

УДК 621.396.67

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ АПЕРТУРНЫХ АНТЕНН, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

В. В. Бодров, Д. И. Заичкин

Получены формулы для коэффициента связи двух апертур, расположенных над границей раздела двух сред, для расстояний между апертурами порядка размера области Френеля. Для случая синфазного равномерного распределения тока на апертурах получены численные результаты. Проанализирована зависимость коэффициента связи от расстояния между апертурами, высоты их расположения над границей раздела сред.

1. ВВЕДЕНИЕ

В литературе широко освещены вопросы связи плоских излучателей в свободном пространстве на относительно небольшом расстоянии [1-4]. В связи с развитием техники связи миллиметрового диапазона возникает задача расчета связи апертурных антенн, расположенных вблизи границы раздела двух сред. При решении этой задачи естественно, по аналогии со случаем свободного пространства, воспользоваться теоремой эквивалентности и свести задачу о связи реальных антенн к задаче о связи плоских раскрывов с заданным распределением тока. В качестве коэффициента связи удобно использовать величину, характеризующую передачу мощности от излучающего раскрыва к приемному. Выражение для коэффициента передачи мощности для апертур, находящихся в свободном пространстве в области Френеля, было предложено в [1]. По аналогии с [1] в данной работе вводится коэффициент передачи мощности с учетом падающего и отраженного от границы раздела полей. Рассматривается величина, называемая далее коэффициентом связи $K_{св}$. Квадрат этой величины равен коэффициенту передачи мощности. Получены формулы, удобные для расчета $K_{св}$ на ЭВМ. Для синфазного равномерного распределения тока на апертурах исследована зависимость $K_{св}$ от высоты расположения апертур над границей раздела двух сред, расстояния между ними.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваются две апертуры конечных размеров, расположенные вблизи границы раздела двух сред (например, воздух—земля). Расстояние между апертурами R по порядку равно размеру области Френеля. Параметры первой среды: $\epsilon'_{a1} = \epsilon_0$, $\mu'_{a1} = \mu_0$. Параметры второй среды: $\epsilon'_{a2} = \epsilon_a + \sigma_2/i\omega = \epsilon'_2 \epsilon_0$, $\mu'_{a2} = \mu_0$. Мощность, принимаемую второй антенной, запишем в виде

$$P_2 = C_2 \left| \int_{s_2} H_2(s_2) f_2(s_2) ds_2 \right|^2, \quad (1)$$

где C_2 — постоянный коэффициент, H_2 — напряженность магнитного поля вблизи второй апертуры, f_2 — функция распределения тока по вто-

рой апертуре, s_2 — площадь второй апертуры. Мощность, излучаемую первой апертурой, можно записать:

$$P_1 = C_1 \int_{s_1} |H_1 f_1(s_1)|^2 ds_1, \quad (2)$$

где C_1 — постоянный коэффициент, H_1 — амплитуда напряженности магнитного поля вблизи излучающей апертуры, f_1 — функция распределения тока по первой апертуре, s_1 — площадь первой апертуры. Тогда коэффициент передачи мощности запишется в виде

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = C \frac{\left| \int_{s_2} H_2(s_2) f_2(s_2) ds_2 \right|^2}{\int_{s_1} |H_1 f_1(s_1)|^2 ds_1}. \quad (3)$$

Определяя коэффициент η в дальней зоне и используя известную [5] формулу

$$P_2 = |\mathbf{P}_2| \frac{\left| \int_{s_2} f_2(s_2) ds_2 \right|^2}{\int_{s_2} |f_2(s_2)|^2 ds_2}, \quad (4)$$

где \mathbf{P}_2 — вектор Пойнтинга в апертуре приемной антенны, можно рассчитать коэффициент C в (3) и для η получить окончательное выражение:

$$\eta = \frac{\left| \int_{s_2} H_2(s_2) f_2(s_2) ds_2 \right|^2}{\int_{s_1} |f_1(s_1) H_1|^2 ds_1 \int_{s_2} |f_2(s_2)|^2 ds_2}. \quad (5)$$

Далее будем рассматривать величину $K_{св} = \sqrt{\eta}$.

3. ВЫВОД РАСЧЕТНЫХ ФОРМУЛ ДЛЯ $K_{св}$

Ограничимся случаем вертикальной поляризации. Для расчета напряженности магнитного поля $H(s)$ применим формулу [6]

$$H(s) = \text{rot } \mathbf{A}_z, \quad (6)$$

$$\mathbf{A}_z = \int_{s_1} \mathbf{j} f_1(s_1) G(s_1, s_2) ds_1,$$

где $|\mathbf{j}| = |\mathbf{H}_1|$, $G(s_1, s_2)$ — функция Грина задачи Зоммерфельда:

$$G(s_1, s_2) = G^n + G^0 = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(2)}(xR) \frac{\exp\left[\pm \sqrt{x^2 - k_1^2}(z_2 - z_1)\right]}{\sqrt{x^2 - k_1^2}} x dx + \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_1(x) H_0^{(2)}(xR) \frac{\exp\left[-\sqrt{x^2 - k_1^2}(z_2 + z_1)\right]}{\sqrt{x^2 - k_1^2}} x dx, \quad (7)$$

где

$$\Phi_1(x) = \frac{\varepsilon'_{a2} \sqrt{x^2 - k_1^2} - \varepsilon'_{a1} \sqrt{x^2 - k_2^2}}{\varepsilon'_{a2} \sqrt{x^2 - k_1^2} + \varepsilon'_{a1} \sqrt{x^2 - k_2^2}},$$

$H_0^{(2)}$ — функция Ханкеля второго рода.

Здесь и далее x_1, y_1, z_1 — координаты источников, x_2, y_2, z_2 — координаты точек наблюдения.

Первое слагаемое в выражении (7) соответствует первичному полю и равно $\exp(-ik_1 R_1) / 4\pi R_1$, где $R_1 = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}$. Второе слагаемое — отраженному полю. При его расчете будем учитывать не только члены, имеющие порядок малости $1/k_1 R$, но и члены порядка $1/(k_1 R)^2$. Для этого заменим функцию Ханкеля ее асимптотическим выражением

$$H_0^{(2)}(xR) = \sqrt{\frac{2}{\pi x R}} \exp[-i(xR - \pi/4)] \left(1 + \frac{i}{8xR}\right)$$

и применим метод перевала, учитывая в асимптотическом разложении первые два члена [7]:

$$G^0 = \frac{\exp(-ik_1 R_2)}{4\pi R_2} \left(\Phi_1 + \frac{i}{8k_1 \sin^2 \theta R_2} \Phi_1 + \Phi_2 \frac{1}{k_1 R_2} \right) + O\left(\frac{1}{R^3}\right), \quad (8)$$

где Φ_1 — френелевский коэффициент отражения, Φ_2 — коэффициент, зависящий от вида поляризации, $R_2 = [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 + z_1)^2]^{1/2}$, θ — угол падения.

Отметим, что полюс подынтегрального выражения для тех значений ε_{a2} и μ_{a2} , которые соответствуют реальным земным почвам и тем диапазонам частот, на которых применяются апертурные антенны, находится далеко от точки перевала. Сделанное замечание позволяет исключить из рассмотрения как малое слагаемое ту часть поля, которая описывается множителем ослабления Шулейкина—Ван дер Поля.

Будем считать, что угол скольжения $\varphi = \frac{\pi}{2} - \theta$ мал, и разложим

Φ_1 и Φ_2 в ряд по $\varphi \approx \frac{z_1 + z_2}{R}$. Получим

$$\begin{aligned} \Phi_1 &\approx - \left(1 - 2 \frac{z_1 + z_2}{R} \frac{\varepsilon'_2}{\sqrt{\varepsilon'_2 - 1}} \right) + O\left(\frac{1}{R^2}\right), \\ \Phi_2 &\approx -i \frac{16(\varepsilon'_2)^2 + \varepsilon'_2 - 1}{8(1 - \varepsilon'_2)} + O\left(\frac{1}{R}\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Подставим (9) в (8):

$$G^0 = - \frac{\exp(-ik_1 R_2)}{4\pi R_2} \left[\left(1 - \frac{z_1 + z_2}{R} \frac{2\varepsilon'_2}{\sqrt{\varepsilon'_2 - 1}} \right) + \frac{i}{k_1 R_2} \frac{2(\varepsilon'_2)^2}{(\varepsilon'_2 - 1)} \right]. \quad (10)$$

Тогда векторный потенциал полного поля можно записать в виде

$$A_z = \int_{-c}^c \int_a^b j f_1(x_1, z_1) \left\{ \frac{\exp(-ik_1 R_1)}{4\pi R_1} - \frac{\exp(-ik_1 R_2)}{4\pi R_2} \right\} \times \left[\left(1 - \frac{z_1 + z_2}{R} \frac{2\varepsilon_2'}{\sqrt{\varepsilon_2' - 1}} \right) + \frac{i}{k_1 R_2} \frac{2(\varepsilon_2')^2}{(\varepsilon_2' - 1)} \right] dx_1 dz_1, \quad (11)$$

где $-c, c; a, b$ — границы апертур по осям x и z , рис. 1).

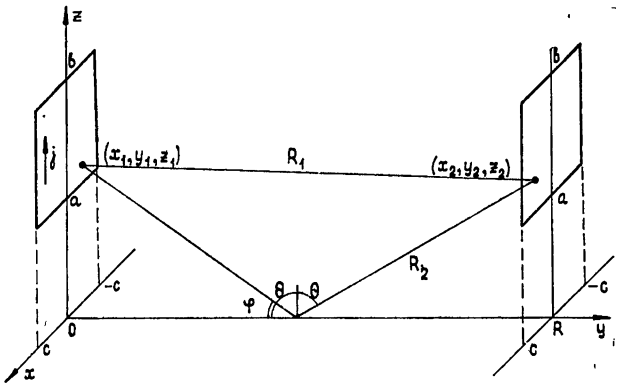


Рис. 1.

Учитывая, что R значительно больше, чем размеры апертур, будем считать в показателях экспонент

$$R_1 \approx R + \frac{(x_1 - x_2)^2}{2R} + \frac{(z_1 - z_2)^2}{2R} = R_1',$$

$$R_2 \approx R + \frac{(x_1 - x_2)^2}{2R} + \frac{(z_1 + z_2)^2}{2R} = R_2',$$

а в знаменателе $-R_1 \approx R_2 \approx R$. Переходя от векторного потенциала к напряженности магнитного поля и отбрасывая члены порядка $O(1/R^3)$, получим

$$H_x = \int_{-c}^c \int_a^b j f_1(x_1, z_1) \left\{ \frac{\exp(-ik_1 R_1')}{4\pi R} \left(-ik_1 - \frac{1}{R} \right) + \frac{\exp(-ik_1 R_2')}{4\pi R} \right\} \times \left[ik_1 + \frac{1}{R} - ik_1 \frac{2\varepsilon_2'}{\sqrt{\varepsilon_2' - 1}} \frac{z_1 + z_2}{R} + \frac{1}{R} \frac{2(\varepsilon_2')^2}{(\varepsilon_2' - 1)} \right] dx_1 dz_1. \quad (12)$$

Подставим (12) в (5). При вычислении интегралов примем, что площадь апертуры s и функция распределения тока p одинаковы для обеих апертур, и последняя представима в виде $f = f_1 = f_2 = p(x)p(z)$. Получим

$$K_{\text{св}} = \frac{1}{I_4(-c, c) I_4(a, b)} \frac{e^{-ik_1 R}}{4\pi R} \left[-ik_1 I_1(-c, c) I_1(a, b) - \frac{1}{R} I_1(-c, c) \times \right. \\ \times I_1(a, b) + ik_1 I_1(-c, c) I_2(a, b) + \frac{1}{R} I_1(-c, c) I_2(a, b) - \quad (13) \\ \left. - ik_1 \frac{2\varepsilon_2'}{\sqrt{\varepsilon_2' - 1}} I_1(-c, c) I_3(a, b) + \frac{1}{R} I_1(-c, c) I_2(a, b) \frac{2(\varepsilon_2')^2}{(\varepsilon_2' - 1)} \right].$$

Через I_1, I_2, I_3 и I_4 обозначены следующие интегралы:

$$I_1(d_1, d_2) = \int_{d_1}^{d_2} \int_{d_1}^{d_2} p(t_1) p(t_2) \exp \left[-ik_1 \frac{(t_1 - t_2)^2}{2R} \right] dt_1 dt_2,$$

$$I_2(d_1, d_2) = \int_{d_1}^{d_2} \int_{d_1}^{d_2} p(t_1) p(t_2) \exp \left[-ik_1 \frac{(t_1 + t_2)^2}{2R} \right] dt_1 dt_2, \quad (14)$$

$$I_3(d_1, d_2) = \int_{d_1}^{d_2} \int_{d_1}^{d_2} p(t_1) p(t_2) \frac{(t_1 + t_2)}{R} \exp \left[-ik_1 \frac{(t_1 + t_2)^2}{2R} \right] dt_1 dt_2,$$

$$I_4(d_1, d_2) = \int_{d_1}^{d_2} p^2(t) dt.$$

Для расчета интегралов сделаем замену переменных

$$t_1 + t_2 = v, \quad t_1 = \frac{1}{2}(v + u),$$

$$t_1 - t_2 = u, \quad t_2 = \frac{1}{2}(v - u)$$

и примем для распределения тока по апертуре следующее выражение:

$$p = \cos \left(\frac{t - t_0}{H} l \pi \right), \quad (15)$$

где t_0 — середина апертуры, H — размер апертуры, l — параметр. Тогда

$$p(t_1) p(t_2) = \frac{1}{2} \cos \left(\frac{t_1 + t_2 - 2t_0}{H} l \pi \right) + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{t_1 - t_2}{H} l \pi \right). \quad (16)$$

Подставим (16) в (14) и, сделав указанную замену переменных, получим

$$I_1(d_1, d_2) = \frac{H}{l\pi} \cos \left(\frac{d_1 + d_2 - 2t_0}{H} l \pi \right) \int_0^H \exp \left(-ik_1 \frac{u^2}{2R} \right) \sin \left(\frac{H - u}{H} l \pi \right) du + \\ + \int_0^H \exp \left(-ik_1 \frac{u^2}{2R} \right) \cos \left(\frac{ul \pi}{H} \right) (H - u) du,$$

$$\begin{aligned}
 I_2(d_1, d_2) = & \frac{1}{2} \int_{2d_1}^{d_1+d_2} \exp\left(-\frac{ik_1 v^2}{2R}\right) \cos\left(\frac{v+2t_0}{H} l \pi\right) (v-2d_1) dv + \\
 & + \frac{1}{2} \int_{d_1+d_2}^{2d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \cos\left(\frac{v+2t_0}{H} l \pi\right) (2d_2-v) dv + \\
 & + \frac{1}{2} \int_{2d_1}^{d_1+d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \frac{H}{l \pi} \sin\left(\frac{v-2d_1}{H} l \pi\right) dv + \\
 & + \frac{1}{2} \int_{d_1+d_2}^{2d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \frac{H}{l \pi} \sin\left(\frac{2d_2-v}{H} l \pi\right) dv, \quad (17)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_3(d_1, d_2) = & \frac{1}{2} \int_{2d_1}^{d_1+d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \cos\left(\frac{v+2t_0}{H} l \pi\right) \frac{v}{R} (v-2d_1) dv + \\
 & + \int_{d_1+d_2}^{2d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \cos\left(\frac{v+2t_0}{H} l \pi\right) \frac{v}{R} (2d_2-v) dv + \\
 & + \frac{1}{2} \int_{2d_1}^{d_1+d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \frac{v}{R} \frac{H}{l \pi} \sin\left(\frac{v-2d_1}{H} l \pi\right) dv + \frac{1}{2} \int_{d_1+d_2}^{2d_2} \exp\left(-ik_1 \frac{v^2}{2R}\right) \times \\
 & \times \frac{v}{R} \frac{H}{l \pi} \sin\left(\frac{2d_2-v}{H} l \pi\right) dv,
 \end{aligned}$$

$$I_4(d_1, d_2) = \frac{1}{2} H \left[1 + \frac{1}{l \pi} \cos\left(\frac{d_1+d_2-2t_0}{H} l \pi\right) \sin l \pi \right].$$

Вместо функции распределения тока p в виде (15) можно взять любую другую, которую можно проинтегрировать в явном виде по v или u .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты коэффициента проводились на ЭВМ БЭСМ-4 для частного случая $l = 0$. Результаты расчетов представлены на рис. 2, 3.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента связи от расстояния между апертурами при заданной высоте положения антенн (от границы раздела до центра апертуры). Значение ϵ'_2 соответствует мокрой почве. Параметром является размер апертур. Для каждого размера апертур представлено две кривых. Одна описывает поведение коэффициента связи апертур в свободном пространстве ($K'_{св}$) (штриховая кривая), другая — коэффициента связи с учетом границы раздела ($K_{св}$) (сплошная кривая). На графике можно выделить три зоны. В пределах первой зоны $\left(R < D_\Phi = \frac{(2h)^2}{\lambda}\right)$ $K_{св}$ колеблется вокруг $K'_{св}$. Амплитуда колебаний зависит от размеров апертуры и убывает с увеличением последней. При $H \geq 30\lambda$ колебаний практически нет. Положение минимумов

и максимумов $K_{св}$ для разных апертур соответствует одним и тем же значениям R . Границу первой зоны можно интерпретировать как расстояние D_{ϕ} , на котором поле падающей и поле отраженной волн последний раз складываются в фазе. Размер первой зоны D_{ϕ} приблизительно равен $\frac{(2h)^2}{\lambda}$, где h — высота расположения антенны над границей раздела, λ — длина волны.

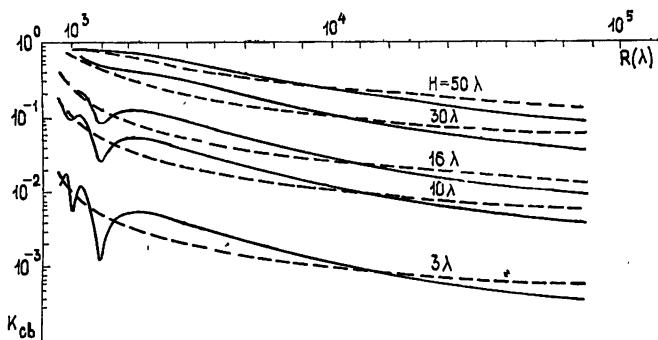


Рис. 2.

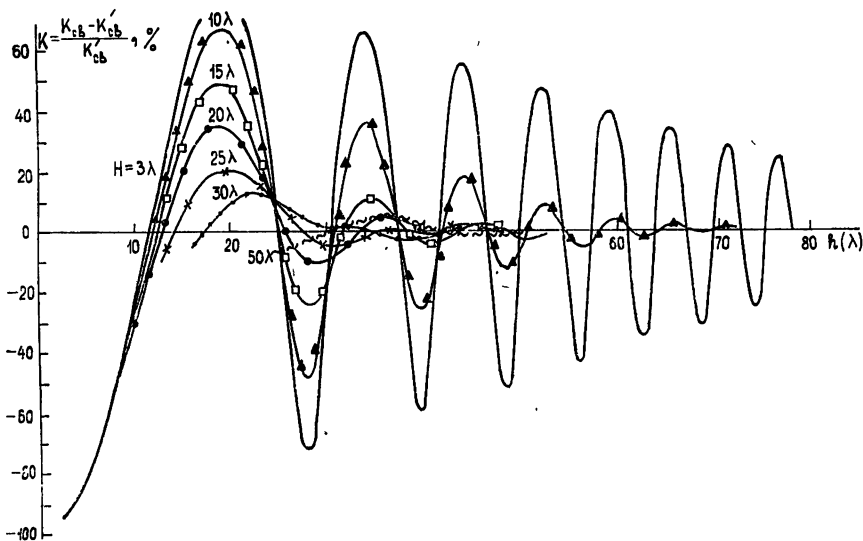


Рис. 3.

В пределах второй зоны ($D_{\phi} < R < D_d$) $K_{св}$ и $K'_{св}$ убывают ($K_{св} \sim 1/R^2$, $K'_{св} \sim 1/R$). На ее границе $K_{св} = K'_{св}$. Для точечного излучателя расстояние D_d , на котором $K_{св} = K'_{св}$, соответствует разности фаз первичного и отраженного полей, равной $\frac{2}{3}\pi$. При этом $D_d \approx 3 \frac{(2h)^2}{\lambda}$. Как видно из рис. 2, для апертур конечных размеров это расстояние зависит от размера апертур, оставаясь по порядку величины равным $3 \frac{(2h)^2}{\lambda}$.

Наконец, в пределах третьей зоны ($R > D_d$) $K_{св} < K'_{св}$. Интересно отметить, что то расстояние, при котором $K_{св}$ меньше $K'_{св}$ приблизительно в три раза, больше, чем расстояние, начиная с которого $K_{св}$ меняется, как $1/R^2$.

На рис. 3 представлена зависимость $\frac{K_{св} - K'_{св}}{K'_{св}}$ от высоты

расположения антенн над границей раздела при фиксированном расстоянии R между апертурами. Параметром является размер апертур. Из графика видно, что поведение $K_{св}$ носит четко выраженный колебательный характер. Для малых апертур период колебаний не зависит от размера апертур, и его можно рассчитать из элементарных геометрических соображений. При увеличении размера апертур амплитуда колебаний уменьшается. Начиная с некоторого значения H , при котором расстояние R становится равным размеру зоны Френеля, колебания становятся аperiодическими.

Был проведен расчет зависимости $K_{св}$ от величины ϵ'_2 . Расчет показал, что влияние ϵ'_2 на $K_{св}$ тем больше, чем меньше размер апертуры; при этом относительное изменение $K_{св}$ зависит от его исходного значения.

Выведенные в статье формулы позволяют рассчитать коэффициент связи двух апертур, расположенных вблизи границы раздела сред в области Френеля для разных законов распределения тока на них. Полученные для случая синфазного равномерного распределения тока численные результаты характеризуют изменение коэффициента связи при изменении расстояния между апертурами, высоты их расположения или параметров среды, над которой расположены исследуемые излучатели.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. F. Kay, IRE Trans. Antennas and Propagation, AP-8, 586 (1960).
2. T. Soejima, Proc. IEE (London), 110, 1021, June (1963).
3. G. V. Borgiotti, IEEE Trans. Antennas and Propagation, AP-14, 158, March (1966).
4. J. C. Heurtley, IEEE Trans. Antennas and Propagation (Communications), AP-15, 298, March (1967).
5. Г. Т. Марков, Д. М. Сазонов, Антенны, изд. Энергия, М., 1975.
6. Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин, Возбуждение электромагнитных волн, изд. Энергия, М.—Л., 1967.
7. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд. АН СССР, М., 1957.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию
1 июля 1976 г.

A STUDY OF COUPLING OF APERTURE ANTENNAS SITUATED NEAR THE INTERFACE

V. V. Bodrov, D. I. Zatchkin

Formulas are obtained for the coupling coefficient of two apertures situated above the interface for the distance between apertures about the size of Fresnel region. Numerical results are obtained for the case of co-phased uniform current distribution in the apertures. The dependence of the coupling coefficient on the distance between apertures, heights of their location above the interface has been analysed.