

УДК 537.72.(001)

ВРЕМЕННЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ТОКА В ДИЭЛЕКТРИКАХ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г. В. ГУСЕВ

(Санкт-Петербургский государственный университет технологии и дизайна)

В развитие [1] рассмотрим модель поляризации диэлектриков в электрическом поле с целью анализа их структуры и свойств.

При подаче на диэлектрик постоянного внешнего напряжения U_0 результирующее напряжение U в нем [1]:

$$U = U_0 - p, \quad (1)$$

где p — поляризация диэлектрика.

Учитывая поляризацию с большим, чем в [1], приближением к реальности, получаем

$$p = \sum_{j=1}^Z k_{1j} U + \sum_{i=1}^N k_{2i} [-\exp(-T/\tau_i) U] + \sum_{m=1}^M k_{3m}(T, U) U, \quad (2)$$

где первые две суммы отвечают спектрам электронной и релаксационной составляющих, а третья — спектру прочих (межслоевых, электродных, высоковольтных, электролитической природы и др.) составляющих [2, 3]. Последние, помимо структуры диэлектрика, могут зависеть от времени воздействия T внешнего напряжения U_0 и быть нелинейными по отношению к результирующему напряжению U , что и обозначено в (2) индексами коэффициентов k_{3m} . Кроме того, в (2) Z — общее число электронов; N — число релаксационных составляющих поляризации с временами релаксации τ_i ; M — число прочих составляющих поляризации.

Очевидно,

$$\sum_{j=1}^z k_{1j} U = k_1 U; \quad (3)$$

где $k_1 = \sum_{j=1}^z k_{1j}$ — диэлектрическая восприимчивость электронной составляющей поляризации. Следовательно, ее запись не отличается от записи в [1].

Обозначим диэлектрическую восприимчивость релаксационной составляющей поляризации через $k_2(T)$, то есть

$$k_2(T) = \sum_{i=1}^N k_{2i} [1 - \exp(-T/\tau_i)]. \quad (4)$$

При $T=0$

$$k_2(0) = 0, \quad (5)$$

а при $T \gg \tau_i$

$$k_2(T) = \sum_{i=1}^N k_{2i} = k_2 = \text{const}. \quad (6)$$

Аналогично запишем

$$\sum_{m=1}^M k_{3m}(T, U) = k_3(T, U). \quad (7)$$

При $T=0$ восприимчивость $k_3(T, U) = 0$ и, как показывает опыт, данным значением можно пренебречь и для малых напряжений $U (\approx 10^2 \text{ В})$.

Таким образом, при подаче на первоначально неполяризованный диэлектрик постоянного внешнего напряжения U_0 результирующее напряжение U в нем составит

$$U = U_0 - p = U_0 - k_1 U - k_2(T) U - k_3(T, U) U \quad (8)$$

или

$$U = U_0 / \varepsilon(T), \quad (9)$$

где

$$\varepsilon(T) = 1 + k_1 + k_2(T) + k_3(T, U) \quad (10)$$

— диэлектрическая проницаемость диэлектрика, зависящая от времени выдержки T . В момент $T=0$ согласно (5)

$$\varepsilon(T) = 1 + k_1 = \varepsilon_1. \quad (11)$$

При длительной выдержке $T \gg \tau_i$ ($U_0 = \text{const}$)

$$\varepsilon(T) = 1 + k_1 + k_2 + k_3(T, U) = \varepsilon. \quad (12)$$

Соотношения (11) и (12) соответствуют соотношениям из [1] за исключением*

чением учета в (12) дополнительных составляющих поляризации ($k_3(T, U)$).

Поделив обе части равенства (9) на электросопротивление R диэлектрика (полагаемое постоянным), получим ток $J(T)$ через диэлектрик

$$J(T) = U/R = U_0/[R\varepsilon(T)] = J_0/\varepsilon(T), \quad (13)$$

где $J_0 = U_0/R$ — некоторый ток.

По соотношению (13) и в соответствии с экспериментальными результатами из [4] ток в диэлектриках при постоянном внешнем напряжении снижается во времени от начального значения $J(0) = J_0/\varepsilon_1$ до конечного $J(T \gg \tau_i) = J_0/\varepsilon$, что полностью соответствует выводам из [1].

Следовательно, причиной снижения тока через диэлектрики является не изменение их проводимости [4], а развивающиеся в них процессы поляризации.

Если в момент $T = t_1$ (далее новое начало отсчета времени t) внешнее напряжение U_0 быстро (ступенчато) снизить до некоторого значения U_1 , то результирующее напряжение U' в диэлектрике в соответствии с [1] будет:

$$U' = U_1 - k_1 U' - k_2(t) U' - k_3(t, U') U' - k_2(t_1) U \exp(-t/\tau^*) - k_3(t_1, U) U f(t), \quad (14)$$

где $k_2(t) = \sum_{i=1}^N k_{2i} [1 - \exp(-t/\tau_i)]$;

τ^* — некоторое эффективное время релаксации составляющей p_2 ;
 $f(t)$ — подлежащая экспериментальному определению функция временного изменения соответствующих составляющих поляризации, «накопленных» к моменту $T = t_1$.

Очевидно, $f(t)$ удовлетворяет условию

$$f(0) = 1. \quad (15)$$

По аналогии с (10) введем диэлектрическую проницаемость

$$\varepsilon(t) = 1 + k_1 + k_2(t) + k_3(t, U') \quad (16)$$

и обозначим

$$p_n(t) = k_2(t_1) U \exp(-t/\tau^*) + k_3(t_1, U) U f(t) \quad (17)$$

— часть поляризации, «накопленная» к моменту $T = t_1$ ($t=0$), но далее развивающаяся во времени t и при напряжении U_1 .

Тогда (14) имеет вид

$$\varepsilon(t) U' = U_1 - p_n(t), \quad (18)$$

откуда ток $J'(t)$ в диэлектрике

$$J'(t) = U'/R = [U_1 - p_n(t)]/[R\varepsilon(t)] \quad (19)$$

возрастает со временем за счет изменения поляризации $p_n(t)$.

Из выражений (18) и (19) видно, что если в момент $T = t_1$ ($t=0$, $f(t)=1$),

$$U_1 = p_n(t_1) = k_2(t_1) U + k_3(t_1, U) U, \quad (20)$$

то есть, если новое внешнее напряжение U_1 равно «накопленной» к этому моменту поляризации $p_n(t_1)$, то $J'(0) = 0$. Этот факт [1, 5] лежит в основе определения высоковольтной поляризации (ВП) по методу Квиттнера и Берана. С точки зрения излагаемой здесь модели этот метод определяет вообще поляризацию диэлектрика в момент $T = t_1$, но без ее электронной части.

Поляризация $p_n(t)$, определяемая уравнением (17), с учетом (9...12) легко приводится к виду

$$p_n(t) = \{[\varepsilon(t_1) - \varepsilon_1] \exp(-t/\tau^*) + k_3(t_1, U) [f(t) - \exp(-t/\tau^*)]\} \cdot U_0/\varepsilon(t_1). \quad (21)$$

Учитывая это в (19), получаем общее соотношение для тока $J'(t)$ в диэлектрике. Полагая $t_1 \gg \tau^*$ (при $\varepsilon(t_1) = 1 + k_1 + k_2 + k_3(t_1, U) = \varepsilon$), в момент $t = 0$ ($\varepsilon(t_1) = \varepsilon_1$ и $f(t) = 1$)

$$J'(0) = [J_1 - J_0(1 - \varepsilon/\varepsilon_1)]/\varepsilon_1, \quad (22)$$

где $J_1 = U_1/R$ — некоторый ток.

Для $t \gg \tau^*$ (при $\varepsilon(t) = 1 + k_1 + k_2 + k_3(t, U) = \varepsilon' \neq \varepsilon$) с сохранением условия $t_1 \gg \tau^*$ ($\varepsilon(t_1) = \varepsilon$), получаем

$$J'(t \gg \tau^*) = [J_1 - J_0 k_3(t_1, U) f(t)/\varepsilon]/\varepsilon'. \quad (23)$$

Эти соотношения также не противоречат выводам работы [1].

При независимом определении сопротивления R диэлектрика, например емкостным методом [6, 7], обработка экспериментальных зависимостей $J(T)$ и $J'(t)$ позволяет найти целый комплекс электрических параметров диэлектрика, вплоть до определения спектров всех составляющих его поляризации, что имеет существенное значение для изучения, контроля и эксплуатации диэлектрических материалов (текстильных, обувных, медицинских, электротехнических и др.).

ВЫВОДЫ

1. Предложена имеющая общий характер модель поляризации диэлектрических материалов.
2. Определены закономерности развития поляризации, а также временные зависимости тока в диэлектриках при постоянном и изменяемом внешнем напряжении.
3. Полученные соотношения дают возможность определения комплекса электрических характеристик диэлектрика.
4. Обоснована возможность экспериментального исследования спектров составляющих поляризации диэлектриков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев Г. В., Соколов Ю. И., Шамаев Г. Я. // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. — 1993, № 3.
2. Браун В. Диэлектрики / Пер. с англ. под ред. В. А. Чуенкова. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 265...269.
3. Сканави Г. И. Физика диэлектриков. — М.: Физматгиз, 1958. С. 428...462.
4. Сажин Б. И. Электрические свойства полимеров. — Л.: Химия, 1970. С. 10...14.
5. Qittner P., Beran O. // Z. Phys. — 1930. Bd. 64. S. 760...776.
6. Гусев Г. В. // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. — 1992, № 3.
7. А. с. 2007737 СИ РФ. Способ определения электрофизических характеристик диэлектриков методом разряда. Кл. G01R 27/04. — Оpubл. 15.02.94. Бюл. № 3.

Рекомендована кафедрой физики. Поступила 03.04.97.