

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Аренберг, Распространение дециметровых и сантиметровых волн, изд. Сов. радио, М., 164, 1957.
2. Распространение ультракоротких радиоволн, Перевод с англ. под ред. Б. А. Шиллерова, изд. Сов. радио, М., 164, 1954.
3. Д. Н. Асилов, Радиометеорология, ГИТТЛ, М., 121, 1956.
4. С. П. Хромов, Основы синоптической метеорологии, Гидрометиздат, Л., 238, 1948.

Сибирский физико-технический институт

Поступила в редакцию
27 января 1958 г.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА НЕКОТОРЫХ ШТЫРЕВЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

В. М. Дашенков

Рассмотрим периодическую замкнутую двухэтажную систему, состоящую из одинаковых ячеек (периодов); каждая ячейка, в свою очередь, содержит N структурных элементов (N штырей). Пронумеруем ячейки от $-n_1$ до n_2 , а штыри от $-n_1N + 1$ до $n_2N + N$. Два любых штыря системы показаны на рис. 1. В плоскостях $x = 0, l_1$ и l_2 штыри произвольным образом соединены друг с другом и с „землей“ реактивными проводимостями. Форма сечений штырей в общем случае произвольна. Предполагается, что активные потери в системе отсутствуют.

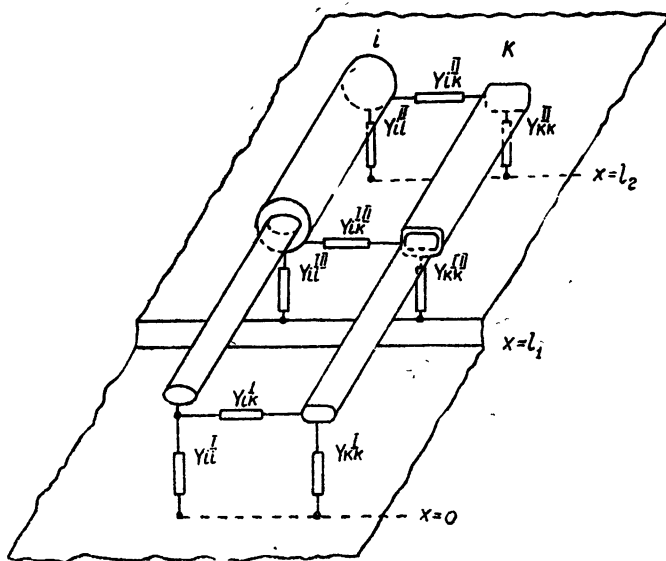


Рис. 1.

Записывая для каждой из однородных частей системы ($0 < x < l_1$) и ($l_1 \leq x < l_2$) (как для многопроводных линий) уравнения для токов и напряжений в матричной форме и подставляя в них граничные условия в сечениях $x=0, l_1$ и l_2 , а также учитывая, что вследствие круговой симметрии системы колебаний штырей двух соседних ячеек отличаются только сдвигом по фазе φ , приходим к следующему дисперсионному уравнению [1]:

$$\begin{aligned}
 & \left[\tilde{Y}_I + \tilde{Y}_{I,II} + \tilde{Y}_{II} + j \left[\tilde{M}_I + \left(\tilde{Y}_{I,II} + \tilde{Y}_{II} \right) \tilde{K}_I \tilde{Y}_I \right] \operatorname{tg} \beta l_1 + j \left[\tilde{M}_{II} + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + \tilde{Y}_{II} \tilde{K}_{II} \left(\tilde{Y}_I + \tilde{Y}_{I,II} \right) \right] \operatorname{tg} \beta (l_2 - l_1) - \right. \\
 & \quad \left. - \left(\tilde{Y}_{II} \tilde{K}_{II} \tilde{M}_I + \tilde{Y}_{II} \tilde{K}_{II} \tilde{Y}_{I,II} \tilde{K}_I \tilde{Y}_I + \tilde{M}_{II} \tilde{K}_I \tilde{Y}_I \right) \operatorname{tg} \beta l_1 \operatorname{tg} \beta (l_2 - l_1) \right] = 0.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Квадратные матрицы \tilde{Y} и $\tilde{M} = \tilde{K}^{-1}$, входящие в (1), имеют порядок N . Индексы (I), (I,II) и (II) у матрицы \tilde{Y} означают, что она относится соответственно к сечениям $x = 0, l_1$ и l_2 , а индексы I и II у матриц \tilde{M} и \tilde{K} указывают на их принадлежность соответственно к частям системы $0 \leq x \leq l_1$ и $l_1 < x \leq l_2$. Элементы матриц \tilde{Y} , \tilde{M} и \tilde{K} выражаются следующим образом через проводимости нагрузок Y_{ik} , емкостные коэффициенты γ_{ik} и потенциальные коэффициенты α_{ik} системы штырей:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{y}_{ik} = - \sum_{p=-n_1}^{n_2} Y_{i,k+Np} e^{-j\varphi p}; \quad \tilde{y}_{ii} = \sum_{r=1-Nn_1}^{Nn_2+N} Y_{ir} - \sum_{p=-n_1}^{n_2} Y_{i,i+Np} e^{-j\varphi p}; \\ \tilde{m}_{ik} = c \sum_{p=-n_1}^{n_2} \gamma_{i,k+Np} e^{-j\varphi p}; \quad \tilde{k}_{ik} = \frac{1}{c} \sum_{p=-n_1}^{n_2} \alpha_{i,k+Np} e^{-j\varphi p}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

При неограниченном увеличении радиуса системы и числа ячеек уравнение (1) переходит в дисперсионное уравнение линейной структуры; при этом в формулах (2) следует положить $n_1 = n_2 = \infty$.

Уравнение дисперсии одноступенчатой ($N = 1$) одноэтажной системы на основании (1) имеет вид ($\varphi = N\psi = \psi$):

$$Y_I + Y_{II} + j [M(\psi) + Y_{II} K(\psi) Y_I] \operatorname{tg} \beta l = 0, \quad (3)$$

где

$$M(\psi) = \frac{1}{K(\psi)} = c \left(\gamma_{11} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \gamma_{1,k+1} \cos k \psi \right) = \frac{c}{\alpha_{11} + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_{1,k+1} \cos k \psi}, \quad (4)$$

а Y_I и Y_{II} для системы, изображенной на рис. 2, которую условно назовем системой типа „С“, равны:

$$Y_I = Y_{SI} + 4 \sin^2 \frac{\psi}{2} Y_{MI}; \quad (5)$$

$$Y_{II} = Y_{SII} + 4 \sin^2 \frac{\psi}{2} Y_{MI}.$$

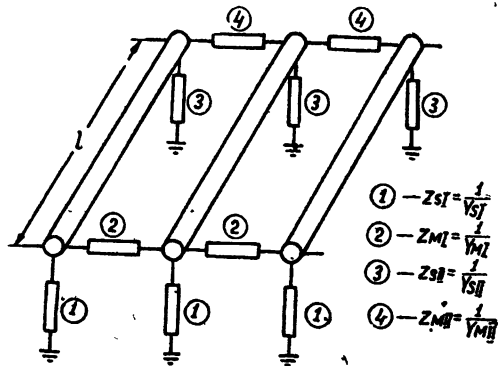


Рис. 2.

Частными видами системы „С“ являются система „S“ (при $Y_{MI} = Y_{MII} = 0$) и система „M“ (при $Y_{SI} = Y_{SII} = 0$). В известной автору литературе системы „M“ и „С“ не рассматривались, а система „S“ изучалась лишь при некоторых конкретных нагрузках на концах.

Однако исследование системы „S“ можно провести и в общем случае, не задавая конкретного вида нагрузок $Y_{SI} = 1/Z_{SI}$ и $Y_{SII} = 1/Z_{SII}$.

Вводя в рассмотрение участки частот „L, L“, „C, C“, „C, L“ и „L, C“, которые определим с помощью таблицы 1, и учитывая, что при $0 < |\psi| < \pi$

Т а б л и ц а 1

	$j(Z_{SI} + Z_{SII}) < 0$	$j(Z_{SI} + Z_{SII}) > 0$	$\frac{dK(\psi)}{d(\psi)} < 0,$	(6)
$Z_{SI} Z_{SII} < 0$	„L, L“	„C, C“		
$Z_{SI} Z_{SII} > 0$	„L, C“	„C, L“		

из (3) приходим к следующим результатам [2]:

1. В пределах участков „L, L“ могут располагаться длинноволновые и коротковолновые полосы пропускания только с отрицательной дисперсией*;
2. В участках „C, C“ возможны длинноволновые и коротковолновые полосы пропускания только с положительной дисперсией;
3. В участках „L, C“ возможны только коротковолновые полосы пропускания с отрицательной дисперсией, если $Z_{SI} Z_{SH} < K^2(\psi)$, и с положительной дисперсией, если $Z_{SI} Z_{SH} > K^2(\psi)$.

4. В участках „C, L“ могут располагаться лишь длинноволновые полосы, дисперсия в которых положительная, если $Z_{SI} Z_{SH} < K^2(\psi)$, и отрицательная, если $Z_{SI} Z_{SH} > K^2(\psi)$.

В свою очередь расположение участков „L, L“, „C, C“, „L, C“ и „C, L“ однозначно определяется положением на оси частот нулей и полюсов сопротивлений Z_{SI} , Z_{SH} и $Z_{SI} + Z_{SH}$. Все это дает возможность, не прибегая к численным расчетам, производить быстрый качественный анализ дисперсии.

Дисперсионное уравнение системы „M“ имеет такой же вид, как уравнение системы „S“, но с нагрузками Y_{M1} , Y_{MII} и характеристическим сопротивлением $K_{экв}(\psi) = 4 \sin^2 \frac{\psi}{2} K(\psi)$. Таким образом, для исследования дисперсии системы „M“ можно воспользоваться результатами анализа системы „S“. Однако теперь вместо (6) имеем

$$\frac{dK_{экв}(\psi)}{d|\psi|} > 0; \quad (7)$$

при этом, очевидно, условия положительной дисперсии будут служить условиями отрицательной дисперсии и наоборот.

Знание зависимости дисперсии от нагрузок систем „S“ и „M“ позволяет сделать вывод о том, что система „C“ имеет тот же тип дисперсии, но более широкие полосы пропускания, чем соответствующая система „S“, если $Y_{SI}/Y_{M1} < 0$ и $Y_{SH}/Y_{MII} < 0$. Если же $Y_{SI}/Y_{M1} > 0$ и $Y_{SH}/Y_{MII} > 0$, то в зависимости от величин этих отношений может оказаться, что характер дисперсии систем „C“ и „S“ либо противоположен, либо одинаков. В последнем случае полосы пропускания системы „C“ всегда уже, чем у системы „S“.

Во всех случаях границы полос пропускания систем „S“ и „C“ при $\psi=0$ совпадают.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Дашенков, Радиотехника и электроника, 3, 933—944 (1958).
2. В. М. Дашенков, Радиотехника и электроника (в печати).

Саратовский государственный университет

Поступила в редакцию
13 ноября 1957 г.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ФЛЮКТУАЦИОННОЕ ПОЛЕ РАВНОМЕРНО НАГРЕТОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА

Р. А. Котомина

Как показал М. Л. Левин [1], средний квадрат спектральной плотности теплового флюктуационного поля равномерно нагретого до температуры θ тела равен

$$|\overline{E}|^2 = \frac{2\theta}{\pi} Q, \quad (1)$$

где Q — тепловые потери в этом теле дифракционного поля, созданного элементарным диполем силы $F = \int j d \tau = i \omega p = 1$. Для проводящего полупространства эти потери вычислены в работе Зоммерфельда и Реннера [2].

Подставляя в (1) результаты [2], получим следующие выражения средних квадратов компонент теплового флюктуационного поля на расстоянии z от поверхности (см. рис. 1). Для хорошо проводящей среды ($\sigma \gg \frac{\epsilon \omega}{4\pi}$) на расстоянии $z \gg d$, где $d =$

$$= \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \text{ — толщина скин-слоя,}$$

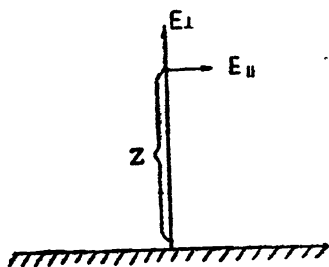


Рис. 1.

* Длинноволновыми называем полосы пропускания, в которых $\text{ctg} \beta l > 0$, а коротковолновыми — в которых $\text{ctg} \beta l < 0$.