УДК 621.317.799

А.Ю. ПАНЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЧ-ИЗМЕРИТЕЛЯ ПАРАМЕТРОВ ВЕЩЕСТВ РЕЗОНАТОРНОГО ТИПА С МАЛОЙ АПЕРТУРОЙ

СВЧ-измерители, использующие резонаторный метод и внешнее расположение измеряемого объекта, позволяют весьма эффективно решать задачи неразрушающего контроля материалов и сложных структур. Однако, строгое решение электродинамической задачи, связывающей электромагнитные параметры исследуемого объекта и выходные характеристики измерительного преобразователя даже в случае простой геометрии датчика, может оказаться весьма сложным и трудоемким.

В данной работе рассматриваются возможные подходы к построению строгой модели датчика в виде открытого конца коаксиала в бесконечном экране и четвертьволнового коаксиального резонатора (рис. 1). Пространство между z_4 и z_5 заполнено исследуемым материалом. Первоначально анализ такого устройства производился в электростатическом приближении [1], но практика показала необходимость учета волновых свойств полей. Выходными параметрами при исследовании объектов служат результирующая резонансная частота и добротность. Датчик возбуждается на ТЕМ моде.

Для описания такого датчика можно воспользоваться функциями Грина для уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат [2], а для нулевых собственных значений добавить собственные функции учитывающие ТЕМ-волну в коаксиале согласно [3]. Строгий подход с заданием амплитуды возбуждающего поля в некоторой точке резонатора чрезвычайно громоздок и вряд ли оправдан. Задание поля в произвольном сечении с последующим расчетом всех параметров датчика приводит к интегральным уравнениям первого рода, решение которых представляет значительные трудности. Но данную задачу можно упростить. Конструкция датчика содержит коаксиальный отрезок z_2, z_3, в котором гасятся высшие типы волн. Этим можно

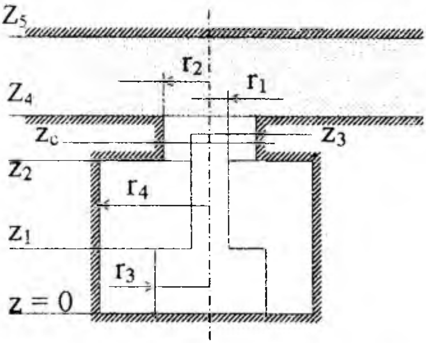

Рис. 1

ISSN 0485-8972. Радиотехника. 1998. Вып. 108

воспользоваться при определения основных параметров датчика.

Задавая электрическое поле в сечении z_c внутри коаксиала можно вычислить распределение магнитного поля в том же сечении. Для этого разделим датчик по оси z на простые области, причем границы раздела пройдут через точки, в которых изменяется сечение. Для тангенциальной составляющей магнитного поля над и под m-й границей раздела на основании [2] и [3] можно записать следующие соотношения:

$$H_\varphi(r, z_{m+0}) = -j\omega\tilde{\varepsilon}_{am} \sum_{n=0}^{\infty} \int_r \frac{\partial}{\partial r}\chi_n^m(r)\frac{\partial}{\partial r'}\chi_n^m(r')\frac{r'}{k_n^2\lambda_n\gamma_n}\times$$
$$\times\left[E_r(r', z_m)\operatorname{cth}(\gamma_n\Delta z_m) - E_r(r', z_{m+1})\operatorname{sch}(\gamma_n\Delta z_m)\right]dr' \;; \quad (1)$$

$$H_\varphi(r, z_{m-0}) = -j\omega\tilde{\varepsilon}_{am-1} \sum_{n=0}^{\infty} \int_r \frac{\partial}{\partial r}\chi_n^{m-1}(r)\frac{\partial}{\partial r'}\chi_n^{m-1}(r')\frac{r'}{k_n^2\lambda_n\gamma_n}\times$$
$$\times\left[E_r(r', z_{m-1})\operatorname{sch}(\gamma_n\Delta z_{m-1}) - E_r(r', z_m)\operatorname{cth}(\gamma_n\Delta z_{m-1})\right]dr' \;, \quad (2)$$

где $\chi_n(r) = N_0(k_{n1}r_m)J_0(k_{n1}r) - J_0(k_{n1}r_m)N_0(k_{n1}r)$, здесь $n \neq 0$; k_n — собственные значения для коаксиальной области; γ_n — постоянные распространения для каждой из гармоник; λ_n – нормы собственных функций.

Для $n = 0$ собственная функция равна $1/r$ с нормой $\sqrt{[\ln(r_2)/\ln(r_1)]}$.

Так как при $z = 0$ и $z = z_5$ $E_r = 0$, то распределение магнитного поля в любом сечении резонатора, где задано электрическое, можно определить последовательно пересчитывая E_r на границах раздела. Окончательно для волны пришедшей со стороны исследуемого вещества имеем

$$H_\varphi^s(r, z_c) = -j\omega\int_{r_1}^{r_2} E_r(r', z_c)r'\left[S_2 - \frac{S_1^2}{S_2 + S_4 - S_3^2/(S_4 + S_5)}\right]dr' \,, \quad (3)$$

где $$S_{1,3} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial r}\chi_n(r)\frac{\partial}{\partial r'}\chi_n(r')\frac{\operatorname{cth}[\gamma_n(z_{4,3} - z_{c,3})]}{k_n^2\lambda_n\gamma_n};$$

$$S_{2,4} = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{\partial}{\partial r}\chi_n(r)\frac{\partial}{\partial r'}\chi_n(r')\frac{\operatorname{sch}[\gamma_n(z_{4,3} - z_{c,3})]}{k_n^2\lambda_n\gamma_n};$$ χ_n — здесь собственные функции для коаксиальной области согласно (2) и для волноводной, согласно [2]: $$S_3 = \int_0^{\infty} J_1(\varpi r)J_1(\varpi r')\frac{\varpi\tilde{\varepsilon}_o}{\gamma_o}\operatorname{cth}[\gamma_o(z_5 - z_4)]d\varpi .$$

В неограниченной области спектр собственных значений непрерывный, поэтому в последнем случае сумма заменяется интегралом.

Для волны пришедшей со стороны резонатора получим

$$H_{\varphi}^{r}(r,0)=-j\omega\int_{r_1}^{r_2}E_r(r',z_c)r'\left[S_2-\frac{S_1^2}{S_2+S_6-S_7^2/(S_6+S_8)}\right]dr' \ . \qquad (4)$$

Здесь суммы S_6, S_7 и S_8 для элементарных областей резонатора вычисляются аналогично суммам S_2 и S_1.

Задавая $E_r(r,z_c)$ в виде $1/r$, и, приравнивая амплитуды ТЕМ-гармоник $H_{\varphi}^{s}(r,z_c)$ и $H_{\varphi}^{r}(r,z_c)$, можно получить значение резонансной частоты. Численное моделирование проводилось для резонатора имеющего следующие размеры (в мм): $r_1=0{,}45$, $r_2=0{,}75$, $r_3=3{,}85$, $r_4=27{,}5$, $z_1=30$, $z_2=35$, $z_4-z_2=3$, $z_4-z_3=0{,}05$, что соответствует реальному устройству. Толщина образца 100 мм. Расчеты проводились для трех положений z_c: на срезе центрального стержня — $z_{c1}=z_3$, посередине коаксиала — $z_{c2}-z_2=1{,}5$ мм, и на входе в резонатор — $z_{c2}-z_2=0{,}05$ мм. Отклонение рассчитанного распределения магнитного поля от $1/r$ определялось как отношение разности $H_{\varphi}^{s}(r,z_c)-H_{\varphi}^{r}(r,z_c)$ к напряженности поля ТЕМ-гармоники в каждом из вычисленных распределений H_{φ}. На рис. 2 и 3 для каждого из трех положений z_c представлены графики изменения этих отношений. В случае изображенном на рис. 2 образцом является воздух, на рис. 3 — металл. Графики на рисунках пронумерованы в соответствии с нумерацией плоскостей z_c.

Как видно из представленных графиков формы рассчитанных значений распределения H_{φ} значительно отличаются от $1/r$. Особенно сильно это отличие проявляется вблизи среза центрального проводника коаксиала. При открытом коаксиале ток наружного проводника растекается по всей плоскости экрана и это приводит к тому, что относительное изменение больше, чем амплитуда основной гармоники. При подсоединении металла напряженность поля увеличивается у центрального проводника, так как линии тока замыкаются через емкость образовавщуюся между срезом центрального проводника и образцом. Однако столь значительный разброс рассчитанных распределений магнитного поля не приводит к существенным отклонениям при расчете резонансных частот. Для воздуха рассчитанные значения резонансных частот в ГГц для каждого положения z_c равны соответственно: $f_{c1} = 1{,}35251$, $f_{c2} = 1{,}35248$, $f_{c3} = 1{,}35246$, для металла — $f_{c1} = 1{,}26085$, $f_{c2} = 1{,}26081$, $f_{c3} = 1{,}26021$. Различие расчетных значений возникает в 4–5 знаке, что вполне достаточно для практического использования.

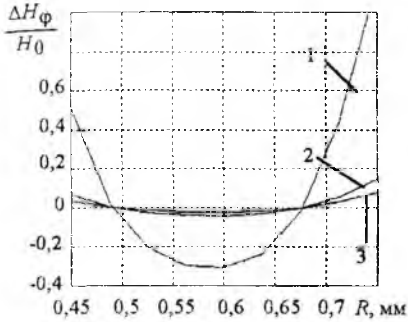

Рис. 2

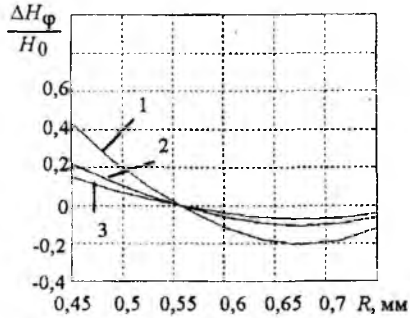

Рис. 3

Столь незначительное различие объясняется тем, что волны прошедшие через коаксиал малых размеров волны в прямом или обратном направлении имеют достаточно чистый пространственных спектр. Поэтому возбуждение области с существенным изменением геометрии производится практически чистой ТЕМ-волной. Отклик области в виде искаженного распределения H_φ так же очищается и отраженная волна на другом конце коаксиала тоже имеет только основную гармонику. Наличие в конструкции СВЧ-устройства элемента очищающего пространственный спектр позволяет получить достаточно точные расчетные значения при использовании сравнительно простого метода заданного поля.

Список литературы: 1. *СВЧ*-резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / Г.Н. Данилов, М.В. Детинко, Ю.В. Медведев, А.Д. Свирякина // Электрон. техника. Сер. Электрон. СВЧ. 1982. Вып. 6(342). С. 16–19. 2. *Панченко Б.В.* Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей. // Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 82–91. 3. *Chen-To Tai.* Dyadic Green's functions for a coaxial line // IEEE Trans. of Antennas and Propagation. 1983. Vol. Ap-31, N 2. P. 355–358.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 01.12.98