

УДК 621.396.677.494

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ХОЛОСТОГО ХОДА ВИБРАТОРА В БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛОСКОЙ РЕШЕТКЕ

А. Л. Айзенберг

На основе метода интегральных уравнений произведен расчет и анализ диаграммы направленности холостого хода симметричного цилиндрического вибратора в бесконечной прямоугольно-центрированной решетке с рефлектором в полосе частот $2,6 - 1$. Показано, что в E -плоскости решетки диаграмма холостого хода вибратора существенно искажена по сравнению с диаграммой одиночного вибратора, если его длина равна или близка к длине волны. При длине каждого вибратора, не превышающей половины длины волны, эти диаграммы практически совпадают. В H -плоскости искажения диаграммы холостого хода незначительны во всем диапазоне волн.

ВВЕДЕНИЕ

Диаграмма направленности (ДН) электрически большой фазированной антенной решетки (ФАР) может быть определена как произведение множителя направленности решетки невзаимодействующих изотропных излучателей и найденной для бесконечной решетки парциальной ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ излучателя, соответствующей режиму запитки одного излучателя при подключении к входам остальных излучателей согласованных нагрузок* и полностью учитывающей влияние взаимосвязей между излучателями [1]. Непосредственное измерение парциальной ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ в решетке (или на достаточно большом ее фрагменте) в ряде случаев затруднительно, например, в крупногабаритных антеннах.

Парциальная ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ излучателя в бесконечной решетке может быть определена также на основе следующих выражений [2, 3]:

$$F_{\Pi}(\theta, \varphi) = F_{x.x}(\theta, \varphi) [1 - \Gamma(\theta, \varphi)] = F_{x.x}(\theta, \varphi) 2\omega / (z_{вх}(\theta, \varphi) + \omega), \quad (1)$$

$$F_{\Pi}(\theta, \varphi) = F_{к.з}(\theta, \varphi) [1 + \Gamma(\theta, \varphi)] = F_{к.з}(\theta, \varphi) 2z_{вх}(\theta, \varphi) / (z_{вх}(\theta, \varphi) + \omega); \quad (2)$$

где $F_{x.x}(\theta, \varphi)$ — ДН холостого хода излучателя в решетке, соответствующая режиму запитки этого излучателя и размыкания клемм питания остальных излучателей; $F_{к.з}(\theta, \varphi)$ — ДН короткого замыкания излучателя в решетке, соответствующая режиму запитки этого излучателя и короткого замыкания клемм питания остальных излучателей; $\Gamma(\theta, \varphi)$ — действующий коэффициент отражения излучателя бесконечной ФАР в режиме равноамплитудного возбуждения с линейной фазировкой в направлении θ, φ ; $z_{вх}(\theta, \varphi)$ — входное сопротивление излучателя в том же режиме возбуждения; ω — волновое сопротивление фидера.

* Входное сопротивление согласованных нагрузок равно внутреннему сопротивлению генератора (приемника), которое предполагается равным волновому сопротивлению ω фидера.

ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$, $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ и $F_{k,z}(\theta, \varphi)$, как и коэффициент отражения $\Gamma(\theta, \varphi)$, являются векторными нормированными характеристиками, зависящими от угла θ, φ и от частоты. ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ и $F_{k,z}(\theta, \varphi)$ в решетке целесообразно определять теоретически (экспериментальное их определение обычно связано приблизительно с теми же трудностями, что и при определении ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$). Коэффициент отражения $\Gamma(\theta, \varphi)$ может быть измерен непосредственно в активно запитанной решетке (или ее фрагменте), определен теоретически (например, по рассчитанным $z_{вх}(\theta, \varphi)$ и ω), а также экспериментально-теоретически на основе экспериментальной матрицы рассеяния $[S]$ и известных комплексных амплитуд падающих волн. ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ холостого хода и $F_{k,z}(\theta, \varphi)$ короткого замыкания, как и матрица рассеяния $[S]$, являются функциями лишь геометрических параметров решетки и излучателей, тогда как парциальная ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ является также функцией действующего коэффициента отражения $\Gamma(\theta, \varphi)$.

Из двух форм (1) и (2) записи $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ остановимся на первой, базирующейся на ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ *. Удобство определения ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ на основе ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ объясняется в значительной мере тем известным фактом [2], что если элементами решетки являются канонические минимально рассеивающие антенны, т. е. антенны, которые при размыкании их выводов становятся «невидимыми», то ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ совпадает с ДН $F_0(\theta, \varphi)$ одиночного (изолированного) элемента, которая может быть легко определена вне решетки заранее (экспериментально или теоретически). В этом случае учет влияния взаимосвязей между излучателями на ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ и соответственно на ДН ФАР может быть сведен к определению лишь внутренних параметров $\Gamma(\theta, \varphi)$, $z(\theta, \varphi)$ или $[S]$ решетки.

Однако класс канонических минимально рассеивающих антенн к настоящему времени очерчен недостаточно четко [1, 2]. В связи с этим представляет интерес теоретическое исследование ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ холостого хода для некоторых типов излучателей, в частности, с целью определения области применимости приближения

$$F_{x,x}(\theta, \varphi) \approx F_0(\theta, \varphi). \quad (3)$$

Кроме того, теоретический расчет и анализ ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ имеет самостоятельное значение для изучения эффектов взаимных связей в решетках.

В данной работе, на основе известных электродинамических методов расчета, были определены и исследованы в диапазоне частот ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ холостого хода цилиндрического симметричного вибратора, длина которого достигает длины волны на высокочастотном и значительно меньше половины длины волны на низкочастотном краях диапазона, в бесконечной эквидистантной решетке, расположенной над идеально проводящим плоским рефлектором. Исследования импедансных характеристик и их влияния на ДН $F_{\Pi}(\theta, \varphi)$ выходят за рамки работы.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ХОЛОСТОГО ХОДА ВИБРАТОРА В РЕШЕТКЕ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ

В рассматриваемой решетке прямоугольно-центрированной структуры (рис. 1) симметричные вибраторы длиной $2l$ и диаметром $2a$ питаются от дельта-генераторов, ЭДС которых по раскрытию решетки имеют постоянную амплитуду и линейно-меняющуюся фазу. Ток вдоль

* В ряде работ [2-4] акцентируется внимание на необходимости знания ДН $F_{x,x}(\theta, \varphi)$ для определения характеристик излучения ФАР с учетом взаимосвязей излучателей.

оси x на вибраторах в бесконечной решетке над рефлектором с учетом теоремы Флоке может быть найден на основе интегрального уравнения Поклингтона, преобразованного с учетом результатов работы [4] к виду

$$\int_{x'=-l}^l I(x') \left\{ \frac{1}{4 d_x d_y} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [1 + (-1)^{n+m}] \frac{k^2 - \alpha_n^2}{\gamma_{nm}} \times \right. \\ \left. \times \exp [-\alpha_n(x - x') - \gamma_{nm}(H + a)] \operatorname{sh}(\gamma_{nm} H) \right\} dx' = -i \omega \epsilon_0 E'_x(x),$$

где выражение в фигурных скобках — ядро $K(x - x')$ интегрального уравнения,

$$\gamma_{nm} = \sqrt{\alpha_n^2 + \alpha_m^2 - k^2}, \quad \alpha_n = (2\pi n/a_x) + k_x, \quad \alpha_m = (2\pi m/a_y) + k_y, \\ k_x = k \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \quad k_y = k \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \quad k = 2\pi/\lambda, \quad -l < x < l,$$

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды, d_x, d_y — шаг решетки по осям x и y соответственно, H — расстояние вибраторов до экрана.

Поле $E'_x(x)$ в зазоре вибратора свяжем с напряжением генератора V посредством δ -функции:

$$E'_x(x) = -V \delta(x).$$

Ядро интегрального уравнения прямоугольно-центрированной решетки содержит под знаком двойной суммы (по узлам плоской решетки с прямоугольной ячейкой) множитель $(1/2) [1 - (-1)^{n+m}]$, обращающий в нуль члены, в которых реальные излучатели отсутствуют.

Решение интегрального уравнения базировалось на методе Галеркина с трехчленной аппроксимацией искомого тока

$$I_x = \sum_{q=1}^3 I_q f_q(x)$$

линейно-независимыми функциями [5, 6]

$$f_1(x) = I_1 \cos(\pi x/2l), \\ f_2(x) = I_2 [1 - \sin(\pi/2 |x/l|)], \\ f_3(x) = I_3 \sin(\pi x/l),$$
(4)

где I_1, I_2, I_3 — коэффициенты разложения, подлежащие определению. Применение преобразования рядов с помощью формулы суммирования Пуассона улучшило их сходимость и дало возможность находить сумму с погрешностью не более 0,001.

Входной импеданс $z_{вх}(\theta, \varphi)$ в функции углов θ, φ отклонения луча отыскивался на основе известных напряжения запитки и найденных токов на клеммах вибратора:

$$z_{вх} = V / \sum_{q=1}^3 I_q(0).$$

На основе токов на вибраторах $I_x(x)$, найденных в результате решения интегрального уравнения, по известной процедуре через вектор-

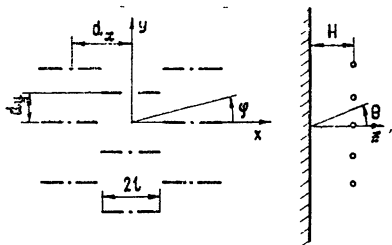


Рис. 1.

ный потенциал поля, были найдены составляющие электрического поля, определяющие ДН $F_{к.з}(\theta, \varphi)$ вибратора в бесконечной решетке.

С учетом (1) и (2) ДН холостого хода

$$F_{x.x}(\theta, \varphi) = F_{к.з}(\theta, \varphi) z_{вх}(\theta, \varphi) / \omega = F_{к.з}(\theta, \varphi) (1 + \Gamma) / (1 - \Gamma).$$

С точностью до постоянного множителя

$$|F_{x.x}(\theta, \varphi)| = |F_{к.з}(\theta, \varphi)| |z_{вх}(\theta, \varphi)|. \quad (5)$$

Расчеты $F_{к.з}(\theta, \varphi)$, $z_{вх}(\theta, \varphi)$ и далее $F_{x.x}(\theta, \varphi)$ были произведены на ЭВМ БЭСМ-6 по программе, составленной Б. А. Старостенко.

Использованная трехчленная аппроксимация (5) токов на вибраторах была предложена В. В. Бодровым, Г. Т. Марковым и Б. А. Старостенко, которые для рассмотренных ими решеток получили точность не ниже точности трехчленной аппроксимации Кинга [6]. При выборе предельных значений электрических длин $2l/\lambda$ и толщин $2a/\lambda$ вибраторов предполагалось, что область применимости указанных аппроксимаций приблизительно одна и та же. Применимость использованного метода для «умеренно толстых» вибраторов контролировалась путем проведения расчетов для различных радиусов a/λ , а также выборочного сравнения с результатами расчетов при пятичленной аппроксимации Кинга. Кроме того, следует учесть, что в коротковолновой части диапазона, где электрический радиус a/λ вибраторов велик, велик также электрический шаг d/λ решетки, в связи с чем пренебрежение изменениями осевого тока на поверхности вибратора по угловой координате допустимо вплоть до значений $d/\lambda = 10^{-2}$ [7].

АНАЛИЗ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ХОЛОСТОГО ХОДА ВИБРАТОРОВ В РЕШЕТКЕ

Рассмотрим результаты расчетов ДН холостого хода, проведенных при следующих, характерных для широкодиапазонных ФАР, геометрических параметрах вибраторов и решетки (см. рис. 1):

$$2l = \lambda_{\min}, \quad d_x = 0,67 \lambda_{\min}, \quad d_y = 0,37 \lambda_{\min}, \quad H = 0,3 \lambda_{\min},$$

где λ_{\min} — минимальная волна рабочего диапазона.

Расчеты были произведены для следующих рабочих волн:

$$\lambda_1 = \lambda_{\min}, \quad \lambda_2 = 1,3 \lambda_{\min}, \quad \lambda_3 = 2 \lambda_{\min}, \quad \lambda_4 = 2,6 \lambda_{\min}.$$

Были рассмотрены вибраторы различных толщин:

- тонкие вибраторы с радиусом $a = 0,006\lambda$;
- вибраторы с радиусом $a = 0,02\lambda$;
- вибраторы с характерным для широкодиапазонных антенн отношением радиуса к длине плеча $a/l = 0,08$, причем, $a = 0,04 \lambda_{\min}$. т. е. $a = 0,04\lambda_1 = 0,03\lambda_2 = 0,02\lambda_3 = 0,015\lambda_4$. Волновое сопротивление фидеров питания вибраторов $\omega = 300 \text{ Ом}$.

Результаты расчетов по формуле (5) модулей ДН $F_{x.x}(\theta, \varphi)$ холостого хода вибратора в E -плоскости [$\varphi = 0$] решетки для различных рабочих волн приведены на рис. 2. Там же, для сравнения, показаны расчетная ДН $F_0(\theta)$ одиночного вибратора над бесконечным плоским идеально проводящим рефлектором (вне решетки).

Проанализируем искажения ДН $F_{x.x}(\theta)$ относительно ДН $F_0(\theta)$. Сравнение ДН $F_{x.x}(\theta)$ для вибраторов различной толщины показало, что качественно полученные результаты идентичны при естественной количественной разнице.

Отклонения ДН $F_{x.x}(\theta)$ от ДН $F_0(\theta)$ существенно зависят от длины волны. В коротковолновой части рассматриваемого диапазона,

где длина $2l$ вибратора равна или близка длине волны λ , а электрический шаг d_x/λ решетки велик, ДН $F_{x,x}(\theta)$ в E -плоскости существенно искажены по сравнению с ДН $F_0(\theta)$ и приближение (3) неприемлемо.

На коротковолновом краю диапазона, где длина $2l$ вибратора равна длине λ_1 волны, а шаг решетки больше половины длины волны, ДН холостого хода вибратора в решетке существенно уже ДН одиночного вибратора. Ее ширина по уровню -3 дБ достигает 26° , что почти вдвое меньше, чем у $F_0(\theta)$. Это указывает на значительное возбуждение разомкнутых на клеммах вибраторов при резонансных длинах плеч $l = 0,5\lambda_1$. Обужение ДН $F_{x,x}(\theta)$ по сравнению с ДН $F_0(\theta)$ несколько усиливается при увеличении радиуса a вибратора. Обужение ДН $F_{x,x}(\theta)$ холостого хода приводит, в соответствии с формулой (1), к обужению парциальной ДН $F_{\Pi}(\theta)$ (в дополнение к деформациям $F_{\Pi}(\theta)$, обусловленным изменениями действующего коэффициента отражения $\Gamma(\theta_0)$ излучателей в функции углов сканирования ФАР), т. е. уменьшению сектора сканирования лучом.

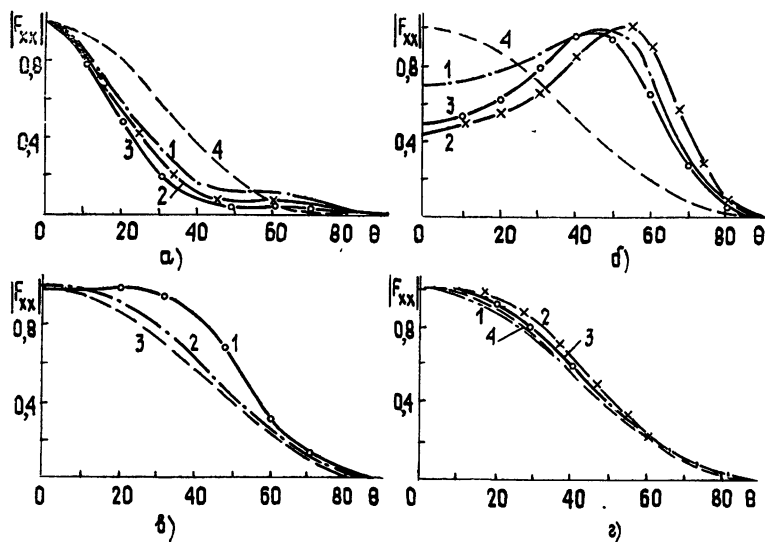


Рис. 2. а) $\lambda_1 = \lambda_{min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_1$, 2 — $a = 0,02 \lambda_1$, 3 — $a = 0,04 \lambda_1$, 4 — F_0 ; б) $\lambda_2 = 1,3 \lambda_{min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_2$, 2 — $a = 0,02 \lambda_2$, 3 — $a = 0,03 \lambda_2$, 4 — F_0 ; в) $\lambda_3 = 2\lambda_{min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_3$, кривая 2 — $a = 0,02 \lambda_3$, 3 — F_0 ; г) $\lambda_4 = 2,6 \lambda_{min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_4$, 2 — $a = 0,02 \lambda_4$, 3 — $a = 0,015 \lambda_4$, 4 — F_0

На относительно коротких, но не крайних волнах рассматриваемого диапазона искажения ДН холостого хода также существенны, но характер их иной — ДН, расширяясь, раздваивается из-за глубокого плавного провала в центре. Так, на волне $\lambda_2 = 1,3 \lambda_{min}$ ДН $F_{x,x}(\theta)$ по уровню -3 дБ приблизительно вдвое шире $F_0(\theta)$, а провал в центре достигает $3-5,5$ дБ. Интересно отметить, что на волне λ_2 парциальная ДН $F_{\Pi}(\theta)$ вибратора в решетке, определенная на основе вышеописанного электродинамического расчета, отличается (см. рис. 3) от ДН $F_0(\theta)$ отдельного вибратора в значительно меньшей мере, чем ДН $F_{x,x}(\theta)$ холостого хода. Это связано с характером деформаций $F_{\Pi}(\theta)$ из-за рассогласования излучателей в соответствии с воздействием множителя $|1 - \Gamma(\theta)|$ в формуле (1).

Совершенно иная картина наблюдается в длинноволновой части рассматриваемого диапазона волн. На волне $\lambda_3 = 2\lambda_{min}$, для которой длина вибратора $2l = 0,5\lambda_3$, а шаг d_x решетки меньше половины длины

волны, ДН $F_{x,x}(\theta)$ для тонкого вибратора ($a = 0,006 \lambda_3$) практически совпадает с ДН $F_0(\theta)$ (отличие менее 10%), а для более «толстых» вибраторов ($a = 0,02 \lambda_3$) $F_{x,x}(\theta)$ существенно шире $F_0(\theta)$ (разница превышает 30%). Таким образом, минимально рассеивающим и «электромагнитно невидимым» при размыкании клемм является лишь тонкий полуволновой вибратор.

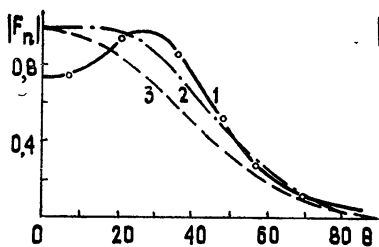


Рис. 3.

Рис. 3. λ_2 , кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_2$, 2 — $a = 0,03 \lambda_2$, 3 — F_0 .

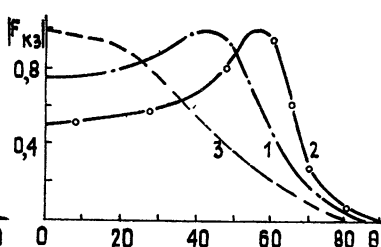


Рис. 4.

Рис. 4. λ_4 , кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_4$, 2 — $a = 0,015 \lambda_4$, 3 — F_0 .

На длинноволновом краю рассматриваемого рабочего диапазона ($\lambda_4 = 2,6 \lambda_{\min}$), где длина вибратора $l = 0,38 \lambda_4$, ДН $F_{x,x}(\theta)$ холостого хода практически совпадают с ДН $F_0(\theta)$ одиночного вибратора для всех рассмотренных радиусов a . Это показывает, что при электрически малой длине ($2l < 0,4\lambda$) как тонкие, так и ограниченно толстые вибраторы являются минимально рассеивающими и при размыкании клемм «электромагнитно невидимы». «Видимость» понижается с уменьшением длины $2l$ и радиуса a вибратора. Интересно отметить, что ДН $F_{к,з}(\theta)$ короткого замыкания вибратора в решетке, найденная на основе вышеописанного электродинамического расчета для рассматриваемой волны λ_4 , существенно отличается (см. рис. 4) от $F_0(\theta)$ и $F_{x,x}(\theta)$. Это и понятно — короткозамкнутые на клеммах вибраторы длиной $2l = 0,38 \lambda_4$ уже заметно возбуждаются падающим на них полем.

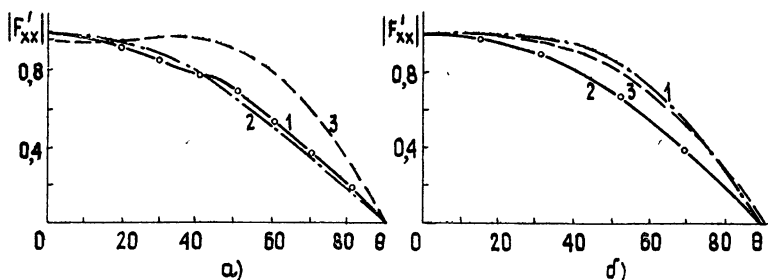


Рис. 5.

Рис. 5а) $\lambda_1 = \lambda_{\min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_1$, 2 — $a = 0,04 \lambda_1$; б) $\lambda_2 = 1,3 \lambda_{\min}$, кривая 1 — $a = 0,006 \lambda_2$, 2 — $a = 0,03 \lambda_2$, 3 — F_0 .

Расчет и анализ ДН $F'_{x,x}(\theta)$ холостого хода в H -плоскости ($\varphi = \pm 90^\circ$) показал, что искажения $F'_{x,x}(\theta)$ по сравнению с ДН $F'_0(\theta)$ одиночного вибратора в этой плоскости намного меньше, чем в E -плоскости во всем рассмотренном диапазоне волн и заметно проявляются лишь в его коротковолновой части. Это можно объяснить, в основном, слабым влиянием перераспределения осевых токов вибратора в решетке на ДН в H -плоскости, а также электрически малым шагом d_y/λ решетки в этой плоскости. Для иллюстрации, на рис. 5 показаны ДН $F'_{x,x}(\theta)$ и

$F'_o(\theta)$ для волн λ_1 и λ_2 . На коротковолновом краю диапазона волн ($\lambda_1 = \lambda_{\min}$) ДН $F'_{x,x}(\theta)$ по половинной мощности уже ДН $F'_o(\theta)$ приблизительно на 20% как для толстого, так и тонкого вибраторов. На волне λ_2 ДН $F'_{x,x}(\theta)$ уже ДН $F'_o(\theta)$ на 15% лишь для толстого вибратора, тогда как для тонкого $F'_{x,x}(\theta) \approx F'_o(\theta)$. На более длинных волнах ДН $F'_{x,x}(\theta)$ и $F'_o(\theta)$ практически совпадают.

ВЫВОДЫ

1) Электродинамический расчет, базирующийся на решении интегральных уравнений на вибраторах, выявил существенную частотную зависимость искажений ДН холостого хода диапазона вибратора в бесконечной плоской эквидистантной решетке по сравнению с ДН одиночного вибратора. Эти искажения определяются изменениями в диапазоне частот электрических длин и толщин вибраторов и шага решетки в длинах волн.

2) В коротковолновой части исследованного частотного диапазона, где длина вибратора равна или близка к длине волны, а шаг решетки электрически велик, E -плоскостные ДН холостого хода вибратора в решетке существенно искажены по сравнению с диаграммой направленности одиночного вибратора: на краю диапазона, где длина вибраторов равна длине волны, они обужаются вдвое, а при смещении рабочей волны на 30% — расширяются вдвое с провалом в центре. В этой части диапазона влияние взаимных связей между вибраторами на парциальную ДН вибратора в решетке (режим подключения к клеммам остальных излучателей согласованных нагрузок) и соответственно на ДН всей ФАР проявляется как в зависимости действующего коэффициента отражения вибратора от угла сканирования и частоты, так и в изменениях ДН холостого хода вибратора в решетке по сравнению с ДН одиночного вибратора.

3) В длинноволновой части рассмотренного диапазона, где длина вибратора не превышает половины длины волны, а шаг решетки электрически мал, ДН холостого хода вибратора в E -плоскости решетки близка к ДН одиночного вибратора. С уменьшением электрической длины вибратора отличие этих ДН уменьшается. Ширина ДН холостого хода полуволнового тонкого ($a = 0,006 \lambda_3$) вибратора в решетке отличается от ширины ДН одиночного вибратора не более чем на 10%, тогда как для умеренно толстого ($a = 0,02 \lambda_3$) вибратора это отличие достигает уже 30%. Для вибраторов длиной менее 0,4 длины волны отличием между указанными ДН можно пренебречь и для умеренно толстых вибраторов. Следовательно, как тонкие полуволновые, так и умеренно толстые симметричные вибраторы длиной менее 0,4 длины волны при размыкании их клемм становятся «электромагнитно невидимыми». Искажения парциальной ДН таких вибраторов в решетке и соответственно ДН ФАР под влиянием взаимных связей определяются только зависимостью действующего коэффициента отражения вибратора от угла сканирования и частоты.

4) В H -плоскости искажения ДН холостого хода вибратора в рассматриваемой решетке по сравнению с ДН одиночного вибратора намного меньше, чем в E -плоскости, и лишь в слабой мере проявляются в коротковолновой части частотного диапазона, на краю которого ширины сравниваемых ДН разнятся на 20%. Поэтому практически во всем частотном диапазоне влияние взаимных связей на ДН ФАР проявляется преимущественно лишь через зависимость действующего коэффициента отражения вибратора от угла сканирования и частоты.

5) Для обеспечения постоянства парциальной ДН вибратора в решетке и ее совпадения с ДН одиночного вибратора в ши-

роком диапазоне частот размеры симметричного вибратора не должны превышать 0,4—0,5 длины минимальной волны рабочего диапазона, а действующий коэффициент отражения вибратора в ФАР с учетом взаимных связей должен быть постоянным (в частности, нулевым) в секторе углов сканирования и диапазоне частот. Альтернативным методом для достижения той же цели может явиться синтез параметров вибратора и решетки, обеспечивающих компенсацию изменений ДН холостого хода вибратора в решетке, по сравнению с ДН одиночного элемента, деформациями парциальной ДН, обусловленными угло-частотными изменениями действующего коэффициента отражения.

6) Полученные в работе результаты могут быть использованы для оценки прохождения плоских волн через пассивную решетку из отрезков проводников.

В заключение автор выражает благодарность В. В. Бодрову и Б. А. Старостенко за помощь в расчетах и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны. — М.: Энергия, 1975.
2. Василькинский В., Кан У. — ТИИЭР, 1968, 56, № 11, с. 159.
3. Айзенберг А. Л., Снег Л. Н., Полухин Г. А. — В сб. Антенны. /Под ред. А. А. Пистолькорса. — М.: Связь, 1973, № 17, с. 25.
4. Сазонов Д. М., Мишустин Б. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1969, 12, № 4, с. 597.
5. Бодров В. В., Старостенко Б. А. — Труды МЭИ, 1976, вып. 301, с. 88.
6. Бодров В. В., Марков Г. Т., Старостенко Б. А. Аннотации и тезисы докладов 31-й Всесоюзной научной сессии НТОРЭС — М., 1976, с. 68.
7. Tulystho P., Newton E. H. — IEEE, 1979, AP-27, № 1, p. 46.

Поступила в редакцию
4 февраля 1981 г.

THE STUDY OF THE DIRECTIVITY PATTERN OF THE VIBRATOR IDLE RUNNING IN AN INFINITELY PLANE LATTICE

A. L. Aizenberg

Based on the method of integral equations a calculation and analysis have been made for the directivity pattern of the idle running of a symmetric cylindrical vibrator with an infinite rectangularly centered lattice with a reflector in the frequency band $2,6 \div 1$. It is shown that in E -plane of the lattice the pattern of the vibrator idle running is essentially distorted in comparison with the pattern of a single vibrator if its length is equal or closet to the wavelength. When the length of each vibrator does not exceed the wavelength these patterns are practically coincided. In H -plane distortions of the idle running pattern are insignificant in all the wave range.
