

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

Препринт № 123

ФАЗОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД АНТЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В.И.Турчин

Н.М.Цейтлин

Горький - 1978 г.

При разработке и эксплуатации крупных, сложных и многофункциональных антенных систем большое внимание приходится уделять методам измерения и контроля их параметров. Наряду с облетным [1, 2], радиоастрономическим и радиометрическим [3] методами и методом фокусировки зеркальных антенн на источник в ближней зоне [4-7],^{+) в последние годы успешно развивается фазометрический метод антенных измерений.}

Метод состоит в следующем. Вначале измеряют пространственное распределение амплитуды и фазы поля вблизи от антенны. После этого, имея полную информацию о распределении ближнего поля антенны на некоторой поверхности, можно рассчитать распределение электромагнитного поля антенны во всем пространстве и, в частности, получить диаграмму направленности антенны, т.е. распределение поля на бесконечности, либо амплитудно-фазовое распределение поля по раскрытию антенны. Из этих же измерений можно получить и энергетические характеристики излучения антенны.

Фазометрический метод, таким образом, содержит два этапа: измерение пространственного распределения

^{+) В литературе используются также названия "радиоголографический метод", "метод определения характеристик антенн по измерениям в ближней зоне" и т. п.}

амплитуды, фазы и, в общем случае, поляризацій ближнего поля и преобразование (обработку) измеренных данных.

Как правило, измерения ближнего поля производятся с помощью слабонаправленной измерительной антенны,

механически перемещаемой относительно исследуемой антенны (подробнее см. разд. 5); совокупность ее положений в пространстве относительно исследуемой антенны образует некоторую поверхность, которую в дальнейшем мы будем называть поверхностью сканирования (в основном используются три типа поверхностей: плоская, сферическая и цилиндрическая). Сигнал на выходе измерительной антенны, рассматриваемый как функция ее пространственного положения, характеризует распределение ближнего поля исследуемой антенны на поверхности сканирования. Обработка данных измерений обычно выполняется на ЭВМ по программам, составленным на основании различных соотношений, связывающих ближнее и дальнее поля.

Практически сейчас оформились следующие варианты фазометрического метода: а) зондовый метод [8-12], в котором распределение ближнего поля измеряется на плоскости, отстоящей на несколько длин волн от исследуемой антенны (планарные измерения), а диаграмма направленности находится как преобразование Фурье измеренных данных; б) метод измерения ближнего поля на цилиндрической либо сферической поверхности с последующим вычислением диаграммы направленности путем разложения по собственным модам [13-18]; в) метод измерения ближнего поля на участке криволинейной поверхности в зоне Френеля исследуемой антенны с последующим определением диаграммы направленности путем применения интегрального преобразования Френеля к набору измеренных данных [19-24].

Хотя принципиальная сторона фазометрического метода достаточно очевидна, для практической его реализации необходимо решение большого числа как чисто технических, так и теоретических вопросов. Сюда относятся, во-первых, разработка удобных в вычислительном плане соотношений, связывающих ближнее и дальнее поля. Во-вторых, как правило, требуется тщательный анализ различных методических особенностей (например, дискретности перемещения измерительной антенны, ограниченных размеров участка поверхности сканирования, на котором выполняются измерения, и т.д.). В-третьих, требуется разработка практических способов измерения (сканирования) ближнего поля и соответствующей измерительной аппаратуры, а также эффективных алгоритмов и программ обработки на ЭВМ. В-четвертых, необходимо исследование связи погрешностей измерения ближнего поля с погрешностью восстановления диаграммы направленности, откуда должны следовать требования к допустимым погрешностям измерений. Наконец, необходима экспериментальная проверка метода на различных типах антенн.

Ниже приводится обзор основных результатов, полученных при решении перечисленных проблем.

1. Основные соотношения

Рассмотрим соотношения, связывающие диаграмму направленности с результатами измерений в ближней зоне. При этом будем считать, что а) измерения ближнего поля производятся в каждой точке \vec{x}_s гладкой замкнутой или продолжающейся в бесконечность поверхности сканирования S ; результатом измерений является комплексная функция $\vec{E}^{изм}(\vec{x}_s)$, $\vec{x}_s \in S$ (компоненты вектора $\vec{E}^{изм}$ определяются значениями сигнала на выходе измерительной антенны при двух различных ее ориентациях, различающихся, например, поворотом E - плоскости на 90°); б) результат измерений представляет

собой распределение на S тангенциальной компоненты \vec{E}_τ ближнего поля, как если бы измерительная антенна являлась элементарным электрическим диполем, ориентированным во время движения по касательной к поверхности сканирования⁺); в) во внешнем пространстве отсутствуют источники излучения, рассеивающие тела и так далее.

В рамках такой модели искомая диаграмма направленности должна находиться как решение краевой задачи для однородных (без источников) уравнений Максвелла, удовлетворяющее условию излучения и краевому условию $\vec{E}_\tau = \vec{E}^{УЗМ}$ на S .

Для решения этой задачи используются два способа: интегральный [37, 45], сводящийся практически к вычислению интегрального преобразования от $\vec{E}^{УЗМ}$, и метод разложения по собственным модам [7, 13-18, 25], основанный на разложении $\vec{E}^{УЗМ}$ в ряды по ортогональной системе частных решений уравнений Максвелла.

Рассмотрим вначале первый способ. Представим диаграмму направленности $f(\vec{\alpha})$ (единичный вектор $\vec{\alpha}$ характеризует угловое направление) в виде линейного интегрального преобразования от измеренных данных; такое соотношение, очевидно, может иметь вид

$$f_e(\vec{\alpha}) = \iint_S \vec{E}^{УЗМ}(\vec{x}_s) \vec{f}_e(\vec{x}_s, \vec{\alpha}) d^2 \vec{x}_s, \quad (1)$$

где f_e — проекция векторной диаграммы на произвольный орт \vec{e} , а \vec{f}_e — ядро интегрального преобразования⁺⁺).

+) Ниже будет рассмотрена корректность такого условия.

++) Заметим, что \vec{f}_e по существу представляет собой поверхностную функцию Грина однородных уравнений Максвелла, а сам рассматриваемый интегральный метод — общеизвестный метод решения краевой задачи с использованием функций Грина.

Используя теорему взаимности, можно показать (см. [26, 45]), что

$$\vec{J}_e(\vec{x}_s, \vec{a}) = \frac{2i}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{\vec{x}, \vec{a}}^{\text{пов}} (\vec{x}_s) \quad (2)$$

где $\int_{\vec{x}, \vec{a}}^{\text{пов}}$ — распределение тока, наведенного плоской волной на идеально проводящем теле, поверхность которого совпадает с поверхностью сканирования S , λ — длина волны, $\sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ — импеданс свободного пространства.

Таким образом, чтобы найти ядро интегрального преобразования (1) нужно решить дифракционную задачу о распределении тока $\int_{\vec{x}, \vec{a}}^{\text{пов}} (\vec{x}_s)$, наведенного на поверхности S идеально проводящего тела плоской волной с единичной амплитудой электрического поля \vec{E} ($|\vec{E}| = 1$), падающей с направления \vec{a} . Строгое решение дифракционной задачи для произвольной геометрии поверхности представляет в общем случае математические трудности, однако для ряда тел с простой геометрией (плоскость, цилиндр, сфера, параболоид вращения и т. д.) эти решения известны [27, 28], т.е. в этих случаях известны также аналитические выражения для $\vec{J}_e(\vec{x}_s, \vec{a})$.

В случае плоской поверхности сканирования $z = 0$ в декартовой системе координат x, y, z

$$\vec{J}(\xi, \eta) = -\frac{i}{\lambda} \left[(\sqrt{1-\eta^2} S_x(\xi, \eta) + \frac{\xi \eta}{\sqrt{1-\eta^2}} S_y(\xi, \eta)) \vec{\alpha}_0 + \sqrt{1-\eta^2} S_y(\xi, \eta) \vec{\beta}_0 \right], \quad (3)$$

$$S_{x,y}(\xi, \eta) = \iint_{\text{изм}} E_{x,y}(x, y) e^{-2\pi i \left(\frac{\xi x + \eta y}{\lambda} \right)} dx dy, \quad \zeta = \sqrt{1-\xi^2-\eta^2}$$

где ξ, η - проекции \vec{x} на оси $x, y, \vec{\alpha}_0, \vec{\beta}_0$ - орты, ориентированные вдоль параллелей и меридианов сферической системы координат, полярная ось которой совпадает с осью y . Определение диаграммы направленности сводится, по существу, к вычислению преобразований Фурье от E_{x3M}, E_{y3M} - компонент поля на плоскости сканирования. Этот факт хорошо известен (см., например, [29]). Таким образом, с точки зрения простоты обработки случай планарных измерений является наиболее выгодным, поскольку преобразование Фурье наиболее эффективно реализуется на ЭВМ или с помощью аналоговых оптических устройств.

В случае криволинейной поверхности сканирования точные выражения для $\vec{J}_e(\vec{x}, \vec{x}_s)$ носят весьма сложный и громоздкий характер (см., например, [45], где приводится функция Грина для сферической поверхности). Однако, поскольку радиус кривизны поверхности сканирования, как правило, велик по сравнению с длиной волны, в качестве \vec{J}_e может быть использовано общеизвестное асимптотическое приближение для распределения тока на гладком выпуклом теле [26] (см. также [28]):

$$\vec{J}_e \sim \begin{cases} 2[\vec{n} \vec{h}^{nag}] & \text{на "освещенной" стороне } S \\ 0 & \text{на "теневого" стороне } S \end{cases} \quad (4)$$

\vec{h}^{nag} - распределение магнитной компоненты поля плоской волны на S , \vec{n} - нормаль к S . При подстановке (4) в (1), (1) приобретает вид

$$\vec{f}(\vec{x}) = -\frac{i}{\lambda} \iint_{S_{осв}} [\vec{x} [\vec{n} \vec{E}^{u3M}(\vec{x}_s)]] e^{-ik(\vec{x}, \vec{x}_s)} d^2 \vec{x}_s, \quad (5)$$

где $S_{осв}$ — "освещенная" часть поверхности S . Приближение (4) позволяет записать (1) в явном виде для поверхности сканирования с произвольной геометрией⁺⁾ . Как показано в [45], погрешность вычислений, определяемая приближенным характером (5), в большинстве случаев мала и (5) можно использовать для расчета диаграмм направленности практически в полном телесном угле.

Рассмотрим более подробно (5) на примере сферической поверхности⁺⁺⁾. В этом случае

$$f_{\theta}(\theta, \varphi) = -\frac{iR}{\lambda} \iint_{S_{осв}} \left\{ \begin{array}{l} \cos(\varphi' - \varphi) E_{\theta}^{uzm}(\theta', \varphi') + \cos\theta' \sin(\varphi' - \varphi) E_{\varphi}^{uzm}(\theta', \varphi') \\ - \cos\theta \sin(\varphi' - \varphi) E_{\theta}^{uzm}(\theta', \varphi') + (\sin\theta \sin\theta' + \\ + \cos\theta \cos\theta' \cos(\varphi' - \varphi)) E_{\varphi}^{uzm}(\theta', \varphi') \end{array} \right\} \times \quad (6)$$

$$\times \exp\{ikR [1 - \cos\theta' \cos\theta - \sin\theta' \sin\theta \cos(\varphi' - \varphi)]\} \sin\theta' d\theta' d\varphi',$$

здесь $\theta', \varphi', \theta, \varphi$ — полярный и азимутальный углы в

⁺⁾ Отметим, что близкий к (5) результат может быть получен, если воспользоваться для вычислений векторным интегралом Кирхгофа, как это было предложено в [37], одна, задавая при этом априорную связь между электрической и магнитной компонентами поля на S . Рассмотрение на основе функций Грина позволяет получить (5) более корректным образом.

⁺⁺⁾ Сферическая поверхность сканирования реализуется, когда измерительная антенна закреплена неподвижно, а исследуемая антенна установлена на полноповоротном устройстве.

ближней и дальней зонах, R - радиус сферы. Интегрирование в (6) производится по полусфере $S_{00\theta}$; углы θ, φ' при этом меняются в пределах

$$0 \leq \varphi' < 2\pi, \quad 0 \leq \theta \leq \arcsin(\operatorname{ctg} \theta \cos(\varphi' - \varphi)).$$

При переходе от (5) к (6) было также принято, что данные измерений пропорциональны угловому распределению тангенциальной компоненты ближнего поля, вследствие чего в (6) был введен множитель e^{ikR}/R . При этом \overline{E}^{uzm} и \overline{f} приобретают одинаковые размерности, что позволяет вычислить относительное падение коэффициента усиления при приеме излучения из ближней зоны как отношение максимальных значений $|\overline{E}^{uzm}|^2$ и $|\overline{f}|^2$. Тем самым может быть восстановлена величина коэффициента усиления антенны, если предварительно был измерен ее коэффициент усиления в ближней зоне⁺⁾ . Далее, по известным коэффициенту усиления и форме диаграммы в некотором телесном угле, не представляет труда вычисление рассеяния вне этого телесного угла [30].

Отметим, что выражение (6) может быть сравнительно легко модифицировано на случай, когда оси опорно-поворотного устройства не пересекаются, т.е. измерения выполняются на поверхности эллипсоидального типа [31].

В случае, когда достаточно восстановить диаграмму в небольшом телесном угле (разность углов $\theta' - \theta$, $\varphi' - \varphi$ мала), (6) может быть приближенно представлено в виде преобразования Френеля:

⁺⁾ Последнее легко может быть выполнено традиционными методами, например, с помощью эталонной антенны или "холодных" эталонов излучения [3].

$$f_{\theta, \varphi}(\xi, \eta) = -\frac{iR}{\lambda} \iint E_{\theta, \varphi}^{изм}(\xi', \eta') e^{i\pi \frac{R}{\lambda} [(\xi' - \xi)^2 + (\eta' - \eta)^2]} d\xi' d\eta', \quad (7)$$

где ξ, η - проекции вектора \vec{x} на плоскость, перпендикулярную направлению на центр области сканирования: $\xi' - \xi \approx (\varphi' - \varphi) \sin \theta_0$, $\eta' - \eta \approx \theta - \theta'$, $\pi/2 - \theta_0$ - угловая высота центральной точки области сканирования. Поскольку (7) сводится к преобразованию Фурье, обработка по формуле (7) может быть выполнена столь же эффективно, как и в случае планарных измерений.

Выражение (7) широко используется [19-24] для вычисления диаграмм в небольшом секторе углов при условии $R > D_A$ - размера исследуемой антенны. Как показано в [32], применение (7) для вычислений диаграммы в секторе углов $\pm \theta_B$ допустимо, если

$$\sin \theta_B \approx \sqrt{\frac{R\lambda}{2D_A^2}} - \frac{D_A}{4R}. \quad (8)$$

Выражение типа (6) или (7) легко могут быть получены из (5) и для других видов поверхности сканирования, например, цилиндрической или конической.

Для решения рассматриваемой краевой задачи наряду с интегральным методом используется также метод Фурье, получивший в зарубежной литературе применительно к антенным измерениям название метода разложения по собственным модам.

Применительно к задаче восстановления диаграммы направленности этот метод специально рассматривался для плоской [33, 9, 25], цилиндрической [13, 16, 25] и сферической [14, 15, 17, 18, 25] поверхностей сканирова-

ния. Практически метод разложения по собственным модам выглядит следующим образом. Набор измеренных данных $\vec{E}^{uzm}(u_1, u_2)$ (u_1, u_2 - координаты на поверхности сканирования) разлагается в спектр $a_{nm}^{(i)}$, $a_{nm}^{(2)}$ по системе частных решений однородных уравнений Максвелла $\vec{A}_{nm}^{(i)}(u_1, u_2, u_3)$ ($i=1,2$), ортогональных на координатной поверхности $u_3 = \text{const} = U$ *) которая совпадает с поверхностью сканирования S +);

$$a_{nm}^{(i)} = \frac{1}{N_{nm}^{(i)}(U)} \iint_S \vec{E}^{uzm}(u_1, u_2) \vec{A}_{nm}^{(i)}(u_1, u_2, U) ds, \quad i=1,2, \quad (9)$$

$N_{nm}^{(i)}(U)$ - норма $\vec{A}_{nm}^{(i)}$ на поверхности S . Поле вне поверхности S представляется далее в виде разложения по функциям $\vec{A}_{nm}^{(i)}$ с уже известными коэффициентами разложения $a_{nm}^{(1)}, a_{nm}^{(2)}$:

$$\vec{E}(u_1, u_2, u_3) = \sum_{i=1}^2 \sum_{n,m} a_{nm}^{(i)} \vec{A}_{nm}^{(i)}(u_1, u_2, u_3).$$

При переходе к дальней зоне (полю на сфере бесконечного радиуса $r \rightarrow \infty$) используются асимптотические выражения для частных решений $\vec{A}_{nm}^{(i)}$:

$$\vec{A}_{nm}^{(i)}(u_1(r, \theta, \varphi), u_2(r, \theta, \varphi), u_3(r, \theta, \varphi)) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \frac{e^{ikr}}{r} \vec{\alpha}_{nm}^{(i)}(\theta, \varphi),$$

*) Спектр является дискретным для замкнутых поверхностей и непрерывным для поверхностей, продолжающихся в бесконечность.

и соответствующий ряд для угловой зависимости поля-
 диаграммы направленности $\overline{f}(\theta, \varphi)$ — приобретает вид

$$\overline{f}(\theta, \varphi) = \sum_{i=1}^2 \sum_{n,m} a_{nm}^{(i)} \alpha_{nm}^{(i)}(\theta, \varphi). \quad (10)$$

Для плоской поверхности сканирования $z = 0$ в декартовой системе координат x, y, z вычисление диаграммы направленности сводится, по существу, к вычислению преобразования Фурье от $\overline{E}^{uzm}(x, y)$. Для цилиндрической поверхности сканирования $\rho = R$ в цилиндрической системе координат ρ, φ, z вычисления оказываются сложнее: коэффициенты $a_{nm}^{(i)}$ находятся с помощью преобразования Фурье от $\overline{E}^{uzm}(\varphi, z)$, но ряд (10) уже не удается полностью свести к ряду Фурье.

Для сферической поверхности вычисления становятся весьма громоздкими, что связано со сложностью разложения \overline{E}^{uzm} по сферическим волновым функциям (последние образуются линейной комбинацией присоединенных полиномов Лежандра $P_n^m(\cos\theta)$ и тригонометрических функций $e^{in\varphi}$). Аналитические выражения для функции $\overline{A}_{nm}^{(i)}$ в случае цилиндрической и сферической поверхностей сканирования см. в [16, 25] и [15-18, 25], а также в [34].

Сравнивая два метода определения диаграммы направленности, отметим, что интегральный метод представляется более удобным для вычислений, чем метод разложения по собственным модам. Это связано, прежде всего, с возможностью использования в первом случае приближенных выражений для функций Грина, упрощающих вычисле-

+) В этом случае процедура определения диаграммы полностью совпадает с рассмотренным выше интегральным способом.

++) Спектр $a_{nm}^{(i)}$ в этом случае является дискретным по индексу n , соответствующему угловой координате φ , и непрерывным по индексу m , соответствующему координате z .

ния, особенно для сферической поверхности сканирования. Кроме того, использование интегральных соотношений облегчает анализ фазометрического метода.

2. Методика измерений ближнего поля

При проведении измерений имеют место различные отклонения от принятой выше идеализации. Например, ближнее поле измеряют только на ограниченном участке поверхности сканирования; измерительную антенну перемещают дискретно, т.е. осуществляется пространственная дискретизация ближнего поля; измерительная антенна отлична от элементарного электрического диполя и т.д.

Анализ этих особенностей большинство авторов проводит путем переноса соответствующих методических ошибок на раскрыв исследуемой антенны. Физическая сущность такого подхода, по-видимому, может быть сформулирована достаточно наглядно, если воспользоваться понятием апертуры, синтезируемой на поверхности сканирования.

Будем считать, что исследуемая антенна работает на прием (см. левую часть рис. 1). Тогда для каждого n -го пространственного положения излучателя (измерительной антенны) мы измеряем сигнал $E_n^{(i)}$ на выходе исследуемой антенны A , а затем для получения i -го значения диаграммы $f^{(i)}$ в соответствии с (1) суммируем измеренные значения сигнала с весовыми коэффициентами $\gamma_n^{(i)}$. Подобную процедуру (как показано на правой части рис. 1) можно рассматривать [35] как синтез апертуры (решетки) излучателей с комплексными амплитудами возбуждения $\gamma_n^{(i)}$, излучение которой создает на выходе исследуемой антенны сигнал $f^{(i)}$. Поскольку для того, чтобы измерить диа-

^{+) Для простоты пренебрежем пока векторным характером поля.}

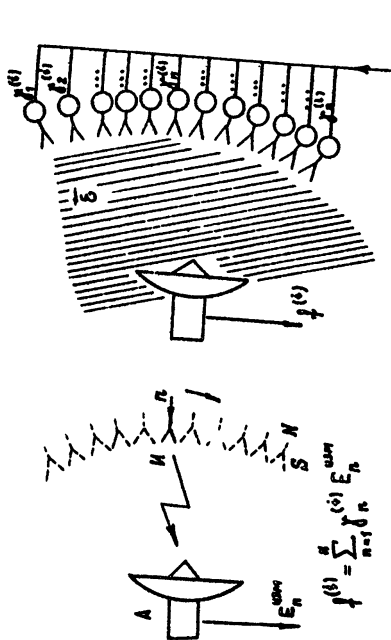


Рис. 1. Синтез апертуры по поверхности сканирования. Слева показана процедура измерений, справа показана эквивалентная решетка излучателей с комплексными амплитудами возбуждения $\delta_n^{(i)}$, создающая на раскрыве исследуемой антенны поле $\vec{E}^{(i)}$ — плоскую волну.

димму направленности, необходимо последовательно облучать исследуемую антенну плоской волной, падающей с интересующих нас угловых направлений $\vec{\alpha}_i$, амплитуды возбуждения $\gamma_n^{(i)}$ элементов синтезированной апертуры должны быть подобраны так, чтобы поле излучения имело в окрестности исследуемой антенны плоский фазовый фронт, распространяющийся в направлении $\vec{\alpha}_i$. Последнее условие может быть использовано для проверки правильности выбора вида $\gamma_n^{(i)}$, размеров апертуры, плотности заполнения ее элементами (т.е. дискретизации измерений) и т.д. Процедура этой проверки заключается в следующем: мы должны рассчитать пространственное распределение поля синтезированной апертуры и убедиться, что в пределах раскрыва исследуемой антенны оно близко к полю плоской волны, падающей с направления $\vec{\alpha}_i$ (отклонения от синфазности волнового фронта, неравномерность амплитудного распределения и т.д. находятся в пределах, обычно допускаемых в антенной технике).

Если измерительная антенна представляет собой элементарный электрический диполь, то поле синтезируемой апертуры \vec{E} определяется как поле, созданное распределенным по поверхности S источником — электрическим током \vec{j}_0 (+), т.е.

$$\vec{E}(\vec{x}, \vec{\alpha}) = (\text{grad div} + \Delta^2) \iint_S \vec{j}_0(\vec{\alpha}, \vec{x}_s) \frac{e^{ik|\vec{x} - \vec{x}_s|}}{|\vec{x} - \vec{x}_s|} d^2 \vec{x}_s, \quad (11)$$

*) Векторный характер амплитуд возбуждения определяется следующим обстоятельством. Как отмечалось выше, компоненты вектора $\vec{E}^{\text{изм}}$ представляют собой значения сигнала на выходе измерительной антенны при одном и том же ее пространственном положении, но с различной ориентацией. Таким образом, поле \vec{E} представляет собой сумму полей двух решеток, различающихся ориентацией элементов. Компоненты вектора \vec{j}_0 представляют собой амплитуды возбуждения элементов этих двух решеток.

При подстановке в (11) точного выражения для \vec{E}_e (2) \vec{E} в точности совпадает с пространственным распределением поля в плоской волне: $\vec{E} = \vec{E} e^{-ik(\vec{x} \cdot \vec{z})}$. Если в качестве \vec{E}_e используется приближение (4), то (11) асимптотически совпадает с полем плоской волны (с относительной погрешностью порядка λ/R_S , R_S - радиус кривизны S , которой практически можно пренебречь). Тем самым можно считать, что выражение (4) определяет такое распределение амплитуды, фазы и поляризации в синтезированном криволинейном излучателе, которое обеспечивает синфазный в направлении \vec{z} фронт излучения. Поскольку амплитуда и фаза \vec{E}_e меняются плавно, а размеры области сканирования много больше длины волны, анализ структуры поля может практически целиком проводиться в рамках геометрической оптики, что позволяет, без сложных расчетов выявлять его характерные особенности в пределах апертуры исследуемой антенны.

С учетом вышесказанного, рассмотрим перечисленные особенности фазометрического метода.

Выбор размеров области сканирования

В первом приближении можно считать, что ближнее поле апертуры конечных размеров, сфазированной в направлении \vec{z} , равно нулю вне области прожекторного луча - геометрического продолжения апертуры в направлении \vec{z} , и имеет асимптотически плоский фазовый фронт внутри этой области (см. рис. 2). При этом как следует из рис. 2, размеры области сканирования (размеры синтезированной апертуры) должны быть выбраны так, чтобы при вычислении диаграммы направленности в интересующем нас секторе углов $\pm \theta_0$, ограниченном угловыми ориентациями \vec{z}_1 и \vec{z}_2 , раскрыв исследуемой антенны все время оставался внутри области прожекторного луча. Штриховыми линиями около лучей, ориентированных вдоль \vec{z}_1 и \vec{z}_2 на рис. 2 показаны раз-

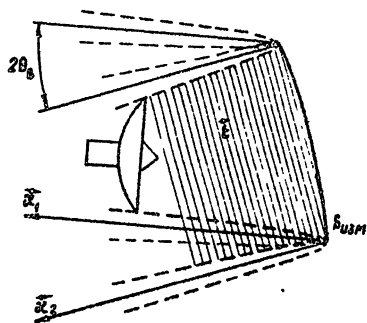


Рис. 2. Структура поля синтезированной апертуры в случае ограниченных размеров области сканирования S_u .

меры области Френеля, где поле синтезированной апертуры $\tilde{\epsilon}$ уже отлично от поля плоской волны. Непосредственные вычисления размеров области сканирования $D_{\text{УЗМ}}$ могут быть произведены на основании очевидных геометрических построений. Например, для восстановления диаграммы направленности внутри сектора углов в случае плоской поверхности сканирования имеем [12, 23, 32, 36-41]

$$D_{\text{УЗМ}} = D_A + 2z \operatorname{tg} \theta_B + O(\sqrt{\lambda z}), \quad (12)$$

где D_A — размер раскрыва исследуемой антенны, z — расстояние до плоскости сканирования. В случае сферической поверхности сканирования

$$\theta_{\text{УЗМ}} = \theta_B + \arcsin\left(\frac{D_A}{2R} \cos \theta_B\right) + O\left(\sqrt{\frac{\lambda}{R}}\right), \quad (13)$$

где $\pm \theta_{\text{УЗМ}}$ — угловые размеры области сканирования, R — радиус сферы. Добавок $O(\sqrt{\lambda z})$ или $O(\sqrt{\lambda/R})$ в (12), (13) указывает на то, что поле синтезированной апертуры уже нельзя считать близким к полю плоской волны на расстоянии порядка нескольких зон Френеля от границ прожекторного луча (см. рис. 2); рассматриваемый добавок, например, в случае плоской поверхности сканирования может быть представлен в виде

$$O(\sqrt{\lambda z}) = \epsilon \frac{\sqrt{\lambda z}}{\cos^{3/2} \theta_B}, \quad (14)$$

где ϵ — числовой параметр порядка нескольких единиц. Величина его, по существу, определяет погрешность

восстановления диаграммы направленности внутри сектора углов $\pm \theta_B$, связанную с ограниченными размерами области сканирования. Расчеты этой погрешности, выполненные в [32, 36, 41, 43], показывают, что практически допустимая величина порядка 10% имеет место при $\epsilon \approx 1,5 - 2$.

Выбор шага измерений ближнего поля

Измерения ближнего поля с дискретом ΔX_{uzm} (интеграл (5) при этом заменяется эквивалентной суммой) очевидно соответствуют синтезу на поверхности сканирования решетки точечных излучателей. Поле решетки, как известно, содержит дифракционные порядки (см. рис. 3), ориентированные в случае плоской поверхности сканирования под углами θ_m (m - номер дифракционного порядка),

$$\sin \theta_m = \sin \theta + \frac{m\lambda}{\Delta X_{uzm}}, \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (15)$$

Очевидно, следует выбирать шаг измерений так, чтобы на раскрыв исследуемой антенны попадал лишь нулевой дифракционный порядок. Из этого условия и очевидных геометрических соотношений между взаимным пространственным расположением дифракционных порядков поля синтезированной решетки и раскрыва исследуемой антенны получаем [43, 44]

$$\Delta X_{uzm} \leq \frac{\lambda}{\sin \theta_B + \sin \psi}, \quad (16)$$

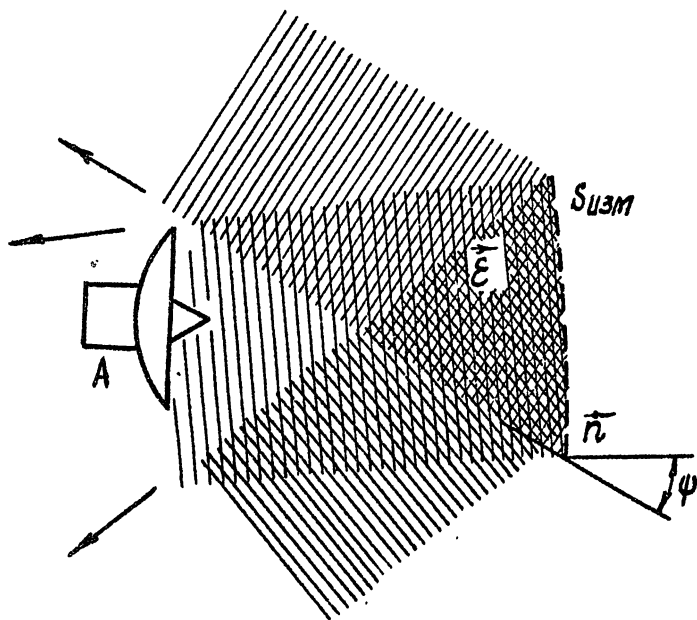


Рис. 3. Структура поля синтезированной апертуры (решетки) с учетом пространственной дискретизации измерений. На рисунке показаны дифракционные порядки поля $\underline{0}$ нулевой и $\underline{\pm}$ первые.

где $\psi = \text{arctg}(2Z / (D_A + D_{\text{изм}}))$ (см. рис. 3).

Если расстояние Z до поверхности сканирования мало (порядка нескольких длин волн), а $\theta_B \approx 90^\circ$, необходимо вообще исключить дифракционные порядки из области видимых углов, что соответствует шагу измерений $\Delta X_{\text{изм}} \approx \lambda/2$ (как обычно и делается в зондовом методе). Напротив, при больших расстояниях до поверхности сканирования ($Z > D_{\text{изм}}$) (16) можно приближенно представить в виде

$$\Delta X_{\text{изм}} \approx \frac{\lambda Z}{D_{\text{изм}}} \quad (17)$$

Оценки погрешности восстановления диаграммы, обусловленные дискретностью, см. в [42, 43]. Заметим, что выражения (15) для угловой ориентации лучей в дифракционных порядках (а вместе с ним и оценка (16)) справедливы, строго говоря, только для плоской поверхности сканирования, т.к. в случае криволинейной поверхности дифракционные порядки представляются пучками непараллельных лучей. Однако величина угловой сходимости (или расходимости) лучей относительно невелика [44] и выражение (16) может быть практически использовано и для криволинейных поверхностей сканирования.

Если дифракционные порядки попадают на раскрыв антенны, то вычисленная диаграмма будет представлять собой сумму диаграмм, смещенных относительно центральной на величину $\theta_m = \text{arcsin}(m\lambda / \Delta X_{\text{изм}})$. Если по мере роста номера боковые лепестки монотонно спадают, то погрешность из-за "перекрывания" диаграммы может быть относительно невелика; при этих предположениях шаг измерений может быть выбран в виде

$$\Delta X_{\text{изм}} \approx \frac{\lambda}{\sin \theta_p} \quad (18)$$

где θ_p - необходимое угловое смещение "рядков" диаграмм.

В частности, как рекомендовано в [12], можно принять $\sin \theta_p \approx 2 \sin \theta_B$, т.е. на краю сектора восстановления к значению диаграммы в угловом направлении $\theta = \theta_B$ добавится ее значение в угловом направлении $\theta = -\theta_B$; в этом случае можно ожидать погрешности восстановления уровня бокового лепестка до 50-100% (2 + 3 дБ), что по-видимому, может оказаться допустимым особенно при малых уровнях лепестков.

Учет направленности измерительной антенны

Будем считать, что исследуемая антенна находится в дальней зоне измерительной антенны. Поскольку поле синтезированной апертуры в геометрическом приближении представляется системой лучей, ориентированных в направлении \mathcal{K} , то из-за диаграммы направленности измерительной антенны амплитуда лучей может ослабляться по мере отклонения направления \mathcal{K} от нормали к поверхности сканирования (см. рис. 4), которая обычно совпадает с электрической осью измерительной антенны.

Допустимую ширину диаграммы направленности для интересующих нас направлений можно оценить из условия, чтобы изменение амплитуды поля синтезированной апертуры в пределах раскрытия исследуемой антенны составляло не более 5-10%. Если сканирование осуществляется вдоль плоской поверхности, то сектор восстановления диаграммы будет ограничен размерами главного лепестка диаграммы измерительной антенны [33] (строгие соотношения, см. в [25, 33]) Этот эффект менее выражен в случае криволинейной поверхности сканирования; например, для сферической поверхности при ширине диаграммы измерительной антенны, много большей D_A / R , диаграмма исследуемой антенны может быть восстановлена в полном телесном угле.

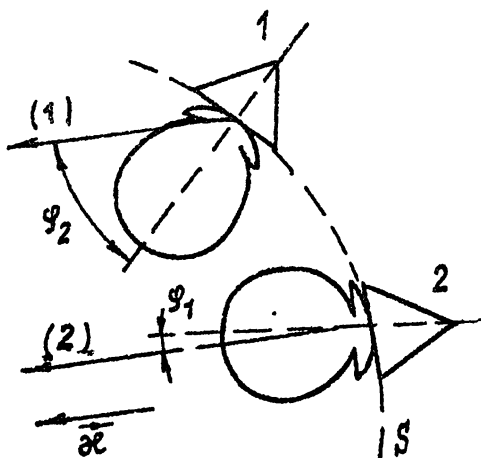


Рис. 4. Учет направленности измерительной антенны. Лучам 1 и 2, ориентированным в направлении $\vec{\alpha}$, соответствуют положения 1 и 2 измерительной антенны. Амплитуда первого луча пропорциональна $f_{изм}(\theta_1)$, второго $-f_{изм}(\theta_2)$ ($f_{изм}(\theta)$ — диаграмма измерительной антенны).

Используя вышеизложенную методику, можно строить специальные способы обработки, учитывающие реальные условия проведения измерений. Например, при известной диаграмме направленности измерительной антенны ее влияние может быть скорректировано в процессе обработки путем соответствующего видоизменения $\vec{f}_e(\vec{\alpha}, \vec{\alpha}_s)$. Методика такой коррекции подробно разработана в [25, 33, 45] применительно к методу разложения по собственным модам. Направленность измерительной антенны может играть и положительную роль, т.к. за счет нее ослабляются дифракционные порядки, возникающие из-за пространственной дискретности измерений. Тем самым за счет сужения сектора восстановления может быть увеличен шаг измерений и снижен общий объем измеренных данных. В частности, в [9] для планарных измерений был предложен метод обработки, заключающийся, по существу, в синтезе измерительной антенны со "столбобразной" диаграммой путем свертки измеренных данных с функциями, близкими к $\sin \chi / \chi$. Можно подобрать $\vec{f}_e(\vec{\alpha}, \vec{\alpha}_s)$ так, чтобы в плоскости раскрыва исследуемой антенны поле синтезированной апертуры точно соответствовало полю плоской волны в пределах ее раскрыва и равнялось нулю вне раскрыва (см. рис. 5). Такой способ обработки был предложен в [23, 46] и получил название пространственной фильтрации. При его использовании, очевидно, происходит частичное подавление полей, рассеиваемых предметами, расположенными сбоку от исследуемой антенны, а также уменьшается случайная составляющая в диаграмме, обусловленная собственными шумами измерительной аппаратуры [41]. Функция $\vec{f}_e(\vec{\alpha}, \vec{\alpha}_s)$, реализующая рассматриваемый способ обработки, может быть построена следующим образом: в апертурной плоскости задается распределение поля \vec{E} вида

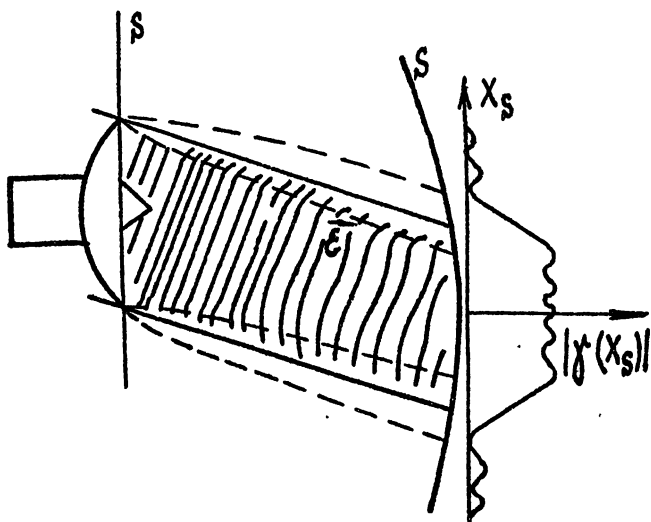


Рис. 8. Структура поля синтезированной апертуры при использовании пространственной фильтрации.

$$\vec{E} = \begin{cases} \vec{E} e^{-ik(\vec{a}\vec{x})} & , \vec{x} \in S_A \\ 0 & , \vec{x} \in S_A^c \end{cases} \quad (19)$$

S_A — раскрыв исследуемой антенны, которое пересчитывается затем по формуле Кирхгофа в распределение поля на поверхности сканирования. Задавая на S по принципу эквивалентности распределение источников \vec{j}_1 , соответствующее пересчитанному полю $\vec{E}(\vec{a}, \vec{x}_s)$, в силу принципа взаимности мы получим в апертурной плоскости распределение поля вида (19). Например, в случае измерений на участке сферической поверхности в зоне Френеля функция γ может быть представлена в виде [32]

$$\gamma(\xi' - \xi, \eta' - \eta) = \gamma(\xi' - \xi) \gamma(\eta' - \eta), \quad (20)$$

$$\gamma(\xi) = \frac{R}{2\lambda} e^{i\pi \frac{R}{\lambda} \xi^2} \left\{ \Phi \left[\sqrt{\frac{\pi}{R\lambda}} \left(\frac{\mathcal{D}_\Phi}{2} - \xi R \right) \right] + \Phi \left[\sqrt{\frac{\pi}{R\lambda}} \left(\frac{\mathcal{D}_\Phi}{2} + \xi R \right) \right] \right\},$$

$$\Phi(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{it^2} dt,$$

\mathcal{D}_Φ — размер квадратной области, “вырезаемой” в апертурной плоскости ($\mathcal{D}_\Phi \approx \mathcal{D}_A$, \mathcal{D}_A — размер раскрыва антенны⁺⁾). При $\mathcal{D}_\Phi \rightarrow \infty$ (20), естественно, переходит в

⁺⁾ Практически \mathcal{D}_Φ следует выбирать несколько больше \mathcal{D}_A

$$\mathcal{D}_\Phi \approx \mathcal{D}_A + (2 \div 3) \sqrt{\lambda R} \quad [32]$$

$$\sqrt{\frac{iR}{\lambda}} \exp\left(i\pi \frac{R}{\lambda} \xi^2\right)$$

Использование для обработки измеренных данных вышеописанной процедуры видоизменяет требования к допустимой величине шага измерений; поскольку область прожекторного луча синтезированной апертуры, как вид — но из рис. 5, становится уже, можно уменьшить угловое расстояние между дифракционными порядками, т.е. увеличить шаг измерений. Так, если $Z > D_A$ в случае плоской либо слабо искривленной поверхности сканирования, вместо (17) получаем

$$\Delta X_{\text{изм}} \approx \frac{\lambda Z}{D_A}, \quad (21)$$

т.е. допустимая величина $\Delta X_{\text{изм}}$ увеличивается по сравнению с (17) в $D_{\text{изм}}/D_A$ раз. Последнее может оказаться существенным, если требуется восстановить диаграмму направленности в широком секторе углов, когда $D_{\text{изм}}$ существенно превышает D_A . Отметим, что (21), по существу, совпадает с оценками шага измерений, приведенными в работах [13, 16] при рассмотрении метода разложения по собственным модам, поскольку в последнем случае обычно отбрасываются спектральные компоненты ближнего поля с номером n , большим $kD_A/2$. Такая фильтрация спектра ближнего поля практически эквивалентна рассмотренной процедуре пространственной фильтрации.

Определение диаграммы антенны, близкой к линейной [54]

Отметим одну возможность существенного снижения объема измеренных данных, реализуемую, если исследуемая антенна резко несимметрична (т.е. $d_A \ll D_A$, где d_A , D_A — размеры во взаимно перпендикулярных

плоскостях). Такую антенну можно рассматривать как линейную, и восстанавливать одно "узкое" сечение диаграммы, измеряя ближнее поле не в двумерной области, а на линии примерно в одной плоскости с линией раскрыва. В этом случае поле синтезированной апертуры представляет собой цилиндрическую волну. Фронт ее в одном сечении имеет нулевую кривизну, и, меняя \bar{r} , можно менять его наклон к линии раскрыва, а в другом сечении кривизна его будет порядка $1/R$, где R расстояние от линии сканирования до апертуры. Если выполняется условие $R > 2d_A^2/\lambda$ (т.е. измерения проводятся в дальней зоне относительно меньшего размера антенны), то кривизна фронта не скажется на результатах восстановления "узкого" сечения диаграммы. Поскольку в рассмотренном случае объем измеренных данных весьма невелик, процедура измерений и обработки сильно упрощается, что делает метод весьма эффективным.

3. Восстановление поля на раскрыве антенны по результатам измерений в ближней зоне

Основное внимание в фазометрическом методе уделяется реконструкции диаграммы направленности, однако представляет интерес определение и других, практически не менее важных характеристик антенны, в частности распределения поля на ее раскрыве. Зная картину распределения, можно, например, определять местонахождение дефектных элементов в решетке, зоны наибольшей деформации зеркал параболических антенн и т.д., т.е. непосредственно выявлять элементы антенны, ответственные за ухудшение ее электрических характеристик. Поле в ближней зоне $E(\bar{x})$ связано с полем на раскрыве $g(\bar{r})$ в общем случае некоторым линейным преобразованием:

$$E(\bar{x}) = \iint g(\bar{r}) G(\bar{r}, \bar{x}) d^2 \bar{r}. \quad (22)$$

Например, если в качестве $g(\vec{r})$ принять распределение x - или y -компоненты электрического поля на плоскости $z=0$, расположенной достаточно близко к исследуемой антенне, то G представляется известным выражением [47]:

$$G(x', y', x, y, z) = h_z(x'-x, y'-y) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \frac{e^{ikr}}{r} \right\}, \quad (23)$$

где $r = \sqrt{z^2 + (x'-x)^2 + (y'-y)^2}$, x', y' - координаты на плоскости "раскрыва", x, y, z - координаты точки в ближней зоне. Для определения $g(\vec{r})$ мы должны решить интегральное уравнение (22), однако эта задача относится к классу некорректно поставленных, т. е. оператора, обратного G , не существует (см., например, [48]). В таком случае с использованием метода регуляризации (см. [49, 50]) ищется приближенное решение. Применительно к нашей конкретной задаче могут быть использованы стандартные методы, например, сведение (22) к матричному уравнению^{*)} или метод моментов, однако удобнее, по-видимому, применять приближенные интегральные соотношения вида

$$a(\vec{r}) \approx \iint E(\vec{x}) \overline{G(\vec{x}, \vec{r})} d^2 \vec{x}, \quad (24)$$

*) Т.е. например, можно задать модель решетки с неизвестными амплитудами и фазами токов I_n в излучателях, представить поле в ближней зоне в виде линейной комбинации $E(\vec{x}) = \sum I_n G_n(\vec{x})$ и, задаваясь известными значениями $E(\vec{x})^n$, решать систему линейных уравнений.

где $\bar{G}(\vec{x}, \vec{r})$ представляется функцией типа $e^{-ik|\vec{x}-\vec{r}|} / |\vec{x}-\vec{r}|$. Использование (24) сравнительно упрощает вычисления, причем неявно производится регуляризация решения, состоящая в исключении из рассмотрения неоднородных волн. Полученное с помощью (24) приближенное решение в принципе содержит все детали распределения, за исключением структур, размером меньше λ , которые вообще не могут быть восстановлены.

Указанный метод был предложен в [51] (см. также [48]) для случая восстановления поля на плоском раскрыве по данным измерений ближнего поля на плоскости, отстоящей на расстоянии Z от раскрыва. В качестве \bar{G} использовалась функция $h_z^*(x'-x, y'-y)$, комплексно-сопряженная с h_z (см. (23)). Эффективность метода была продемонстрирована путем машинного моделирования процесса выявления "неисправных" элементов решетки.

В случае измерений на участке сферической поверхности в зоне Френеля $g(\vec{r})$ определялось приближенно с помощью обратного преобразования Фурье от углового распределения ближнего поля $E^{uzm}(\xi, \eta)$ [24, 32]:

$$g(x, y) \sim e^{i\pi \frac{x^2 + y^2}{R\lambda}} \iint E^{uzm}(\xi, \eta) e^{2\pi i \left(\frac{x\xi + y\eta}{\lambda} \right)} d\xi d\eta. \quad (25)$$

Разрешение здесь определяется угловыми размерами области сканирования ξ_{uzm} и составляет λ / ξ_{uzm} . Отметим, что требования к минимальным размерам области сканирования остаются теми же, что и в случае (см. разд. 2) восстановления диаграммы направленности [32].

В работе [52] предложен общий способ построения \bar{G} для случая произвольной геометрии поверхности сканирования и произвольной поляризации. Суть его сводит-

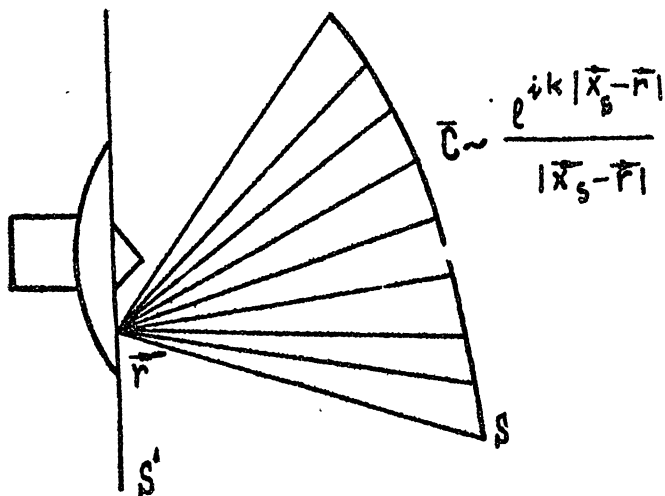


Рис. 6. Структура поля синтезированной апертуры (система сходящихся лучей) при восстановлении распределения поля по раскрытию.

ся к следующему. Используя терминологию разд. 2, \vec{G} можно рассматривать как распределение токов на эквивалентной синтезированной апертуре. Исходя из поставленной задачи, \vec{G} подбирается так, чтобы поле эквивалентной апертуры сфокусировалось в нужную точку на поверхности раскрыва. Конкретный вид \vec{G} при этом определяется методами геометрической оптики. С использованием такого подхода в [52] получено интегральное соотношение для восстановления распределения тока \int на поверхности раскрыва^{+) по тангенциальной компоненте ближнего поля на поверхности сканирования:}

$$(\vec{j}(\vec{r}), \vec{e}) \sim \iint_S (\vec{E}(\vec{x}_s) [\vec{n} [\vec{r}_0 [\vec{r}_0 [\vec{n}_A \vec{e}]]]]) \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{x}_s|}}{|\vec{r}-\vec{x}_s|} d^2\vec{x}_s \quad (26)$$

здесь \vec{e} - произвольный орт, касательный к поверхности раскрыва, \vec{n}_A - нормаль к поверхности раскрыва, \vec{n} - нормаль к поверхности сканирования, $\vec{r}_0 = (\vec{r} - \vec{x}) / |\vec{r} - \vec{x}|$. Экспериментальные результаты, подтверждающие эффективность этого метода, приведены в разд. 7. Отметим в заключение, что практическое использование результатов восстановления распределения поля на раскрыве наиболее просто реализуется лишь для сравнительно больших апертурных антенн. В случае малых антенн должны учитываться более тонкие эффекты, например, особенности на краях экранов [53] и т.д. Интерпретация результатов реконструкции волновых полей в случае малых излучателей или рассеивателей вообще представляется достаточно сложной и, по-видимо-

^{+) Очевидно, исходя из принципа эквивалентности, можно искать либо распределение поля, либо распределение токов на поверхности раскрыва.}

му, здесь целесообразно применение особых методов (например, по типу определения формы металлического отражателя по распределению нулей в сечениях ближнего поля [48]).

4. Требования к точности фазометрических измерений

При практической реализации фазометрического метода большое значение имеет точность выполнения самих измерений ближнего поля. В качестве основных источников ошибок здесь обычно анализируются погрешности измерения сигнала на выходе исследуемой антенны (при работе на прием) [12, 32, 38, 41, 56] и позиционные погрешности, вносимые из-за неточного перемещения измерительной антенны [32, 38, 55].

В первом случае результат измерений $E^{uzm}(\vec{X}_s)$ в точке \vec{X}_s может быть представлен в виде [41, 56]

$$E^{uzm}(\vec{X}_s) = E(\vec{X}_s) + [\delta A(\vec{X}_s) + i\Delta\varphi(\vec{X}_s)]E(\vec{X}_s) + n(\vec{X}_s), \quad (27)$$

где $E(\vec{X}_s)$ — точное значение сигнала, δA — относительная погрешность измерения амплитуды сигнала, $\Delta\varphi$ — погрешность измерения фазы (практически имеет смысл рассматривать только случай малых ошибок, $|\delta A| \ll 1$, $|\Delta\varphi| \ll 1$) и n — аддитивная составляющая погрешность измерений, определяемая динамическим диапазоном приемника (например, его собственными шумами).

При наличии позиционных погрешностей результат измерений $E^{uzm}(\vec{X}_s)$ может быть представлен, например, в виде [38, 55]

$$E^{УЗМ}(\vec{X}_s) \approx E(\vec{X}_s) + \nabla E(\vec{X}_s) \vec{\Delta}(\vec{X}_s)$$

где вектор $\vec{\Delta}$ характеризует отклонение сканера от заданной траектории в точке \vec{X}_s .

Диаграмма $f_{\text{восст}}(\vec{R})$, восстановленная по набору измеренных с ошибкой величин $E^{УЗМ}(\vec{X}_s)$, будет, естественно, отличаться от "истинной" диаграммы $f(\vec{R})$. Задача заключается в том, чтобы найти связь между величинами δA ; $\Delta \varphi$, n , $\vec{\Delta}$ и величиной отклонения $f_{\text{восст}}$ от f , на основании чего могут быть сформулированы обоснованные требования к точностям измерений.

Прежде всего, заметим, что внесение погрешностей в данные измерений, по существу, эквивалентно появлению аналогичных погрешностей в распределении поля на раскрыве. Действительно, при восстановлении диаграммы направленности вместо физического раскрыва мы оперируем в некотором эквивалентном раскрывом на поверхности сканирования; оба раскрыва имеют одинаковую амплитудную диаграмму направленности и весьма вероятно, что наличие одинаковой (например, фазовой) погрешности в распределении по эквивалентному и по физическому раскрыву приведет примерно к одинаковым искажениям диаграммы направленности. Это обстоятельство позволяет широко использовать при оценке необходимой точности измерений теорию допусков в антенной технике.

Особенно наглядно связь между погрешностями измерений и наличием ошибок в распределении поля на раскрыве видна в случае планарных измерений, где распределение ближнего поля на плоскости сканирования повторяет в основных чертах распределение поля на плоском раскрыве. Практически все полученные результаты по оценке точностей относятся именно к этому случаю и на

его примере ниже будут рассмотрены требования к точностям измерений.

Для учета погрешностей измерения сигнала применялся статистический подход [12, 41, 56]. При этом величины δA , $\Delta \varphi$, и считались случайными, независимыми между собой, имеющими нулевые средние значения и дисперсии σ_A^2 , σ_φ^2 , σ_n^2 ; зависимость погрешностей от пространственной координаты характеризовалась коэффициентами корреляции ρ_A , ρ_φ , ρ_n , зависящими от разности координат. При такой модели амплитудно-фазовых ошибок выражение для флюктуации разности $f^{\text{восст}}$ и f , полученное в [56],

$$|f^{\text{восст}} - f|^2 = |f^{\text{восст}}|^2 - |f|^2 = \quad (29)$$

$$= \iint G_A(\vec{x}) [\sigma_A^2 \rho_A(\vec{x}) + \sigma_\varphi^2 \rho_\varphi(\vec{x})] \times \cos(k(\vec{a}\vec{x})) d^2\vec{x}$$

($G_A(\vec{x})$ - автокорреляционная функция распределения поля на раскрыве антенны), оказывается в точности совпадающим с аналогичным выражением, учитывающим ошибки на раскрыве антенны (см., например, [57]). Выражение (29) подробно изучено в статистической теории антенн [57], и при его анализе могут быть использованы хорошо известные результаты.

Прежде всего, при наличии амплитудных и фазовых ошибок диаграмма может быть восстановлена лишь до некоторого минимального уровня, $|f|_{\text{min}} \sim \sqrt{|f^{\text{восст}} - f|^2}$, пропорционального σ_A , σ_φ . При количественном анализе величины (29) существенными оказываются также радиусы корреляции ошибок $\chi_{\text{кор}}$, $\varphi_{\text{кор}}$ характеризующие "плавность" изменения погрешностей вдоль поверхности сканирования. Неприятными являются случаи малых $\chi_{\text{кор}} \ll D_A$ и больших, $\chi_{\text{кор}} \gg D_A$, радиус-

сов корреляции (D_A - размер раскрыва антенны).
 Выражение (29) при этом существенно упрощается. Например, при $X_{кор}, Y_{кор} \ll D_A$ и "треугольной" форме коэффициента корреляции $\rho_A(x, y) = \rho_{\psi}(x, y) =$
 $= \left(1 - \frac{|x|}{X_{кор}}\right) \left(1 - \frac{|y|}{Y_{кор}}\right)$ имеем

$$\frac{|f^{восст} - f|^2}{|f(0)|^2} = (\sigma_A^2 + \sigma_{\psi}^2) c^2, \text{ где } c^2 = \frac{X_{кор} Y_{кор}}{S_{Aэфф}}, \quad (30)$$

$S_{Aэфф}$ - эффективная площадь антенны. На рис. 7 приведена зависимость минимального восстанавливаемого уровня диаграммы $|f|_{min} = 3 \left[\frac{|f^{восст} - f|^2}{|f(0)|^2} \right]^{1/2}$ для разных c

При оценке точности определения отдельных параметров, характеризующих диаграмму, можно, по-видимому, непосредственно воспользоваться данными статистической теории антенн [57], как это, например, предлагалось в [12]. Оценочные формулы, выведенные в [57] для случая линейного раскрыва с равномерным распределением и "наихудшей" величины радиуса корреляции (составляющей примерно $(0,2 + 0,8) D_A$), приведены в табл. 1.

Полное исследование (29) в случае произвольных радиусов корреляции весьма трудоемко. Отметим лишь, что физически изменение радиуса корреляции отчасти приводит к перераспределению погрешности восстановления диаграммы внутри рассматриваемого телесного угла. Анализ усложняется также из-за двумерного характера измеряемых распределений. Например, при построчном сканировании из-за дрейфов параметров измерительной установки с характерным временем изменения, большим времени прохождения строки, точность восстановления диаграммы в сечении, ориентированном вдоль строк, может оказаться существенно лучшей, чем в поперечном сечении [58].

Для аддитивных погрешностей измерений $\frac{|f^{восст} - f|^2}{|f(0)|^2}$

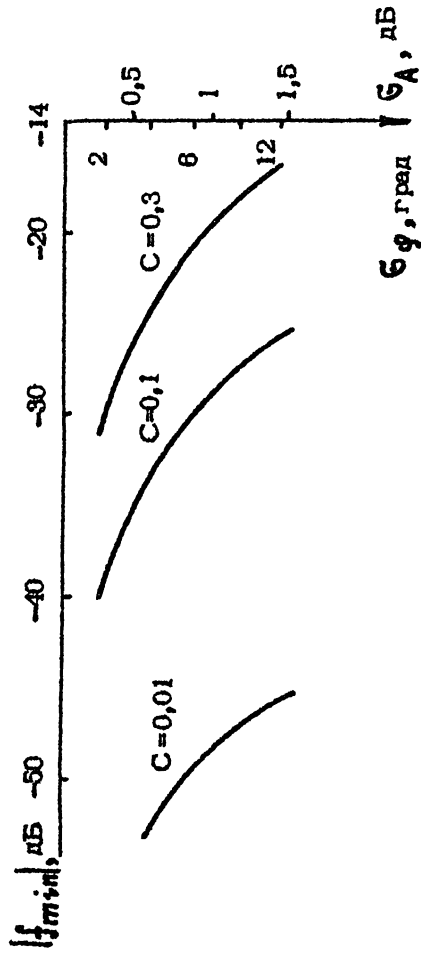


Рис. 7. Зависимость минимального восстанавливаемого уровня диаграммы $|f|$ (дБ) от погрешностей измерений B_ϕ (дБ) или B_ϕ (град) для разных C : $C = 0,01$; $C = 0,1$; $C = 0,3$.

оценивается также по формуле (29), но с заменой G_A на автокорреляционную функцию области сканирования [58]. В случае $\chi_{кор} \ll D_{изм}$ (будем считать также $\chi_{кор} = \chi_{кор}$) имеем [41]

$$\frac{|f^{вост} - f|^2}{|f(0)|^2} \approx \left(\frac{G_p^2}{|E|_{max}^2} \right) \left(\frac{\chi_{кор} D_{изм}}{\lambda Z} \right)^2 \beta^2, \quad (31)$$

где Z - расстояние до плоскости сканирования, $|E|_{max}^2$ - максимальное значение в измеренных данных; $\beta^2 = |E|_{max}^2 / |f|_{max}^2$ характеризует падение усиления антенны в ближней зоне. По-видимому, для аддитивных погрешностей измерений можно принять $\chi_{кор} \approx \Delta \chi_{изм}$ (шаг измерения), т.к. ошибки, вызванные собственными шумами, обычно некоррелированы в разных замерах. На основании (31) может быть оценен требуемый динамический диапазон приемника. Заметим, что величина $|f^{вост} - f|^2 / |f(0)|^2$ определяемая аддитивной ошибкой, может быть несколько уменьшена при обработке с пространственной фильтрацией [41].

При анализе позиционных погрешностей следует прежде всего различать случаи, когда составляющая погрешности ориентирована в направлении, перпендикулярном и параллельном волновому фронту поля исследуемой антенны. Погрешность движения сканера δ , перпендикулярная волновому фронту, может быть, очевидно, целиком пересчитана в фазовую погрешность $\Delta \varphi \approx 2\pi \delta / \lambda$, т.е. должно выполняться условие $\delta \ll \lambda$. Оценка ее величины ничем не отличается от рассмотренных выше оценок необходимой точности фазовых измерений.

Требования к величине погрешности Δ , параллельной волновому фронту, менее жестки; необходимо выполнение условия $\Delta \ll D_A$ [38, 55]. В табл. 1 приведены некоторые оценки погрешностей определения диаграммы в зависимости от величины Δ , взятые из [55].

При сканировании по сфере за счет вращения исследуемой антенны угловая ошибка $\Delta\theta$ ориентации антенны в нужном направлении эквивалентна, в основном, также появлению в измеренных данных фазовой погрешности, однако неравномерно распределенной внутри сектора сканирования. Как показано в [32], при случайном характере $\Delta\theta$ вклад ее в величину погрешности восстановления диаграммы такой же, как и при погрешности измерения фазы с дисперсией σ_φ :

$$\sigma_\varphi = 2\pi\eta \sigma_\theta / \frac{\lambda}{D_A},$$

где σ_θ — дисперсия погрешности угловой ориентации антенны, коэффициент η зависит от формы распределения поля на раскрыве ($\eta = 0,4$ для равномерного распределения и $\eta = 0,1$ для спадающего к краю распределения, типа косинусного). Отметим здесь же, что относительная погрешность δR в определении радиуса сферы R — расстояния от центра пересечения осей вращения поворотного устройства до излучателя не должна превышать величины $\delta R > R\lambda / 2D_A^2$ [32].

Наряду с рассмотренными выше погрешностями измерения сигнала и позиционными погрешностями вклад в суммарную погрешность определения диаграммы могут дать переотражения в измерительной установке и отражения от грунта при измерениях на открытом воздухе.

В первом случае расчеты, насколько известно, не проводились, однако в [39] уровень переотражений определялся экспериментально и составил приблизительно -40 дБ; на таком же уровне имели место вариации диаграммы, связанные с наличием переотражений в измерительной установке.

5. Практическая реализация фазометрических измерений

Как уже отмечалось выше, распределение ближнего поля обычно измеряется на плоской, цилиндрической либо сферической поверхности. Соответственно, измерительные установки различаются типом механических устройств, осуществляющих сканирование.

В случае планарных измерений используется двухкоординатное устройство, осуществляющее плоскопараллельное перемещение измерительной антенны. Диапазоны перемещений в плоскости сканирования составляют в настоящее время величину порядка метров, хотя имеются координатные устройства, реализующие большую область сканирования. Точности перемещения довольно высоки: механические отклонения от плоскости при движении не превышают в среднем $\pm 0,5$ мм. Поскольку перемещение измерительной антенны ведется механическим путем, полное время измерений может оказаться значительным — от 0,5 до 4 часов. Элементы конструкции координатного устройства, как правило, покрываются поглощающим материалом.

В состав измерительной установки (блок-схема ее представлена на рис. 8) входят: измерительный двухканальный приемник, генератор, система передачи сигнала к движущейся измерительной антенне и устройства управления и сбора данных.

В качестве измерительного приемника обычно используются серийные модели амплифазометров с узкой полосой, предназначенные для анализа цепей или специально для антенных измерений. В среднем эти приборы имеют динамический диапазон до 60 дБ, разрешение по амплитуде и фазе 0,1 дБ и 0,1 — 0,2°, точность измерений 0,5 — 3° по фазе (например, модель 2020, 1700 фирмы *Scientific — Atlanta*, модель 8542 фирмы

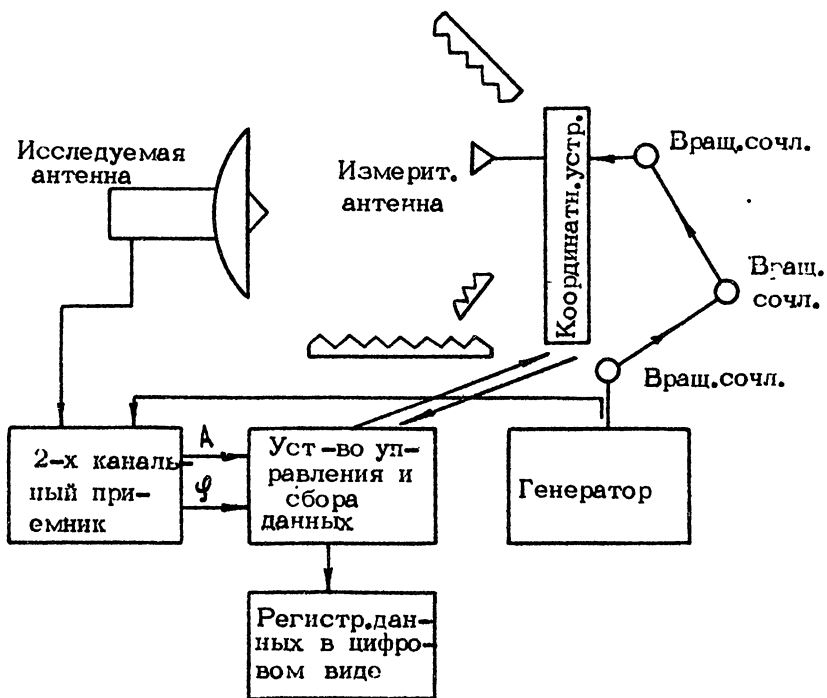


Рис. 8. Блок-схема планарных измерений.

Hewlett Packard). Из отечественных приборов могут быть указаны приборы ФК2-12 (диапазон 1-1000 МГц, чувствительность 100 мкВ, погрешность измерения фазы $\pm 2,5^\circ$ и амплитуды 10-20%) и ФК2-14 (диапазон 0,11 - 7 ГГц, чувствительность 10^{-10} Вт, погрешность измерения фазы 3° , амплитуды - 0,5 дБ, разрешение по амплитуде и фазе 0,2 дБ и $0,2^\circ$).

Для передачи сигнала от генератора к подвижной измерительной антенне может использоваться система вращающихся сочленений [25], штырь, перемещаемый в разрезе в стенке волновода синхронно с перемещением измерительной антенны [11], либо другие способы.

Устройство управления и сбора данных может включать в себя интерфейсные платы для приема-передачи данных от приемника, позиционера и т. д., программатор или мини-ЭВМ для управления работой установки в целом, устройства отображения измеряемых данных, фиксации их на носитель информации (перфолента, магнитная лента и т.д.), либо канал связи с "большой" ЭВМ.

Различного рода эксплуатирующиеся установки для планарных измерений описаны в [11, 12, 25, 39, 59].

В принципе, измерительная установка для сканирования по сфере или цилиндру по составу не отличается от установки для планарных измерений. Разница состоит лишь в замене двухкоординатного устройства опорно-поворотным устройством либо поворотной платформой и однокоординатным устройством. Описания таких установок см. например, в [16, 18].

Некоторую специфику измерения приобретают при сканировании по участку сферической поверхности в зоне Френеля, особенно для крупных по размерам антенн. Специфика возникает в основном из-за больших размеров измерительной установки, размещаемой на открытом воздухе (см. рис. 9). Опорный сигнал обычно передается по воздуху путем приема на небольшую вспомогательную антенну, расположенную вблизи от исследуемой. Такая

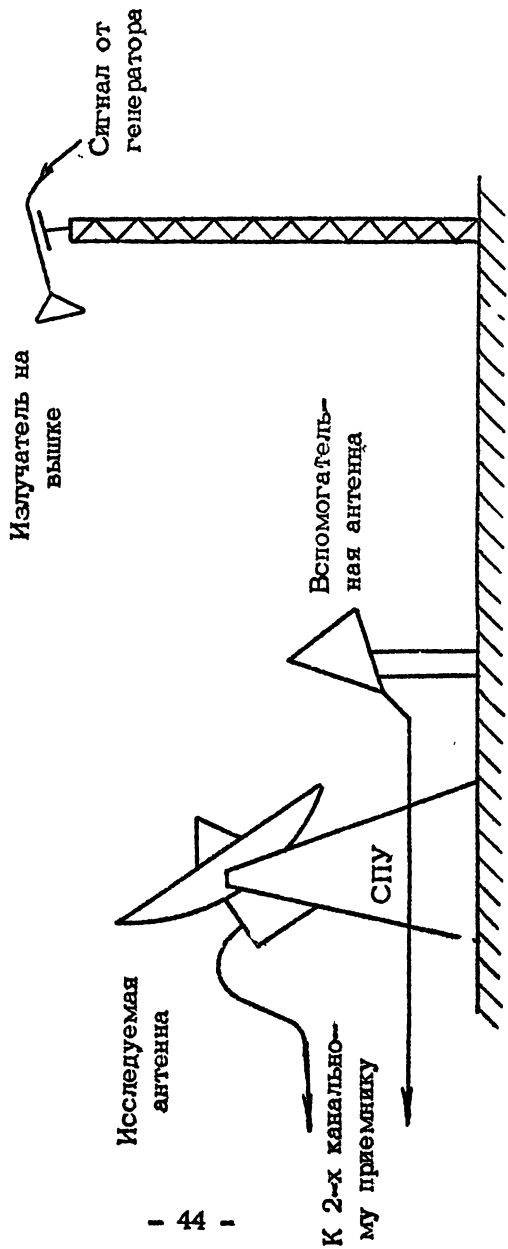


Рис. 8. Блок-схема измерений в зоне Френеля (ОПУ - опорно-поворотное устройство).

система передачи стабильна и частично компенсирует продольные колебания вышки с излучателем, однако уровень опорного сигнала обычно невелик, что создает трудности при выборе приемника, и возможны изменения уровня опорного сигнала из-за попадания рассеянного исследуемой антенной поля на раскрыв вспомогательной антенны - от долей до нескольких единиц процентов [60]. Напомним, что в измерительной установке, имеющей большие линейные размеры, должны применяться генераторы с повышенной частотной стабильностью для исключения фазовых дрейфов, вызванных изменением частоты. В качестве приемников здесь могут также применяться сравнительно широкополосные корреляционные приемники [61, 62], которые могут работать по шумовому сигналу. Использовались также простейшие СВЧ-элементы (например, фазовращатель с направленным ответвителем) в сочетании с измерителем мощности (см., например, [20, 24, 60]). В этом случае исходные данные представляются в виде голограммы; информация об амплитудно-фазовом распределении может быть извлечена различными способами (см., например, [20, 21, 63, 64]).

Описания измерительных установок в случае расположения измерительной антенны в зоне Френеля см. в [20, 24, 58, 60, 62].

Методика измерений в большинстве случаев состоит в построчном сканировании распределения ближнего поля. В ряде случаев проводятся дополнительные (калибровочные) измерения: например, отдельно измеряется распределение ближнего поля в сечении поперек строк (см., например, [39, 58]) или в ходе измерений процесс сканирования периодически прерывается и исследуемая и измерительная антенна ставятся в некоторое, заранее выбранное взаимное положение и фиксируется сигнал на выходе приемника (например, [58, 60]). По результатам калибровочных измерений вносятся исправления в основные данные, в основном с целью исключения

медленных "дрейфов" параметров измерительной установки [18]. Кроме того, иногда для восстановления диаграммы направленности используется неполный набор измеренных данных, например при планарных измерениях — результат прохождения только одной центральной строчки [8, 39]. Результат восстановления, в общем случае отличающийся от центрального сечения диаграммы, используется в основном для оценки качества настройки измерительной установки.

8. Обработка результатов фазометрических измерений

Для обработки результатов фазометрических измерений в настоящее время наиболее широко используются ЭВМ, хотя возможно также применение аналоговых (оптических) средств. Рассмотрим вначале машинные методы обработки. Трудности здесь связаны, в основном, с большим объемом массива обрабатываемых данных. ($10^3 - 10^5$ чисел), что заставляет использовать при программировании быстрые алгоритмы счета, обращаться к внешним запоминающим устройствам и т.д. Машинная обработка фазометрических измерений может быть выполнена наиболее эффективно, если вычисляемое интегральное преобразование сводится к преобразованию Фурье⁺⁾ ; высокая эффективность вычислений в этом случае достигается за счет применения алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ), достаточно подробно описанного в литературе [65, 66].

Основная специфика обработки результатов фазометрических измерений заключается именно в применении этого алгоритма. В тех случаях, когда расчет диаграммы

⁺⁾ Т.е. в случае планарных измерений либо при проведении измерений в зоне Френеля.

направленности не удается свести к преобразованию Фурье, вычисления проводятся традиционными методами (см., например, [18]), на которых мы не будем останавливаться. Ниже мы рассмотрим кратко процедуру машинной обработки, использующей БПФ, на примере вычисления Фурье-спектра $S(\xi, \eta)$ одной из компонент $E(x, y)$ распределения ближнего поля на плоскости (напомним, что диаграмма направленности в случае планарных измерений связана с Фурье-спектрами компонент ближнего поля простейшими алгебраическими соотношениями, см. (3)).

Прежде всего, сумма, адекватная интегралу в (3), должна быть представлена в виде, принятом для записи дискретного преобразования Фурье и предлагающем дальнейшее использование БПФ:

$$A_{k\ell} = \sum_{n=0}^{N-1} \left(\sum_{m=0}^{M-1} B_{nm} e^{2\pi i \frac{m\ell}{M}} \right) e^{2\pi i \frac{nk}{N}}, \quad (32)$$

$$k = 0, 1, \dots, N-1; \quad \ell = 0, 1, \dots, M-1,$$

B_{nm} - преобразуемая матрица, $A_{k\ell}$ - матрица Фурье-коэффициентов; в наиболее распространенных вариантах алгоритма БПФ N и M берутся в виде целой степени двойки. Привести интегральную сумму в (3) к виду (32) можно, например, положив

$$B_{nm} = \begin{cases} \bar{E}_{nm} & , n < N_1, m < M_1 \\ 0 & , n \geq N_1 \text{ и (или) } m \geq M_1, \end{cases}$$

где

$$\bar{E}_{nm} = E_{nm} \exp\left[-2\pi i \left(\frac{nx_0}{N} + \frac{m\lambda_0}{M} \right)\right], \quad (33)$$

E_{nm} - комплексная матрица $N_1 \times M_1$ ($N_1 \leq N, M_1 \leq M$) значений ближнего поля в точках x_n , y_m - узлах прямоугольной сетки,

$$x_n = \Delta x (n - \nu_0), \quad n = 0, 1, \dots, N_1 - 1,$$

$$y_m = \Delta y (m - \mu_0), \quad m = 0, 1, \dots, M_1 - 1,$$

Δx , Δy - шаг измерений, $\Delta x \cdot \nu_0$, $\Delta y \cdot \mu_0$ - расстояние от точки с номером $(0, 0)$ до оси y и x соответственно; параметры α_0 , λ_0 будут определены ниже. Матрица A_{ke} в этом случае связана с Фурье-спектром ближнего поля следующим образом:

$$S_{ke} = \Delta x \Delta y A_{ke} \exp \left[-2\pi i \left(\frac{\nu_0 (k - \alpha_0)}{N} + \frac{\mu_0 (e - \lambda_0)}{M} \right) \right], \quad (34)$$

где S_{ke} - матрица значений Фурье-спектра ближнего поля в точках ξ_k , ζ_e - узлах прямоугольной сетки:

$$\xi_k = \Delta \xi (k - \alpha_0), \quad k = 0, 1, \dots,$$

$$\zeta_e = \Delta \zeta (e - \lambda_0), \quad e = 0, 1, \dots,$$

$\Delta \xi$, $\Delta \zeta$ - угловой шаг, с которым вычисляются значения спектра; нетрудно видеть, что запись дискретного преобразования Фурье в виде (32) предполагает; что

$$\Delta \xi = \frac{\lambda}{\Delta x N}, \quad \Delta \zeta = \frac{\lambda}{\Delta y M}, \quad (35)$$

λ — длина волны; параметры $\alpha_0 \Delta \xi$ и $\lambda_0 \Delta \eta$ определяют расстояние от точки спектра с номером $(0, 0)$ до оси ξ и η соответственно.

Таким образом, в выражениях (33), (34) параметры $\alpha_0 \Delta \xi$, $\lambda_0 \Delta \eta$ задают положение начала координат $(\xi = 0, \eta = 0)$ относительно элемента S_{00} ; параметры $\nu_0 \Delta x$, $\mu_0 \Delta y$ — положение начала координат $(x = 0, y = 0)$ относительно E_{00} и параметры N, M определяют угловой шаг, с которым вычисляется спектр ближнего поля.

Перейдем теперь к вопросу вычисления суммы (32.) Будем исходить из того, что требуется найти $K_1 \times L_1$ значений спектра, где $K_1 \leq N$ и $L_1 \leq M$ ⁺). Вначале из матрицы E_{nm} последовательно выбираются строки: каждая, например, n -я строка дополняется нулями, образуя вектор длиной M , который подвергается БПФ. Первые L_1 вычисленных коэффициентов образуют n -ю строку вспомогательной матрицы α_{nl} размерностью $N_1 \times L_1$. Сформированная после перебора всех строк матрица α_{nl} транспонируется и из нее снова последовательно извлекаются строки. Извлеченная, например, l -я строка дополняется нулями, образуя вектор длиной N который подвергается БПФ. Первые K вычисленных коэффициентов представляют искомый результат: l -й столбец матрицы A_{kl} .

При реализации приведенной выше процедуры зачастую оказывается, что из-за больших размеров массивов E_{nm} , α_{nl} и т.д. их приходится размещать на внешних запоминающих устройствах (магнитные барабаны, диски и т.д.). Это увеличивает время проработки программы из-за большого количества обращений к внешним устройствам при транспонировании матрицы α_{nl} . В этом

⁺) Обычно не имеет смысла вычислять S_{kl} на всем интервале периодичности M, M , поскольку, в частности, на краях интервала уже существенна ошибка, вызванная дискретизацией распределения ближнего поля.

случае может быть рекомендован алгоритм транспонирования матриц, минимизирующий число обращений к внешним устройствам [67]. Этот алгоритм предполагает, что транспонируемая матрица записана в виде файлов с последовательным доступом, представляющих строки матрицы; требуется также, чтобы транспонируемая матрица была квадратной, размерностью $2^p \times 2^p$, где p - целое число. Если числа N_1, L_1 не удовлетворяют этому условию, матрица α_{nl} при формировании дополняется нулями до квадратной с нужным числом строк и столбцов.

Остановимся теперь на выборе N и M (напомним, что в наиболее распространенных вариантах алгоритма БПФ эти числа должны быть целыми степенями двойки); как отмечалось выше, эти параметры определяют шаг вычисления диаграммы. Как следует из (35), $\Delta\xi, \Delta\eta$ могут быть представлены в виде

$$\Delta\xi = \frac{\lambda}{D_{\text{цзм}}^{(x)}} \left(\frac{N_1}{N} \right), \quad \Delta\eta = \frac{\lambda}{D_{\text{цзм}}^{(y)}} \left(\frac{M_1}{M} \right), \quad (36)$$

где $D_{\text{цзм}}^{(x)} = \Delta x N_1$, $D_{\text{цзм}}^{(y)} = \Delta y M_1$ - размеры области сканирования. Обычно требуется, чтобы шаг вычислений диаграммы направленности составлял величину $\leq \frac{\lambda}{D_A}$, где D_A - размер антенны, а C - числовой коэффициент порядка $0,1 - 0,2^+$). Поскольку обычно $D_{\text{цзм}} \approx D_A$, из (36) следует, что N, M должны в несколько раз превышать размеры исходной матрицы N_1, M_1 . т.е. исходная матрица должна быть существенно расширена за счет до-

⁺) В принципе, шаг вычислений должен быть выбран таким, чтобы путем применения некоторой интерполяционной процедуры значение диаграммы могло бы быть вычислено в произвольной точке между узлами ξ_k, η_l с приемлемой точностью. для обычной полиномиальной интерполяции $C \sim 0,1 - 0,2$. По-видимому, могут быть использованы и другие способы интерполяции, допускающие большие значения C , однако этот вопрос требует дополнительных исследований.

полнения ее нулями (см., например, [25]). Это увеличивает время вычислений, однако не столь уж сильно, т.к. "пропускаются" преобразования строк V_{nm} заполненных одними нулями, и спектр вычисляется лишь в части области периодичности $N \times M$. Другим способом уменьшения шага вычислений является метод "смещенных матриц" [12, 68], состоящий в вычислении и последующем объединении нескольких матриц A_{kl} со смещенными друг относительно друга сетками узлов (смещение достигается за счет умножения E_{nm} на фазовый множитель с линейным изменением фазы). Метод однако, требует несколько больше вычислительных операций, чем при дополнении E_{nm} нулями.

Для оценки времени работы программ, вычисляющих двойное преобразование Фурье⁺, приведем несколько примеров. Преобразование матриц 1024×1024 занимало время 45 с на ЭВМ типа CDC [69] и 22 мин на IBM 360/75 [66]; обработка ориентировочно 10^3 исходных данных занимала около 30 с на ЭВМ Univac 1108 [25] и 32×32 коэффициента Фурье вычислялись приблизительно по $6 \cdot 10^3$ исходным данным примерно 15 мин на ЭВМ типа M222.

Помимо собственно вычислений известное внимание уделяется отображению выводимых из ЭВМ результатов счета. На печать может быть выведена таблица числовых параметров, ширина главного лепестка и т.д., характеризующих отдельные сечения диаграммы (образец см., например, в [15]); расчет указанных параметров по известной матрице значений диаграммы не содержит принципиальных трудностей. Несколько большую сложность представляет отображение "общего вида" вычисленной диаграммы. Для этой цели используют графопостроитель, дисплей или алфавитно-цифровое печатающее уст-

⁺) Заметим, что время выполнения программы для матрицы $N \times M$ пропорционально $NM \log_2 NM$

ройство (АЦПУ). В первом случае рисуется аксонометрическая проекция "тела" диаграммы (образцы рисунков см. в [7], а также в разд. 1⁺) или семейство линий равного уровня, что несколько сложнее. Используя АЦПУ, можно, например, отпечатать двумерную символьную таблицу, каждый символ в которой соответствует определенным уровням диаграммы. При надлежащем выборе символов такая таблица воспринимается в целом как фотографическое изображение с полутонами [71, 72] (подобный прием часто используется в машинной голографии [73]). С помощью символов можно печатать линии равного уровня [60, 71] либо использовать другие приемы в соответствии с изобретательностью программиста. Примеры различных символьных таблиц см. в [18, 60, 71, 74].

Помимо вычислений и отображения информации в задачи обработки входит также ввод исходных данных, преобразование их формата, упорядочивание, контроль ошибок введение калибровочных поправок и пр. В ряде случаев используется также "сглаживание" данных измерений по типу метода наименьших квадратов [8, 18]. Особо следует выделить случай включения в состав измерительной установки хотя бы небольшой ЭВМ (примеры см. в [12, 18, 59]). В этом случае вышеперечисленные операции производятся прямо в ходе измерений; данные измерений при этом могут быть организованы в файлы, структура которых соответствует принятой в операционных системах "больших" ЭВМ; последнее существенно упрощает программу обработки. Наконец, при достаточной мощности, ЭВМ, включенная в измерительную установку, может выполнить всю обработку или, по крайней мере, выдать предварительные данные. В последнем случае для планарных измерений и измерений в зоне Френеля может быть реализован метод "эквивалентных линий" [12].

⁺) Общие принципы машинного рисования объемных фигур см., например, в [70].

Суть его заключается в том, что в процессе измерений в памяти ЭВМ формируются два вектора – результаты суммирования с определенным весом по строкам и столбцам матрицы значений ближнего поля. Фурье–преобразования этих векторов представляют собой главные сечения диаграммы. Это существенно повышает оперативность измерений, поскольку исключает задержку в получении окончательных данных, связанную с транспортировкой данных измерений в ВЦ, с заказами времени и т.п.

Наряду с обработкой на ЭВМ предлагались также оптические (аналоговые) способы обработки в когерентном [11, 21, 75] и некогерентном свете [76]. Средствами оптической обработки могут быть выполнены интегральные преобразования Фурье и Френеля. Имеется также возможность выполнения обработки на основе интеграла Кирхгофа [77]. Обработке в когерентном свете в настоящее время уделяется меньше внимания, по-видимому, из-за трудностей "ввода" измеренных данных и больших габаритов и сложности установки. Обработка в некогерентном свете может выполняться с использованием недорогих компактных устройств типа ОСА [78]. Для записи исходных данных может быть использован растровый принцип записи на фотопленку (аналогично записи дорожки звукового сопровождения на киноплёнке) [79], допускающий удобное сопряжение со сканером или поворотным устройством. Динамический диапазон типовых устройств обработки составляет пока ориентировочно около 30 дБ, объем исходных данных до 10^4 . Отметим, что для обработки исходных данных в аналоговых оптических системах пространственное распределение ближнего поля должно быть представлено в виде голограммы. Особенности такого способа представления исходных данных см. в [21, 23, 80, 81].

7. Экспериментальные результаты

К настоящему времени появилось достаточное число работ, сообщающих об определении характеристик антенн

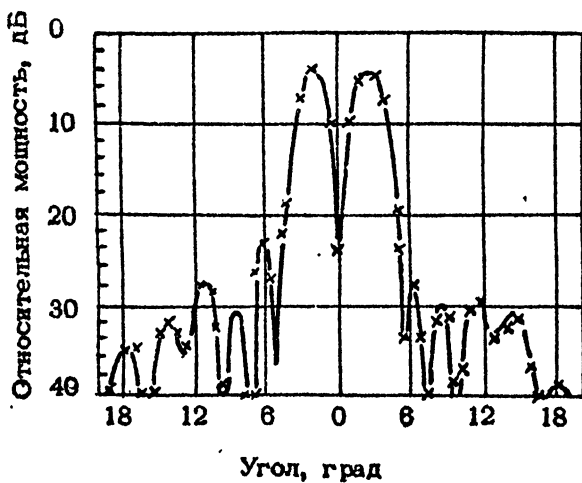


Рис. 10-13 Сравнение непосредственно измеренного и восстановленного по данным планарных измерений сечений диаграмм.

Рис. 10. Крестики - восстановленное, пунктир - непосредственно измеренное [7]

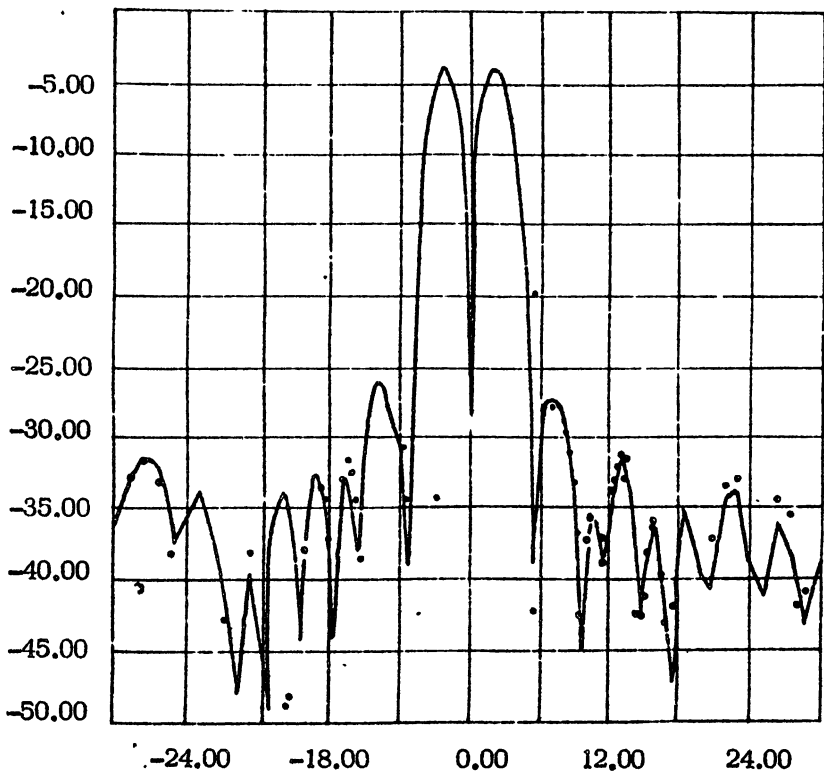


Рис. 11. Точки - восстановленное, пунктир - непосредственно измеренное [39]

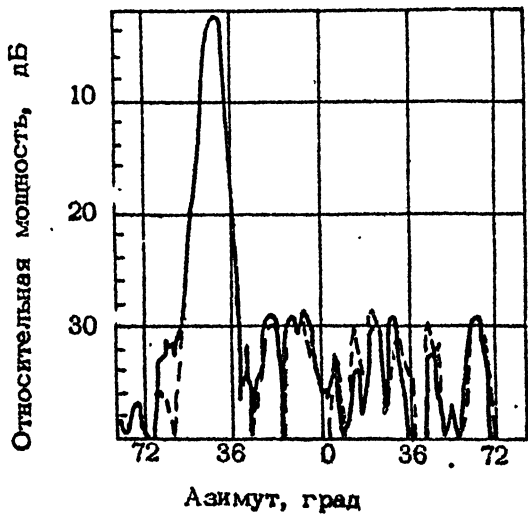


Рис. 12. Сплошная - восстановленное, пунктир-
- непосредственно измеренное [83].

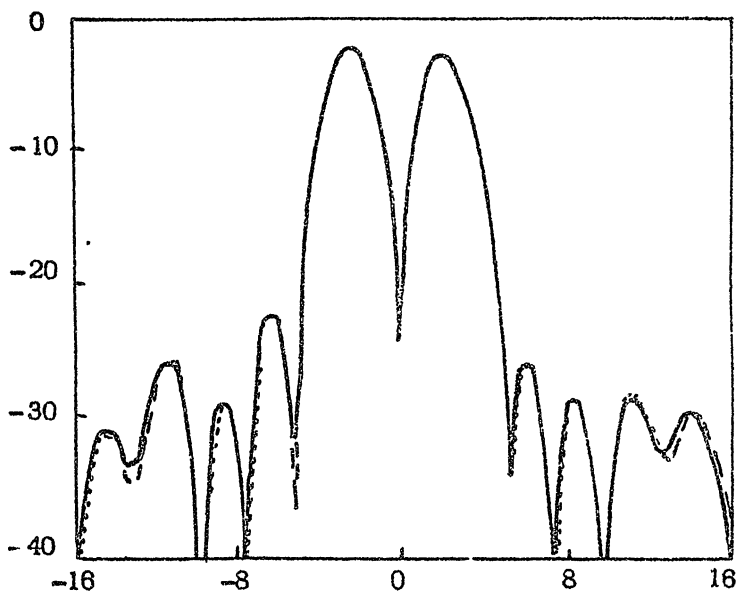


Рис. 13. Точки - восстановленное, (—), (---) - непосредственно измеренное на двух различных полигонах [25]

фазометрическим методом и проводящих сравнение с данными, полученными с помощью общепринятых методов.

Результаты первых измерений с использованием планарных методов описаны в [7]. В дальнейшем серия измерений была проведена сотрудниками Национального бюро стандартов США [8]. Исследовались стандартный рупор с размером раскрытия $6,5 \lambda \times 5,3 \lambda$ и рупор с линзой $90 \lambda \times 90 \lambda$ на волне $\lambda \approx 6,3$ мм. Сравнение с прямыми измерениями в дальней зоне не проводилось, т.к., по мнению авторов [6], точность полученных результатов, по крайней мере, такая же, как и при непосредственных измерениях характеристик антенн. В [39] приведены результаты исследования двух различных типов решеток бортовых РЛС χ -диапазона (8,2 - 12,4 ГГц): линзового типа с ограниченной перестройкой и ФАР, размером ориентировочно около 1 м. Диаграмма направленности рассчитывалась в секторе углов $\pm 30^\circ$; при этом для решетки линзового типа было получено хорошее совпадение с результатами измерений по дальней зоне (точность последних гарантировалась до -30 дБ - пример совпадения восстановленной и измеренной диаграмм, взятый из [39], приведен на рис. 11. Для ФАР при больших углах сканирования точность совпадения оказалась хуже из-за ограниченных размеров области сканирования.

В [7] (см. также [82]) приведены результаты восстановления диаграммы моноимпульсной зеркальной антенны на частоте порядка 5 ГГц; точность совпадения с измерениями в дальней зоне здесь весьма высока, как видно из рис. 10, взятого из [7].

В [83] (см. также [25] и [82]) сообщалось об измерениях ФАР ζ -диапазона (5,85 - 8,2 ГГц) с усилением 28 дБ, уровнем боковых лепестков - 25 дБ и сектором качания луча 72° . Измерения проводились на автоматизированной установке [59]; полное время измерений составляло порядка 4 часов. Отмечалось

удовлетворительное совпадение результатов вычислений и прямых измерений в дальней зоне; в среднем уровень бокового излучения совпадал, но не совпадала в некоторых случаях структура боковых лепестков, см. рис. 12 [83]. Несовпадение относилось авторами за счет разницы температур при измерениях в помещении и на открытом воздухе. Весьма показательными в смысле точности достижимой при планарных измерениях, являются результаты, приведенные в [25], см. рис. 13, где показана диаграмма зеркальной антенны размером около 1,2 м, восстановленная по результатам планарных измерений и измеренная в дальней зоне на двух различных полигонах.

Ряд других результатов, полученных с использованием планарных измерений, см. в [10, 11].

Метод, использующий измерения на участке сферической поверхности в зоне Френеля исследуемой антенны (радиоголографический метод) был предложен и впервые опробован в [19] с использованием оптической обработки в когерентном свете. Этот метод далее проверялся на двухзеркальной антенной системой с диаметром основного зеркала 7 м на частоте 3 ГГц [20] с использованием оптической обработки в когерентном свете [20, 21] и на ЭВМ [22, 23], в результате чего показано хорошее соответствие в области главного и боковых лепестков восстановленной и непосредственно измеренной диаграммы. Результаты дальнейшего исследования этого метода применительно к антенне указанного выше типа на частотах 2 - 6 ГГц и расстояниях до источника излучения 50 и 100 м приведены в [60]. На рис. 14 показаны сечения диаграммы, измеренной методом перефокусировки на источник в ближней зоне, и восстановленной примерно по 900 комплексным значениям ближнего поля на частоте 3 ГГц (погрешности измерений, включая позиционные, оценивались порядка 13° по фазе и 0,7 дБ по амплитуде в динамическом диапазоне порядка 30 дБ) [60]. В [58] приводятся результаты измерений указанным методом крупной зеркальной антенны. На рис. 15 показан общий вид

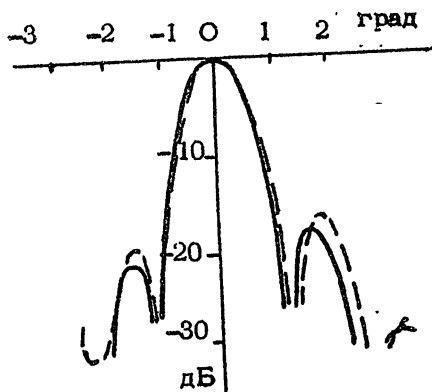


Рис. 14,15 Сравнение непосредственно измеренного и восстановленного по данным измерений в зоне Френеля сечений диаграмм.

Рис. 14. (—) — восстановленное, (---) — непосредственно измеренное [60]

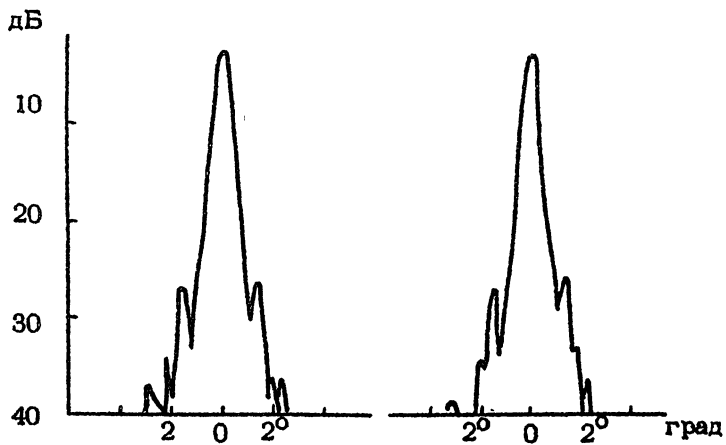


Рис. 15. Справа - восстановленное, слева - непосредственно измеренное [24]

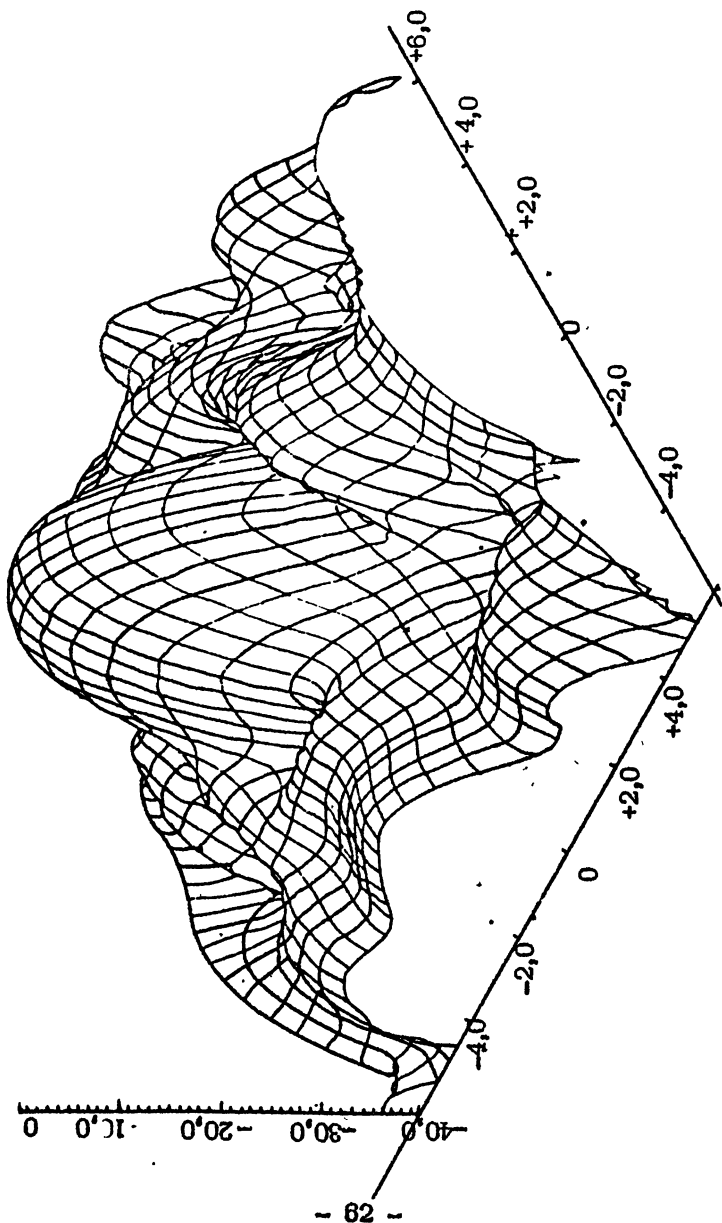


Рис. 16. Общий вид диаграммы направленности крупной зеркальной антенны [58].

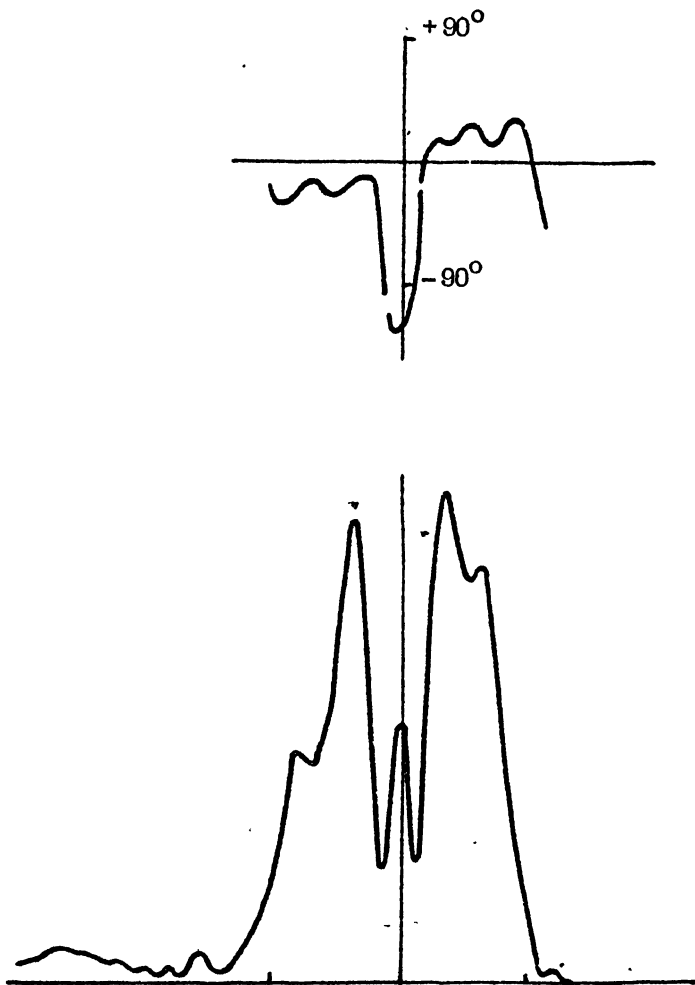


Рис. 17. Распределение амплитуды и фазы поля на раскрыве двухзеркальной параболической антенны [22].

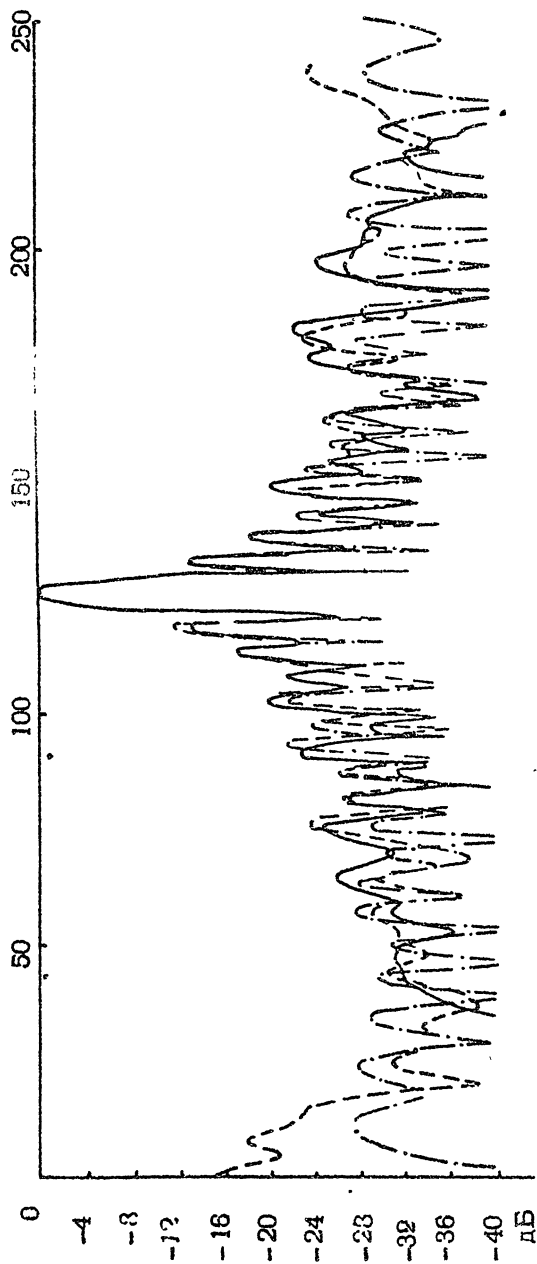


Рис. 18 а, б Сечение диаграммы направленности линией -
 ной решетки (---) непосредственно измерен-
 ное, (---) -- восстановленное по измерениям в
 ближней зоне, (-.-.-) -- вычисленное по данным
 измерений амплитуд и фаз возбуждения элемен-
 тов решетки;

рис. 18 а -- "полная" лестничная структура,

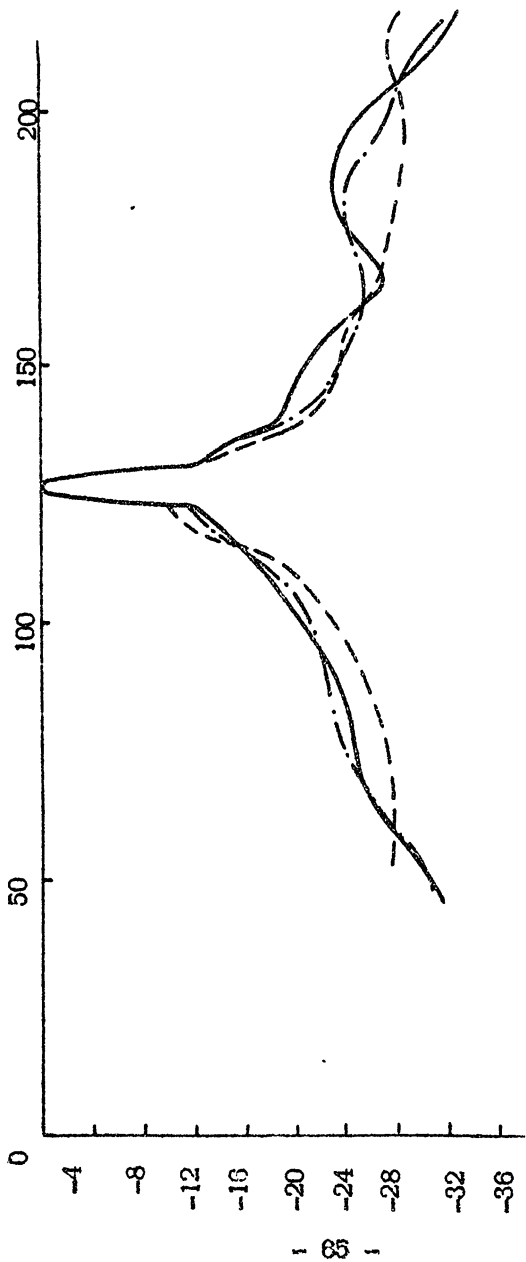


рис. 18 б - огибающие боковых лепестков [57].

восстановленной суммарной диаграммы [58].

В [24] метод экспериментально проверялся на 3,66-метровой зеркальной антенне на частотах 8,15 ГГц и 11 Гц с применением голографической методики измерений. Азимутальные сечения (E - плоскость) восстановленной и непосредственно измеренных диаграмм, взятых из [24], приведены на рис. 16. Сравнение в угломестном сечении в области боковых лепестков авторам [24] провести не удалось из-за сильных переотражений от снежного покрова при прямых измерениях по дальней зоне.

В ряде отмеченных выше работ наряду с диаграммой направленности восстанавливалось также распределение поля на раскрыве антенны. На рис. 17 приведено центральное сечение распределения амплитуды и фазы поля на раскрыве 7-метровой двухзеркальной антенны на частоте 3 ГГц, взятое из [22]. В [24] по восстановленному распределению поля на раскрыве оценивалась среднеквадратичная точность поверхности зеркала; полученные данные таковы: 0,093 см - радиоголографический метод и 0,075 см - измерения с использованием шаблонов.

Ряд результатов, использующих методику полноповоротных антенн по излучателю, расположенному в зоне Френеля, приведен также в работах [62, 72].

В [54] экспериментально проверялся метод восстановления одного сечения диаграммы направленности для резконесимметричных (линейных) антенн. Исследовалась линейная решетка метрового диапазона, установленная на поворотном устройстве. Сечение диаграммы в плоскости линейки восстанавливалось по распределению ближнего поля на кольцевой линии; при вычислениях использовались интегральные соотношения типа (5), модифицированные для "двумерного" случая. На рис. 18 а, б представлен результат сравнения диаграмм - восстановленной, измеренной в дальней зоне и рассчитанной по результатам прямых измерений амплитуд и фаз токов в излучателях; на рис. 18 а - сравнение "полной" лепестковой структуры, на рис. 18 б - сравнение огибающей боковых лепест-

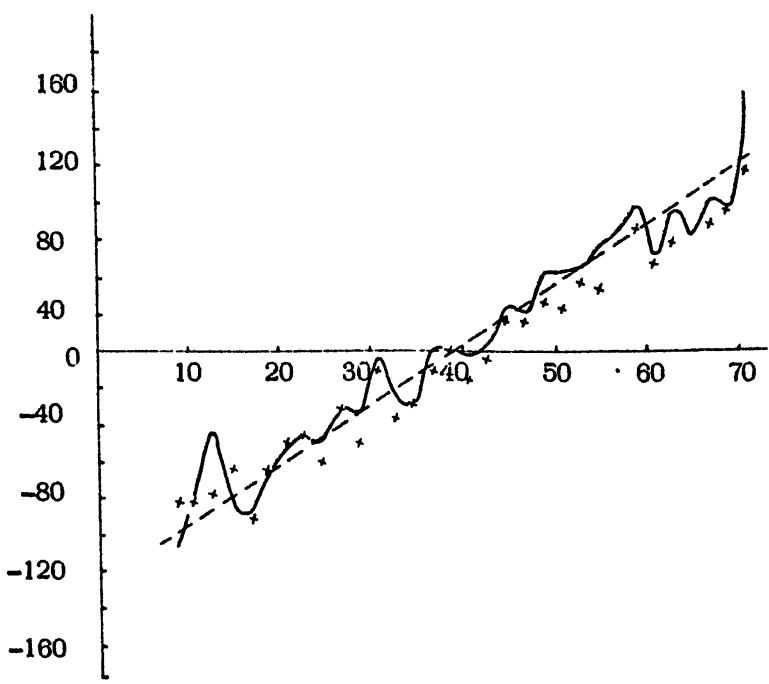
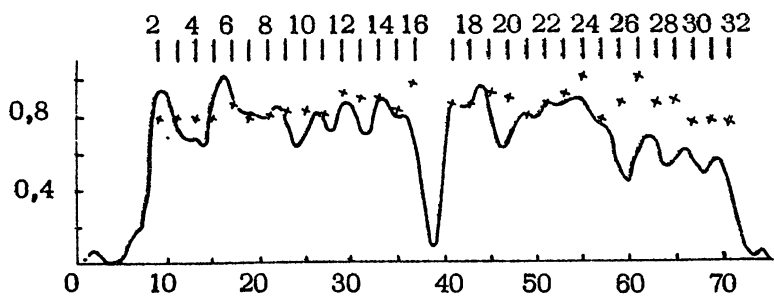


Рис. 19. Распределение амплитуды и фазы токов в элементах линейной решетки, восстановленное по данным измерений в ближней зоне (—) и непосредственно измеренное (ххх) [52].

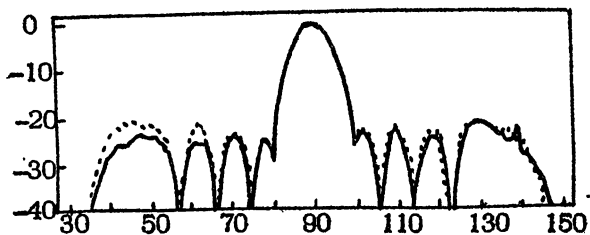


Рис. 20. Сравнение сечений диаграммы непосредственно измеренного (---) и восстановленного (—) по результатам измерений в ближней зоне на цилиндрической поверхности [16].

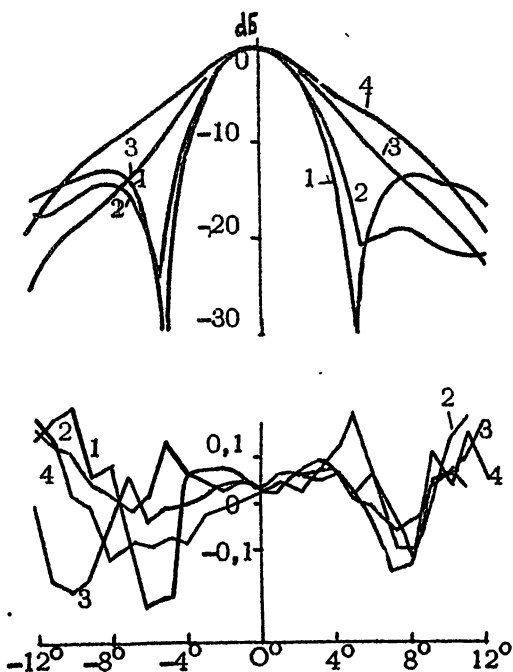


Рис. 21. Сечения диаграммы (1) - $0^\circ/180^\circ$, (2) - $210^\circ/30^\circ$, (3) - $240^\circ/60^\circ$, (4) - $270^\circ/90^\circ$, восстановленные по результатам измерений на сферической поверхности с использованием метода разложения по собственным модам. Внизу показаны погрешности восстановления каждого сечения [18].

ков. Точность измерений в [54] была довольно высокой и несоответствия между полученными результатами относились, в основном, за счет переотражений от земли, существенных из-за слабой направленности антенны по углу места. На рис. 19 показано восстановленное из измерений в ближней зоне и непосредственно измеренное распределение амплитуд и фаз токов в элементах решетки [52], располагавшихся на расстоянии порядка $\lambda/2$. Провал в центре соответствует отсутствию центрального элемента решетки — отсюда видно, что метод очень хорошо "чувствует" отсутствие каждого элемента и может использоваться для диагностики состояния элементов решетки.

Экспериментальные результаты по использованию метода разложения по собственным модам для цилиндрической поверхности приведены в [16] (см. также [25]). Исследовалась решетка — система щелей, прорезанных в волноводе — на частоте 9,68 ГГц. На рис. 20, взятом из [16], приведено сравнение восстановленного и непосредственно измеренного сечений диаграммы. Расхождение объясняется авторами наличием переотражений.

Метод разложения по сферическим гармоникам применялся для исследования антенн спутников MAROTS для связи в X, L, J — диапазоне (8,2–12,4 ГГц, 1,12–1,7 ГГц и 0,35–0,53 ГГц). Диаграмма восстанавливалась в небольшом телесном угле, вид ее и ошибки, определенные путем сравнения с результатами прямых измерений, см. на рис. 21. Автором [18] указывается достаточно высокая точность восстановления: около 0,07 дБ до уровня -20 дБ. Некоторые другие экспериментальные результаты, связанные с техникой разложения по сферическим гармоникам, приведены в [17, 84].

Т а б л и ц а 1

Погрешности фазометрического метода для случая линейной антенны с равномерным распределением

	по данным [57]	по данным [55]
Источники погрешности		
Определяемая характеристика диаграммы	Погрешность изменения фазы ϵ_{φ} , град.	Составляющая погрешности ϵ_{δ} перпендикул. плоскости сканирования
<p>Погрешность определения направления главного максимума, отнесенная к ширине главного лепестка по уровню 0,5 (в процентах) $\epsilon_{\theta}/\theta_{0,5}$ или относительная погрешность определения ширины главного лепестка (в процентах) $-\epsilon_{\theta_{0,5}}/\theta_{0,5}$</p>	$\frac{\epsilon_{\varphi}}{\theta_{0,5}} [\%] \approx \frac{\epsilon_{\theta_{0,5}} [\%]}{\theta_{0,5}}$ $\approx 0,6 \epsilon_{\varphi}, \text{ град}$ $= 200 \epsilon_{\delta} / \lambda$	$\frac{\Delta \theta_{0,5} [\%]}{\theta_{0,5}} \approx 40 \frac{\Delta}{D \lambda}$
<p>Относительная погрешность определения уровней боковых лепестков $\epsilon_{\mu} / \mu _k$ (в децибелах) боковой лепесток ($K=1$) (уровень - 13,3 дБ) 3-ий боковой лепесток ($K=3$) (уровень - 20,8 дБ) 15-ый боковой лепесток ($K=15$) (уровень - 33,8 дБ)</p>	$\frac{\epsilon_{\mu}}{ \mu _k} [\text{дБ}] = \frac{\epsilon_{\delta}}{ \mu _k}$ $\left\{ \begin{array}{l} (K=1) 0,26 \varphi, \text{ град} \\ (K=3) 0,36 \varphi, \text{ град} \\ (K=15) 0,66 \varphi, \text{ град} \end{array} \right.$ $\approx 70 \epsilon_{\delta} / \lambda$ $\approx 110 \epsilon_{\delta} / \lambda$ $= 220 \epsilon_{\delta} / \lambda$	$\frac{\Delta \mu _k [\text{дБ}]}{ \mu _k} \approx \left\{ \begin{array}{l} (K=1) 15 \frac{\Delta}{D \lambda} \\ (K=3) 34 \frac{\Delta}{D \lambda} \\ (K=15) 150 \frac{\Delta}{D \lambda} \end{array} \right.$ <p style="text-align: center;">для произвольного уровня</p> $\frac{\Delta \mu _k [\text{дБ}]}{ \mu _k} \approx \frac{3,1 \Delta}{ \mu _k D \lambda}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.Р.Милютин, Р.А.Перповский, С.С.Роговенко, Вестник связи, № 5, 9 (1962).
2. Н.Brueckman, IEEE Trans.Ant.and Prop., AP-II, N 2, 143 (1963).
3. Н.М.Цейтлин, Антенная техника и радиоастрономия, изд. Сов. Радио, М., 1976.
4. D.Cheng, Wireless Engr., 33, N 10, 107 (1956).
5. Н.А.Есепкина, ДАН СССР, 113, №1, 82 (1957).
6. Д.А.Дмитренко, Е.В.Аникина. Изв. вузов Радиофизика, 16, № 2, 282 (1973).
7. Джонсон, Экер, Холлис, ТИИЭР, 61, № 12, 5 (1973) (оригинал см. R.C.Jonson et al., Proc. IEEE, 61; N 12, 1668 (1973).
8. R.C.Baird, A.C.Newell, P.F.Wacker, D.M.Kerns, Electron.Let., 6, N 11, 349 (1970).
9. Е.В. Joy, D.T.Paris, IEEE Trans.Ant. and Prop., AP-20, N 3, 253 (1972).
10. А.А.Арутюнян и др., Изв. Арм. АН ССР - Физика, 7, № 5, 373 (1972).
11. И.Е.Гольберг и др.. Комплекс аппаратуры для определения параметров антенн голографическими методами (в кн. Радио- и акустическая голография), Изд. Наука, Л., 1976. стр. 54.

12. П.М.Геруни, Дж.С.Арутюнян, Радиоголография и современные методы антенных измерений (кн. Радио - и акустическая голография). Изд. Наука, Л., 1976. стр. 85.

13. J.Brown, E.V.Jull, Proc.IEE, I08B, N 42; 87 (1961).

14. J.R.James, L.W.Longdon, Alta Freq., 38, N speciale, 286 (1969).

15. F.Jensen, Electromagnetic near-field-far-field correlation, Lab.Electromagnetic Theory, Tech.Univ.Denemark, Lyngby, LD 15, Jule 1970.

16. W.M.Leach, D.T.Paris, IEEE Trans. Ant.and Prop., AP-21, N 4, 435 (1973).

17. A.C.Ludwig, IEEE Trans.Ant.and Prop., AP-19, N 2, 214 (1971).

18. P.J.Wood, Marconi Review, I5, N 204 42 (1976); I5, N 205, 117 (1977).

19. Л.Д.Бахрах, А.П.Курочкин, ДАН СССР, 171, № 6, 1308 (1966).

20. Л.Д.Бахрах и др., ДАН СССР, 201, 3, 580(1971).

21. Дж.с.Арутюнян, А.П.Курочкин, Радиотехника и электроника, 16, № 9 1623 (1971).

22. В.И.Турчин, Н.М.Цейтлин, ДАН СССР, 205, № 4, 820 (1972).

23. В.И.Турчин, Н.М.Цейтлин, А.К.Чандаев, Радиотехника и электроника, 18, № 4, 725 (1973).
24. J.C.Bennet, A.P.Anderson, P.A.McInnes, A.J.T.Whitaker, IEEE Trans.Ant.and Prop., AP-24, N 3, 295 (1976).
25. D.T.Paris, W.M.Leach, E.B.Joy, IEEE Trans.Ant.and Prop., AP-26, N 3, 373 (1978)
E.B.Joy, W.M.Leach, G.P.Rodrigue, D.T.Paris, AP-26, N 3, 379 (1978).
26. В.Ю.Петрунькин, Труды ЛПИ им. М.И.Калинина, Радиофизика, № 181, 75. Госэнергоиздат, Л., 1955.
27. Х.Хенл, А.Мауэ, К.Вестпфаль, Теория дифракции, изд. Мир, М., 1964.
28. В.А.Фок. Проблемы дифракции и распространения радиоволн, изд. Сов. радио, М., 1970.
29. Сканирующие антенные системы СВЧ, т. 1 (под ред. Г.Т.Маркова, В.Ф.Чаплина). изд. Сов. радио, М., 1966.
30. Ю.И.Белов, Н.В.Векслер, Л.Р.Семенова, А.Л.Фогель. Изв. вузов - Радиофизика (в печати).
31. Ю.В.Сысоев. Изв. вузов - Радиофизика, 21. № 7, (1978).
32. Е.И.Турчин, Исследование и разработка фазометрического метода измерения параметров антенн. Дис. на соиск. уч. степени к.ф.-м.ч., Горький, 1977 г.
33. D.M.Kerns, Electron.Let., 6, N II, 348 (1970).
34. Дж.А.Стрэттон, Теория электромагнетизма. ОГИЗ - Гостехиздат, М., 1948.
35. В.В.Маршафей, Радиотехника и электроника, 13, № 12, 2129 (1968).

36. Б.Е.Кинбер, Метрология в радиоэлектронике, Тезисы докладов III Всесоюзного совещания-семинара 24-26 июня 1975 н., стр. 165.
37. Л.Д.Бахарах, Ю.А.Колосов, А.П.Курочкин. Сб. Антенны, вып. 24, изд. Связь, М., 1976. стр. 3.
38. K.R.Grimm, Microwave J., 19, N 4, 43 (1976).
39. A.C.Newell, M.L.Craford, Planar near-field measurements of high performance array antennas, NBS, USA, NRSIR 74-380, 1974, 100 pp.
40. В.И.Турчин, Изв. вузов - Радиофизика, 19, №1, 110 (1976).
41. В.И.Турчин, В.А.Фарфель, А.Л.Фогель. Радиотехника и электроника, 21, № 1, 72 (1976).
42. Д.Б.Зимин, Е.Г.Седенков, сб. Антенны, вып. 23, изд. Связь, М., 1976, стр. 72.
43. И.В.Каплун, А.П.Курочкин. Радиотехника и электроника, 22, № 12, 2494 (1977).
44. В.И.Турчин. Радиотехника и электроника, 22, №12, 2502 (1977).
45. В.И.Турчин, Изв. вузов - Радиофизика, 20, № 7, 1071 (1977).
46. А.П.Курочкин, Ю.А.Колосов, Радиотехника и электроника, 18, № 4, 735 (1973).
47. М.Бори, Э.Вольф. Основы оптики, изд. Наука, М., 1970.
48. Вычислительные методы в электродинамике (под ред. Р.Митры), изд. Мир, М., 1977.
49. А.Н.Тихонов, ДАН СССР, 151, № 3, 501 (1963).

50. Л.Д.Бахрах, С.Д.Кременецкий. Синтез излучающих систем. Тзд. Сов. радио, М., 1974.
51. P.L.Ransom, R.Mittra, Proc.IEEE, 59, N 6, 1029 (1971).
52. В.С.Коротков, В.И.Турчин. Изв. вузов - Радиофизика) (в печати).
53. В.Л.Николаев, Изв. вузов - Радиофизика, 17, № 12, 1895 (1974).
54. В.А.Антонов и др., Изв. вузов - Радиофизика (в печати).
55. A.C.Newell, A.D.Yaghjian, International IEEE/AP-S Symp., Urbana, 1975, p.470.
56. И.В.Каплун, А.П.Курочкин. Радиотехника и электроника, 20, № 10, 2038 (1975).
57. Я.С.Шифрин. Вопросы статистической теории антенн. Изд. Сов. радио, М., 1970.
58. Н.В.Векслер и др., Изв. вузов - Радиофизика (в печати).
59. H.A.Ecker et al., International IEEE/AP-S Symp., Atlanta, 1974, p.161.
60. Д.А.Дмитренко и др. Изв. вузов - Радиофизика, 21, № 5, 631 (1978).
61. В.Ф.Засухин и др., Изв. вузов - Радиофизика, 19, 7, 949 (1976).
62. В.И.Игнатъев, Ю.В.Сысоев, В.И.Турчин. Изв. вузов - радиофизика, 18, N 8, 1152 (1975).
63. Голография, Методы и аппаратура (под ред. В.М. Гинзбурга, Б.М.Степанова). Изд. Сов. радио, М., 1974.

64. А.А.Арутюнян и др., Сб. Проблемы голографии, вып. 4, 144 (1974).

65. А.С.Рошаль, Изв.вузов - Радиофизика, 19, № 10, 1425 (1976).

66. Л.М.Сороко, Т.А.Стриж, Спектральные преобразования на цифровых вычислительных машинах, Сообщение ОИЯИ, Дубна, 1972.

67. J.O.Eklund, IEEE Trans.Comput. (corresp.), C-21, N 7, 801 (1972).

68. А.А.Арутюнян, Д.С.Арутюнян. Сб. Проблемы голографии, вып. 4, 149 (1974).

69. Хант, Трассел, ТИИЭР, 61, № 4, 77 (1973).

70. У.Ньюмен, Р.Спрулл. Основы интерактивной машинной графики, Изд. Мир, М., 1976.

71. В.И.Турчин, Восстановление на ЭЦВМ диаграмм направленности антенн по результатам фазометрических измерений с помощью источника в зоне Френеля. Часть 1. Алгоритмы и организация программ, Часть II. Тексты программ; Препринты НИРФИ №№ 48, 49, Горький, 1974.

72. В.А.Варганов и др., Изв. вузов - Радиофизика, 16, 1, 158 (1973).

73. Аоки, Зарубежная электроника, 10, 82 (1941).

74. J.S.Hollis, T.J.Lyon, L.Clayton, Microwave antenna measurements, Scientific-Atlanta, Inc., Atlanta, Georgia, USA, July 1970.

75. Л.Д.Бахрах и др., Сб. Антенны, вып. 2, Изд. Связь, М., 1967, стр. 33.

76. Э.М.Зуйкова, Л.А.Пасманик, В.И.Турчин, Изв. вузов - Радиофизика, 1973, 16, № 10, 1615 (1973).

77. Л.Д.Бахрах, А.П.Курочкин, Радиотехника и электроника, 16, № 6, 1102 (1969).

78. В.А.Зверев, Е.Ф.Орлов. Оптические спектр-анализаторы. Изд. Сов. радио, М., 1972.

79. Ю.И.Белов, Э.М. Зуйкова, Л.А.Пасманик, В.И. Турчин. Изв. вузов - Радиофизика, 21, № 2, 205 (1978).

80. А.П.Курочкин, В.И.Троицкий. Радиотехника и электроника, 14, № 4, 710, (1969).

81. В.М.Мещанкин, Радиотехника и электроника, 16, № 2, 371, (1971).

82. Радиотехника за рубежом (информационный бюллетень, НИИЭР, вып. 21 (811), М., 1976. стр. 7.

83. E.B.Joy, C.P.Burns, G.P.Rodrigue, E.C.Burdette, International IEEE/AP-S Symp., Urbana, 1975, p.224.

84. A.R.Jamieson, R.H.Bates, Proc.IEE, 120, N 2, 183 (1973).