ

Задачи о распределении электрического поля в многослойном диэлектрике имеют важные практические приложения в самых различных отраслях техники и естествознания. В [1, 2] и других работах авторов рассмотрено воздействие однородного внешнего поля на биологические объекты сферической и цилиндрической формы, что даёт решения, зависящие от азимутального угла. В [3] решение дано для осесимметричной коаксиальной модели, но без учёта активной проводимости в слоях. Общее решение задачи для плоского конденсатора с многослойным неидеальным диэлектриком приведено в [4]. Однако, ни одна из приведённых работ не позволяет получить решение задачи для многослойного неидеального диэлектрика, расположенного между коаксиальными проводящими цилиндрами, к которым приложено переменное напряжение низкой частоты для случая, когда электромагнитный процесс можно считать стационарным.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем считать, что диэлектрик состоит из  $n$  кусочно-однородных областей  $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_i, \dots, \Omega_n$  ограниченных, соответственно, коаксиальными цилиндрами, имеющими радиусы  $r_0 - r_1, r_1 - r_2, \dots, r_{i-1} - r_i, \dots, r_{n-1} - r_n$ . Пусть в каждой области  $\Omega_i$  однородный диэлектрик характеризуется относительной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_i$  и удельной электропроводностью  $\gamma_i$ , а идеально проводящие электроды для возбуждения поля в диэлектрике имеют радиусы  $r_0$  и  $r_n$  (рис. 1). Для описания электромагнитного процесса воспользуемся первым уравнением Максвелла и законом Ома в дифференциальной форме

$$\operatorname{rot} \vec{H}(r, t) = \vec{I}(r, t) + \frac{\partial \vec{D}(r, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\vec{I}(r, t) = \gamma \vec{E}(r, t), \quad (2)$$

где  $\vec{H}$  – напряженность магнитного поля;  $\vec{I}$  – плотность тока проводимости;  $\vec{E}$  – напряженность электрического поля;  $\vec{r}$  – радиус вектор точки наблюдения;  $t$  – время.

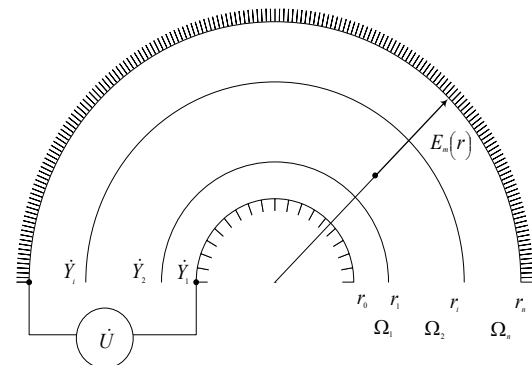


Рис. 1. Расчетная схема для случая многослойного диэлектрика между двумя коаксиальными цилиндрами

Вектор электрической индукции  $\vec{D}$  связан с вектором электрической напряженности  $\vec{E}$  известным соотношением

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}. \quad (3)$$

Применив оператор дивергенции к (1), используя (2), (3) и учитывая, что дивергенция ротора тождественно равна нулю, получаем

$$\operatorname{div} \left( \gamma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) = 0. \quad (4)$$

Пусть электрическое напряжение, возбуждающее электромагнитное поле, изменяется по гармоническому закону  $\dot{U} = \dot{U}_m e^{i\omega t}$ . Тогда все остальные переменные в силу принятых допущений также будут изменяться по гармоническому закону, т.е. они могут быть представлены в комплексной форме

$$\begin{aligned} \vec{D}(r, t), \vec{E}(r, t), \vec{I}(r, t) &\Rightarrow \\ &\Rightarrow \left\{ \dot{\vec{D}}_m(r), \dot{\vec{E}}_m(r), \dot{\vec{I}}_m(r) \right\} e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\dot{\vec{D}}_m(r), \dot{\vec{E}}_m(r), \dot{\vec{I}}_m(r)$  – комплексные амплитуды, зависящие только от радиуса вектора  $r$ ;  $\dot{U}_m$  – комплексная амплитуда возбуждающего напряжения;  $\omega$  – круговая частота;  $i = \sqrt{-1}$  – мнимая единица;  $e$  – основание натуральных логарифмов.

Учитывая, что в цилиндрических координатах все векторы имеют только радиальную компоненту, в

дальнейшем для простоты опустим стрелки в их обозначениях.

Подставив теперь (5) в (4) и выполнив дифференцирование, получаем

$$\operatorname{div}[\dot{Y}\dot{E}_m(r) \cdot e^{i\omega t} + i\omega\epsilon\dot{E}_m(r) \cdot e^{i\omega t}] = 0. \quad (6)$$

Если ввести комплексную проводимость  $\dot{Y}$  среды с помощью соотношения

$$\dot{Y} = \gamma + i\omega\epsilon, \quad (7)$$

подставить ее в (6) и выполнить необходимые сокращения, то будем иметь

$$\operatorname{div}\dot{Y}\dot{E}_m(r) = 0. \quad (8)$$

Положив потенциал внешнего электрода равным нулю, получаем условия на границе диэлектрика

$$\dot{\phi}_m(r_n) = 0; \quad \dot{\phi}_m(r_0) = \dot{U}_m. \quad (9)$$

Комплексное уравнение (8) с граничными условиями (9) полностью описывают гармонический электромагнитный процесс в неидеальном диэлектрике, состоящем из произвольного количества кусочно-однородных областей.

#### ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

Будем искать комплексную амплитуду напряженности электрического поля в виде

$$\dot{E}_m(r) = -\operatorname{grad}\dot{\phi}_m, \quad (10)$$

где  $\dot{\phi}$  – комплексный потенциал.

Подставив (10) в (8), получаем

$$\operatorname{div}[\dot{Y}\operatorname{grad}\dot{\phi}] = 0. \quad (11)$$

В цилиндрической системе координат оператор дивергенции имеет только радиальную компоненту  $(1/r)d/dr$ , как и оператор градиента, имеющий составляющую  $d/dr$ . Поэтому (11) можно записать в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} \right) = 0, \quad (12)$$

Общее решение (12) при конечном  $r$  имеет вид

$$\dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} = \dot{A}, \quad (13)$$

где  $\dot{A}$  – некоторая комплексная постоянная.

Учитывая, что

$$-\operatorname{grad}\dot{\phi} = -\frac{d\dot{\phi}}{dr} = \dot{E}_m(r), \quad (14),$$

находим

$$\dot{A} = -\dot{Y}_r \frac{d\dot{\phi}}{dr} = -\dot{Y}_r \dot{E}_m(r). \quad (15)$$

Подставив (15) в (13), имеем дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными

$$\dot{Y}_r d\dot{\phi} = \dot{A} \frac{dr}{r}, \quad (16)$$

или

$$d\dot{\phi} = \dot{A} \frac{dr}{\dot{Y}_r}. \quad (17)$$

Интегрируя теперь (17) в пределах  $r_0 - r_n$  и ис-

пользуя граничные условия (9), получаем

$$\int_{r_0}^{r_n} d\dot{\phi} = \dot{A} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r},$$

т.е.

$$\dot{\phi}(r_n) - \dot{\phi}(r_0) = \dot{A} \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r}. \quad (18)$$

Подставляя теперь в последнее выражение значение  $\dot{A}$  из (15) и учитывая, что  $\dot{\phi}(r_n) - \dot{\phi}(r_0) = -\dot{U}_m$ , находим  $\dot{E}_m(r)$  в явном виде

$$\dot{E}_m(r) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_r \int_{r_0}^{r_n} \frac{dr}{\dot{Y}_r}}. \quad (19)$$

Отсюда получаем решение в квадратурах для комплексной амплитуды электрического поля в кусочно-однородных областях диэлектрика  $\Omega_i$ , ограниченных, соответственно, радиусами  $r_0 - r_1, r_1 - r_2, \dots, r_{n-1} - r_n$

$$\dot{E}_m(r) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i r \sum_{i=1}^n \int_{r_{i-1}}^{r_i} \frac{dr}{\dot{Y}_i r}}. \quad (20)$$

#### РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ЧАСТНЫХ СЛУЧАЕВ

Рассмотрим приложение полученных результатов к наиболее важным случаям расчета полей силовых кабелей и их отдельных элементов.

1. Рассмотрим вначале случай  $n$ -слойного неидеального диэлектрика, находящегося между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами. Необходимое решение прямо получается из (20) и принимает следующий вид

$$\dot{E}(r) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 r \left( \frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_0 < r < r_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 r \left( \frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_1 < r < r_2 \\ \dots & \dots \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_n r \left( \frac{1}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \dots + \frac{1}{\dot{Y}_n} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \right)} & r_{n-1} < r < r_n \end{cases} \quad (21)$$

Из (21) легко получить также выражение для распределения электрического поля в  $n$ -слойном идеальном диэлектрике, находящемся между коаксиальными металлическими цилиндрами. Такой случай

является типичным в задачах градирования бумажной изоляции в маслонаполненных кабелях, когда активными токами  $\dot{I}_{пр} = \gamma \dot{E}$  в слоях можно пренебречь по сравнению с токами смещения  $\dot{I}_{см} = i\omega \epsilon \dot{E}$ . Для этого достаточно в последнем выражении для  $\dot{E}_m(r)$  принять  $\dot{Y} = i\omega \epsilon$ . Положив в (21) фазу  $\dot{U}_m$  равной нулю, легко убедиться, что комплексный вектор  $\dot{E}_m(r)$  будет иметь только действительную составляющую, что совпадает с результатами, полученными для этого случая в [5] и подтверждает правильность общего решения рассматриваемой здесь задачи.

2. Случай трехслойного неидеального диэлектрика между коаксиальными цилиндрами. В последнее время он все чаще встречается на практике в связи с внедрением технологий наложения вулканизированного полиэтилена на технологических линиях с тремя экструдерами, работающими на строенную экструзионную головку. При этом одновременно накладывается основной слой изоляции из высококачественного полиэтилена и два полупроводящих слоя - экран по жиле и экран по изоляции. Все три слоя в общем случае могут иметь различные комплексные проводимости  $\dot{Y}$ . Здесь выражение для распределения поля в толще трехслойного диэлектрика ( $n = 3$ ) с комплексными проводимостями слоев  $\dot{Y}_1, \dot{Y}_2, \dot{Y}_3$  можно записать так

$$\dot{E}_m(r) = \begin{cases} \frac{\dot{U}}{r \left( \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\dot{Y}_1}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\dot{Y}_1}{\dot{Y}_3} \ln \frac{r_3}{r_2} \right)} & r_0 < r < r_1 \\ \frac{\dot{U}}{r \left( \frac{\dot{Y}_2}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{\dot{Y}_2}{\dot{Y}_3} \ln \frac{r_3}{r_2} \right)} & r_1 < r < r_2 \\ \frac{\dot{U}}{r \left( \frac{\dot{Y}_3}{\dot{Y}_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{\dot{Y}_3}{\dot{Y}_2} \ln \frac{r_2}{r_1} + \ln \frac{r_2}{r_3} \right)} & r_2 < r < r_3 \end{cases} \quad (22)$$

3. Кабель Хохштедтера. Раньше такие кабели с секторными жилами, в которых электрическое поле в фазной изоляции приближается к радиальному, изготавливались на основе бумажной пропитанной изоляции. Они в целом характеризуются более высокими технико-экономическими показателями, чем аналогичные кабели с круглыми жилами в диапазоне рабочих напряжений 10-20 кВ, благодаря тому, что каждая секторная жила имеет проводящий экран из наложенной методом обмотки тонкой медной ленты (рис. 2).

Для уменьшения влияния микронеоднородностей и эффекта проволочности, по жиле и по изоляции (под проводящим медным экраном) в такой конструкции весьма желательно наложение полупроводящих слоев, одного или двух - в зависимости от конкретных условий. Главный недостаток Н-кабелей,

который сдерживал их широкое распространение в электроэнергетике - более сложная технология изготовления, требующая, в частности, наложения дополнительного медного экрана после операции сушки и пропитки применяемой бумажной изоляции. В связи с освоением отечественной промышленностью технологии одновременного наложения трехслойной шитой полимерной изоляции, появляется возможность изготовления Н-кабелей на гораздо более высоком технологическом уровне в диапазоне рабочих напряжений 10...20 или даже 35 кВ.

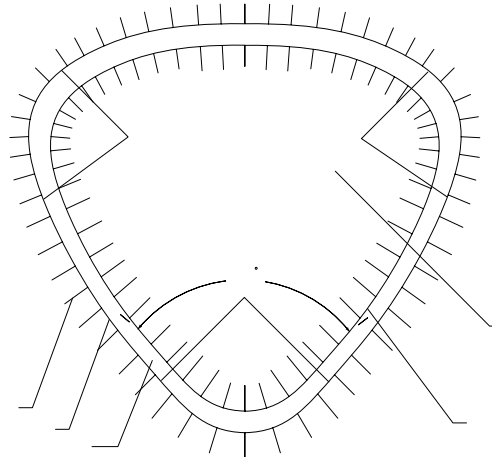


Рис. 2. Схема выполнения секторной токопроводящей жилы с двумя полупроводящими экранами в трехжильном Н-кабеле: 1 - металлическая секторная токопроводящая жила; 2 - полимерная фазная изоляция; экран по жиле (3) и изоляции (4) из проводящего полимера; 5 - экран из металлической ленты

С точки зрения расчета поля, в такой конструкции можно выделить три характерные области. Область *a* у двух боковых и одного внутреннего ребра сектора, область *b* на спинке сектора и область *c* на его плоском участке.

Если толщина изоляции намного меньше наибольшего поперечного размера сектора, что обычно хорошо выполняется на практике, то приближенно можно считать, что электрическое поле здесь такое же, как и поле между двумя коаксиальными цилиндрами. Так, в областях *a* радиус внутреннего цилиндра будет равен, соответственно, технологическому радиусу ребра сплошного сектора или радиусу проволоки наружного повива скрученного сектора, а радиус внешнего цилиндра - внутреннему радиусу медного экрана. В области *b* радиус внутреннего цилиндра равен радиусу спинки сектора, а внешний - внутреннему радиусу медного экрана на этом участке секторного профиля.

Распределение электрического поля в толще изоляции и полупроводящих экранов, как видно, здесь можно представить выражением (22).

Но в области *c* слой изоляции с полупроводящими экранами ограничен плоскими участками электродов и электрическое поле здесь приближенно можно считать таким же, как и поле плоского конденсатора с трехслойным диэлектриком. Однако, выражения для комплексной напряженности  $\dot{E}_m$  в толще диэлектри-

ка нельзя получить для этого случая из приведенных выше выражений при  $r_n$ , стремящемся к бесконечности. Здесь решение задачи можно получить, если уравнение (11) записать в декартовых координатах для одной только переменной  $x$

$$\frac{d}{dx} \left( \dot{Y} \frac{d\phi}{dx} \right) = 0. \quad (23)$$

Отсюда сразу получается общее решение

$$\dot{Y} \frac{d\phi}{dx} = A, \quad (24)$$

интегрируя которое, в пределах от  $x_0$  до  $x_n$ , с учетом граничных условий  $\phi(x_0) = \dot{U}_m$ ,  $\phi(x_n) = 0$ , имеем

$$\int_{x_0}^{x_n} d\phi = \phi(x_n) - \phi(x_0) = A \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}. \quad (25)$$

Подставив из (24) значение константы  $A$  в правую часть (25), запишем

$$-\dot{U}_m = -\dot{Y} E_m(x) \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}, \quad (26)$$

откуда получаем решение уравнения (23) в квадратурах

$$\dot{E}_m(x) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y} \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}}}. \quad (27)$$

Для того, чтобы получить решение в каждом однородном слое толщиной  $d_1, d_2, \dots, d_n$  с комплексной проводимостью  $\dot{Y}_1, \dot{Y}_2, \dots, \dot{Y}_n$  соответственно, достаточно только представить интеграл в знаменателе (27) в виде суммы  $n$  интегралов в  $n$  кусочно-однородных областях диэлектрика, каждая из которых имеет толщину  $d_i = x_i - x_{i-1}$ , ( $i = 1, 2, \dots, n$ ).

$$\dot{E}_m(x) = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i \sum_{i=1}^n \int_{x_0}^{x_n} \frac{dx}{\dot{Y}_i}} = \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_i \sum_{i=1}^n \frac{d_i}{\dot{Y}_i}}. \quad (28)$$

Отсюда получаем в развернутом виде

$$E_m(x) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_0 < x < x_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_1 < x < x_2 \\ \dots & \dots \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_n \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \dots + \frac{d_n}{\dot{Y}_n} \right)} & x_{n-1} < x < x_n \end{cases} \quad (29)$$

В частности, для интересующего нас случая трехслойного диэлектрика (рис. 3) выражение для

$E_m(x)$  можно записать так

$$E_m(x) = \begin{cases} \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_1 \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_0 < x < x_1 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_2 \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_1 < x < x_2 \\ \frac{\dot{U}_m}{\dot{Y}_3 \left( \frac{d_1}{\dot{Y}_1} + \frac{d_2}{\dot{Y}_2} + \frac{d_3}{\dot{Y}_3} \right)} & x_2 < x < x_3 \end{cases} \quad (30)$$

Иногда Н-кабель может иметь только один полупроводящий экран, например, только по изоляции или только по жиле. Как видно, для этого случая выражения для  $\dot{E}_m$  следует из (22) для участков на ребрах сектора и из (30) - для плоских участков. Полученное решение (30) при  $n = 2$  в точности совпадает с решением задачи о распределении поля в двухслойном неидеальном диэлектрике в установившемся режиме при  $t \rightarrow \infty$ , полученным в [4] для плоского конденсатора. Это подтверждает правильность решения задачи.

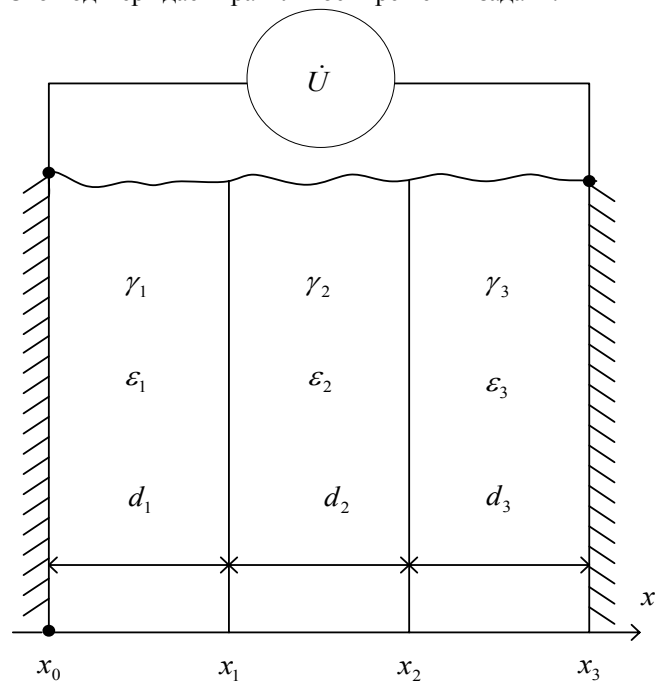


Рис. 3. Расчетная схема к определению поля в трехслойном неидеальном диэлектрике между плоскими электродами

4. Наконец рассмотрим случай расположения многослойного диэлектрика между цилиндрическими электродами, которые в поперечном сечении не являются геометрически подобными. Сюда относится характерный случай расчета поля в кабелях на напряжение 1...10 кВ с круглыми или секторными жилами, находящимися в общей металлической оболочке. Поскольку аналитическое решение уравнения (11) найти обычно не удастся, то необходимо его численное решение.

Методику численного решения подобных задач методом конечных элементов можно найти, например, в [6] и других работах авторов. В заключение заметим, что из полученных выше общих решений для случаев многослойного диэлектрика нельзя формально получить решение для частного случая однослойного диэлектрика. В самом деле, при  $n = 1$  выражения (21) или (29) получаются не зависящими от комплексной проводимости слоя диэлектрика  $\dot{Y}_1$ . Это обстоятельство связано с автомодельностью уравнения Лапласа, к которому сводится уравнение (11) для распределения одного и того же потенциала  $\varphi$  в однослойном диэлектрике. Нетрудно видеть, что топология поля будет одинаковой для распределения в диэлектрике как активной  $\gamma E$ , так и реактивной  $i\omega\epsilon E$  компоненты комплексного вектора плотности полного тока  $\dot{I} = \gamma E + i\omega\epsilon E$ . Интегрируя нормальную компоненту вектора плотности полного тока  $\dot{I}_n$  по контуру  $L$  поперечного сечения одного из электродов, имеем

$$\oint_L \dot{I}_n dl = \oint_L \gamma E dl + \oint_L i\omega\epsilon E dl = I_a + iI_p, \quad (31)$$

где  $I_a$ ,  $I_p$  – соответственно, активная и реактивная компоненты полного тока, протекающего в системе электродов с однослойным неидеальным диэлектриком.

Отсюда находим тангенс угла диэлектрических потерь  $\delta$  в диэлектрике

$$\operatorname{tg}\delta = I_a/I_p = \gamma/\omega\epsilon, \quad (32)$$

который в однородной среде, как и следовало ожидать, равен отношению активной и реактивной компонент ее комплексной проводимости  $\dot{Y}$ . В случае кусочно-однородного несовершенного диэлектрика с многими слоями, выражения для тангенса угла диэлектрических потерь получаются достаточно сложными. Однако, для рассмотренных выше случаев, допускающих аналитические решения, их всегда можно записать в явном виде, используя полученные выражения (21) и (29), для произвольного числа слоев  $n$  с произвольными комплексными проводимостями  $\dot{Y}_i$  в слоях.

## ВЫВОДЫ

Найдено аналитическое решение задачи о распределении электрического поля в многослойном неидеальном диэлектрике, находящемся между двумя коаксиальными цилиндрами для случая стационарного электромагнитного процесса с учетом произвольных диэлектрических проницаемостей и активных проводимостей в слоях.

Получены зависимости для напряженности электрического поля в слоях неидеального диэлектрика для цилиндрической и плоской геометрии при произвольном количестве его слоев.

Результаты решения задачи для частных случаев могут быть использованы при расчете параметров многослойной кабельной изоляции, в первую очередь получающих все более широкое распространение высоковольтных кабелей с полиэтиленовой вулканизированной изоляцией и полупроводящими неметаллическими экранами в диапазоне рабочих напряжений 10-500 кВ.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Бойко Н.И., Бондина Н.Н., Левченко Е.В., Михайлов В.М. Моделирование воздействия электрического поля на объекты, имеющие многослойную структуру // Электронное моделирование. – 2002. – 24, № 1. – С. 70-83.
- [2] Левченко Е.В., Михайлов В.М. Моделирование воздействия импульсного электрического поля на биологическую клетку // Электронное моделирование. – 2004. – 26, № 5. – С. 99-109.
- [3] Рудаков В.В., Рудаков С.В. Оптимизация конструкции коаксиального кабеля с многослойным диэлектриком // Электротехника и электромеханика. – 2004. – № 4. – С. 70-73.
- [4] Сканава Г.И. Физика диэлектриков (область сильных полей). – М. – Л.: Гос. издат. физ.мат. лит.-ры. – 1958. – С. 20-27.
- [5] Ларина Э.Т. Силовые кабели и кабельные линии. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 368 с.
- [6] Шидловский А.К., Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Золотарев В.М., Карпушенко В.П., Антоненко Ю.А., Василец Л.Г. Моделирование и анализ неоднородных электрических полей в высоковольтных силовых кабелях // Техническая электродинамика. Тематический выпуск. Силовая электроника и энергоэффективность. – 2006, Ч. 1. – С. 96-105.

Поступила 18.12.2007