

ВОЗБУЖДЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУР КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

В. И. Молявко, В. Е. Шендрик

Харьков

Задача о возбуждении радиальных спиральных структур представляет интерес в связи с применением их в качестве сверхширокополосных антенн [1], а также в связи с принципиальной возможностью создания на базе радиальных спиралей интегральных приборов типа активных антенн (антенна-усилитель, антенна-генератор). Последнее вытекает из пространственного разделения областей поверхностных и пространственных волн в радиальных спиральных структурах [2].

В настоящее время практическое применение находят спиральные антенны, выполненные из проводников, поперечные геометрические размеры которых значительно меньше длины волны. Такие системы удовлетворительно работают при сравнительно низких уровнях мощности (около 500 *вт* [3]). Более приемлемы для систем с большей мощностью спирали конечной толщины [2].

В работах [4] — [7] решались задачи о возбуждении «бесконечно тонких» радиальных систем в приближении анизотропно проводящей плоскости. В настоящей работе в длинноволновом приближении решена задача о произвольном возбуждении спирали конечной толщины. Проведена экспериментальная проверка полученных решений.

1. Формальное решение задачи.

Пусть радиальная спиральная структура (логарифмическая или арифметическая спираль), образованная бесконечно узкой идеально проводящей лентой конечной толщины t (рис. 1, *a*),

возбуждается некоторым произвольным полем \vec{E}^0 и \vec{H}^0 . В конкретном случае это может быть поле диполя, поле δ -генераторов [7] или, наконец, поле, возбужденное электронным потоком. Найдем вторичное поле в системе. Как и ранее [2], решение задачи проводим в пределах областей квазипостоянных параметров спиральных систем в длинноволновом приближении, т. е. для случая $\gamma d \ll 1$, где γ — радиальное волновое число, d — период системы.

Разобьем исследуемую систему на три области: первая —

$0 < z < \infty$; вторая —

$-t < z < 0$ и третья

$\infty < z < t$. В каждой из

областей решаем однородные

волновые уравнения

относительно магнитного

Π_m и электрического Π_e

векторов Герца:

$$\Delta \vec{\Pi}_{j, e, m} + \vec{\Pi}_{j, e, m} = 0,$$

где j — номер области. Ре-

шение этих уравнений в

круговых цилиндрических

координатах может быть

записано в виде инте-

грального представления

Фурье-Бесселя, как суперпозиция

частных решений, соответствующих

различным типам волн, рас-

пространяющимся в системе.

Для первой области

$$\begin{bmatrix} \Pi_{1e} \\ \Pi_{1m} \end{bmatrix} = e^{in\varphi} \int_0^\infty \begin{bmatrix} B_{1e}(\gamma) \\ B_{1m}(\gamma) \end{bmatrix} J_n(\gamma r) e^{-t\rho z} \gamma d\gamma. \quad (1)$$

Во второй области.

В силу длинноволнового приближения поля в пределах одного периода не зависят от радиуса (это условие тем более выполнимо для участков спирали, в которых наблюдается пространственный резонанс) и, следовательно,

$$\begin{bmatrix} \Pi_{2e} \\ \Pi_{2m} \end{bmatrix} = e^{in\varphi} \begin{bmatrix} A_{2e} e^{ikz} + B_{2e} e^{-ikz} \\ A_{2m} e^{ikz} + B_{2m} e^{-ikz} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Для третьей области

$$\begin{bmatrix} \Pi_{3e} \\ \Pi_{3m} \end{bmatrix} = e^{in\varphi} \int_0^\infty \begin{bmatrix} A_{3e}(\gamma) \\ A_{3m}(\gamma) \end{bmatrix} J_n(\gamma r) e^{t\rho z} \gamma d\gamma. \quad (3)$$

В этих выражениях $A_{j, e, m}(\gamma)$, $B_{j, e, m}(\gamma)$ — функции, подлежащие определению $A_{j, e, m}(\gamma) = B_{s, e, m}(\gamma) = 0$; $J_n(\gamma r)$ — функция

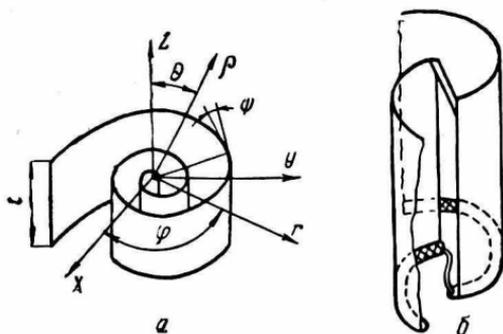


Рис. 1.

Бесселя первого рода n -го порядка, $\rho = \sqrt{k^2 - \gamma^2}$ — волновое число в направлении z .

На границах областей должны выполняться следующие граничные условия:

$$E_{1s} + E_s^0 = 0 \Big|_{z=0}; \quad E_{3s} + E_s^* = 0 \Big|_{z=-t},$$

$$H_{1s} = H_{2s} \Big|_{z=0}; \quad H_{2s} = H_{3s} \Big|_{z=-t};$$

$$H_{1, 2, \tau} = E_{2, 3, \tau} \Big|_{z=0, -t}; \quad H_{1, 2, \tau} = H_{2, 3, \tau} \Big|_{z=0, -t},$$

где индексом s обозначены составляющие поля вдоль витков спирали, индексом τ — касательные к плоскостям $z = 0$, $z = -t$.

Удовлетворив этим граничным условиям и разложив первичное поле в ряд Фурье по угловой координате φ , получим систему из восьми уравнений вида

$$\int_0^{2\pi} F [A_{l, e, m}(\gamma); B_{l, e, m}(\gamma); J_n(\gamma); E_{n\varphi}^*; E_{nr}^*; \gamma] d\gamma = 0,$$

где $J'_n(\gamma r$ — производная от функции Бесселя по γr , $E_{n\varphi}$, E_{nr} — Фурье компоненты возбуждающего поля. Интегрируя выражения, содержащие производную от функции Бесселя по частям и опуская внеинтегральные члены ввиду их малости [4] — [6], приходим к системе интегральных уравнений Фредгольма первого рода. Интегральное преобразование Ханкеля позволяет свести их к следующей системе дифференциальных уравнений:

$$ip\gamma B'_{1e} - \left(in \operatorname{ctg} \psi + \frac{\gamma^2}{\rho^2} - 2 \right) tp B_{1e} - ik\gamma \operatorname{ctg} \psi B'_{1m} - ik(2 \operatorname{ctg} \psi + in) B_{1m} = -U; \quad (4)$$

$$ik\gamma \operatorname{ctg} \psi B'_{1e} + ik(2 \operatorname{ctg} \psi + in) B_{1e} + ip\gamma B'_{1m} - ip \left(in \operatorname{ctg} \psi + \frac{\gamma^2}{\rho^2} - 2 \right) B_{1m} = -V_1 \frac{n}{\gamma^2}; \quad (5)$$

$$ip\gamma B'_{1e} - ip \left(\frac{\gamma^2}{\rho^2} - 2 \right) B_{1e} + kn B_{1m} = \frac{kn^2}{\gamma^2} (A_{2m} + B_{2m}); \quad (6)$$

$$ik\gamma B'_{1m} + 2ik B_{1m} - pn B_{1e} = \frac{kn^2}{\gamma^2} (A_{2e} - B_{2e}); \quad (7)$$

$$ip\gamma A'_{3e} + \left(pn \operatorname{ctg} \psi + 2ip - \frac{i\gamma^2}{\rho} - \gamma^2 t \right) A_{3e} + ik \operatorname{ctg} \psi \gamma A'_{3m} + \left(2ik \operatorname{ctg} \psi - kn - \frac{\gamma^2 t}{\rho} k \operatorname{ctg} \psi \right) A_{3m} = U e^{i\varphi t}; \quad (8)$$

$$ik\gamma \operatorname{ctg} \psi A'_{3e} + \left(2ik \operatorname{ctg} \psi - kn - k \operatorname{ctg} \psi \frac{\gamma^2 t}{\rho} \right) A_{3e} + ip\gamma A'_{3m} - \left(pn \operatorname{ctg} \psi - \frac{i\gamma^2}{\rho} + 2ip - \gamma^2 t \right) A_{3m} = -V_2 \frac{n}{\gamma^2} e^{i\varphi t}; \quad (9)$$

$$ip\gamma A'_{3e} - \left(\frac{i\gamma^2}{\rho} - 2ip + \gamma^2 t \right) A_{3e} - kn A_{3m} = \frac{kn^2}{\gamma^2} (A_{2m} e^{-ikt} + B_{2m} e^{ikt}) e^{i\varphi t}; \quad (10)$$

$$ik\gamma A'_{3m} - \left(\frac{k\gamma^2 t}{p} - 2ik\right) A_{3m} + A_{3e}pn = \frac{kn^2}{\gamma^2} (A_{2e}e^{-ikt} - B_{2e}e^{ikt}) e^{ipt} \quad (11)$$

Здесь, как и далее, аргумент при неизвестных функциях опущен, штрих обозначает дифференцирование по γ ; ψ — угол намотки спирали (угол между нормалью к радиусу и касательной к кривой в данной точке, рис. 1, а)

$$U = \int_0^{\infty} (E_{n\psi}^* \operatorname{ctg} \psi - E_{n\psi}^*) J_n(\gamma r) r^2 dr; \quad (12)$$

$$V_1 = kn (A_{2e} + B_{2e}) + kn \operatorname{ctg} \psi (A_{2m} - B_{2m}); \quad (13)$$

$$V_2 = kn (A_{2e}e^{-ikt} + B_{2e}e^{ikt}) + kn \operatorname{ctg} \psi (A_{2m}e^{-ikt} - B_{2m}e^{ikt}). \quad (14)$$

Решим совместно уравнения (4) и (5). Для разделения переменных введем новые функции $P(\gamma)$ и $Q(\gamma)$, определяемые выражениями:

$$P(\gamma) = B_{1e} - iB_{1m}; \quad Q(\gamma) = B_{1e} + iB_{1m}. \quad (15)$$

При этом получим

$$\gamma (ik \operatorname{ctg} \psi - p) \frac{dP(\gamma)}{d\gamma} + \left(pin \operatorname{ctg} \psi + \frac{\gamma^2}{p} - 2p + 2ik \operatorname{ctg} \psi - kn \right) P(\gamma) = - \left(V_1 \frac{n}{\gamma^2} + iU \right);$$

$$\gamma (ik \operatorname{ctg} \psi + p) \frac{dQ(\gamma)}{d\gamma} - \left(pin \operatorname{ctg} \psi + \frac{\gamma^2}{p} - 2p - 2ik \operatorname{ctg} \psi + kn \right) Q(\gamma) = - \left(V_1 \frac{n}{\gamma^2} - iU \right).$$

Решения этих уравнений имеют вид

$$P(\gamma) = -b\gamma^{-2} (V_1\chi_v + i\chi_u); \quad Q(\gamma) = -a\gamma^{-2} (V_1\chi_v - i\chi_u), \quad (16)$$

где

$$a = \left(\frac{k-p}{k+p} \right)^{\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi + p)^{in \operatorname{ctg} \psi - 1}; \quad (17)$$

$$b = \left(\frac{k-p}{k+p} \right)^{-\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi + p)^{in \operatorname{ctg} \psi - 1}; \quad (18)$$

$$\chi_v = \int_0^{\gamma} \frac{n}{\gamma} \left(\frac{k-p}{k+p} \right)^{\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi - p)^{-in \operatorname{ctg} \psi} d\gamma; \quad (19)$$

$$\chi_u = \int_0^{\gamma} \gamma \left(\frac{k-p}{k+p} \right)^{\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi - p)^{-in \operatorname{ctg} \psi} U d\gamma; \quad (20)$$

$$x_v = \int_0^1 \frac{n}{\gamma} \left(\frac{k-p}{k-p} \right)^{-\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi + p)^{-in \operatorname{ctg} \psi} d\gamma. \quad (21)$$

$$x_u = \int_0^1 \gamma \left(\frac{k-p}{k-p} \right)^{-\frac{n}{2}} (ik \operatorname{ctg} \psi + p)^{in \operatorname{ctg} \psi} U d\gamma. \quad (22)$$

Из уравнений (15) с учетом (16) находим

$$B_{1e} = \frac{1}{2\gamma} V_1 (ax_v + bx_v) + \frac{1}{2\gamma} (ax_u - b\chi_u); \quad (23)$$

$$B_{1m} = \frac{i}{2\gamma} V_1 (ax_v - b\chi_v) + \frac{1}{2\gamma} (ax_u + b\chi_u). \quad (24)$$

Аналогично из уравнений (8) и (9)

$$A_{3e} = -\frac{1}{2\gamma} e^{ipt} V_2 (ax_v + b\chi_v) - \frac{i}{2\gamma} e^{ipt} (ax_v - b\chi_u); \quad (25)$$

$$A_{3m} = -\frac{i}{2\gamma} e^{ipt} V_2 (ax_v - b\chi_v) + \frac{1}{2\gamma} e^{ipt} (ax_u + b\chi_u). \quad (26)$$

Решая совместно уравнения (6), (7) и (10), (11), получим

$$A_{1e} = \frac{ik}{p} (C_1 \gamma^{n-2} - C_2 \gamma^{-(n+2)}) - \frac{kn}{p\gamma^2} (A_{2e} - B_{2e}); \quad (27)$$

$$B_{1m} = C_1 \gamma^{n-2} + C_2 \gamma^{-(n+2)} + \frac{n}{\gamma^2} (A_{2m} + B_{2m}); \quad (28)$$

$$A_{3e} = -\frac{ik}{p} (C_3 \gamma^{n-2} - C_4 \gamma^{-(n+2)}) e^{ipt} + \frac{kn}{p\gamma^2} (A_{2e} e^{-ikt} - B_{2e} e^{ikt}) e^{ipt}; \quad (29)$$

$$A_{3m} = (C_3 \gamma^{n-2} + C_4 \gamma^{-(n+2)}) e^{ipt} + \frac{n}{\gamma^2} (A_{2m} e^{-ikt} + B_{2m} e^{ikt}) e^{ipt}, \quad (30)$$

где $C_1 - C_4$ — постоянные интегрирования, для определения которых учтем, что поля в областях $z > 0$ и $z < -t$ отличаются лишь знаком в экспонентах по z , а следовательно,

$$E_{1z} = -E_{3z}; \quad H_{1z} = H_{3z},$$

откуда

$$C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = 0.$$

Уравнения (23) — (28) составляют полную систему алгебраических уравнений для определения неизвестных функций; решая ее, можно найти эти функции, а следовательно, и составляющие поля в системе. Ввиду громоздкости приведем выражения для составляющих поля только в первой области:

$$E_{1r} = A e^{in\varphi} \left\{ \int_0^{\infty} \left\{ K [iV_1 (ax_v - b\chi_v) + (ax_u + b\chi_u)] - p [iV_1 (ax_v +$$

$$+ b\chi_v) + (a\chi_u - b\chi_u)] \left\{ \frac{n}{\gamma r} e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma + \int_0^\infty [iV_1(a\chi_v + b\chi_v) + (a\chi_u - b\chi_u)] p e^{-i\rho z} J_{n-1}(\gamma r) d\gamma \right\};$$

$$E_{1\varphi} = A e^{i n \varphi} \left\{ \int_0^\infty \left\{ k [V_1(a\chi_u - b\chi_u) - i(a\chi_u + b\chi_u)] - p [V_1(a\chi_v + b\chi_v) - i(a\chi_u - b\chi_u)] \right\} \frac{n}{\gamma^2} e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma - \int_0^\infty [V_1(a\chi_v - b\chi_v) - i(a\chi_u + b\chi_u)] k J_{n-1}(\gamma r) e^{-i\rho z} d\gamma \right\};$$

$$E_{1z} = A e^{i n \varphi} \int_0^\infty [V_1(a\chi_v + b\chi_v) - i(a\chi_u - b\chi_u)] e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma;$$

$$H_{1r} = A e^{i n \varphi} \left\{ \int_0^\infty \left\{ p [V_1(a\chi_v - b\chi_v) - i(a\chi_u + b\chi_u)] - k [V_1(a\chi_v - b\chi_v) - i(a\chi_u - b\chi_u)] \right\} \frac{n}{\gamma^2} e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma - \int_0^\infty p [V_1(a\chi_v - b\chi_v) - i(a\chi_u + b\chi_u)] J_{n-1}(\gamma r) e^{-i\rho z} d\gamma \right\};$$

$$H_{1\varphi} = A e^{i n \varphi} \left\{ \int_0^\infty \left\{ p [iV_1(a\chi_v - b\chi_v) + (a\chi_u + b\chi_u)] - k [iV_1(a\chi_v + b\chi_v) + (a\chi_u - b\chi_u)] \right\} \frac{n}{\gamma^2} e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma + \int_0^\infty k [iV_1(a\chi_v + b\chi_v) + (a\chi_u - b\chi_u)] e^{-i\rho z} J_{n-1}(\gamma r) d\gamma \right\};$$

$$H_{1z} = A e^{i n \varphi} \int_0^\infty [iV_1(a\chi_v - b\chi_v) + (a\chi_u + b\chi_u)] e^{-i\rho z} J_n(\gamma r) d\gamma.$$

Интегралы, содержащиеся в этих выражениях, могут быть вычислены приближенными методами.

2. Диаграммы направленности

Для получения диаграмм направленности рассчитаем в дальней зоне составляющую поля $E_{1\varphi}$. Заменяя функции Бесселя их асимптотическими значениями при больших значениях аргумента и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$E_{1\varphi} = A e^{i n \varphi} k \int_0^\infty \left(\frac{2}{\pi \gamma r} \right)^{\frac{1}{2}} [V_1(a\chi_v - b\chi_v) - i(a\chi_u + b\chi_u)] \times$$

$$\times \exp [-ipz] \left\{ \frac{1}{2} \exp \left\{ i \left[\gamma r - \left(n - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{2} \right] \right\} + \frac{1}{2} \times p \times \right. \\ \left. \times \left\{ -i \left[\gamma r - \left(n - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} d\gamma. \right. \quad (31)$$

Рассмотрим конкретный случай возбуждения системы. Пусть при $z = 0$ (рис. 1, а) расположен вертикальный магнитный диполь, ориентированный вдоль оси системы. В этом случае выражение (12) можно преобразовать к виду [7]

$$U = -\frac{d}{d\gamma} \left(\frac{\gamma^2}{p} \right).$$

Подставим это выражение в (31) и, переходя к сферической системе координат ρ, θ, φ (рис. 1, а) произведем замену переменной $\gamma = k\beta$:

$$E_{1\varphi} = A \int_0^{\infty} f(\beta) \frac{1}{\sqrt{\pi k \beta p \sin \theta}} \left\{ \exp \left[-ik\rho \left(\sqrt{1 - \beta^2} \cos \theta - \beta \sin \theta \right) - \right. \right. \\ \left. \left. -i \left(n - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{2} \right] + \exp \left[-ik\rho \left(\sqrt{1 - \beta^2} \cos \theta + \beta \sin \theta \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + i \left(n - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{2} \right] \right\} d\beta, \quad (32)$$

где

$$f(\beta) = [V_1 (a_{xv} - b_{\chi v}) - i (a_{xu} + b_{\chi u})]_{\gamma=k\beta}.$$

Анализ интеграла (32) можно провести в соответствии с принципом стационарной фазы [9], в результате получим

$$E_{1\varphi} \approx A \operatorname{ctg} \theta f(\sin \theta) \frac{1}{p} \exp \left\{ i \left[\left(n + \frac{\pi}{2} \right) - k\rho \right] \right\}, \quad (33)$$

где

$$f(\sin \theta) = [f(\beta)]_{\beta=\sin \theta}.$$

Для спирали нулевой толщины $V_1 = 0$ и

$$E_{1\varphi} \approx A i \operatorname{ctg} \theta (a_{xu} + b_{\chi u}) \frac{1}{p} \exp \left\{ i \left[n \left(\varphi + \frac{\pi}{2} \right) - k\rho \right] \right\}; \quad (34)$$

здесь a, b, χ_u, x_u определяются выражениями (17), (18), (20), (22) соответственно при $\gamma = k \sin \theta$. Из (34) следует частотная независимость решений для спиральных радиальных систем нулевой толщины. Диаграммы направленности, рассчитанные по этому выражению на ЭВМ, совпадают с полученными ранее в работе [4].

Диаграммы направленности систем конечной толщины рассчитывались на ЭВМ по выражению (33). Анализ результатов расчета позволил установить, что диаграммы направленности спиральных антенн конечной толщины практически не отличаются от диаграммы направленности спиральных антенн нулевой

толщины [4] — [6] и не зависят от частоты. С изменением частоты или толщины спирали (параметра kt), происходит изменение амплитуды поля в дальней зоне при данном значении угла θ . При $kt < \frac{\pi}{2}$ амплитуда поля спирали конечной толщины примерно на порядок выше, чем у спирали нулевой толщины; при $kt \approx \pi \left(m + \frac{1}{2}\right)$ (где $m = 0, 1, 2 \dots$) большая амплитуда у спирали нулевой толщины, а при $kt \approx \pi m$ обе антенны имеют одинаковую амплитуду поля в дальней зоне. При анализе было также установлено, что диаграммы направленности не зависят от угла намотки спирали при больших значениях $\text{ctg } \psi (> 5)$. К аналогичному выводу можно прийти и для спиральной нулевой толщины по результатам работы [4].

3. Экспериментальные результаты

Для экспериментальной проверки полученных решений были изготовлены следующие двухзаходные спиртные системы конечной толщины: антенна 1 — логарифмическая спираль $t = 50$ мм; $\text{ctg } \psi = 3,46$; $r_{\text{max}} = 170$ мм; антенна 2 — арифметическая спираль $t = 70$ мм; шаг — 10 мм; $r_{\text{max}} = 120$ мм. Спирали изготавливались из бронзовой ленты толщиной 0,5 мм и закреплялись на пенополистироловых подставках. Противофазное запитывание производилось путем прокладки коаксиального кабеля РК-75-21-2 по торцу одного из плеч. В центре системы внутренняя жила соединялась с внешней оплеткой кабеля, проложенного по торцу второго плеча,

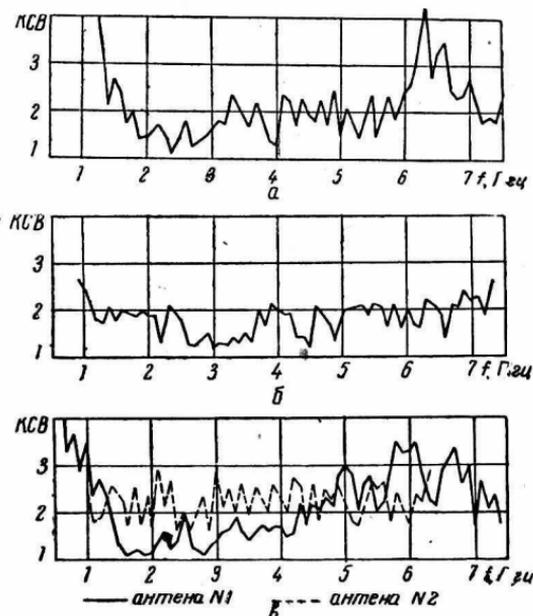


Рис. 2.

а внешняя обрывалась. Такой способ запитывания обеспечивает необходимую симметрию и противофазность возбуждения двухзаходной спирали; он применялся ранее при возбуждении систем нулевой толщины [1]. (Двухзаходная спираль была выбрана из-за сравнительной простоты ее возбуждения). В ходе эксперимента

было установлено, что минимальный КСВ системы и его однородность по диапазону достигается при закорачивании торцов плеч спирали, как это показано на рис. 1, б. Формат и размеры закорачивающего проводника подбирались экспериментально.

На рис. 2, а, б представлена зависимость КСВ от частоты антенн 1 и 2 соответственно. Увеличение КСВ в области длинных волн можно объяснить, с одной стороны, особенностью возбуждающего устройства (это увеличение КСВ имеет место и в отсутствие короткозамыкателя), а с другой стороны, отражениями от конца спирали при $r = r_{\max}$.

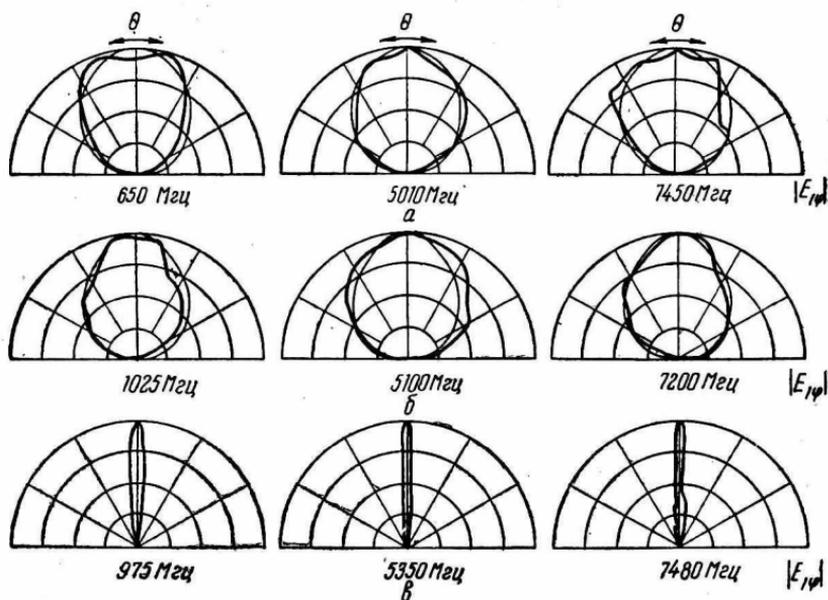


Рис. 3.

Исследование диаграмм направленности производилось в диапазоне 500 — 7500 МГц. Спиральные системы использовались в качестве передающих антенн; приемными антеннами служили рупорные антенны в диапазоне 1500 — 7500 МГц, антенны типа «волновой канал» в остальном участке диапазона. Полученные диаграммы направленности представлены на рис. 3, а, б для антенн 1 и 2 соответственно, там же приведены теоретические диаграммы. Расчет теоретических диаграмм производился по формуле (33) при $n = 1$, так как при противофазном запитывании двухзаходных спиральных систем максимальную амплитуду имеет первая пространственная гармоника. Как следует из этих рисунков, экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с теоретическими выводами и подтверждают правоту приближений, при которых решалась задача.

Рассмотренные спиральные системы конечной толщины могут найти применение в качестве облучателей параболических антенн. Результаты экспериментального исследования таких антенн представлены на рис. 2, в. и рис. 3, в. Параболический отражатель изготавливался из латунной сетки с ячейкой $1,5 \times 1,5$ мм и толщиной проводников 0,3 мм. Сетка закреплялась на направляющих латунных стержнях. Диаметр отражателя был около одного метра, отношение фокусного расстояния к диаметру составляло 0,4. Облучатель (антенна 1 и 2) закреплялся на полистироловых кронштейнах и его положение относительно фокуса отражателя определялось экспериментально. Для устранения обратного излучения облучателя применялся медный экран диаметром 140 мм, который располагался на расстоянии 5 мм от поверхности спирали. Обратное излучение со стороны параболического отражателя в ходе эксперимента обнаружено не было.

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что радиальные спиральные системы конечной толщины могут найти применение в качестве широкополосных антенн, а также в качестве облучателей параболических антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхширокополосные антенны. Изд-во «Мир», 1964.
2. В. И. Молявко, К. П. Яцук, В. М. Митрофанов. «Радиотехника и электроника», 1969, 14, 8, 1377.
3. J. P. Jonep, P. E. Teylor, C. W. Morrow. IRE Wescon. Conv. Rec., 1960 (перевод в сб. «Сверхширокополосные антенны»).
4. B. R. S. Cheo, V. H. Rumsey, W. J. Welch. IRE Trans. AP-9, 1961, 6, 527 (перевод в сб. «Сверхширокополосные антенны»).
5. А. Б. Горошеня. «Радиотехника», 21, 5, 11, 1966.
6. S. R. Saxrati, R. Mittra. Proc. IEE, 1967, 114, №3, 352.
7. Г. Г. Гошин. А. Б. Горошеня. «Радиотехника и электроника», 12, 5, 937, 1967.
8. Эрдейн. Асимптотические разложения. Изд-во иностр. лит-ры, 1962.