УДК 621.385.69

А.В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук

К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТОВ МАТРИЧНОГО УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАТОРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

В работе [1] получено уравнение возбуждения замедляющей системы (ЗС) в виде цепочки связанных резонаторов, предназначенное для нестационарного и спектрального моделирования СВЧ-приборов методом мгновенных значений [2]. Для произвольной резонаторной ЗС из N ячеек оно может быть записано в матричной форме:

$$\frac{d^2\mathrm{T}}{dt^2}+2\|\delta_0\|\frac{d\mathrm{T}}{dt}+\left\|\omega_0{}^2\right\|\mathrm{T}=-\frac{1}{2}\|\mathrm{W}_0\|^{-1}\int\limits_V \mathrm{E}_0\frac{\partial \mathrm{j}_{exc}}{\partial t}dV\,. \tag{1}$$

Здесь $\mathrm{T}(t)$ – вектор N временных функций соленоидального электрического поля в ячейках; $\|\omega_0{}^2\|$ – матрица $N\times N$ квадратов собственных частот и коэффициентов связи парциальных видов ячеек; $\|\delta_0\|$ – матрица коэффициентов затухания; $\|\mathrm{W}_0\|$ – матрица единичных энергий; $\mathrm{E}_0(x,y,z)$ – вектор единичных структурных функций электрического поля парциальных видов колебаний ячеек ЗС; $\mathrm{j}_{exc}(t,x,y,z)$ – плотность возбуждающего (exciting) тока. Под единичными понимаются структурная функция собственного вида n-го резонатора и энергии поля в n-й полости и элементах связи с ней при условии, что $T_n = 1$, $T_{nn} = 0$ ($nn \neq n$). Интегрирование производится по объемам, в которых функции $\mathrm{E}_{0n}(x,y,z)$ отличны от нуля, или по всему пространству прибора.

Методика расчета матриц коэффициентов $\|\omega_0{}^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|\mathrm{W}_0\|$ может основываться на прямом или косвенном подходах. Первый предполагает непосредственное вычисление их одним из многочисленных методов, разработанных для анализа электродинамических систем (полевым, частичных областей, эквивалентных схем и т.д. [3]). Именно такой подход использован в работе [1] при выводе уравнений возбуждения простейших ЗС. Этот метод имеет свои преимущества, однако в большинстве случаев он все же слишком сложен, громоздок и ненадежен. Поэтому в данной работе рассматривается косвенный метод, как более практичный.

Этот подход основан на использовании частотных зависимостей основных параметров электродинамической системы (фазового сдвига на ячейку, постоянной затухания и волнового сопротивления). Такие зависимости могут быть получены как расчетным, так и экспериментальным путем. Общая методика отыскания значений коэффициентов $\|\omega_0{}^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|\mathrm{W}_0\|$ заключается в подстановке в аналогичное (1) однородное уравнение предполагаемого распределения комплексных амплитуд функции $T_n(t)$ для затухающих во времени, но гармонических вдоль ЗС (или наоборот, гармонических во времени, но затухающих в продольном направлении) сигналов N различных частот и последующем решении полученной системы уравнений относительно неизвестных коэффициентов. Векторы распределения комплексных амплитуд берутся из частотных зависимостей фазового сдвига и затухания на ламель, в общем случае различных для каждой из ячеек системы. Аналогично из частотных зависимостей волнового сопротивления можно получить векторы распределения единичных энергий. Таким образом, имея три семейства значений вышеперечисленных параметров ЗС для N ячеек на N частотах, в принципе можно определить три неизвестные квадратные матрицы $\|\omega_0{}^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|\mathrm{W}_0\|$ размером $N\times N$.

Однако на практике такой универсальный подход сталкивается с трудностями, заключающимися в невозможности экспериментального измерения электродинамических характеристик неоднородной системы в пределах каждой из ячеек. Эти характеристики могут быть найдены расчетным путем, но в таком случае более целесообразным является вычисление непосредственно матриц коэффициентов уравнения (1) прямым методом. Поэтому косвенный подход будем рассматривать только применительно к однородным ЗС.

Измерения характеристик систем могут проводиться в режимах бегущей или стоячей волны. Для расчета коэффициентов пригодны результаты обеих методик. Однако при использовании первой нельзя основываться на параметрах ЗС вблизи границ полосы пропускания, поскольку погрешности измерений в этих областях существенно влияют на точность определения коэффициентов (из-за большого наклона дисперсионной характеристики). Вторая методика свободна от такого недостатка, т.е. здесь наряду с другими могут быть использованы результаты электродинамических измерений на 0-виде и π-виде. Учитывая данное обстоятельство, а также то, что большинство методов экспериментального исследования характеристик ЗС основано на режиме стоячей волны, вначале рассмотрим способ расчета коэффициентов на базе параметров нормальных видов колебаний системы.

Предварительно, согласно работе [1], ограничим число ячеек, связь с которыми учитывается в уравнении возбуждения для каждого резонатора. Обозначим символом N_{coup} количество пар ячеек, симметрично расположенных относительно текущего резонатора, значения полей в которых присутствуют в соответствующей строке системы (1). Число диагоналей с ненулевыми элементами матриц $\|\omega_0{}^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|\mathrm{W}_0\|$ при этом равно $2N_{coup}+1$.

Несмотря на введенное ограничение, значения всех элементов обращенной матрицы $\|\mathrm{W}_0\|^{-1}$ по-прежнему остаются ненулевыми. Однако, если запасенные в элементах связи энергии малы по сравнению с парциальной энергией вида колебания резонатора, коэффициенты этой матрицы быстро убывают при удалении от главной диагонали. Поэтому количество интегралов возбуждения в правой части каждой строки системы (1) также можно ограничить разумным числом.

С учетом вышесказанного, уравнение возбуждения для n-й ячейки перепишется следующим образом (используются обозначения коэффициентов, введенные в работе [1] для однородной ЗС):

$$\frac{d^2T_n}{dt^2}+2\sum_u \delta_{0|u|}\frac{dT_{n+u}}{dt}+\sum_u \omega_{0|u|}{}^2 T_{n+u}=-\frac{1}{2}\sum_u W'_{0|u|}\int_V \mathrm{E}_{0n+u}\frac{\partial \mathrm{j}_{exc}}{\partial t}dV, \qquad (2)$$

где интегрирование производится по всему объему, в котором функция $\mathrm{E}_{0n+u}(x,y,z)$ отлична от нуля. Аналогичное однородное уравнение записывается как:

$$\frac{d^2T_n}{dt^2}+2\sum_u \delta_{0|u|}\frac{dT_{n+u}}{dt}+\sum_u \omega_{0|u|}{}^2 T_{n+u}=0. \qquad (3)$$

В уравнениях (2) и (3) u – относительный номер ячейки ЗС, связанной с текущим резонатором ($u=-N_{coup}\ \ldots\ +N_{coup}$). Нулевое значение u соответствует n-й ячейке. $W'_{0|u|}$ – элемент n-й строки обращенной матрицы единичных энергий.

Расчет коэффициентов на базе параметров нормальных видов колебаний. В качестве исходных используем: спектр колебаний (собственные частоты нормальных видов ω_q); собственные (internal) добротности этих видов $Q_{0int\,q}$, а также эквивалентные емкости замедляющей системы C_q на каждом q-м нормальном виде колебания ($q=0\ \ldots\ N-1$). Выберем в качестве n-й ячейку ЗС, в которой временная функция электрического поля q-го нормального вида колебания $T_{nq}(t)$ принимает наибольшие значения. Тогда частное решение уравнения (3) для этого вида в выбранной ячейке и окружающих ее $2N_{coup}$ резонаторах может быть записано следующим образом:

$$T_{n+u\,q}(t)=\mathrm{Re}\{A_q\cos u\Delta\varphi_q\, e^{i\omega_q t}e^{-\delta_q t}\}, \qquad (4)$$

где A_q – комплексная амплитуда q-го нормального вида колебания; δ_q – коэффициент затухания этого вида $\delta_q=\omega_q/2Q_{0int\,q}$; $\Delta\varphi_q$ – изменение фазы колебания между соседними ячейками, зависящее от номера нормального вида и граничных условий на концах системы. В частности, для N-резонаторного магнетрона $\Delta\varphi_q = 2\pi q/N$. Формулу (4) нетрудно получить, например, рассматривая стоячую волну как суперпозицию двух бегущих волн с одинаковыми амплитудами и противоположными фазовыми скоростями. Для каждой из них в отдельности выполняется теорема Флоке [4]. После суммирования полей обеих волн, с учетом малости затухания, вместо комплексной экспоненты остается тригонометрическая функция угла фазового сдвига колебаний в различных ячейках $u\Delta\varphi_q$.

Подставив решение (4) в уравнение (3), получаем:

$$-\omega_q^2 - 2i\omega_q\delta_q + \delta_q^2 + 2(i\omega_q - \delta_q)\sum_u \delta_{0|u|}\cos u\Delta\varphi_q + \sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u\Delta\varphi_q = 0 .$$

Разделяя вещественную и мнимую части данного уравнения и пренебрегая членами порядка $\delta_0\delta$ и δ^2, приходим к следующим системам уравнений для искомых коэффициентов $\omega_{0|u|}^2$ и $\delta_{0|u|}$:

$$\sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u\Delta\varphi_q = \omega_q^2 , \tag{5}$$

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \delta_q , \tag{6}$$

причем количество различных нормальных колебаний ЗС в каждой из систем берется равным количеству неизвестных коэффициентов (N_{coup}+1). В терминах собственной добротности нормального вида колебания вторая система уравнений перепишется как:

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{\omega_q}{2Q_{0int\,q}} . \tag{7}$$

Конкретный вид решения этих систем зависит от выбора числа учитываемых пар связанных резонаторов N_{coup}. Возможные варианты решения являются темой отдельной статьи.

Вектор единичных парциальных энергий и энергий связи найдем из значений эквивалентной емкости нормальных видов колебаний C_q [5]. Затухание при этом игнорируем. С одной стороны, максимальное значение энергии электрического поля q-го нормального вида численно равно:

$$W_{qm} = \frac{g^2 C_q}{2}\left|A_q\right|^2$$

(g – ширина зазора резонатора). С другой стороны, поскольку колебания нормального вида происходят во всех ячейках синфазно, эту же энергию можно выразить через матрицу единичных энергий $\|\mathrm{W}_0\|$ и вектор вещественных амплитуд q-го нормального вида в ячейках ЗС T_{qm} следующим образом (см., например, [6]):

$$W_{qm} = \mathrm{T}_{qm}\left(\|\mathrm{W}_0\|\mathrm{T}_{qm}\right).$$

Приравнивая оба выражения для энергии, получаем:

$$\mathrm{T}_{qm}\left(\|\mathrm{W}_0\|\mathrm{T}_{qm}\right) = \frac{g^2 C_q}{2}\left|A_q\right|^2 . \tag{8}$$

При решении данного уравнения нет необходимости рассматривать всю замедляющую систему. Достаточно выделить ее участок длиной $N_{2\pi\,q}$ ячеек, слева и справа от которого структура поля q-го нормального вида периодически повторяется. Очевидно, что $N_{2\pi\,q}$ – это наименьшее целое число, такое, что $N_{2\pi\,q}\Delta\varphi_q$ кратно 2π. Например, для $3\pi/4$-вида $N_{2\pi} = 8$. Емкость C_q также должна относиться только к выделенному участку. Вводя понятие эквивалентной емкости нормального вида C_{1q}, приходящейся на одну ячейку, получаем $C_q = N_{2\pi q}C_{1q}$. Ограничим, как и ранее, количество ячеек, связь с которыми учитывается в уравнении возбуждения для каждого резонатора. Тогда матричное уравнение (8) может быть записано в обычной форме следующим образом:

$$\sum_{nn}\sum_{u} W_{0|u|} T_{nn\,q\,m} T_{nn+u\,q\,m} = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2} \left|A_q\right|^2 , \qquad (9)$$

где текущий номер резонатора nn принимает значения от n до $n+N_{2\pi q}-1$ (т.е. охватывает пространственный период q-го нормального вида), а относительный номер ячейки ЗС, связанной с текущим резонатором u – как и ранее, от $-N_{coup}$ до $+N_{coup}$.

Из уравнения (4) без учета затухания вытекают следующие выражения для вещественных амплитуд $T_{nn\,q\,m}$ и $T_{nn+u\,q\,m}$:

$$T_{nn\,q\,m} = \left|A_q\right| \cos(nn-n)\Delta\varphi_q ,$$

$$T_{nn+u\,q\,m} = \left|A_q\right| \cos(nn+u-n)\Delta\varphi_q .$$

Подставим их в уравнение (9). Учтя, что конкретный номер резонатора n в данном случае не играет роли, поскольку в сумме фигурируют дискретные значения гармонической функции, взятые на ее периоде, положим его равным нулю. Получаем:

$$\sum_{n}\sum_{u} W_{0|u|} \cos n\Delta\varphi_q \cos(n+u)\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2}$$

или, с учетом симметричности индексации по u:

$$\sum_{n}\sum_{u} W_{0|u|} \cos^2 n\Delta\varphi_q \cos u\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2} .$$

Поскольку индексы n и u теперь входят в различные сомножители, двойное суммирование можно переписать в виде произведения одинарных сумм:

$$\sum_{n} \cos^2 n\Delta\varphi_q \cdot \sum_{u} W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2} .$$

Сумма по n в этом выражении для 0- и π-видов колебания равна $N_{2\pi q}$, для всех остальных нормальных видов – $N_{2\pi q}/2$. Таким образом, окончательно имеем:

$$\sum_{u} W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{g^2 C_{1q}}{2} \quad \text{для 0- и } \pi\text{-видов,}$$

$$\sum_{u} W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = g^2 C_{1q} \quad \text{для других видов.} \qquad (10)$$

Различие в коэффициентах объясняется тем, что для всех нормальных колебаний ЗС, кроме 0- и π-видов, имеются ячейки, в которых амплитуда функции $T_{nq}(t)$ меньше максимальной. В результате эквивалентная емкость C_{1q}, приходящаяся на одну ячейку, у 0- и π-видов примерно в два раза выше, чем у соседних с ними нормальных колебаний.

Полученная система уравнений (10) для различных q, наподобие аналогичных систем (5) и (7), является исходной при нахождении коэффициентов $W_{0|u|}$. Решение ее также зависит от выбора значения N_{coup}.

Расчет коэффициентов на базе параметров бегущих волн. Рассмотренный выше метод нахождения коэффициентов матричного уравнения возбуждения на базе параметров нормальных видов колебаний замедляющей системы дополним аналогичной методикой расчета тех же коэффициентов на основе характеристик бегущей волны. К ним относятся: дисперсионная характеристика, частотная зависимость постоянной затухания α и частотная зависимость волнового сопротивления.

Ввиду известной неоднозначности определения волнового сопротивления в литературе [7], введем понятие сопротивления взаимодействия, которое заменяет использовавшееся ранее сопротивление связи. Последнее устарело, поскольку основано на модели взаимодействия пучка с одной пространственной гармоникой волны в периодической структуре. Современные методы моделирования позволяют рассматривать ВЧ-поле как единое целое, или, по крайней мере, как совокупность большого числа пространственных гармоник.

Сопротивление взаимодействия Z_0 определяется для монохроматической бегущей волны с частотой, лежащей в пределах полосы пропускания замедляющей системы. Оно вычисляется исходя из средней за период активной мощности P, переносимой волной через поперечное сечение ЗС. По определению сопротивление взаимодействия n-й ячейки неоднородной системы равно:

$$Z_{0n} = \frac{U_{nm}^{2}}{2P}, \tag{11}$$

где U_{nm} – амплитуда эквивалентного напряжения парциального вида между ламелями n-го резонатора. Выражая ее через продольную составляющую E_{0zm} напряженности поля единичной структурной функции в зазоре резонатора g (равную по определению единице) $U_{nm} = gE_{0zm}T_{nm}$, находим, что численное значение сопротивления взаимодействия составляет:

$$Z_{0n} = \frac{g^2}{2P} T_{nm}^{2}, \tag{12}$$

откуда средняя мощность, переносимая бегущей волной через n-ю ячейку ЗС, численно равна:

$$P = \frac{g^2}{2Z_{0n}} T_{nm}^{2}. \tag{13}$$

Если учитывается неоднородность продольной составляющей электрического поля в зазоре, величины U_{nm} и $E_{0zm}(z)$ связаны между собой интегралом по продольной координате z, однако это не принципиально, так как приводит лишь к добавлению в формулы (12) и (13) некоторого постоянного коэффициента. Очевидно, что на краях полосы пропускания, когда переносимая волной активная мощность обращается в нуль, сопротивление взаимодействия теряет смысл (стремится к бесконечности).

Обозначим частоту q-й монохроматической волны в полосе пропускания как ω_q. Тогда частное решение уравнения (3) для ячейки $n+u$ может быть записано следующим образом (n теперь номер произвольного резонатора):

$$T_{n+u\,q}(t) = \mathrm{Re}\{A_{nq}\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}u\Delta\varphi_q}\,\mathrm{e}^{-u\lambda_q}\,\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_q t}\}, \tag{14}$$

где A_{nq} – комплексная амплитуда колебания, созданного q-й волной в n-й ячейке; $\Delta\varphi_q$ – изменение фазы колебания между соседними ячейками на частоте ω_q (находится из дисперсионной характеристики ЗС); λ_q – логарифмический декремент затухания бегущей волны на периоде замедляющей системы для той же частоты: $\lambda_q = \ln\,(T_{n\,q\,m}/T_{n+1\,q\,m})$. Он вычисляется исходя из постоянной затухания α_q на частоте ω_q путем умножения ее на период ЗС D:

$$\lambda_q = D\alpha_q .$$

Фазовые соотношения формулы (14) следуют непосредственно из теоремы Флоке. Амплитудные зависимости для случая малого затухания очевидны.

Подставив решение (14) в уравнение (3), получаем:

$$-\omega_q^{\,2} + 2\mathrm{i}\,\omega_q \sum_u \delta_{0|u|}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}u\Delta\varphi_q} \mathrm{e}^{-u\lambda_q} + \sum_u \omega_{0|u|}^{\;2}\, \mathrm{e}^{-\mathrm{i}u\Delta\varphi_q} \mathrm{e}^{-u\lambda_q} = 0 .$$

Разделим вещественную и мнимую части данного выражения. Учтем, что для малых затуханий $\mathrm{e}^{u\lambda} \approx 1+u\lambda$, $\mathrm{e}^{-u\lambda} \approx 1-u\lambda$, и пренебрежем в вещественной части членами порядка $\delta_0\lambda$. В результате придем к двум системам уравнений для искомых коэффициентов $\omega_{0|u|}^{\;2}$ и $\delta_{0|u|}$:

$$\sum_u \omega_{0|u|}^{\;2} \cos u\Delta\varphi_q = \omega_q^{\,2} , \tag{15}$$

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = -\frac{D\alpha_q}{2\omega_q} \sum_u \omega_{0|u|}^{\;2} u \sin u\Delta\varphi_q , \tag{16}$$

где количество волн с различными частотами по-прежнему берется равным количеству неизвестных коэффициентов (N_{coup}+1).

Как и следовало ожидать, уравнение (15) совпадает с (5). Это дисперсионное уравнение цепочки связанных резонаторов при ограниченном количестве учитываемых связей для каждой ячейки. Уравнение (16) также можно получить непосредственно из (6), если выразить коэффициент затухания нормального вида δ_q через постоянную затухания двух бегущих волн α_q, из которых этот вид формируется (кроме, разумеется, 0- и π-видов). Очевидно, что:

$$\delta_q = \alpha_q v_{gq} = \alpha_q \left.\frac{d\omega}{d\beta}\right|_{\omega_q} = D\alpha_q \left.\frac{d\omega}{d(\Delta\varphi)}\right|_{\omega_q} ,$$

где v_{gq} – групповая скорость бегущей волны на частоте ω_q. Продифференцировав дисперсионное соотношение (15) по $\Delta\varphi$, получим:

$$\delta_q = -\frac{D\alpha_q}{2\omega_q} \sum_u \omega_{0|u|}^{\;2} u \sin u\Delta\varphi_q ,$$

что совпадает с правой частью уравнения (16). Очевидно, что если $v_g < 0$, знак α_q также должен быть отрицателен, поскольку при этом амплитуда волны нарастает в положительном направлении.

Вектор единичных парциальных энергий и энергий связи найдем из частотной зависимости сопротивления взаимодействия замедляющей системы в ее полосе пропускания $Z_0(\omega)$. Воспользуемся известным соотношением [7] между полной энергией бегущей волны, приходящейся на единицу длины замедляющей системы, средней мощностью, переносимой данной волной, и ее групповой скоростью. Выделим, как и ранее, участок замедляющей системы длиной $N_{2\pi\,q}$ ячеек, слева и справа от которого структура поля q-й волны в любой момент времени периодически повторяется (затухание здесь также не учитываем). Очевидно, что энергия электрического поля на данном участке W_q не зависит от времени и равна:

$$W_q = \frac{P_q}{2\left|v_{gq}\right|} D N_{2\pi\,q} . \tag{17}$$

Коэффициент 1/2 появляется из-за того, что полная энергия волны складывается из двух равных частей – энергии электрического и магнитного полей [8]. Индекс n здесь опускаем, поскольку при отсутствии затухания переносимая волной мощность и амплитуда колебаний этой волны одинаковы во всех ячейках однородной ЗС. Подставив в (17) численное выражение для P_q из (13), получаем:

$$W_q = \frac{g^2}{4Z_{0q}\left|v_{gq}\right|} D N_{2\pi q} T_{qm}{}^2 .$$

Групповую скорость определим, как и ранее, продифференцировав выражение (15) по $\Delta\varphi$. В итоге имеем:

$$W_q = \frac{g^2 \omega_q}{2Z_{0q}\left|\sum\limits_u \omega_{0|u|}{}^2 u \sin u\Delta\varphi_q\right|} N_{2\pi q} T_{qm}{}^2 .$$

С другой стороны, энергию электрического поля бегущей волны W_q, приходящуюся на участок ЗС из $N_{2\pi q}$ ячеек, можно найти по использовавшейся нами ранее формуле:

$$W_q = \sum_n \sum_u W_{0|u|} T_{nq}(t) T_{n+uq}(t) , \qquad (18)$$

где значения временных функций T_{nq} и T_{n+uq} зафиксированы в произвольный момент времени. Эти значения можно получить из уравнения (14) без учета затухания, если положить, например, $t = 0$ и

$$A_{nq} = T_{qm} \mathrm{e}^{-\mathrm{i} n\Delta\varphi_q} .$$

Взяв вещественную часть выражения (14), получаем:

$$T_{nq}(0) = T_{qm} \cos n\Delta\varphi_q , \qquad T_{n+uq}(0) = T_{qm} \cos(n+u)\Delta\varphi_q .$$

Подставив эти значения в (18), после преобразований, аналогичных проведенным ранее, имеем:

$$W_q = T_{qm}{}^2 \sum_n \cos^2 n\Delta\varphi_q \cdot \sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q .$$

В отличие от нормальных видов колебаний, для бегущих волн сумма по n в этом выражении всегда равна $N_{2\pi q}/2$. Приравнивая оба значения энергии электрического поля, получаем систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов $W_{0|u|}$:

$$\sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{g^2 \omega_q}{Z_{0q}\left|\sum\limits_u \omega_{0|u|}{}^2 u \sin u\Delta\varphi_q\right|} , \qquad (19)$$

где количество волн с различными частотами равно, как обычно, $(N_{coup}+1)$. Выражение (19) для различных q, наряду с системами (15) и (16), можно использовать для расчета коэффициентов матричного уравнения возбуждения однородной резонаторной ЗС на базе ее экспериментально полученных частотных характеристик.

Таким образом, рассмотренная методика позволяет найти матрицы коэффициентов уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений. Она основана на косвенном подходе, заключающемся в использовании в качестве исходных данных результатов «холодных» электродинамических измерений параметров и характеристик ЗС. Предложены две модификации данной методики, различающиеся способом измерений. Первая базируется на параметрах нормальных видов колебаний, полученных в режиме стоячей волны, вторая – на частотных характеристиках бегущей волны. Обе модификации могут использоваться при численном моделировании СВЧ-приборов и других нелинейных электрофизических систем.

Список литературы: 1. *Грицунов А.В.* К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // Радиотехника. 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 2. *Грицунов А.В., Чурюмов Г.И.* Спектральное моделирование СВЧ-приборов // Материалы междунар. межвуз. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 2001. С. 31 – 34. 3. *Григорьев А.Д., Янкевич В.Б.* Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. М.: Радио и связь, 1984. 248 с. 4. *Электронные* сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т. 1 / Под ред. М.М. Федорова. М.: Мир, 1961. 456 с. 5. *Федоров Н.Н.* Основы электродинамики. М.: Высш. школа, 1980. 399 с. 6. *Основы* теории колебаний / Под ред. В.В. Мигулина. М.: Наука, 1988. 392 с. 7. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Техника сверхвысоких частот. М.: Высш. школа, 1970. 440 с. 8. *Силин Р.А., Сазонов В.П.* Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.11.2001