

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ПОМОЩЬЮ ОХЛАЖДАЕМЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ РЕЗОНАТОРОВ

При создании низкотемпературных радиоэлектронных устройств различного назначения требования к применяемым диэлектрикам существенно возрастают. При этом, соответственно, растут требования к методам измерения диэлектрической проницаемости ε и тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg}\delta$ в широком интервале температур и частот. Наиболее точным и чувствительным является резонансный метод, при котором исследуемый материал помещается в резонатор и по изменению его резонансной частоты и добротности определяются ε и $\operatorname{tg}\delta$ [1]. Довольно широко резонансный метод применяется при низких температурах [2]. Однако, поскольку поле в объемном резонаторе неоднородно, исследуемый образец будет по-разному влиять на параметры резонатора в зависимости от места его размещения и величины ε и $\operatorname{tg}\delta$, т. е. используемые при расчете соотношения будут давать большую погрешность, а изготовление образцов, полностью заполняющих резонатор, не всегда технологически возможно. В связи с этим, более эффективным является применение полосковых или микрополосковых резонаторов (МПР), позволяющих проводить исследования диэлектрических образцов в том же самом виде, в котором они могут быть затем использованы при создании СВЧ устройств. Немаловажным является также тот факт, что в МПР при $\varepsilon \geq 10$ (именно такие диэлектрики привлекают в настоящее время разработчиков миниатюрных СВЧ устройств) поле почти полностью сконцентрировано в диэлектрике, что существенно повышает точность используемых при расчете соотношений.

Целью данной работы является измерение ε и $\operatorname{tg}\delta$ ситалла СТ32-1 и поликора при различных температурах с помощью МПР.

Длина волны λ в микрополосковой структуре [3]

$$\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon_{\text{эф}}}, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{\text{эф}} = \frac{\varepsilon + 1}{2} + \frac{\varepsilon - 1}{2} (1 + 10h/w)^{-1/2}, \quad (2)$$

где λ – длина волны в вакууме; h – толщина диэлектрика; w – ширина проводящего полоска.

Используя полуволновой МПР, измерив соответствующие величины (l – длину МПР, h , w , $f = c/\lambda_0$, где c – скорость света), можно определить ε [4].

Величину $\operatorname{tg}\delta$ можно найти, измерив добротность МПР. В общем случае для добротности Q_0 МПР можно записать [5]:

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_m} + \frac{1}{Q_u}, \quad (3)$$

где Q_d , Q_m , Q_u – добротности, обусловленные соответственно потерями в диэлектрике, в металле и на излучение. При помещении МПР в экран потери на излучение практически равны нулю и третьим слагаемым в (3) можно пренебречь.

Величина Q_m находится с помощью формул [6]:

$$Q_m = \pi \cdot Z_0 \cdot f \cdot w / c \cdot \gamma \cdot R_n; \quad (4)$$

$$\gamma = \exp \left[-1,2 (Z / 120\pi)^{0,7} \right], \quad (5)$$

где Z_0 и Z – волновые сопротивления линий, соответственно, с вакуумным и диэлектрическим заполнением; R_n – поверхностное сопротивление.

Волновое сопротивление при $w/h \leq 1$ определяется с помощью соотношения [3]:

$$Z = \left(120 / \sqrt{2(\varepsilon + 1)}\right) \left\{ \ln(8h/w) + w^2 / (32h^2) \right\} - \left(120 / \sqrt{2(\varepsilon + 1)}\right) \left\{ (1/2)(\varepsilon - 1) [\ln(\pi/2) + \ln(4/\pi) / \varepsilon] / (\varepsilon + 1) \right\}. \quad (6)$$

В случае классического скин-эффекта ($T > 100$ K)

$$R_n = \sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 / \sigma}, \quad (7)$$

где $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$ В · с/А · м – магнитная проницаемость вакуума; σ – удельная проводимость проводника на постоянном токе.

В случае аномального скин-эффекта ($T < 100$ K) [7]

$$R_n = R_\infty (1 + F_R \alpha^{-G}), \quad (8)$$

где R_∞ – поверхностное сопротивление в крайне аномальном пределе,

$$R_\infty = \left(\frac{\sqrt{3}}{4\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{l}{\sigma} \right)^{1/3} (\pi \cdot f \cdot \mu_0)^{2/3}, \quad (9a)$$

$$R_\infty = \frac{8}{9} \left(\frac{\sqrt{3}}{4\pi} \right)^{1/3} \left(\frac{l}{\sigma} \right)^{1/3} (\pi \cdot f \cdot \mu_0)^{2/3}, \quad (9b)$$

где l – длина свободного пробега электронов. Соотношения (9a) и (9b) используются соответственно для случаев диффузного и зеркального отражения электронов от поверхности. При этом $F_R = 1,157$; $1,376$, а $G = 0,2757$; $0,3592$ [7].

Для α можно записать:

$$\alpha = \frac{3}{2} l^2 / \delta_{кл}^2, \quad (10)$$

$$\delta_{кл} = (f \cdot \pi \cdot \mu_0 \cdot \sigma)^{-1/2}, \quad (11)$$

где $\delta_{кл}$ – классическая глубина проникновения. В [7] приведены численные значения отношения l/σ для различных металлов, из которых зная величину σ можно найти l .

Добротность Q_δ можно определить с помощью следующих соотношений [5]:

$$Q_\delta = (p \cdot tg \delta)^{-1} \quad (12)$$

$$p = \frac{2 + \eta \left[G_w \frac{h}{w} (1 + F_w) - 2 \right] + \delta \left[G_l \frac{h}{l} (1 + F_l) - 2 \right]}{2 + \eta \left[G_w \frac{h}{w} (1 + F_w) + \frac{1}{\varepsilon} (1 - F_w) - 2 \right] + \delta \left[G_l \frac{h}{l} (1 + F_l) + \frac{1}{\varepsilon} (1 - F_l) - 2 \right]}, \quad (13)$$

где $G_w = \frac{120\pi}{Z(w, h, \varepsilon = 1)}$; $G_l = \frac{120\pi}{Z(l, h, \varepsilon = 1)}$; $F_w = (1 + 10h/w)^{-1/2}$; $F_l = (1 + 10h/l)^{-1/2}$;

$$\delta = \begin{cases} 1 & m = 0 \\ 2 & m \neq 0 \end{cases} \quad \eta = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2 & n \neq 0 \end{cases},$$

m, n – индексы вида колебаний МПР.

Таким образом, зная размеры МПР, удельную проводимость σ , вид колебаний, измерив f_p и Q_0 , можно с помощью соотношений (1)-(13) найти ε и $tg\delta$.

Исследовавшиеся образцы диэлектриков представляли из себя пластины стандартных размеров ($60 \times 48 \times 1$) мм, на одну сторону которых наносился сплошной слой меди $\sim 2 \cdot 10^{-5}$ м, а на другой формировался прямоугольный резонатор с размерами $l = 4,8 \cdot 10^{-2}$ м, $w = 10^{-3}$ м и толщиной $t = 2 \cdot 10^{-5}$ м.

При температурах 293, 77, 20,4 и 4,2 К с помощью измерительного моста измерялось удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma$ материала МПР на постоянном токе и с помощью перестраиваемого измерительного генератора – резонансная частота f_p и добротность Q_0 МПР. Результаты измерений образцов из ситалла СТ32-1 приведены в табл.1.

Таблица 1

Т, К	f_p , ГГц	Q_0	ρ , Ом м
293	1,125	187,5	$2,36 \cdot 10^{-8}$
77	1,070	267,5	$3,64 \cdot 10^{-9}$
20,4	1,084	433,6	$6,51 \cdot 10^{-10}$
4,2	1,089	311	$6,51 \cdot 10^{-10}$

Значения величин ε и $tg\delta$, найденные с учетом соотношений (1)-(13) и результатов измерений (табл.1) в предположении, что в МПР возбуждается низший вид колебаний E_{001} ($n = 1, m = 0$), приведены в табл.2. При расчете R_n в области аномального скин-эффекта бралось среднее значение между чисто зеркальным и чисто диффузным отражением.

Таблица 2

Т, К	ε	$tg\delta$
293	11,3	$1,3 \cdot 10^{-4}$
77	12,5	$1,6 \cdot 10^{-3}$
20,4	12,2	$1,4 \cdot 10^{-3}$
4,2	12,1	$2,3 \cdot 10^{-3}$

Погрешность определения величины $tg\delta$ находилась расчетом по формулам (1)-(13) при максимально возможных в применяемых измерительных приборах погрешностях в ту или в другую сторону. Из всех рассмотренных сочетаний был взят вариант, давший наибольшую результирующую погрешность $\sim 6\%$. Погрешность, обусловленная изменением размеров при охлаждении, не учитывалась, поскольку она составляет величину существенно меньшую других видов погрешностей (КТЛР СТ32-1 $\sim 3,2 \cdot 10^{-6}$, КТЛР поликора $\sim 8 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ [3]).

Были проведены также измерения ε и $tg\delta$ поликора при низких температурах с использованием сверхпроводящего полуволнового МПР. Расчет производился по такой же методике, а величина поверхностного сопротивления ниобия находилась с использованием справочных данных, приведенных в работе [7].

Результаты измерений и расчета показаны в табл.3.

Таблица 3

Т, К	f_p , ГГц	Q_0	ε	$tg\delta$
4,2	1,12	$3,7 \cdot 10^4$	10,5	$2,6 \cdot 10^{-5}$
1,8	1,12	$6,6 \cdot 10^4$	10,5	$1,5 \cdot 10^{-5}$

Аномальная зависимость величин ε и $tg\delta$ СТ32-1 от температуры и значения ε и $tg\delta$ поликора при низких температурах коррелирует с результатами, полученными в работе [8], где исследования высокочастотных характеристик диэлектриков осуществлялись с помощью объемных сверхпроводящих резонаторов, в которые помещались тонкие дисковые образцы.

Таким образом, как показывают результаты данной работы, МПР являются эффективным инструментом для исследования высокочастотных характеристик диэлектрических материалов в широком диапазоне температур.

Для расширения частотного диапазона измерений возможно использование либо набора резонаторов, либо отрезков микрополосковых линий определенной длины с последующим измерением величины затухания и времени задержки сигнала и пересчетом по формулам к значениям ϵ и $tg\delta$, а также использование микрополосковых структур типа кольцевых или дисковых МПР, имеющих резонансы на различных частотах.

Список литературы: 1. Брандт А.А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М.: Физматгиз, 1963. 403 с. 2. Бондаренко И.Н., Менде Ф.Ф. Исследование свойств диэлектриков и полупроводников с помощью охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов // ВИНТИ, № 1062-80 Деп., 72 с. 3. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / Под ред. В.И.Вольмана. М.: Радио и связь, 1982. 328 с. 4. Withington S. Cryogenic performance of microstrip substrates. Electron.Lett., 1983, v.19, № 21. P.887-888. 5. Knoppik N. Der Gütefactor von Mikrostrip-Resonatoren // AEU, Electronics and Communication, 1976, v.30, № 2. P. 49-58. 6. Гвоздев В.И., Нефедов Е.И. Объемные интегральные схемы СВЧ. М.: Наука, 1985. 256 с. 7. Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников. К.: Наук.думка, 1985. 240 с. 8. Бондаренко И.Н., Гнесь А.С. Измерение высокочастотных характеристик диэлектриков с помощью сверхпроводящих резонаторов / В сб. Низкотемпературные процессы и системы. К.: Наук.думка, 1987. С.39-45.

Поступила в редколлегию