

*В. П. ГЕРАСИМОВ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук,
В. М. ПИСАРЕНКО, канд. техн. наук*

К МОДЕЛИРОВАНИЮ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ В ЦЕПОЧКЕ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ ДЛЯ МЕТОДА МГНОВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Вычисление соленоидальных составляющих электромагнитных полей в замедляющих системах при наличии нелинейной среды (электронного потока) является одним из главных этапов алгоритма спектрального моделирования СВЧ-приборов [1]. Как следует из указанной статьи, на сегодняшний день наиболее подходящими для решения данной задачи являются так называемый метод мгновенных значений и метод комплексных амплитуд. В работах [2–5] получено уравнение возбуждения замедляющей системы (ЗС) в виде цепочки связанных резонаторов (ЦСР) для метода мгновенных значений и описана методика его решения. Данное уравнение в матричном виде записывается как

$$\frac{d^2 T}{dt^2} + 2 \|\delta_0\| \frac{dT}{dt} + \|\omega_0\|^2 T = -\frac{1}{2} \|W_0\|^{-1} \int_V E_0 \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV \quad (1)$$

(здесь и далее обозначения всех переменных соответствуют принятым в предыдущих публикациях). Для однородной ЗС оно может быть представлено в виде системы

$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2 \sum_u \delta_{0|u} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u}^2 T_{n+u} = -\frac{1}{2} \sum_u W_{0|u}^i \int_V E_{0n+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (2)$$

Описанные в работах [2–5] сведения достаточны для применения рассматриваемого подхода при исследовании СВЧ-приборов стоячей волны с замкнутой в кольцо ЗС (магнетронов). Однако в процессе моделирования приборов бегущей волны (усилителей) возникает проблема задания граничных условий в начальных и конечных ячейках ЗС. Рассогласование на концах ЗС приводит к появлению отраженных волн, которые могут исказить картину взаимодействия потока с электромагнитным полем. В принципе, это явление можно намеренно использовать, если следует учесть влияние отражений в реальной системе. Однако на практике данный подход неудобен, поскольку для изменения модуля коэффициента отражения или фазы отраженной волны необходимо менять в процессе счета электродинамические параметры граничных ячеек замедляющей системы. Поэтому в реальных моделях целесообразно всегда добиваться максимального согласования входа и выхода, а встречные волны создавать путем ввода со стороны выходного конца ЗС дополнительных (комплементарных) сигналов, амплитудой и фазой которых проще управлять.

Рассмотрим возможные методы согласования входа и выхода ЦСР, т.е. создания режима бегущей волны в моделируемой ЗС. К ним относятся:

- имитация близкого к идеальному согласования на входном и выходном концах замедляющей системы;

- моделирование реальных ввода и вывода энергии в начальной и конечной ячейках;

- имитация согласованной нагрузки на концах системы.

Первый метод заключается в добавлении с обеих сторон реальной замедляющей системы нескольких фиктивных ячеек. На входном конце ЗС структура поля бегущей волны в них синтезируется аналитически, исходя из спектра входного сигнала. С учетом полученного распределения поля начинается численное решение уравнения возбуждения в реальных ячейках. Со стороны выхода поле в фиктивных резонаторах также вычисляется аналитически, но уже путем гармонической экстраполяции волны, рассчитанной в последних реальных ячейках. Возможны два вида такой экстраполяции: временная и пространственная.

В первом случае гармонический анализ выполняется над временной функцией колебания в последней реальной ячейке. Для каждой временной гармоники из дисперсионного уравнения [3]

$$\sum_u \omega_{0|u}|^2 \cos u \Delta \phi_q = \omega_q^2 \quad (3)$$

вычисляется постоянная распространения, в соответствии с которой определяются фазы колебаний в фиктивных резонаторах (подобно тому как это делается на входе ЗС). Во втором случае гармоническому анализу подвергается пространственное распределение временной функции в нескольких реальных выходных ячейках, зафиксированное на текущий момент времени. В результате непосредственно находятся постоянные распространения пространственных гармоник и последние экстраполируются в фиктивные ячейки.

Второй метод основан на добавлении в уравнения возбуждения для первой и последней ячеек ЗС членов, учитывающих дополнительные токи $j_{in}(t, x, y, z)$ и $j_{out}(t, x, y, z)$ во входном и выходном элементах связи с внешними цепями. Таковыми могут являться витки, штыри и т.д., нагруженные на согласованные с противоположной стороны линии передачи. Непосредственный расчет распределения дополнительных токов и последующее интегрирование их по объему элемента ввода-вывода энергии в рамках предлагаемой модели практически невозможны. Взамен можно использовать косвенный учет влияния источника и нагрузки через добавочные коэффициенты уравнения возбуждения, подобно тому как это сделано в работе [2] для единственного резонатора.

В третьем методе к концам ЗС также добавляются несколько фиктивных резонаторов. Однако структура поля бегущей волны в них рассчитывается численно, как и в реальных ячейках. Коэффициент затухания фиктивных ячеек выбирается достаточно большим. В результате граничные условия не играют роли, поскольку волна, прошедшая в фиктивное продолжение замедляющей системы и отраженная от его конца, существенно ослаблена. При данном методе реальная ЗС как бы нагружена на согласованную нагрузку, состоящую из цепочки резонаторов с большим затуханием.

Рассмотрим каждый из вышеперечисленных методов согласования ЦСР более подробно.

Близкое к идеальному согласование. Этот способ теоретически позволяет получить согласование в широком диапазоне частот, вплоть до всей полосы пропускания ЗС. Однако практически это не реализуемо по причинам, которые будут видны из дальнейшего.

Сущность согласования при данном методе состоит в замене недостающих членов уравнения (2), связанных с отсутствующими резонаторами, на эквиваленты, позволяющие получить такое же решение для временной функции $T_n(t)$ в имеющихся ячейках, как если бы ЗС была неограниченно продолжена в обе стороны. Например, если пренебречь затуханием, вносимым элементами связи между ячейками ЗС, то в уравнении (2) для первого и последнего (N -го) резонатора отсутствуют соответственно члены видов:

$$\sum_{u=-N_{coup}}^{-1} \omega_{0|u}|^2 T_{1+u} \quad \text{и} \quad \sum_{u=+1}^{N_{coup}} \omega_{0|u}|^2 T_{N+u}. \quad (4)$$

Восстановление их возможно только путем экстраполяции функции T_n за пределы ЗС.

Поле, возбуждаемое в начале идеально согласованной системы, является суперпозицией монохроматических бегущих волн, каждая из которых соответствует одной (h -й) временной гармонике входного сигнала. Конкретно, для составляющей с частотой ω_h в N_{coup} входных фиктивных ячеек создается волна вида

$$T_{nh}(t) = \text{Re} \{ A^h_0 e^{-in\Delta\phi_h} e^{i\omega_h t} \}, \quad (5)$$

где $n = -(N_{\text{coup}}-1) \dots 0$ – номер фиктивной ячейки на входном конце ЗС; A_0^h – комплексная амплитуда h -й волны (индекс 0 означает нулевую ячейку); $\Delta\varphi_h$ – изменение фазы этой волны между соседними ячейками. Затухание в формуле (5) не учитывается, поскольку вследствие своей малости оно практически не влияет на согласование.

Модуль комплексной амплитуды волны в нулевой ячейке вычисляется по формуле:

$$|A_0^h| = \sqrt{\frac{2Z_{0h}P_{inh}}{g^2}}, \quad (6)$$

где P_{inh} – мощность h -й гармонической составляющей входного сигнала; Z_{0h} – сопротивление взаимодействия ЗС на частоте этой составляющей [3]. Аргумент комплексной амплитуды A_0^h равен аргументу h -й временной гармоники входного сигнала, т.е. считается, что фаза гармонической составляющей колебания в нулевой фиктивной ячейке совпадает с фазой соответствующей составляющей входного сигнала.

Величина фазового сдвига $\Delta\varphi_h$ находится в результате решения дисперсионного уравнения (3), которое можно переписать как полином степени N_{coup} относительно $\cos \Delta\varphi_h$. Например, для $N_{\text{coup}} = 4$ имеем:

$$16\omega_{04}^2 \cos^4 \Delta\varphi_h + 8\omega_{03}^2 \cos^3 \Delta\varphi_h + (4\omega_{02}^2 - 16\omega_{04}^2) \cos^2 \Delta\varphi_h + (2\omega_{01}^2 - 6\omega_{03}^2) \cos \Delta\varphi_h + (\omega_{00}^2 - 2\omega_{02}^2 + 2\omega_{04}^2 - \omega_h^2) = 0.$$

Найти корни данного полинома аналитически вряд ли реально, поэтому при решении данного уравнения следует воспользоваться любым численным методом [6], тем более что диапазон возможных значений $\Delta\varphi_h$ заранее известен (от 0 до π). Если дисперсионная характеристика имеет монотонный характер, для каждой частоты ω_h существует единственный вещественный корень, в противном случае ей могут соответствовать несколько различных постоянных распространения [7].

Значение сопротивления взаимодействия на частоте ω_h получим из уравнения (19) работы [3]. Оно определяется как

$$Z_{0h} = \frac{g^2 \omega_h}{\sum_u W_{0|u|} \cos u \Delta\varphi_h \cdot \left| \sum_u \omega_{0|u|}^2 u \sin u \Delta\varphi_h \right|}.$$

Очевидно, что описанная методика формирования бегущей волны на входе ЗС не вызывает проблем при любой ширине спектра входного сигнала, если последний задан в частотной области. Для сигналов, определенных во временной области (например, отраженных от выхода прибора), необходим предварительный гармонический анализ. Это вызывает затруднения при исследовании переходных процессов, поскольку сопряжено с некоторой временной задержкой.

На выходном конце ЗС расчет поля в N_{coup} фиктивных ячеек тривиален только для монохроматической волны. Записав уравнение, аналогичное (5) для трех расположенных подряд ячеек, нетрудно видеть, что в любой момент времени значения временной функции такой волны в ячейках $n-1$, n и $n+1$ соотносятся между собой как

$$T_{n-1h} + T_{n+1h} = 2T_{nh} \cos \Delta\varphi_h.$$

Если теперь выразить $\cos \Delta\varphi_h$ аналогичным образом через T_{n-2h} , T_{n-1h} и T_{nh} , получим простую рекуррентную формулу для экстраполяции временной функции монохроматической волны в фиктивные ячейки на выходе замедляющей системы:

$$T_{n+1h} = \frac{T_{nh}^2 + T_{n-2h}T_{nh} - T_{n-1h}^2}{T_{n-1h}}.$$

Очевидно, эту формулу можно с некоторой погрешностью использовать также при работе с узкополосными негармоническими сигналами. Во всех остальных случаях необходимо выполнять разложение колебания в реальных ячейках на временные или пространственные гармоники. На практике это обычно неприемлемо даже при использовании метода Прони [8], поскольку для сложного сигнала порядок модели должен быть высоким и исходная выборка будет охватывать большое количество временных шагов или ячеек ЗС. Поэтому широкополосное согласование выходного конца ЗС целесообразно обеспечивать третьим методом (с помощью моделирования согласованной нагрузки).

Возможная широкополосность временной функции $T(t)$ затрудняет также оценивание параметров выходного сигнала, которое может быть выполнено только после разложения этой функции в выходной ячейке ЗС на отдельные гармонические составляющие, например, методом Прони. Задержка результатов гармонического анализа из-за большой длины временной выборки здесь не имеет принципиального значения, поскольку она не влияет на ход процессов в приборе. Лишь при гарантированной узкополосности выходного сигнала допустимо применение описанной в [5] интерполяции на трех точках.

После того как параметры временных гармоник функции $T(t)$ в выходном резонаторе тем или иным путем найдены, можно рассчитать выходную мощность h -й гармоники по формуле, обратной (6):

$$P_{outh} = \frac{g^2 |A_N^h|^2}{2Z_{0h}}, \quad (7)$$

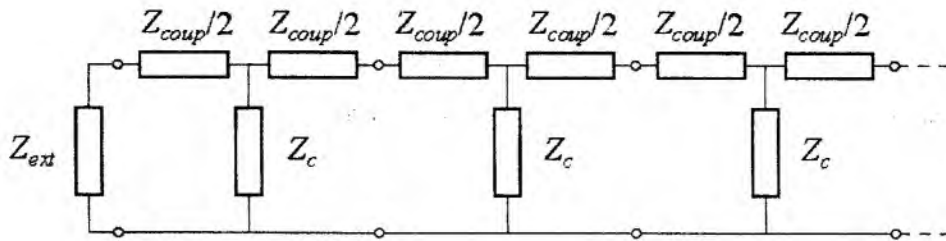
где A_N^h – комплексная амплитуда h -й гармоники временной функции электрического поля в выходной ячейке ЗС.

Моделирование реальных ввода и вывода энергии. Главным достоинством данного метода согласования является максимальное соответствие конструкции электродинамической системы СВЧ-прибора. Это создает предпосылки для повышения достоверности моделей инженерного назначения. Недостаток – невозможность согласования входа и выхода в широкой полосе частот, что, впрочем, также присуще реальным вводам и выводам энергии.

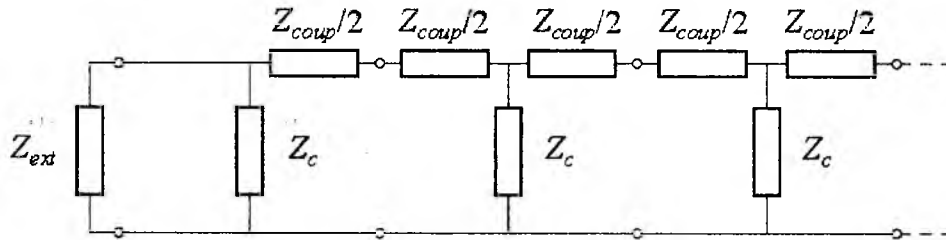
Элемент связи с внешними цепями при таком подходе рассматривается как некоторое эквивалентное комплексное сопротивление Z_{ext} , добавляемое в первую и последнюю ячейки ЗС. Предположим, что оно включено между торцами ламелей. Выясним, каким должно быть значение данного сопротивления, обеспечивающее идеальное согласование на частоте ω_{match} в полосе пропускания замедляющей системы.

Когда число учитываемых в уравнении возбуждения пар связанных резонаторов N_{coup} равно единице, замедляющая система может быть заменена эквивалентной схемой в виде цепочки Т-образных четырехполюсников (рис. 1а). Из теории известно [9], что идеальное согласование такой цепочки имеет место, если сопротивление нагрузки Z_{ext} , включенной на выходе последней ячейки, равно волновому сопротивлению цепочки на частоте согласования. В отсутствие потерь волновое сопротивление является вещественной величиной.

Если сопротивление Z_{ext} подключается непосредственно к последнему резонатору (параллельно сопротивлению звена Z_c), оно должно включать в себя реактивную составляющую, компенсирующую реактивность половины отсутствующего элемента связи со следующей ячейкой (сопротивления $Z_{coup}/2$, рис. 1б). Эта реактивность имеет значение на всех



а) согласованная цепочка Т-образных четырехполюсников



б) цепочка четырехполюсников без реактивности элемента связи

Рис. 1

частотах, кроме частоты $\pi/2$ -вида. В предположении $N_{coup} = 1$ требуемая величина Z_{ext} легко рассчитывается аналитически, однако данный случай на практике малозначим.

При $N_{coup} \geq 2$ структура поля бегущей волны начинает искажаться за несколько ячеек до конца ЗС. В этом случае идеальное или близкое к нему согласование на частоте ω_{match} можно обеспечить двумя путями. Первый – ввести дополнительные сопротивления, компенсирующие воздействие недостающих резонаторов, в N_{coup} последних ячеек. Элемент связи с внешними цепями как бы распределяется по нескольким резонаторам. Достоинством такого подхода является возможность точного расчета требуемых значений добавляемых эквивалентных сопротивлений, что позволяет добиться полного согласования на заданной частоте. Недостаток – несоответствие реальной конструкции СВЧ-прибора. Второй путь – создание некоторого рассогласования в последней ячейке, так чтобы отраженные от N_{coup} последних резонаторов волны взаимно компенсировались на достаточном удалении от конца ЗС. Данный подход полностью соответствует реальности, однако аналитический расчет требуемого сопротивления элемента ввода-вывода энергии при этом сравнительно сложен.

Как альтернативу, можно использовать численное моделирование структуры поля в «холодной» замедляющей системе с одновременным подбором сопротивления нагрузки до получения приемлемого коэффициента стоячей волны (КСВ), аналогично тому как это делается при электродинамических испытаниях реальных ЗС. В качестве начального приближения можно использовать значение эквивалентного сопротивления Z_{ext} , рассчитанное аналитически для последней ячейки без учета отражений волны от ячеек $N-1$, $N-2$, ..., $N-N_{coup}+1$. Выполним данный расчет.

Смоделируем, как и ранее, в замедляющей системе гармоническую волну с частотой ω_{match} , описываемую формулой (14) работы [3] без учета затухания. Определим временные функции T_{N+i} во второй из сумм (4), исходя из известной функции T_N в последней ячейке. Для этого вначале дополним вещественное значение T_N до аналитического сигнала мнимой частью вида $-(i/\omega_{match}) dT_N/dt$. После этого нетрудно видеть, что если бы ЗС продолжалась вслед за ее последней ячейкой, временная функция колебания в резонаторе $N+i$ была бы равна:

$$T_{N+u} = T_N \cos u \Delta \varphi_{match} - \frac{1}{\omega_{match}} \frac{dT_N}{dt} \sin u \Delta \varphi_{match},$$

где $\Delta \varphi_{match}$ – изменение фазы на ламель замедляющей системы на частоте ω_{match} .

Перепишем теперь уравнение возбуждения (2) для N -й ячейки ЗС, восстановив отсутствующие члены (4) в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_N}{dt^2} + 2 \sum_{u=-N_{coup}}^0 \delta_{0|u|} \frac{dT_{N+u}}{dt} + 2\delta_{0ext} \frac{dT_N}{dt} + \sum_{u=-N_{coup}}^0 \omega_{0|u|}^2 T_{N+u} + \\ + \omega_{0ext}^2 T_N = -\frac{1}{2} \sum_{u=-N_{coup}}^0 W_{0|u|}^i \int_V E_{0N+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь δ_{0ext} можно рассматривать как добавку к парциальному коэффициенту затухания колебания в N -м (последнем) резонаторе ограниченной ЗС, вносимую согласованным в вышеуказанном приближении элементом вывода энергии:

$$\delta_{0ext} = -\frac{1}{2\omega_{match}} \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match},$$

а ω_{0ext}^2 – как изменение квадрата собственной парциальной частоты колебания за счет реактивности, вносимой этим же элементом:

$$\omega_{0ext}^2 = \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}.$$

В сумме обе добавки позволяют привести электродинамические параметры выходной ячейки ограниченной ЗС к значениям, имеющим место в продолжающейся системе (разумеется, только для волны с частотой ω_{match}).

Остается выразить активную R_{ext} и реактивную X_{ext} составляющие эквивалентного сопротивления Z_{ext} через величины δ_{0ext} и ω_{0ext}^2 соответственно. Они численно равны:

$$R_{ext} = \frac{g^2}{4W_{1match} \delta_{0ext}}, \quad X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2W_{1match} \omega_{0ext}^2},$$

где W_{1match} – единичная энергия электромагнитного поля бегущей волны, приходящаяся на одну ячейку ЗС на частоте ω_{match} . Определим ее согласно [3] как удвоенную среднюю (на периоде волны) энергию электрического поля в расчете на один резонатор при условии что амплитуда гармонической временной функции T_n равна единице:

$$W_{1match} = \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match}.$$

Окончательно имеем:

$$R_{ext} = -\frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}}, \quad (9)$$

$$X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=+1}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}}. \quad (10)$$

Реактивная составляющая может принимать как положительные, так и отрицательные значения, активная составляющая всегда положительна.

Вычисленные по формулам (9) и (10) величины, как уже отмечалось, носят ориентировочный характер и предназначены для предварительной оценки эквивалентного сопротивления элемента связи с внешними цепями, обеспечивающего заданную степень согласования ЗС. В процессе «экспериментального» подбора сопротивлений R_{ext} и X_{ext} до получения приемлемого КСВ возможно лишь незначительное изменение их значений относительно вышенайденных. В частности, недопустимо произвольно варьировать Z_{ext} для моделирования отраженной от нагрузки волны, поскольку при этом может меняться единичная парциальная энергия выходного резонатора W_{00} , что не учтено в уравнении (8).

Определение данным методом граничного условия во входной ячейке лишь незначительно отличается от вышеизложенного. Уравнение возбуждения для первого резонатора ЗС имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 T_1}{dt^2} + 2 \sum_{u=0}^{+N_{coup}} \delta_{0|u|} \frac{dT_{1+u}}{dt} + 2\delta_{0ext} \frac{dT_{in}}{dt} + \sum_{u=0}^{+N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 T_{1+u} + \\ + \omega_{0ext}^2 T_{in} = -\frac{1}{2} \sum_{u=0}^{+N_{coup}} W_{0|u|}^i \int_V E_{01+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV, \end{aligned} \quad (11)$$

где $T_{in}(t)$ – временная функция входного сигнала. Согласно принципу причинности (с учетом направления групповой скорости), она заменяет функцию T_1 в добавочных членах уравнения возбуждения. Коэффициенты при этих членах определяются как

$$\begin{aligned} \delta_{0ext} &= -\frac{1}{2\omega_{match}} \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}, \\ \omega_{0ext}^2 &= \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}. \end{aligned}$$

Активная и реактивная составляющие сопротивления Z_{ext} соответственно равны:

$$R_{ext} = -\frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \sin u \Delta \varphi_{match}}, \quad (12)$$

$$X_{ext} = \frac{g^2 \omega_{match}}{2 \sum_{u=-N_{coup}}^{+N_{coup}} W_{0|u|} \cos u \Delta \varphi_{match} \cdot \sum_{u=-1}^{-N_{coup}} \omega_{0|u|}^2 \cos u \Delta \varphi_{match}}. \quad (13)$$

Нетрудно видеть, что знак δ_{0ext} , следовательно и R_{ext} , теперь отрицательный. Это соответствует отрицательному затуханию, т.е. увеличению энергии колебания в первой ячейке за счет подачи ее от источника входного сигнала.

При моделировании встречной волны функция $T_{in}(t)$ уже задана во временной области. В противном случае она, как и в первом методе согласования, синтезируется из отдельных

гармонических составляющих входного сигнала. В частности, амплитуда ее h -й гармоники определяется как

$$T_{inhm} = \sqrt{\frac{2R_{ext}P_{inh}}{g^2}}. \quad (14)$$

Мощности временных гармоник выходного сигнала находятся по обратной формуле.

При убывающем характере дисперсионной зависимости (как у амплитрона на рис. 1 работы [4]), групповая скорость отрицательна, следовательно, входная и выходная ячейки ЗС меняются местами. Соответствующим образом должны быть скорректированы уравнения (8) и (11). Если это нецелесообразно – необходимо изменить направления фазовой и групповой скоростей, поменяв знак $\Delta\phi$, т.е. сделав его отрицательным.

Вышеописанная методика расчета может быть применена также к распределенному по $N_{соур}$ первых или последних ячеек элементу ввода-вывода энергии. Она повторяется для каждого из начальных и конечных резонаторов, в которые вводятся дополнительные сопротивления $Z_{ext\ n}$, имитирующие воздействие на данный резонатор отсутствующих ячеек ЗС на частоте ω_{match} .

Имитация согласованной нагрузки. Третий метод определения граничных условий (моделирование согласованной нагрузки на концах системы) очевиден. Во избежание частотной неравномерности КСВ, потери энергии в фиктивных резонаторах должны быть намного больше, чем в элементах связи между ними, что означает существенное превалирование коэффициента δ_{00} . Значение этого коэффициента следует выбирать достаточным, чтобы ослабить отраженную от последней ячейки волну, и в то же время не настолько большим, чтобы возникало отражение от каждой из фиктивных ячеек. Расчет требуемого количества дополнительных резонаторов и затухания в них нетрудно провести на основе работы [3].

Таким образом, рассмотрена проблема задания граничных условий на входе и выходе ограниченной замедляющей системы, возбуждаемой в режиме бегущей волны. Предложены три возможных метода: имитация согласования, близкого к идеальному, моделирование реальных ввода и вывода энергии, а также имитация согласованной нагрузки на концах системы. Проанализированы достоинства и недостатки каждого из перечисленных вариантов.

Список литературы: 1. *Gritsunov A.V.* On Spectral Modeling of Microwave Devices // *Telecomm. and Radio Engineering*. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 2. *Грицунов А.В.* К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 3. *Грицунов А.В.* К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. 2002. Вып. 124. С. 16 – 23. 4. *Грицунов А.В.* К решению матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. 2002. Вып. 125. С. 101 – 105. 5. *Грицунов А.В.* К интегрированию уравнения возбуждения замедляющей системы для метода мгновенных значений // Там же. 2002. Вып. 127. С. 89 – 94. 6. *Форсайт Дж., Малькольм М., Моулер К.* Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 280 с. 7. *Бриллюэн Л., Пароди М.* Распространение волн в периодических структурах. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1959. 460 с. 8. *Gritsunov A.V.* The Spectral and Harmonic Analysis in Microwave Electronics // *Proc. Int. Conf. «MIKON-2002»*. Gdansk, Poland. May 2002. V. 1. P. 73 – 76. 9. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники. М.: Высш. школа, 1978. 789 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 24.05.2002