

А. М. АНДРУСЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Г. Л. ИОСЕЛЬСОН,
канд. техн. наук, В. Ф. КРАВЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
Г. А. НЕЧАЕВ, В. А. ЛАНДЕР, А. Ф. СУК

ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО ГЕНЕРАТОРА ШУМА В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Для проверки радиопирометров совместно с их антенно-фидерными системами используются высокотемпературные шумовые излучатели с широкой апертурой [1], которые градуируются по излучателю с шумовой температурой, контролируемой по реперным точкам Международной практической температурной шкалы. Такой излучатель должен обладать следующими свойствами.

1. Коэффициент «черноты» близок к единице.
2. Размеры теплового излучателя — не меньше размеров образцового излучателя и перекрывают фокусное пятно антенны.
3. Градиент температуры по всем геометрическим размерам излучателя минимален.

Шумовой излучатель, удовлетворяющий перечисленным требованиям, представляет собой «черную» поверхность, набранную из карборундовых клиньев, расположенных на массивной асбоцементной плите. Под клиньями находятся три нагревателя с независимым питанием, расположенные по спирали так, что можно регулировать температуру периферийных и центральных частей излучателя, устраняя этим градиент в горизонтальной плоскости. Грани клиньев параллельны друг другу и перпендикулярны к плоскости вектора E . При этом коэффициент «черноты» в плоскости поляризации радиометра максимален.

При теоретическом рассмотрении предполагалось, что распределение температур в системе задано следующим образом:

$$1) \quad (\text{grad } T)_y = 0;$$

$$2) \quad T = T_m (z = 0);$$

3) $T_m / (\nabla T)_z$ велико по сравнению с масштабом пространственной дисперсии;

4) изменение температуры вдоль оси z определяется выражением

$$T = T_m - |(\nabla T)_z| z,$$

причем

$$(\nabla T)_z = \text{const.}$$

В дальнейшем нас будет интересовать распределение потока энергии теплового флюктуационного электромагнитного поля в волновой зоне. Расчет производится в приближении геометри-

ческой оптики. Тогда в малой окрестности каждого участка поверхности первичное поле источника имеет структуру плоской волны.

Полное поле можно найти при помощи отражательных формул Френеля, полагая, что тепловые потери равны энергии преломленных в теле волн. Учитывая, что коэффициент отражения в данном случае равен нулю, плотность потока энергии в единицу телесного угла определяется выражением [2]:

$$\frac{dI_{\omega}}{d\Omega} = \frac{k_0^2}{8\pi^3} \int_{S_{ab}} \theta(\omega, T) \cos \alpha ds, \quad (1)$$

где

$$\theta(\omega, T) = \frac{h\omega}{\exp(h\omega/kT) - 1};$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c};$$

α — угол между лучом, проведенным из точки наблюдения в точку на поверхности излучателя в этой точке. Интеграл берется по освещенной части поверхности ($S_{\text{осв}}$).

Так как величина $dI_{\omega}/d\Omega$ дает пространственное распределение мощности, излученной в единицу телесного угла, то, нормируя ее на величину $\left. \frac{dI_{\omega}}{d\Omega} \right|_{x=0, z=R}$, где

$$R^2 = x^2 + z^2,$$

получаем полярную диаграмму направленности нашего излучателя.

Определение эффективной температуры не вызывает трудностей. Если обозначить через $T_{\text{эфф}}$ эффективную температуру излучателя, то

$$\frac{dI_{\omega}}{d\Omega} = \frac{k_0^2}{8\pi^3} \frac{h\omega}{\exp(h\omega/kT_{\text{эфф}}) - 1} \int_{S_{\text{осв}}} \cos \alpha dS. \quad (2)$$

Из (1) и (2) получим выражение для $T_{\text{эфф}}$:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{h\omega}{K \ln(1+A)}, \quad (3)$$

где

$$A = \int_{S_{\text{осв}}} \cos \alpha dS \left/ \int_{S_{\text{осв}}} \frac{\cos \alpha}{\exp(h\omega/kT) - 1} dS. \right.$$

Расчет производился для излучателя со следующими параметрами: $L_1=L_2=35$ см, $l=1,5$ см, $H=3,5$ см, $T_m=700^\circ\text{C}$; $(\Delta T)_z=25$ град/см при $\lambda=0,4, 0,8, 3,0$ см.

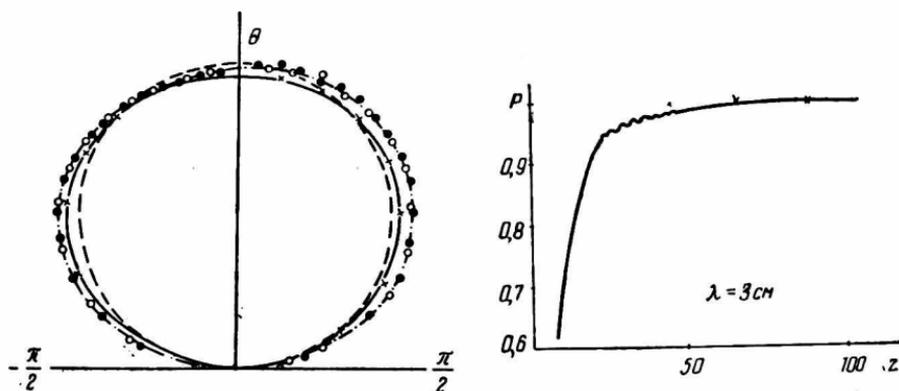


Рис. 1. Диаграмма направленности излучателя:

— $R=35$;
 - · - $R=55; 75$;
 --- Ламберт.

Рис. 2. Зависимость принимаемой мощности от расстояния до излучателя.

Теоретическая кривая диаграммы направленности излучателя приведена на рис. 1 сплошной линией. На рис. 2 показана зависимость принимаемой мощности от расстояния до излучателя (расчетная кривая — сплошная линия).

Экспериментальные исследования макета излучателя предусматривали измерение градиента температуры вдоль осей x, y, z и возможности его учета. Измерения показали, что градиент в горизонтальной плоскости

$$(\nabla T)_{x,y} = 0,4 \text{ град/см},$$

в вертикальной плоскости

$$(\nabla T)_z = 25 \text{ град/см}.$$

В случае, если градиент мал, его делят пополам и эта величина прямо входит в систематическую погрешность. Однако этот способ не является корректным, так как коэффициент поглощения по клину не распределен равномерно.

В работе [3] исследовалась гистограмма коэффициента поглощения согласованного клина. При этом истинная температура излучения запишется как сумма вкладов отдельных частей клина:

$$T_{\text{ист}}/T_m = \sum_1^n \theta_m P_m, \quad (4)$$

где

$$\theta_i = T_i / T_m;$$

$$P_i = \alpha_i / \alpha_m;$$

θ_i, P_i — нормированные температуры и коэффициенты поглощения отдельных участков клина.

Из гистограммы видно, что основной вклад в суммарную шумовую температуру вносит конец клина. Предположив, что перепад температуры представляет собой линейную функцию длины клина и на каждом малом участке поглощение не меняется, можно записать выражение для эффективной температуры. Согласно (4), $T_{эф} = 0,947 T_{\max}$.

На рис. 1, 2 точками показаны экспериментальные значения шумовой температуры излучателя. Из рисунков видно, что экспериментальная диаграмма направленности мало отличается от ламбертовской. Отклонение экспериментальных значений на рис. 2 при малых расстояниях до излучателя объясняется изменениями физических характеристик линзовой антенны, отклонения при больших расстояниях до излучателя связаны с выводом излучателя из фокусного пятна антенны.

В таблице приведены экспериментальные и теоретические значения эффективной шумовой температуры излучателя.

| $\lambda, \text{ см}$ | $(\nabla T)_z, \text{ гр/см}$ | 25 | |
|-----------------------|-------------------------------|---------------------|--------------------|
| | | $T_{эф}/T_m$ теорет | $T_{эф}/T_m$ exper |
| 0,4 | | 0,944 | — |
| 0,8 | | 0,944 | — |
| 3,0 | | 0,944 | 0,947 |

Погрешности воспроизведения МПТШ излучателем.

Случайные погрешности

1. Погрешность измерения температуры термпарой 0,5%.
2. Погрешность за счет зависимости мощности, принимаемой радиометром, от расстояния до излучателя 0,5%.
3. Погрешность за счет диаграммы направленности 0,2%.
4. Погрешность за счет градиента в горизонтальной плоскости 0,5%.
5. Неисключенный остаток систематической погрешности за счет градиента в вертикальной плоскости 0,1%.

Полагая, что эти случайные погрешности между собой не коррелированы и распределены по нормальному закону, суммарная случайная погрешность равна

$$\sigma_{\Sigma} = \sqrt{\sum_1^n \sigma_i^2} \leq 2\%.$$

Систематические погрешности

1. Погрешность за счет градиента в вертикальной плоскости. Поправка за счет градиента равна $T_m - 0,056 T_m$.

2. Погрешность за счет «нечерноты» излучателя. Рефлектометрическими измерениями установлено, что коэффициент «черноты» излучателя близок к единице.

ВЫВОДЫ

1. Теоретический анализ показал, что излучатель надо располагать на расстоянии не меньше $2L$.

2. Экспериментальные и расчетные диаграммы направленности близки к косинусоидальным, что говорит о высокой степени «черноты» излучателя.

3. Из таблицы видно, что эффективная шумовая температура не зависит от длины волны, таким образом, излучатель может быть использован в широком интервале частот.

4. Как показано в таблице, расхождение между экспериментально измеренной поправкой на градиент и расчетной поправкой составляет 0,3%.

Исследования нагревного широкоапертурного СВЧ-излучателя показали, что с учетом долговременной нестабильности случайная погрешность воспроизведения МПТШ составляет 2%. Полученные результаты могут быть рекомендованы в качестве основы при разработке эталонного комплекса для воспроизведения МПТШ в СВЧ-диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kandyba V. V., Ioselson G. L. and Lander V. A. To the development of the UHF standart plasma temperatures.—«Metrologia», 1973, N 9, p. 1—7.
2. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория: равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М., 1967, «Наука», 410 с.
3. Jonson L. Measuring hot waveguide radiators. — Proc. IEE. 1956, vol. 103, N 11, p. 11—18.