Доклады Академии Наук СССР
1950. Том LXXIII, № 6

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Р. Г. МИРИМАНОВ

КОМПЛЕКСНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕННОЙ СИСТЕМЫ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЕЕ С ДРУГОЙ АНТЕННОЙ СИСТЕМОЙ

(Представлено академиком Б. А. Введенским 16 VI 1950)

Рассмотрим две взаимно связанные антенные системы, каждая из которых имеет линейный вибратор l и рефлектор S произвольной формы. Объем, в котором расположены рассматриваемые антенные системы так ограничим замкнутой поверхностью s_0, чтобы поверхности рефлекторов антенных систем составили часть замкнутой поверхности (см. рис. 1). Найдем комплексное сопротивление излучения антенной системы 1 при наличии электродинамического взаимодействия ее с антенной 2.

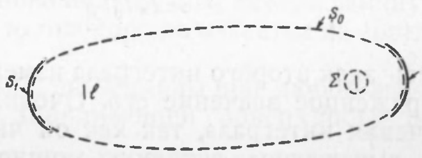

Рис. 1

Для решения задачи воспользуемся леммой, аналогичной лемме Лоренца ([1-4]). В применении к двум произвольным электромагнитным полям $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{H}_1$ и $\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_2$, заданным внутри замкнутой поверхности s_0 и возбуждаемым находящимися там линейными проводниками l_1 и l_2 с токами I_1 и I_2 одинаковой частоты ω, при условии, что в том же объеме находятся некоторые произвольные тела, неизменно сохраняющие свое положение в объеме, лемма имеет вид:

$$\int_{s_0}\{[\mathbf{E}_1\mathbf{H}_2^*]+[\mathbf{E}_2^*\mathbf{H}_1]\}\,\mathbf{ds}+\int_{\Sigma}\{[\mathbf{E}_1\mathbf{H}_2^*]+[\mathbf{E}_2^*\mathbf{H}_1]\}\,\mathbf{ds}=$$

$$=-\frac{4\pi}{c}\left\{\int_{l_1} I_1\,\mathbf{E}_2\,\mathbf{de}+\int_{l_2} I_2^*\,\mathbf{E}_1\,\mathbf{dl}\right\}. \qquad (1)$$

Здесь Σ — поверхность, выключающая из объема все те места, где нарушается непрерывность поля; $\mathbf{ds}$ — вектор, совпадающий по направлению с вектором внешней нормали к соответствующим элементам поверхности. Знак *, как обычно, означает комплексно-сопряженную величину. При доказательстве леммы проводимость среды, находящейся внутри s_0, принята равной нулю.

Ввиду того, что доказательство леммы весьма незначительно отличается от доказательства обычной леммы Лоренца, позволим себе его не приводить.

Будем подразумевать под $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{H}_1$ поле, возбуждаемое диполем передающей антенны, ток которого I_1; под $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$ — произвольное вспомогательное поле, возбуждаемое линейным током I_2 внутри замкнутой поверхности s_0. Приемный диполь будем считать некоторым посторонним телом, нарушающим в месте его расположения регулярность поля, и в связи с этим окружим его небольшой сферой поверхностью Σ. Обозначим врутреннюю сторону металлических поверхностей антенн через $s = s_1 + s_2$. Определяя вспомогательное поле $\mathbf{E}_2$, $\mathbf{H}_2$, будем считать поверхность идеально проводящей. Тогда, пренебрегая потерями в металле и полагая $I_1 = I_2 = I$, $l_1 = l_2 = l$, вместо (1) получим следующее выражение:

$$\int\limits_{s_0-s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, d\mathbf{s} + \int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1]\}\, d\mathbf{s} = -\frac{4\pi}{c}\left\{\int\limits_l I\mathbf{E}_2^*\, d\mathbf{l} + \int\limits_l I^*\mathbf{E}_1\, d\mathbf{l}\right\}. \qquad (2)$$

Определим теперь комплексное сопротивления излучения $\mathbf{Z}$ антенны, относя его к току I_0 в некоторой точке провода, возбуждающего антенну. Хорошо известная формула для $\mathbf{Z}$ имеет вид:

$$\mathbf{Z} = -\frac{1}{2I_0 I_0^*}\int\limits_l I^*\mathbf{E}\, d\mathbf{l}. \qquad (3)$$

Применяя равенство (2), формуле (3) можно придать вид

$$\mathbf{Z} = \frac{c}{8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{s_0-s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, d\mathbf{s} - \frac{1}{2I_0 I_0^*}\int\limits_l I^*\mathbf{E}_2\, d\mathbf{l} + $$
$$+ \frac{c}{8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1]\}\, d\mathbf{s}. \qquad (4)$$

Здесь знак второго интеграла изменен на обратный и взято комплексно-сопряженное значение его. Очевидно, что эти действия не изменили значения интеграла, так как он чисто мнимый. Действительная часть его, выражающая активную мощность, расходуемую на поддержание вспомогательного поля $\mathbf{E}_2$ $\mathbf{H}_2$, при сделанных предположениях относительно проводимости поверхности s_0 равна нулю.

Вводя обозначение

$$\mathbf{Z}_0 = -\frac{1}{2I_0 I_2^*}\int\limits_l I^*\mathbf{E}_2\, d\mathbf{l}, \qquad (5)$$

выражению (4) можно придать следующую форму:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_0 + \frac{c}{8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{s_0-s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, d\mathbf{s} + \frac{c}{8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1]\}\, d\mathbf{s}, \qquad (6)$$

или, в практических единицах — ваттах, вольтах и эрстедах,—

$$\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_0 + \frac{1}{0,8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{s_0-s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, d\mathbf{s} + \frac{c}{0,8\pi I_0 I_0^*}\int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2 \mathbf{H}_1]\}\, d\mathbf{s}\ \text{ом}. \qquad (7)$$

Как видно из (6) и (7), комплексное сопротивление излучения рассматриваемой системы состоит из суммы трех членов. Первый из них равен сопротивлению излучения линейного проводника l, возбуждающего замкнутую металлическую поверхность; второй представляет ту часть сопротивления излучения, которая возникает при наличии в этой поверхности „отверстия“ размером $s_0 - s$, и, наконец, третий член выражает влияние приемного вибратора.

В том случае, когда приемный вибратор представляет собой точечный диполь, интегралы по поверхности сферы в выражениях (6) и (7) легко могут быть вычислены с помощью предельного перехода к сфере бесконечно малого радиуса. При этом следует принять во внимание характер особенности поля в точке расположения диполя.

Выражения (6) и (7) позволяют определить активное сопротивление антенной системы при наличии взаимодействия ее с другой антенной системой. Учитывая, что первый член выражения для $\mathbf{Z}$ чисто мнимый, из (7) непосредственно получаем

$$R = \frac{c}{0,8\, I_0 I_2^*} \operatorname{Re} \int\limits_{s_0 - s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, \mathbf{ds} + \frac{c}{0,8\, I_0 I_0^*} \operatorname{Re} \int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1]\}\, \mathbf{ds} \text{ ом.} \quad (8)$$

Умножая последнее выражение на $I_0 I_0^*$, найдем формулу для мощности излучения

$$P = \frac{c}{0,8} \operatorname{Re} \int\limits_{s_0 - s} [\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*]\, \mathbf{ds} + \frac{c}{0,8} \operatorname{Re} \int\limits_{\Sigma} \{[\mathbf{E}_1 \mathbf{H}_2^*] + [\mathbf{E}_2^* \mathbf{H}_1]\}\, \mathbf{ds} \text{ ватт.} \quad (9)$$

Второй член этого выражения определяет мощность, передаваемую приемной антенне, а первый — теряемую через „отверстие" $s_0 - s$. Формулы (7), (8) и (9), определяющие сопротивление излучения и мощность излучения, удобны тем, что для применения их достаточно знать поле $\mathbf{E}_1\mathbf{H}_1$, передающей антенны и поле вспомогательного источника $\mathbf{E}_2\mathbf{H}_2$, возбуждаемое внутри замкнутой металлической поверхности.

Методика расчета $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{H}_1$ изложена в работе ([5]). Что же касается методики определения вспомогательного поля $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$ внутри замкнутой идеально проводящей поверхности, то она хорошо известна из соответствующей литературы.

Заметим, что формулы (7), (8) и (9) справедливы при любом выборе геометрической поверхности $s_0 - s$, дополняющей поверхность рефлекторов антенн до замкнутой.

Поступило
26 V 1950

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Г. А. Лоренц, Статистические теории в термодинамике, 1935. [2] М. П. Свешникова, ЖРФХО, ч. физ., **59**, 453 (1927). [3] A. Sommerfeld, Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Teleph., **26**, H. 4, 93 (1925). [4] Я. Н. Фельд, Основы теории щелевых антенн, 1948. [5] Р. Г. Мириманов, ДАН, **71**, № 5 (1950).