

## ПЕРСПЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ ПОКРЫТИЙ

Н.П. Федоров, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев, С.Р. Каберов

*Тамбовский военный авиационный инженерный институт*

*Представлена членом редколлегии профессором С.В. Мищенко*

**Ключевые слова и фразы:** волновое сопротивление; диэлектрическая проницаемость; магнитная проницаемость; неразрушающий контроль; поверхностная волна.

**Аннотация:** Представлены перспективные методы неразрушающего контроля и реализующие их алгоритмы измерения комплекса параметров поглощающих и неотражающих покрытий летательных аппаратов.

---

*Цель работы:* рассмотреть перспективы предложенных и апробированных высокоинформативных методов поверхностных волн, суть которых заключается в информативном сканировании результатов взаимодействия поверхностных медленных волн (бегущих или смешанных) с двухслойной структурой, например, «магнитодиэлектрик – металл».

*Задача:* определить комплекс электрофизических и теплофизических параметров магнитодиэлектрических покрытий, в частности, радиопоглощающих, лакокрасочных покрытий и др.

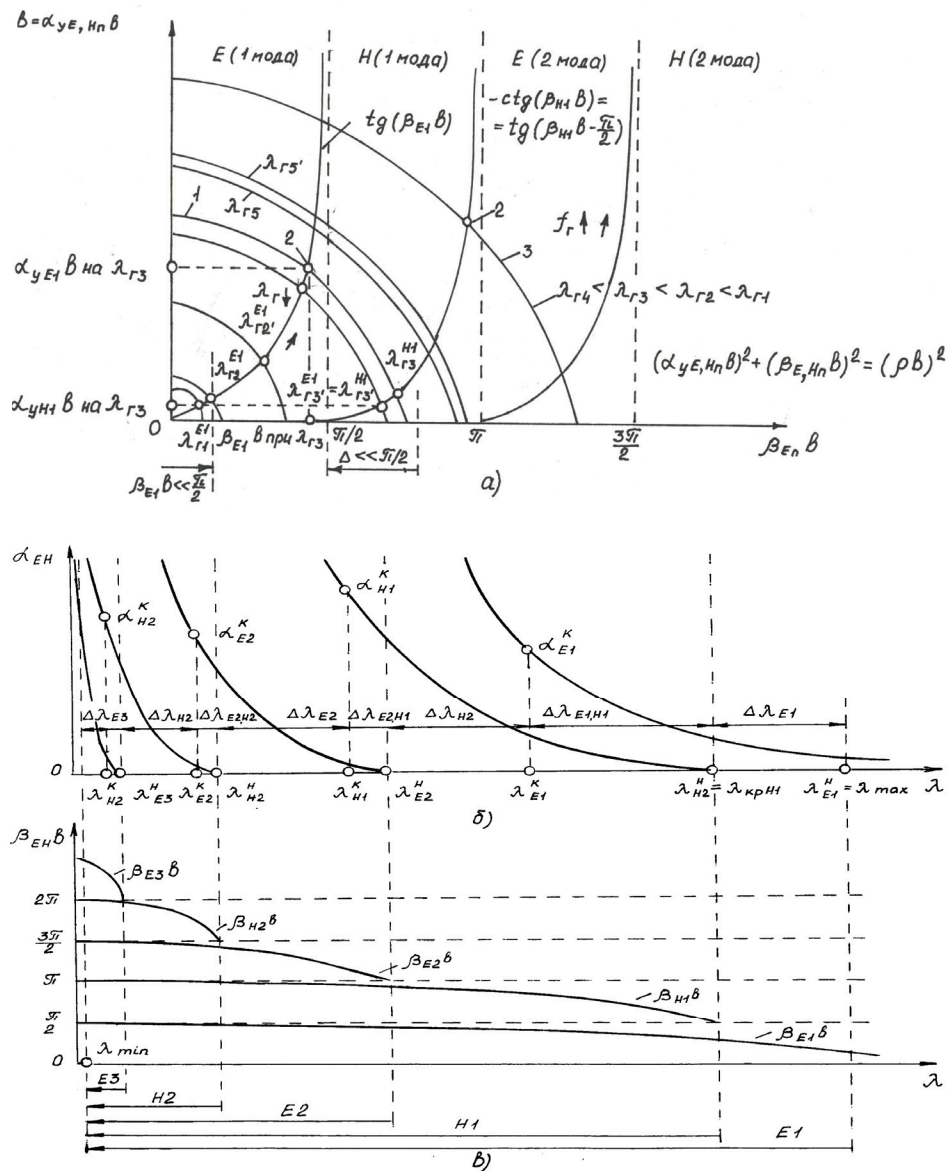
Решение задачи базируется на решении системы трансцендентных характеристических уравнений измеряемого коэффициента затухания  $\alpha$  от параметров анализируемого слоя, как результат взаимодействия специально организованных синфазными апертурными системами поверхностных волн с магнитодиэлектрическими покрытиями путем возбуждения в слое разных  $E$  и  $H$  мод (многочастотных) как латентных, так и не латентных (под латентностью понимается степень локализации поля поверхностной медленной волны вблизи слоя покрытия).

Рассмотрим основные методы измерения электрофизических и теплофизических параметров покрытий.

На рис. 1, *а* представлена графическая интерпретация решения характеристических уравнений для измерения электрофизических параметров поверхностными  $E$  и  $H$  модами. На рис. 1, *б, в* показаны зависимости коэффициента затухания  $\alpha_{E,H}$  для разных мод, начиная с основной моды  $E1$ ,  $E2$ ,  $H1$  и т.д. от длины волны  $\lambda$ , возбуждаемой в слое и зависимости фазового аргумента  $\beta_{E,H}b$  ( $b$  – локальная толщина слоя), из которых видны границы частотного диапазона существования одно-, двух- и многомодовых режимов. Например, при  $\lambda_{кр,H1}$  мода  $E1$  – латентна, а мода  $H1$  – не латентна.

Самым простым из предложенных является метод определения диэлектрической проницаемости (действительной ее части)  $\epsilon'$  и толщины  $b$  защитного покрытия [1].

**Метод 1.** При двух длинах волн меньше  $\lambda_{\max}$  (рис. 1 а – в)  $\lambda_{\Gamma 1} < \lambda_{\Gamma 2}$  в зоне первой моды  $E1$ , так что  $|\lambda_{\Gamma 1} - \lambda_{\Gamma 2}| \ll \lambda_{\Gamma 1,2}$  при  $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$  (где  $b$  – толщина покрытия), определяются  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , затем величины  $\epsilon$  и  $b$  по  $\alpha_1, \alpha_2, \lambda_1, \lambda_2$ . Ме-



**Рис. 1** а) графическая интерпретация решения характеристических уравнений для измерения электрофизических параметров поверхностными  $E$  и  $H$  модами; 1 – окружность при постоянной длине волны – существуют 2 моды ( $E1$  и  $H1$ );  $\lambda \frac{E1}{\Gamma 3'} = \lambda \frac{H1}{\Gamma 3'}$ ; 2 – точки решения, дающие значения  $\alpha_{yE, Hn} b$  и  $\beta_{yE, Hn} b$ ; 3 – окружность для постоянной длины волны – существуют 3 моды ( $E1, H1, E2$ ); б) зависимости коэффициента затухания  $\alpha_{E, H}$  от длины волны  $\lambda$ , возбуждаемой в слое; в) зависимости фазового аргумента  $\beta_{E, H} b$  от длины волны  $\lambda$ , возбуждаемой в слое

тод можно рассматривать как способ определения  $b$  с отстройкой от  $\varepsilon'$ . Основным достоинством метода является возможность быстрого сканирования распределения толщины  $b(x, z)$  на больших площадях покрытий с отстройкой от зазора и от изменения величин  $\varepsilon'$ .

**Метод 2.** Комплексный метод неразрушающего определения  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $b$ ,  $Z_b$  – волнового сопротивления и объемной теплоемкости  $C$  жидких (твердеющих) или твердых магнитоэлектрических покрытий на металлической поверхности.

1. На  $\lambda_{Г1}$  возбуждается мода  $E1$  при условии  $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$ .

2. Измеряется  $\alpha_{yE1} = \alpha_1(\varepsilon', \mu', b)$ .

3. На разных длинах волн  $\lambda_{Г2} < \lambda_{Г1}$ , но близких  $\lambda_{Г2} \approx \lambda_{Г1}$  возбуждается мода  $E1$  при условии  $0 < \beta_{E1}b \ll \pi/2$ . Выбор  $\lambda_{Г1}$  и  $\lambda_{Г2}$  осуществляется из условия, когда  $\beta_{E1,2}b$  такое, что погрешность аппроксимации моды меньше заданной, т.е.  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  должны быть как можно больше.

4. Измеряется  $\alpha_{yE1} = \alpha_2(\varepsilon', \mu', b)$ , а также определяется объемная теплоемкость  $C$ . Для этого дополнительно используется измеритель/преобразователь измерения величины  $\alpha$  и инфракрасного (ИК) объемного теплопоглощения (ИК объемной теплоемкости  $C_{ИК}$ ).

Схемная реализация устройства по данному методу приведена на рис. 2. При заданных координатах  $X_i$  и  $Z_i$  в момент времени  $t_0$  излучается микросекундный импульс ИК-излучения. Измеряется отраженный тепловой импульс в приемник  $P_{отр. ИК}$ . В момент времени  $t_0 + \Delta t$  измеряется отношение мощности падающей  $P_{пад. ИК}$  и отраженной  $P_{отр. ИК}$  волн, и по их среднему значению определяется объемная теплоемкость  $C_{ИК}$ .

5. На длине волны  $\lambda_{Г3}$  ( $\lambda_{Г3} \in \Delta\lambda_{E1H1}$ ) возбуждаются моды  $E1$  и  $H1$ . Длина волны  $\lambda_{Г3}$  выбирается так, чтобы мода  $E1$  была латентной, т.е.  $\alpha_2 = \alpha_{yE1}$  много больше  $\alpha_3 = \alpha_{yH1}$  для моды  $H1$ , а также  $\pi/2 < \beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$ . При этом  $\lambda_3$  должна обеспечивать выполнение неравенства

$$\lambda_3 > \lambda_{H1}^H + \Delta\lambda_{HE1} = \lambda_{E1}^K. \quad (1)$$

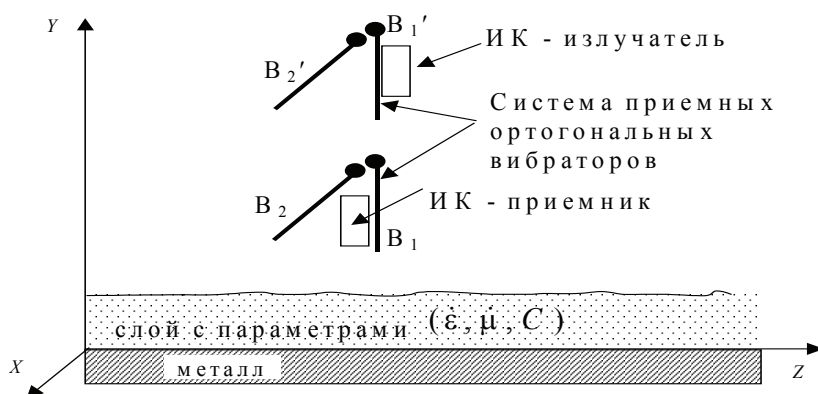


Рис. 2 Схемная реализация устройства определения объемной теплоемкости  $C$

6. Измеряется величина  $\alpha_3 = \alpha_3(\varepsilon', \mu', b)$  для  $H1$  вибраторами на таком расстоянии от  $b$ , чтобы поле  $E1$  на длине волны  $\lambda_{Г3}$  практически было равно нулю (латентность моды  $E1$ ). Выбор  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $\lambda_3$ , т.е. их отношения, производится только по компьютерной модели.

Анализ рис. 1,  $\nu$  показывает, что невозможно измерение  $\varepsilon, \mu, \beta$  для моды  $E1$ , на трех длинах волн  $\lambda_{1,2,3}$ , так как система переопределена. В этом случае возможно определить величину  $\alpha_E$  только для двух длин волн  $\lambda_{1,2}$  по упрощенному методу:

$$\alpha_E = \frac{\varepsilon'}{2b} \left[ \sqrt{1 + 4(\varepsilon'\mu' - 1) \left[ \frac{2\pi b}{\lambda_{Г\varepsilon'}} \right]^2} - 1 \right]. \quad (2)$$

Для связи  $\mu'$  и  $b$  надо определить на длине волны  $\lambda_{H1(3)}$  величину

$$\begin{aligned} \alpha_{H1(3)} &= \frac{2\pi}{\lambda_{H1(3)}\mu'} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left( \frac{\alpha_{H1(3)}\lambda_{H1(3)}}{2\pi} \right)^2} (-\text{ctg}\beta_{H1(3)}b) \approx \\ &\approx \left| \beta_{H1(3)}b \geq \frac{\pi}{2} \right| \approx \frac{\beta_{H1(3)}}{\mu} \left( \beta_{H1(3)}b - \frac{\pi}{2} \right). \end{aligned}$$

Аналитическое решение системы трансцендентных характеристических уравнений зависимости коэффициента затухания  $\alpha$  от параметров анализируемого слоя по пп. 2, 4 и 6 при условии, что параметр

$$\beta_E = \frac{2\pi}{\lambda_{Гi}} \sqrt{\varepsilon'\mu' - 1 - \left( \frac{\alpha_i \lambda_{Гi}}{2\pi} \right)^2} \ll 1, \quad i = \overline{1, 2} \quad (3)$$

записывается в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} \varepsilon'\mu' = 1 + \frac{\alpha_1\alpha_2\lambda_1\lambda_2(\alpha_1 - \alpha_2)}{4\pi^2(\alpha_2\lambda_1^2 - \alpha_1\lambda_2^2)}; \\ \frac{b}{\varepsilon'} = \frac{\alpha_1\lambda_1^2}{4\pi^2(\varepsilon\mu - 1) - \alpha_1^2\lambda_1^2}; \\ \mu' = \beta_3 / \alpha_3 \left( \beta_3 b - \frac{\pi}{2} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом:

$$\begin{cases} k_1 = \varepsilon'\mu'; \\ k_2 = \frac{b}{\varepsilon'}; \\ \mu' = k_3 b - k_4, \end{cases} \quad (5)$$

где  $(k_1, \dots, k_4) = \text{const}$  – коэффициенты пропорциональности.

Решение системы уравнений (4) или системы (5), дает локализованные величины  $\varepsilon', \mu', b$  и нормированную величину фазовой скорости  $V_\phi = (\varepsilon'\mu')^{-1/2}$ .

**Метод 3.** На длинах волн  $\lambda_{Г3}$  и  $\lambda_{Г3'}$  возбуждается мода  $E1$  так, чтобы  $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$ . При этом на  $\lambda_{Г3'}$  возбуждается и мода  $H1$ , но так, чтобы  $\beta_{H1}b \leq \pi/2 + \Delta$  (см. рис. 1, а). В случае затухания  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  для  $E1$  достаточно велики и измеряются вблизи  $b$ , а затухание для  $H1$  мало и им можно пренебречь. Далее определяется  $\alpha_3$  для моды  $H1$ , но на таком расстоянии  $b$ , чтобы поле на длинах волн  $\lambda_{Г3}$  и  $\lambda_{Г3'}$  моды  $E1$  было латентным.

По значениям  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  определяются искомые величины. Здесь важно отметить, что измерение производится только на двух длинах волн  $\lambda_{Г}$ . Однако возможно измерение  $\alpha$  для  $E$  и  $H$  на разной базе вибраторов.

Особенностью приемной части аппаратурной реализации указанного алгоритма (см. рис. 2) является наличие устройства создания поля  $H_{0\perp}$  – постоянного поля поперечного ферромагнитного резонанса для определения гиромагнитных потерь  $\gamma_{ГМ}$ . Обеспечивая постоянное поле поперечного ферромагнитного резонанса  $H_{0\perp}$  в точке приема, производятся измерения напряженности электрического поля поверхностных медленных волн  $E_{B1}^{H\perp}(X_0, Z_0)$  вибратором  $B1$ .

Повторяется предыдущий измерительно-вычислительный алгоритм определения  $\epsilon'$ ,  $\mu'$ , и  $b$  в следующей точке, делая шаг  $\Delta Z$  вдоль оси  $Z$ .

По результатам измерений вычисляется величина  $\alpha_{ZE}$ , пропорциональная омическим потерям  $\gamma_{ом}$  и определяется мнимая часть величины диэлектрической проницаемости

$$\alpha_{ZE} \equiv k\gamma_{ом} \equiv \epsilon'' = \gamma_{ом} \lambda_{Г1}. \quad (6)$$

Измеряя напряженность электрического поля  $E_{B1}^{H\perp}(X_0, Z_0 + \Delta Z)$  при  $H_{0\perp}$ , вычисляется

$$\alpha_{ZE}^{H\perp} \equiv \gamma_{ГМ} + \gamma_{ом}. \quad (7)$$

С учетом (6) – (7) и по величине гиромагнитных потерь  $\gamma_{ГМ}$  вычисляют мнимую часть величины магнитной проницаемости  $\mu''$

$$\alpha_{ZE}^{H\perp} - \alpha_{ZE} \equiv \gamma_{ГМ} \equiv \mu'' = \gamma_{ГМ} \lambda_{Г1}. \quad (8)$$

По рассчитанным величинам  $\epsilon'$ ,  $\mu'$ ,  $b$  и  $\epsilon''$ ,  $\mu''$  определяются комплексные величины диэлектрической и магнитной проницаемостей  $\dot{\epsilon} = \epsilon' - j\epsilon''$  и  $\dot{\mu} = \mu' - j\mu''$ , их модули и аргументы, а также вычисляется величина волнового сопротивления

$$\dot{Z}_B = Z_0 \left[ \sqrt{\frac{\dot{\mu}}{\dot{\epsilon}}} \exp\left(j \frac{\varphi_{\mu} - \varphi_{\epsilon}}{2}\right) \right], \quad (9)$$

где  $Z_0 = 377$  Ом – волновое сопротивление свободного пространства.

Величины  $\epsilon'$ ,  $\mu'$ , а также фазовую скорость в бесконечном пространстве, которое заполняет данный магнитодиэлектрик с потерями

$$V_{\Phi} = \frac{c}{(\epsilon'\mu')^{\frac{1}{2}}} = \frac{3 \cdot 10^8}{(\epsilon'\mu')^{\frac{1}{2}}} \quad (10)$$

Таблица 1

**Сравнительная характеристика методов измерения параметров покрытия  
на двух и трех длинах волн**

Метод 2	Метод 3
Три длины волн.	Две длины волн.
Погрешность из-за дисперсии $\varepsilon', \mu'$ на существенно разных длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ .	Минимум этой погрешности, так как $\lambda_3 \approx \lambda_{3'}$ .
Чувствительность $\alpha$ к изменению параметров мала. Влияние неустойчивости $\lambda_{Г}$ мало.	Чувствительность $\alpha$ к изменению параметров велика. Влияние неустойчивости $\lambda_{Г}$ велико. Погрешность больше из-за высокой чувствительности $\alpha_E$ при $\beta_{E1}b \rightarrow \pi/2$ к неустойчивости $\lambda_{Г}$ .
Вычислительный алгоритм значительно проще (2 простых уравнения).	Вычислительный и измерительный алгоритмы (коммутация базы вибраторов) сложнее.

можно определить не только по двум длинам волн  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $\alpha_1, \alpha_2$ , но и по трем  $\lambda_1, \lambda_2$  и  $\lambda_3$ . В табл. 1 приведена сравнительная характеристика методов измерения параметров покрытия на двух и трех длинах волн (методы 3 и 2).

**Метод 3'.** Данный метод является модификацией предыдущего. Выбор  $\lambda_{Г4}$  для моды  $H1$ , производится с условием малой латентности, но высокой чувствительности  $\alpha_H$  к измерению параметров, а для  $E1$  на  $\lambda_{Г4}$  латентность весьма высока. Измерение выполняется на 2-х длинах волн на одинаковой базе вибраторов.

**Метод 4.** Определение величин  $\varepsilon', \varepsilon''$  и  $b$  по длинам стоячих волн (СВ) или смешанных волн (СМВ) моды  $E1$  [3].

Из-за конечности продольного размера измеряемой замедляющей структуры (ЗС) обладающей волновым сопротивлением  $Z_B^{3C}$  на ее границе со свободным пространством с  $Z_0 \neq Z_B^{3C}$  имеет место частичное отражение поверхностной волны. В этом случае «чистого» режима бегущей волны (БВ) (с коэффициентом БВ (КБВ) порядка 0,85...0,9) можно добиться введением закрепленного совместно с приемным вибратором на расстоянии от него не менее  $\lambda_{Г}/2$  поглощающей согласованной нагрузки.

В общем случае наличие режима СМВ, а при установке электромагнитного экрана – режима, близкого к СВ (с КБВ не хуже 40...50 дБ) позволяет производить измерение, как информативной, величину КСВ. Главное, что при этом легко реализовать измерение длины волны над замедляющей структурой, т.е.  $\lambda_{3C}$ , как удвоенное расстояние между двумя соседними минимумами поля стоячей волны вибратором, непрерывно (или дискретно с шагом  $\Delta Z$ ) передвигающимся вдоль максимума диаграммы направленности (ДН) с поисковым методом индикации минимума поля.

Расстояние от вибратора до слоя при этом должно быть минимальным.

Так как  $\alpha^2 = \Phi(b, \varepsilon') = k_{3C}^2 - k^2 = |k \leq k_{3C} \leq k_1| = k^2 v_3^2 - k^2 = k^2 (v_3^2 - 1)$ , то  $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_{\Gamma}} \sqrt{v_3^2 - 1}$ , где коэффициент замедления  $v_3 = \lambda_{\Gamma} / \lambda_{3C}$ . Отсюда  $\lambda_{3C}$  зависит от  $b, \varepsilon'$ :  $\lambda_{3C} = \Phi_2(b, \varepsilon')$ .

На основании метода 1 и выражений по заданным величинам  $\lambda_{\Gamma 1} = a_1$ ,  $\lambda_{\Gamma 2} = a_2$  и измеренным величинам  $\lambda_{3C1} = b_1$  и  $\lambda_{3C2} = b_2$ , с учетом того, что

$$\frac{\sqrt{a_1^2 - b_1^2}}{a_1 b_1} = c, \quad \frac{\sqrt{a_2^2 - b_2^2}}{a_2 b_2} = g,$$

легко получить расчетные выражения для  $\varepsilon' = \Phi_3(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2})$  и  $b = \Phi_4(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_{3C1}, \lambda_{3C2})$ :

$$\varepsilon' = 1 + \frac{c g a_1^2 a_2^2 (c - g)}{g a_1^2 - c^2 a_2^2}, \quad (11)$$

$$b = \frac{c a_1^2 \varepsilon'}{4\pi(\varepsilon' - 1) - c a_1^2}. \quad (12)$$

Достоинства метода:

1. Простота сканирования электрического поля  $E$  только по оси  $z$  по максимуму диаграммы направленности. Нет необходимости измерений по оси  $y$  как в [2].

2. Если в [2] для измерений величин диссипативных затуханий  $\alpha_{EZ} \equiv \gamma_{ом}$  и  $\alpha_{HZ} \equiv \gamma_{ом} + \gamma_{гм} \approx \gamma_{гм}$  обязательно присутствие согласующей нагрузки-поглотителя (см. выше), то в предлагаемом методе величины  $\alpha_Z$  могут быть измерены как

$$\alpha_Z = \frac{1}{0,5\lambda_{3C}} \ln \frac{E_{i+1\min}}{E_{i\min}},$$

где  $0,5\lambda_{3C} = \frac{0,5\lambda_{3C}^{\min} + 0,5\lambda_{3C}^{\max}}{2}$  или  $0,5\lambda_{3C} = \sqrt{(0,5\lambda_{3C}^{\min})^2 + (0,5\lambda_{3C}^{\max})^2}$ .

Здесь  $0,5\lambda_{3C}^{\min}$  – расстояние между ближайшими минимумами, а  $0,5\lambda_{3C}^{\max}$  – расстояние между ближайшими максимумами.

3. Больше чувствительность измерений СВ по сравнению с параметрами бегущей волны (локализации мощности СВ в замкнутом пространстве «излучатель–ЭМЭ»). Заметим, что при измерениях для  $\lambda_{\Gamma 2}$  при  $Z_i$  (для  $\lambda_{\Gamma 1}$ ) по пункту 1 поиска (рис. 3) величины  $\Delta Z = 0,5\lambda_{3C2}$ , при которой фазы  $E$  в точках  $Z_i$  и  $Z_i + \Delta Z$  ( $\lambda_{\Gamma 2}$ ) будут отличаться на величину  $\pm\pi$ . Этот вариант лучше, в смысле локальности измерений. При этом  $\varepsilon'$  считаем измеренным в точке  $Z_i$ , а в варианте 1 – в точке  $Z_i + \frac{Z_{i2} - Z_{i1}}{2}$ .

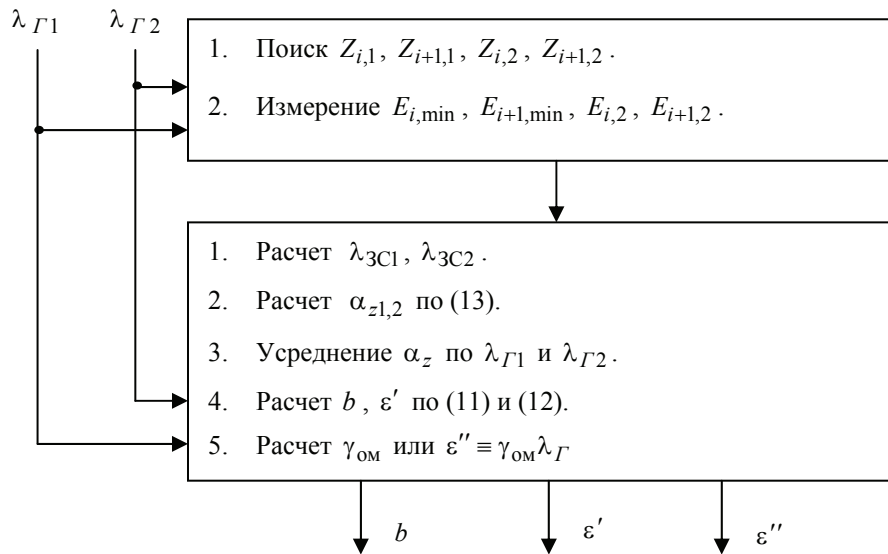


Рис. 3 Схема вычислительного алгоритма метода 4

**Метод 5.** На длинах волн  $\lambda_{Г1}^{E1}$  при  $\beta_{E1}b \ll \frac{\pi}{2}$  (1);  $\lambda_{Г3}^{H1}$ ,  $\lambda_{Г3}^{H1}$  при  $\frac{\pi}{2} \leq \beta_{H1}b \leq \frac{\pi}{2} + \Delta$  рассматриваются все прочие варианты сочетания режимов двух соседних мод  $E$  и  $H$ . Это не обязательно первые моды  $E1$  и  $H1$ , ибо при любых  $\lambda_{Г}$  нас интересуют две соседние моды, т.к. предыдущие до них практически латентны, а последующих при уменьшении  $\lambda_{Г}$  – еще нет.

**Метод 6.** Методы многомодовых режимов на одной частоте.

Число мод, реализуемых на одной длине волны  $\lambda_{Г}$ , как было показано выше, является функцией величин  $\epsilon'$ ,  $\mu'$ ,  $b$ , т. е. зависит от величины радиуса характеристической окружности  $\rho b$ . Здесь практически реализуются только режимы двух смежных по длине волны (частоте)  $E$  и  $H$  нелатентных мод.

Одновременно существующие моды имеют разную степень «залипания», то есть разные  $\alpha$  и  $\beta$ , а, следовательно, и разные коэффициенты замедления  $v_3$  и фазовой скорости  $V_{\phi}$  в режиме БВ, то есть, как бы плывут относительно друг друга. Измерение интегрального или раздельного затухания нескольких мод в одной точке, позволяет сделать вывод об увеличении чувствительности измеряемой величины  $\alpha$  к параметрам слоя  $b$  и  $\epsilon'$ , но требует уточнения модели с учетом конкуренции этих мод.

В связи с этим, выявлено:

а) как распределяется мощность излучения между модами;

б) влияние конструкции двухмодовой апертуры на условие реализации мод  $E1$  и  $H1$  и условие их одночастотной и энергетической конкуренции и т.д.

Для двухмодового одночастотного режима стоячих волн (см. метод 4) в силу конечного размера зоны суммарного поля мод СВ спектр пространственных гармоник мод является сплошным, но близким к линейному для прямых и обратных дискретных пространственных гармоник.

Таким образом, суммарная спектральная плотность пространственных гармоник  $G_{\Sigma}(\lambda_{E1}, \lambda_{H1}) \lambda G$  (где  $\lambda_{E1}$ ,  $\lambda_{H1}$  – длины волн над ЗС при данной длине



волны  $\lambda_{\Gamma}$ ) зависит от коэффициентов  $v_{zE1}$  и  $v_{zH1}$ , а, следовательно, от  $\alpha_{E1}$  и  $\alpha_{H1}$ , и, в конечном счете, от величин  $b$ ,  $\varepsilon$  и т.д.

Очевидно, что значение амплитудного и фазового спектра пространственных частот могут быть привязаны к конкретной координате точки измерения. Анализ картины этих спектров (легко алгоритмизируемым методом, например, быстрого дискретного преобразования Фурье (БПФ)) дает адекватную информацию не только о величинах  $b$  и  $\varepsilon'$ , но и позволяет разрешить задачу проектирования слоя, обеспечивающего эффект поглощения за счет преобразования падающей волны в поверхностную.

Недостатком описываемого выше метода двух мод СВ является малая локальность измерения, или, по крайней мере, его методическая сложность, так как для перевода распределения поля  $E(z)$  двух мод вдоль оси  $Z$  из аналогового вида в цифровую (требуется АЦП с большой памятью ОЗУ) и дальнейшей обработки большого массива данных в цифровой форме в микропроцессорном устройстве требуется большая дискретная база  $Z$  с весьма малым шагом  $\Delta z$ .

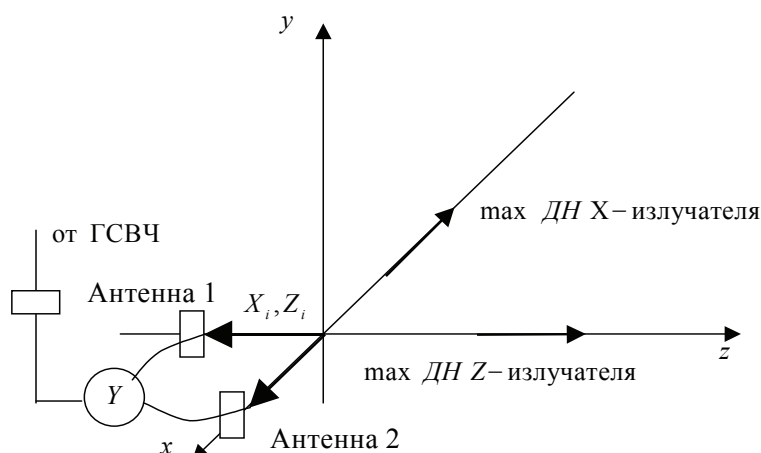
Существует также расчетная возможность определения величины КСВ( $z$ ), зависящего от изменения амплитуд  $E_m$  и, естественно, конкурентного раздела активной мощности  $P$  между модами.

**Метод 7.** Методы, реализующие многоизлучательные когерентные системы поверхностных волн. На рис. 4 показана схема сканирования двумя ортогональными (когерентными) излучателями.

Работа метода измерения  $\dot{Z}_B$  в режиме дискретного сканирования с шагом  $\Delta Z_i (\Delta X_i)$  подобна данному методу, но проводится либо попеременным их включением, либо в режиме интерференции полей когерентных источников;  $Y$  – управляемое устройство для отработки соотношений амплитуды и фазы волн ортогональных излучателей по результатам интерференции, в том числе  $Y$  может быть и управляемым делителем.

Приведем пример метода сканирования:

- 1) включение излучателя  $Z$ , измерение  $\alpha_1$  в  $x_i z_i$  или  $\sum E(y_i)$ ;
- 2) включение излучателя  $x$ , измерение  $\alpha_2$  в  $x_i z_i$  или  $\sum E(y_i)$ ;
- 3) усреднение по массиву  $\sum E$  и  $\alpha$ .



**Рис. 4** Схема сканирования:  $Y$  –  $Y$ -циркулятор или антенный переключатель или делитель-разветвитель мощности пополам

Этот метод дает уменьшение погрешности за счет конечных размеров сканируемой площади.

Кроме ортогонального расположения когерентных излучателей возможно и их противофазное расположение. Их можно включать попеременно как в указанном выше методе. При этом второй излучатель может служить согласующей нагрузкой.

Варианты:

а) ортогональный вариант с подвижным излучателем или линейкой излучателей  $X$  и  $Z$ ;

б) противофазный вариант с соответствующими излучателями.

Таким образом, рассмотренные варианты коммутации баз вибраторов для разных методов 2, 3, 3', 6 и их обоснование по развязке измерения величин  $\alpha$  латентных и нелатентных мод позволяет решить задачу увеличения быстродействия алгоритмов их работы.

В сравнении с известными емкостными и индуктивными датчиками контроля [4] предлагаемые методы и преобразователи (табл. 2) позволяют на 2–3 порядка повысить локальность измерений, которая будет определяться поперечными размерами приемного вибратора (порядка  $10^{-4}$  м) и получить значительно меньшую погрешность определения электрофизических и теплофизических параметров.

Таблица 2

Сравнительная характеристика предлагаемых методов

№ метода	1	2	3	4	5
Измеренные параметры	$\varepsilon', b$	$\varepsilon', \mu', b$	$\dot{\varepsilon}, \dot{\mu}, \dot{Z}_B, b, C$	$\varepsilon', b$	$\dot{\varepsilon}, \dot{\mu}, \dot{Z}_B, b, C$
Моды (реализуемые)	$E1$	$E1, H1$	$E1, H1$	$E1$	$E1, H1$
Длины волн и значение фазового аргумента	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \beta_E b \ll \pi/2$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \lambda_{3H}, \beta_E b \ll \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E, H}, \beta_E b \rightarrow \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \beta_E b \ll \pi/2$	$\lambda_{1E}, \lambda_{2E}, \lambda_{3H}, \beta_E b \ll \pi/2, \pi/2 < \beta_H b \leq \leq \pi/2 + \Delta_H$
Наличие погрешности из-за дисперсии	Нет	Есть	Нет	Нет	Нет
Локальность и погрешности измерения (относительные и приведенные)	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\mu' < 10\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\varepsilon'' < 5\%$ $\delta\mu' < 8\%$ $\delta\mu'' < 5\%$ $\delta\dot{Z} < 15\%$ $\delta C < 20\%$	Локален только алгоритмически (не локализован по сканированию) $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta\varepsilon'' < 9\%$ $\delta b < 3\%$	Локален $\delta\varepsilon' < 3\%$ $\delta b < 5\%$ $\delta\varepsilon'' < 5\%$ $\delta\mu' < 8\%$ $\delta\mu'' < 5\%$ $\delta\dot{Z} < 15\%$ $\delta C < 20\%$

Аппаратурная реализация методов, позволяющая разделить в пространстве сложной апертуры – источника поверхностных волн и отдельного, простого в реализации приемника, позволяет решить задачу быстродействующего сканирования больших поверхностей одним приемником.

*Список литературы*

1. Патент № 2193184 РФ, МКИ G01 N 15/06. СВЧ способ определения диэлектрической проницаемости и толщины покрытий на металле / М.А. Суслин, П.А. Федюнин, Д.А. Дмитриев.

2. Федюнин П.А., Карев Д.В., Каберов С.Р. Методы измерения комплекса электромагнитных параметров радиопоглощающих покрытий в диапазоне СВЧ. Состояние проблемы измерений // Тезисы докладов 7-й Всеросс. научно-технической конфер. – М.: МГТУ им. Баумана, 1999.

3. Дмитриев Д.А., Федюнин П.А., Федоров Н.П. Измерение электрических параметров гиротропных материалов в режиме смешанных и стоячих волн // Измерение, контроль, диагностика. Сб. материалов Международной научно-технической конференции «ИКИ-2003», Барнаул, 2003.

4. Неразрушающий контроль и диагностика: Справочник / В.В.Клюев, Ф.Р.Соснин, В.Н.Филинов и др.; Под ред. В.В.Клюева. – М.: Машиностроение, 1995. – 488 с.

---

**Long-Range Methods of Measuring Complex of Electro-Physical and Thermo-Physical Parameters of Radio-Absorbing Coverings**

**N.P. Fedorov, P.A. Fedyunin, D.A. Dmitriev, S.R. Kaberov**

*Tambov Military Aviation Engineering Institute*

**Key words and phrases:** wave resistance; dielectric penetrability; magnetic penetrability; non-destructive control; surface wave.

**Abstract:** Long-range methods of non-destructive control and algorithms for measuring the set of parameters of absorbing and non-reflecting coverings of aircraft are represented.

---

**Perspektive Methoden der Messung des Komplexes von den elektrophysikalischen und wärmephysikalischen Parametern der Funkschluckungsbedeckungen**

**Zusammenfassung:** Es sind die perspektiven Methoden der ununterbrochenen Kontrolle und die Algorithmen der Messung des Komplexes von den Parametern der Schluckungs- und Unreflexionsbedeckungen der Flugapparate dargestellt.

---

**Méthodes perspectives de la mesure du complexe des paramètres électrophysiques et thermophysiques des recouvrements d'absorption radiative**

**Résumé:** Sont présentées les méthodes perspectives du contrôle non destructif et les algorithmes les réalisant pour la mesure du complexe des paramètres des recouvrements d'absorption et de non-réflexion des appareils volants.