

ДВУХЩЕЛЕВОЙ НАПРАВЛЕННЫЙ ОТВЕТВИТЕЛЬ ДЛЯ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Приведены результаты анализа двухщелевого широкополосного направленного ответвителя для малогабаритных микроволновых преобразователей, используемых для измерителей комплексных коэффициентов отражения волноводных устройств. Рассмотрен способ построения направленного ответвителя. Получены выражения для переходного затухания и направленности ответвителя.

Современные тенденции развития радиотехнических систем требуют существенного улучшения технических характеристик антенно-волноводного тракта, что определяет необходимость совершенствования научного и технологического контрольно-измерительного комплекса. Решение проблемы высокоточного измерения параметров волноводного тракта в последнее время связывают с созданием микроволновых преобразователей (МП), построенных на основе калибруемых многополюсников. Одним из структурных элементов такого микроволнового преобразователя интерференционно-рефлектометрического типа является направленный ответвитель (НО), который в значительной мере определяет массогабаритные показатели МП.

Целью работы является анализ малогабаритного двухщелевого широкополосного направленного ответвителя, обладающего минимально возможными габаритами, что позволяет создать на его основе компактный МП.

Известен малогабаритный НО на основе Т-образного элемента связи [1], однако он является довольно узкополосным, его направленность превышает 20 дБ всего лишь в десяти процентной полосе частот. Достаточно широкополосным является НО с крестообразным отверстием связи в общей широкой стенке [1], однако первичный и вторичный волноводы такого ответвителя расположены под углом 90°, что увеличивает поперечный размер МП.

В рассматриваемом направленном ответвителе элементы связи выполнены в виде двух наклонных щелей, разнесенных вдоль волновода и прорезанных в общей стенке (рисунок 1, а). Конструктивно вторичный волновод НО примыкает к широкой стенке первичного своей узкой стенкой, при этом он занимает только половину широкой стенки (рисунок 1, б);

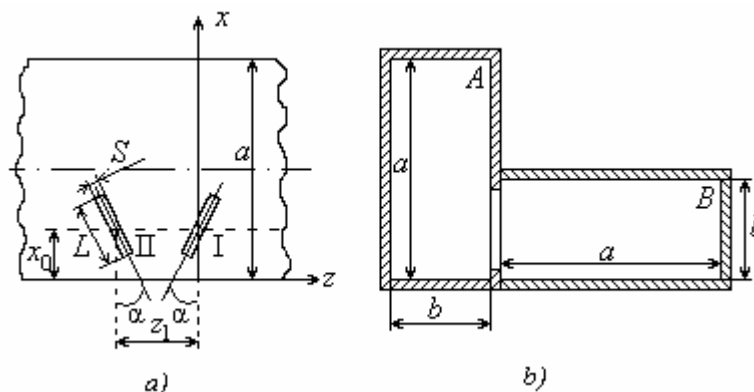


Рисунок 1 — Направленный ответвитель:
а — щелевые элементы связи; б — поперечное сечение НО

Выражение для нормированной комплексной амплитуды волны, возбужденной во вторичном волноводе щелью, имеет вид [2]

$$U = -\frac{j\omega\mu_a V_m H_A H_B}{2P_H}, \quad (1)$$

где P_H — нормированная мощность, равная 1 Вт; μ_a — абсолютная магнитная проницаемость; ω — круговая частота; L, S — длина и ширина щели; H_A, H_B — напряженность магнитного поля в центре щели для первичного волновода А и вторичного В, соответственно; V_m — магнитная поляризуемость щели, определяемая по формуле

$$V_m = \frac{\pi L^3}{24[\ln(4L/S) - 1]}. \quad (2)$$

В волноводах A и B распространяются волны типа H_{10} , напряженность магнитного поля которой имеет две составляющие H_z и H_x

$$H_z = H_0 \cos \frac{\pi x}{a} \exp(-j\beta z); \quad H_x = j \frac{2a}{\lambda_B} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} \exp(-j\beta z),$$

где $\beta = 2\pi/\lambda_B$; λ_B — длина волны в волноводе; a — размер широкой стенки волновода; H_0 — нормированный коэффициент, значение которого определяется по формуле [2]

$$H_0 = \sqrt{\frac{\pi \lambda_B P_H}{\omega \mu_a a^3 b}}, \quad (3)$$

где b — размер узкой стенки волновода.

Выберем начало координат так, чтобы центр наклонной щели I имел координаты x_0 и $z_0 = 0$ (см. рисунок 1, a). Тогда напряженность поля H_A в центре щели равна

$$H_A = H_0 \cos \frac{\pi x_0}{a} \sin \alpha + j \frac{2a}{\lambda_B} H_0 \sin \frac{\pi x_0}{a} \cos \alpha, \quad (4)$$

где α — угол наклона щели; x_0 — её поперечная координата

Напряженность магнитного поля в любой произвольной точке вдоль щели с координатами x и z отличается от (4) и определяется соотношением

$$H_A = \left(H_0 \cos \frac{\pi x}{a} \sin \alpha + j \frac{2a}{\lambda_B} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} \cos \alpha \right) \exp(-j\beta z).$$

Координата x может изменяться от $x_0 - (L \cdot \cos \alpha)/2$ до $x_0 + (L \cdot \cos \alpha)/2$, а координата z — от $-(L \cdot \sin \alpha)/2$ до $+(L \cdot \sin \alpha)/2$.

Поэтому целесообразно в уравнение (1) подставлять значения H_A и H_B , усредненные по длине щели.

Усредненное значение H_A^{cp} вычисляется в соответствии с [3]:

$$H_A^{\text{cp}} = \left[H_0 \sin \alpha \cdot \frac{1}{L \cos \alpha} \int_{x_0 - \frac{L}{2} \cos \alpha}^{x_0 + \frac{L}{2} \cos \alpha} \cos \frac{\pi x}{a} dx + j \frac{2a}{\lambda_B} H_0 \cos \alpha \cdot \frac{1}{L \cos \alpha} \int_{x_0 - \frac{L}{2} \cos \alpha}^{x_0 + \frac{L}{2} \cos \alpha} \sin \frac{\pi x}{a} dx \right] \times \\ \times \frac{1}{L \sin \alpha} \int_{-\frac{L}{2} \sin \alpha}^{\frac{L}{2} \sin \alpha} \exp(-j\beta z) dz.$$

В результате интегрирования и ряда преобразований получаем

$$H_A^{\text{cp}} = H_0 M N \left(\cos \frac{\pi x_0}{a} \sin \alpha + j \frac{2a}{\lambda_B} \sin \frac{\pi x_0}{a} \cos \alpha \right), \quad (5)$$

где $M = \frac{\sin(\pi L \cos \alpha / 2a)}{\pi L \cos \alpha / 2a}$, $N = \frac{\sin(\pi L \sin \alpha / \lambda_B)}{\pi L \sin \alpha / \lambda_B}$.

Сомножители M и N учитывают влияние протяженности щели на величину поля H_A в центре щели. При длине щели L , стремящейся к нулю, величины сомножителей M и N стремятся к единицам, а выражение (5) переходит в выражение (4).

Определим напряженность магнитного поля в центре щели во вторичном волноводе B .

Усредненное значение напряженности магнитного поля H_B^{cp} , равно

$$H_B^{\text{cp}} = H_0 \frac{\sin(\pi L \sin \alpha / \lambda_B)}{\pi L \sin \alpha / \lambda_B} \sin \alpha = H_0 N \sin \alpha. \quad (6)$$

При определении H_B^{cp} учтено, что поперечная составляющая напряженности магнитного поля равна нулю на узкой стенке вторичного волновода, поэтому усреднялась только продольная составляющая поля.

Определим комплексную амплитуду волны U_B , подставляя в (1) соотношения (5) и (6). В результате получим

$$U_B = \frac{\omega \mu_a V_m H_0^2 \sin \alpha}{2 P_H} M N^2 \left(\frac{2a}{\lambda_B} \sin \frac{\pi x_0}{a} \cos \alpha - j \cos \frac{\pi x_0}{a} \sin \alpha \right). \quad (7)$$

Запишем (7) в другом виде:

$$U_B = \frac{\omega \mu_a V_m H_0^2 \sin \alpha}{2P_H} MN^2 \sqrt{\frac{4a^2}{\lambda_B^2} \sin^2 \frac{\pi x_0}{a} \cos^2 \alpha + \cos^2 \frac{\pi x_0}{a} \sin^2 \alpha} \times \exp \left[-j \arctg \left(\frac{\lambda_B}{2a} \cdot \frac{\tg \alpha}{\tg \frac{\pi x_0}{a}} \right) \right]. \quad (8)$$

Подставляя в (8) значения для V_m и H_0 (формулы (2) и (3)) и проведя преобразования, получаем выражение для U_B в виде

$$U_B = U_{B0} \exp \left[-j \cdot \arctg \left(\frac{\lambda_B}{2a} \cdot \frac{\tg \alpha}{\tg \frac{\pi x_0}{a}} \right) \right],$$

где U_{B0} — модуль комплексной волны амплитуды U_B .

Его величина определяется из соотношения

$$U_{B0} = \frac{\pi^2 L^3 MN^2 \sin^2 \alpha}{24a^2 b \left[\ln \left(\frac{4L}{S} \right) - 1 \right]} \sqrt{\sin^2 \frac{\pi x_0}{a} \cos^2 \alpha + \frac{\lambda_B^2}{4a^2} \cos^2 \frac{\pi x_0}{a} \sin^2 \alpha}. \quad (9)$$

Из (8) следует, что поворот щели I на угол α дает дополнительный сдвиг фаз на величину Φ_α , равную

$$\Phi_\alpha = \arctg \left(\frac{\lambda_B}{2a} \cdot \frac{\tg \alpha}{\tg \frac{\pi x_0}{a}} \right).$$

При повороте щели на угол $-\alpha$ (щель II, рисунок 1, а) вследствие равенства $\tg(-\alpha) = -\tg \alpha$ комплексная амплитуда волны будет равна

$$U_B = U_{B0} \exp \left[j \cdot \arctg \left(\frac{\lambda_B}{2a} \cdot \frac{\tg \alpha}{\tg \frac{\pi x_0}{a}} \right) \right],$$

откуда следует, что волна отстает по фазе на величину Φ_α . Таким образом, из-за поворотов щелей I и II фазовый сдвиг увеличивается по сравнению с поперечными щелями на величину, равную $2\Phi_\alpha$.

Фазовый сдвиг между волнами ответвляемыми щелями I и II (рисунок 1, а), определяется следующим соотношением

$$\Phi = \frac{2\pi z_1}{\lambda_B} + 2 \arctg \left(\frac{\lambda_B}{2a} \cdot \frac{\tg \alpha}{\tg \left(\frac{\pi x_0}{a} \right)} \right), \quad (10)$$

где z_1 — расстояние между центрами щелей I и II;

Как видно из (10), слагаемые фазового сдвига Φ зависят от длины волны λ_B противоположным образом. Выбором оптимальных значений параметров щелей (z_1, α, x_0) можно добиться минимальных отклонений $\Delta\Phi$ фазового сдвига от номинального значения $\Phi_H = 90^\circ$ при изменении длины волны λ_B в рабочем диапазоне частот волновода.

Рассчитав модуль комплексной амплитуды U_{B0} по формуле (9) и фазовый сдвиг по формуле (10), можно определить переходное затухание направленного ответвителя и его направленность D .

В прямом плече вторичного волновода НО волны, возбуждаемые щелями I и II, будут синфазными, поэтому переходное затухание направленного ответвителя равно

$$C = -20 \lg(2U_{B0}).$$

Комплексная амплитуда суммарной волны в обратном плече вторичного волновода определяется соотношением

$$U_{об} = U_{B0}(1 + \exp(-j2\Phi)) = U_{B0}(1 + \cos 2\Phi - j \sin 2\Phi).$$

Модуль этой комплексной амплитуды равен

$$|U_{об}| = U_{B0} \sqrt{2(1 + \cos 2\Phi)} = 2U_{B0} \cos \Phi = 2U_{B0} \cos(90^\circ + \Delta\Phi) = 2U_{B0} \sin \Delta\Phi.$$

На длине волны $\lambda_b = \lambda_{b0}$, отклонение $\Delta\varphi = 0$, и направленность ответвителя будет бесконечной. При других значениях длин волн сдвиги φ будут отличаться от 90° , и направленность ответвителя становится конечной величиной.

Нормировка геометрических параметров щелей (z_1, x_0) и длины волны в волноводе λ_b относительно размера широкой стенки " a " позволяет рассчитать направленные ответвители на любое сечение волновода. Длина щелей не должна выходить за пределы осевой линии волновода, так как при этом меняется направление поперечных линий тока. Поэтому целесообразно нормированную величину поперечной координаты центров щелей x_0/a задать равной $1/4$, тогда в уравнении (10) $\operatorname{tg}(\pi x_0/a) = 1$, и это уравнение может быть записано следующим образом

$$\varphi = \frac{\pi z_{1H}}{\lambda_{bH}} + 2 \operatorname{arctg}(\lambda_{bH} \operatorname{tg} \alpha), \quad (11)$$

где $z_{1H} = z_1/a$ — нормированное расстояние между центрами щелей; $\lambda_{bH} = \lambda_b/2a$ — нормированная длина волны в волноводе.

Оптимизировав функцию (11) в 42-процентном диапазоне частот ($\lambda_{bH \min} = 0,6$; $\lambda_{bH \max} = 1,3$), получили следующие результаты: $z_{1H} = 0,203$; $\alpha = 27^\circ$. При этом максимальное отклонение $\Delta\varphi_{\max}$ фазового сдвига от 90° составляет $+5^\circ$ на крайних частотах диапазона.

На крайних частотах 42-процентного диапазона направленность ответвителя минимальна и составляет

$$D_{\min} = 20 \lg \left| \frac{1}{\sin \Delta\varphi_{\max}} \right| = 20 \lg \left| \frac{1}{\sin 5^\circ} \right| = 21,19 \text{ дБ}.$$

Уменьшение рабочей полосы частот приводит к значительному повышению направленности.

Переходное затухание S направленного ответвителя, у которого нормированные параметры щелей связи равны следующим значениям: $L/a = 0,5$; $L/S = 10$; $b/a = 0,5$; $\lambda_b/2a = 0,813$; $z_1/a = 0,203$; $\alpha_1 = 27^\circ$; $x_0/a = 0,25$, составляет для нормированной волны $\lambda_b/2a = 0,813$ $S = 33,5$. Расчет величины S не учитывает влияние толщины общей стенки. Поправка, учитывающая конечную толщину стенки, рассчитывается по формуле, приведенной в [1].

Рассмотренный двухщелевой направленный ответвитель по своим электрическим параметрам и массогабаритным показателям удовлетворяет требованиям, предъявляемым к микроволновым преобразователям для калибруемых измерителей параметров волноводных трактов, а также для других применений.

Перспективы дальнейших исследований в данном направлении связаны с анализом интерферометрического микроволнового преобразователя, составной частью которого является рассмотренный выше направленный ответвитель.

Библиографический список

1. Фельдштейн А.Л. Справочник по элементам волноводной техники / А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П. Смирнов. — М.: Сов. Радио, 1967. — 654 с.
2. Семенов Н.А. Техническая электродинамика / Н.А. Семенов. — М.: Связь, 1973. — 480 с.
3. Лашенко И.В. Учет протяженности щелей при синтезе и анализе волноводных элементов связи / И.В. Лашенко // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника — 1999. — Т.42. — №1-2. — С. 33 – 38.

Поступила в редакцию 10.04.2004 г.