

УДК 537.226.621.317

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ НАГРЕВЕ В ОБЪЕМНОМ ВОЛНОВОДНОМ РЕЗОНАТОРЕ

© В. П. Крылов¹*Статья поступила 10 апреля 2015 г.*

Уточнен алгоритм определения диэлектрической проницаемости на СВЧ при нагреве в объемном цилиндрическом волноводном резонаторе. Показано, что неравномерный нагрев и неодинаковые теплофизические условия при измерении собственных параметров резонатора с образцом и без него — основной источник погрешности. Предложена схема расчета диэлектрической проницаемости материала при нагреве с использованием интегрального выражения для определения электрической длины резонатора, учитывающая влияние неравномерного нагрева и позволяющая повысить точность определения зависимости диэлектрической проницаемости от температуры.

Ключевые слова: сверхвысокая частота; диэлектрические свойства; измерение диэлектрической проницаемости; волноводный резонатор; высокотемпературный нагрев.

Данные по диэлектрической проницаемости (ϵ) материалов имеют большое практическое значение. Они необходимы, например, при исследовании поведения радиотехнических конструкций в условиях аэродинамического нагрева. Поэтому проблема определения ϵ не теряет своей актуальности.

Метод вариации длины объемного резонатора, наиболее распространенный для определения ϵ на СВЧ при нормальных условиях, обеспечивает минимальную погрешность измерения. Его использование в высокотемпературной области позволило поднять максимальную температурную границу измерения диэлектрических материалов до 2000 °С [1]. Но так как для определения ϵ используют динамический метод сравнения собственных характеристик резонатора с образцом испытуемого материала и без него, а при изменении температуры нагрева электрические характеристики меняются по-разному, то простое механическое использование алгоритмов определения ϵ при нормальных условиях недопустимо, и учет этих изменений в расчетах требует дополнительного обсуждения.

На схеме измерения диэлектрического образца в объемном цилиндрическом резонаторе при нагреве методом вариации длины прибора (рис. 1) обозначены два положения подвижного поршня: 1 — для пустого резонатора, настроенного в резонанс; 2 — для резонатора с образцом (L — текущая координата по высоте нагреваемой части прибора; L_0 — геометрическая длина ненагреваемой части резонатора; d — толщина образца; R_0 — радиус ненагреваемой части; L_R — длина резонатора без образца; $L_T = L_R - L_0$ — геометрическая длина нагреваемой части пустого резонатора;

L_S — геометрическая длина резонатора с образцом; $L_{TS} = L_S - L_0$ — геометрическая длина нагреваемой части резонатора с образцом). Температуру нагрева (T) контролируют на нижней поверхности подвижного поршня. При нагреве из-за расширения стенок прибора происходит неравномерное изменение радиуса резонатора по высоте нагреваемой части. Для случая линейного распределения температуры на схеме (см. рис. 1) представлены изменения радиуса: $R_T(L, T)$ — для пустого резонатора; $R_{TS}(L, T)$ — для резонатора с образцом.

Из сравнения распределений радиусов по высоте видно, что теплофизические условия при измерении собственных параметров прибора с образцом и без него идентичны, поскольку для одинаковых температур на поверхности подвижного поршня распределения температур по высоте резонатора различны.

Для электрической длины нагреваемой части (L_{TE}) резонатора без образца можно записать

$$L_{TE} = \int_0^{L_T} \frac{2\pi}{\lambda_b} dL, \quad (1)$$

где $\lambda_b = \frac{\lambda_{кр} \lambda_0}{\sqrt{\lambda_{кр}^2 - \lambda_0^2}}$ — длина волны в волноводе

($\lambda_{кр} = CR$ — критическая длина волны в цилиндрическом волноводе для волны типа H_{01} , $C = 2\pi/v_{01} = 1,639$, $v_{01} = 3,832$ — численное значение корня уравнения для функции Бесселя $J'_0(v_{01}) = 0$ при рассмотрении распространения волны H_{01} в круглом волноводе; λ_0 — длина волны в свободном пространстве на частоте $f = c/\lambda_0$, где c — скорость распространения электромагнитных волн).

¹ АО «ОНПП «Технология» им А. Г. Ромашина», г. Обнинск, Россия; e-mail: info@technologiya.ru

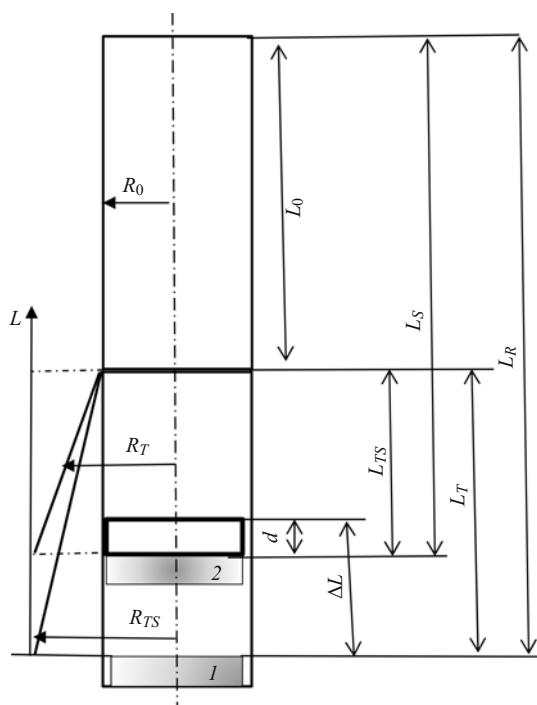


Рис. 1. Схема измерения диэлектрического образца в объемном резонаторе при нагреве

Полагая, что радиус нагретой части зависит от изменения температуры, а в ненагреваемой части температура не меняется и равна нормальной, при этом распределение ее линейно, имеем

$$R(L) = R_0 \left[1 + \alpha \left(T - \frac{T - T_0}{L_T} L \right) \right], \quad (2)$$

где L — текущая координата от 0 (поршень) до L_T (верхняя торцевая стенка резонатора); T — текущая температура измерений в месте расположения поршня; T_0 — температура, соответствующая нормальным условиям в ненагреваемой части резонатора; α — коэффициент термического расширения материала стенок прибора.

На рис. 2 представлены расчетные температурные зависимости изменения длины нагреваемой части настроенного в резонанс резонатора из стали (радиус $R = 25,0$ мм, волна H_{01} , $\alpha = 14 \cdot 10^{-6}$) без образца (длина $L_T = 100$ мм) и с образцом (длина $L_{TS} = 80$ мм). Из-за различного градиента по длине нагретой части разность в длинах монотонно увеличивается и при 2000°C достигает 0,28 мм, что сопоставимо с изменениями длины резонатора только вследствие температурных изменений диэлектрической проницаемости образца [1].

Для устранения влияния на точность измерений неидентичности теплофизических условий при изготовлении измерительных ячеек можно использовать материалы с низким коэффициентом термического расширения, например кварцевое стекло с металлизированным покрытием [2]. Отметим, что результаты

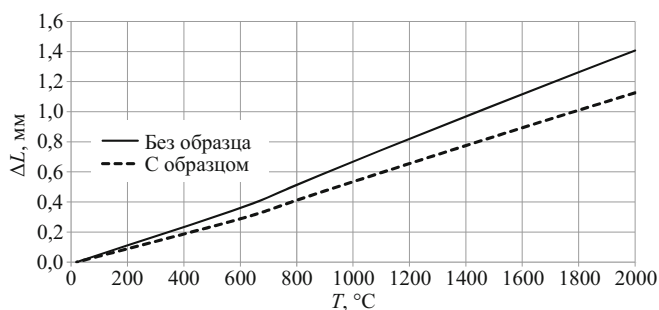


Рис. 2. Температурная зависимость изменения электрической длины нагреваемой части резонатора

определения $\epsilon(T)$, полученные с помощью такого резонатора [3], значительно отличаются от измерений, выполненных на традиционном приборе [4]. Также следует учитывать, что при разработке измерительных ячеек для сверхвысоких температур (выше 1500°C) подобрать материалы с низким коэффициентом термического расширения не представляется возможным.

Исходя из вышеизложенного, очевидно, что при использовании динамического метода для повышения точности измерений $\epsilon(T)$ и создания идентичных теплофизических условий при определении собственных параметров резонатора без образца и с образцом геометрическая длина нагреваемой части должна оставаться неизменной. При этом величина $\lambda_{кр}(L)$ может быть рассчитана с использованием априорных данных о термическом расширении материала стенок резонатора.

Так как основным при определении ϵ является условие выполнения равенства полного внутреннего сопротивления на передней грани образца, запишем

$$\frac{\operatorname{tg}(L_{TE} - L_{TSE} + L_{SE})}{L_{SE}} = \frac{\operatorname{tg}(L_{SSE})}{L_{SSE}}, \quad (3)$$

где L_{TE} , L_{TSE} и L_{SE} — электрическая длина нагреваемой части резонатора при измерении без образца, с образцом и в области расположения образца (резонатор пустой) соответственно; L_{SSE} — электрическая длина резонатора, эквивалентная образцу.

Для учета изменений электрических параметров резонатора при нагреве запишем

$$L_{TE} = \int_0^{L_T} \beta_{V1} dL$$

для пустого резонатора,

$$L_{TSE} = \int_0^{L_{TS}} \beta_{V2} dL, \quad L_{SE} = \int_0^d \beta_{S2} dL, \quad L_{SSE} = \int_0^d \beta_{V\epsilon} dL$$

для резонатора с внесенным образцом; где $\beta_{V1} = 2\pi/\lambda_B$, $\beta_{V2} = 2\pi/\lambda_B$, $\beta_{S2} = 2\pi/\lambda_B$, $\beta_{V\epsilon} = 2\pi/\lambda_{BE}$ — постоянные распространения в резонаторе без образца, в пустой части резонатора с образцом, в области образца резо-

натора с образцом, в области расположения образца резонатора с образцом соответственно.

В верхней охлаждаемой части прибора температура неизменно равна нормальной, а на поршне (в месте расположения образца) — текущей температуре измерения. Для учета неравномерности нагрева стенок резонатора изменение температуры по нагреваемой части представим линейной функцией (2), тогда

$$\lambda_{кр}(L) = CR(L) = A + BL,$$

где $A = CR_0 + CR_0\alpha T_i$; $B = CR_0\alpha(T_i - T_0)/L_T$.

Запишем интеграл (1) в виде

$$\begin{aligned} L_{TE} &= \int_0^{L_T} \beta_{V1} dL = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^{L_T} \frac{\sqrt{\lambda_{кр}^2 - \lambda_0^2}}{\lambda_{кр}} dL = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^{L_T} \frac{\sqrt{(A + BL)^2 - \lambda_0^2}}{A + BL} dL. \end{aligned}$$

Введя замену $z = A + BL = \lambda_{кр}$, имеем

$$L_{TE} = \frac{2\pi}{\lambda_0 B} \int_A^{A+BL_T} \frac{\sqrt{z^2 - \lambda_0^2}}{z} dz.$$

Полученное выражение — табличный интеграл. Окончательно получим

$$\begin{aligned} L_{TE} &= \frac{2\pi}{\lambda_0 B} \int_A^{A+BL_T} \frac{\sqrt{z^2 - \lambda_0^2}}{z} dz = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0 B} \sqrt{z^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0^2 \frac{1}{\lambda_0^2} \arccos \left(\frac{1}{\lambda_{кр}} \sqrt{\frac{\lambda_0^2}{1}} \right) \end{aligned}$$

и

$$L_{TE} = \frac{2\pi}{\lambda_0 B} \left(\sqrt{(A + BL)^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A + BL} \right).$$

При $T_i = T_0$ и $B = 0$ выражение для L_{TE} становится некорректным. Поэтому при $T_i = T_0$ параметр β_{V1} не зависит от L и, как видно из (1), может быть вынесен за знак интеграла: $L_{TE} = \beta_{V1} L$.

Окончательно имеем

$$\begin{aligned} L_{TE} &= \frac{2\pi}{\lambda_0 B} \left[\left(\sqrt{A^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \left(\sqrt{(A + BL_T)^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A + BL_T} \right) \right]. \end{aligned}$$

Аналогично

$$L_{TSE} = \frac{2\pi}{\lambda_0 B_1} \left[\left(\sqrt{A^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A} \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\sqrt{(A + B_1 L_{TS})^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A + B_1 L_{TS}} \right) \right],$$

$$L_{SE} = \frac{2\pi}{\lambda_0 B_1} \left[\left(\sqrt{A^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A} \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\sqrt{(A + B_1 d)^2 - \lambda_0^2} - \lambda_0 \arccos \frac{\lambda_0}{A + B_1 d} \right) \right],$$

$$L_{SSE} = \frac{2\pi}{\lambda_\epsilon B_1} \left[\left(\sqrt{A^2 - \lambda_\epsilon^2} - \lambda_\epsilon \arccos \frac{\lambda_\epsilon}{A} \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\sqrt{(A + B_1 d)^2 - \lambda_\epsilon^2} - \lambda_\epsilon \arccos \frac{\lambda_\epsilon}{A + B_1 d} \right) \right],$$

где $B_1 = CR_0\alpha - \frac{T_1 - T_0}{L_{TS}}$.

Величину L_{SSE} , из которой необходимо определить ϵ , находим из решения трансцендентного уравнения (3).

Замена экспериментального определения длины волны в резонаторе при нагреве расчетным, учитывающим температурные изменения диаметра резонатора из-за линейного расширения материала стенки, позволяет отказаться от предварительного измерения собственных параметров прибора и учитывать начальную длину, соответствующую нормальной температуре, считая ее неизменной. Ясно, что при определении собственных параметров резонатора геометрическая длина меняется, однако электрическая длина остается постоянной. Это легко показать, записав электрическую длину резонатора, настроенного в резонанс $L_{TE} = L_R \frac{2\pi}{\lambda_B}$. Так как резонатор настроен в резонанс,

то $L_R = n \frac{\lambda_B}{2}$ и тогда $L_{TE} = \pi n$.

Видно, что величина, равная электрической длине настроенного в резонанс резонатора, не зависит от длины волны в волноводе и в трансцендентном уравнении (3). В качестве электрической длины пустого резонатора для всего диапазона температур измерения диэлектрических свойств образца можно использовать постоянное значение, соответствующее нормальным условиям $[L_{TE}(T) = \text{const}]$, а значения остальных величин представлять в виде функций температуры $[L_{TSE}(T), L_{SE}(T)]$.

Запишем уравнение (3) в окончательном виде для температурных измерений:

$$\frac{\text{tg}(L_{TE} - L_{TSE}(T) + L_{SE}(T))}{L_{SE}(T)} = \frac{\text{tg}(L_{SSE}(T))}{L_{SSE}(T)}. \quad (4)$$

В уравнении (4) изменения электрических длин при температурных воздействиях учитываются с помощью расчетного алгоритма нахождения зависи-

мости критической длины волны от длины резонатора при изменении радиуса прибора вследствие термического расширения его стенок.

Уравнение (4) и независимость от температуры L_{TE} корректно можно рассматривать лишь до температуры возникновения низкотемпературной плазмы (1800 °C), так как выше нее необходим учет изменения диэлектрических свойств объема резонатора за счет образования объемного заряда свободных электронов, эмитированных нагретой поверхностью стенок прибора [5].

Таким образом, предложена методика определения диэлектрической проницаемости при нагреве с учетом неравномерного термического расширения стенок волноводного резонатора. Метод учета изменения электрической длины может быть применен и в других подобных СВЧ-системах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских С. М., Демьянов В. В., Зальцман Е. Б., Литовченко А. В., Смирнов Г. А. Установка для измерения параметров диэлектриков в высокочастотном диапазоне при температурах до 2300 К / Приборы и техника эксперимента. 1985. № 4. С. 141 – 143.
2. Крылов В. П., Скряченко Л. М. Резонаторная ячейка для измерения температурных зависимостей диэлектрической проницаемости на сверхвысоких частотах до 1200 °C / Приборы и техника эксперимента. 1996. № 2. С. 81 – 82.
3. Крылов В. П. Измерение диэлектрических свойств диоксида кремния на частоте 10 ГГц при нагреве до 1200 °C в цилиндрическом волноводном резонаторе / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2007. Т. 73. № 9. С. 47 – 49.
4. Литовченко А. В., Игнатенко Г. К. Некоторые аспекты метрологического обеспечения измерения диэлектрических свойств материа-

лов на сверхвысокой частоте в интервале температур 20 – 1200 °C / Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2010. Т. 76. № 8. С. 66 – 69.

5. Крылов В. П., Маков А. И. Проблемы измерения диэлектрических свойств материалов в высокотемпературном резонаторе / Дефектоскопия. 1991. № 7. С. 87 – 89.

REFERENCES

1. Brekhovskikh S. M., Dem'yanov V. V., Zal'tsman E. B., Litovchenko A. V., Smirnov G. A. Ustanovka dlya izmereniya parametrov dielektrikov v vysokochastotnom diapazone pri temperaturakh do 2300 K [Instrument for dielectric parameters in high-frequency band at temperature up to 2300 K] / Pribory Tekhn. Éksp. 1985. N 4. P. 141 – 143 [in Russian].
2. Krylov V. P., Skryuchenkov L. M. Rezonatornaya yacheika dlya izmereniya temperaturnykh zavisimostei dielektricheskoi pronitsaemosti na sverkhvysokikh chastotakh do 1200 °C [Resonator cell for dielectric permeability temperature dependence measurement at superhigh frequency up to 1200 °C] / Pribory Tekhn. Éksp. 1996. No. 2. P. 81 – 82 [in Russian].
3. Krylov V. P. Izmerenie dielektricheskikh svoistv dioksida kremniya na chastote 10 GGts pri nagreve do 1200 °C v tsilindricheskom volnovodnom rezonatore [Measurements of the Dielectric Properties of Silicon Dioxide at a Frequency 10 GHz upon Heating to 1200°C in Cylindrical Waveguide Resonator] / Zavod. Lab. Diagn. Mater. 2007. Vol. 73. N 9. P. 47 – 49 [in Russian].
4. Litovchenko A. V., Ignatenko G. K. Nekotorye aspekty metrologicheskogo obespecheniya izmereniya dielektricheskikh svoistv materialov na sverkhvysokoi chastote v intervale temperatur 20 – 1200 °C [Some Aspects of Metrological Support of Measurements of Dielectric Properties of Materials at Microwave Frequencies in the Temperature Range 20 – 1200°C] / Zavod. Lab. Diagn. Mater. 2010. Vol. 76. No. 8. P. 66 – 69 [in Russian].
5. Krylov V. P., Makov A. I. Problemy izmereniya dielektricheskikh svoistv materialov v vysokotemperaturnom rezonatore [Issues of materials dielectric properties measurement in high temperature resonator cavity] / Defektoskopiya. 1991. N 7. P. 87 – 89 [in Russian].