НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОГЛАСОВАНИЯ ПОГЛОЩАЮЩИХ СЛОЕВ СО СВОБОДНЫМ ПРОСТРАНСТВОМ

Б. В. Дзюндзюк

Харьков

Чем выше требования, предъявляемые к высокочастотным устройствам, тем точнее нужно измерять их характеристики. Эксперименты, связанные с определением электрических параметров излучающих сверхвысокочастотных устройств, обычно проводят в свободном пространстве вне помещения. Но даже при этом трудно избежать влияния земли и близлежащих сооружений. Особенно большое затруднение встречается при определении диаграммы направленности, волнового сопротивления, коэффициента усиления и других параметров антенн.

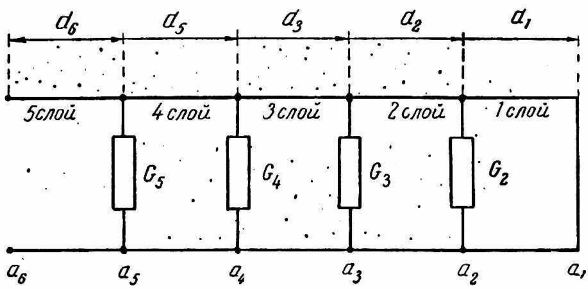

Рис. 1.

Запланированные измерения иногда нельзя выполнить из-за неблагоприятных метеорологических условий. Если же проводить эксперименты в лабораторных условиях, то получить точные данные об измеренных параметрах совершенно невозможно, так как помимо полезных сигналов будет регистрироваться излучение, возникающее в результате рефракции и дифракции радиоволн.

Для решения этих и других проблем применяются поглощающие экраны. Рассматривается поглощающий экран, в котором пространственное распределение поглощающего материала изменяется только в направлении распространения электромагнитных волн, а в плоскости, перпендикулярной в этом направлении, сохраняется однородность.

Электрические характеристики, которыми должен обладать поглощающий материал, могут быть реализованы, если величина затухания отраженного сигнала во всем используемом частотном диапазоне будет значительно уменьшена, а значение входного импеданса на граничной поверхности между поглощающим материалом и пространством будет приближено к значению граничного импеданса свободного пространства, равному 120 π *ом*.

Если входной импеданс покрытия на внешней поверхности при $x = 1$ обозначить через $z_н$, коэффициент отражения определяется по формуле [1]

$$R = \frac{z_н - 1}{z_н + 1}.$$

Для согласования поглощающего покрытия со свободным пространством применяем круговую диаграмму Вольперта — Смитта [2]. Представим поглощающий материал в виде длинной линии и рассчитаем коэффициент отражения на входе такой линии. Каждый слой представляется сосредоточенной проводимостью длинной линии толщиной d_i и числом слоев n (рис. 1).

Расчет начинается с закороченного конца длинной линии. Нулевому сопротивлению соответствует бесконечно большая активная проводимость, т. е. точка a_1 на круговой диаграмме (рис. 2).

Толщине первого слоя d_1 соответствует на диаграмме угол

$$\Delta\varphi_1 = \frac{360 d_1}{\lambda_{\text{ср}}}.$$

В точке a_2 к линии подключается активная проводимость G_2. Нормируя проводимость G_2 по проводимости линии, получим значение нормированной проводимости

$$G_2' = \frac{G_2}{G_{\text{л}}}.$$

Пусть на диаграмме этой проводимости соответствует окружность 0_2. Суммируя реактивную проводимость, соответствующей точке a_2, и активную проводимость G_2', попадаем в точку b_2.

Передвигаясь радиусом r_2 на угол $\Delta\varphi_2$, соответствующему толщине второго слоя, приходим в точку a_3, где подключается нормированная проводимость G_3'.

В результате этого на круговой диаграмме попадаем в точку b_3 и далее, действуя аналогично, доходим до начала линии.

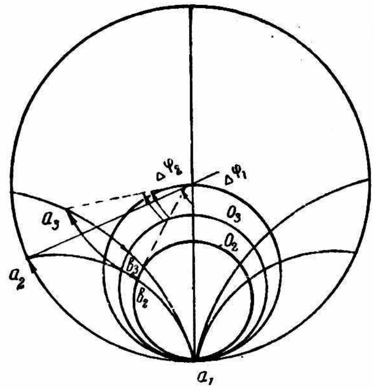

Рис. 2.

Коэффициент отражения от входа линии, который эквивалентен отражению от начала структуры, определяется соотношением

$$R = \frac{1 - Y_6}{1 + Y_6},$$

где Y_6 — суммарная комплексная проводимость неоднородной линии в точке a_6, перенормированная по проводимости однородной среды до граничной структуры.

Условием малости коэффициента отражения является условие

$$Y_6 \approx 1.$$

Если электромагнитное поле плоской волны заменить токами и напряжением, получим следующие соотношения [3]:

$$\frac{dU}{dx} = j\omega\mu I;$$

$$\frac{dI}{dx} = j\omega\varepsilon U.$$

Входной импеданс определяется выражением

$$z = \frac{U}{I}.$$

Если продифференцировать обе части по x и использовать выражения

$$z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}};$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0},$$

где z_0 — импеданс свободного пространства, нормированный входной импеданс $z_н$ в каждой точке внутри материала удовлетворяет следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dz_н}{dx} = j \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - \dot{\varepsilon}_r z_н^2\right) \tag{1}$$

где $\dot{x}$ — расстояние, отсчитываемое от металлической пластины;

ε_r — комплексная диэлектрическая проницаемость материала в зависимости от x;

μ_r — постоянная магнитная проницаемость.

Практически достаточно выполнения условия, при котором коэффициент отражения R оказывается меньше допустимого коэффициента отражения R_0. Поэтому выражение коэффициента отражения можно записать так:

$$\left| \frac{z_н - 1}{z_н + 1} \right| < |R_0|. \tag{2}$$

Следовательно, проблема поглощающего покрытия заключается в том, чтобы как лучше установить вид функции $\dot{\varepsilon}_r(x)$ $0 \leqslant x \leqslant 1$ в формуле (1), чтобы при возможно малой толщине входной импеданс удовлетворял выражению (2).

Дифференциальное уравнение (1) неразрешимо аналитически в общем случае.

Задаваясь различными распределениями величины $\dot{\varepsilon}_r(x)$ и вычисляя частотную характеристику коэффициента отражения для каждого из указанных выше случаев, определяем оптимальное распределение. При этом функция представляется в виде

$$\dot{\varepsilon}_r(x) = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r'' = 1 - j\left[3{,}8^{\left(1 - \frac{x}{d_i}\right)} - 0{,}8\right].$$

Судя по полученным результатам, минимальное значение толщины d_i, необходимое для удовлетворения $|R| \leqslant 0{,}1$, составляет $0{,}35\ \lambda_{ср}$. Из полученных результатов следует, что поглощающие покрытия можно построить таким образом, чтобы действительная часть ε_r' относительной диэлектрической проницаемости была равна единице, а только мнимая ε_r'' зависела от изменения координаты x.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hans — Wilgelm Helberg. «Zeitschrift für angewandte Physik» Bd 13, № 5, 1961.

2. Н. Н. Федоров. Труды Московского ордена Ленина энергетического института, вып. 65, 1969.

3. Г. Б Белоцерковский. Антенны, Оборонгиз, 1962.