

10.1. Излучение возбужденных поверхностей



Рис.10.1.



- 1) Излучение открытого конца волновода.
- 2) Излучение рупорных антенн.
- 3) Излучение линзовых антенн.
- 4) Излучение зеркальных антенн.

Плотность поверхностного электрического тока:



Плотность поверхностного магнитного тока:

 $J^{M} = -[1n, E]$



Поле, создаваемое элементом Гюйгенса в дальней зоне (часть плоского волнового фронта):

$$dE = i \frac{E_y dx dy}{2r_o \lambda} (1 + Cos\Theta) e^{-ikr} \quad (10.1)$$

Поле на возбуждённой поверхности зададим:

$$E = E_{SO} f(x,y) e^{i\psi(x,y)} = E_{S} e^{i\psi(x,y)}$$
 (10.2)
 E_{s} - комплексная амплитуда возбуждающего поля;
 E_{so} - амплитуда возбуждающего поля в центре
раскрыва; $f(x,y)$ - функция, характеризующая
зависимость амплитуды поля от координат
(амплитудное распределение); $\psi(x,y)$ - фазовое
распределение.

Амплитудное распределение:

f(x,y)=f(x)f(y)

Поле, создаваемое элементом Гюйгенса, расположенного в произвольной точке поверхности:

$$dE = i \frac{E_{SO}}{2r\lambda} f(x) f(y) e^{i\Psi(x,y)} *$$

*
$$(1 + Cos\Theta) dx dy e^{ik\delta r} e^{-ikr}$$





$\mathbf{1}_{RO} = \mathbf{1}_{XO} \cos \varphi \sin \Theta + \mathbf{1}_{YO} \sin \varphi \sin \Theta + \mathbf{1}_{ZO} \cos \Theta$

Расстояние из начала координат в точку излучения: $OQ = 1_{XO} x + 1_{YO} y$

Разность хода:

 $\delta r = x Cos \varphi Sin \Theta + y Sin \varphi Sin \Theta$ (10.4)



Тогда:

 $dE = i \frac{E_{SO}}{2r\lambda} f(x) f(y) e^{i\Psi(x,y)} *$ $*(1+Cos\Theta)dxdy*$ $*e^{ik(xCos\phi Sin\Theta+ySin\phi Sin\Theta)}_{\rho}-ikr$

(10.5)



Суммарное поле, создаваемое поверхностью:

$$E = i \frac{E_{SO}}{2r\lambda} (1 + Cos\Theta) e^{-ikr} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} f(x) f(y) e^{i\Psi(x,y)} * e^{ik(xCos\phi Sin\Theta + ySin\phi Sin\Theta)} dxdy$$

(10.6)

Для вычисления интеграла рассмотрим частный случай:

Синфазное равноамплитудное возбуждение поверхности (т. е. идеальная плоская антенна):

$$f(x) = f(y) = 1, \psi(x,y) = 0$$



$$E = i \cdot \frac{E_{S0}}{2 \cdot r \cdot \lambda} \cdot (1 + \cos(\theta)) \cdot e^{-i \cdot k \cdot r} \cdot I$$

$$I \cdot \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{-i \cdot k \cdot r (x \cos(\phi) \cdot \cos(\theta) + y \sin(\phi) \cdot \sin(\theta))} dx dy$$

$$E = i \frac{E_{S0} ab}{2r\lambda} (1 + \cos\Theta) *$$

$$\frac{Sin\left[\frac{ka}{2}Sin\Theta \cos\phi\right]Sin\left[\frac{kb}{2}Sin\Theta Sin\phi\right]}{\left[\frac{ka}{2}Sin\Theta \cos\phi\right]\left[\frac{kb}{2}Sin\Theta Sin\phi\right]} e^{-ikr} (10.8)$$



Введём обозначение:

$u = (kaSin\Theta Cos\phi)/2$ v = (kbSin\Theta Sin\phi)/2

ah $t'_{max} = E'$ SO v'



Нормированная диаграмма направленности:

$$F(\Theta, \phi) = \frac{1 + Cos\Theta}{2} \frac{Sinu}{u} \frac{Sinv}{v}$$
(10.9)

ДН поверхности определяется в основном множителями Sin(u)/u, Sin(v)/v. Они максимальны когда u = 0, v = 0 т. е. когда $\theta = 0$. Направление максимумов множителей системы и диаграммы направленности элемента Гюйгенса совпадают, поэтому данная поверхность излучает с максимальной интенсивностью в направлении нормали.



(1 + Cos(θ)) - определяет однонаправленные свойства излучающей поверхности.

Рассмотрим ДН в двух главных плоскостях:

1) $\phi = 0$ - плоскость XZ - (плоскость вектора H).

2) $\phi = \pi/2$ - плоскость YZ - (плоскость вектора E).



ДН в двух сечениях:



Рис.10.3.



Направления нулевого излучения в плоскостях Е и Н:

kbSin $\Theta^{E}_{\Omega} = 2N\pi$, N=1, 2, 3, ... kaSin $\Theta^{H}_{\Omega} = 2N\pi$.

Направления первого нуля в плоскостях Е и Н:

 $\sin\Theta_{01}^{E} = \lambda/b$, $\sin\Theta_{01}^{H} = \lambda/a$



Ширина ДН по половинной мощности:

$2\Theta_{0.5}^{E} = 51^{0} \lambda/b,$ $2\Theta_{0.5}^{H} = 51^{0} \lambda/a.$



1) Т. о. ДН в данной плоскости тем уже, чем больше размер антенны в этой плоскости.

2) Ширина ДН в данной плоскости не зависит от размера антенны в ортогональной плоскости.

Уровень первого бокового лепестка:

ξ₁ = -13.3(дБ)

Неравноамплитудное возбуждение поверхности.

$f(x) = E_{SO}Cos(\pi x/a),$ $\phi = 0$ (плоскость H), $f(y) = 1, \psi(x,y) = 0$





Рис. 10.4



Тогда, поле излучения в плоскости φ = 0 :

 $E = i \frac{E_{SO}}{2r\lambda} (1 + Cos\Theta^{H})e^{-ikr} *$





Т. о.:

$$E = i \frac{\pi E_{SO} ab}{4r\lambda} (1 + Cos\Theta^{H}) *$$

$$\frac{Cos\left[\frac{ka}{2}Sin\Theta^{H}\right]}{\left(\frac{\pi}{2}\right)^{2} - \left(\frac{ka}{2}Sin\Theta^{H}\right)^{2}} e^{-ikr} \quad (10.11)$$



$$\Theta^{H}=0; E_{max}=2E_{SO}ab/(\pi r\lambda).$$

Нормированная диаграмма направленности: $F(\Theta^{H}) = \frac{\pi^{2}}{2} (1 + Cos\Theta^{H}) *$ $Cos \left| \frac{ka}{2} Sin \Theta^H \right|$ (10.12)* $\left(\frac{\pi}{2}\right)^2 - \left(\frac{ka}{2}Sin\Theta^H\right)^2$





второй минимум: $kaSin\Theta_{O}^{E}/2 = 3\pi/2$

Первое направление нулевого излучения:

 $\sin\Theta^{H} = 3\lambda/a$





Мощность излучения: $P_{\Sigma} = \frac{E_{SO}^{2}}{2W_{C}} \int_{S} f(x)^{2} f(y)^{2} dS$

Максимальная напряжённость поля в дальней зоне:

$$\left|E_{\max}\right|^{2} = \frac{E_{SO}^{2}}{(r\lambda)^{2}} \left|\int_{S} f(x)f(y)e^{i\Psi(x,y)}dS\right|^{2}$$
(10.15)







Рассмотрим частный случай:





1)

$$f(x)=Cos(\pi x/a), f(y)=1, \psi(x,y)=0$$

$$D = \frac{4\pi}{\lambda^2} \frac{\left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} Cos \frac{\pi x}{a} dx dy \right|^2}{\int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} Cos^2 \frac{\pi x}{a} dx dy} = 0.81 \frac{4\pi}{\lambda^2} S = 0.81 D_0$$

Коэффициент использования поверхности:

$$v = \frac{S_{\Pi}}{S} = 0.81$$



2)