

Ю. М. ПЕНКИН, В. А. СЕМЕНИХИН, Л. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ВНУТРЕННИХ И ВНЕШНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ТИПА ИЗЛУЧАТЕЛЯ КЛЭВИНА

В антенной практике находят все более широкое применение вибраторно-щелевые излучатели, состоящие из щели и одного или нескольких рассеивающих вибраторов над ней, обеспечивающих заданные направленные свойства излучения всей системы. Одним из вариантов подобных устройств является комбинация волноводно-щелевого излучателя и двух вертикальных рассеивающих вибраторов, расположенных по обе стороны от его оси над бесконечной идеально проводящей плоскостью, совпадающей с плоскостью расположения щели. Для идентичных вибраторов высотой $3\lambda/8$, симметрично расположенных относительно оси щели на расстояниях $\pm 0,865\lambda$, такой излучатель известен как излучатель Клэвина [1] (λ — длина волны в свободном пространстве). Он характеризуется одинаковыми диаграммами направленности в H - и E -плоскостях, что позволяет при его использовании в антенных решетках существенно уменьшить взаимное влияние элементов решеток. Ранее исследованы направленные свойства излучателя Клэвина и взаимная связь по внешнему пространству между такими комбинированными излучателями [1]. Однако в литературе отсутствуют алгоритмы расчета, позволяющие учесть влияние рассеивающих вибраторов на энергетические параметры щели в волноводе.

Рассмотрим узкую продольную щель длиной L и шириной d , прорезанную в широкой стенке прямоугольного волновода и излучающую в ограниченное идеальной плоскостью полупространство. Над этой плоскостью расположены два тонких рассеивающих вибратора радиусом ρ и высотой $h_{1(2)}$, имеющих с ней электрический контакт. Свяжем с вибраторами и щелью систему координат (рис. 1, а). Бесконечный прямоугольный волновод возбуждается волной типа H_{10} , распространяющейся вдоль оси z . Учитываем, что стенки волновода не бесконечно тонкие, а имеют конечную толщину. Поэтому полость щели рассматриваем как прямоугольный резонатор, по граням которого, обращенным к внутренней области волновода S_1 и полупространству S_2 , распределены синусоидальные магнитные токи

$$J_{1(2)}^M = \frac{V_{1(2)}^P}{d} \sin \frac{\pi z}{L}. \quad (1)$$

Распределение электрического тока вдоль каждого вибратора аппроксимируем тригонометрической функцией

$$J_{1(2)}^z = V_{1(2)}^z \cos \frac{\pi y}{2h_{1(2)}}. \quad (2)$$

В соотношениях (1), (2) неизвестные комплексные амплитуды $V_{1(2)}^p$, $V_{1(2)}^z$ определяются из условий непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на поверхностях S_1 , S_2 и равенства нулю тангенциальных составляющих электрических полей на образующих вибраторов. Аппроксимирующие функции (1), (2)

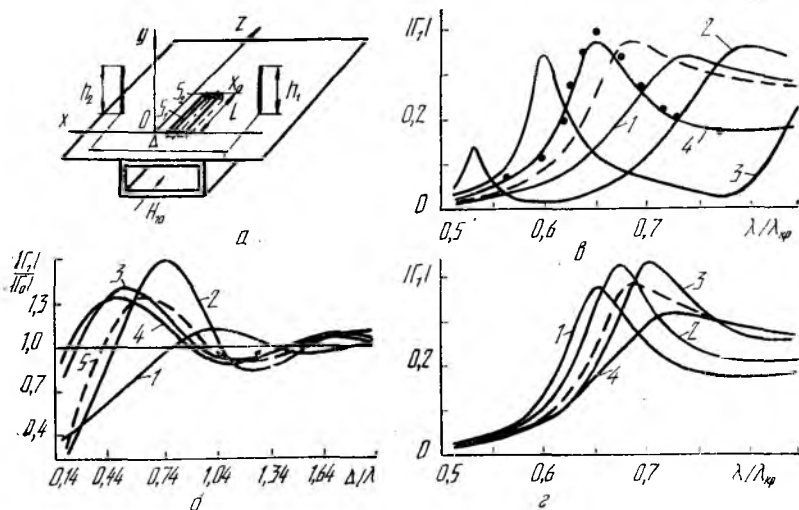


Рис. 1

обеспечивают правильное поведение магнитных и электрических токов на концах щели и вибраторов. Они оказываются оправданными, когда длина щели соизмерима с половиной длины волны λ , а высоты вибраторов не превосходят $\lambda/2$. Вариациями магнитного тока поперек щели и электрического по периферии вибраторов пренебрегаем ввиду узости щели ($d \ll L$) и тонкости вибраторов ($\rho \ll h$).

Интегродифференциальные уравнения, записанные на основании выполнения граничных условий для полей, путем процедуры Галеркина сводятся к системе четырех линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов $V_{1(2)}^p$, $V_{1(2)}^z$:

$$\begin{aligned} V_1^p R_{11} + V_2^p R_{21} + V_2^z R_1^H &= 0; & V_1^z R_{12} + V_2^z R_{22} + V_2^p R_2^H &= 0; \\ V_1^z Y_1^H + V_2^z Y_2^H + V_2^p (Y^e + Y_{22}^p) + V_1^p Y_{12}^p &= 0; & & \\ V_2^p Y_{21}^p + V_1^z (Y_{11}^p + Y^i) &= F. & & \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь Y^e , Y^i — внешняя и внутренняя проводимости щели; F — внутренняя магнитодвижущая сила [2; 3]. Формулы для собственных Y_{11}^p , Y_{22}^p и взаимных Y_{12}^p , Y_{21}^p проводимостей щели в резонаторе приведены в работе [4]. Отметим, что $Y_{11}^p = Y_{22}^p$, $Y_{12}^p = Y_{21}^p$.

Матричные коэффициенты R_{11} , R_{22} можно определить как собственные, а R_{12} , R_{21} — как взаимные сопротивления вибраторов. Они находятся численным интегрированием в приближении «линеаризованного» ядра, используемого в решении задач для тонкопроволочных антенн.

Запишем в явном виде выражения для собственных и взаимных сопротивлений вибраторов:

$$R_{11} = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \left\{ \left[k^2 - \left(\frac{\pi}{2h_j} \right)^2 \right] \int_0^{h_j} \cos \frac{\pi y}{2h_j} \int_0^{h_j} \cos \frac{\pi y'}{2h_j} \times \right. \\ \times \left(\frac{\exp \{-ik\sqrt{\rho^2 + (y - y')^2}\}}{\sqrt{\rho^2 + (y - y')^2}} + \frac{\exp \{-ik\sqrt{\rho^2 + (y + y')^2}\}}{\sqrt{\rho^2 + (y + y')^2}} \right) dy' dy + (4) \\ \left. + \frac{\pi}{2h_j} \int_0^{h_j} \cos \frac{\pi y'}{2h_j} \left(\frac{\exp \{-ik\sqrt{\rho^2 + (h_j - y')^2}\}}{\sqrt{\rho^2 + (h_j - y')^2}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\exp \{-ik\sqrt{\rho^2 + (h_j + y')^2}\}}{\sqrt{\rho^2 + (h_j + y')^2}} \right) dy' \right\};$$

$$R_{12} = \frac{1}{4\pi i \omega \epsilon} \left\{ k^2 \int_0^{h_1} \cos \frac{\pi y}{2h_1} \int_0^{h_2} \cos \frac{\pi y'}{2h_2} \left(\frac{\exp \{-ikr_{12}\}}{r_{12}} + \frac{\exp \{-ikr_{12}^*\}}{r_{12}^*} \right) dy' dy - \right. \\ \left. - \pi^2 \int_0^{h_1} \sin \frac{\pi y}{2h_1} \int_0^{h_2} \sin \frac{\pi y'}{2h_2} \left(\frac{\exp \{-ikr_{12}\}}{r_{12}} - \frac{\exp \{-ikr_{12}^*\}}{r_{12}^*} \right) dy' dy \right\}. (5)$$

Здесь

$$r_{12} = \sqrt{(x_1 - \rho - x_2)^2 + (y - y')^2 + (z_1 - z_2)^2}; \\ r_{12}^* = \sqrt{(x_1 - \rho - x_2)^2 + (y + y')^2 + (z_1 - z_2)^2};$$

j принимает значения 1 или 2; $k = 2\pi/\lambda$; $\omega \epsilon = k/120\pi$; (x_1, z_1) , (x_2, z_2) — координаты точек пересечения осей вибраторов с плоскостью (x, z) . Если рассматриваются вибраторы с одинаковыми радиусами, то $R_{12} = R_{21}$. В случае идентичных вибраторов $R_{11} = R_{22}$.

Безразмерные коэффициенты взаимной связи магнитного тока на щели и электрических на вибраторах $R_{1(2)}^H$, $Y_{1(2)}^H$ подобны исследованным в работе [5, с. 286], где для этих коэффициентов приведены таблицы. В отличие от работы [5] при определении $R_{1(2)}^H$, $Y_{1(2)}^H$ интегрированием поперек щели не пренебрегаем. В случае идентичных вибраторов, симметрично расположенных относительно оси щели, $Y_1^H = -Y_2^H$, $R_1^H = -R_2^H$.

Если в системе (3) коэффициенты $V_{1(2)}^B$ из двух первых уравнений выразить через V_2^B в явном виде

$$V_1^B = V_2^B \frac{R_2^H R_{21} - R_1^H R_{22}}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}}; \quad V_2^B = V_2^B \frac{R_1^H R_{12} - R_2^H R_{11}}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}} \quad (6)$$

и подставить их значения в третье уравнение системы, можно получить систему уравнений

$$V_2^B (Y^e + Y_{22}^B + \Delta Y^e) + V_1^B Y_{12}^B = 0; \quad V_2^B Y_{21}^B + V_1^B (Y_{11}^B + Y^i) = F, \quad (7)$$

которая отличается от ранее описанной [4] только наличием добавки к внешней проводимости щели ΔY^e . Выражение для ΔY^e , обусловленной взаимодействием по внешнему пространству щели и рассеивающих вибраторов, имеет вид

$$\Delta Y^e = \frac{Y_1^H (R_2^H R_{21} - R_1^H R_{22}) + Y_2^H (R_1^H R_{12} - R_2^H R_{11})}{R_{11} R_{22} - R_{12} R_{21}}. \quad (8)$$

Для идентичных вибраторов, расположенных симметрично относительно оси щели, выражение (8) упрощается:

$$\Delta Y^e = - \frac{2Y_1^H R_1^H}{R_{11} - R_{12}}. \quad (9)$$

В общем случае значения Y_1^H , R_1^H не равны друг другу. При $\rho \ll \lambda$ для расстояний между осью вибратора и осью щели $\Delta/2$, соизмеримых с длиной волны и больших ее, можно считать, что $Y_1^H \approx R_1^H$.

Комплексные амплитуды V_1^B , V_2^B , полученные из решения системы (7), используются для нахождения энергетических параметров щели в волноводе: коэффициентов отражения Γ_1 , прохождения Γ_{12} и излучения $|S_{\Sigma}|$, которые определяются в соответствии с работой [2]. Рассчитанные значения V_2^B , $V_{1(2)}^B$ позволяют найти решение внешней задачи для указанного типа излучателей. Для удобства анализа направленных свойств излучения целесообразно ввести сферическую систему координат (рис. 2, а). Используя известное выражение для электрического поля в дальней зоне, запишем компоненты поля излучения комбинированного вибраторно-щелевого излучателя с произвольным расположением вертикальных вибраторов

$$E_{\varphi} = \frac{ik\psi(R)}{4\pi} \left[\sum_{j=1}^2 W_0 V_j^B \sin \varphi \exp \{ ik(y_j \sin \theta \sin \varphi + z_j \cos \theta) \} \times \right. \\ \left. \times \frac{\pi \cos(kh_j \sin \theta \cos \varphi)}{h_j \left(\frac{\pi}{2h_j} \right)^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2} + \frac{4\pi V_2^B \sin \theta \cos \left(k \frac{L}{2} \cos \theta \right) \sin \left(k \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi \right)}{\left(\frac{\pi}{L} \right)^2 - (k \cos \theta)^2 \left(kL \frac{d}{2} \sin \theta \sin \varphi \right)} \right];$$

$$E_{\theta} = -\frac{ik\psi(R)}{4\pi} W_0 \cos \theta \cos \varphi \sum_{j=1}^2 V_j^B \frac{\pi}{2h_j} \times \quad (10)$$

$$\times \frac{\exp\{ik(y_j \sin \theta \sin \varphi + z_j \cos \theta)\} \cos(kh_j \sin \theta \cos \varphi)}{\left(\frac{\pi}{2h_j}\right)^2 - (k \sin \theta \cos \varphi)^2}.$$

Здесь $\psi(R)$ — функция сферической волны; W_0 — волновое сопротивление свободного пространства $W_0 = 120\pi$; (y_j, z_j) — координаты точек пересечения осей вибраторов с плоскостью (y, z) в новой системе координат.

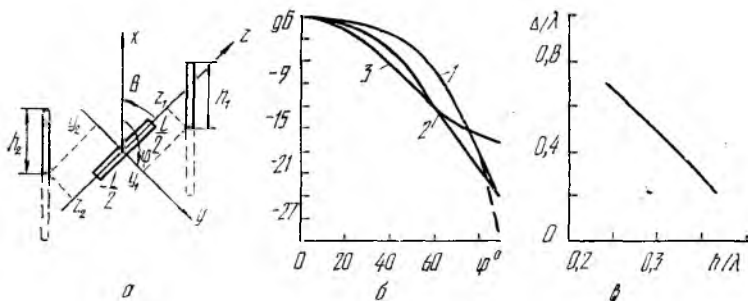


Рис. 2

На основании совместного решения внутренней и внешней задач проведены численные исследования в рабочем диапазоне частот волновода энергетических параметров и направленных свойств рассматриваемых вибраторно-щелевых излучателей. При расчетах предполагалось, что узкая продольная щель прорезана в широкой стенке толщиной 1 мм прямоугольного волновода стандартного сечения 23×10 мм, а радиусы вибраторов выбирались равными 0,17 мм.

На рис. 1, б представлены для фиксированного значения $\lambda = 32$ мм зависимости $|\Gamma_1|/|\Gamma_0|$ (Γ_0 — коэффициент отражения от щели в отсутствие вибраторов) от расстояния Δ между осями идентичных вибраторов, расположенных симметрично относительно оси щели на линии $z_0 = L/2$. Продольная щель длиной $L = 16$ мм и шириной $d = 1,5$ мм смещена от узкой стенки волновода на расстояние $x_0 = 2,5$ мм. Приведенные зависимости носят осциллирующий с затуханием характер. Например, при высоте вибраторов $h_{1(2)} = \lambda/2$ (кривая 4) абсолютные значения первых экстремумов достигают уровня 1,4; 1,06 при $\Delta \approx 0,48\lambda, 1,08\lambda$. Кривые, соответствующие разным высотам вибраторов, сдвинуты относительно друг друга. Максимальная амплитуда осцилляций наблюдается при высоте вибраторов $h_{1(2)} = \lambda/4$ (кривая 2). Кривая 1 соответствует высоте вибраторов $0,125\lambda$, кривая 3 — высоте $3\lambda/8$.

Для сравнения пунктирной кривой 5 нанесена зависимость для одиночного вибратора высотой $\lambda/4$. В этом случае под Δ следует понимать удвоенное расстояние от щели до вибратора. Два вибратора (кривая 2) сильнее, чем один, изменяют коэффициент отражения от щели. При этом характер зависимости $|\Gamma_1|/|\Gamma_0|$ от Δ сохраняется, хотя на близких расстояниях происходит взаимный сдвиг кривых 2, 5 в результате взаимодействия между вибраторами.

Из анализа полученных результатов следует, что наличие рассеивающих вибраторов заметно изменяет энергетические параметры щели в волноводе при условии $\Delta \ll 1,7\lambda$. Характер этого изменения существенно зависит от высоты вибраторов. При одних и тех же значениях Δ вибраторы в зависимости от их высоты могут как увеличить, так и уменьшить коэффициент отражения от щели (рис. 1, б).

Для выяснения причин этого явления рассмотрим диапазонные характеристики параметров вибраторно-щелевого излучателя. На рис. 1, в представлены зависимости $|\Gamma_1|$ от $\lambda/\lambda_{кр}$ для рассматриваемого излучателя при фиксированном $\Delta = 0,1203\lambda_{кр}$ и различных высотах $h_{1(2)}$, а на рис. 1, г — при фиксированном $h_{1(2)} = 12$ мм и разных Δ . Пунктирными кривыми (рис. 1, в, г) нанесена зависимость $|\Gamma_0|$ от $\lambda/\lambda_{кр}$. Кривые 1, 2, 3, 4 (рис. 1, в) соответствуют значениям, равным 4, 6, 8 и 12 мм, а на рис. 1, г — значениям Δ , равным $0,16\lambda_{кр}$, $0,207\lambda_{кр}$, $0,468\lambda_{кр}$ и $0,729\lambda_{кр}$.

Резонансные свойства щели сложным образом зависят от присутствия рассеивающих вибраторов: максимумы коэффициента отражения (и, как выяснилось, излучения) смещаются по частоте в одну или другую сторону в зависимости от высоты вибраторов (рис. 1, в) и расстояния Δ (рис. 1, г). Изменение высоты вибраторов гораздо сильнее влияет на резонансные свойства щели, чем изменение расстояния Δ . При некоторых высотах, например $h_{1(2)} = 6$ мм (кривая 2), в рабочем диапазоне волновода наблюдаются два максимума, наличие которых, по-видимому, можно объяснить воздействием активного и реактивного полей рассеивающих вибраторов на щель. Активное поле (поле переизлучения) подвозбуждает щель, реактивное — изменяет ее резонансные свойства. Когда реактивное поле вибраторов компенсирует реактивное поле щели (поле переизлучения вибраторов может быть невелико), наблюдается максимальное возбуждение щели изнутри волновода. В этом случае максимальное значение мощности, излучаемой щелью, сохраняется, как и в случае одиночной щели. С другой стороны, на резонансной частоте возбуждения вибраторов они более интенсивно воздействуют на щель вследствие роста амплитуд их полей переизлучения. Поэтому один из максимумов на кривой 2 (рис. 1, в) можно связать с полем переизлучения вибратора, другой — с действием его реактивного поля.

С уменьшением высоты вибраторов ($h_{1(2)} = 4$ мм, кривая 1) первый максимум, смещаясь в коротковолновую область, не попа-

дает в рабочий диапазон волновода. При увеличении высоты ($h_{1(2)} = 8$ мм, кривая 3) он смещается в сторону более длинных волн, а второй максимум начинает выходить за пределы длинноволновой части рабочего диапазона волновода. Дальнейшее увеличение высоты вибратора ($h_{1(2)} = 12$ мм, кривая 4) приводит к тому, что в диапазоне частот волновода наблюдается всего один максимум коэффициента отражения.

Значение реактивного поля вибраторов в области щели гораздо сильнее зависит от их высоты, чем от расстояния между вибраторами и щелью. В результате ее резонансные свойства меньше изменяются при изменении Δ , чем при изменении высоты вибраторов. Например, при изменении расстояния Δ от $0,12\lambda_{кр}$ до $0,47\lambda_{кр}$ (примерно в 4 раза) значение резонансной длины волны изменяется от $0,65\lambda_{кр}$ до $0,71\lambda_{кр}$ (рис. 1,2, кривые 1—3). Дальнейшее увеличение Δ до $0,8\lambda_{кр}$ (кривая 4) практически не меняет резонансную длину волны. Это объясняется тем, что с увеличением Δ реактивное поле уменьшается и соответственно не изменяет резонансных свойств щели. Изменение коэффициента отражения обусловлено преимущественно полем излучения вибраторов. Хорошее согласование расчетных и экспериментальных данных, полученных при $\Delta = 0,1203\lambda_{кр}$ и высоте вибраторов $h_{1(2)} = 12$ мм (рис. 1,3, кривая 4), подтверждает правильность решения внутренней задачи. Здесь ● — экспериментальные точки. Данная геометрия точно соответствует излучателю Клевина [1] при $\lambda = 32$ мм.

Направленные свойства вибраторно-щелевого излучателя исследовались в H -плоскости ($\varphi = 0^\circ$, $0^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$) и E -плоскости ($\theta = 90^\circ$, $-90^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). В этом случае кросс-компонента E_θ отсутствует. Если $\theta = 90^\circ$, имеем $E_\theta = 0$, так как $\cos \theta$ обращается в нуль, а при $\varphi = 0^\circ$ получаем $E_\theta = 0$ вследствие равенства амплитуд токов, возбуждаемых вдоль вибраторов, и их противофазности, что обеспечивается симметричным расположением вибраторов относительно оси щели.

Из выражения (10) для E_φ следует, что диаграмма направленности (ДН) излучателя в плоскости $\varphi = 0^\circ$ совпадает с ДН одиночной щели в отсутствие вибраторов. Эта диаграмма (рис. 2,б, штриховая линия) как функция угла $\varphi = 90^\circ - \theta$ почти во всем секторе углов совпадает с ДН в плоскости E (рис. 2,б, кривая 1), характеризующей ДН излучателя Клевина при значении λ , равном 32 мм. Сравнение полученных ДН с экспериментальными данными Клевина из работы [1] показало, что наши расчетные данные и экспериментальные результаты Клевина практически совпадают.

В результате анализа формы ДН вибраторно-щелевого излучателя в E -плоскости при изменении Δ для различных $h_{1(2)}$ оказалось, что однолепестковые ДН с достаточно низким уровнем излучения вдоль плоскости (не больше—16 дБ) можно получить и при других геометриях излучателя. Например, на рис. 2,б нанесены ДН для вибраторов высотой $h_{1(2)} = 10$ мм при $\Delta = 0,48\lambda$

(кривая 2) и для вибраторов высотой $h_{1(2)} = 8$ мм при $\Delta = 0,783\lambda$, когда $\lambda = 32$ мм, $L = \lambda/2$ (кривая 3). ДН показаны в пределах изменения угла $\varphi \in [0, 90^\circ]$, так как они являются симметричными относительно начала координат.

Зависимость между $h_{1(2)}$ и Δ , определяющими геометрию излучателей с подобными ДН на длине волны $\lambda = 32$ мм, представлена на рис. 2,з. Форма ДН практически сохраняется при изменении длины волны до 10 % и ширины щели в пределах $0,05L < d < 0,16L$. Данную зависимость можно использовать для моделирования вибраторно-щелевых излучателей типа Клэвина и при других значениях λ .

Список литературы: 1. *Clavin A., Huebner D. A., Kilburg F. J.* An improved element for use in array antennas // IEEE Trans. Antennas Propagat.— 1974.— AP-22.— P. 521—526. 2. *Фельд Я. Н., Бененсон Л. С.* Антенно-фидерные устройства.— М.: Б.и., 1959.— Т. 2.— 551 с. 3. *Лященко В. А., Яцук Л. П., Булгаков А. А.* Распределение поля в волноводно-щелевых излучателях // Вестн. Харьк. ун-та.— 1976.— № 138: Радиофизика и электроника.— Вып. 5.— С. 44—49. 4. *Яцук Л. П., Катрич В. А.* Учет конечной толщины стенки волновода при расчете параметров крестообразной щели // Вестн. Харьк. ун-та.— 1975.— № 130: Радиофизика и электроника.— Вып. 4.— С. 52—56. 5. *Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов / Под ред. Д. И. Воскресенского.*— М.: Сов. радио, 1972.— 318 с.

Поступила в редколлегию 26.03.86

УДК 621.396

В. А. УСИН, канд. техн. наук, С. В. КИРИЛЛОВ, Н. А. ШВЕДОВА

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН

Известные методы измерения диаграмм направленности (ДН) антенн в дальней зоне обладают рядом недостатков. Так, наземные методы, методы облета, радиоастрономические методы (особенно методы облета) являются неоперативными, сложными в организации и малоинформативными.

Свободны от перечисленных недостатков методы измерения параметров антенн в ближней зоне [1]. Они основаны на измерении амплитуды и фазы электромагнитного поля исследуемой антенны на некоторой замкнутой поверхности, охватывающей антенну, и последующем пересчете измеренного поля в дальнюю зону.

На практике ближнее поле антенн обычно измеряют на плоской, цилиндрической или сферической поверхности, что определяется условиями измерений, наличием механизмов перемещения СВЧ-зонда, видом аппаратуры измерения, обработки и др. В большинстве созданных измерительных комплексов ближнее поле определяют на плоской поверхности. Такие комплексы чаще всего стационарные, их подвижные варианты позволяют определять