

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ Н-ПЛОСКОСТНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО ФИЛЬТРА ГАРМОНИК

Введение

Стремительное развитие средств связи и радиолокационной техники привело к большой перегрузке используемого спектра сверхвысоких частот. Электромагнитная совместимость различных радиоэлектронных систем превратилась в серьёзную и сложную проблему. Помимо полезной мощности в пределах необходимой полосы частот, излучаются помехи значительной мощности вне этой полосы. Современные методы генерации и модуляции не позволяют полностью избавиться от побочного излучения.

Во многих случаях подавление этого паразитного излучения осуществляется с помощью поглощающих фильтров гармоник. Среди волноводных поглощающих фильтров для большого уровня мощности наиболее популярны фильтры типа «антенная решетка» – сложные соединения прямоугольных волноводов, либо прямоугольных и круглых волноводов через отверстия связи различной конфигурации [1 – 4].

Строгий электродинамический расчет таких волноводных структур является трудоемкой задачей, так как граничные условия в этом случае должны будут выполняться на поверхности достаточно сложной формы. При этом численная реализация громоздких дифракционных задач требует значительных вычислительных ресурсов. Поэтому существует потребность в разработке относительно простых методик расчета фильтрующих устройств.

Постановка и решение задачи

Фильтр с дополнительными боковыми волноводами представляет собой волновод прямоугольного сечения, на узких стенках которого прорезаны щели (рис. 1). Размеры щели совпадают с поперечными размерами волноводов узкого сечения, перпендикулярных к узкой стенке основного волновода. Размеры боковых волноводов выбираются с таким расчетом, чтобы рабочая частота фильтра f_0 являлась для них критической частотой. Все боковые волноводы нагружены на поглощающие нагрузки.

Энергия колебания, частота которого ниже критической частоты боковых волноводов, распространяясь по основному волноводу, не ответвляется в боковые. Если не учитывать отражений, возникающих ввиду наличия щелей в узких стенках волновода, вся энергия, поступающая на вход фильтра, должна без потерь поступить на его выход. Когда частота колебаний превышает критическую частоту боковых волноводов, в последних возбуждаются волны типа H_{n0} , энергия которых рассеивается в поглощающих нагрузках.

Следовательно, на частотах выше критической часть энергии, поступающей на вход фильтра, рассеивается.

Прежде чем приступить к расчету энергетических характеристик фильтра, введем следующие предположения, упрощающие расчет:

- 1) полагаем, что щели не вносят отражения, как в полосе пропускания, так и в полосе затухания;
- 2) стенки всех волноводов являются идеально проводящими;
- 3) влиянием щелей на структуру поля в основном волноводе можно пренебречь.

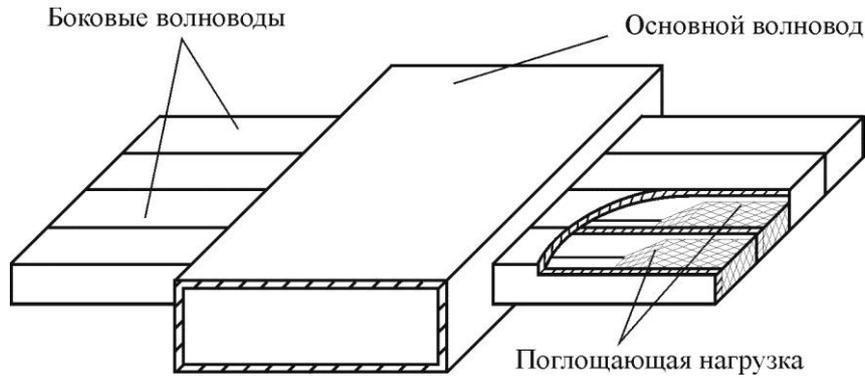


Рис. 1

Полагаем, что по основному волноводу с поперечным сечением $a \times b$ распространяется волна типа H_{10} . Распределение магнитных и электрических составляющих поля волны H_{10} описывается следующими уравнениями:

$$E_y = E_0 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta_1 z}, \quad (1)$$

$$H_x = -\frac{\beta_1 E_0}{\omega \mu_0} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta_1 z}, \quad (2)$$

$$H_z = \frac{j\pi E_0}{a\omega \mu_0} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-j\beta_1 z}, \quad (3)$$

где β_1 – постоянная распространения, равная $\sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$, E_0 – единичная напряженность электрического поля основного волновода, ϵ_0 , μ_0 – абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума соответственно, ω – частота распространения волны, k – волновое число, равное $2\pi/\lambda$, λ – длина волны в волноводе.

Имеется два источника возбуждения волн H_{n0} в боковых волноводах:

- 1) поперечные токи в узких стенках: \vec{j}_{np} и \vec{j}_{cm} (рис. 2);
- 2) H_z составляющая волны H_{10} основного волновода.

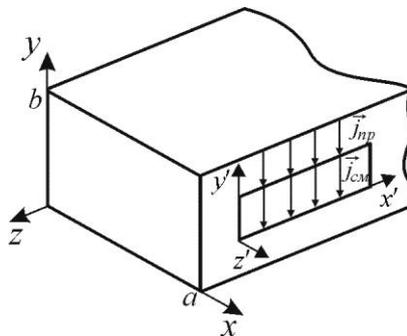


Рис. 2

Рассмотрение начнем с поперечных токов. Согласно граничным условиям для касательных составляющих магнитного поля [5], компонента j_y плотности тока проводимости связана с компонентой поля H_z равенством:

$$j_y = -H_z, (x = a). \quad (4)$$

Так как при $x = a$

$$H_z = -\frac{j\pi E_0}{a\omega\mu_0} e^{-j\beta_1 z},$$

то

$$j_y = \frac{j\pi E_0}{a\omega\mu_0} e^{-j\beta_1 z}. \quad (5)$$

Ток проводимости в щели переходит в ток смещения

$$j_y^{см} = \frac{j\pi E_0}{ab\omega\mu_0} e^{-j\beta_1 z}. \quad (6)$$

С другой стороны, плотность тока смещения определяется как

$$j_y^{\tilde{m}} = \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = j\varepsilon_0 \omega E_{\tilde{u}}, \quad (7)$$

где $E_{\tilde{u}}$ – напряженность электрического поля в щели.

Подставляя в (7) выражение (6), находим

$$E_{\tilde{u}} = \frac{\pi E_0}{ab\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0} e^{-j\beta_1 z} = \frac{\pi E_0}{abk^2} e^{-j\beta_1 z}. \quad (8)$$

Так как размер узкой стенки b_1 бокового волновода мал ($\lambda \gg b_1$), то в нем могут распространяться только волны типа H_{n0} .

Следовательно, поле в щели можно разложить в ряд Фурье:

$$E_{\tilde{u}} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin \frac{n\pi x'}{a_1}, \quad (9)$$

где a_1 – ширина бокового волновода.

Откуда

$$A_n = \frac{2}{a_1} \int_0^{a_1} E_{\tilde{u}} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} dx'. \quad (10)$$

Подставляя значение $E_{\tilde{u}}$ из формулы (8) в (10) и интегрируя, получим

$$A_n = \frac{2\pi E_0}{ab a_1 k^2} \int_0^{a_1} e^{-j\beta_1 x'} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} dx' = \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{abk^2 [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]}. \quad (11)$$

Следовательно, электрическая компонента поля бокового волновода определяется как

$$E_{y'}^{\partial} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{abk^2 [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} e^{-j\gamma_n z'}, \quad (12)$$

где γ_n – постоянная распространения, равная $\sqrt{k^2 - (\pi n/a_1)^2}$,

Так как $H_{x'}^{\partial} = \frac{1}{j\omega\mu_0} \cdot \frac{\partial E_{y'}^{\partial}}{\partial z'}$, то подставляя $E_{y'}^{\partial}$ из (12), получаем:

$$H_{x'}^{\partial} = - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{abk^2 Z [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} e^{-j\gamma_n z'} . \quad (13)$$

где Z – волновое сопротивление бокового волновода, равное $\omega\mu_0/\gamma_n$.

Зная составляющие $E_{y'}$ и $H_{x'}$ поля бокового волновода, можно рассчитать мощность, поступающую в поглощающую нагрузку одного бокового волновода:

$$P_3 = -\frac{1}{2} \int_0^{a_1} \int_0^{b_1} E_{y'}^{\partial} \bar{H}_{x'}^{\partial} dx' dy' , \quad (14)$$

где $\bar{H}_{x'}^{\partial}$ – комплексно-сопряженная величина к $H_{x'}^{\partial}$.

Подставляя в (14) значения $E_{y'}$ и $\bar{H}_{x'}^{\partial}$, получим

$$P_3 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2a_1 b_1 n^2 \pi^4 E_0^2 (1 - (-1)^n \cos(\beta_1 a_1))}{a^2 b^2 k^4 Z [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]^2} , \quad (15)$$

Аналогично рассмотрим возбуждение $H_{z'}$ составляющей магнитного поля. Так же, как и в предыдущем случае, напряженность магнитного поля в щели H_{uz} , возникающую под влиянием составляющей H_z магнитного поля основного волновода, можно записать в виде ряда Фурье:

$$H_{uz} = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin \frac{n\pi x'}{a_1} , \quad (16)$$

где $B_n = \frac{2}{a_1} \int_0^{a_1} H_{uz} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} dx'$.

Но в области щели $H_{uz} = H_z$, следовательно

$$B_n = \frac{2}{a_1} \int_0^{a_1} H_z \Big|_{x=a} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} dx' . \quad (17)$$

Решение интеграла входящего в (17) аналогично решению интеграла для A_n и учитывая, что в боковом волноводе распространяются только волны типа H_{n0} , запишем

$$B_n = -j \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{a\omega\mu_0 [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]} , \quad (18)$$

Следовательно, поперечная составляющая магнитного поля бокового волновода определяется как

$$H_{x'}^M = -j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{a\omega\mu_0 [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} e^{-j\gamma_n z'} . \quad (19)$$

Так как $E_{y'}^M = j\omega\mu_0 [H_{x'}^M \partial z']$, то можно записать:

$$E_{y'}^M = j \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n\pi^2 E_0 (1 - (-1)^n e^{-j\beta_1 a_1})}{\gamma_n a [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]} \sin \frac{n\pi x'}{a_1} e^{-j\gamma_n z'} . \quad (20)$$

Мощность, поступающая в поглощающую нагрузку одного бокового волновода,

$$P_M = -\frac{1}{2} \int_0^{a_1} \int_0^{b_1} E_{y'}^M \bar{H}_{x'}^M dx' dy', \quad (21)$$

где $\bar{H}_{x'}^M$ – комплексно-сопряженная величина к $H_{x'}^M$.

Подставляя в (21) значения $E_{y'}^M$ и $\bar{H}_{x'}^M$, получим

$$P_M = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2a_1 b_1 n^2 \pi^4 E_0^2 (1 - (-1)^n \cos(\beta_1 a_1))}{\gamma_n^2 a^2 Z [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]^2}, \quad (22)$$

Подводимая к основному волноводу мощность волны H_{10} :

$$P_0 = -\frac{1}{2} \int_0^{a_1} \int_0^{b_1} E_y \bar{H}_x dx' dy', \quad (23)$$

Подставляя значения E_y и H_x из формул (1) и (2) и интегрируя, получим

$$P_0 = \frac{ab\beta_1 E_0^2}{4\omega\mu_0}. \quad (24)$$

Подставляя в (15) и (22) вместо E_0^2 его значение из (24), приходим к равенствам:

$$\frac{P_M}{P_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8a_1 b_1 n^2 \pi^4 Z_1 (1 - (-1)^n \cos(\beta_1 a_1))}{a^3 b^3 k^4 Z [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]^2}, \quad (25)$$

где Z_1 – волновое сопротивление основного волновода, равное $\omega\mu_0/\beta_1$,

$$\frac{P_M}{P_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8a_1 b_1 n^2 \pi^4 Z_1 (1 - (-1)^n \cos(\beta_1 a_1))}{\gamma_n^2 a^3 b Z [(n\pi)^2 - (\beta_1 a_1)^2]^2}. \quad (26)$$

Выражения (25) и (26) позволяют рассчитать затухание, вносимое единичным боковым волноводом.

Перейдем к расчету затухания фильтра, состоящего из Q пар боковых волноводов (рис.3). В каждый боковой волновод ответвляется часть мощности:

$$N = \frac{P_M + P_0}{P_0}. \quad (27)$$

После первой пары волноводов мощность уменьшается до величины $P_0(1-2N)$.

Эта мощность поступает на вторую пару волноводов и вновь уменьшается до величины $P_0(1-2N) - P_0(1-2N) \cdot 2N = P_0(1-2N)^2$.

Пройдя Q пар волноводов, величина мощности на выходе фильтра будет равна $P_0(1-2N)^Q$.

Затухание, вносимое фильтром, выразим формулой

$$\alpha = 10 \lg \frac{1}{(1-2N)^Q}. \quad (28)$$

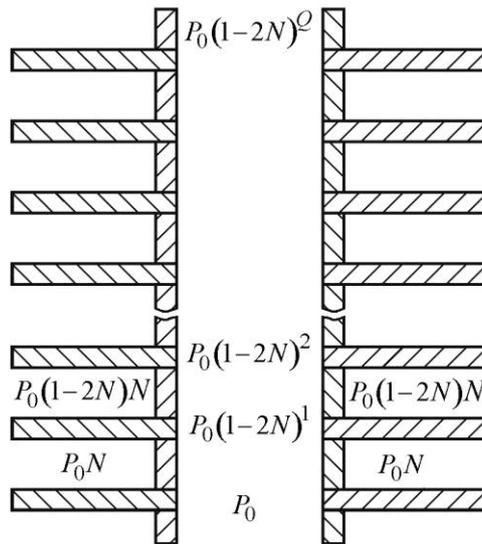


Рис. 3

Анализ численных результатов

Было проведено экспериментальное исследование фильтра второй гармоники, построенного на базе волновода с поперечным сечением 48×24 мм и боковыми волноводами – $15 \times 2,5$ мм. Рабочая частота фильтра f_0 составляет 5 ГГц, количество пар боковых волноводов – $Q=20$.

На рис. 4 представлены результаты экспериментального исследования фильтра с дополнительными боковыми волноводами (величина затухания, показанная звездочками, и коэффициент стоячей волны (КСВ) – штрихпунктирная кривая). Для сравнения там же построен график численного расчета затухания фильтра (сплошная кривая) по выведенным формулам.

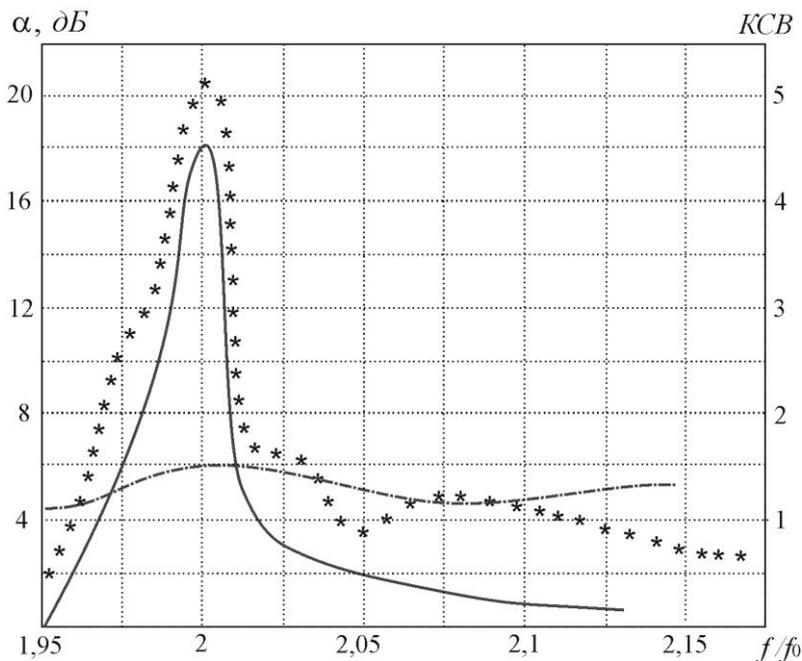


Рис. 4

Как видно из графика, экспериментальная и расчетная кривые имеют одну и ту же форму, что подтверждает правильность расчетов.

Некоторые расхождения расчета и эксперимента закономерны и объясняются тем, что при выводе формул не были учтены следующие положения:

- 1) предполагалась неизменной структура волны в основном волноводе;
- 2) волна в основном волноводе считалась чисто бегущей и ее фазовая скорость принята равной фазовой скорости волны типа H_{10} в регулярном волноводе;
- 3) не учитывалось взаимодействие щелей, потери в волноводах (основном и боковом), отражения и др.

Выводы

Предложенная в работе приближенная методика расчета H -плоскостного поглощающего фильтра гармоник:

- 1) отличается простотой математических выкладок, не требующих решения сложных дифракционных задач;
- 2) позволяет провести исследование в многомодовом приближении (с учетом высших мод вспомогательных волноводов);
- 3) не требует больших вычислительных затрат.

Приведенные в статье результаты численного моделирования затухания фильтра хорошо согласовываются с экспериментальным исследованием.

Последнее дает возможность утверждать, что предложенная методика расчета фильтра может использоваться при проектировании селективных устройств.

Список литературы: 1. *Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т.* Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи ; пер. с англ. ; под ред. Л.В. Алексеева, Ф.В. Кушнира. – М. : Связь, 1971. – Т.1. – 439 с.; 1972. – Т.2. – 493 с. 2. *Логачева Л.М., Шебалдин Д.Ю.* Волноводный поглощающий E -плоскостной фильтр // *Электросвязь.* – 1980. – № 3. – С. 39 – 40. 3. *Каток В.Б., Цейтлин Е.А., Шебалдин Д.Ю.* Мощные поглощающие фильтры побочного излучения СВЧ диапазона // *Электросвязь.* – 1997. – № 5. – С. 33 – 37. 4. *Вольман В.И., Логачева Л.М.* Фильтр поглощающего типа на высокий уровень мощности // *Радиотехника.* – 1979. – Т.34, №1. – С.25 – 28. 5. *Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П.* Электродинамика и распространение радиоволн. – М. : Сов. радио, 1979. – 376 с.

*Запорожский национальный
технический университет*

Поступила в редколлегию 10.10.2014