

УДК 621.392.677.5

ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОСКОЙ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ, РАСПОЛОЖЕННОЙ НА СЛОЕ ДИЭЛЕКТРИКА С ПОТЕРЯМИ

Н. Н. Горобец, А. И. Елисеев, Ю. В. Лытов, О. Н. Носенко

Методом частичных областей решена задача об излучении плоской логарифмической спирали, расположенной на бесконечном слое диэлектрика при произвольных значениях его толщины и диэлектрической проницаемости. Показано, что такая излучающая система не является частотно-независимой как по направленным, так и по поляризационным характеристикам.

Среди различных типов широкополосных антенн важное место занимают антенны, излучающим элементом которых является плоская спираль, расположенная на диэлектрической подложке. Несмотря на большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ, посвященных исследованиям характеристик излучения плоских спиралей, до настоящего времени не выяснен предельный диапазон длин волн (в высокочастотной его части), в котором могут применяться подобные антенны. Поскольку современная технология позволяет реализовать весьма высокие допуски на изготовление, то очевидно, что ограничения на диапазон частот могут быть связаны с потерями в диэлектрической подложке, на которой размещается спираль. В связи с этим представляет практический интерес теоретическое исследование влияния параметров подложки на характеристики излучения спиральной антенны. Аналитическое решение задачи об излучении электромагнитных волн плоской спиралью в свободном пространстве впервые было выполнено Рамзеем [1], в приближении, когда спираль рассматривается как анизотропно проводящая плоскость, не ограниченная в радиальном направлении. В настоящей статье метод, развитый в [1], обобщен на случай, когда спираль, возбуждаемая сторонним источником, находится на слое диэлектрика с потерями.

1. МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Будем считать, что толщина диэлектрического слоя равна z_c , а его проницаемость представляет комплексную величину $\epsilon_c = \epsilon' + i\epsilon''$. Плоская спираль, изготовленная из бесконечно тонкого идеального проводника, расположена на поверхности диэлектрика в плоскости $z = 0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, z (рис. 1). Подложка спирали занимает часть пространства $z = [-z_c, 0]$. Для определенности рассмотрим излучение плоской логарифмической спирали, геометрия которой описывается уравнением $\rho = \rho_0 e^{a\varphi}$, где ρ_0 — начальный радиус спирали, a — параметр плотности намотки витков.

Система «спираль — диэлектрик», которую, так же как и в [1], предполагаем не ограниченной в радиальном направлении, делит все пространство на три частичные области: области I, III — свободные полупространства соответственно над спиралью ($z > 0$) и со стороны диэлектрического слоя ($z < -z_c$); область II — часть пространства, занимаемая диэлектриком.

Общие решения уравнений Максвелла для комплексных амплитуд электромагнитного поля, излучаемого спиралью, в каждой из частичных областей аналитически описываются интегралами Фурье — Бесселя [1]. Компоненты поля излучения при зависимости от времени в виде $e^{-i\omega t}$ равны

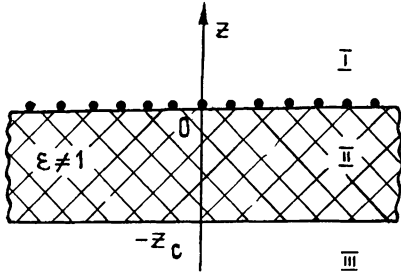


Рис. 1.

$$E_z^{(m)} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} x f_{nm}(x) J_n(x\rho) \times \\ \times Z_{em}(x, z) dx,$$

$$E_\varphi^{(m)} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left\{ f_{nm}(x) J_n'(x\rho) \times \right.$$

$$\left. \times Z'_{em}(x, z) - \frac{kn}{x\rho} g_{nm}(x) J_n(x\rho) Z_{hm}(x, z) \right\} dx,$$

$$E_\varphi^{(m)} = i \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left\{ -kg_{nm}(x) J_n'(x\rho) Z_{hm}(x, z) + \right. \\ \left. + \frac{n}{x\rho} f_{nm}(x) J_n(x\rho) Z'_{em}(x, z) \right\} dx,$$

$$H_z^{(m)} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} x g_{nm}(x) J_n(x\rho) Z_{hm}(x, z) dx, \quad (1)$$

$$H_\varphi^{(m)} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left\{ g_{nm}(x) J_n'(x\rho) Z'_{hm}(x, z) + \right. \\ \left. + \frac{k\varepsilon_m n}{x\rho} f_{nm}(x) J_n(x\rho) Z_{em}(x, z) \right\} dx,$$

$$H_\varphi^{(m)} = i \sum_{n=1}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} \left\{ k\varepsilon_m f_{nm}(x) J_n'(x\rho) Z_{em}(x, z) + \right. \\ \left. + \frac{n}{x\rho} g_{nm}(x) J_n(x\rho) Z'_{hm}(x, z) \right\} dx.$$

Здесь $J_n(x\rho)$, $J_n'(x, \rho)$ — функция Бесселя и ее производная по аргументу $(x\rho)$, $Z'(x, z) = \partial Z(x, z) / \partial z$, индекс m соответствует номеру частичной области, где рассматриваются решения (1), $k = \omega/c$ — постоянная распространения в свободном пространстве. В областях I, III имеем: $m = 1$, $Z_{e1}(x, z) = Z_{h1}(x, z) = e^{i\alpha z}$; $m = 3$, $Z_{e3}(x, z) = Z_{h3}(x, z) = e^{-i\alpha z}$; $\alpha = \sqrt{k^2 - \kappa^2}$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$. В области II, где расположен диэлектрик, $m = 2$, $Z_{e2}(x, z) = A(x) e^{i\alpha_c z} + e^{-i\alpha_c z}$, $Z_{h2}(x, z) = B(x) e^{i\alpha_c z} + e^{-i\alpha_c z}$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_c = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\alpha_c = \sqrt{k^2 \varepsilon_c - \kappa^2}$. Неизвестные функции $f_{nm}(x)$, $g_{nm}(x)$, $A(x)$, $B(x)$ определяем из условий, которым должны удовлетворять решения (1) на границах раздела частичных областей.

На поверхности спирали ($z = 0$ — граница областей I, II) для компонент электромагнитного поля выполняются равенства [1, 2]

$$E_\rho^{(1)} = E_\rho^{(2)}, \quad E_\varphi^{(1)} = E_\varphi^{(2)},$$

$$aE_{\rho}^{(1)} + E_{\varphi}^{(1)} = 0, \quad (2)$$

$$aH_{\rho}^{(1)} + H_{\varphi}^{(1)} = aH_{\rho}^{(2)} + H_{\varphi}^{(2)}.$$

На границе областей II, III ($z = -z_c$) непрерывны тангенциальные компоненты электрического и магнитного поля. Из граничных условий находим, что

$$A(x) = \frac{(\alpha_c - \alpha \dot{\epsilon}_c)}{(\alpha_c + \alpha \dot{\epsilon}_c)} e^{2i\alpha_c z_c}, \quad B(x) = \frac{(\alpha_c - \alpha)}{(\alpha_c + \alpha)} e^{2i\alpha_c z_c}, \quad (3)$$

а функции $f_{n2}(x)$, $g_{n2}(x)$ и $f_{n3}(x)$, $g_{n3}(x)$, которые определяют поля соответственно в областях II и III, связаны с $f_{n1}(x)$, $g_{n1}(x)$ зависимостями:

$$f_{n2}(x) = f_{n1}(x) F_2(x), \quad g_{n2}(x) = g_{n1}(x) G_2(x); \quad (4)$$

$$f_{n3}(x) = f_{n1}(x) F_3(x), \quad g_{n3}(x) = g_{n1}(x) G_3(x), \quad (5)$$

где

$$F_2(x) = \frac{\alpha}{\alpha_c(A-1)}, \quad G_2(x) = \frac{1}{B+1}, \quad (6)$$

$$F_3(x) = \frac{\alpha \epsilon_c (A e^{-i\alpha_c z_c} + e^{i\alpha_c z_c})}{\alpha_c(A-1)} e^{-i\alpha z_c};$$

$$G_3(x) = \frac{B e^{-i\alpha_c z_c} + e^{i\alpha_c z_c}}{B+1} e^{-i\alpha z_c}. \quad (7)$$

Для функций $f_{n1}(x)$, $g_{n1}(x)$ с учетом (4), (5) получаем следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\frac{\alpha_n}{x} f_{n1} + \frac{kan}{x} g_{n1} + ia \frac{d}{dx} (\alpha f_{n1}) - ik \frac{dg_{n1}}{dx} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\alpha_n}{x} \beta_2 g_{n1} - \frac{kan}{x} \beta_1 f_{n1} + ia \frac{d}{dx} (\alpha \beta_2 g_{n1}) + ik \frac{d}{dx} (\beta_1 f_{n1}) = 0;$$

где

$$\beta_1(x) = \left\{ 1 - \dot{\epsilon}_c \frac{\alpha(A+1)}{\alpha_c(A-1)} \right\}, \quad \beta_2(x) = \left\{ 1 - \frac{\alpha_c(B-1)}{\alpha(B+1)} \right\}. \quad (9)$$

Решения системы уравнений (8) и равенства (4)–(7) определяют поле излучения плоской логарифмической спирали, расположенной на слое диэлектрика с потерями, в каждой из частичных областей. Если положить проницаемость диэлектрического слоя $\dot{\epsilon}_c = 1$ или его толщину $z_c = 0$, то уравнения (8) переходят в соответствующие уравнения для спирали в свободном пространстве [1, 2].

Рассматривая характеристики излучения антенны в волновой зоне, будем учитывать, что основной вклад в формирование диаграммы направленности вносят те пространственные азимутальные гармоники, которые излучаются первыми резонансными витками спирали [3]. В зависимости от числа заходов спирали и режима возбуждения ее ветвей диаграмма направленности антенны практически полностью определяется полем первой ($n=1$) или второй ($n=2$) азимутальной гармоники.

Записав решения (1) в сферической системе координат R, θ, φ , вычислим приближенные значения интегралов Фурье—Бесселя при

условии $kR \gg 1$, используя метод стационарной фазы [1]. В результате находим функции, описывающие диаграмму направленности n -й гармоники по ортогональным компонентам поля в волновой зоне области I:

$$\begin{aligned} A_{n\theta}^{(1)}(\theta) &= |f_{n1}(x_{cs})| \operatorname{ctg} \theta, \\ A_{n\varphi}^{(1)}(\theta) &= |g_{n1}(x_{cs})| \operatorname{ctg} \theta, \end{aligned} \quad (10)$$

где $x_{cs} = k \sin \theta$ — точка стационарной фазы.

Для области III с учетом равенств (5) получаем:

$$\begin{aligned} A_{n\theta}^{(3)}(\pi - \theta) &= A_{n\theta}^{(1)}(\theta) |F_3(x_{cs})|, \\ A_{n\varphi}^{(3)}(\pi - \theta) &= A_{n\varphi}^{(1)}(\theta) |G_3(x_{cs})|. \end{aligned} \quad (11)$$

Из равенств (7), (11) следует, что направленность излучения антенны в сторону диэлектрика (область III) описывается функциями $F_3(x_{cs})$, $G_3(x_{cs})$ и определяется соотношением между длиной волны λ и параметрами диэлектрического слоя ϵ_c , z_c . Поэтому диаграмма направленности плоской логарифмической спирали, расположенной на диэлектрической подложке, является частотно-зависимой. Проанализируем характеристики (10), (11) при $x_{cs} = 0$, что соответствует излучению в направлении, перпендикулярном плоскости спирали. Учитывая выражения (7), находим:

$$|F_3(0)| = |G_3(0)| = (2\epsilon' \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta} / \sqrt{u^2 + v^2}) \exp(-\gamma'' k z_c), \quad (12)$$

где $\operatorname{tg} \delta = \epsilon''/\epsilon'$ — тангенс угла диэлектрических потерь,

$$u = (\gamma' + \epsilon') + [(\gamma' - \epsilon'') \sin 2\gamma' k z_c - (\gamma' - \epsilon') \cos 2\gamma' k z_c] \exp(-2\gamma'' k z_c),$$

$$v = (\gamma'' + \epsilon'') - [(\gamma'' - \epsilon'') \cos 2\gamma' k z_c + (\gamma' - \epsilon') \sin 2\gamma' k z_c] \exp(-2\gamma'' k z_c),$$

$$\gamma' = \left[\frac{\epsilon'}{2} (1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}) \right]^{1/2}, \quad \gamma'' = \left[\frac{\epsilon' \operatorname{tg}^2 \delta}{2(1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \delta})} \right]^{1/2}.$$

Из формулы (12) следует, что интенсивность излучения в область III уменьшается с увеличением потерь в диэлектрике. Если потери незначительны, т. е. $\operatorname{tg} \delta \ll 1$, то

$$|F_3(0)| = |G_3(0)| \approx \left[\frac{2\epsilon'}{(\epsilon' + 1) + (\epsilon' - 1) \cos 2k \sqrt{\epsilon'} z_c} \right]^{1/2}. \quad (13)$$

Функция (13), описывающая направленность излучения в направлении $\theta = \pi$, имеет резонансный характер в зависимости от величины (z_c/λ_c) , где $\lambda_c = \lambda/\sqrt{\epsilon'}$ — длина волны в диэлектрическом слое. Если толщина слоя z_c равна четному числу четвертей волн $\lambda_c/4$, то $|F_3(0)| = |G_3(0)| = 1$, $A_{n\theta}^{(3)}(\pi) = A_{n\theta}^{(1)}(0)$, $A_{n\varphi}^{(3)}(\pi) = A_{n\varphi}^{(1)}(0)$. Диэлектрическая подложка в этом случае не влияет на форму диаграммы направленности спирального излучателя. При условии, что вдоль z_c укладывается нечетное число $\lambda_c/4$,

$$|F_3(0)| = |G_3(0)| \approx \sqrt{\epsilon'}. \quad (14)$$

Наличие диэлектрического слоя теперь придает излучению антенны явно выраженную направленность в сторону диэлектрика. При этом доля энергии, излучаемой в область III, возрастает с ростом диэлектрической проницаемости подложки. Подобная закономерность

экспериментально обнаружена авторами работы [4] при измерении диаграмм направленности плоских вибраторных антенн, расположенных на поверхности диэлектрика.

Рассмотрим далее поляризационные характеристики излучения плоской спирали. Излучению в направлении $\theta = 0$ соответствует $\kappa_{cs} = 0$. Система уравнений (8) в случае $\kappa/k \ll 1$ имеет решения, для которых выполняется равенство

$$g_{n1}(\kappa) = -if_{n1}(\kappa). \quad (15)$$

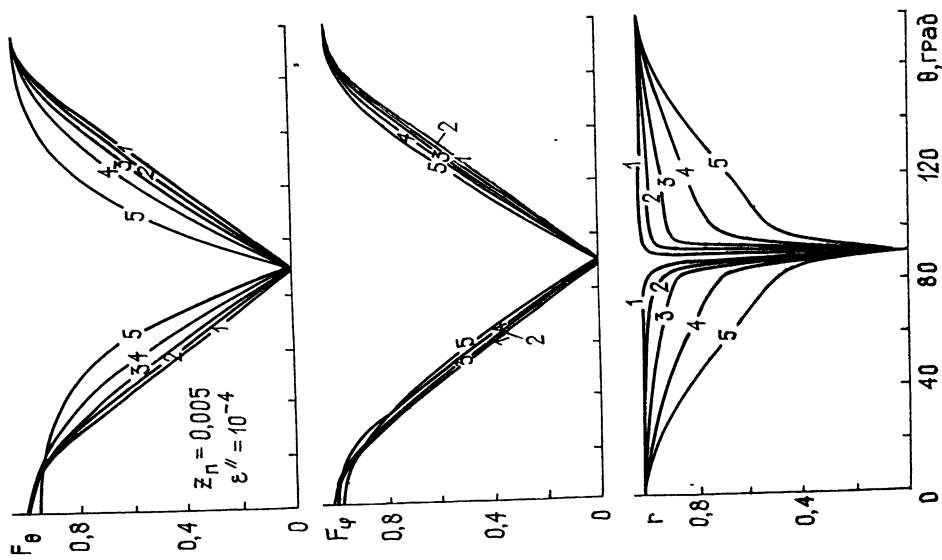
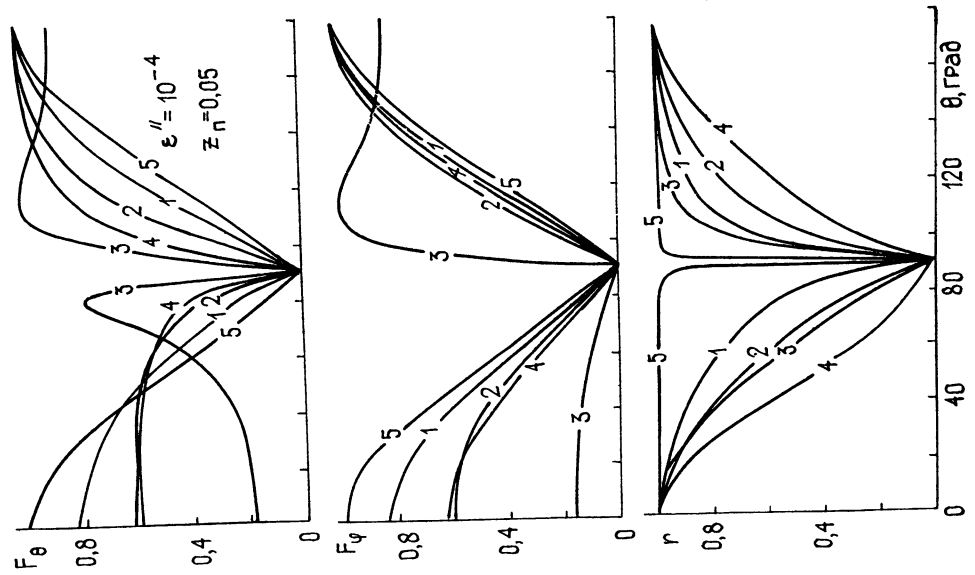
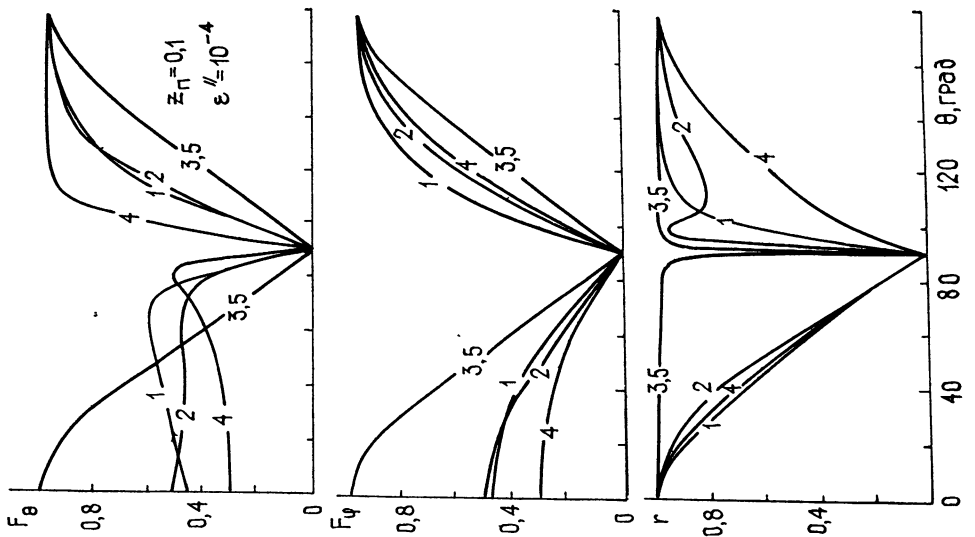
Это означает, что поле, излучаемое в направлении $\theta = 0$, не зависит от частоты ω , имеет круговую поляризацию. Согласно (11), (12) можно утверждать, что и в область III в направлении $\theta = \pi$ излучается поле круговой поляризации. Если $\kappa_{cs}/k > 0$, то $|F_3(\kappa_{cs})| \neq |G_3(\kappa_{cs})|$, а равенство (15) между функциями $f_{n1}(\kappa)$, $g_{n1}(\kappa)$ не выполняется, что следует из (8). Таким образом, плоская спираль, расположенная на слое диэлектрика, излучает поле круговой поляризации только в направлениях $\theta = 0$ и $\theta = \pi$. При изменении угла θ от 0 до $\pi/2$ в области I и от π до $\pi/2$ в области III круговая поляризация электромагнитного поля переходит в эллиптическую.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Функции f_n и g_n , определяющие диаграммы направленности плоской спирали согласно (10), находились путем численного решения системы уравнений (8) на ЭВМ. Рассмотрим результаты расчетов при $n = 1$, т. е. в практически наиболее важном случае возбуждения плоской спирали первой гармоникой тока. Диаграммы направленности исследуемой излучающей системы по двум ортогональным компонентам поля $F_\theta(\theta)$ и $F_\phi(\theta)$, а также зависимость коэффициента эллиптичности r от угла θ , определяющая поляризационную диаграмму направленности плоской спирали, представлены на рис. 2—4. В расчетах параметр a спирали принят равным 0,01 толщина слоя $z_n = z_c/\lambda$ изменялась от 0,005 до 0,1 длины волны в свободном пространстве, действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости изменялась от единицы до ста, а мнимая $\epsilon'' = 10^{-4}$. (На рис. 2—4 кривая 1 соответствует $\epsilon' = 5$, 2 — $\epsilon' = 10$, 3 — $\epsilon' = 25$, 4 — $\epsilon' = 50$, 5 — $\epsilon' = 100$.)

Из расчетов следует, что при малой толщине диэлектрического слоя, не превышающей 0,03—0,05 длины волны в диэлектрике, его влияние на энергетические, направленные и поляризационные характеристики исследуемой системы пренебрежимо мало (рис. 2). Поскольку такая толщина подложек из используемых в современной радиоэлектронике диэлектрических материалов обеспечивает достаточную механическую прочность плоских спиральных антенн, то очевидно, что на практике подобные антенны могут быть реализованы вплоть до коротковолновой части сантиметрового диапазона электромагнитных волн. По крайней мере высокочастотный предел области их применимости определяется не ухудшением электродинамических характеристик, а технологическими возможностями реализации требуемых высоких допусков на изготовление плоской спирали.

При увеличении толщины диэлектрического слоя, как видно из рис. 3 и 4, характер излучения плоской спирали на слое диэлектрика качественно меняется. Во-первых, подтверждается полученный ранее из анализа общих соотношений вывод, что плоские спиральные антенны на слое диэлектрика имеют частотно-зависимые диаграммы направленности и поляризационные характеристики. Во-вторых, диаграммы направленности по обоим ортогональным компонентам поля



не идентичны в верхней и нижней полуплоскостях (в областях I и III соответственно на рис. 1). При этом, как было отмечено выше, с увеличением диэлектрической проницаемости слоя растет амплитуда излучения в сторону диэлектрика (в область III на рис. 1). Это явление объясняется концентрацией электромагнитного поля в слое при увеличении его диэлектрической проницаемости. В-третьих, вследствие отличия граничных условий для ортогональных компонент поля в системе «спираль — диэлектрик», диэлектрический слой по-разному влияет на диаграммы направленности системы по ортогональным компонентам поля — на θ -ю сильнее, чем на φ -ю. Это приводит к ухудшению поляризационных диаграмм направленности плоских спиральных антенн (рис. 2—4). Ориентация поляризационного эллипса, как показали расчеты, совпадает с ориентацией, большей по амплитуде θ -й компоненты поля излучения спирали на слое диэлектрика.

Исследовалось также влияние диэлектрического слоя на фазовые характеристики плоских спиральных антенн. Детальные расчеты, выполненные при указанных выше параметрах диэлектрического слоя, показали, что диэлектрик не влияет на фазовые характеристики плоских спиральных антенн: зависимость фазы поля от угла θ пренебрежимо мала, а от угла φ имеет характер арифметической спирали, как и для плоских спиралей в свободном пространстве.

Увеличение толщины диэлектрического слоя при фиксированном значении ϵ' приводит к качественно таким же изменениям диаграмм направленности, как и увеличение ϵ' при фиксированной толщине слоя. Однако количественные характеристики в этих двух случаях несколько отличаются. В частности, при одинаковой эффективной электрической толщине слоя $z_{\Pi} \sqrt{\epsilon'}/\lambda$ диаграмма направленности спирали на слое диэлектрика ближе к диаграмме спирали в свободном пространстве, если меньше величина диэлектрической проницаемости и больше толщина диэлектрического слоя.

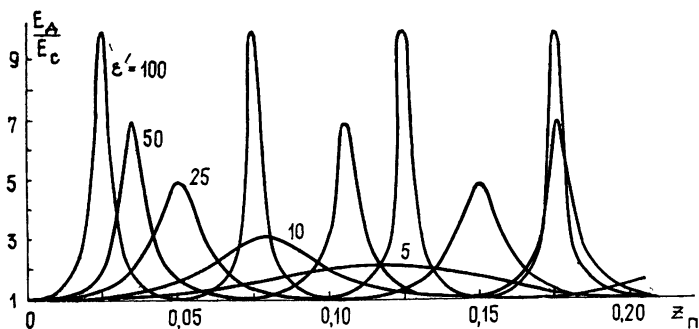
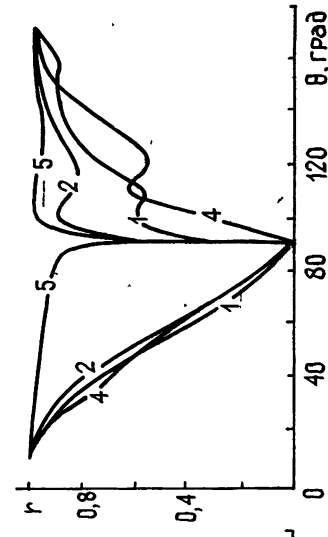
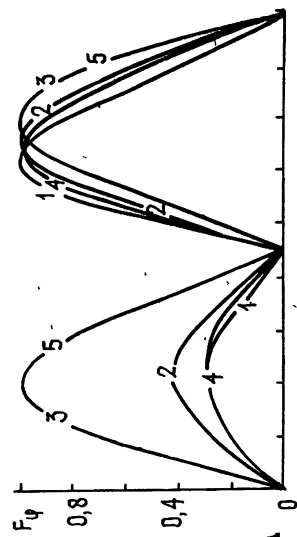
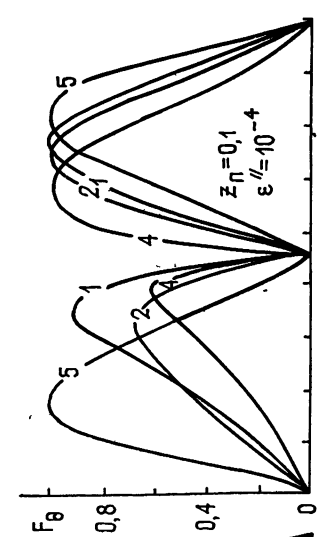
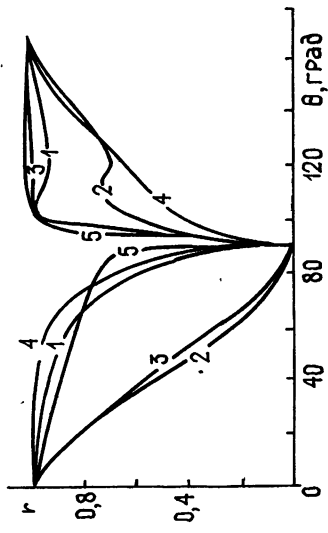
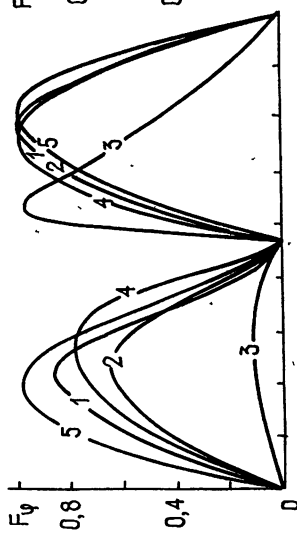
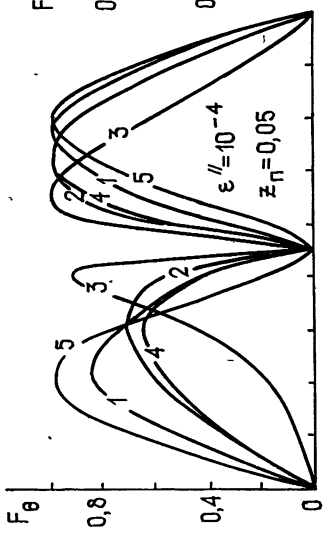
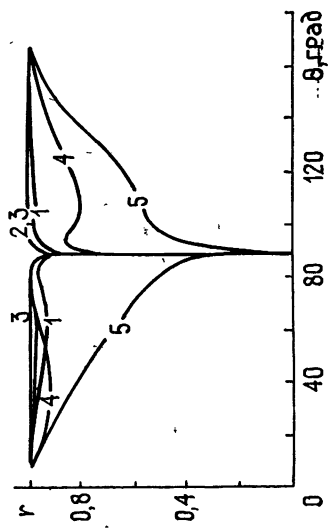
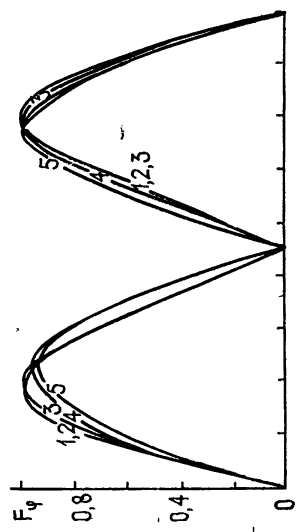
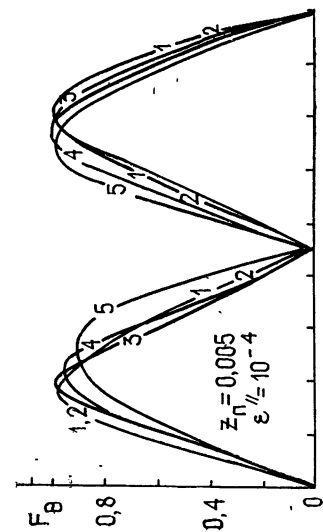


Рис. 5.

Рассмотрим более подробно изменение амплитуды излучения плоской спирали в направлении ее оси при изменении параметров слоя. На рис. 5 представлена зависимость отношения амплитуд излучения в область III и область I от толщины диэлектрического слоя при изменении ϵ' в широких пределах. Видно, что эти зависимости имеют резонансный характер, что объясняется влиянием отражений на границе диэлектрик — свободное пространство (на границах областей II и III на рис. 1). При резонансной толщине диэлектрического слоя, когда она кратна нечетному числу четвертей длины волны в диэлектрике, амплитуда излучения в сторону диэлектрика в $\sqrt{\epsilon'}$ раз превышает амплитуду излучения в противоположную сторону. Если толщина слоя равна четному числу четвертей длины волны в диэлек-



трике, то эти амплитуды совпадают. Из результатов этих расчетов следует, что при увеличении ϵ' диапазон рабочих частот спиральных антенн сужается.

Рассмотрим далее влияние потерь в диэлектрике на характеристики излучения плоской спирали, расположенной на диэлектрическом слое. Расчеты показали, что потери практически не влияют на энергетические и поляризационные диаграммы направленности, но влияют на амплитуду излучаемого поля (вследствие уменьшения КПД исследуемой системы). В табл. 1 представлены результаты расчета отношения амплитуды излучения исследуемой системы в сторону диэлектрика к амплитуде излучения в противоположную сторону при резонансных значениях толщины слоя при $\epsilon' = 10$. Такие же расчеты для случая $\epsilon' = 100$ представлены в табл. 2. Видно, что при увеличении толщины слоя амплитуда излучения в сторону диэлектрика уменьшается, однако это уменьшение незначительно.

Рассмотрим далее характеристики излучения спирали на слое диэлектрика в случае, когда ее ветви возбуждаются синфазно. На практике этот режим, соответствующий случаю $n=2$, используется в тех случаях, когда необходимы широкополосные кругополяризованные антенны с воронкообразной формой диаграммы направленности. На рис. 6—8 представлены результаты расчетов диаграмм направленности по ортогональным компонентам поля и зависимости коэффициента эллиптичности от угла θ для указанных выше значений диэлектрической проницаемости и толщины подложки (цифры у кривых соответствуют рис. 2—4). Видно, что как и в случае $n = 1$, диэлектрическая подложка существенно искажает характеристики плоской спиральной антенны. В частности, при увеличении толщины подложки и ее диэлектрической проницаемости диаграммы несимметричны в верхней и нижней полуплоскостях и главный максимум сильнее отклоняется от оси спирали.

Таблица 1

z_{Π}	ϵ''			
	10-1	10-2	10-4	10-6
0,079	3,0356	3,1544	3,1632	3,1623
0,237	2,9424	3,1389	3,1620	3,1623
0,395	2,8112	3,1235	3,1619	3,1623
0,533	2,7053	3,1102	3,1617	3,1623
0,7115	2,5790	3,0931	3,1616	3,1623
0,8696	2,4759	3,0781	3,1614	3,1623

Таблица 2

z_{Π}	ϵ''			
	10-1	10-2	10-4	10-6
0,025	9,9221	9,9922	9,9999	10,0
0,075	9,7698	9,9765	9,9998	10,0
0,125	9,6221	9,9600	9,9996	10,0
0,175	9,4787	9,9453	9,9995	10,0
0,225	9,3396	9,9298	9,9993	10,0
0,275	9,2044	9,9143	9,9991	10,0

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Плоские спиральные антенны на диэлектрической подложке конечной толщины не являются частотно-независимыми не только по входному сопротивлению, но и по направленным и поляризационным характеристикам.

2. Пределы применимости подобных антенн в высокочастотной области диапазона сверхвысоких частот определяются в большей степени допусками на их изготовление, чем потерями в подложках.

3. При увеличении диэлектрической проницаемости подложки плоские спиральные антенны излучают поле большей амплитуды в сторону диэлектрика, причем это увеличение достигает в резонансных случаях значений, равных $\sqrt{\epsilon'}$.

4. Тонкие диэлектрические подложки, обеспечивающие достаточную механическую прочность плоских спиральных антенн, практически не влияют на их характеристики.

5. Увеличение диэлектрической проницаемости подложки приводит к сужению полосы рабочих частот плоских спиральных антенн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рамзей В. Частотно-независимые антенны — М.: Мир, 1968.
2. Елисеев А. И., Хижняк Н. А. — Изв. вузов. — Радиофизика, 1974, 17, № 8, с. 1205.
3. Горобец Н. Н., Панфилов М. М. — В сб. Радиотехника, Харьков ХГУ, 1976, вып. 37, с. 33
4. Brewitt-Taylor C. R., Gunton D. I., Rees H. D. — Electron. Lett., 1981, 17, № 20, p. 729.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
26 июля 1983 г.

RADIATION OF THE PLANE LOGARITHMIC SPIRAL ON THE DIELECTRIC LAYER WITH LOSSES

N. N. Gorobets, A. I. Eliseev, Yu. V. Lytov, O. N. Nosenko

The radiation problem of the plane logarithmic spiral on the infinite dielectric layer is solved by the partial region method at the arbitrary dielectric thickness and dielectric constant. It is demonstrated that this radiating system is frequency dependent on the directional and polarisation characteristics.
