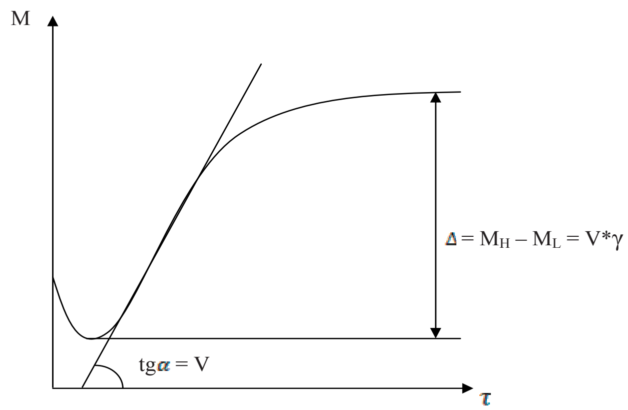

Рис. 6. Модель Ферхюльста

Розроблені математичні моделі узгоджені з відомими експериментальними даними, мають велике практичне значення – дозволяють визначити вплив кожного компоненту гуми на її властивості.

Література

1. Баранец И.В. Принципы формирования фазовой структуры, необходимые для усиления композиции// Сборник Rubber-94. - 1994. - Т.3. - С.241-248.
2. Гулдах Х., Табочкин Я. Компьютерное моделирование в физике. Ч2/ Пер. с англ. - М.: Мир. - 1990. - 400с.
3. Кухарь В.П. Влияние добавок ПАВ на деформационные свойства полиэпоксидов, наполненных каучуков// Высокомолекулярные соединения. Серия Б. - 1976. - XVIII . - №5. -С.301.

УДК 631.371

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ПРИЗМАТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ РУПОРНЫМИ ОБЛУЧАТЕЛЯМИ С $\vec{E}$-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

П.В. Потапский

Л.Н. Михайлова
Подольский государственный аграрно-технический университет

Показана можливість погодженого збудження мм коливань в резонаторі з допомогою $\vec{E}$ - поляризованої решітки, розташованої в розкриві рупорного випромінювача
Резонатор, дифракційна решітка, рупорні випромінювачі

Показана возможность согласованного возбуждения мм колебаний в резонаторе с помощью $\vec{E}$ - поляризованной решетки, расположенной в раскрыве рупорного излучателя

Possibility of the concerted excitation of mm of vibrations is rotined in a resonator with a help $\vec{E}$ - the polarized grate, located in raskryve of feedhorn
Resonator, diffraction grate, feedhorns

Постановка проблемы

Для угнетения вредных микроорганизмов в шерсти перед ее классировкой необходима величина мощности в резонаторе с шерстью около 500 Вт. Накопить такую мощность в резонаторной системе с шерстью можно лишь при согласованном возбуждении мм колебаний в резонаторе.

В связи с этим возникает необходимость рассмотреть задачу по размещению $\vec{E}$ - поляризованной дифракционной решетке в раскрывах рупорных излучателей.

Анализ предшествующих исследований

Задача, связанная с согласованным возбуждением мм колебаний в резонаторе, может быть решена на основе материала для синтеза четырехполюсников и дифракции волн на решетках |1,2|.

Формирование целей статьи

Целью настоящей статьи является обоснование согласованного возбуждения мм колебаний в резонаторе с помощью $\vec{E}$ - поляризованной решетки, расположенной в раскрыве рупорного излучателя.

Основная часть

Рассмотрим модель резонатора, состоящую из двух неоднородностей 1 и 2 (рис. 1), и определим коэффициент отражения от такой системы. Длина резонатора равна z_0. Решение задачи будем искать в приближении плоских волн.

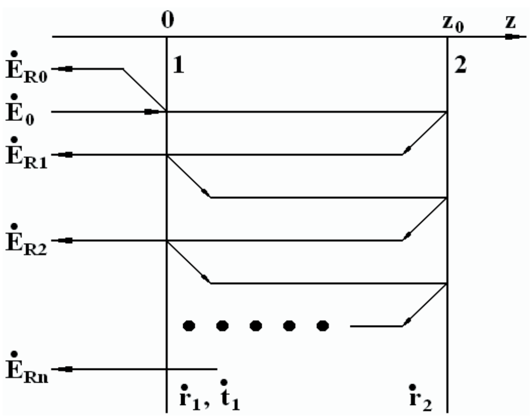

Рис. 1. Модель призматического резонатора с полупрозрачной торцевой стенкой

Обозначим коэффициенты отражения и передачи входной торцевой стенки резонатора ($z=0$) через $\dot r_1 = r_1 \exp(j\varphi_{r1}), \dot t_1 = t_1 \exp(j\varphi_{t1})$, а коэффициент отражения второй торцевой стенки ($z=z_0$) через $\dot r_2 = r_2 \exp(j\varphi_{r2})$. Здесь r_1, r_2 и t_1 - модули, а $\varphi_{r1}, \varphi_{r2}$ и φ_{t1} - фазы коэффициентов отражения и передачи, соответственно.

Тогда можем написать

$$|t_1|^2 = 1 - |r_1|^2 . \tag{1}$$

Поскольку, как мы отметили выше, входная торцевая стенка рассматриваемого резонатора представляет собой одномерную $\vec{E}$ - поляризованную проволочную решетку, то $|t_1|$ и $|r_1|$ - коэффициенты передачи и отражения этой решетки. После взаимодействия падающей волны $\dot E_0 = E_0 \exp(-jkz)$ с входной торцевой стенкой резонатора отраженная волна

$$\dot E_{R0} = \dot r_1 E_0 \exp(-jkz) \tag{2}$$

поступает в запитывающий тракт, а прошедшая волна $\dot E_{\text{пр}1} = \dot t_1 \dot E_0$ (рис.1) на пути от плоскости 1 до плоскости 2 испытывает фазовый набег kz_0. После отражения от второй торцевой стенки она снова распространяется по резонатору и опять испытывает фазовый набег kz_0. Частично пройдя через входную торцевую стенку, эта волна поступает в запитывающий волновод

$$\dot E_{R1} = E_0 \dot t_1^2 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-jk(z+2z_0)) , \tag{3}$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $S_{\text{м}}$ и $S_{\text{д}}$ - резонансные коэффициенты передачи по полю за проход волны от одной торцевой стенки до другой, которые определяются потерями в металле, из которого изготовлен резонатор, и потерями в диэлектрике, заполняющем резонансный объем.

В общем случае $S_{\text{м}} = \exp(-\alpha_{\text{м}}/2), \alpha_{\text{м}} = P_{\text{м}}/P_{\text{р}}$ и $S_{\text{д}} = \exp(-\alpha_{\text{д}}/2), \alpha_{\text{д}} = P_{\text{д}}/P_{\text{р}}$.

Здесь $P_{\text{м}}$ и $P_{\text{д}}$ - потери мощности в стенках резонатора и диэлектрике, а $P_{\text{р}}$ - мощность, поступившая в резонатор.

Аналогичным образом запишем выражение для второй отраженной волны

$$\dot E_{R2} = E_0 \dot t_1^2 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-jk(z+2z_0))(\dot r_1 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-j2kz_0)) \tag{4}$$

Теперь можем записать выражение для n - ой отраженной волны

$$\dot E_{Rn} = E_0 \dot t_1^2 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-jk(z+2z_0))(\dot r_1 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-j2kz_0))^{n-1} . \tag{5}$$

Суммируя все волны (5), запишем комплексную амплитуду отраженной волны $\dot E_{R\Sigma}$ на входе ($z=0$) без учета (23)

$$\dot E_{R\Sigma} = E_0 \dot t_1^2 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-jk2z_0) \sum_{n=1}^{\infty} (\dot r_1 \dot r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-j2kz_0))^{n-1} . \tag{6}$$

Так как $|r_1|, |r_2|, S_{\text{м}}$ и $S_{\text{д}}$ в общем случае меньше единицы, то ряд (6) – сходящаяся геометрическая прогрессия, суммируя которую, получим выражение

$$\dot E_{R\Sigma} = E_0 t_1^2 r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \frac{\exp(-j(2kz_0 - 2\varphi_{t1} - \varphi_{r2}))}{1 - r_1 r_2 S_{\text{м}}^2 S_{\text{д}}^2 \exp(-j(2kz_0 - \varphi_{r1} - \varphi_{r2}))} . \tag{7}$$

При этом полное отраженное поле с учетом (2) записывается в виде

$$\dot E_R = \dot E_{R0} + \dot E_{R\Sigma} , \tag{8}$$

или

$$\dot E_R = E_0 r_1 \exp(j\varphi_{r1}) + E_0 R_\Sigma \exp(j\varphi_{R\Sigma}) \tag{9}$$

Для нахождения R_Σ и $\varphi_{R\Sigma}$ введем обозначения

$$\begin{cases} \alpha = 2kz_0 - 2\varphi_{t1} - \varphi_{r2}, \\ \beta = 2kz_0 - \varphi_{r1} - \varphi_{r2}, \end{cases} \tag{10}$$

и воспользуемся формулой Эйлера [3]

$$\exp(\pm j\gamma) = \cos\gamma \pm j\sin\gamma .$$

Опуская промежуточные выкладки запишем в окончательном виде

$$R_{\Sigma}=\frac{t_1^2 r_2 S_м^2 S_д^2}{\left(1-2r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\cos\beta+\left(r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\right)^2\right)^{1/2}}\ , \tag{11}$$

$$\varphi_{R\Sigma}=-\arcsin\frac{\sin\alpha+r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\sin(\beta-\alpha)}{\left(1-2r_1 r_2 S_с^2 S_д^2\cos\beta+\left(r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\right)^2\right)^{1/2}}. \tag{12}$$

Теперь запишем коэффициент отражения по полю от рассматриваемого резонатора

$$\dot{R}=\dot{E}_R/E_0=R\exp(j\varphi_R), \tag{13}$$

или с учетом выражения (30)

$$\dot{R}=r_1\exp(j\varphi_{r1})+R_{\Sigma}\exp(j\varphi_{R\Sigma}), \tag{14}$$

или

$$\dot{R}=(r_1\cos\varphi_{r1}+R_{\Sigma}\cos\varphi_{R\Sigma})+j(r_1\sin\varphi_{r1}+R_{\Sigma}\sin\varphi_{R\Sigma}) \tag{15}$$

Если теперь комплексное число (15) представить в показательной форме, то тогда получим

$$R=\left(r_1^2+R_{\Sigma}^2+2r_1R_{\Sigma}\cos(\varphi_{r1}-\varphi_{R\Sigma})\right)^{1/2}, \tag{16}$$

$$\varphi_R=\arcsin\frac{r_1\sin\varphi_{r1}+R_{\Sigma}\sin\varphi_{R\Sigma}}{\left(r_1^2+R_{\Sigma}^2+2r_1R_{\Sigma}\cos(\varphi_{r1}-\varphi_{R\Sigma})\right)^{1/2}} \tag{17}$$

Для того, чтобы связать фазы коэффициентов отражения и передачи, воспользуемся выражениями для симметричного обратимого реактивного четырехполюсника [1]. В наших обозначениях эти выражения имеют вид

$$\begin{cases}\varphi_{r1}+\varphi_{r2}=2\varphi_{t2}\pm\pi,\\ \varphi_{r1}=\varphi_{r2};\ \varphi_{t1}=\varphi_{t2}.\end{cases} \tag{18}$$

С учетом соотношений (10) и (18) преобразуем синус разности $\sin(\beta-\alpha)$, входящий в выражение (12). После подстановок получим, что $\sin(\beta-\alpha)=-\sin\varphi_{r1}$, а уравнение (12) примет вид

$$\varphi_{R\Sigma}=-\arcsin\frac{\sin\alpha-r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\sin\varphi_{r1}}{\left(1-2r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\cos\beta+\left(r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\right)^2\right)^{1/2}}. \tag{19}$$

Если теперь аналогичным образом преобразуем $\sin\alpha$ и наложим условие резонанса

$\beta=2kz_0-\varphi_{r1}-\varphi_{r2}=2\pi h$, $h=1,2,\ldots$, то тогда выражение (19) можем записать в окончательном виде

$$\varphi_{R\Sigma}=-(\pi-\varphi_{r1}) \tag{20}$$

Соотношение (11) тоже упростится, если на него наложить условие резонанса

$$R_{\Sigma}=\frac{t_1^2 r_2 S_м^2 S_д^2}{\left(1-r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\right)} \tag{21}$$

Рассмотрим выражение (16), которое после подстановки значения $\varphi_{R\Sigma}$ из (20), примет вид

$$R=r_1-R_{\Sigma} \tag{22}$$

После подстановки (21) в (22), получим уравнение для резонансного коэффициента отражения

$$R=r_1-\frac{t_1^2 r_2 S_м^2 S_д^2}{\left(1-r_1 r_2 S_м^2 S_д^2\right)} \tag{23}$$

Для того, чтобы найти при каком значении r_1 будет иметь место согласованное возбуждение резонатора ($R=0$), необходимо определить потери мощности в металлических стенках резонатора $S_м$ (омические потери) и потери в диэлектрике $S_д$, заполняющем резонансный объем.

Литература

1. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ.-М.:Связь, 1965.-352 с.
2. Шестопалов В.П., Литвиненко Л.Н., Масалов С.А., Сологуб В.Г. Дифракция волн на решетках.- Харьков: Изд-во Харьковск. Ун-та, 1973.-288 с.
3. Бронштейн И.Н. Справочник по математике / И.Н. Бронштейн, К.А. Семендяев.-М.: Наука, 1986.-54 с.