

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФИДЕРНОГО ТОКА НА ПОВЕРХНОСТИ ПАЗОВОЙ АНТЕННЫ

В. С. Дегтярев

При использовании в качестве антенны металлического клина или листа, возбуждаемого с помощью паза [1], на металлической поверхности протекает как излучающий (антенный), так и неизлучающий (фидерный) ток.

Фидерный ток обтекает паз и имеет противоположные направления на противоположных краях паза. Этот ток при малых размерах паза по сравнению с длиной волны практически не участвует в излучении, однако его необходимо учитывать при расчете мощности, теряемой на нагревание антенны.

Для определения сопротивления потерь и коэффициента полезного действия антенны необходимо знать распределение фидерного тока на металлическом листе. Ввиду того, что рассматривается случай возбуждения листа электрически коротким пазом, можно считать, что амплитуда фидерного тока вдоль паза остается постоянной.

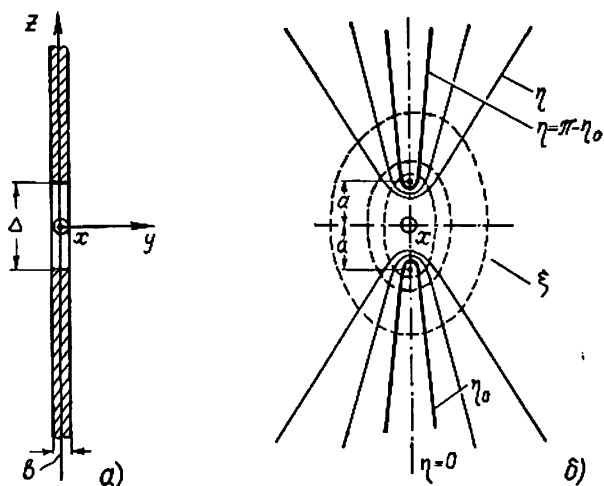


Рис. 1. Поперечный разрез пазовой антенны и принятая система координат.

Выясним зависимость амплитуды фидерного тока от расстояния до паза в направлении, перпендикулярном его оси.

Для этого рассмотрим поперечное сечение листа толщиной b , перпендикулярно кромке которого прорезан паз длиной l и шириною Δ (рис. 1, а).

При решении любой электродинамической задачи граничные условия выражаются аналитически наиболее просто в том случае, когда форма граничных поверхностей соответствует системе координат, введенной для решения задачи. В нашем случае удобно принять эллиптическую систему координат, ось x которой совпадает с осью паза (рис. 1, б).

При этом каждая из половин металлического листа, разделенных пазом, представится в виде гиперболического цилиндра.

В любом из поперечных сечений паза мы будем иметь координаты ξ и η , связанные с декартовыми следующей зависимостью:

$$z + jy = a \cdot \operatorname{ch}(\xi + j\eta). \quad (1)$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} z &= a \cdot \operatorname{ch} \xi \cdot \cos \eta; \\ y &= a \cdot \operatorname{sh} \xi \cdot \sin \eta. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Координаты ξ и η могут изменяться в пределах

$$\xi \geq 0;$$

$$-\pi < \eta \leq \pi.$$

При этом плоскость $\xi\eta$ покрывается семейством конфокальных эллипсов и гипербол с фокусным расстоянием $2a$ (рис. 1, б).

Известно, что

$$\frac{z^2}{\operatorname{ch}^2 \xi} + \frac{y^2}{\operatorname{sh}^2 \xi} = a^2;$$

$$\frac{z^2}{\cos^2 \eta} - \frac{y^2}{\sin^2 \eta} = a^2.$$

Следовательно, уравнение $\xi = \xi_0$ обозначает некоторый эллипс, уравнение $\eta = \eta_0$ — некоторую гиперболу. Уравнение $\xi = 0$ соответствует отрезку оси z длиной $2a$.

Поверхность металлического листа (экрана) будет задана следующими уравнениями:

$$\text{в I квадранте } \eta = \eta_0;$$

$$\text{в IV квадранте } \eta = \pi - \eta_0.$$

Ввиду того, что лист изготавливается из хорошо проводящего материала, граничные условия запишутся так:

$$\begin{aligned} \bar{E}_t &= 0; & \bar{E}_n &= \bar{E}_\eta \\ \bar{H}_n &= 0; & \bar{H}_t &= \bar{H}_\xi \end{aligned} \quad \text{при } \eta = \eta_0 \text{ и } \eta = \pi - \eta_0.$$

Интересующая нас электромагнитная волна распространяется вдоль паза (вдоль оси x) и, следовательно, имеет магнитную составляющую поля, перпендикулярную оси паза (\bar{H}_ξ). Определим эту составляющую. Ввиду малости поперечных размеров экрана и паза по сравнению с длиной волны можно считать, что задача распределения фидерного тока по поверхности экрана в поперечной плоскости является квазистатической задачей.

Для определения составляющей \bar{H}_ξ поля в условиях сделанных допущений воспользуемся результатами работы [2], из которой следует, что при небольшой толщине экрана, когда

$$2\tau_0 \ll \pi,$$

выражение для составляющей поля \bar{H}_ξ на поверхности металлического листа ($\eta = \eta_0$) имеет вид

$$\bar{H}_\xi = \frac{V}{120\pi^2 \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta_0}} \cdot e^{-jkx}, \quad (3)$$

где V — напряжение между краями паза в рассматриваемом сечении.

Переходя от значения напряженности поля на поверхности экрана к значению плотности тока, получим

$$\vec{j}_\Phi = \vec{H}_\xi |_{\eta=\eta_0} \cdot \vec{i}^\circ,$$

где \vec{i}° — единичный орт, перпендикулярный к поверхности листа.

Отсюда имеем:

$$\vec{j}_\Phi = \frac{V}{120\pi^2 \sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta_0}} \cdot e^{-jkx}.$$

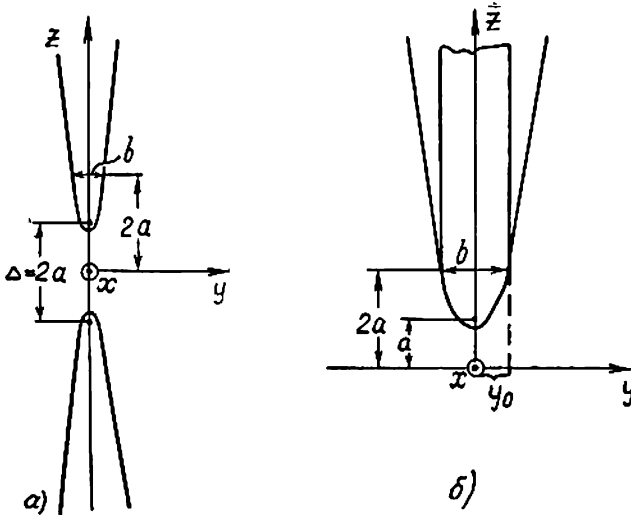


Рис. 2. К определению зависимости между углом η_0 и толщиной экрана b .

На кромке паза, т. е. при $\text{ct} \xi = 1$, плотность фидерного тока максимальна и определяется из соотношения

$$\vec{j}_{\Phi, \tau} = \frac{V}{120\pi^2 \cdot \sin \eta_0} \cdot e^{-jkx}. \quad (4)$$

Чем тоньше экран, тем ближе знаменатель выражения (4) к нулю и тем большее значение приобретает плотность тока у краев паза, стремясь к бесконечности в предельном случае бесконечно тонкого экрана.

При расчете сопротивления потерь и коэффициента полезного действия нас интересуют относительные, нормированные к единице значения амплитуд плотности тока; при $x = \text{const}$

$$J_\Phi = \frac{\vec{j}_\Phi}{\vec{j}_{\Phi\tau}} = \frac{\sin \eta_0}{\sqrt{\text{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta_0}}. \quad (5)$$

Для перехода от угла η_0 к толщине экрана b будем условно считать, что толщина экрана равна удвоенной абсциссе гиперболы $\eta = \eta_0$ в сечении $z = 2a$, т. е. на расстоянии половины ширины паза от его края (рис. 2). Этот совершенно условный способ определения толщины оправдывается тем, что особенности зависимости поля от координаты ξ в районе паза при конечной толщине экрана ограничиваются лишь узкой зоной, прилегающей непосредственно к пазу. За пределами этой зоны применим

соотношения, справедливые для бесконечно тонкого экрана. Принятое определение толщины экрана позволяет за пределами зоны $z \ll 2a$ заменить сечение экрана двумя параллельными прямыми вместо расходящихся ветвей гиперболы (рис. 2).

Найдем соотношение, связывающее толщину экрана b с координатой η_0 . При малых значениях η_0 , когда $\sin \eta_0 \approx \eta_0$, а $\cos \eta_0 \approx 1$, уравнение (2) для гиперболы можно переписать следующим образом:

$$z^2 - \left(\frac{y}{\eta_0}\right)^2 = a^2.$$

Отсюда при $z = 2a$ получим

$$y_0 = \sqrt{3} \cdot a \cdot \eta_0.$$

Таким образом, толщина экрана

$$b = 2y_0 = 2\sqrt{3} \cdot a \cdot \eta_0.$$

Имея в виду, что $a = \frac{\Delta}{2}$, находим

$$\eta_0 = \frac{b}{\sqrt{3} \cdot \Delta}. \quad (6)$$

Координата η_0 может считаться малой в том случае, когда $b \ll \sqrt{3} \cdot \Delta$. Тогда (5) можно переписать в виде

$$J_\Phi = \frac{\eta_0}{\sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta_0}}. \quad (7)$$

Из (2) следует, что

$$\operatorname{ch} \xi = \frac{z}{a \cdot \cos \eta_0}$$

или

$$\operatorname{ch} \xi = \frac{2z}{\Delta \cdot \cos \eta_0} \approx \frac{2z}{\Delta}. \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) в (7) и имея в виду (6), получим

$$J_\Phi = \frac{b}{\Delta} \cdot \frac{1}{\sqrt{3} \cdot \sqrt{\left(\frac{2z}{\Delta}\right)^2 - \cos^2 \left(33 \cdot \frac{b}{\Delta}\right)}}. \quad (9)$$

На графике (рис. 3) сплошными линиями показаны вычисленные по формуле (9) зависимости амплитуд плотности фидерного тока от координаты $\frac{2z}{\Delta}$ и относительной толщины экрана $\frac{b}{\Delta}$.

Из приведенного графика видно, что фидерный ток, протекающий вдоль паза, концентрируется на краях паза. Чем меньше относительная толщина экрана (параметр $\frac{b}{\Delta}$), тем заметнее эта концентрация тока. Различие в распределении плотности тока при разных отношениях $\frac{b}{\Delta}$ особенно заметно в пределах узкой полосы экрана шириною $\frac{\Delta}{2}$

(соответственно $\frac{2z}{\Delta} = 2$), примыкающей непосредственно к пазу. За пределами этой полосы интенсивность уменьшения амплитуды плотности фидерного тока практически не зависит от относительной толщины экрана.

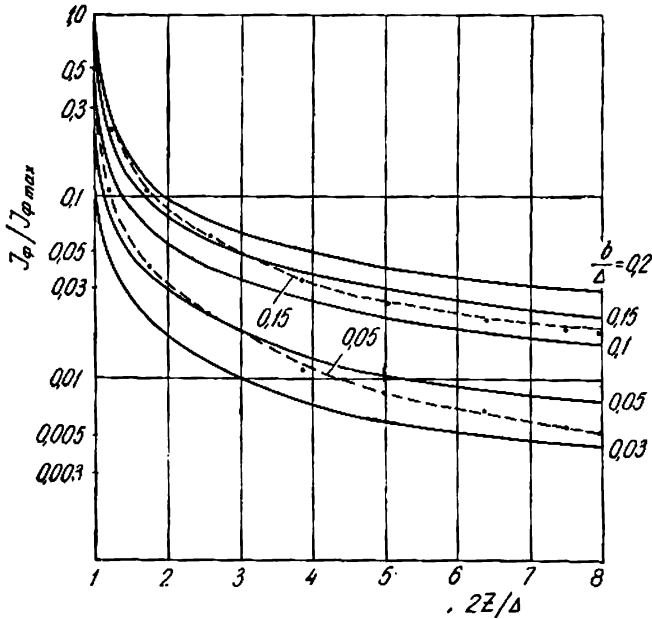


Рис. 3. Зависимости относительных амплитуд плотности фидерного тока J_{ϕ} от координаты $\frac{2z}{\Delta}$ и относительной толщины экрана $\frac{b}{\Delta}$.

На этом же графике (рис. 3) пунктирными линиями показаны экспериментально полученные зависимости относительной плотности фидерного тока от относительной координаты при некоторых значениях $\frac{b}{\Delta}$.

Экспериментальные зависимости достаточно хорошо совпадают с расчетными.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. A. Johnson. Recent Developments of Aircraft Communication Aerials. J. E. E., part 3, vol. 94, Nr 13, 1947.
2. А. А Пистолькорс. Распространение электромагнитной энергии вдоль щели в проводящем экране. ЖТФ, т. XVI, 1, 1946.