6. Хесина А.Я., Кривошеева Л.В., Третьяков О.Б., Корнеев В.А., Реутов С.Л., Ободовская Н.И. «Исследование содержания химических канцерогенных веществ в шинных резинах. Тезисы докладов Российской научно-практической конференции резинщиков», М., 1998 г., с. 441-443.
7. А.И.Хесин, М.Е. Скудатин, В.Н.Ушмодин «Канцерогенная опасность автомобильных шин» Журнал «Национальная безопасность и геополитика России» (Федеральное издание), №10-11(51-52), 2003 г.
8. Перечень методик, используемых в 2016 году для расчета, нормирования и контроля выбросов загрязняющих веществ в атмосферный воздух. СПб.: АО «НИИ Атмосфера», 2015. – 43 с. Режим доступа: http://www.nii-atmosphere.ru/PUBL/perechen_2016.pdf

Белов А.А.

Аналитическое обоснование параметров тороидального резонатора

*ФГБНУ "Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ
(Россия, Москва)*

doi: 10.18411/lj-10-2018-180

idsp: 000001:lj-10-2018-180

Аннотация

Актуальность материала заключается в возможном практическом применении для моделирования технологических процессов аналитических зависимостей. Цель работы – обосновать через теоретические зависимости основные параметры тороидального резонатора. Методы, которые применяются в статье – основные уравнения теории электромагнитного поля. Результат – аналитические зависимости электрических параметров тороидального резонатора. Выводы: 1) структурирован тороидальный резонатор; 2) определены параметры колебательного контура.

Ключевые слова: тороид, резонатор, волновод, добротность, частота, колебательный контур.

Тороидальный резонатор имеет особенности структуры по отношению к прямоугольному. Это проявляется различными показателями. Резонатор в форме тороида имеет сравнительно высокую величину добротности. Тороидальный резонатор, наряду с этим, характеризуется положительными свойствами, если его рассматривать в качестве волновода с плоскопараллельными обкладками.

Проведено структурирование тороидального резонатора. Структура тороидального резонатора показана в соответствии с рис. 1. В резонаторах в форме тороида энергия электромагнитного поля концентрируется в среднем уровне центрального отрезка, если рассматривать поперечное сечение. Эту часть наполняет диэлектрик, у которого диэлектрическая проницаемость обозначается ε . В цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) волновое уравнение для z -компоненты магнитного поля имеет следующий вид [1]:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \cdot \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} H_z = 0, \quad (1)$$

где ω – частота волны, c – скорость света в вакууме.

Рис. 1. Структура тороидального резонатора

Задача решается в адиабатическом приближении. Составлено уравнение для магнитной составляющей электромагнитного поля. Поперечное сечение тороидального

резонатора представляет собой пересечение двух окружностей с одинаковым радиусом R , R_0 – радиусы тороида, d_0 – максимальное расстояние между металлическими стенками тороида. Тороид характеризуют показатели расстояний между центрами и периферией, или радиусы R и R_0 . Тороидальные радиусы предполагается, как одно из условий, проектировать более значительным, чем длина электромагнитной волны. Тогда z – компоненту магнитного поля можно представить в следующем виде:

$$H_z = F(\rho) Z(z, \rho) e^{im\varphi - i\omega t}, \quad (2)$$

где $m = 0, 1, 2 \dots$.

В тороидальном резонаторе мы имеем дело с бегущей волной, которая возбуждается при условии $\lambda \cdot m = L$,

где λ – длина волны, L – длина тороида. Здесь ρ выступает в качестве параметра в $Z(z, \rho)$ и пренебрегается его производными по ρ . Тогда уравнения для функций $Z(z, \rho)$ и $F(\rho)$ могут быть представлены в виде:

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} + (\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - q^2(\rho)) Z = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dF}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho^2} F + q^2(\rho) F = 0. \quad (4)$$

В случае идеально проводящих стенок из (3) легко можно найти решения для $Z(z, \rho)$:

$$Z_n(z, \rho) = \begin{cases} \cos(\pi n z / d(\rho)), & n = 1, 3, 5, \dots \\ \sin(\pi n z / d(\rho)), & n = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (5)$$

$$q^2(\rho) = -\pi^2 \cdot n^2 / d^2(\rho) + \varepsilon \cdot \omega^2 / c^2, \quad (6)$$

где $d(\rho)$ – расстояние между металлическими стенками тороида (рис. 1). В пределе $d_0 R$ получаем:

$$d(\rho) = d_0 - (R_0 - \rho)^2 / R.$$

Тогда уравнение (4) можно представить в следующем виде:

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dF}{d\rho} - \frac{m^2}{\rho^2} F + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} F - \frac{\pi^2 \cdot n^2}{(d_0 - (R_0 - \rho)^2 / R)^2} F = 0. \quad (7)$$

Введем новую переменную

$$\rho = R_0 \cdot e^{\frac{u}{R_0}}. \quad (8)$$

В результате из (7) получим

$$\frac{\partial^2 F}{\partial u^2} - \frac{m^2}{R_0^2} F + (\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 \cdot n^2}{(d_0 - (R_0 - R_0 \cdot e^{\frac{u}{R_0}})^2 / R)^2}) e^{\frac{2u}{R_0}} \cdot F = 0. \quad (9)$$

В интересующем нас случае $|u| = R_0$ и $d_0 R = u^2$ получим

$$d^2 F / d\xi^2 + (\chi / \beta + \xi^2) F = 0, \quad (10)$$

где

$$\xi = (u + \frac{\alpha}{R_0 \cdot \beta^2}) \beta^{\frac{1}{2}}, \alpha = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 \cdot n^2}{d_0^2}, \beta^2 = \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot n^2}{d_0^3 \cdot R}, \chi = \alpha - \frac{m^2}{R_0^2} - \frac{\alpha^2}{R_0^2 \cdot \beta^2}. \quad (11)$$

Решениями уравнения (10) являются полиномы Эрмита:

$$F(\xi) = e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \cdot H_s(\xi), \quad (12)$$

где

$$\frac{\chi}{\beta} = 2 \cdot s + 1 \quad (s = 0, 1, 2, \dots). \quad (13)$$

Тогда z – компонента магнитного поля, т.е. решение уравнения (1), имеет следующий вид:

$$H_{zsm} = A \cdot e^{-\left(\frac{1}{2}\right)\xi^2} H_s(\xi) Z_n(z, \rho) e^{im\varphi - i\omega t}. \quad (14)$$

Из зависимостей (11) и (14) можно получить уравнение, определяющее резонансную частоту ω :

$$\left(\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 \cdot n^2}{d_0^2}\right)^2 - R_0^2 \frac{2 \cdot \pi^2 \cdot n^2}{d_0^3 \cdot R} \left(\varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2 \cdot n^2}{d_0^2}\right) + \frac{m^2 \cdot 2 \cdot \pi^2 \cdot n^2}{d_0^3 R} + (2 \cdot s + 1) \cdot \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n}{d_0^3 \cdot \beta^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot (\pi \cdot n)^{\frac{3}{2}} = 0.$$

Колебательная система отличается потерями на стенках резонатора, что влияет в первую очередь на добротность. Добротность колебательного контура, в качестве которого представлен резонатор, определяется зависимостью $Q = \omega/\omega''$, где ω'' – составляющая мнимой части резонансной частоты.

Учитывая, что:

$$\omega'' = \frac{\frac{c}{2} \xi' \cdot \int |H|^2 \cdot df}{\int |H|^2 \cdot dV}, \quad (16)$$

где $\xi' = \sqrt{\frac{\omega}{8 \cdot \pi \cdot \sigma}}$ – волновой импеданс, а σ – проводимость металлических стенок, получим:

$$Q = \frac{\omega \cdot d_0}{4 \cdot c \cdot \xi'} \left(\frac{1 + \pi^2 \cdot k^2}{\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2\right)^2} \right) \cdot d_0^2. \quad (17)$$

Выведенные зависимости предлагается применять для решения задач моделирования технологических процессов, протекающих в резонаторах и волноводах.

1. Васильев А.Н., Будников Д.А., Васильев А.А. Моделирование процесса нагрева зерна в СВЧ-поле универсального электротехнического модуля при различных алгоритмах работы электрооборудования // Вестник аграрной науки Дона. 2016. Т. 1. № 33. С. 12-17.

Бусарев А.В., Селюгин А.С., Шешегова И.Г., Ахмедов Т.М.
К вопросу очистки промывных стоков скорых и сверхскорых фильтров в
напорных гидроциклонах

Казанский государственный архитектурно-строительный университет
(Россия, Казань)

doi: 10.18411/lj-10-2018-181

idsp: 000001:lj-10-2018-181

Аннотация

Статья посвящена вопросу очистки промывных стоков скорых и сверхскорых фильтров. В статье приводятся данные о качественных характеристиках и возможностях повторного использования промывных стоков. Авторами предложена технология очистки