

К. т. н. Б. А. ДЕМЬЯНЧУК

Украина, Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова
E-mail: boris998877@rambler.ruДата поступления в редакцию
13.08 2004 г.Оппонент к. т. н. Н. Н. КОБАК
(НТУУ "КПИ", г. Киев)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНАЯ МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМПЛЕКСНЫХ ПРОНИЦАЕМОСТЕЙ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КОМПОЗИТОВ

Методика определения параметров ферромагнитных композитов позволяет однозначно вычислять значения их проницаемостей и проводимостей по данным распределения поля в волноводе.

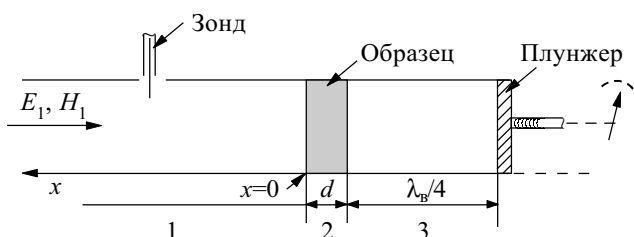
Определение составляющих комплексных проницаемостей образцов ферромагнитных материалов в заданном диапазоне частот осуществляется обычно громоздкими, сложными и плохо отработанными методами [1, 2], основанными на моделях, не адекватных конкретным ситуациям и не способствующих решению технологических задач, например, при обработке технологии создания материалов для экранирования радиоэлектронной аппаратуры.

В то же время требуется высокая точность и однозначность при решении, например, задачи точного согласования волнового сопротивления среды (с потерями) с воздушной средой, которое зависит от проницаемостей и проводимостей сред, т. е. от составляющих комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Целью данной статьи является обсуждение сущности и особенностей оправдавшей себя и отработанной экспериментально модернизированной методики точного и однозначного оценивания электромагнитных параметров образцов полимерных ферромагнитных материалов, основанной на измерениях характеристик распределения поля в специально изготовленном измерительном волноводе с полосой пропускания в заданном диапазоне частот и на последующих расчетах.

Особенности расчета электрической и магнитной составляющих проницаемостей и проводимостей материала по данным измерений сводятся к следующему.

Пусть волноводный тракт составлен из трех участков (см. **рисунок**) — отрезка пустого волновода 1, участка 2, заполненного исследуемым материалом, отрезка 3 длиной $\lambda_B/4$.



Пусть начало пространственной координаты x совпадает с границей раздела участков 1 и 2, ось x направлена вдоль волновода справа налево.

В области 1 составляющие поля равняются

$$\dot{E}_1(x) = \dot{A}_{\pi 1} e^{\gamma_1 x} + \dot{A}_{o1} e^{-\gamma_1 x} = \dot{A}_{\pi 1} \left(e^{\gamma_1 x} + \frac{\dot{A}_{o1}}{\dot{A}_{\pi 1}} e^{-\gamma_1 x} \right); \quad (1)$$

$$\dot{H}_1(x) = \frac{\dot{A}_{\pi 1}}{W} e^{\gamma_1 x} - \frac{\dot{A}_{o1}}{W} e^{-\gamma_1 x} = \frac{\dot{A}_{\pi 1}}{W} \left(e^{\gamma_1 x} - \frac{\dot{A}_{o1}}{\dot{A}_{\pi 1}} e^{-\gamma_1 x} \right)$$

$$\gamma_1 = j \frac{2\pi}{\lambda_B} \quad \text{при } x > 0, \quad (2)$$

где $\dot{A}_{\pi(o)}$ — комплексная амплитуда падающей (отраженной) волны;

$\frac{\dot{A}_{o1}}{\dot{A}_{\pi 1}} = \dot{\rho} = e^{-2\varphi} = e^{-2(\alpha + j\beta)}$ — комплексный коэффициент отражения (его параметры — коэффициенты α и β — зависят от проницаемостей материала и подлежат определению);

W — характеристическое сопротивление пустого волновода.

На границе участков 1 и 2 ($x=0$) получается характеристическое сопротивление в виде

$$\dot{Z}(0) = \frac{\dot{E}(0)}{\dot{H}(0)} = \frac{1 + \dot{\rho}}{1 - \dot{\rho}} W = W \frac{1 + e^{-2\varphi}}{1 - e^{-2\varphi}} = W \operatorname{cth} \varphi. \quad (3)$$

С учетом (2) поле имеет вид

$$\dot{E}_1(x) = \dot{A}_{\pi 1} \left[e^{j \frac{2\pi}{\lambda_B} x} + e^{-j \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} x + 2\beta \right)} \cdot e^{-2\alpha} \right];$$

$$\dot{H}_1(x) = \frac{\dot{A}_{\pi 1}}{W} \left[e^{j \frac{2\pi}{\lambda_B} x} - e^{-2\alpha} \cdot e^{-j \left(\frac{2\pi}{\lambda_B} x + 2\beta \right)} \right]. \quad (4)$$

В точке первого узла, на некотором расстоянии от образца, равном l , когда разность фаз падающей и отраженной волн равняется π , т. е.

$$-\frac{2\pi}{\lambda_B} l + \left(-\frac{2\pi}{\lambda_B} l - 2\beta \right) = -\pi, \quad (5)$$

напряженность поля минимальна и имеет вид

$$E_{\min} = \dot{A}_{\pi 1} (1 - e^{-2\alpha}) = \dot{A}_{\pi 1} (1 - |\dot{\rho}|). \quad (6)$$

В пучности имеется напряженность

$$E_{\max} = \dot{A}_{\pi 1} (1 + e^{-2\alpha}) = \dot{A}_{\pi 1} (1 + |\dot{\rho}|). \quad (7)$$

Параметры α и β коэффициента отражения ρ являются аргументами функции в виде сопротивления волновода на границе раздела 1 и 2. Их можно определить по результатам измерения величин $l, \lambda_B, E_{\min}, E_{\max}$ в соответствии с (5)—(7) в виде

$$\beta = 2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{l}{\lambda_B} \right); \quad \alpha = \text{Ar th } \frac{E_{\min}}{E_{\max}}; \quad (8)$$

$$\text{th } \alpha = \frac{1 - e^{-2\alpha}}{1 + e^{-2\alpha}} = \frac{e^\alpha - e^{-\alpha}}{e^\alpha + e^{-\alpha}} = \frac{E_{\min}}{E_{\max}}, \quad (9)$$

где отношение $E_{\min}/E_{\max} = r$ — коэффициент бегущей волны.

Относительное характеристическое (волновое) входное сопротивление $Z(0)/W$ с учетом (2), (8), (9) запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{Z(0)}{W} &= \frac{1 + e^{-2\varphi}}{1 - e^{-2\varphi}} = \frac{e^\varphi + e^{-\varphi}}{e^\varphi - e^{-\varphi}} = \frac{e^{\alpha+j\beta} + e^{-\alpha-j\beta}}{e^{\alpha+j\beta} - e^{-\alpha-j\beta}} = \\ &= \frac{e^\alpha e^{j\beta} + e^{-\alpha} e^{-j\beta}}{e^\alpha e^{j\beta} - e^{-\alpha} e^{-j\beta}} = \frac{\text{th } \alpha - j \text{ctg } \beta}{1 - j \text{th } \alpha \cdot \text{ctg } \beta} = \frac{r - j \text{tg } 2\pi \frac{l}{\lambda_B}}{1 - jr \text{tg } 2\pi \frac{l}{\lambda_B}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Сопротивление $Z(0)$, являющееся функцией параметров материала образца, помещенного в волновод, зависит, как следует из (10), от трех измеряемых на участке l величин — r, l, λ_B . Оно зависит также и от того, в максимум или минимум поля помещен образец, т. е. в пучности или в узле распределения поля в пустом волноводе помещается исследуемый материал.

Получим эти зависимости.

На участке 2, заполненном образцом, поле имеет вид

$$\begin{aligned} E_2(x) &= A_{п2} e^{\gamma_2 x} + A_{о2} e^{-\gamma_2 x}; \\ H_2(x) &= \frac{A_{п2}}{Z_2} e^{\gamma_2 x} - \frac{A_{о2}}{Z_2} e^{-\gamma_2 x}, \end{aligned} \quad (11)$$

где Z_2 — волновое сопротивление волновода, заполненного исследуемым материалом;

γ_2 — постоянная распространения в волноводе с образцом.

Известно, что для волны H_{10} в прямоугольном волноводе величины Z_2 и γ_2 зависят от искомых проницаемостей ϵ и μ в виде

$$Z_2 = W \mu = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2}}{\mu \epsilon - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2}; \quad \gamma_2 = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\mu \epsilon - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_B} \right)^2}, \quad (12)$$

где λ_0 — длина волны в свободном пространстве;

$\lambda_{кр} = 2a_0$;

a_0 — размер широкой стенки волновода.

Следовательно, для определения ϵ и μ достаточно Z_2 и γ_2 выразить через сопротивление $Z(0)/W$, зависящее от измеряемых величин r, l, λ_B на участке l .

Величина $Z(0)$ должна быть определена для двух случаев:

а) короткозамыкающая пластина отстоит на $\lambda_B/4$ от задней границы образца, т. е. $x_{кз} = -d - \lambda_B/4$ (волновод открыт);

б) короткозамыкающая пластина находится непосредственно у задней стенки образца, т. е. $x_{кз} = -d$; это позволит после измерений составить систему из двух уравнений с двумя неизвестными для однозначного определения величин Z_2 и γ_2 .

Для случая а), согласно (10) и (11), электрическую компоненту поля в месте короткого замыкания выразим в виде

$$\begin{aligned} 0 &= A_{п2} e^{-\gamma_2 d} \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_B}{4}} + A_{о2} e^{\gamma_2 d} \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_B}{4}} = \\ &= \left(-A_{п2} e^{-\gamma_2 d} + A_{о2} e^{\gamma_2 d} \right) \cdot e^{-\gamma_1 \frac{\lambda_B}{4}} \Rightarrow \frac{A_{о2}}{A_{п2}} = e^{-2\gamma_2 d}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из (11), учитывая (13), получаем сопротивление $Z(0)$ для случая а) в виде

$$\begin{aligned} Z_0(0) &= \frac{E_2(0)}{H_2(0)} = Z_2 \frac{A_{п2} + A_{о2}}{A_{п2} - A_{о2}} = \\ &= Z_2 \frac{1 + e^{-2\gamma_2 d}}{1 - e^{-2\gamma_2 d}} = Z_2 \text{cth } \gamma_2 d. \end{aligned} \quad (14)$$

В случае б) получим:

$$0 = A_{п2} e^{-\gamma_2 d} + A_{о2} e^{\gamma_2 d} \Rightarrow \frac{A_{о2}}{A_{п2}} = -e^{-2\gamma_2 d}. \quad (15)$$

Тогда, подобно (14), получим $Z(0)$ для случая б) — сопротивление короткого замыкания — в виде

$$Z_к(0) = \frac{E_2(0)}{H_2(0)} = Z_2 \frac{1 - e^{-2\gamma_2 d}}{1 + e^{-2\gamma_2 d}} = Z_2 \text{th } \gamma_2 d. \quad (16)$$

Из (14) и (16) следуют искомые функции в виде

$$\gamma_2 = \frac{1}{d} \text{Ar th } \sqrt{\frac{Z_к(0)}{Z_0(0)}}; \quad (17)$$

$$Z_2 = \sqrt{Z_0(0) \cdot Z_к(0)}. \quad (18)$$

В результате из (12), согласно (17) и (18), учитывая (10), а также зависимости ϵ и μ от проводимостей σ_3, σ_M

$$\epsilon = \epsilon - j \frac{\sigma_3}{\epsilon_0 \cdot 2\pi f_0}, \quad \mu = \mu - j \frac{\sigma_M}{\mu_0 \cdot 2\pi f_0}, \quad (19)$$

получаются искомые параметры исследуемого материала с учетом частоты генератора ω_0 в виде

$$\epsilon = \text{Re} \left\{ \frac{j \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right]^2}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{Z_2}{W} \gamma_2} \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} \right)^2 - \gamma_2^2 \right] \right\};$$

$$\sigma_3 = \epsilon_0 \omega_0 \text{Im} \left\{ \frac{j \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right]^2}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{Z_2}{W} \gamma_2} \left[\frac{2\pi}{\lambda_{кр}} - \gamma_2^2 \right] \right\};$$

$$\mu = \operatorname{Re} \left\{ \frac{\frac{Z_2}{W} \gamma_2}{\frac{2\pi}{\lambda_0} j \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right]^2}} \right\}; \quad \mu = \mu_0 \omega_0 \operatorname{Im} \left\{ \frac{\frac{Z_2}{W} \gamma_2}{\frac{2\pi}{\lambda_0} j \sqrt{1 - \left[\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{кр}}} \right]^2}} \right\};$$

$$\text{где } \frac{Z_2}{W} = \left[\frac{\left(r_k - j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_k}{\lambda_{\text{БК}}} \right) \left(r_0 - j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_0}{\lambda_{\text{ВО}}} \right)}{\left(1 - j r_k \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_k}{\lambda_{\text{БК}}} \right) \left(1 - j r_0 \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_0}{\lambda_{\text{ВО}}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}};$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{d} \operatorname{Arth} \left[\frac{\left(r_k - j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_k}{\lambda_{\text{БК}}} \right) \left(1 - j r_0 \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_0}{\lambda_{\text{ВО}}} \right)}{\left(1 - j r_k \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_k}{\lambda_{\text{БК}}} \right) \left(r_0 - j \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_0}{\lambda_{\text{ВО}}} \right)} \right]^{\frac{1}{2}};$$

$\lambda_{\text{ВО}}/\lambda_{\text{БК}}$ — длина волны в открытом (короткозамкнутом) волноводе.

Последовательность операций, позволяющих однозначно определять параметры исследуемого материала ϵ , σ , μ , σ_M , приводится ниже.

Расчет параметров образцов включает следующие этапы.

1. Измерить длину волны генератора λ_0 , размер широкой стенки волновода a_0 и среднюю толщину образца d , электромагнитные параметры которого необходимо однозначно определить.

2. Измерить с помощью модернизированной измерительной линии параметры:

$r_0 = \frac{E_0^{\min}}{E_0^{\max}}$ — коэффициент бегущей волны открытого волновода;

$r_k = \frac{E_k^{\min}}{E_k^{\max}}$ — коэффициент бегущей волны короткозамкнутого волновода;

$\lambda_{\text{ВО}} = \left(l_{oi}^{\min} - l_{oi-1}^{\min} \right) \cdot 2$ — длину волны в открытом волноводе;

$\lambda_{\text{БК}} = \left(l_{ki}^{\min} - l_{ki-1}^{\min} \right) \cdot 2$ — длину волны в короткозамкнутом волноводе;

$l_0 = l_{\text{кон}} - l_{\text{о кон}}^{\min}$ — удаление первого минимума от образца в открытом волноводе;

$l_k = l_{\text{кон}} - l_{\text{к кон}}^{\min}$ — удаление первого минимума от образца в короткозамкнутом волноводе.

3. Вычислить величины

$$T_0 = \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_0}{\lambda_{\text{ВО}}}; \quad T_k = \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_k}{\lambda_{\text{БК}}}.$$

4. Проверить условия

$$\xi = \frac{T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}{r_k r_0 (1 + T_k^2) (1 + T_0^2)} \gg -1; \quad T_k \gg 0.$$

5. Вычислить корень из отношения волновых сопротивлений:

$$\sqrt{\frac{Z_k W}{W Z_0}} = a e^{-j \frac{1}{2} \rho}, \quad a = \frac{(T_k^2 - T_0^2) (1 + r_0^2 T_0^2)}{(1 - r_k^2 T_k^2) (T_0^2 + T_0^2)};$$

$$\rho = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{r_0 T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) - r_k T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) + T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi > -1; \\ \pi + \operatorname{arctg} \frac{r_0 T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) - r_k T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) + T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi < -1, T_k > 0; \\ -\pi + \operatorname{arctg} \frac{r_0 T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) - r_k T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) + T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi < -1, T_k < 0. \end{cases}$$

Необходимость усложнения операции вычисления фазы (в данном случае ρ) с помощью условных переходов объясняется тем, что необходимо учесть зависимость

$$Z = \alpha + j\beta = d e^{j\varphi}; \quad d = |Z|; \quad \varphi = \arg Z,$$

а также то, что область главных значений аргумента комплексного числа Z , равная $-\pi \leq \arg Z \leq \pi$, не полностью совпадает с областью главных значений

$$\operatorname{arctg} \frac{\beta}{\alpha}, \quad \text{которая равняется } -\frac{\pi}{2} < \arg \frac{\beta}{\alpha} < \frac{\pi}{2}.$$

6. Записать постоянную распространения γ_2 :

$$\gamma_2 = \begin{cases} \frac{1}{d} \operatorname{Arth} \left(a e^{-j \frac{1}{2} \rho} \right), & \text{если } a > 1; \end{cases}$$

$$\gamma_2 = \begin{cases} \frac{1}{2d} \ln \frac{1 + a e^{-j \frac{1}{2} \rho}}{1 - a e^{-j \frac{1}{2} \rho}}, & \text{если } a < 1. \end{cases}$$

7. Найти значение коэффициента затухания P в составе постоянной распространения (коэффициент фазы q определяется в п. 9):

$$\gamma_2 = \frac{1}{4d} \ln \frac{1 + a^2 + 2a \cdot \cos \frac{1}{2} \rho}{1 + a^2 - 2a \cdot \cos \frac{1}{2} \rho} - j \frac{1}{2d} q = \frac{1}{4d} P - j \frac{1}{2d} q;$$

$$P = \ln \frac{1 + a^2 + 2a \cdot \cos \rho / 2}{1 + a^2 - 2a \cdot \cos \rho / 2}.$$

8. Проверить условия

$$\zeta = \frac{a^2 \cdot \sin^2 \frac{1}{2} \rho}{1 - a^2} \gg 1; \quad \eta = \frac{a \cdot \sin \frac{1}{2} \rho}{1 + a \cdot \cos \frac{1}{2} \rho} \gg 0;$$

$$\delta = a \cdot \cos \frac{1}{2} \rho \gg 1.$$

9. Вычислить коэффициенты фазы:

$$q = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{2a \cdot \sin \frac{1}{2} \rho}{1 - a^2}, & \text{если } \zeta < 1, \delta < 1; \\ \pi + \operatorname{arctg} \frac{2a \cdot \sin \frac{1}{2} \rho}{1 - a^2}, & \text{если } \zeta > 1, \eta > 0, \delta < 1; \end{cases}$$

$$q = \begin{cases} -\pi + \operatorname{arctg} \frac{2a \cdot \sin \frac{1}{2} \rho}{1 - a^2}, & \text{если } \zeta > 1, \eta < 0, \delta < 1; \\ \operatorname{arctg} \frac{2a \cdot \sin \frac{1}{2} \rho}{1 - a^2}, & \text{если } \zeta > 1, \delta > 1. \end{cases}$$

10. Вычислить постоянную распространения:

$$\gamma_2 = \alpha \cdot e^{-j\beta} = \sqrt{\left(\frac{1}{4d} p\right)^2 + \left(\frac{1}{2d} q\right)^2} \cdot e^{-j \operatorname{arctg} \left(\frac{2q}{p}\right)};$$

$$\alpha = \sqrt{\left(\frac{1}{4d} p\right)^2 + \left(\frac{1}{2d} q\right)^2}; \quad \beta = \operatorname{arctg} \left(\frac{2q}{p}\right).$$

11. Проверить условие

$$\xi = \frac{T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}{r_k r_0 (1 + T_k^2) (1 + T_0^2)} \gg 1.$$

12. Вычислить среднегеометрическое значение произведения $Z_k Z_0$:

$$\frac{Z_2}{W} = \sqrt{\frac{Z_k Z_0}{W^2}} = b \cdot e^{-j \frac{1}{2} g}, \quad b = 4 \sqrt{\frac{(r_k^2 + T_k^2)(r_0^2 + T_0^2)}{(1 - r_k^2 T_k^2)(1 + r_0^2 T_0^2)}};$$

$$g = \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{r_k T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) + r_0 T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) - T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi < 1; \\ \pi + \operatorname{arctg} \frac{r_k T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) + r_0 T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) - T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi > 1, T_k > 0; \\ -\pi + \operatorname{arctg} \frac{r_k T_k (1 - r_k^2) (1 + T_0^2) + r_0 T_0 (1 - r_0^2) (1 + T_k^2)}{r_0 r_k (1 + T_k^2) (1 + T_0^2) - T_k T_0 (1 - r_k^2) (1 - r_0^2)}, & \text{если } \xi > 1, T_k < 0. \end{cases}$$

13. Вычислить произведение постоянной распространения на значение волнового сопротивления:

$$x = \gamma_2 \frac{Z_2}{W} = b \alpha \cos \left(\frac{g}{2} + \beta\right) - j b \alpha \sin \left(\frac{g}{2} + \beta\right).$$

14. Вычислить обратную величину произведения:

$$y = \frac{1}{\gamma_2 Z_2} = \frac{1}{b \alpha} \cdot \cos \left(\frac{g}{2} + \beta\right) + j \frac{1}{b \alpha} \cdot \sin \left(\frac{g}{2} + \beta\right).$$

15. Вычислить отношение постоянной распространения к значению волнового сопротивления и константы D, C, E :

$$z = \frac{\gamma_2}{Z_2} = \frac{\alpha}{b} \cdot \cos \left(\frac{g}{2} - \beta\right) + j \frac{\alpha}{b} \cdot \sin \left(\frac{g}{2} - \beta\right);$$

$$D = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}; \quad C = \frac{2\pi}{\lambda_0}; \quad E^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{2a_0}\right)^2.$$

16. Вычислить искомую диэлектрическую проницаемость:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} = \epsilon - j \frac{\sigma_3}{\epsilon_0 \omega_0} &= j \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}}{\frac{2\pi}{\lambda_0}} \frac{1}{\frac{\gamma_2 Z_2}{W}} \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda_{кр}}\right)^2 - \gamma_2^2 \right] = \\ &= j \frac{D}{C} E^2 y - j \frac{D}{C} z. \end{aligned}$$

17. Вычислить искомую магнитную проницаемость:

$$\dot{\mu} = \mu - j \frac{\sigma_M}{\mu_0 \omega} = j \frac{\frac{\gamma_2 Z_2}{W}}{\frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}}\right)^2}} = -j \frac{1}{DC} x.$$

18. Вычислить удельную электрическую и магнитную проводимость и относительную диэлектрическую и магнитную проницаемость:

$$\sigma_3 = \epsilon_0 2\pi f_0 \operatorname{Im} \dot{\epsilon}, \quad \epsilon = \operatorname{Re} \left\{ j \frac{D}{C} E^2 y - j \frac{D}{C} z \right\};$$

$$\sigma_M = \mu_0 2\pi f_0 \operatorname{Im} \dot{\mu}, \quad \mu = \operatorname{Re} \left\{ -j \frac{1}{DC} x \right\}.$$

Расчеты с помощью ЭВМ по громоздким формулам многократно упрощают эту процедуру.

Подводя итоги, отметим некоторые важные моменты.

1. Задача точного контроля электромагнитных параметров, т. е. проницаемостей и проводимостей образцов композитов, в процессе синтеза материалов требует совершенного оборудования и изобретательности исследователей.

2. Модернизированная методика измерений, предлагаемая здесь, является вполне приемлемой и по точностным показателям, и по сложности в реализации, и по простоте технологического оборудования. Она позволяет (за счет оперативного и точного контроля) целенаправленно корректировать их параметры в заданном конкретном направлении, например с целью согласования волновых сопротивлений сред, с учетом требований, обсуждаемых ранее [3]. (Речь идет о согласовании, повышающем эффективность решения различных прикладных задач, в частности, экранирования радиоэлектронной аппаратуры от промышленных помех или электромагнитной развязки узлов при создании этой аппаратуры.)

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Саусворт Дж. К. Принципы и применения волновой передачи. — М.: Сов. радио, 1955.
2. Никольский В. В., Никольская Т. И. Электродинамика и распространение радиоволн. — М.: Наука, 1989.
3. Демьянчук Б. А. Основы технологии согласования волновых сопротивлений на границе воздуха и ферромагнитной среды // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — 2004. — № 5. — С. 19—22.