

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 621.396.67

О ВЗАИМНОМ ВЛИЯНИИ ДВУХ ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДОВ

В. В. Марцафей, Т. Н. Павлова

1. Задача о связи двух слабонаправленных антенн, находящихся в непосредственной близости друг от друга, представляет практический интерес и неоднократно привлекала к себе внимание [1-3]

В данной работе на двумерной модели анализируется взаимодействие двух полубесконечных волноводов, соединенных общим плоским фланцем (рис 1). При этом ставится задача определить численное значение коэффициента связи (развязки), оценить влияние взаимной связи на диаграмму направленности, а также установить зависимость указанных характеристик от геометрических параметров системы

Если считать стенки волноводов идеально проводящими, то, как показано в [4], поля в такой модели определяются из следующей системы интегральных уравнений:

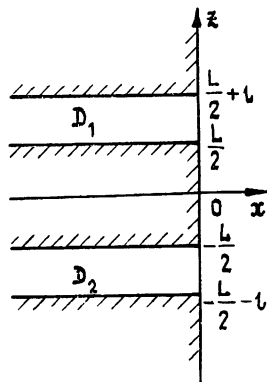


Рис. 1. К постановке задачи.

$$\int_0^l \{ \varphi(\xi) [(i/2) H_0^{(1)}(k|s - \xi|) + G_1(0, s, 0, \xi)] + \psi(\xi) (i/2) H_0^{(1)}(k|L + s + \xi|) \} d\xi = -2\cos(\rho \pi s/l); \tag{1}$$

$$\int_0^l \{ \varphi(\xi) (i/2) H_0^{(1)}(k|s + L + \xi|) + \psi(\xi) [(i/2) \times \times H_0^{(1)}(k|s - \xi|) + G_2(0, s, 0, \xi)] \} d\xi = 0, \tag{2}$$

где $\varphi(\xi)$, $\psi(\xi)$ — неизвестные функции, определяемые соотношениями

$$\varphi(\xi) = \frac{\partial u(x = 0, z = L/2 + \xi)}{\partial x},$$

$$\psi(\xi) = \frac{\partial u(x = 0, z = -L/2 - \xi)}{\partial x}$$

$$(0 < \xi < l, \quad 0 < s < l),$$

u — скалярная функция, связанная с магнитным вектором Герца выражением

$$\mathbf{G}_m = \mathbf{y}_0 (u/k^2),$$

G_1, G_2 — функции Грина полубесконечных закрытых волноводов D_1 и D_2 , ρ — волноводный индекс, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

2. Уравнения (1), (2) могут быть решены несколькими методами — методом регуляризации, методом моментов и др. При малых апертурах решение является достаточно устойчивым, что дает возможность обойтись без регуляризующих процедур. В данной работе для решения задачи использован метод моментов [5], позволивший свести интегральные уравнения (1), (2) к системе линейных алгебраических уравнений. Весовая функция при этом выбиралась в виде $\delta(s - s_q)$, где $0 < s_q < l$. Такое использова-

ние системы дельта-функций физически означает применение ослабленных граничных условий — требуется их удовлетворение не на всей поверхности, а лишь в некоторых точках.

При решении уравнений (1), (2) поля в волноводах D_1 и D_2 представлялись в виде

$$u_1(x, z) \approx \exp(ikx) + \sum_{m=0}^N A_m \cos \frac{m\pi(z-L/2)}{l} \exp(-i\mu_m x), \quad (3)$$

$$u_2(x, z) \approx \sum_{m=0}^N B_m \cos \frac{m\pi(z+L/2)}{l} \exp(-i\mu_m x), \quad (4)$$

где A_m, B_m — амплитудные коэффициенты,

$$\mu_m = \sqrt{k^2 - (m\pi/l)^2}.$$

Таким образом, в результате применения метода моментов с учетом (3) и (4) получена следующая система линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитудных коэффициентов A_m и B_m :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^N A_m \left(\int_0^1 \cos(m\pi\xi') (l/2) H_0^{(1)}(kl | s'_q - \xi' |) d\xi' + \right. \\ & \left. + \frac{i \cos(m\pi s'_q)}{\sqrt{(kl)^2 - (m\pi)^2}} \right) + \sum_{m=0}^N B_m \int_0^1 \cos(m\pi\xi') (l/2) \times \\ & \times H_0^{(1)}(kl | (L/l) + s'_q + \xi' |) d\xi' \approx -2 \cos(p\pi s'_q) + \\ & + \int_0^1 (kl/2) H_0^{(1)}(kl | s'_q - \xi' |) d\xi' + 1; \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=0}^N A_m \int_0^1 \cos(m\pi\xi') (l/2) H_0^{(1)}(kl | (L/l) + s'_q + \xi' |) d\xi' + \\ & + \sum_{m=0}^N B_m \left(\int_0^1 \cos(m\pi\xi') (l/2) H_0^{(1)}(kl | s'_q - \xi' |) d\xi' + \right. \\ & \left. + \frac{i \cos(m\pi s'_q)}{\sqrt{(kl)^2 - (m\pi)^2}} \right) \approx \int_0^1 (kl/2) H_0^{(1)}(kl | (L/l) + s'_q + \xi' |) d\xi', \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициенты A_m'', B_m'' связаны с искомыми коэффициентами A_m, B_m зависимостями

$$A_m = \frac{i A_m''}{\sqrt{(kl)^2 - (m\pi)^2}}, \quad B_m = \frac{i B_m''}{\sqrt{(kl)^2 - (m\pi)^2}},$$

$$\xi' = \xi/l, \quad s'_q = s_q/l.$$

Система уравнений (5), (6) решалась на ЭВМ. Контроль точности численного решения осуществлялся по уравнению баланса мощности

$$1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{F(\theta) F^*(\theta)}{2\pi kl} d\theta + C_m A_m^2 \sqrt{1 - \left(\frac{m\pi}{kl}\right)^2} + C_m B_m^2 \sqrt{1 - \left(\frac{m\pi}{kl}\right)^2}, \quad (7)$$

где $F(\theta)$ — диаграмма направленности системы, определяемая соотношением

$$F(\theta) = \exp\left(\frac{ikL \sin \theta}{2}\right) kl \sin \theta \sum_{m=0}^N B_m'' \frac{(-1)^m \exp(ikl \sin \theta) - 1}{-(kl)^2 \sin^2 \theta + m^2 \pi^2} +$$

$$\begin{aligned}
 & + \exp\left(-\frac{ikL \sin \theta}{2}\right) \left[\frac{1 - \exp(-ikl \sin \theta)}{i \sin \theta} - kl \sin \theta \times \right. \\
 & \times \sum_{m=0}^N A_m'' \frac{(-1)^m \exp(-ikl \sin \theta) - 1}{-(kl)^2 \sin^2 \theta + m^2 \pi^2} \left. \right], \\
 & C_m = \begin{cases} 1 & (m = 0) \\ 1/2 & (m \geq 1) \end{cases}
 \end{aligned} \tag{8}$$

При проведении численных расчетов функции $u_1(x, z)$ и $u_2(x, z)$ аппроксимировались десятью модами ($N = 10$). Точность вычислений может быть охарактеризована следующей таблицей баланса мощности (табл. 1):

Таблица 1

kl	0,1 π	0,5 π	1,9 π	1,9 π	1,9 π
L/l	10	10	10	5	20
Баланс мощности	1,000	0,998	0,993	0,994	0,993

3. Результаты численного решения системы уравнений (1), (2) представлены на рис. 2—4.

На рис. 2 показана зависимость развязки от расстояния между волноводами. Под развязкой понимается параметр

$$\gamma = 10 \lg (P_{\Sigma} / P_{\text{пр}}),$$

где P_{Σ} — мощность излучения, $P_{\text{пр}}$ — мощность, принимаемая волноводом D_2 . Расчеты проводились для $kl = 1,9 \pi$. Из рисунка видно, что при достаточно большом (по сравнению с длиной волны) расстоянии между волноводами ($L/l > 5$) величина связи уменьшается пропорционально $1/(L/l)$.

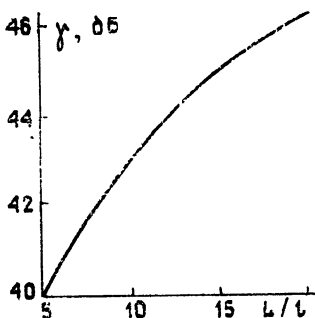


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость развязки от расстояния между волноводами.

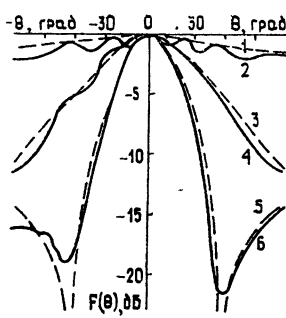


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость диаграммы направленности от ширины апертуры.

На рис. 3 показано влияние взаимной связи на диаграмму направленности. Кривые 1 ($kl = 0,5 \pi$), 3 ($kl = 1,5 \pi$), 5 ($kl = 2,5 \pi$), изображенные на рисунке пунктиром, соответствуют случаю одного волновода в плоском фланце; кривые 2 ($kl = 0,5 \pi$, $L/l = 10$), 4 ($kl = 1,5 \pi$, $L/l = 5/1,5$), 6 ($kl = 2,5 \pi$, $L/l = 2$) — случаю двух волноводов, разнесенных на расстояние $kl = 5\pi = \text{const}$.

Сравнение кривых показывает, что наличие второго волновода, порождая рассеянное поле, приводит к дополнительным осцилляциям в диаграмме направленности и делает ее огibaющую несимметричной. Видно также, что с увеличением размеров апертур (ростом kl) диаграммы направленности системы двух волноводов приближаются к диаграммам направленности одиночного волновода.

На рис. 4 показана зависимость диаграммы направленности от расстояния между волноводами (1 при $L/l = 7,5$, 2 при $L/l = 12,5$, 3 при $L/l = 5$, 4 при $L/l = 10$). Расчеты проводились при $kl = 1,9\pi$. Видно, что при $kL > 10$ связь между волноводами слаба и в диаграмме направленности она заметна только в окрестности $\theta = \pm 90^\circ$.

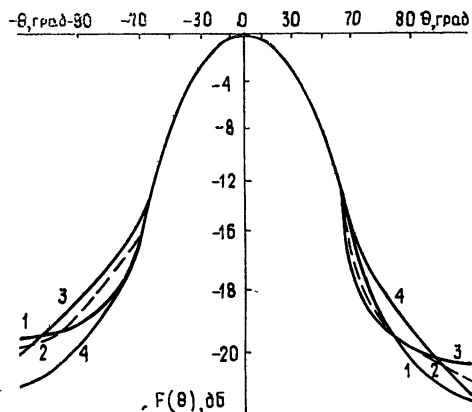


Рис. 4 Зависимость диаграммы направленности от расстояния между волноводами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schennum G. H., Han C. C., Gould H. J. — IEEE Int. Sump. Dig. Antennas and Propag., Univ. Md College Park, Md, 1978, N. Y., 1978, p. 412.
2. Ludwig Arthur C. — IEEE Trans. Antennas and Propag., 1976, 24, № 6, p. 837. identical antennas. IEEE Trans. Antennas and Propag., 1976, 24, № 6, p. 837—841.
3. Wilkinson E. J. — Microwave J., 1976, 19, № 7, p. 47.
4. Кравцов В. В., Скорохватова И. В. — В сб Вычислительные методы и программирование — М. МГУ, 1975, т 24
5. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры — М: Мир, 1977.

Одесский электротехнический институт связи

Поступила в редакцию 19 мая 1981 г.

УДК 543.42

О ЗАВИСИМОСТИ СДВИГОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЛИНИЙ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗА ОТ КВАНТОВЫХ ЧИСЕЛ J И K

С. П. Белов, В. П. Казаков, А. Ф. Крупнов, А. А. Мельников, В. А. Скворцов

Достаточное количество однородных экспериментальных данных о сдвигах давлением газа частот нижних вращательных переходов $J = 1 \leftarrow 0$, $K = 0$ молекул типа симметричного волчка привело к обнаружению некоторых зависимостей сдвигов от параметров молекул и дало критерии оценки теоретических методов расчета сдвигов [1, 2]. Представляет несомненный интерес получение аналогичных данных для других вращательных линий, отличающихся значениями квантовых чисел J и K . Кроме высокой точности измерения частот линий в достаточном интервале давлений газа такое исследование требует еще и перекрытия частотного диапазона в несколько октав, так как частоты вращательных линий симметричных волчков растут пропорционально J . Если учесть к тому же, что исходные величины сдвигов для переходов $J = 1 \leftarrow 0$ пропорциональны частоте [1, 2], то становится понятным весьма малое количество таких данных, полученных традиционными методами микроволновой спектроскопии. Диапазон исследовавшихся квантовых чисел был ограничен обычно переходами $J = 1 \leftarrow 0$ и $J = 2 \leftarrow 1$ (см., например, [3]) и измерениями отдельных линий с большими значениями J . В настоящей работе с помощью субмиллиметрового спектрометра РАД получены систематические данные о самосдвигах вращательных линий $J + 1 \leftarrow J$, $K \leftarrow K$ молекул AsH_3 ($J = 0; 1; 2; 3$, $K = 0$) и PH_3 ($J = 0; 1; 2$, $K = 0, 1, 2$), а также интер-