ИЗМЕРВАНЕ НА ДИЕЛЕКТРИЧНИТЕ ЗАГУБИ И ДИЕЛЕКТРИЧНАТА ПРОНИЦАЕМОСТ ПРИ ПРОМЕНЛИВИ ПОЛЕТА

Диелектричните загуби представляват тази част от електричната енергия, която се превръща в топлина в диелектрика. Обикновено загубите се определят при променливо електрично поле. Приложеното към диелектрика постоянно електрично поле също води до нагряване на диелектрика за сметка на неговата електропроводимост. Но тъй като проводимостта на диелектриците е малка даже в силни полета, то те се нагряват слабо в постоянно поле и много по-силно в променливо електрично поле. Нагряването на диелек триците в променливо електрично поле нараства с увеличаване на честотата.

Диелектричните загуби са важен електро-физичен параметър на диелектрика. Големината на тези загуби, а също така зависимостта или от честотата и температурата свидетелстват за едни или други механизми на поляризация. В зависимост от концентрацията на примесите или структурните дефекти диелектричните загуби могат да се изменят десетки и стотици пъти докато в същото време изменението на ε може да бъде сравнително малко. Следователно диелектричните загуби могат да служат като чувствителен индикатор за изменението на структурата на диелектрика.

Диелектричните загуби се явяват задължителна техническа характеристика на диелектрика. Колкото са по-малки тези загуби, толкова по-високо се оценяват качествата на диелектрика. Отрицателната роля на диелектричните загуби в различните случаи се проявява по различен начин. В техниката на високите напрежения, диелектриците се използват в качеството на високоволтови изолатори. В този случай диелектричните загуби като загуба на електрическа енергия нямат значение, тъй като те са хиляди пъти по-малки от загубите на електроенергия в проводниците и в мощните трансформатори. Но за сметка на диелектричните загуби е възможно нагряване на самия изолатор, което довежда до топлинен електрически пробив на изолатора. Диелектричните загуби в елементите, използвани в електронната техника, могат да понижат или изменят важни параметри на електрическите схеми. Например, загубите в кондензаторите съществено влияят на доброкачествеността на резонаторните контури; за сметка на диелектричните загуби в изолиращи подложки на микросхемите могат да се появят нежелани явления във високомините електронни вериги. Въпросът за намаляване на диелектричните загуби придобива особена важност във връзка с миниатюризацията на радиоелектронната апаратура, защото става много важен въпросът за снижаване на топлоотделянето в конструкциите.

За количествено описание на диелектричните загуби са приети различни макроскопични характеристики. Най-често големината на диелектричните загуби се характеризира с тангенса на ъгъла на загубите. Използва се също комплексната диелектрична проницаемост, което е особено удобно за описание на загубите.

Като правило се определят не загубите W, а тангенсът на ъгъла на диелектричните загуби. Тази величина се въвежда по следния начин:

Разглеждаме векторна диаграма на токовете за кондензатор със загуби (**Фиг. 1**).

Фиг. 1

Според теорията на променливите токове активната мощност (т. е. диелектричните загу-би в диелектрика) е:

$$W = IU\cos\varphi = I_a U = I_r U \mathrm{tg}\delta \tag{1}$$

В (1) U и I са ефективните стойности на напрежението и тока, така че:

$$U = \frac{U_{\max}}{\sqrt{2}} \quad ; \quad I = \frac{I_{\max}}{\sqrt{2}} \tag{2}$$

Очевидно

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{I_a}{I_r} = \frac{I_{a\max}}{I_{r\max}} = \frac{j_{a\max}}{j_{r\max}}, \tag{3}$$

където $j_{a\max}$ и $j_{r\max}$ са амплитудите на плътностите на активния и реактивния ток.

Изразявайки $j_{a\max}$ и $j_{r\max}$ и замествайки в (2), за $\mathrm{tg}\delta$ се получава следният израз:

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{\sigma + \varepsilon_0\left(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty\right)\dfrac{\omega^2\tau}{1+\left(\omega\tau\right)^2}}{\varepsilon_0\varepsilon_\infty\omega + \varepsilon_0\left(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty\right)\dfrac{\omega}{1+\left(\omega\tau\right)^2}} \tag{4}$$

При $\omega \to 0$

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\varepsilon_c\omega} \tag{5}$$

т. е. превес имат загубите, обусловени от електропроводимостта.

При малки електропроводимости и $\omega >> 1$ от (3) се получава

$$tg\delta = \frac{\left(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty\right)\omega\tau}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty\left(\omega\tau\right)^2}, \tag{6}$$

която характеризира загубите при релаксационната поляризация.

Диелектричната проницаемост на веществото се определя като число показващо колко пъти капацитетът на вакуумен кондензатор нараства при запълването му с диелектрик.

За да може методът на комплексните променливи да се използва за описание на явленията в променливи електрични полета се въвежда понятието комплексна диелектрична проницаемост:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon'', \tag{7}$$

ε' има смисъл на обикновената диелектрична проницаемост, а ε'' се определя от загубите. Между ε', ε'' и $\mathrm{tg}\delta$ съществува връзка

$$\mathrm{tg}\delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{8}$$

или още

$$\varepsilon'' = \varepsilon' \mathrm{tg}\delta \tag{9}$$

т. е. измервайки ε' и $\mathrm{tg}\delta$ може да се определи ε'' по формулата (8).

За ε' и ε'' са в сила следните зависимости:

$$\varepsilon'' = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} + \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \tag{10}$$

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2}, \tag{11}$$

където ε_c и ε_∞ са съответно диелектричната проницаемост при $\omega = 0$ и $\omega \to \infty$; τ - времето на релаксация.

Изразът $\frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$ представлява релаксационната част на ε''.

От (10) и (11) при малки τ и $\omega >> 1$ може да се получи израз за $\mathrm{tg}\delta$, който съвпада с (6).

Релаксационната част на ε'' и $\mathrm{tg}\delta$ имат максимуми на $\varepsilon'' = \varepsilon''(\omega)$ и $\mathrm{tg}\delta = f(\omega)$ (**Фиг. 2**). От условието за максимум се получава съответно

$$\omega_m \tau = 1 \tag{12}$$

и

$$\omega_m \tau = \sqrt{\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}} \tag{13}$$

Фиг. 2

Времето на релаксация τ е функция на температурата. В частност при диполно-релаксационна и йонно-релаксационна поляризация τ се явява експоненциална функция на температурата:

$$\tau = \tau_0 \exp\left[\frac{U}{kT}\right], \tag{14}$$

където U е енергията на активация.

С увеличаване на температурата τ намалява силно. Следователно максимумите на $\varepsilon" = \varepsilon"(\omega)$ и $\mathrm{tg}\delta = f(\omega)$ се преместват в посока на по-големите честоти.

Може да се покаже, че температурното изменение на комплексната диелектрична проницаемост се характеризира с несиметричен максимум на кривата $\varepsilon' = \varepsilon'(T)$ и $\varepsilon" = \varepsilon"(T)$ (**Фиг. 3**). Тези максимуми се наблюдават, когато е изпълнено условието $\omega = 1$

Фиг. 3

На температурната зависимост на $\mathrm{tg}\delta$ също трябва да се наблюдава максимум, когато $\omega_m \tau = \sqrt{\dfrac{\varepsilon_c}{\varepsilon_\infty}}$.

Експерименталното изследване на зависимостите $\varepsilon(T)$ и $\mathrm{tg}\delta(\omega)$ при различни температури, може да се използва за определяне на енергията на активация U (височината на потенциалната бариера).

За пресмятане на U е достатъчно да се определят температурите T_1 и T_2 на честоти ω_1 и ω_2, където се наблюдават максимуми на $\mathrm{tg}\delta$ (**Фиг. 4**).

Фиг. 4

Тези максимуми се наблюдават при условие $\omega_1 \tau_1 = \omega_2 \tau_2$. От това равенство и равенство (14) се получава

$$\exp\left[\frac{U}{kT_1}\right]\omega_1 = \exp\left[\frac{U}{kT_2}\right]\omega_2, \tag{15}$$

откъдето се получава следният израз:

$$U = \frac{kT_1T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} \,. \tag{16}$$

гл. ас. д-р Иван Бодуров

Пловдивски университет „Паисий Хилендарски“

Физико-технологичен факултет

катедра „Физика“

http://web.uni-plovdiv.bg/bodurov

e-mail: bodurov@uni-plovdiv.net