

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 $d =$

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

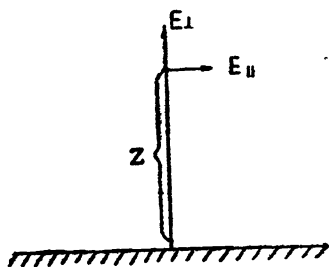


Рис. 1.

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

$$|E_{\parallel}|^2 = \frac{0k^2}{\pi c} \sqrt{\frac{\omega}{8\pi\sigma}} \left(\frac{1}{2k^2z^2} + i \right), \quad (2)$$

$$|E_{\perp}|^2 = \frac{0k^2}{\pi c} \sqrt{\frac{\omega}{8\pi\sigma}} \left(\frac{1}{2k^2z^2} + 2\ln \frac{L}{z} \right),$$

где $L = 5,38 \frac{\pi c c}{\omega^2}$; $k = \frac{\omega}{c}$. На расстоянии $z \ll d$ $|E_{\parallel}|^2$ получают добавку

$$\frac{0}{16\pi^2\sigma} \frac{1}{z^3}. \quad (3)$$

(Вертикальная составляющая вычислена в предположении $k^2 dz \ll 1$, т. е. не для бесконечно больших расстояний).

Для плохо проводящей среды $\left| \sigma \ll \frac{\epsilon\omega}{4\pi} \right|$ на расстояниях $z \gg \frac{1}{\sqrt{\epsilon} k}$

$$|E_{\parallel}|^2 = \frac{0k^2}{\pi c} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left(\frac{1}{2k^2z^2} + 1 \right), \quad (4)$$

$$|E_{\perp}|^2 = \frac{0k^2}{\pi c} \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left(\frac{1}{2k^2z^2} + 2\ln \frac{\epsilon}{16kz} \right).$$

На расстояниях $z \ll 1/\sqrt{\epsilon} k$ горизонтальная составляющая получает добавку

$$\frac{0}{4\pi\omega\epsilon} \frac{1}{z^3}. \quad (5)$$

($|E_{\perp}|^2$ вычислен в предположении $kz \ll \sqrt{\epsilon}$).

Интересующее нас флюктуационное поле хорошо проводящей среды на расстояниях $z \gg d$ вычислено приближенным методом в работе Левина [3]. Им получены формулы, совпадающие с (2) с точностью до постоянной в L . Таким образом, подтверждается справедливость приближенного метода в [3]. В работе С. М. Рытова [4] приближенными методами показано, что плотность энергии флюктуационного поля вблизи поверхности зависит от z по закону $\frac{1}{z^3}$. Формула (3) подтверждает такую зависимость для электрической составляющей поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Левин, ДАН СССР, 102, 539 (1955).
2. A. Sommerfeld, F. Renner, Ann. d. Phys., 41, (1942).
3. М. Л. Левин, ЖЭТФ, 31, 302 (1956).
4. С. М. Рытов, Теория электрических флюктуаций и теплового излучения, изд. АН СССР, М., 1953.

Ивановский педагогический институт

Поступила в редакцию
30 декабря 1957 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО РАЗРЯДА

Р. И. Кононенко

В связи с развитием техники сверхвысоких частот, а также применением газоразрядных ламп в радиотехнике и, в частности, в радиолокации, возникла необходимость изучения физики газового разряда при сверхвысоких частотах. Физические свойства газового разряда в значительной степени определяются параметрами плазмы, к которым, в первую очередь, относятся температура и плотность электронов, а также некоторые другие величины.

Изучение высокочастотного безэлектродного разряда (ВБР) началось задолго до его практического применения. Первая работа по измерению параметров высокочастотного безэлектродного разряда была опубликована еще в 1931 г. [1]. В 1935 г. была опубликована работа [2] с более совершенной методикой. Однако помещение больших металлических электродов в качестве опорных точек внутри разрядной колбы, как это было сделано в работах [1] и [2], приводит к некоторым искажениям.