

УДК. 538.3

Софиеенко И.И.

(Институт специальной связи и защиты информации НТУУ «КПИ»)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ ОТ УТЕЧКИ ПО СВЧ КАНАЛАМ

В настоящее время для предотвращения утечки информации широко применяется экранирование технических средств передачи данных [1,2]. В качестве материалов экранов используются в основном металлы. Несмотря на хорошие экранирующие свойства, металлическим экранам свойственны следующие недостатки: высокая стоимость, повышенная напряжённость электромагнитного поля внутри экранированного помещения, трудность или невозможность соблюдения комплекса санитарно-гигиенических норм по отношению к работающему персоналу (теплопроводность помещения, звукоизоляция, акустика, экологичность и т.д.). Указанные недостатки стимулируют поиск других материалов, обладающих приемлемыми экранирующими свойствами.

Одним из направлений улучшения поглощающих и экранирующих характеристик помещений является использование материалов с дебаевской дисперсией диэлектрической проницаемости (в основном композитных материалов). В работах [3,4] приведены результаты изучения поглощающих свойств данных материалов. При этом композитный материал наносился на проводящую поверхность и исследовался его коэффициент отражения. Полученные результаты свидетельствуют о том, что использование композитных материалов позволяет в ряде случаев существенно повысить поглощающие свойства покрытий. Что касается экранирующих свойств данных материалов, то они на сегодняшний день практически не изучены.

Целью статьи является исследование экранирующих свойств немагнитных материалов с дебаевской дисперсией. При этом в качестве критерия степени экранирования используется коэффициент экранирования (ослабление).

Известно[3-5], что для искусственных диэлектриков, зависимость диэлектрической проницаемости от частоты характеризуется наличием нескольких резонансов. В этом случае выражение для абсолютной диэлектрической проницаемости имеет следующий вид (временная зависимость принята как $e^{j\omega t}$)

$$\varepsilon_k(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 + \sum_{i=1}^n \frac{(A_{0i} - 1)\omega_{0i}^2}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_i} \right); \quad A_{0i} > 1; \quad \gamma_i > 0, \quad (1)$$

где $A_{0i}, \omega_{0i}, \gamma_i$ - параметры дебаевской дисперсии диэлектрической проницаемости, ε_0 - оптический предел диэлектрической проницаемости ($\omega \rightarrow \infty$).

Рассмотрим случай, когда $n = 1$. Тогда:

$$\varepsilon_k(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{(A_{01} - 1)\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_1} \right). \quad (2)$$

Вначале рассмотрим прохождение ТЕ волны. В этом случае, следуя [6,7], находим распределённую проводимость и сопротивление эквивалентной линии передачи (напряжением является составляющая поля E_x , а током составляющая H_y)

$$Y_1 = j\omega\varepsilon_k + \frac{\beta^2}{j\omega\mu_k}; \quad Z_1 = j\omega\mu_k; \quad (3)$$

Согласно (2) находим

$$j\omega\varepsilon_k = j\omega\varepsilon_0 \left(1 + \frac{j\omega\varepsilon_0(A_{0i}-1)\omega_{0i}^2}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_i} \right) = j\omega\varepsilon_0 + \frac{j\omega\varepsilon_0(A_{0i}-1)\omega_{0i}^2}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_i} \quad (4)$$

Первому слагаемому соответствует параллельная погонная емкость величины ε_0 . Второму слагаемому соответствует последовательный контур, включенный параллельно. Учитывая, что распределенное сопротивление равно

$$Z_1 = j\omega\mu_k = j\omega(\mu' - j\mu'') = j\omega\mu' + \omega\mu'' \quad (5)$$

находим схему замещения тонкого слоя материала с дебаевской дисперсией (рис.1) где

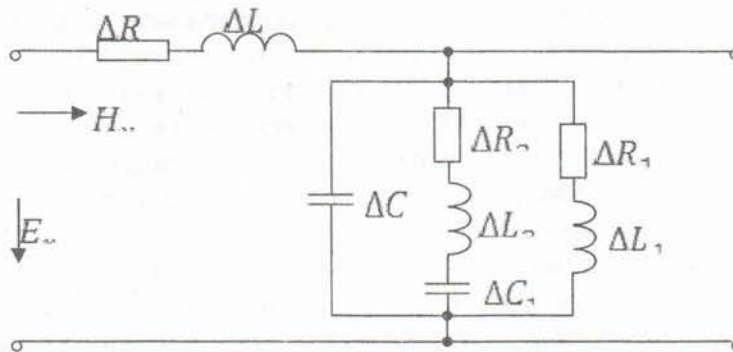


Рис. 1. Схема замещения тонкого слоя материала с дебаевской

$$\Delta R = \omega\mu'' \Delta z; \quad \Delta L = \mu' \Delta z; \quad \Delta R_1 = \frac{\omega\mu''}{\beta^2 \Delta z}; \quad \Delta L_1 = \frac{\mu'}{\beta^2 \Delta z}; \quad \Delta C = \varepsilon_0; \quad (6)$$

$$\Delta C_1 = \varepsilon_0(A_{0i} - 1)\Delta z; \quad \Delta R_2 = \frac{\gamma_i}{\Delta z \varepsilon_0(A_{0i} - 1)\omega_{0i}^2}; \quad \Delta L_2 = \frac{1}{\Delta z \varepsilon_0(A_{0i} - 1)\omega_{0i}^2} \quad (7)$$

Если рассматривать материал n -го уровня, то распределенная проводимость

$$Y_1 = j\omega\varepsilon_k + \frac{\beta^2}{j\omega\mu_k} = j\omega\varepsilon_0 + \sum_{i=1}^n \frac{(A_{0i}-1)\omega_{0i}^2}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_i} + \frac{\beta^2}{j\omega\mu_k} \quad (8)$$

В этом случае схема замещения тонкого слоя толщиной $\Delta z \ll \lambda$ будет иметь вид рис. 2. Из полученных результатов следует, что схема замещения слоистого многоуровневого материала произвольной толщины представляет собой бесконечное соединение звеньев рис. 2 при условии, что $\Delta z \rightarrow 0$ (см. рис. 3).

Пунктиром обозначена цепь, показанная пунктирной линией на рис. 2.

При определении эквивалентных схем напряжению и току ставились в соответствие составляющие поля E_x, H_y (рис.3). Если напряжение и ток поменять местами, то есть под напряжением понимать составляющую поля H_y , а под током составляющую E_x , то мы получим вторую схему замещения. В данном случае погонное сопротивление и проводимость соответственно равны

$$Z_1 = j\omega\varepsilon_k + \frac{\beta^2}{j\omega\mu_k}; \quad Y_1 = j\omega\mu_k = j\omega\mu' + \omega\mu'' \quad (9)$$

Рассмотрим слагаемое $j\omega\varepsilon_k$:

$$j\omega\varepsilon_x = j\omega\varepsilon_0 + \frac{j\omega\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2}{\omega_{0z}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_z} = j\omega\varepsilon_0 + Z' \quad (10)$$

Слагаемому $j\omega\varepsilon_0$ соответствует погонная индуктивность ε_0 .

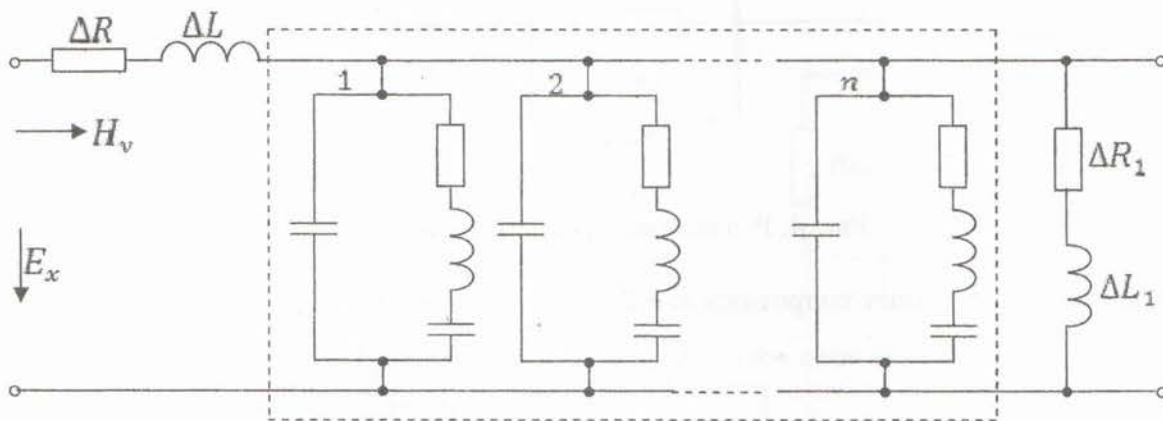


Рис. 2. Схема замещения материала n -го уровня толщиной $\Delta z \ll \lambda$ для ТЕ мод

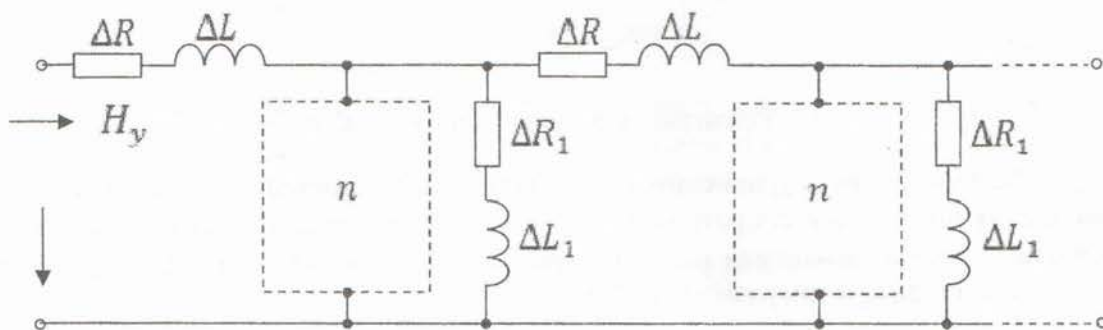


Рис. 3. Схема замещения слоистого многоуровневого материала произвольной толщины для ТЕ мод

Обозначим через p комплексную частотную переменную $p = j\omega$. Тогда слагаемое Z можно записать в виде:

$$Z' = \frac{p\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2}{p^2 + p\gamma_z + \omega_{0z}^2} = \frac{1}{\frac{p^2 + p\gamma_z + \omega_{0z}^2}{p\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2}} = \frac{1}{Y'} \quad (11)$$

$$Y' = p \frac{1}{\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2} + \frac{\gamma_z}{\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2} + \frac{1}{p\varepsilon_0(A_{0z}-1)} \quad (12)$$

Слагаемое Y' имеет смысл проводимости. Поэтому Y' реализуется в виде параллельного соединения элементов R', L', C' (рис.4), где

$$C' = \frac{1}{\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2}; \quad G' = \frac{1}{R'} = \frac{\gamma_z}{\varepsilon_0(A_{0z}-1)\omega_{0z}^2}; \quad L' = \varepsilon_0(A_{0z}-1). \quad (13)$$

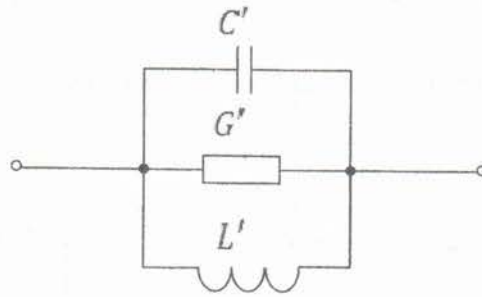


Рис. 4. Реализация проводимости Y'

Следовательно, погонное сопротивление Z_1 реализуется в виде рис.5.

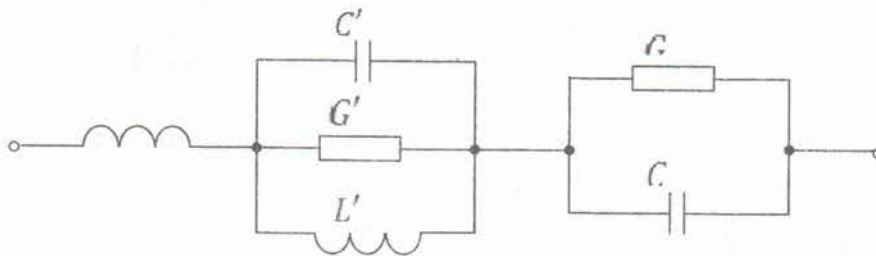


Рис.5. Реализация сопротивления Z_1 : $C = \frac{\mu}{\beta^2}$ $G = \frac{\omega\mu}{\beta^2}$

Из телеграфных уравнений [7] следует, что при толщине материала $\Delta z \ll \lambda$ в схеме замещения продольное сопротивление и проводимость увеличиваются в Δz раз, то есть Г-образная схема замещения имеет вид рис.6, где погонные параметры Z_1, Y_1 определяются соответствующими формулами (3), (8),(9).

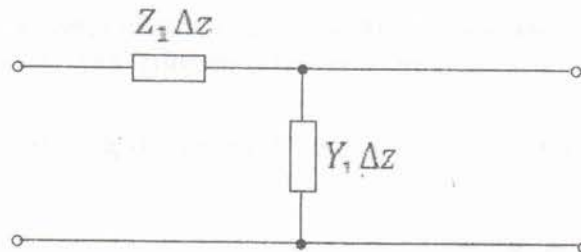


Рис.6. Г-образная схема замещения слоя толщиной $\Delta z \ll \lambda$

Исходя из сказанного, имеем схему замещения материала толщиной $\Delta z \ll \lambda$ (рис.7), где

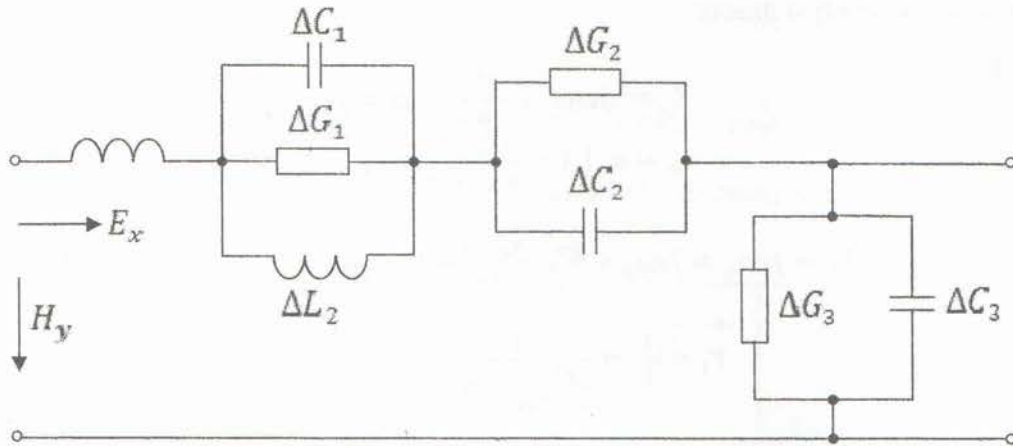


Рис. 7. Вторая схема замещения одноуровневого тонкого слоя материала ($\Delta z \ll \lambda$) для ТЕ мод

$$\Delta L_1 = \varepsilon_0 \Delta z; \quad \Delta C_1 = \frac{1}{\varepsilon_0(A_{01} - 1)\omega_{01}^2 \Delta z}; \quad \Delta G_1 = \frac{\gamma_1}{\varepsilon_0(A_{01} - 1)\omega_{01}^2 \Delta z}; \quad (14)$$

$$\Delta L_1 = \Delta z \varepsilon_0 (A_{01} - 1); \quad \Delta C_2 = \frac{\mu}{\beta^2 \Delta z}; \quad \Delta G_2 = \frac{\omega \mu}{\beta^2 \Delta z}; \quad (15)$$

$$\Delta C_3 = \mu \Delta z; \quad \Delta G_3 = \omega \mu \Delta z. \quad (16)$$

Для материала n -го уровня схема замещения примет вид рис. 8. Слой материала конечной толщины l моделируется каскадным соединением звеньев рис. 8. Количество звеньев $n = l/\Delta z$, $\Delta z \ll \lambda$. Чем меньше Δz , тем точнее цепная модель описывает процессы в материале.

При рассмотрении ТМ мод уравнения Максвелла примут вид

$$-\frac{dE_y}{dz} = \left(j\omega\mu_k + \frac{\beta^2}{j\omega\varepsilon_k} \right) (-H_x); \quad (17)$$

$$-\frac{d(-H_x)}{dz} = j\omega\varepsilon_k; \quad \mu_k = \mu - j\mu''. \quad (18)$$

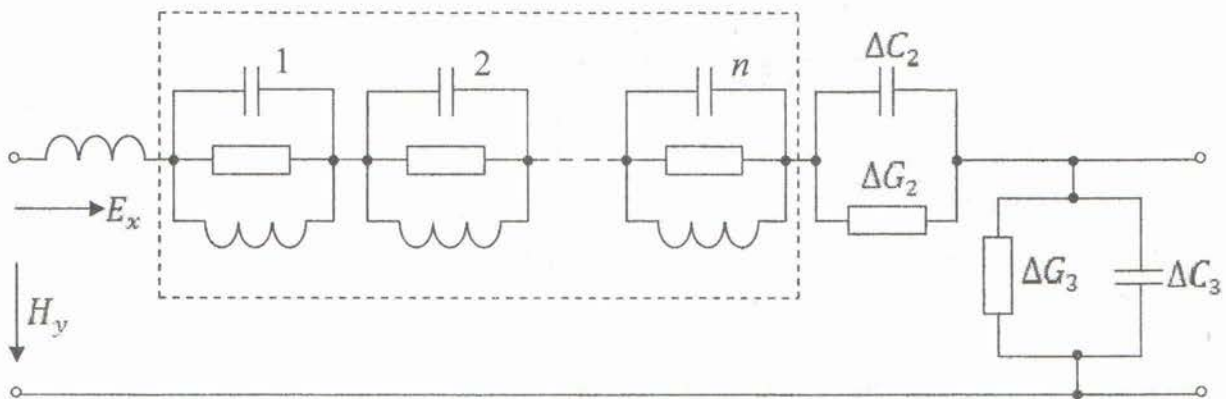


Рис. 8. Вторая схема замещения n -уровневого тонкого материала толщиной $\Delta z \ll \lambda$ для ТЕ мод. Пунктиром обозначена цепь, состоящая из n звеньев R, L, C .

В данном случае за напряжение в эквивалентной линии примем E_y , а за ток ($-H_x$). Тогда погонные параметры линии

$$Z_1 = j\omega\mu_k + \frac{\beta^2}{j\omega\varepsilon_k}; \quad Y_1 = j\omega\varepsilon_k; \quad (19)$$

$$\varepsilon_k = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2} \right); \quad (20)$$

$$Y_1 = j\omega\varepsilon_k = j\omega\varepsilon_0 + \frac{j\omega\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2} = |j\omega = p| = p\varepsilon_0 + \frac{p\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{p^2 + p\gamma_2 + \omega_{01}^2}; \quad (21)$$

$$Y_1' = \frac{1}{Z_1} = \frac{1}{\frac{p^2 + p\gamma_2 + \omega_{01}^2}{p\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}}; \quad (22)$$

$$Z_1 = p \frac{1}{\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2} + \frac{\gamma_2}{\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2} + \frac{1}{p\varepsilon_0(A_{01}-1)}; \quad (23)$$

Из выражений (21)-(23) следует, что проводимость Y_1 реализуется в виде цепи рис.9, где

$$L' = \frac{1}{\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}; \quad R' = \frac{\gamma_2}{\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}; \quad C' = \varepsilon_0(A_{01}-1). \quad (24)$$

Рассмотрим реализацию погонного сопротивления

$$Z_1 = j\omega\mu_k + \frac{\beta^2}{j\omega\varepsilon_k} = j\omega(\mu' - j\mu'') + \frac{\beta^2}{j\omega\varepsilon_0 \left(1 + \frac{(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{\omega_{01}^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2} \right)}; \quad (25)$$

$$j\omega\mu_k = j\omega(\mu' - j\mu'') = j\omega\mu' + \omega\mu''$$

Второе слагаемое (25) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} Z' &= \frac{\beta^2}{p\varepsilon_0 + \frac{p\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{p^2 + p\gamma_2 + \omega_{01}^2}} = \frac{1}{\frac{p\varepsilon_0 + p\varepsilon_0(A_{01}-1)\omega_{01}^2}{\beta^2 + \beta^2(p^2 + p\gamma_2 + \omega_{01}^2)}} = \\ &= \frac{1}{\frac{p\varepsilon_0}{\beta^2} + \frac{1}{\beta^2(p^2 + p\gamma_2 + \omega_{01}^2)}} = \frac{1}{Y' + \frac{1}{Z''}}; \end{aligned} \quad (26)$$

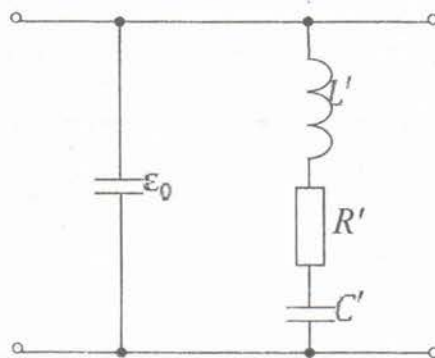


Рис.9. Реализация проводимости Y_1

$$Z'' = \frac{p^2 \beta^2}{p \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2} + \frac{p \gamma_1 \beta^2}{p \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2} + \frac{\beta^2 \omega_{02}^2}{p \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2} =$$

$$= p \frac{\beta^2}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2} + \frac{\gamma_1 \beta^2}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2} + \frac{1}{p} \frac{\beta^2}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1)}. \quad (27)$$

Из формул (26), (27) следует, что сопротивление Z реализуется в виде цепей рис.10, где

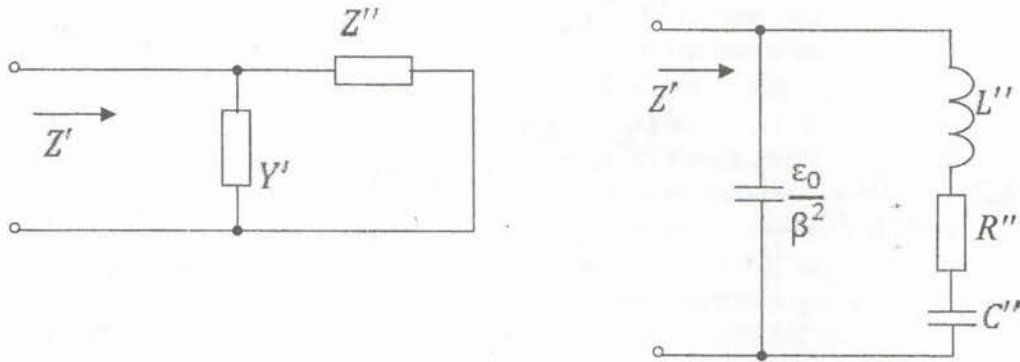


Рис.10. Реализация сопротивления Z

$$L'' = \frac{\beta^2}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2}; \quad R'' = \frac{\gamma_1 \beta^2}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2}; \quad C'' = \frac{1}{\beta^2} \varepsilon_0 (A_{01} - 1); \quad (28)$$

Учитывая, что сопротивление Z_1 (19) реализуется в виде цепи рис. 11, находим схему замещения тонкого слоя одноуровневого материала (рис.12).

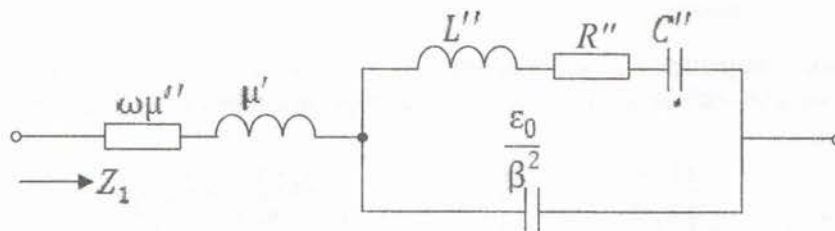


Рис.11. Реализация сопротивления Z_1 (19)

$$\Delta R_1 = \omega \mu'' \Delta z; \quad \Delta R_2 = \frac{\gamma_1 \beta^2 \Delta z}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2}; \quad \Delta L_1 = \mu \Delta z; \quad \Delta L_2 = \frac{\beta^2 \Delta z}{\varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2};$$

$$\Delta C_1 = \frac{\varepsilon_0}{\beta^2 \Delta z}; \quad \Delta C_2 = \frac{\varepsilon_0 (A_{01} - 1)}{\beta^2 \Delta z}; \quad \Delta C_3 = \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \Delta z; \quad \Delta C_4 = \varepsilon_0 \Delta z;$$

$$\Delta R_3 = \frac{\gamma_1}{\Delta z \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2}; \quad \Delta L_3 = \frac{1}{\Delta z \varepsilon_0 (A_{01} - 1) \omega_{01}^2}.$$

Для оценки экранирующих свойств композита рассмотрим случай дебаевской дисперсии первого уровня (2). Для этого перепишем выражение (2) в более общем виде

$$\varepsilon_k(\omega) = \varepsilon_0 \left(\varepsilon_g + \frac{(A_{02} - 1) \omega_{02}^2}{\omega_{02}^2 - \omega^2 + j \omega \gamma_4} \right). \quad (29)$$

Тогда в случае нормального падения волны ($\beta = 0$) находим волновое сопротивление Z_B и постоянную распространения γ слоя композита

$$\gamma = \sqrt{Z_1 Y_1}, \quad Z_B = \sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}} \quad (30)$$

Распределённые сопротивление и проводимость при этом определяются выражениями (3), (29). В соответствии с (30) находим нормированную волновую матрицу передачи слоя композита толщиной l :

$$T_1 = \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} \quad (31)$$

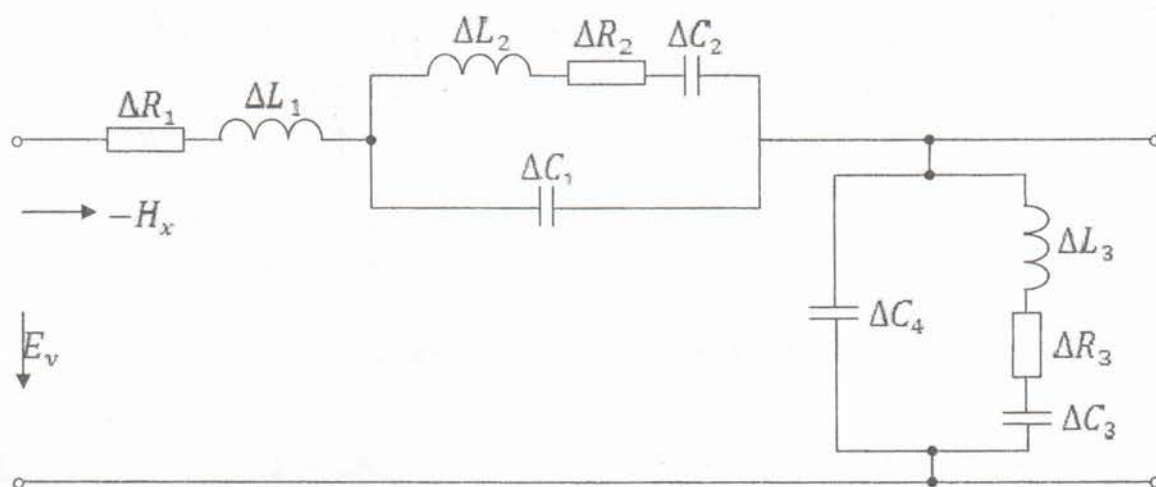


Рис. 12. Схема замещения одноуровневого материала ($\Delta z \ll \lambda$) для ТМ мод

Следовательно, нормированная волновая матрица передачи слоистой среды «свободное пространство - слой композита - свободное пространство» равна произведению трёх волновых матриц:

$$T = T_{R1} T_1 T_{R2} = \begin{bmatrix} \frac{R_1+1}{2\sqrt{R_1}} & \frac{R_1-1}{2\sqrt{R_1}} \\ \frac{R_1-1}{2\sqrt{R_1}} & \frac{R_1+1}{2\sqrt{R_1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{R_2+1}{2\sqrt{R_2}} & \frac{R_2-1}{2\sqrt{R_2}} \\ \frac{R_2-1}{2\sqrt{R_2}} & \frac{R_2+1}{2\sqrt{R_2}} \end{bmatrix} \quad (32)$$

где T_{R1} - волновая матрица скачка волновых сопротивлений на границе «свободное пространство - композит», а T_{R2} - волновая матрица скачка волновых сопротивлений на границе «композит - свободное пространство»,

$$R_1 = \frac{Z_{B1}}{Z_{B0}}; \quad R_2 = \frac{Z_{B0}}{Z_{B1}} = \frac{1}{R_1} \quad (33)$$

$Z_{B1} = \sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}}$ - волновое сопротивление композита, Z_{B0} - волновое сопротивление свободного пространства $Z_{B0} = 120\pi$ Ом. Коэффициент экранирования определяется выражением

$$K = |T_{11}| \quad (34)$$

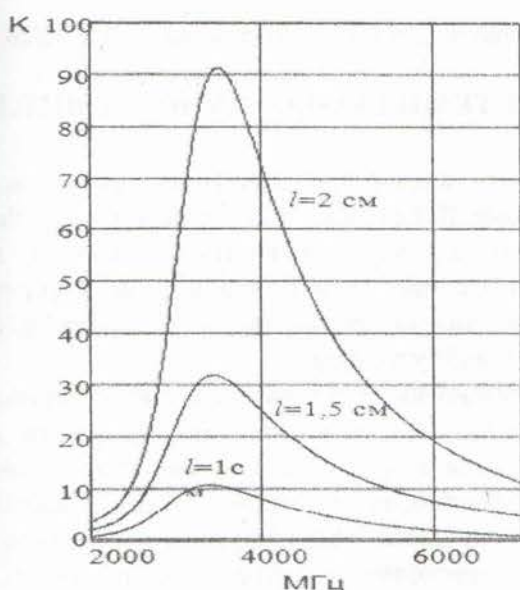


Рис. 13. Зависимость коэффициента экранирования от частоты

Из анализа формул (34) и (29) следует, что коэффициент экранирования зависит от параметров ϵ_2 , A_{01} , ω_{01} , γ_1 и толщины слоя l . Совершенно очевидно, что увеличением толщины композита l можно обеспечить любой сколь угодно большой уровень ослабления. При решении практических задач толщину слоя стараются выбрать как можно меньше, и при этом требуется в заданной области частот обеспечить заданный уровень ослабления. На рис. 13 представлены результаты расчёта зависимости коэффициента экранирования от частоты для различных толщин композита при следующих параметрах дебаевской дисперсии: $\epsilon_2 = 1$, $A_{01} = 10$, $\omega_{01} = 6\pi \cdot 10^9$ (резонансная частота диэлектрической проницаемости составляет 3000 МГц), $\gamma_1 = 10^{10}$.

Из анализа полученных зависимостей видно, что коэффициент экранирования имеет ярко выраженный максимум вблизи резонансной частоты. Поэтому при изготовлении композитов следует их резонансные частоты располагать между крайними частотами диапазона экранирования. При удалении от резонансной области степень экранирования снижается, то есть экранировка композитных материалов носит резонансный характер.

Список литературы

1. Хорошко В.А., Чекатков А.А. Методы и средства защиты информации. - К., 2003. 504 с.
2. Ленков С.В., Перегудов Д.А., Хорошко В.А. Методы и средства защиты информации. Т. 2. - К., 2008.- 342 с.
3. Пономаренко В.И., Попов В.В. Однослойные поглощающие покрытия на основе двухуровневых композиционных материалов //Учёные записки Таврического нац. у-а им. Вернадского. Серия «Физика». Том 14(53).-2001.-№1.-С.47-51.
4. Виноградов А.П., Лагарьков А.Н., Сарычев А.К., Стерлина И.Г. Многослойные поглощающие структуры из композитных материалов //Радиотехника и электроника.-1996.-№2.-С.158-161.
5. Бозуш В.А., Борботько Т.В., Гусинский А.В. Электромагнитные излучения. Методы и средства защиты. - Мн., 2003.- 398 с.
6. Козловский В.В., Софиенко И.И. Модели диэлектрических слоёв каналов утечки высокочастотной информации // Спеціальні телекомунікаційні системи та захист інформації. Вип. 1(15), 2009. ІСЗЗІ, С. 7-17.
7. Козловский В.В., Софиенко И.И. Защита информации с помощью экранных конструкций из современных строительных материалов // Зб. наук. пр. - К.: ВІТІ НТУУ "КПІ".- 2009.- Вип.2.- С.48-57.

Розроблені ланцюгові моделі каналів витоку інформації через поглинаючі композитні покриття. Проаналізовані екрануючі властивості одношарових матеріалів з дебаєвською дисперсією діелектричної проникності.

Ключові слова: електромагнітне поле, дисперсія, діелектрична проникність.

Разработаны цепные модели каналов утечки информации через поглощающие композитные покрытия. Проанализированы экранирующие свойства однослойных материалов с дебаевской дисперсией диэлектрической проницаемости.

Ключевые слова: электромагнитное поле, дисперсия, диэлектрическая проницаемость.

Chain model developed for channels of information leakage through the absorbing composite coatings. The shielding properties of single-layer materials with Debye dispersion of dielectric constant are analyzed. Key words: electromagnetic field, the dispersion, the permittivity

Поступила 14.06.2010