ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН

5

рон той революции в философии, кот
арксизмом. «До сих пор,— саркастическ
философы имели в своем письменном сто
гадок, и глупому непосвященному миру
крыть рот, чтобы ловить жареных рябчико
Это значит, что философия, поскольку он
лютная наука», не является в действитель
философия не есть откровение, возвещае
кая наука, она разрабатывается сообщест
телей. Философия марксизма, принципиал
навсегда законченной философской систе
тем **диалектико-материалистической сис**
философия марксизма характеризуется
ством составляющих ее положений и, дал
движении, развитии, на пути к новым отк
осознает, осмысливает свои нерешенные з
тике своих идейных противников, заним
тикой, так как она признает свою ограни
стигнутого знания, не только философско
Как и всякая система научных знаний,
оценивает свои научные положения лиш
отражение действительности, как единст

1-574072 к

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН

Межвузовский тематический сборник

Выпуск 5

НАУЧНАЯ БИБЛИОТЕКА
ДЛЯ КНИГ
ТГУ

Издательство Томского университета

Томск - 1985

537.8

Электродинамика и распространение волн/ Под ред. М.С.Бобровникова. - Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985. - 9,37 л. 300 экз. - I р. 40 к., I704040000.

Пятый выпуск сборника посвящен решению ряда граничных задач теории дифракции, теоретическим и экспериментальным работам в области антенн и антенных решеток, в том числе активных, исследованиям по распространению радиоволн в условиях города и в ионосферном канале связи.

Для научных сотрудников, инженеров и аспирантов, занимающихся указанными вопросами, а также студентов старших курсов соответствующих специальностей.

5 нб, 6 уг2

Рецензент - доктор физ.-мат.наук,
профессор В.Н.Детинко

Редактор - доктор физ.-мат.наук,
профессор М.С.Бобровников

$Э \frac{1704040000}{177(012)-85}$ 61-85

© Издательство Томского университета, 1985

ОБ ОДНОМ ИНТЕГРАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ РЕШЕНИЯ ДИФРАКЦИОННЫХ ЗАДАЧ В КЛИНОВИДНОЙ ОБЛАСТИ

М.С.Бобровников

Исследование возбуждения волн сторонними источниками в клиновидных областях с неидеальными границами приводит к формулировке задач, которые сводятся к решению неоднородных волновых уравнений с соответствующими сложными граничными условиями.

Эти решения могут быть представлены интегралом вида [I-4]:

$$U(z)=\int_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} F(\alpha)e^{ikz\cos\alpha}\,d\alpha, \qquad \text{(I)}$$

где $Re(ikz\cos\alpha)<0$, ε - вещественное положительное число $0<\varepsilon<\pi/2$. $F(\alpha)$ - неизвестная функция, путь интегрирования показан на рис. I.

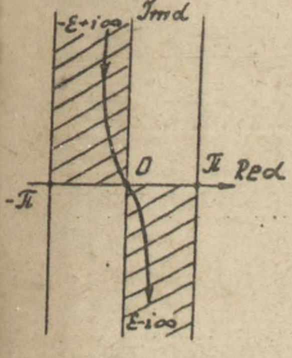


Рис. I

Подстановка искомого решения в граничные условия приводит к интегральному уравнению

$$\int_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} N(\alpha)e^{ikz\cos\alpha}\,d\alpha=0. \qquad (2)$$

В указанных выше работах без доказательства использовалось утверждение о нечетности функции $N(\alpha)$, которое позволяло от интегрального уравнения перейти к функциональному и в конечном итоге получить решение задачи.

Поскольку это утверждение является ключевым в указанном методе, приведем его обоснование. Докажем теорему о нечетности функции $N(\alpha)$ в уравнении (2).

Теорема: Если аналитическая функция $N(\alpha)$ представима в виде

$$2\pi i N(\alpha)=f(\alpha+\pi)-f(\alpha-\pi), \qquad (3)$$

где $f(\alpha)$ есть также аналитическая функция, регулярная в полуплоскостях $|\Im m\,\alpha| > C$ и в полосе $|Re\,\alpha| < \pi + \varepsilon$, то для соблюдения тождества

$$\Phi = \int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} N(\alpha) e^{ikz\cos\alpha}\, d\alpha \equiv 0 \tag{4}$$

необходимо и достаточно, чтобы функция $N(\alpha)$ была нечетной

$$N(-\alpha) = -N(\alpha). \tag{5}$$

Доказательство. Пусть $N(\alpha)$ - нечетная функция. Тогда можем записать

$$\Phi = \int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} N(\alpha) e^{ikz\cos\alpha}\, d\alpha =$$

$$\int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{0} N(\alpha) e^{ikz\cos\alpha} d\alpha + \int\limits_{0}^{\varepsilon-i\infty} N(\alpha) e^{ikz\cos\alpha} d\alpha.$$

Произведем во втором интеграле замену переменной $\alpha = -\alpha'$ и, опуская штрих, получим с учетом (5):

$$\Phi = \int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{0} [N(\alpha) - N(\alpha)] e^{ikz\cos\alpha} d\alpha = 0,$$

т.е. имеет место (4).

Теперь покажем обратное, если выполняется (4), то обязательно следует нечетность функции (5). Тривиальный случай $N(\alpha) = 0$ здесь исключается.

Предположим, что $N(\alpha)$ - произвольная аналитическая функция. Ее единственным образом можно представить в виде суммы двух функций: четной $N_z(\alpha)$ и нечетной $N_н(\alpha)$:

$$N(\alpha) = \frac{1}{2}[N(\alpha) + N(\alpha)] + \frac{1}{2}[N(\alpha) - N(-\alpha)] = N_z(\alpha) + N_H(\alpha). \tag{6}$$

Необходимо показать, что четная часть функции $N(\alpha)$ обращается в нуль, т.е. $N_z(\alpha) = 0$.

Воспользуемся представлением (1) и запишем (4) в следующем виде:

$$\Phi = \int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} N(\alpha) e^{ikz\cos\alpha} d\alpha =$$

$$= \frac{1}{2\pi i}\Big[\int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} f(\alpha+\pi) e^{ikz\cos\alpha} d\alpha - \int\limits_{-\varepsilon+i\infty}^{\varepsilon-i\infty} f(\alpha-\pi) e^{ikz\cos\alpha} d\alpha\Big] = 0.$$

В последних двух интегралах проведем следующую замену переменных: в первом положим $\alpha = \alpha' - \pi$, во втором $-\alpha = \alpha' + \pi$ и поменяем в первом интеграле местами пределы интегрирования, одновременно изменив перед интегралом знак. Штрихи у переменных опущены. Тогда

$$\Phi = \frac{1}{2\pi i}\Big[\int\limits_{\varepsilon-\pi-i\infty}^{-\varepsilon-\pi+i\infty} f(\alpha) e^{-ikz\cos\alpha} d\alpha + \int\limits_{-\varepsilon+\pi+i\infty}^{\varepsilon+\pi-i\infty} f(\alpha) e^{-ikz\cos\alpha} d\alpha\Big] = 0$$

или

$$\Phi = \frac{1}{2\pi i}\Big[\int\limits_{\varepsilon-\pi-i\infty}^{-\varepsilon-\pi+i\infty} + \int\limits_{-\varepsilon+\pi+i\infty}^{\varepsilon+\pi-i\infty}\Big] f(\alpha) e^{-ikz\cos\alpha} d\alpha = 0.$$

Путь интегрирования представлен на рис.2. В заштрихованных областях $Re(ikz\cos\alpha) > 0$ интеграл существует.

Рис. 2

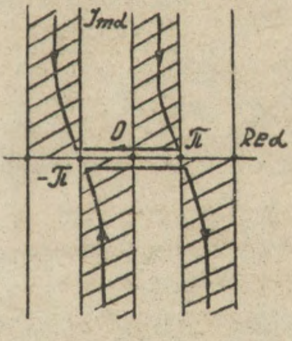


Рис. 3

В силу регулярности функции $f(\alpha)$ в полосе $|Re\alpha| < \pi + \varepsilon$ можно соединить пути интегрирования вдоль вещественной оси двумя линиями с противоположными направлениями интегрирования, как показано на рис. 3. Эта процедура не изменит значения интеграла (прибавили и вычли одну и ту же величину). Образовавшиеся две петли удалим от вещественной оси в полуплоскости $|\mathrm{Im}\,\alpha| > C$, в которых функция $f(\alpha)$ регулярна. Тогда

$$\Phi = \frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma} f(\alpha)\, e^{-ikz\cos\alpha}\, d\alpha = 0, \tag{7}$$

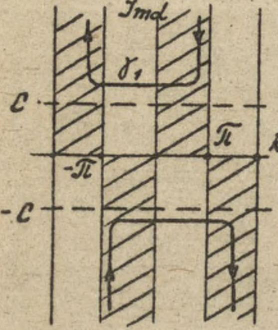


Рис. 4

где $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ – контур интеграла Зоммерфельда-Малюжинца (рис. 4). Но на основании теоремы, доказанной Малюжинцем [5], функция $f(\alpha)$, удовлетворяющая условиям нашей теоремы и уравнению (7), обязательно должна быть четной функцией аргумента:

$$f(-\alpha) = f(\alpha)\,. \tag{8}$$

Теперь запишем уравнение (3) с учетом (6) и (8) в виде

$$2\pi i\left[N_{\text{ч}}(\alpha) + N_{\text{н}}(\alpha) = f(\alpha+\pi) - f(\alpha-\pi)\right. \tag{9}$$

и произведем в этом уравнении замену α на $-\alpha$:

$$2\pi i\left[N_{\text{ч}}(\alpha) - N_{\text{н}}(\alpha)\right] = f(\alpha-\pi) - f(\alpha+\pi). \tag{10}$$

При этом использовано свойство четности функции $f(\alpha)$. Сложим уравнения (9) и (10). Получим

$$4\pi i\, N_{\text{ч}}(\alpha) = 0,$$

т.е. четная часть функции $N(\alpha)$ в (6) обращается в нуль. Таким образом, чтобы выполнялось тождество (4), функция должна быть нечетной.

Как следствие только что доказанной теоремы, можно получить новое интегральное представление функции Ханкеля, которое оказывается полезным при решении отдельных задач математической физики.

Интегральное представление функции Ханкеля Зоммерфельдом дается в виде

$$H_p^{(1)}(x)=\frac{e^{-i\pi p/2}}{\pi}\int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} e^{ix\cos\alpha+ip\alpha}\,d\alpha . \tag{II}$$

Учитывая вышеприведенные обозначения, в соответствии с (4) выражение (II) можно записать

$$H_p^{(1)}(x)=\int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty} e^{ix\cos\alpha}N(\alpha)d\alpha, \quad N(\alpha)=e^{-ip(\frac{\pi}{2}-\alpha)}/\pi, \tag{I2}$$

$$\varepsilon=\pi/2,$$

а функция $N(\alpha)$ с учетом (3) можно представить как

$$N(\alpha)=\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}p}}{2\pi^2}e^{ip(\alpha+\pi)}(\alpha+\pi)-\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}p}}{2\pi^2}e^{ip(\alpha-\pi)}(\alpha-\pi)=\frac{1}{2\pi i}\left[f(\alpha+\pi)-f(\alpha-\pi)\right], \tag{I3}$$

где p - целое число.

Как нетрудно видеть, функции $N(\alpha)$ и $f(\alpha)$ удовлетворяют условиям теоремы, а поэтому возможны все те преобразования контура интегрирования интеграла (I2), которые представлены на рис. I-4.

Подставив функцию (I3) в интеграл (I2), получим выражение для фукции Ханкеля в следующем виде:

$$H_p^{(1)}(x)=\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}p}}{2\pi^2}\left[\int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty}(\alpha+\pi)e^{ix\cos\alpha+ip(\alpha+\pi)}d\alpha-\int\limits_{-\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{\pi}{2}-i\infty}(\alpha-\pi)e^{ix\cos\alpha+ip(\alpha-\pi)}d\alpha .\right.$$

Проведем замену переменных в первом интеграле $\alpha=\alpha'-\pi$, во втором - $\alpha=\alpha'+\pi$ и штрихи опустим. Во втором интеграле переставим местами пределы интегрирования

$$H_p^{(1)}(x)=\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}p}}{2\pi^2}\left[\int\limits_{\frac{\pi}{2}+i\infty}^{\frac{3\pi}{2}-i\infty}+\int\limits_{-\frac{\pi}{2}-i\infty}^{-\frac{3\pi}{2}+i\infty}\right]\alpha e^{-ix\cos\alpha+ip\alpha}d\alpha .$$

Контур интегрирования представлен на рис. 2 (без горизонтальных линий). В силу условий теоремы этот контур может быть преобразован в контур γ в виде двух петель $\gamma=\gamma_1+\gamma_2$ с "усами", уходящими в бесконечность (рис. 4).

Окончательное представление функции Ханкеля имеет следующий вид:

$$H_p^{(1)}(x)=\frac{e^{-i\frac{\pi}{2}p}}{2\pi^2}\int\limits_{\gamma}\alpha e^{-ix\cos\alpha+ip\alpha}d\alpha \cdot$$

ЛИТЕРАТУРА

I. Бобровников М.С. Дифракция цилиндрических волн на импедансном клине в анизотропной плазме. - Изв.вузов. Физика.Томск, I968, № II, с. II9-I22.

2. Старовойтова Р.П., Бобровников М.С. Возбуждение импедансного клина нитевидным магнитным источником, расположенным в вершине. - Изв.вузов. Физика. Томск, I962, № 4, с. I30-I39.

3. Бобровников М.С. Дифракция цилиндрических волн на идеально проводящем клине в анизотропной плазме. - Изв.вузов. Физика. Томск, I968, № 5, с. I9-30.

4. Бобровников М.С., Фисанов В.В. Щелевой излучатель на ребре клина в анизотропной плазме. - Изв.вузов. Физика, Томск, I967, № I2, с. I3-20.

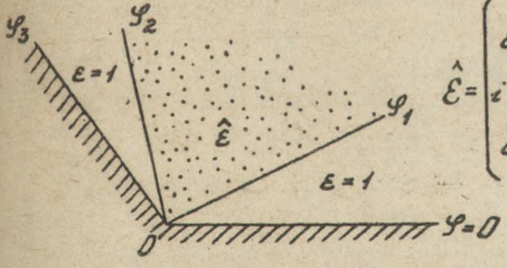
5. Малюжинец Г.Д. Излучение звука колеблющимися гранями произвольного клина. Ч.П. - Акустический журнал. М., I955, т.I, № 3, с. 226-234.

ПОЛЕ ВБЛИЗИ РЕБРА ПРИ НАЛИЧИИ ДВУХ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА МЕЖДУ МАГНИТОПЛАЗМОЙ И ВАКУУМОМ

В.В.Фисанов

В ряде задач дифракции и излучения электромагнитных волн при наличии плазменных образований острый край проводящего объекта может оказаться на одной или нескольких поверхностях раздела сред. Поведение поля вблизи ребра в этих условиях исследовано еще недостаточно, особенно если одной из сред является магнитоактивная плазма. В работах [I,2] рассмотрены случаи, когда ребро идеально проводящего клина находится на одной границе раздела между магнитоплазмой и вакуумом. Если граница сред делит клиновидную область на секторы в отношении I:I или I:2, то поле вблизи ребра удается представить в замкнутом виде, удобном для аналитического исследования. В данной работе рассматривается клиновидная область, содержащая две границы раздела между плазмой и вакуумом.

Пусть сначала плазма отделена от обеих граней идеально проводящего клина вакуумными секторами (рис.I). Создающее анизотропию внешнее постоянное магнитное поле H_0 приложено вдоль ребра. В цилиндрической системе координат (r , φ , z) ребро клина совпадает с осью z , а грани расположены при $\varphi = 0$ и $\varphi = \varphi_3$. Тензор относительной диэлектрической проницаемости плазмы имеет вид



$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & -i\varepsilon_2 & 0 \\ i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \qquad (I)$$

Рис. I

элементы которого в отсутствие потерь в плазме можно представить так:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{1}{\Omega^2 - R^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{R}{\Omega(\Omega^2 - R^2)}, \quad \varepsilon_3 = 1 - \frac{1}{\Omega^2}. \tag{2}$$

Здесь Ω – отношение частоты сигнала к плазменной частоте электронов, R – отношение циклотронной частоты к плазменной. Двумерное электромагнитное поле в клиновидной области $0<\varphi<\varphi_3$ содержит составляющие $H_z(r,\varphi), E_r(r,\varphi), E_\varphi(r,\varphi)$. Магнитное поле вблизи ребра будем искать в форме

$$H_z = \begin{cases} A_1 r^{\tau} \cos\tau\varphi\left[1+O(r)\right], & 0<\varphi<\varphi_1, \\ r^{\tau}(A_2\cos\tau\varphi + B_2\sin\tau\varphi)\left[1+O(r)\right], & \varphi_1<\varphi<\varphi_2, \\ A_3 r^{\tau}\cos\tau(\varphi_3-\varphi)\left[1+O(r)\right], & \varphi_2<\varphi<\varphi_3. \end{cases} \tag{3}$$

Электрическое поле выражается через (3) при посредстве уравнений Максвелла. Например, если временная зависимость взята в виде $exp(-i\omega t)$, то касательная к граням компонента E_r в плазме равна

$$E_r = \frac{1}{\omega\varepsilon}\left(i\varepsilon_1 \frac{1}{r}\frac{\partial H_z}{\partial\varphi} + \varepsilon_2\frac{\partial H_z}{\partial r}\right), \quad \varepsilon = \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2. \tag{4}$$

Используя непрерывность H_z и E_r на границах сред и исключая неопределенные амплитудные коэффициенты, которые входят в (3), получим следующее характеристическое уравнение относительно величины τ, определяющей поведение поля вблизи ребра:

$$\varepsilon_1\cos\tau(\varphi_2-\varphi_1)\sin\tau(\varphi_1-\varphi_2+\varphi_3) - \varepsilon\sin\tau\varphi_1\sin\tau(\varphi_3-\varphi_2)\times$$
$$\times\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1) - i\varepsilon_2\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1)\sin\tau(\varphi_1+\varphi_2-\varphi_3)+$$
$$+\cos\tau\varphi_1\cdot\cos\tau(\varphi_3-\varphi_2)\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1) = 0. \tag{5}$$

Уравнение (5) переходит в соответствующие уравнения с одной границей раздела [2], если положить $\varphi_1 = 0$ или $\varphi_2 = \varphi_3$.

Среди множества решений (5) следует выбирать то, которое обладает наименьшей положительной реальной частью τ или является чисто мнимой величиной. В дальнейшем будем исследовать только точные решения (5), представимые в явном виде. Знание этих решений является полезным как при численном решении (5), так и для изучения общих закономерностей поведения поля при различных сочетаниях значений параметров задачи. Предпосылкой существования аналитических решений уравнения (5) является то, что при выполнении условия $\varphi_1+\varphi_2-\varphi_3=0$ все коэффициенты уравнения становятся действительными. Указанное условие соответствует симметричному расположению сред относительно биссектрисы угла клина. Разделим клиновидную область на m равных частей (m = 3,4,...) и будем располагать границы раздела $\varphi=\varphi_1$, $\varphi=\varphi_2$ точно по направлениям m - кратного сечения угла $\varphi=\varphi_3=m\psi$. Рассмотрим возникающие варианты.

I) $m=3:\ \varphi_1=\psi,\ \varphi_2=2\psi,\ \varphi_3=3\psi.$

Уравнение (5) упрощается и имеет решение

$$\cos 2\tau\psi=\frac{\varepsilon-1-2\varepsilon_1}{\varepsilon+1+2\varepsilon_1}. \qquad (6)$$

Выражение в правой части равенства (6) при определенных сочетаниях частот Ω и R может по абсолютной величине превышать единицу. Поскольку на поведение поля (3) влияет только действительная часть τ, ее в этих случаях особенно легко найти

$$Re\,\tau=\begin{cases}0, & \text{если } \cos 2\tau\psi>1,\\ \pi/2\psi, & \text{если } \cos 2\tau\psi<-1.\end{cases} \qquad (7)$$

Когда $Re\,\tau=0$, нарушается общепринятое условие на ребре [3] и модель плазмы без учета потерь становится неудовлетворительной. Поэтому важно выделить частотные интервалы, в пределах которых $Re\,\tau=0$. Неравенство $(\varepsilon-1-2\varepsilon_1)/(\varepsilon+1+2\varepsilon_1)>1$, которое следует из (6), эквивалентно системе неравенств

$$\varepsilon+1+2\varepsilon_1\gtrless 0, \qquad 1+2\varepsilon_1\lessgtr 0, \qquad (8)$$

причем одновременно берутся либо верхние, либо нижние знаки в (8). Можно показать, что

$$\varepsilon+1+2\varepsilon_1=4\,\frac{(\Omega^2-\Omega_a^2)(\Omega^2-\Omega_b^2)}{\Omega^2(\Omega^2-R^2)};$$

$$1+2\varepsilon_1=3\left[\Omega^2-(R^2+2/3)\right]/(\Omega^2-R^2),$$

где $\Omega_{a,b}=0{,}5(\mp R+\sqrt{R^2+2})$. Отсюда следует, что при $m=3$ $R_e\tau=0$ в интервалах $0<\Omega<\Omega_a$, $\min(\Omega_b,\sqrt{R^2+2/3})<\Omega<\max(\Omega_b,\sqrt{R^2+2/3})$.
2) $m=4$: $\varphi_1=\psi, \varphi_2=3\psi, \varphi_3=4\psi$. При $\psi=\pi/2$ получается полуплоскость, расположенная в вакууме и перпендикулярная поверхности раздела сред.

Решение уравнения (5) получается в виде

$$\cos 2\tau\psi=\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon+1+2\varepsilon_1} \qquad (9)$$

и область, в пределах которой $R_e\tau=0$, образует интервалы $0<\Omega<\Omega_a$ и $\sqrt{R^2+1/2}<\Omega<\Omega_b$.
3) $m=5$: $\varphi_1=\psi, \varphi_2=4\psi, \varphi_2=5\psi$

Уравнение (5) принимает вид:

$$\varepsilon_1\cos 3\tau\psi\cdot\sin 2\tau\psi-\varepsilon\sin\tau\psi\cdot\sin 3\tau\psi+\cos^2\tau\psi\cdot\sin 3\tau\psi=0,$$

сводится к квадратному алгебраическому уравнению и имеет решение

$$\cos 2\tau\psi=\{\varepsilon-2\varepsilon_1-3+\mathrm{sgn}(\varepsilon+2\varepsilon_1+1).$$

$$[(\varepsilon-2\varepsilon_1-3^2)+8(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)(\varepsilon+2\varepsilon_1-1)]^{1/2}\}/4(\varepsilon+2\varepsilon_1+1). \qquad (10)$$

Анализ показывает, что в случае 3) $R_e\tau=0$ реализуется в полосе частот $0<\Omega<\Omega_a$, $\sqrt{R^2+2/5}<\Omega<\Omega_b$
4) $m=5$: $\varphi_1=2\psi, \varphi_2=3\psi, \varphi_3=5\psi$

Уравнение (5) сводится к квадратному и имеет решение

$$\cos 2\tau\psi=\frac{-\varepsilon_1+\mathrm{sgn}(\varepsilon+1+2\varepsilon_1)\sqrt{\varepsilon_1^2+\varepsilon(\varepsilon+1+2\varepsilon_1)}}{\varepsilon+1+2\varepsilon_1} \qquad (11)$$

В этом случае $R_e\tau=0$ в интервалах $0<\Omega<\Omega_a, \Omega_b<\Omega<\sqrt{R^2+4/5}$.
5) $m=6$: $\varphi_1=\psi$, $\varphi_2=5\psi$, $\varphi_3=6\psi$.

Вновь получается квадратное уравнение

$$(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)\cos^2 2\tau\psi+(1-\varepsilon)\cos 2\tau\psi-\varepsilon_1=0$$

и решение имеет вид:

$$\cos 2\tau\psi=\frac{\varepsilon-1+\operatorname{sgn}(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)\sqrt{(\varepsilon-1)^2+4\varepsilon_1(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)}}{2(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)} \qquad (I2)$$

В интервалах $0<\Omega<\Omega_a$, $\sqrt{R^2+1/3}<\Omega<\Omega_b$ существует аномальная особенность поля $R_e\tau=0$.

Рассмотрим теперь дополнительную структуру, которая получается, если на рис.I плазму и вакуум поменять местами. Характеристическое уравнение по сравнению с (5) получается болез громоздким

$$\varepsilon_1^2\cos\tau\varphi_1\cdot\cos\tau(\varphi-\varphi)\cdot\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1)+(\varepsilon_2^2-1)\cdot\sin\tau\varphi_1\cdot$$
$$\cdot\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1)\cdot\sin\tau(\varphi_3-\varphi_2)+\varepsilon_1\cos\tau(\varphi_2-\varphi_1)\cdot\sin\tau(\varphi_1-\varphi_2+\varphi_3)+$$
$$+i\varepsilon_1\varepsilon_2\sin\tau(\varphi_2-\varphi_1)\cdot\sin\tau(\varphi_1+\varphi_2-\varphi_3)=0, \qquad (I3)$$

но оно также правильно переходит в уравнения для систем с одной границей раздела, а при симметричном расположении сред тоже имеет пять явных аналитических решений. Перечислим их.

I) $m=3$: $\varphi_1=\psi$, $\varphi_2=2\psi$, $\varphi_3=3\psi$.

$$\cos 2\tau\psi=\frac{1-\varepsilon_1^2-2\varepsilon_1-\varepsilon_2^2}{\varepsilon+2\varepsilon_1+1} \qquad (I4)$$

Аномальная особенность поля имеет место в интервалах

$$0<\Omega<\min(\Omega_a,R);\ \sqrt{R^2+1/3}<\Omega<\Omega_a;$$
$$\max(\Omega_a,R)<\Omega<\sqrt{R^2+1/3};\ \Omega_b<\Omega<\sqrt{R^2+1}.$$

2) $m=4$: $\varphi_1=\psi$, $\varphi_2=3\psi$, $\varphi_3=4\psi$.

$$\cos 2\tau\psi=(1-\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)/(\varepsilon+2\varepsilon_1+1). \qquad (I5)$$

Аномальная особенность присутствует в интервалах

$$0<\Omega<\min(\Omega_a, R);\ \max(\Omega_a, R)<\Omega<\sqrt{R^2+1/2};\ \Omega_b<\Omega<\sqrt{R^2+1}.$$

3) $m=5$: $\varphi_1=\psi$, $\varphi_2=4\psi$, $\varphi_2=5\psi$.

Уравнение (I3) сводится к квадратному и имеет решение

$$\cos 2\tau\psi=\{1-2\varepsilon_1-3\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2+\operatorname{sgn}(\varepsilon+2\varepsilon_1+1);$$

$$[(1-2\varepsilon_1-3\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)^2+8(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)(1+2\varepsilon_1-\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)]^{1/2}\}/4(\varepsilon+2\varepsilon_1+1). \qquad (I6)$$

Аномальная особенность поля имеется в области $0<\Omega<\min(R,\Omega_a)$, $\max(R,\Omega_a)<\Omega<\sqrt{R^2+1}$.

4) $m=5$: $\varphi_1=2\psi$, $\varphi_2=3\psi$; $\varphi_3=5\psi$.

Решение имеет вид

$$\cos 2\tau\psi=\frac{-\varepsilon_1+\operatorname{sgn}(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)\sqrt{\varepsilon_1^2+(1-\varepsilon_2^2)(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)}}{\varepsilon+2\varepsilon_1+1}, \qquad (I7)$$

и область, где $R_e\tau=0$, заключена в интервалах $0<\Omega<\min(\Omega_a, R)$; $\sqrt{R^2+0{,}2}<\Omega<\Omega_a$; $\max(\Omega_a, R)<\Omega<\sqrt{R^2+0{,}2}$; $\Omega_b<\Omega<\sqrt{R^2+1}$.

5) $m=6$: $\varphi_1=\psi$, $\varphi_2=5\psi$, $\varphi_3=6\psi$.

Как и при = 5, уравнение (I3) сводится к квадратному, решение получается в виде

$$\cos 2\tau\psi=\{1-\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2+\operatorname{sgn}(\varepsilon+2\varepsilon_1+1)\cdot[(1-\varepsilon_1^2-\varepsilon_2^2)^2+ \qquad (I8)$$

$$+4\varepsilon_1(\varepsilon+1+2\varepsilon_1)]^{1/2}\}/2(\varepsilon+1+2\varepsilon_1),$$

а область аномальной особенность поля будет $0<\Omega<\min(R,\Omega_a)$; $\max(R,\Omega_a)<\Omega<1$. При разбиении клиновидной области на сеь и большее число равных частей $(m>6)$ уравнения (5) и (I3) сводятся к алгебраическим уравнениям третьей и последующих степеней, и отыскание аналитического решения осложняется.

Формулы (6),(9)-(I8) имеют общую левую часть, поэтому во всех рассмотренных выше вариантах можно единообразно учесть потери в плазме. Пусть правая часть имеет вид $a=\alpha+i\beta$, тогда для $\sigma=R_e\tau$ можно получить:

$$\cos 2\sigma\psi = \frac{\sqrt{2}\,\alpha}{\left\{1+\alpha^2+\beta^2+\sqrt{[(1+\alpha)^2+\beta^2][(1-\alpha)^2+\beta^2]}\right\}^{1/2}}. \qquad (I9)$$

Формула (I9) показывает, что при наличии потерь всегда $\sigma > 0$, однако в интервалах, где в отсутствие потерь имелась аномальная особенность поля, сингулярность и теперь остается наиболее сильной.

ЛИТЕРАТУРА

I. Hurd R.A. Intrinsic loss at the edges of anisotropic plasmas.- Canad. J. Phys., 1963, v.41, №10, p.1554-1562.

2. Фисанов В.В. Особенность поля на ребре при наличии сектора магнитоактивной плазмы. - Известия вузов. Радиофизика, 1984 (в печати).

3. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. - М.: Мир, 1978, т.I. - 550 с.

ИЗЛУЧЕНИЕ МАГНИТНОГО ТОКА ЧЕРЕЗ СЛОИСТУЮ СТРУКТУРУ ИЗ ДИЭЛЕКТРИКА И ПЛАЗМЫ

С.Г.Ваштанов, В.В.Фисанов

В работах [I,2] отмечена возможность управления диаграммой направленности цилиндрической плазменной антенной системы посредством изменения ее параметров. Как известно, при наличии в антенной системе только одного слоя плазмы с относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2 < 0$ максимум излучения всегда направлен по нормали к слою. В антенной же системе, дополненной слоем диэлектрика, изменением $\varepsilon_2 < 0$ можно управлять диаграммой направленности.

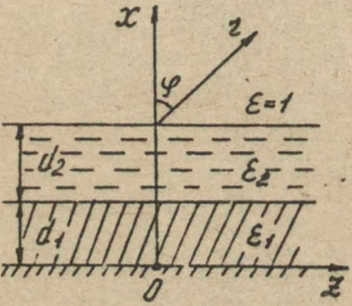


Рис. I

Рассмотрим детальнее этот вопрос на более простой плоскослоистой структуре, состоящей из слоя диэлектрика и слоя плазмы (рис.I). Слой непоглощающей однородной и изотропной плазмы ($\varepsilon_2 < 0$) толщиной d_2 отделен от проводящей плоскости диэлектрической прослойкой толщиной d_1 и с относительной диэлектрической проницаемостью ε_1. Источник возбуждения – линейный магнитный ток единичной амплитуды, расположенный в начале координат. Временная зависимость выбрана в виде $exp(-i\omega t)$. Для плазмы с $0 < \varepsilon_2 < 1$ такая структура изучалась в работе [3]. Спектр волн, поддерживаемых такой структурой при $\varepsilon_1 = 1$, рассматривался в работах [4,5].

Единственная составляющая магнитного поля легко находится в форме интеграла Фурье. Оценивая этот интеграл методом перевала, для поля в дальней зоне ($k_0 r >> 1$) получим

$$H_y(r,\varphi) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi k_0 r}}\,\Phi(\varphi)\,e^{ik_0 r - i\pi/4}, \quad |\varphi| \neq \pi/2 .$$

Здесь функция направленности $\Phi(\varphi)$ имеет следующий вид :

$$\Phi(\varphi)=\frac{2\varkappa\frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2}e^{ik_0d_2\varkappa_2}}{(\varkappa+\frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2})L^- +(\varkappa-\frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2})L^+e^{2ik_0d_2\varkappa_2}},\ |\varphi|<\frac{\pi}{2},\quad (I)$$

где

$$L^{\pm}=\frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2}\cos k_0d_1\varkappa_1\pm i\frac{\varkappa_1}{\varepsilon_1}\sin k_0d_1\varkappa_1;$$

$$\varkappa=\cos\varphi;\quad \varkappa_1=\sqrt{\varepsilon_1-\sin^2\varphi};\quad \varkappa_2=\sqrt{\varepsilon_2-\sin^2\varphi}.\qquad (2)$$

Функция (I) нормирована на функцию направленности того же самого источника на плоскости, излучающего в свободное пространство. Квадрат модуля функции (I) дает диаграмму излучения источника по мощности. Несмотря на сложность выражения (I), можно провести приближенное качественное исследование зависимости $\Phi(\varphi)$. При d_1 = 0 из (I) получается более простое выражение для функции направленности при наличии только слоя плазмы, подробно исследованное в работе [6]. Полагая в (I) $\varepsilon_1 \geq$ I, выясним, как влияет на форму диаграммы излучения введение диэлектрической прослойки.

Выражение (I) зависит от φ через функции (2). При $|\varphi|<\pi/2$ функции $\varkappa$ и $\varkappa_1$ являются действительными и монотонно уменьшаются с ростом $|\varphi|$. Поведение функции $\varkappa_2(\varphi)$ зависит от знака ε_2. Случай $0<\varepsilon_2<$ I рассматривался в работе [3]. Рассмотрим случай $\varepsilon_2<$ 0. В этом случае $\varkappa_2$ для всех $|\varphi|<\pi/2$ величина мнимая: $\varkappa_2=i|\varkappa_2|=i\sqrt{|\varepsilon_2|+\sin^2\varphi}$. Функция $|\varkappa_2|$ монотонно увеличивается с ростом $|\varphi|$. Если слой плазмы не очень тонкий ($k_0 d_2$ не малая величина), то в знаменателе выражения (I) можно пренебречь вторым слагаемым и получить более простое приближенное выражение для функции направленности:

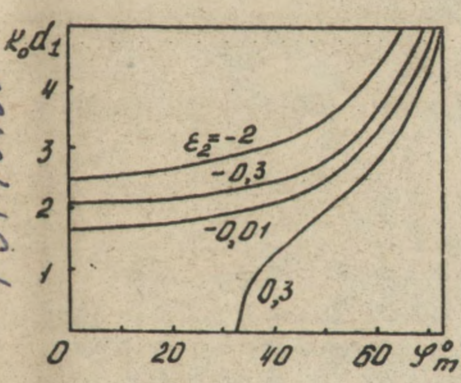


Рис. 2

1-574072

УЧНАЯ БИБЛИО
ДЛЯ

$$\Phi(\varphi)\approx\frac{2i\varkappa\frac{|\varkappa_2|}{\varepsilon_2}}{\left(\varkappa+i\frac{|\varkappa_2|}{\varepsilon_2}\right)L^-}e^{-k_0d_2|\varkappa_2|}, \qquad (3)$$

где в выражении для L^- заменено $\varkappa_2$ на $i|\varkappa_2|$. Из (3) видно, что $|\Phi(\varphi)|^2$ имеет максимум при $\varphi = 0$ и спадает по экспоненте с увеличением $|\varphi|$. Однако приближенное выражение (3) несправедливо вблизи нулей φ_m, m = I,2,3, ... функции L^-, так как в окрестности их нельзя пренебрегать вторым слагаемым в знаменателе функции (I). Вблизи этих нулей функция направленности имеет следующий вид:

$$\Phi(\varphi)\approx\frac{2i\varkappa\frac{|\varkappa_2|}{\varepsilon_2}}{\left(\varkappa-i\frac{|\varkappa_2|}{\varepsilon_2}\right)L^+}e^{k_0d_2|\varkappa_2|}, \quad \varphi\sim\varphi_m. \qquad (4)$$

Отсюда видно, что в диаграмме излучения при некоторых $\varphi\approx\varphi_m\neq 0$ будут резкие всплески (пики). Таким образом, наличие диэлектрической прослойки приводит к смещению максимума излучения от направления нормали к слою.

Углы φ_m удовлетворяют трансцендентному уравнению

$$\mathrm{tg}\, k_0 d_1\varkappa_1=\frac{|\varkappa_2|/\varepsilon_2}{\varkappa_1/\varepsilon_1}. \qquad (5)$$

Решение уравнения (5) в неявном виде для $\varepsilon_2 < 0$ запишется следующим образом:

$$k_0 d_1=\frac{1}{\varkappa_1}\left(\pi-\mathrm{arctg}\frac{|\varkappa_2|/\varepsilon_2}{\varkappa_1/\varepsilon_1}\right). \qquad (6)$$

Отсюда видно, что уравнение (5) имеет хотя бы один корень в области $|\varphi|<\pi/2$ только при $k_0d_1>\pi/2\sqrt{\varepsilon_1}$. Таким образом, при $\varepsilon_2<0$ максимум излучения будет направлен по нормали к слою, пока толщина прослойки $k_0d_1<\pi/2\sqrt{\varepsilon_1}$. При обратном неравенстве максимум излучения может сместиться от направления нормали к слою. Этот качественный анализ подтверждается численным исследованием уравнения (5). Примеры численного решения уравнения представлены на рис.2. На этом рисунке показана зависимость между приблизительным углом максимального излучения φ_m и от-

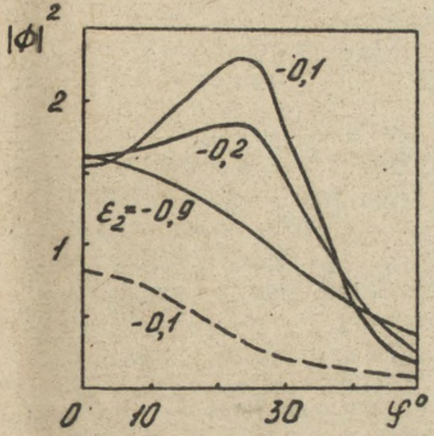


Рис. 3

носительной толщины $k_0 d_1$ диэлектрической прослойки с ε =I. Расчеты были проведены для нескольких значений диэлектрической проницаемости плазмы ε_2, указанных на графике.

Примеры диаграмм излучения при ε_1 = I, $k_0 d_2$= 0,5; $k_0 d_1$ =2 и для нескольких значений $\varepsilon_2 < 0$ приведены на рис. 3. Штриховая кривая на этом рисунке вычислена при $k_0 d_1$ = 0. Из этого рисунка видно, что наличие диэлектрической прослойки может привести к смещению максимума излучения, а путем изменения величины $\varepsilon_2 < 0$ можно управлять положением максимума.

ЛИТЕРАТУРА

I. Chandra Ram, Verma J.S. A modified plasma antenna sistem. - Indian J. Radio and Space Phys., 1976, v. 5, N3, p. 20-22.

2. Chandra Ram, Sharma S.S., Verma J.S. An electronically scannable multi-layered plasma antenna sistem for space communications. - Indian J. Radio and Space Phys., 1977, v. 6, N4, p. 319-321.

3. Harris J.H. Leaky-wave beams of multiply-layered plasma media. - Radio Sci., 1968, v.3, N2, p. 181-189.

4. Кондратьев И.Г., Миллер М.А. Двумерные электромагнитные поля, направляемые плазменными слоями. - Изв.вузов.Радиофизика, 1964, т.7, № I, с. I24-I34.

5. Мальцев В.П., Нефедов Е.И., Шевченко В.В. Вытекающие волны в волноводе из двух разделенных слоев. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, т.I2, № I2, с. I855-I86I.

6. Tomir T., Oliner A.A. The influence of complex waves on the radiation of a slot excited layer. - IRE Trans. Antenna and Propagat., 1962, v. 10, N1, p. 55-65.

СКАЛЯРНАЯ ДИФРАКЦИЯ НА ДВУХ СООСНЫХ АПЕРТУРАХ

В.Г.Мышкин

Развитый в работе [I] в применении к задаче дифракции электромагнитных волн на круглом диске и круглом отверстии в плоском экране строгий полуаналитический метод после простой модификации [2] может быть использован для решения дифракционных задач, связанных с более сложными системами, содержащими произвольное число равновеликих элементарных объектов указанного вида (диск или апертура), расположенных соосно в параллельных плоскостях.

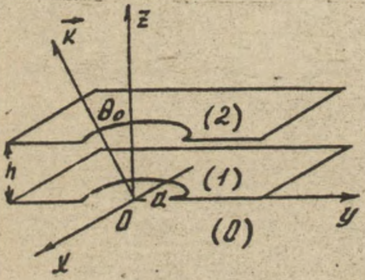


Рис. I

В настоящей работе решается, как наиболее простой, скалярный аналог одной из задач такого рода - задача дифракции плоской акустической волны на коаксиальных круглых апертурах с радиусом a - в двух параллельных жестких экранах, отстоящих на расстоянии h друг от друга (см. рис.I). Такая же задача рассматривалась методом интегральных уравнений в работе [3], в которой был вычислен коэффициент прохождения для двойной апертуры в случае нормального падения плоской волны.

Все последующие выкладки вплоть до специально отмеченного ниже момента легко могут быть обобщены на случай любого конечного числа n параллельных равноотстоящих экранов.

В самом начале предполагается, что все линейные величины задачи - цилиндрические координаты ρ и z, а также параметр h и длина волны λ - измеряются в единицах a. Если волновой вектор $\vec{k}$ падающей волны лежит в плоскости xz и составляет с осью z угол θ_0, ее полевая функция записывается в виде

$$U^i(\vec{r}) = exp(i\vec{k}\vec{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m u^i_m(\rho,z)\cos m\varphi, \qquad (I)$$

$$\varepsilon_m = 2-\delta_{0m};$$

$$U_m^i(\rho,z)=i^m J_m(k\rho\sin\theta_0)\exp(ikz\cos\theta_0)\,. \qquad (2)$$

Полагается, что первичное поле $U^0(\bar{r})$ тождественно равно нулю в областях $0\le z\le h$ (I) и $z\ge h$ (2), а в области $z\le 0(0)$ представляется функцией

$$U^0(\bar{r})=U^i(\rho,\varphi,z)+U^i(\rho,\varphi,-z)\,. \qquad (3)$$

Вторичное, дифракционное поле задачи, которое может быть представлено выражениями:

$$U(\bar{r})=\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m U_m(\rho,z)\cos m\varphi; \qquad (4)$$

$$U_m(\rho,z)=\int_0^{\infty}v_m(\xi;z)J_m(\xi\rho)\xi\,d\xi; \qquad (5)$$

$$v_m(\xi;z)=C_m^+(\xi)e^{i\varkappa z}+C_m^-(\xi)e^{-i\varkappa z}; \qquad (6)$$

$$\varkappa=(k^2-\xi^2)^{1/2},\ Im\varkappa\ge 0,$$

где $C_m^{\pm}(\xi)$ - неизвестные функции, должно удовлетворять, кроме условия излучения при $z\to\pm\infty$, требованию непрерывности нормальных производных $\partial u/\partial z$ на плоскостях $0\le\rho<\infty, z=0,h$ и граничному условию Неймана $\partial u/\partial z=0$ на экранах $1\le\rho<\infty, z=0,h$. Учет всех этих требований приводит к следующему представлению трансформант $v_m(\xi;z)$ Фурье-Бесселя (6):

$$\left.\begin{aligned}
&\varkappa v_m^{(0)}(\xi;z)=-C_m^1(\xi)\exp(-i\varkappa z)\,,\\
&\varkappa v_m^{(1)}(\xi;z)=i\left[C_m^1(\xi)\cos\varkappa(h-z)-\right.\\
&\qquad\qquad\left.-C_m^2(\xi)\cos\varkappa z\right]/\sin\varkappa h\,,\\
&\varkappa v_m^{(2)}(\xi;z)=C_m^2(\xi)\exp[i\varkappa(z-h)]\,,
\end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

в котором индексы (0), (I), (2) над символами функций $u_m(\xi;z)$ означают принадлежность описываемых ими полей к областям пространства, помеченным на рис. I. Выписанные выражения вводят в рассмотрение, вместо функций $C_m^{\pm}(\xi)$ (6), новые искомые функции $C_m^1(\xi)$, $C_m^2(\xi)$, являющиеся четными при четных m (и наоборот) целыми аналитическими функциями переменной ξ. Это обстоятельство позволяет представить их в виде разложений Неймана-Гегенбауэра [4, с. 577]:

$$C_m^{1,2}(\xi)=\xi^{-\sigma}\sum_{\nu=0}^{\infty}C_{m,\nu}^{1,2}J_{2\nu+m+\sigma}(\xi),\ \sigma>0, \tag{8}$$

что сводит задачу к поиску совокупностей $C_{m\nu}^{1,2}$ (m= 0,I,2,..; ν = 0,I,2, ...) их коэффициентов. Произвольная величина σ, определяющаяся из так называемого условия на ребре экрана,

$$\partial u/\partial z \sim (1-\rho)^{-1/2} \quad \text{при } \rho->1-0,$$

имеет значение $\sigma=1/2$

Условие непрерывности полного поля в раскрыве апертур $0\le\rho\le 1,\ z=0,\ h$, определяемого с помощью формул (I)-(7), приводит к системе интегральных уравнений

$$\int_0^\infty\left[(1+i\,ctg\,\varkappa h)C_m^1(\xi)-i\,C_m^2(\xi)\,cosec\,\varkappa h\right]\times$$
$$\times J_m(\xi\rho)\frac{\xi d\xi}{\varkappa}=2\overset{i}{u}_m(\rho,0);$$
$$\int_0^\infty\left[-iC_m^1(\xi)\,cosec\,\varkappa h+(1+i\,ctg\,\varkappa h)C_m^2(\xi)\right]\times$$
$$\times J_m(\xi\rho)\frac{\xi d\xi}{\varkappa}=0$$

относительно функций $C_m^1(\xi)$, $C_m^2(\xi)$. Эта система может быть сведена к двум несвязанным интегральным уравнениям

$$\int_0^\infty\left\{\begin{matrix}F(\varkappa h)S_m(\xi)\\ G(\varkappa h)D_m(\xi)\end{matrix}\right\}J_m(\xi\rho)\frac{\xi d\xi}{\varkappa}=2\overset{i}{u}_m(\rho,0) \tag{9}$$

для функций

$$\left\{\begin{matrix} S_m(\xi) \\ D_m(\xi) \end{matrix}\right\} = C_m^1(\xi) \pm C_m^2(\xi), \tag{10}$$

где $F(\varkappa h)$ и $G(\varkappa h)$ имеют вид

$$\left\{\begin{matrix} F(\varkappa h) \\ G(\varkappa h) \end{matrix}\right\} = 1 + i \left\{\begin{matrix} -tg(\varkappa h/2 \\ ctg(\varkappa h/2) \end{matrix}\right\}. \tag{11}$$

Такая операция может быть осуществлена лишь в случае, когда число экранов n равно двум.

В результате использования в (9) разложения [4, с. 154]

$$J_\alpha(\tau\sqrt{u}) = 2\sum_{\mu=0}^{\infty}(2\mu+m+s)\frac{J_{2\mu+m+s}(\tau)}{\tau^s}\times$$

$$\times\left[u^{\alpha/2} Q_\mu^{(\alpha,s-1)}(u)\right];\ s>0;\ 0\le u\le 1 \tag{12}$$

бесселевой функции по полиномам Якоби $Q_\mu^{(\alpha,\beta)}(u)$, ортогональным с весом $u^\alpha(1-u)^\beta$ в интервале (0,1), мы приходим с учетом разложения (8) к двум независимым системам

$$\sum_{\nu=0}^{\infty}\left\{\begin{matrix} D_{\mu\nu}^m S_{m\nu} \\ Q_{\mu\nu}^m D_{m\nu} \end{matrix}\right\} = 2i^m J_{2\mu+m+1/2}(k\sin\theta_0)/(k\sin\theta_0)^{1/2}; \tag{13}$$

$$m = 0, 1, 2, \ldots;\ \mu = 0, 1, 2, \ldots$$

линейных алгебраических уравнений бесконечного порядка для неизвестных величин

$$\left\{\begin{matrix} S_{m\nu} \\ D_{m\nu} \end{matrix}\right\} = C_{m\nu}^1 \pm C_{m\nu}^2$$

с матричными операторами D^m, Q^m, элементы которых представляются интегралами

$$\begin{Bmatrix} P^m_{\mu\nu} \\ Q^m_{\mu\nu} \end{Bmatrix} = \int\limits_0^\infty \begin{Bmatrix} F(\varkappa h) \\ G(\varkappa h) \end{Bmatrix} J_{2\mu+m+1/2}(\xi) J_{2\nu+m+1/2}(\xi) \frac{d\xi}{\varkappa}. \tag{I4}$$

Из соображений удобства вычисления этих интегралов для произвольного параметра S в формуле (I2) было выбрано значение S = I/2.

Предварительные исследования показывают, что системы уравнений (I3) являются системами второго рода с вполне непрерывными матричными операторами P^m, Q^m и поэтому могут быть разрешены методом редукции.

Подставляя в выражение (4) асимптотические оценки интеграла (5) Фурье-Бесселя с трансформантами (7)

$$U_m^{(0,2)}(\rho, z) \approx \mp k(-i)^m C_m^{1,2}(k\sin\theta)\frac{e^{ikr}}{r},$$

$$kr = k(\rho^2 + z^2)^{1/2} >> 1;$$

$$U_m^{(1)}(\rho, z) \approx \frac{(-i)^m}{h}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\, e^{-i\pi/4} \times$$

$$\times \sum_{h=0}^{Q} (-1)^n \varepsilon_n f_m(\xi_n; z) \frac{e^{i\xi_n\rho}}{\sqrt{\xi_n\rho}},$$

$$k\rho >> 1,$$

мы находим дифракционные поля в волновых зонах областей (0), (2) и (I). Здесь θ - сферическая координата в системе r, θ, φ ; через $f_m(\xi_n; z)$ обозначена функция

$$f_m(\xi_n; z) = C_m^1(\xi_n)\cos\frac{n\pi}{h}(z-h) - C_m^2(\xi_n)\cos\frac{n\pi}{h}z,$$

$$\xi_n = k\left[1 - (n\pi/kh)^2\right]^{1/2};$$

$\varepsilon_n = 2 - \delta_{0n}$, $Q = [kh/\pi]$ - целая часть отношения kh/π. Интегрируя вычисляемые с их помощью плотности потока энергии по поверхности полусфер в областях (0), (2) и по цилиндрической поверхности в области (I), можно найти такие интегральные характеристики процесса дифракции, как коэффициенты отражения и прохождения для двойной апертуры и коэффициент преобразования энергии первичной волны в энергию волноводных волн.

ЛИТЕРАТУРА

I. Nomura Y., Katsura S. Diffraction of electromagnetic waves by circular plate and circular holl. - Journ. Phys. Soc. Japan, 1955, v.10, №4, c.285-304.

2. Мышкин В.Г. Дифракция плоской электромагнитной волны на идеальном круглом диске. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, 1984, вып.4, с.3-9.

3. Thomas D.P. Diffraction by two coaxial apertures. - Quart. Journ. Mech. and Math., 1965, v.18, №1, c. 107-120.

4. Ватсон Г.Н. Теория бесселевых функций. Ч.I. - М.: ИЛ., 1949. - 798 с.

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА КОНУСЕ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

И.А.Журавлева, В.П.Наговицын, Р.П.Старовойтова

Задача дифракции плоской волны на телах вращения конечных размеров успешно решается с помощью метода интегральных уравнений [1]. Однако возможности ЭВМ ограничивают размеры объекта, для которого можно получить численные результаты, практически резонансной областью. При изучении рассеивающих свойств больших объектов могут быть использованы приближенные методы, точность которых тем больше, чем больше отношение d/λ (d - линейный размер или радиус кривизны тела). Одним из таких методов является метод краевых волн (МКВ), развитый П.Я.Уфимцевым [2]. Им решен ряд задач для осесимметричных тел, в том числе задача дифракции плоской волны на конечном идеально проводящем конусе при осевом облучении. В работе [3] этим же методом получено решение задачи дифракции при наклонном падении, но близком к осевому. В работе [4] проведено сравнение результатов, полученных в случае осевого облучения для небольшого конуса (α = 15°, ka = 3,08) тремя методами: методом интегральных уравнений, краевых волн и геометрической теории дифракции. Показано, что при осевом облучении и для таких размеров приближенные методы дают удовлетворительную точность.

В данной работе с помощью МКВ решена задача обратного рассеяния плоской волны на конечном конусе при облучении плоской волной, падающей под произвольным углом θ по отношению к его оси.

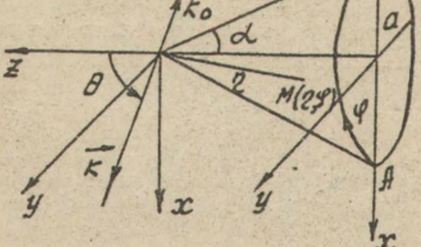


Рис. I

Пусть на конечный конус раскрывом 2α падает плоская волна, электрический вектор которой лежит в горизонтальной плоскости (Е - поляризация). Выберем сферическую систему координат r, θ, φ с центром в вершине конуса и декартову систему так, чтобы ее ось совпадала с осью симметрии конуса, а луч падающей волны лежал в плоскости XZ (рис.I). Нас будет интересовать радиолокационный случай, т.е. когда векторы $\vec{k}$ и $\vec{k}_0$ взаимно противоположны ($\Theta_0=\pi+\theta$, $\varphi_0=\pi$, $\varphi=0$). Тогда для поля падающей волны можно записать

$$E_{пад}(r,\theta)=\vec{i}\,E_{0y}\,e^{-ik(x\sin\theta+y\cos\theta)} \tag{I}$$

В соответствии с МКВ полное рассеянное поле представляется в виде суммы поля, определяемого по законам физической оптики и поля так называемых краевых волн. Последние обусловлены нерегулярной составляющей поверхностного тока, сосредоточенной в малой окрестности кромки торца конуса. Векторный потенциал рассеянного конической поверхностью поля в приближении физической оптики определяётся соотношением

$$A(x,y,z)=\frac{1}{4\pi}\int\limits_{S_{кон}} j_0(M_s)\frac{e^{ikr_1(M_s)}}{r_1(M_s)}\,dS, \tag{2}$$

где $j_0(M_s)$ - токи, наводимые на поверхности конуса падающей волной в приближении физической оптики, $r_1(M_s)$ - расстояние от произвольной точки этой поверхности до наблюдателя. Интегрирование ведется по всей освещенной части поверхности.

Если $\alpha<\theta<\pi-\theta$, то можно считать, что освещена лишь нижняя половина конуса и интеграл по φ надо брать от $-\pi/2$ до $\pi/2$. Несложно показать, что при этом отличной от нуля будет лишь одна компонента вектора $A(r,\theta)=A_y(r,\theta)$. Учитывая, что $\vec{j}_0=2[\vec{n}\,\vec{H}_{пад}(M_s)]$, можем записать

$$A_y(r,\theta)=E_{0y}\frac{e^{ikr}}{2\pi r}\int\limits_0^{l} e^{i2k\rho\cos\alpha\cos\theta}\rho\,d\rho\,\times$$
$$\times\int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-it\cos\varphi}(\cos\theta\sin^2\alpha+\cos\alpha\sin\theta\sin\alpha\cos\varphi)\,d\varphi. \tag{3}$$

В этом выражении ρ - текущая радиальная координата на поверхности конуса, $t=2k\rho\sin\theta\sin\alpha$.

Перейдя от переменной ρ к переменной t и проведя интегрирование по φ , запишем сразу для рассеянного конической поверхностью поля

$$E_y^{\text{к}}(r,\theta)=iE_{0y}S_0(\theta)e^{ikr}/kr,$$

$$S_0(\theta)=1/8\left\{\frac{\cos\theta}{\sin^2\theta}\left[W_0(t_0)+iV_0(t_0)\right]+\frac{\cos\alpha}{\sin\vartheta\sin\alpha}\left[V_1(t_0)-iW_1(t_0)\right]\right\}. \qquad (4)$$

Здесь $W_i(t_0)=\int\limits_0^{t_0} tJ_\nu(t)e^{iBt}dt$, $V_i(t_0)=\int\limits_0^{t_0} tE_\nu(t)e^{iBt}dt$, $B=\mathrm{ctg}\,\alpha\,\mathrm{ctg}\,\theta$, $t_0=2ka\sin\theta$; a - радиус основания конуса, $J_\nu(t)$ - функции Бесселя, $E_\nu(t)$ - функции Вебера. В случае облучения конуса плоской волной H - поляризации $(\vec{H}=\vec{i}H_y)$ будем иметь

$$H_0^{\text{к}}(r,\theta)=-iH_{0y}S_0(\theta)\frac{e^{ikr}}{kr}.$$

Для $0<\theta<\alpha$ аналогичные выражения получены в [3].

Если $\theta<\pi/2$, необходимо также учитывать поле физической оптики, обусловленное торцом. Оно совпадает с полем диска и определяется формулами [2]:

$$\begin{cases} E_y^{T}=iE_{0y}S^{T}(\theta)\dfrac{e^{ikr}}{kr}, & S^{T}=-\dfrac{ka}{2}\dfrac{\cos\theta}{\sin\theta}J_1(t)e^{ip}, \\ H_y^{T}=-iH_{0y}S^{T}(\theta)\dfrac{e^{ikr}}{kr}, & p=2ka\,\mathrm{ctg}\,\alpha\cos\theta. \end{cases} \qquad (5)$$

Поле, определяемое нерегулярными токами, уподобляется дифракционной части поля аппроксимирующего клина, ребро которого в каждой точке касательно кромке основания конуса. В общем случае необходимо определить краевую волну, создаваемую малым элементом кромки $dl=ad\varphi$ с учетом наклонного падения, а затем проинтегрировать по φ в освещенной области. Будем считать, что при $\alpha<\theta<\pi/2$ освещена лишь половина кромки конуса, тогда для поля краевой волны будем иметь [см. (3)] :

$$E_y^{\text{кр}}(\theta,r)=iE_{0y}S_E^{\text{кр}}(\theta)e^{ikr}/kr,\quad H_y^{\text{кр}}(\theta,r)=iH_{0y}S_H^{\text{кр}}(\theta)e^{ikr}/kr;$$

$$S_E^{\text{кр}}(\theta)=\frac{ka}{2\pi}\int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2}\Big[\cos^2\varphi\cdot f(\psi)+\sin^2\varphi\cdot\cos^2\theta\cdot g(\psi)+$$

$$+\cos\theta\cdot\sin^2\varphi\cdot\sin\theta\cdot\cos\varphi\Big]e^{-it_0\sin\varphi}\,d\varphi; \qquad (6)$$

$$S_H^{\text{кр}}(\theta)=\frac{ka}{2\pi}\int\limits_{-\pi/2}^{\pi/2}\Big[\cos^2\varphi\cdot g_1(\psi)-\sin^2\varphi\cdot\cos^2\theta\cdot f_1(\psi)-$$

$$-\cos\theta\sin^2\varphi\sin\theta\cos\varphi\Big]e^{-it_0\sin\varphi}\,d\varphi. \qquad (7)$$

Здесь $f_1(\psi)$ и $g_1(\psi)$ определяются соотношениями [2]:

$$\left.\begin{matrix} f_1(\psi) \\ g_1(\psi)\end{matrix}\right\}=\frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{\cos\frac{\pi}{n}-1}\mp\frac{\frac{1}{n}\sin\frac{\pi}{n}}{\cos\frac{\pi}{n}-\cos\frac{2\psi}{n}}\mp\frac{1}{2}\operatorname{tg}\psi, \qquad (8)$$

$$\psi=\alpha+\theta\cos\varphi, \qquad n=\frac{3}{2}+\frac{\alpha}{\pi}.$$

Если $|t_0|=|2ka\sin\theta|\gg 1$, то интегралы в (6) и (7) могут быть оценены по методу стационарной фазы. В этом случае получаются простые соотношения для угловых функций:

$$\begin{cases} S_E^{\text{кр}}(\theta)=\sqrt{\dfrac{ka}{4\pi\sin\theta}}\,f(\alpha+\theta)e^{i\Phi_1}+S_1; \\ S_H^{\text{кр}}(\theta)=\sqrt{\dfrac{ka}{4\pi\sin\theta}}\,g_1(\alpha+\theta)e^{i\Phi_1}-S_1, \end{cases} \qquad (9)$$

где $S_1=\left\{\dfrac{i\cos\theta}{4ka\sin\theta}-\dfrac{\cos\theta}{4}\Big[J_2(t_0)+iE_2(t_0)\Big]\right\}e^{iP};$

$$\Phi_1=\frac{2ka}{\sin\alpha}\cos(\alpha+\theta)-\frac{\pi}{4}.$$

Для $|t_0|$, сравнимого с единицей, приближение (9) несправедливо. Если учесть, что для малых углов θ функции $f(\psi)$ и $g(\psi)$ мало меняются при изменении φ , то можно получить приближенные выражения интегралов в (6) и (7), используя средние значения этих функций на интервале $\varphi\in[0,\pi/2]$ В этом случае будем иметь

$$\begin{cases} S_E^{\kappa p}(\theta)=\frac{ka}{4}\left[f_1(\alpha+\theta)+f_1(\alpha)\right]\left[E_0(t_0)-iJ_0(t_0)\right]- \\ \qquad -\frac{F_1(\theta)}{8\sin\theta}\left[J_1(t_0)+iE_1(t_0)-\frac{2}{\pi}\right]+S_1, \\ S_H^{\kappa p}(\theta)=\frac{ka}{4}\left[g_1(\alpha+\theta)+g_1(\alpha)\right]\left[E_0(t_0)-iJ_0(t_0)\right]- \\ \qquad -\frac{F_2(\theta)}{8\sin\theta}\left[J_1(t_0)+iE_1(t_0)-\frac{2}{\pi}\right]-S_1. \end{cases} \tag{I0}$$

Здесь

$$F_{1,2}=\frac{2/n\sin{\pi/n}\sin^2\theta}{\cos{\pi/n}-1}\mp\left[\frac{1/n\sin{\pi/n}}{\cos{\pi/n}-\cos\frac{2(\alpha+\theta)}{n}}+\frac{1}{2}tg(\alpha+\theta)\right]\times$$

$$\times(1+\cos^2\theta)\mp\left[\frac{1/n\sin{\pi/n}}{\cos{\pi/n}-\cos{2\alpha/n}}+\frac{1}{2}tg\alpha\right](1+\cos^2\theta).$$

В интервале углов $\pi/2<\theta<\pi$ в выражениях (6) и (7) необходимо пределы интегрирования брать от $-\pi/2$ до $3/2\,\pi$, а $\psi=\pi/2+(\pi-\theta)\cos\varphi$. Кроме того, при $\varphi\in[-\pi/2,\pi/2]$ в выражение (8) должен быть добавлен член $\mp tg(3/2\pi+\alpha-\psi)$ [2]. В этом случае подынтегральная функция имеет две стационарные точки $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$, поэтому при $|2ka\sin\theta|\gg1$ получаем

$$\begin{cases} S_E^{\kappa p}(\theta)=S_E(A)+S_E(B)+S_2, \\ S_H^{\kappa p}(\theta)=S_H(A)+S_H(B)-S_2, \end{cases} \tag{II}$$

где

$$\begin{cases} S_{\dot E}(A)=\sqrt{\frac{ka}{4\pi\sin\theta}}\left[f_1(\tfrac{3}{2}\pi-\theta)-\tfrac{1}{2}tg(\theta+\alpha)\right]e^{i\Phi_1}, \\ S_E(B)=\sqrt{\frac{ka}{4\pi\sin\theta}}\,f_1(\theta-\tfrac{\pi}{2})e^{i\Phi_2}, \\ S_H(A)=\sqrt{\frac{ka}{4\pi\sin\theta}}\left[g_1(3/2\pi-\theta)+1/2tg(\theta+\alpha)\right]e^{i\Phi_1}, \\ S_H(B)=\sqrt{\frac{ka}{4\pi\sin\theta}}\,g_1(\theta-\pi/2)e^{i\Phi_2}; \end{cases} \tag{I2}$$

$$\Phi_2=\frac{2ka}{\sin\alpha}\cos(\theta-\alpha)-3/4\pi,\quad S_2=-\frac{\cos\theta}{2}J_2(t_0)e^{ip}.$$

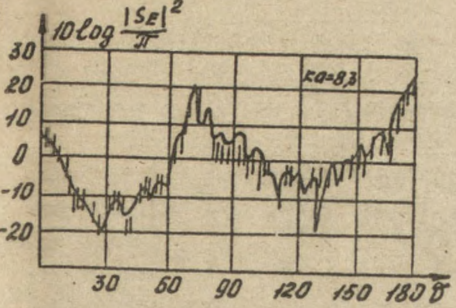


Рис. 2

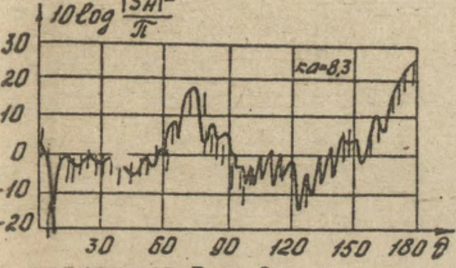


Рис. 3

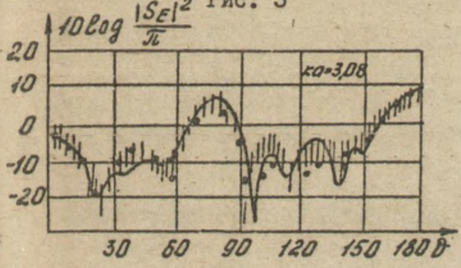


Рис. 4

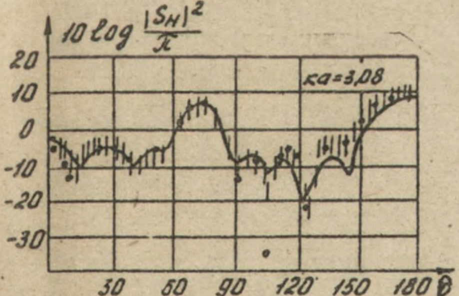


Рис. 5

Выражения (I2) описывают угловые функции краевых волн, создаваемых элементами кромки основания конуса, прилегающими к точкам А и В (см. рис. I). Член S_2 учитывает искривление кромки и с ростом ka его вклад в общее поле уменьшается. Для малых ka необходимо также учитывать взаимное влияние друг на друга краевых волн, расходящихся от элементов А и В.

С использованием полученных соотношений были подсчитаны угловые распределения суммарного рассеянного поля.

$S_{E,H}=\pm S_0+S_{E,H}^{\text{кр}}$ для $\alpha<\theta<\pi/2$,

$$S_{E,H}=\pm S_0+S_{E,H}^{\text{кр}}\pm S^{\text{т}}$$

для $\pi/2<\theta<\pi-\theta$,

$$S_{E,H}=S_{E,H}^{\text{кр}}\pm S^{\text{т}}$$

для $\pi-\omega<\theta<\pi$

Величины $S_{E,H}^{\text{кр}}$ в интервале $\alpha<\theta<30^{0}$ считались по формулам (I0), для $30^{0}<\theta<\pi/2$ – по формулам (9) и для $\pi/2<\theta<\pi$ – по формулам (II), (I2). При расчете в интервале $0<\theta<\alpha$ использованы выражения, полученные в [3].

На рис. 2 и 3 приведены кривые, рассчитанные для случая ka = 8,3, на рис. 4 и 5-для ka = 3,08, угол раскрыва конуса $2\alpha = 30^{0}$. Вертикальные штрихи соответствуют экспериментальным данным, взятым из работы [5], точками на рис. 4 и 5 нанесены значения, полученные методом интегральных уравнений [6].

Из рисунков видно, что для обеих поляризаций МКВ обеспечивает хорошее согласие с экспериментом практически для всех углов θ при больших ka. Для малых ka ($ka = 3,08$) имеется также для большинства углов удовлетворительное соответствие с результатами расчета по точному методу. Таким образом, используя метод интегральных уравнений и МКВ,можно производить расчет для широкого интервала изменения ka .

ЛИТЕРАТУРА

I. Васильев Е.Н. Алгоритмизация задач дифракции на основе интегральных уравнений. - В кн.: Сборник научно-методических статей по прикладной электродинамике. М., I977, вып.I, с. 94-I28.

2. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. - М.: Сов.радио, I962. - 243 с.

3. Ландсберг И.Л. Рассеяние плоской волны металлическим конусом вблизи его оси симметрии. - Радиотехника и электроника. М., I979, т.24, № 5, с. 886-896.

4. Васильев Е.Н., Гореликов А.И. О дифракции электромагнитных волн на конусе конечной длины. - Изв.вузов. Радиофизика. Горький, I980. т.23, № 9, с. I095-I097.

5. Бечтел М.Е. Применение геометрической теории дифракции к расчету рассеяния от конусов и дисков. - ТИИЭР, I965, т.63, № 8, с.I007-I0II.

6. Гореликов А.И., Фалунин А.А. Рассеяние электромагнитных волн на конечном круговом конусе при произвольном угле прихода плоской волны. - Труды МЭИ. Прикладные вопросы электродинамики. М., I980, вып.497, с. 3I-37.

ГРАНИЧНАЯ ЗАДАЧА ЭЛЕКТРОСТАТИКИ ДЛЯ КОНЕЧНОГО СПИРАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕГО КОНУСА

Г.Г.Гошин

Граничные задачи электростатики можно рассматривать как предельный случай соответствующих электродинамических задач. Их решения могут использоваться для оценки поведения поля в некоторой локальной области пространства, малой по сравнению с длиной волны, или в качестве нулевого приближения при конструировании квазистатических решений. Для неограниченной спирально проводящей конической поверхности электростатическая задача решена в [I]. В данной работе методом Винера-Хопфа в сочетании с интегральным преобразованием Меллина в аналитическом виде получено строгое решение подобной задачи для конечного спирально проводящего конуса. Ранее указанным методом были решены задачи электростатики для конечного идеально проводящего конуса [2,3].

В сферической системе координат r, θ, φ рассмотрим коническую поверхность $\theta=\gamma$, $0 \leq r \leq a$, идеально проводящую вдоль логарифмических спиралей и не проводящую в в ортогональных направлениях (рис. I). Поверхность, имеющая нулевой потенциал, находится в поле сосредоточенного заряда $q=const$, помещенного в точку с координатами r_0, θ_0, φ_0. Необходимо найти в пространстве распределение поля, компоненты которого выражаются через электростатический потенциал $\Phi(r,\theta,\varphi)$ при помощи соотношений:

Рис. I

$$E_r = -\frac{\partial}{\partial r}\Phi ;$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\phi ; \quad E_\varphi = -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\varphi}\phi . \qquad (I)$$

В работе используется система единиц СИ и предполагается, что диэлектрическая проницаемость среды ε = I.

Для потенциала $\Phi_0(r,\theta,\varphi)$, создаваемого уединенным точечным зарядом q, аналогично тому, как это сделано в [3], можно получить представление, содержащее интеграл Меллина

$$\Phi_0(r,\theta,\varphi)=\frac{q}{4i\pi^2 r_0}\sum_{m=-\infty}^{\infty}e^{im(\varphi-\varphi_0)}\int_C g_\nu^m(\theta,\theta_0)\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\nu-1/2}d\nu; \qquad (2)$$

$$g_\nu^m(\theta,\theta_0)=\frac{1}{2}\Gamma(1/2+m-\nu)\Gamma(1/2+m-\nu)P_{\nu-1/2}^{-m}(\pm\cos\theta)P_{\nu-1/2}^{-m}(\mp\cos\theta_0), \qquad (3)$$

верхние знаки в аргументах присоединенных функций Лежандра относятся к области $\theta<\theta_0$, нижние - к области $\theta>\theta_0$; контур интегрирования C проходит в полосе регулярности подынтегральной функции $-1/2<Re\nu<1/2$; $m=0,1,2,\ldots$.

Потенциал вторичного поля $\Phi(r,\theta,\varphi)$ разложим также в ряд Фурье

$$\Phi(r,\theta,\varphi)=\sum_{m=-\infty}^{\infty}\Phi^m(r,\theta)e^{im(\varphi-\varphi_0)}. \qquad (4)$$

Тогда для двумерного потенциала $\Phi^m(r,\theta)$ граничная задача может быть сформулирована следующим образом: найти $\Phi^m(r,\theta)$, удовлетворяющий во всех точках пространства, не содержащих зарядов, уравнению Лапласа

$$r\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\Phi^m)+\frac{1}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\sin\theta\frac{\partial\Phi^m}{\partial\theta}\right)-\frac{m^2}{\sin^2\theta}\Phi^m=0; \qquad (5)$$

на спирально проводящем конусе граничному условию

$$r\frac{\partial}{\partial r}(\varphi_0^m+\varphi_1^m)+\frac{im}{\alpha}(\varphi_0^m+\varphi_1^m)=0, \quad \theta=\gamma, \quad 0<r<a, \qquad (6)$$

$\alpha=const$ - параметр закручивания спирали;
на всей конической поверхности условию непрерывности

$$\varphi_1^m=\varphi_2^m, \quad \theta=\gamma, \quad 0<r<\infty, \qquad (7)$$

где индекс I относится к области $\theta<\gamma$, 2 - к области $\theta>\gamma$; в окрестности вершины конуса условию ограниченности

$$\Phi^m(r,\theta)=O(1), \quad r\to 0; \tag{8}$$

в окрестности края спирально проводящего конуса условиям типа "на ребре"

$$\Phi^m(r,\gamma)\sim(a-r)^{\tau_1}, \quad r\to a-0, \tag{9}$$

$$\Phi^m(r,\gamma)\sim(r-a)^{\tau_2}, \quad r\to a+0, \quad \mathrm{Re}\,\tau_{1,2}>-1; \tag{9'}$$

в бесконечно удаленных точках условию

$$\Phi^m(r,\theta)=O(1/r), \quad r\to\infty. \tag{10}$$

Условия (6), (7) следуют из равенства нулю касательной к линиям проводимости компоненты E^τ суммарного электрического поля на спирально проводящем конусе и непрерывности поля в других направлениях, в том числе и на продолжении рассматриваемого конуса. Условия (8),(9) следуют из требования, чтобы плотность наведенных зарядов, а следовательно, и каждая ее гармоника

$$\sigma^m(r,\gamma)=\frac{1}{r}\left(\frac{\partial\Phi_1^m}{\partial\theta}-\frac{\partial\Phi_2^m}{\partial\theta}\right)_{\theta=\gamma} \tag{II}$$

не имела неинтегрированных особенностей на поверхности спирально проводящего конуса. При выполнении всех этих условий решение сформулированной граничной задачи будет единственным.

Применяя преобразование Меллина к уравнению (5) и выражению (II), можно показать, что двумерный потенциал $\Phi^m(r,\theta)$ связан с трансформантой гармоник поверхностной плотности наведенных зарядов

$$\bar{\sigma}_m(\nu,\gamma)=\int\limits_0^a[r\,\sigma_m(r,\gamma)]\,r^{\nu-1/2}\,dr \tag{I2}$$

посредством интеграла

$$\Phi_{1,2}^m=\frac{\sin\gamma}{2\pi i}\int\limits_C g_\nu^m(\gamma,\gamma)\,\bar{\sigma}_m(\nu,\gamma)\,\frac{P^{-m}_{\nu-1/2}(\pm\cos\theta)}{P^{-m}_{\nu-1/2}(\pm\cos\gamma)}\,r^{-\nu-1/2}\,d\nu, \tag{I3}$$

верхние знаки в аргументах присоединенных функций Лежандра относятся к области I, нижние – к области 2; $g_\nu^m(\gamma,\gamma)$ определяется формулой (3) при $\theta=\theta_0=\gamma$.

Подставим (I3) в (4), а затем вместе с (2) в (6) придем к уравнению для трансформант

$$(\nu+1/2-\frac{im}{\alpha})[q r_0^{\nu-1/2} g_\nu^m(\gamma,\theta_0)+$$

$$+2\pi\sin\gamma\, g_\nu^m(\gamma,\gamma)\bar{\tilde{\sigma}}_m(\nu,\gamma)]=-\bar{D}_m(\nu), \tag{I4}$$

справедливому в полосе $-1/2<\mathrm{Re}\,\nu<1/2$,

$$\bar{D}_m(\nu)=\frac{2\pi}{\sqrt{1+(\frac{\sin\gamma}{\alpha})^2}}\int_a^\infty[(rE_r^\Sigma)_m+(\frac{\sin\gamma}{\alpha})(rE_\varphi^\Sigma)_m]r^{\nu-1/2}d\nu.$$

Рассмотрим аналитические свойства функций, входящих в уравнение (I4). На основании теорем, приведенных в [2], и в соответствии с условиями (8)-(I0) заключаем, что $\bar{\tilde{\sigma}}_m(\nu,\gamma)$ является функцией, регулярной в правой полуплоскости $-1/2<\mathrm{Re}\,\nu$, и имеет там асимптотику

$$\bar{\sigma}_m(\nu,\gamma)=a^{\nu+3/2+\tau_1}O(\nu^{-\tau_1-1}),\quad \mathrm{Re}\,\nu\to+\infty,$$

а функция $\bar{D}_m(\nu)$ регулярна в левой полуплоскости $\mathrm{Re}\,\nu<1/2$ и имеет там асимптотику

$$\bar{D}_m(\nu)=a^{\nu+1/2+\tau_2}O(\nu^{-\tau_2-1}),\quad \mathrm{Re}\,\nu\to-\infty.$$

Аналитические свойства функций $g_\nu^m(\gamma,\theta_0)$ и $g_\nu^m(\gamma,\gamma)$ одинаковы, а именно: это четные функции ν, имеют на вещественной оси простые полюсы в точках $\nu_n^m=\pm(n+m+1/2)$, $n=0,1,2,\ldots$, обусловленные Γ - функциями, и две системы простых нулей $\nu_n^m(\gamma)$ и $\nu_n^m(\pi-\gamma)$, являющихся нулями присоединенных функций Лежандра $P_{\nu-1/2}^{-m}(\pm\cos\gamma)$. По крайней мере, в полосе $-1/2<\mathrm{Re}\,\nu<1/2$ рассмотренные функции не имеют ни нулей, ни полюсов. Таким образом, уравнение (I4) является функциональным уравнением Винера-Хопфа [2].

Следуя стандартному методу решения таких уравнений, необходимо произвести факторизацию функции $\mathcal{L}_m(\nu)=\sin\gamma\, g_\nu^m(\gamma,\gamma)$, т.е. представить ее в виде произведения функций $\mathcal{L}_m^+(\nu)\mathcal{L}_m(\nu)$, регулярных в правой и левой полуплоскостях соответственно. Эта факторизация известна [3]:

$$\mathcal{L}_m^+(\nu)=\ell_m(\gamma)\Gamma(1/2+m+\nu)e^{\nu\varkappa_m(\gamma)}\prod_{n=1}^{\infty}[\nu,\nu_n^m(\gamma)]\prod_{n=1}^{\infty}[\nu,\nu_n^m(\pi-\gamma)];$$

$$\ell_m(\gamma)=\left[1/2\sin\gamma\, D_{-1/2}^{-m}(\cos\gamma)D_{-1/2}^{-m}(-\cos\gamma)\right]^{1/2};$$

$$\varkappa_m(\gamma)=-M(\gamma)-M(\pi-\gamma)-\psi\left(\frac{m}{2}+\frac{3}{4}\right)+\frac{\gamma}{\pi}\ln\frac{\gamma}{\pi}+\frac{\pi-\gamma}{\pi}\ln\frac{\pi-\gamma}{\pi};$$

$$M(x)=\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{x}{\pi(n+m/2-1/4)}-\frac{1}{\nu_n^m(x)}\right];$$

$$[\nu,\nu_n^m(x)]=\left[1+\frac{\nu}{\nu_n^m(x)}\right]e^{-\frac{\nu}{\nu_n^m(x)}},\quad x=\gamma,\ \pi-\gamma,$$

ψ - логарифмическая производная Γ - функции;
$\mathcal{L}_m^-(\nu)=\mathcal{L}_m^+(-\nu)$.

Далее необходимо произвести декомпозицию функции

$$T_m(\nu)=\frac{q}{a}\left(\frac{r_0}{a}\right)^{\nu-1/2}\left(\nu+1/2-\frac{im}{\alpha}\right)g_\nu^m(\gamma,\theta_0)/\mathcal{L}_m^-(\nu),$$

т.е. представить ее в виде суммы двух слагаемых $T_m^+(\nu)$ и $T_m^-(\nu)$, регулярных в правой и левой полуплоскостях соответственно. Подобное разбиение выполняется с использованием теоремы о представлении мероморфной функции интегралом типа Коши [2]. После совершения указанных процедур уравнение (I4) можно преобразовать к виду

$$2\pi\left(\nu+1/2-\frac{im}{\alpha}\right)\mathcal{L}_m^+(\nu)a^{-\nu-1/2}\bar{\sigma}_m^+ + T_m^+(\nu)=$$

$$=-T_m^-(\nu)-a^{-\nu-1/2}\bar{D}_m(\nu)/\mathcal{L}_m^-(\nu),$$

использовать обобщенную теорему Лиувилля [2] и записать выражение для $\bar{\sigma}_m^+(\nu)$. Подставив его значение в (I3), получим искомое решение

$$\Phi_{1,2}^{m}(r,\theta)=-\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{C}\frac{T_m^{+}(\nu)\mathcal{L}_m^{-}(\nu)P_{\nu-1/2}^{-m}(\pm\cos\theta)}{(\nu+1/2-\frac{im}{\alpha})P_{\nu-1/2}^{-m}(\pm\cos\gamma)}\left(\frac{r}{a}\right)^{-\nu-1/2}d\nu. \tag{I5}$$

Замыкая контур интегрирования для $r<a$ в левой полуплоскости, а для $r>a$ – в правой и используя теорему Коши о вычетах, от интегрального представления (I5) перейдем к представлению в виде рядов. Для $r\leq a$ имеем

$$\begin{gathered}\Phi_{1,2}^{m}+\Phi_{0}^{m}=T_m^{+}\left(\frac{im}{\alpha}-1/2\right)\mathcal{L}_m^{+}\left(1/2-\frac{im}{\alpha}\right)\frac{P_{-\frac{im}{\alpha}}^{m}(\pm\cos\theta)}{P_{-\frac{im}{\alpha}}^{m}(\pm\cos\gamma)}\left(\frac{r}{a}\right)^{-\frac{im}{\alpha}}+\\ +\sum_{\nu_k^m(x)}\frac{T_m^{+}(-\nu_k^m)\mathcal{L}_m^{+}(\nu_k^m)}{(\nu_k^m+1/2-\frac{im}{\alpha})}\left.\frac{P_{\nu-1/2}^{m}(\pm\cos\theta)}{\frac{d}{d\nu}P_{\nu-1/2}^{m}(\pm\cos\gamma)}\right|_{\nu_k^m}\left(\frac{r}{a}\right)^{\nu_k^m-1/2},\end{gathered}\tag{I6}$$

знаки в аргументах функций Лежандра соответствуют $\theta\lessgtr\gamma$,

$$\Phi_0^m=-\frac{q}{4\pi r_0}\sum_{n=m}^{\infty}(-1)^{n-m}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\left(\frac{r}{r_0}\right)^{n}P_n^m(\theta,\theta_0,\gamma)-$$

двумерный потенциал первичного поля в области $r<r_0$; выражение в области $r>r_0$ получается простой заменой $r\to r_0$;

$$P_n^m(\theta,\theta_0,\gamma)=\begin{cases}P_n^m(\pm\cos\theta)P_n^m(\mp\cos\theta_0); & \theta\lessgtr\gamma\lessgtr\theta_0,\\ P_n^m(\pm\cos\theta)P_n^m(\pm\cos\theta_0)\dfrac{P_n^m(\mp\cos\gamma)}{P_n^m(\pm\cos\gamma)}; & \theta,\theta_0\lessgtr\gamma,\end{cases}$$

$$T_m^{+}\left(\frac{im}{\alpha}-1/2\right)=\begin{cases}-\dfrac{q}{2r_0}\displaystyle\sum_{n=m}^{\infty}(-1)^{n-m}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\frac{P_n^m(\pm\cos\theta_0)P_n^m(\mp\cos\gamma)}{\mathcal{L}_m^{+}(n+1/2)}\left(\frac{a}{r_0}\right)^{n},\\ \dfrac{q}{a\sin\gamma}\displaystyle\sum_{\nu_n^m(x)}\mathcal{L}_m^{+}(\nu_n^m)\left.\frac{P_{\nu-1/2}^{m}(\pm\cos\theta_0)}{\frac{d}{d\nu}P_{\nu-1/2}^{m}(\pm\cos\gamma)}\right|_{\nu_n^m}\left(\frac{r_0}{a}\right)^{\nu_n^m-1/2},\end{cases}$$

верхнюю сумму следует брать при $a \le r_0$, нижнюю - при $a > r_0$; знаки в аргументах функций Лежандра соответствуют $\theta_0 \lessgtr \gamma$. Выражения для $T_m^+(-\nu_k^m)$ получаются добавлением множителя $(n+im/\alpha)\times(-\nu_k^m+n+1/2)^{-1}$ под знак верхней суммы и множителя $(\nu_n^m+1/2-im/\alpha)(\nu_k^m+\nu_n^m)^{-1}$ - под знак нижней суммы.

Для $r > a$ имеем

$$\Phi_{1,2}^m = \frac{i}{2}\sin\gamma \sum_{s=m}^{\infty} \frac{(-1)^{s-m}(s-m)!}{(s-1-\frac{im}{\alpha})(s+m)!}\,\frac{T_m^+(s+1/2)}{\mathcal{L}_m^+(s+1/2)}\left(\frac{a}{r}\right)^{s+1}\times \tag{I7}$$

$$\times P_s^m(\pm\cos\theta)P_s^m(\mp\cos\gamma),$$

$$T_m^+(s+1/2) = \begin{cases} -\dfrac{q}{2a}\displaystyle\sum_{n=m}^{\infty}\frac{(-1)^{n-m}(n+\frac{im}{\alpha})(n-m)!}{(s+n+1)(n+m)!}\,\frac{P_n^m(\pm\cos\theta_0)P_n^m(\pm\cos\gamma)}{\mathcal{L}_m^+(n+1/2)}\left(\frac{a}{r_0}\right)^{n+1}, \\ \dfrac{q}{a\sin\gamma}\Big[(s+1-\dfrac{im}{\alpha})\mathcal{L}_m^+(s+\frac{1}{2})\dfrac{P_s^m(\pm\cos\theta_0)}{P_s^m(\pm\cos\gamma)}\left(\dfrac{r_0}{a}\right)^{s} - \\ -\displaystyle\sum_{\nu_n^m(\alpha)}\frac{(\nu_n^m+1/2-\frac{im}{\alpha})}{(s+1/2-\nu_n^m)}\mathcal{L}_m^+(\nu_n^m)\frac{P_{\nu-1/2}^m(\pm\cos\theta_0)}{\frac{d}{d\nu}P_{\nu-1/2}^m(\pm\cos\gamma)}\Bigg|_{\nu_n^m}\left(\frac{r_0}{a}\right)^{\nu_n^m-1/2}\Big], \end{cases}$$

верхнюю сумму следует брать при $a \le r_0$, остальное выражение - при $a > r_0$; знаки в аргументах функций Лежандра в $T_m^+(s+1/2)$ соответствуют $\theta_0 \lessgtr \gamma$.

Для поверхностной плотности наведенных зарядов получается более простое по форме выражение

$$r\sigma(r,\gamma,\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi_0)}\left\{\frac{T_m^+(\frac{im}{\alpha}-1/2)}{\mathcal{L}_m^+(\frac{im}{\alpha}-1/2)}\left(\frac{r}{a}\right)^{-\frac{im}{\alpha}} + \right.$$

$$+\sum_{\nu_k^m(\gamma)}\frac{T_m^+(-\nu_k^m)\mathcal{L}_m^+(\nu_k^m)}{(\nu_k^m+1/2-\frac{im}{\alpha})}\,\frac{\frac{d}{d\gamma}P_{\nu-1/2}^m(\cos\gamma)}{\frac{d}{d\nu}P_{\nu-1/2}^m(\cos\gamma)}\Bigg|_{\nu_k^m}\left(\frac{r}{a}\right)^{\nu_k^m-1/2} - \tag{I8}$$

$$\left.-\sum_{\nu_k^m(\pi-\gamma)}\frac{T_m^+(-\nu_k^m)\mathcal{L}_m^+(\nu_k^m)}{(\nu_k^m+1/2-\frac{im}{\alpha})}\,\frac{\frac{d}{d\gamma}P_{\nu-1/2}^m(\cos\gamma)}{\frac{d}{d\nu}P_{\nu-1/2}^m(-\cos\gamma)}\Bigg|_{\nu_k^m}\left(\frac{r}{a}\right)^{\nu_k^m-1/2}\right\}.$$

С использованием формул (I6)-(I8) могут быть проведены расчеты распределения поля в пространстве и поверхностной плотности наведенных зарядов. Сравнивая полученное решение с решением для конечного идеально проводящего конуса [3], замечаем принципиальное отличие, заключающееся в присутствии комплексного полюса в интегральном представлении (I5). Этот полюс придает всему решению комплексный характер и определяет поведение поля вблизи вершины спирально проводящего конуса [I].

ЛИТЕРАТУРА

I Гошин Г.Г. К решению граничной задачи электростатики для спирально проводящей конической поверхности. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск, Изд-во ТГУ, 1983, вып. 3, с. 25-32.

2. Нобл Б. Метод Винера-Хопфа. - М.: ИЛ, 1962. - 280 с.

3. Вайслейб Ю.В. Идеально проводящий конечный конус в поле точечного заряда и некоторые смежные задачи электростатики. - Ж.технич.физ. Л., 1970, т.40, № 9, с. 1785-1798.

ДИФРАКЦИЯ ПОЛЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ НА СПИРАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕМ СФЕРИЧЕСКОМ СЕГМЕНТЕ

В.П.Беличенко, О.В.Косарева

В работах [I,2] строго решены задачи о дифракции поля вертикального электрического диполя на идеально проводящей сфере с круговым отверстием. Для ряда приложений представляется интересным обобщить эти решения на один случай анизотропии электрических свойств сферы, а именно на случай спирально проводящей сферической поверхности. В частности, такая сфера может рассматриваться как модель многозаходной спиральной антенны, выполненной на части сферической поверхности или открытого сферического резонатора с полупрозрачными стенками [3].

Сферический сегмент, характеризуемый в сферической системе координат r, θ, φ радиусом a и меридиональным углом θ_0, является идеально проводящим вдоль линий, пересекающих меридианы под углом $\psi = const$, и не проводит в других направлениях. Сегмент возбуждается электрическим диполем, расположенным на оси симметрии сегмента на расстоянии $|z_0| < a$ от начала координат и ориентированным вдоль этой оси.

Потенциалы Дебая рассеянного поля должны удовлетворять уравнению Гельмгольца, граничным условиям, условию излучения на бесконечности и обеспечивать выполнение условия конечности энергии в любом ограниченном объеме, в том числе в объеме, содержащем ребро ($r = a$, $\theta = \theta_0$).

Решение в областях $r > a$ и $r < a$ ищем соответственно в виде

$$\begin{cases} U^- = \sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1)\, a_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta), \\ V^- = \sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1)\, b_n h_n^{(1)}(kr) P_n(\cos\theta), \end{cases} \tag{I}$$

$$\begin{cases} U^+ = \sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1) \left\{ C_n j_n(kr) - \frac{q\omega}{4\pi|z_0|} F_n j_n(kr_<) h_n^{(1)}(kr_>) \right\} P_n(\cos\theta), \\ V^+ = \sum\limits_{n=0}^{\infty} (2n+1)\, d_n j_n(kr) P_n(\cos\theta), \end{cases} \tag{2}$$

где величины, помеченные знаком "-", относятся к области $r > a$, знаком "+" - к области $r < a$; $j_n, h_n^{(1)}$ - сферические функции Бесселя и Ханкеля, $r_{\gtrless}$ - означает большую или меньшую из координат r и $|z_0|$, P_n - полиномы Лежандра; q - момент диполя, $w=\sqrt{\mu/\varepsilon}$ - волновое сопротивление окружающей среды, k - постоянная распространения; a_n, b_n, c_n, d_n - подлежащие определению неизвестные коэффициенты,

$$F_n=\begin{cases}1, & z_0>0\\ (-1)^{n-1}, & z_0<0.\end{cases}$$

Искомое решение задачи (I), (2) должно удовлетворять при $r=a$, $0\le\theta<\theta_0$ условию непрерывности поля

$$\begin{aligned}&E_\theta^-=E_\theta^+,\quad E_\varphi^-=E_\varphi^+,\\ &H_\theta^-=H_\theta^+,\quad H_\varphi^-=H_\varphi^+,\end{aligned}\tag{3}$$

а при $r=a$, $\theta_0<\theta\le\pi$ - граничным условиям анизотропной проводимости [3]:

$$\begin{aligned}&E_\theta^-+tg\psi E_\varphi^-=0,\\ &(H_\theta^--H_\theta^+)+tg\psi(H_\varphi^--H_\varphi^+)=0,\\ &E_\theta^-=E_\theta^+,\ E_\varphi^-=E_\varphi^+.\end{aligned}\tag{4}$$

Нетрудно видеть, что граничные условия (3), (4) полностью эквивалентны следующей совокупности граничных условий:

$$\begin{cases}E_\theta^-+tg\psi E_\varphi^-=0, & \theta_0<\theta\le\pi,\\ H_\varphi^-=H_\varphi^+, & \theta\le\theta<\theta_0,\\ \left.\begin{aligned}&(H_\theta^--H_\theta^+)+tg\psi(H_\varphi^--H_\varphi^+)=0\\ &E_\theta^-=E_\theta^+,\ E_\varphi^-=E_\varphi^+\end{aligned}\right\} & ,\ 0\le\theta\le\pi.\end{cases}\tag{5}$$

Выразим [4] компоненты полей через потенциалы Дебая (I),(2) и подставим полученные выражения в граничные условия (5). Используя свойство ортогональности присоединенных полиномов Лежандра в интервале $0\le\theta\le\pi$, из последних трех условий (5) находим связи между искомыми коэффициентами:

$$b_n=\frac{ika\,tg\psi}{w}\,\frac{j_n(ka)}{[aj_n(ka)]'}\left\{a_n+\frac{qw}{4\pi|z_0|}F_n j_n(k|z_0|)\right\},$$

$$a_n[ah_n^{(1)}(ka)]'=c_n[aj_n(ka)]'-\frac{qw}{4\pi|z_0|}F_n j_n(k|z_0|)[ah_n^{(1)}(ka)]',$$

$$b_n h_n^{(1)}(ka)=d_n j_n(ka),$$

где штрих означает дифференцирование по a. Из первых двух граничных условий (5) получаем парную сумматорную систему функциональных уравнений:

$$\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\frac{a_n\Delta_n}{[aj_n(ka)]'}P_n^1(\cos\theta)=-\frac{qw}{4\pi|z_0|}(ka\,tg\psi)^2\times$$

$$\times\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)F_n j_n(k|z_0|)\frac{j_n(ka)h_n^{(1)}(ka)}{[aj_n(ka)]'}P_n^1(\cos\theta), \tag{6}$$

$$\theta_0<\theta\leq\pi,$$

$$\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)\frac{a_n}{[aj_n(ka)]'}P_n^1(\cos\theta)=-\frac{qw}{4\pi|z_0|}\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)F_n\frac{j_n(k|z_0|)}{[aj_n(ka)]'}P_n^1(\cos\theta),$$

$$0<\theta<\theta_0,$$

где

$$\Delta_n=[aj_n(ka)]'[ah_n^{(1)}(ka)]'+(ka\,tg\psi)^2 j_n(ka)h_n^{(1)}(ka).$$

Вследствие требования конечности энергии в любом ограниченном объеме неизвестные коэффициенты a_n необходимо искать в классе числовых последовательностей, принадлежащих гильбертову пространству $\tilde{\ell}_2$:

$$\sum_{n=1}^{\infty}(2n+1)^2 n|a_n|^2|h_n^{(1)}(ka)|^2<\infty. \tag{7}$$

Введем новые неизвестные коэффициенты

$$x_n=n(n+1)\frac{a_n}{[aj_n(ka)]'}.$$

Кроме того, осуществим разбиение оператора, соответствующего первому функциональному уравнению (6), на две части посредством введения асимптотически малого при $n\to\infty$ параметра

$$\varepsilon_n=1+i\frac{2n+1}{n(n+1)}ka\Delta_n.$$

К полученной системе функциональных уравнений применим процедуру полуобращения, подробно описанную в работах [I,2]. В результате приходим к следующей бесконечной системе линейных алгебраических уравнений второго рода, фредгольмова типа, единственным образом разрешимой в ℓ_2 :

$$y_n = -\sum_{m=1}^{\infty} y_m \frac{m^2}{\pi n^2(1-\varepsilon_n)} \varepsilon_m \gamma_{mn} + z_n , \quad n = 1, 2, 3, \ldots , \tag{8}$$

где

$$\gamma_{mn} = \beta_{mn} + \frac{\beta_{m0}\beta_{n0}}{\pi - \beta_{00}}, \beta_{mn} = \frac{\sin(m-n)\theta_0}{m-n} - \frac{\sin(m+n+1)\theta_0}{m+n+1}, m \neq n;$$

$$\beta_{mn} = \theta_0 - \frac{\sin(2m+1)\theta_0}{2m+1}, \quad y_n = \frac{x_n}{n^2},$$

$$z_n = \frac{iqw}{4\pi|z_0|}(ka)^3(tg\psi)^2 F_n \frac{2n+1}{n^2} \frac{j_n(k|z_0|)}{[aj_n(ka)]'} \frac{j_n(ka)h_n^{(1)}(ka)}{1-\varepsilon_n} -$$

$$- \frac{qw}{4\pi^2|z_0|n^2(1-\varepsilon_n)} \sum_{m=1}^{\infty} m(m+1) \frac{F_m j_m(k|z_0|)}{[aj_m(ka)]'} \Big[1 + i(ka)^3(tg\psi)^2 \times$$

$$\times \frac{2m+1}{m(m+1)} j_m(ka) h_m^{(1)}(ka) \Big] \gamma_{mn} .$$

Фредгольмовость системы (8) легко обосновывается с использованием оценок, содержащихся в работе [2]. Система (8) и система, получаемая из нее путем замены $\theta_0 = \pi - \delta_0$, допускают аналитическое решение методом последовательных приближений соответственно при $\theta_0 \ll 1$ и $\delta_0 \ll 1$, когда нормы матриц этих систем меньше единицы. Это позволяет подробно исследовать электродинамические характеристики спирально проводящих почти замкнутой сферы и малого сферического сегмента подобно тому, как это сделано в [2]. При произвольных параметрах ka, θ_0, δ_0 к системам (6), (8) может быть эффективно применен метод редукции.

ЛИТЕРАТУРА

I. Виноградов С.С., Радин А.М., Шестопалов В.П Дифракция поля вертикального диполя на сферическом сегменте. - Докл. АН УССР, сер. А. Киев, 1976, № 8, с. 739-743.

2. Радин А.М., Резуненко В.А., Шестопалов В.П. Излучение волн сферой с круговым отверстием. - Ж.вычислит.матем. и матем. физ. М., 1977, т.17, № 2, с. 394-406.

3. Беличенко В.П., Гошин Г.Г. Осесимметричное возбуждение сферической спиральной антенны с коническим экраном. - Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1979, т.22, № 9, с.1124-1130.

4. Розенберг В.И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. - Л.: Гидрометеоиздат. 1972. - 348 с.

СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Е.А.Коняшенко, В.Н.Шмыков

При решении граничных задач методом моментов [I] в качестве базисных и весовых функций используются либо известные стандартные функции, либо производится построение особой системы функций. В работах [2,3] такой системой являлись собственные функции излучающего тела, которые обладают известными преимуществами перед стандартными функциями. Прежде всего, это возможность независимого определения коэффициентов разложения искомого тока в этих системах. Функции, введенные в [3], позволяют исследовать резонансные свойства излучающего тела. Система собственных функций, рассмотренная в работе [2], обладает свойством

$$(S_m, \hat{Z} S_n) = Z_m \delta_{mn}, \qquad \text{(I)}$$

где $\hat{Z}$ - матрица взаимных импедансов, S_m - собственная функция, Z_m - собственный импеданс тока, δ_{mn} - дельта-символ Кронекера.

Представляя ток в виде разложения по этим функциям и подставляя его в выражение для мощности

$$P = \frac{1}{2}(I, \hat{Z} I), \qquad (2)$$

получаем, используя свойство (I), выражение для мощности в следующем виде:

$$P = \frac{1}{2}\sum_{m,n} I_m^* I_n (S_m, \hat{Z} S_n) = \frac{1}{2}\sum_m |I_m|^2 Z_m = \sum_m P_m. \qquad (3)$$

Таким образом, каждый собственный ток, представляемый собственной функцией, излучает независимо друг от друга и полная мощность есть просто сумма мощностей, излучаемых каждым собственным током в отдельности. Это полезное свойство может быть успешно использовано в прикладных проблемах.

В работах [2,3] собственные функции были построены для исследования одиночных излучающих тел. Учитывая их преимущество перед стандартными функциями при решении граничных задач электродинамики, представляет определенный интерес ввести и рассмотреть собственные функции периодической системы излучающих тел. В данной работе рассматриваются собственные функции антенной решетки.

Собственные функции антенной решетки будем строить так, чтобы они удовлетворяли условию (I). В работе [2] для отыскания собственных функций было использовано уравнение на собственные значения вида

$$\hat{Z} S_m = (1 + i\lambda_m)\hat{R} S_m , \tag{4}$$

где $\lambda_m = x_m / r_m$. Авторы особо отмечали, что решение данного уравнения требует разработки специального метода, так как процесс нахождения решения оказывается неустойчивым. Для построения собственных функций антенной решетки можно предложить другой метод, использующий стандартные процедуры определения собственных функций действительной симметрической матрицы. Для этого в качестве матрицы Z выберем матрицу взаимных импедансов антенной решетки. Собственные функции симметрической матрицы являются действительными функциями. Поэтому свойство (I) эквивалентно двум условиям:

$$(S_m, \hat{R} S_n) = r_m \delta_{mn}, \quad (S_m, \hat{X} S_n) = x_m \delta_{mn}, \tag{5}$$

где $\hat{R}$ и $\hat{X}$ соответственно действительная и мнимая части матрицы $\hat{Z}$, а $r_m + i x_m = Z_m$.

На первом этапе найдем промежуточные собственные функции, удовлетворяющие стандартному уравнению на собственные значения

$$\hat{R} S_m^o = r_m^o S_m^o . \tag{6}$$

Тем самым матрица $\hat{R}$ приводится к диагональному виду. Ее целесообразно привести к единичной матрице преобразованием

$$S_m^o \to \frac{S_m^o}{\sqrt{r_m^o}} = S_m^1 . \tag{7}$$

Далее преобразуем матрицу $\hat{X}$ по формуле

$$\hat{X}' = \hat{B} + \hat{X} \hat{B} , \tag{8}$$

где $\hat{B}$ - матрица, в столбцах которой стоят векторы S_m^1.

Теперь матрицу $\hat{X}^1$ приводим к диагональному виду, решая задачу на собственные значения:

$$\hat{X}^1 S_m^2 = \lambda_m S_m^2 . \tag{9}$$

При диагонализации матрицы $\hat{X}^1$ матрица $\hat{R}$ остается диагональной, так как она равна единичной.

Полученные векторы S_m^2 записаны в базисе S_m^1. Поэтому переведем их в исходный базис преобразованием

$$S_m = \hat{B} S_m^2 . \tag{I0}$$

Векторы S_m и являются искомыми собственными векторами матрицы $\hat{Z}$ с собственными значениями $Z_m = (1+i\lambda_m) r_m$.

Предложенный метод построения собственных функций решетки удобен тем, что в нем использованы высокоэффективные итерационные процедуры системных программ.

Наиболее важными характеристиками антенных решеток являются излучаемая мощность и входные импедансы излучателей в составе решетки. Как уже отмечалось ранее, при рассматриваемом выборе базисных функций излучаемая мощность есть сумма мощностей, излучаемых собственными токами. Эти мощности определяются из выражения

$$P_m = \frac{1}{2} |I_m|^2 Z_m = \frac{|U_m|^2}{2 Z_m^*} , \tag{I2}$$

где U_m - амплитуды разложения вектора возбуждения по собственному базису. Поэтому полная излучаемая мощность есть

$$P = \frac{1}{2} \sum_m |U_m|^2 / Z_m . \tag{I3}$$

Входной импеданс излучателя с номером ℓ в составе решетки вычисляется по формуле

$$Z_{вх, \ell} = \frac{1}{2P_\ell} , \tag{I4}$$

где P_ℓ - мощность, излучаемая решеткой при подаче на ℓ - й ее элемент единичного напряжения. При таком возбуждении

$$U_m = (S_m, e) = S_{\ell m}^* , \tag{I5}$$

где $S_{\ell m}$ - ℓ - й коэффициент разложения m-го собственного вектора по исходному базису. Учитывая это, получаем выражение для входного импеданса ℓ-го излучателя в виде

$$Z_{\text{вх},\ell} = 1/\sum_m \frac{|S_{\ell m}|^2}{Z_m}. \tag{I6}$$

В качестве примера были рассчитаны параметры антенной решетки, состоящей из восьми прямоугольных излучателей. Параметры решетки при этом были следующими: длина излучателя $0{,}5\lambda$, ширина излучателя $0{,}1\lambda$, расстояние между излучателями $0{,}5\lambda$. Были рассчитаны собственные функции решетки, их собственные значения и входные импедансы излучателей. Собственные функции рассчитывались с использованием описанного метода расчета с последующей проверкой свойства (I). При этом отношение недиагональных элементов матрицы $(S_m, \hat{Z}, S_n)$ к диагональным не превышало 10^{-4}.

Собственные функции представлены на рис.I, где также приведены собственные импедансы, соответствующие им. При этом оказалось, что собственные функции образуют почти ортогональную систему, хотя это не следует непосредственно из (I) и уравнения (4). Недиагональный элемент матрицы (S_m, S_n) не превышает значения $5 \cdot 10^{-2}$. Это означает, что собственные векторы уравнения (4) близки к собственным векторам $\hat{Z}$ - матрицы и собственным векторам матрицы $\hat{Z} + \hat{Z}$, исследовавшейся в [3]. Собственные импедансы излучателей рассчитывались как по формуле (I6), так и обыкновенным методом обращения $\hat{Z}$ матрицы. При этом разница полученных значений не превышала 0,I%. Кроме упомянутых характеристик антенной решетки вычислялись диаграммы направленности собственных токов. Так как собственные функции являются либо четными, либо нечетными относительно центра антенной решетки, то полученные диаграммы, кроме первой, имеют по два максимума, равноотстоящих по нормали к решетке. Чем больше номер собственной функции, тем дальше удаляются максимумы диаграммы направленности. Анализ собственных значений показывает, что они возрастают с номером собственных функций, особенно их мнимая часть. Это означает, что с увеличением угла сканирования рассогласование антенной решетки будет возрастать, достигая максимального значения при 90°, когда в решетке появляется дифракционный максимум.

В заключение отметим, что из условия (I) следует, что диаграммы направленности собственных токов антенной решетки будут ортогональны и могут быть использованы при решении задачи син-

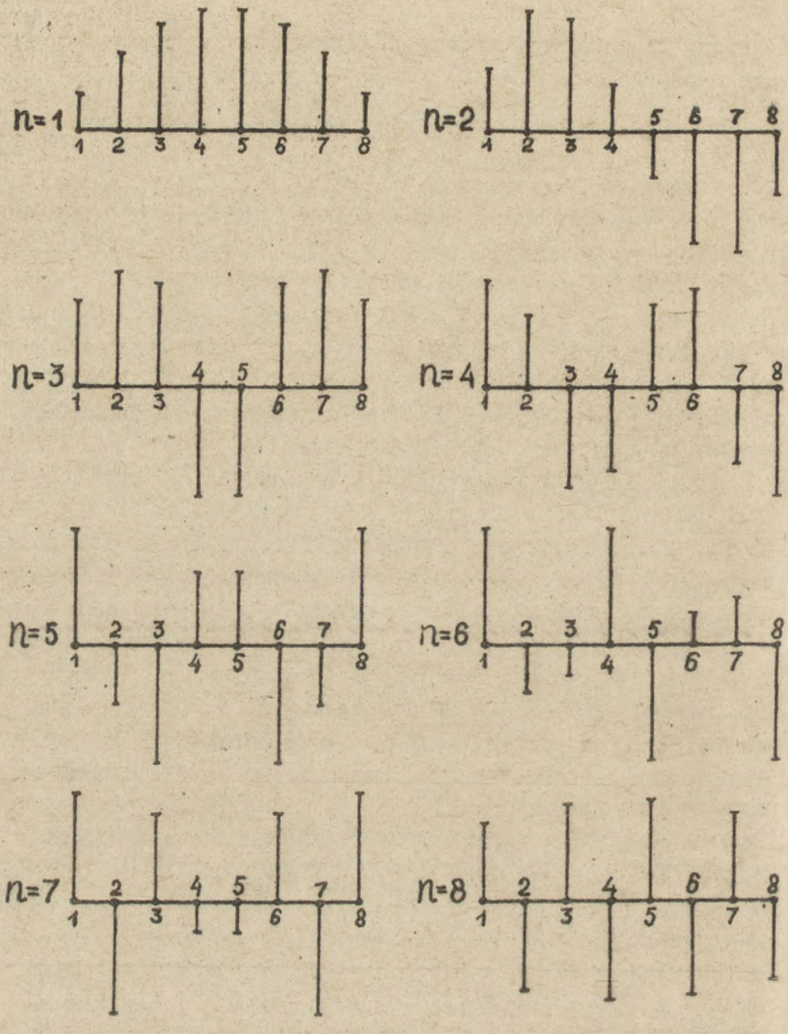


Рис. 1. Собственные токи 8-элементной АР и соответствующие им собственные импедансы:

$Z_1=54{,}3-6{,}3i$ Ом $\qquad$ $Z_2=56{,}2-4{,}1i$ Ом

$Z_3=59{,}4-0{,}5i$ Ом $\qquad$ $Z_4=64{,}2+5{,}6i$ Ом

$Z_5=70{,}6+15{,}6i$ Ом $\qquad$ $Z_6=79{,}2+32{,}3i$ Ом

$Z_7=89{,}6+61{,}4i$ Ом $\qquad$ $Z_8=103+144i$ Ом теза заданной диаграммы направленности.

ЛИТЕРАТУРА

I. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р.Митры, пер. с англ. под ред Э.Л.Бурштейна. - М.: Мир, 1977. - 485 с.

2. Harrington R.F., Mautz J.R. Theory of characteristic modes for conducting Bodies. - -IEEE Trans. Antennas and Propagat. 1971, v. 19, N 5, p. 622-628.

3. Коняшенко Е.А., Моисеев А.Г., Шмыков В.Н. Собственные функции излучающих тел. - Изв. вузов. Радиофизика. Горький, 1980, т.23, № II, с. I3I8-I32I.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАЛОЭЛЕМЕНТНЫХ ДИАПАЗОННЫХ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

В.Е.Подыниногин, И.А.Докуков

Необходимость улучшения помехозащищенности, информативной способности радиолокационных средств привели к созданию фазированных антенных решеток (ФАР), излучающие системы которых представляют собой совокупность определенного числа широкополосных антенн эллиптической поляризации, например, спиральных.

Достаточно строгий электродинамический анализ таких антенн может быть сделан только с учетом реального распределения полного тока в излучающих проводниках и в расположенных поблизости конструктивных элементах с учетом эффектов взаимного влияния излучателей, конечности структуры ФАР, особенностей расположения излучателей. Существующие методы решения граничных задач для таких антенн связаны с определенными математическими трудностями и, как правило, основываются на анализе модели плоской бесконечной структуры излучателей, возбуждение которой отвечает условиям теоремы Флоке [I]. Следует, однако, отметить, что электродинамические характеристики ФАР с небольшим числом излучателей в существенной степени зависят от конкретных размеров полотна и типа применяемых излучателей, так как конечность структуры решетки оказывает влияние на амплитудно-фазовое распределение поля по полотну решетки и, как следствие, на электродинамические характеристики и параметры ФАР.

Многие из перечисленных недостатков могут быть устранены при формулировке граничной задачи в виде интегральных уравнений с последующим численным их решением на ЭВМ [2,3]. В настоящее время применяется несколько форм интегральных уравнений для тока в тонких проволочных излучателях сложной формы [4]. Не вдаваясь в подробности, отметим, что для ФАР из n тонкопроволочных элементов система интегральных уравнений Поклингтона будет иметь вид

$$\left.\begin{array}{l}\int\limits_{L}[J_1(S')\Pi_{11}(S,S')+J_2(S')\Pi_{12}(S,S')+\ldots+J_n(S')\Pi_{1n}(S,S')]ds'=-i\frac{K}{Z_0}E_{\tau_1}(S),\\ \int\limits_{L}[J_2(S')\Pi_{21}(S,S')+J_2(S')\Pi_{22}(S,S')+\ldots+J_n(S')\Pi_{2n}(S,S')]ds'=j\frac{K}{Z_0}E_{\tau_2}(S),\\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\\ \int\limits_{L}[J_n(S')\Pi_{n1}(S,S')+J_2(S')\Pi_{n2}(S,S')+\ldots+J_n(S')\Pi_{nn}(S,S')]ds'=-j\frac{K}{Z_0}E_{\tau_n}(S),\end{array}\right\}(1)$$

где $J_n(S')$ - искомые функции распределения осевой компоненты полного тока на излучателях ФАР;

$\Pi_{mn}(S,S')=K^2G_{mn}(S,S')(\vec{S_o}\cdot\vec{S_o'})-\frac{\partial^2 G_{mn}(S,S')}{\partial S\partial S'}$ - ядра интегральных уравнений, учитывающие взаимодействие m -го элемента решетки с n -тым, (m = I, 2, 3 ... n); $G_{mn}(S,S')=e^{-jKR_{mn}}/4\pi R_{mn}$ - функция Грина в тонкопроволочном приближении; R_{mn} - декартово расстояние между точками истока m -го элемента и точками наблюдения n -го элемента ФАР; S,S' - криволинейные координаты точек истока и наблюдения, отсчитываемые вдоль проводов излучателей ФАР; $\vec{S_o},\vec{S_o'}$ - орты, касательные к проводникам в точках истока и наблюдения; L - длина провода одного излучателя ФАР; $2a_o$ - диаметр провода излучателя ФАР; $E_{\tau n}$ - касательная к проводнику n -го излучателя, составляющая поля источника, возбуждающая n -ный излучатель ФАР; K - волновое число свободного пространства; Z_o - волновое сопротивление свободного пространства.

Алгоритм численного решения системы интегральных уравнений (I) в рамках метода моментов [3,4] представляет собой процедуру сведения этой системы к системе линейных алгебраических уравнений с последующим численным решением этой системы на ЭВМ. При этом искомые функции распределения токов $J_n(S')$ представляем в виде разложения в ряд по системе линейно-независимых базисных функций

$$J_n(S')=\sum_{p=1}^{\ell} J_{np}\,\Phi_p(S'), \qquad (2)$$

J_{np} - неизвестные коэффициенты, подлежащие определению; $\Phi_p(S')$ - линейно независимые базисные функции.

С использованием весовых функций $f_q(S)$ и учетом (2) система интегральных уравнений (I) сводится к матричному

$$\sum_{m=1}^{n}\sum_{p=1}^{\ell} J_{np}\int_L\int_L \Phi_p(S')f_q(S)\Pi_{mn}(S,S')\,dS\,dS' = -j\frac{K}{Z_0}\int_L f_q(S)E_{\tau n}(S)\,dS, \qquad (3)$$

которое можно представить в виде

$$[Z_{pq}][J_p] = [F_q],$$

где $[Z_{pq}]=\int_L\int_L \Phi_p(S)f_q(S)\Pi_{mn}(S,S')\,dS\,dS'$ - матрица обобщенных сопротивлений, $[F_q]=\int_L f_q(S)E_{\tau n}(S)\,dS$ - матрица обобщенных напряжений, $[J_p]$ - матрица обобщенных токов.

С точки зрения экономии машинного времени при вычислении матричных коэффициентов матрицы $[Z_{pq}]$ в качестве весовых функций $f_q(S)$ лучше выбирать дельта-функции Дирака, а в качестве базисных $\Phi_p(S')$ - кусочно-постоянные функции подобластей. Далее, по найденным из решения системы уравнений (I) функциям распределения осевой компоненты полного тока на всех излучателях ФАР с помощью векторизованной формулы Кирхгофа-Котлера вычисляем поле излучения решетки в дальней зоне, по которому с помощью известных в теории антенн выражений вычисляются все внешние характеристики и параметры ФАР. Полное входное сопротивление излучателя в системе находится как отношение напряжения возбуждения излучателя к току, возникающему в нем. Учет наличия бесконечного идеально-проводящего экрана производим на основании свойств зеркальной симметрии. Более подробно методика определения основных внешних характеристик и параметров антенн изложена в работе [6].

Разработанная методика, алгоритм и программа вычислений позволили в приемлемое время (порядка двух часов) рассчитать и исследовать на ЭВМ ЕС-I060 с целью выбора типа элементарного излучателя шестнадцатиэлементную плоскую фазированную решетку из двухзаходных конических (КСА) и плоских (ПлСА) спиральных антенн с постоянным шагом намотки и следующими параметрами. КСА: N = 4 - число витков одного захода антенны, V_0 = I70° -

угол конусности, p = 0,208λ - шаг спирали, a_0 = 0,0125λ - радиус провода спирали, H = 0,0208λ - расстояние до экрана; ПлСА: N = 4, ν_0 = 90°, p = 0,046 , a_0 = 0,0046λ , H = 0,292λ.

Элементы ФАР располагались в узлах треугольной сетки на расстояниях d = 0,233λ. Фазирование - дискретное, значение фазового дискрета $\Delta\Phi$ = 45°. Элементы ФАР возбуждались равномерно в режиме первой нормальной волны. Источник возбуждения представлялся в виде линейного симметричного вибратора небольшой длины с приложенным посередине напряжением U_0 . Требуемые значения $[E_t]$ находились из совместного решения интегральных уравнений Поклингтона и Халлена-Мея для вибратора. Характеристики и параметры ФАР исследовались для следующих углов сканирования: $\varphi^o_{ск}$ = 45°; $\theta^o_{ск}$ = 0 ; 20 ; 40 ; 60°. Результаты теоретического и экспериментального исследования приведены на рис.I-6.

Анализ приведенных зависимостей - ширины главного лепестка диаграммы направленности $2\theta^o_{0,5}$ (рис.I); уровня бокового излучения $F_{бm}$ (рис.2); коэффициента эллиптичности $K_э$ в направлении главного максимума ДН (рис.3); активной части входного сопротивления $R_{вх}$ для центрального (I), промежуточного (5) и крайнего (I4) элементов (рис.4); коэффициента направленного действия D_{max} и измеренных значений коэффициента усиления G_{max} (рис.5); угла отклонения главного максимума $\theta_{откл.}$ (рис.6) - в секторе углов сканирования позволяет сделать следующие выводы.

Обе исследованные ФАР дают возможность осуществлять сканирование без провалов в секторе ±60° лучом, ширина которого по уровню - 3 дБ примерно 20° + 30°. При этом уровень бокового излучения в секторе сканирования решетки из КСА на 5+I0 дБ ниже, чем у решетки из ПлСА. Кроме того, максимумы диаграммы направленности решетки не совпадают с заданными направлениями, причем для решетки из ПлСА эти несовпадения выражены в большей степени. Это связано, с одной стороны, с тем, что из-за наличия взаимной связи между элементами реальное фазовое распределение на раскрыве решетки отличается от того, которое получается при расчете без учета взаимной связи. Для решетки из ПлСА эффекты взаимной связи между элементами выражены сильнее, поэтому и степень несовпадения реального угла отклонения от предполагаемого выше. С другой стороны, эти несовпадения связаны с направленностью элементарного излучателя ФАР [5].

$\varphi^{o}_{ск} = 45^{o}$ КСА –△– расчет --□-- эксперим. $П_1СА$ –○– р

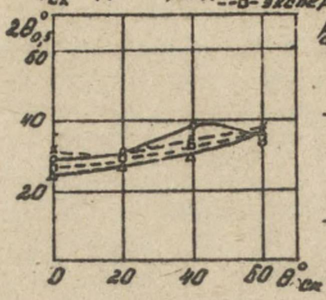


Рис. 1

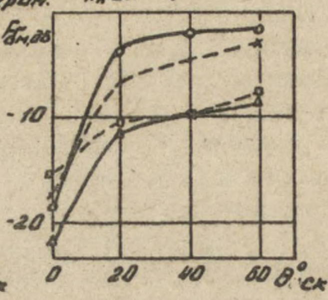


Рис. 2

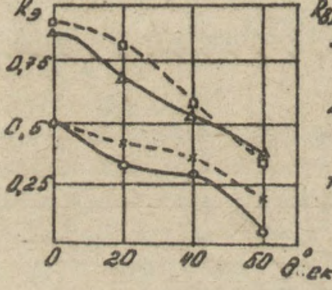


Рис. 3

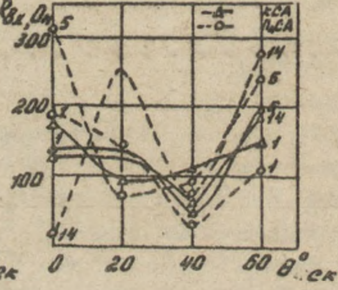


Рис. 4

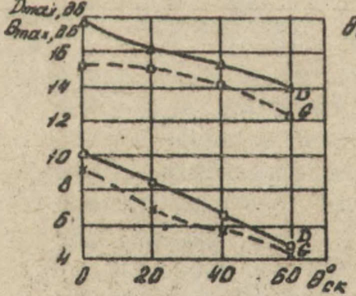


Рис. 5

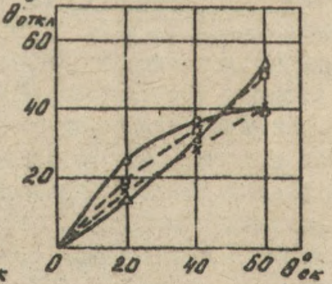


Рис. 6

Коэффициент эллиптичности решетки из КСА в секторе углов сканирования также выше, чем у решетки из ПлСА, поэтому решетку из КСА можно считать более предпочтительной, если требуется излучать или принимать поле эллиптической, близкой к круговой, поляризации.

Активная часть входного сопротивления элементов обеих исследованных ФАР (экспериментальное исследование этого параметра не проводилось) заметно изменяется в секторе углов сканирования, однако у решетки из КСА эти изменения меньше, чем у решетки из ПлСА, что позволит применить для этой решетки более простые согласующие устройства.

Анализ зависимости КНД в секторе углов сканирования свидетельствует о том, что КНД решетки из ПлСА на 5-8 дБ меньше,чем решетки из КСА.

Как видно из проведенного анализа, недостатки решетки из ПлСА в большей степени связаны с тем обстоятельством, что эффекты взаимного влияния излучателей в этой решетке больше, чем в решетке из КСА, так как у решетки из КСА имеется меньшее по сравнению с ПлСА количество взаимно параллельных участков провода. Поэтому одним из основных направлений улучшения характеристик и параметров решетки из ПлСА следует считать уменьшение взаимного влияния между излучателями либо путем постановки нерезонансных развязывающих устройств, либо подбором расположения элементов ФАР на раскрыве, обеспечивающим необходимые значения коэффициента усиления ФАР на краях сектора сканирования и подавления уровня дифракционных и паразитных лепестков при заданном дискрете фазы.

Предлагаемый метод электродинамического анализа малоэлементных диапазонных ФАР эллиптической поляризации на базе численного решения системы интегральных уравнений позволяет получить надежные оценки и рекомендации по электродинамическим свойствам таких антенн, так как полученные данные были проверены натурными измерениями и показали хорошую степень совпадения результатов. Кроме того, предлагаемый метод сокращает до минимума весьма дорогостоящую и трудоемкую экспериментальную отработку таких антенн.

ЛИТЕРАТУРА

I. Амитей Н., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. - М.: Мир, 1974. - 456 с.

2. Говорун Н.Н. Интегральные уравнения для антенны - тела вращения. - Докл. АН СССР. М., 1959, т.126, № I, с. 49-53.

3. Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. - Л.: Физматгиз, 1962. - 708 с.

4. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р.Митры. - М.: Мир, 1977. - 488 с.

5. Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток / Под ред. Д.И.Воскресенского. - М.: Радио и связь, 1981. - 432 с.

6. Назаров В.Е., Рунов А.В., Подыниногин В.Е. Численное решение задач об основных характеристиках и параметрах сложных проволочных антенн. - В кн.: Радиотехника и электроника. Минск, 1976, вып.6, с. 153-157.

КОНТРОЛЬ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРИЕМНЫХ АКТИВНЫХ ФАР КВ ДИАПАЗОНА

В.Д.Чуйков, А.В.Головин

Применение многоэлементных приемных активных ФАР (АФАР) ставит проблему контроля их работоспособности в процессе эксплуатации. Известные методы контроля пассивных ФАР [I,2 и др.] не могут быть использованы без существенной модификации для контроля работоспособности приемных АФАР. Это прежде всего связано с невзаимностью активного элемента (АЭ) АФАР.

В зависимости от режимов работы АФАР, при которых реализуются контрольно-проверочные операции, различают контроль в рабочем режиме и профилактический контроль [3]. Контроль в рабочем режиме осуществляется в процессе работы АФАР. Профилактический контроль предназначен для установления состояния АФАР в целом и отдельных ее элементов в период профилактических работ. Ниже будут рассматриваться только системы профилактического контроля.

Одним из основных элементов системы контроля передающих ФАР является зонд (приемная антенна), который либо перемещается по раскрыву, либо находится на определенном расстоянии в ближней или дальней зоне решетки. В случае приемных ФАР основным элементом системы контроля является устройство, которое создает вблизи решетки электромагнитное поле определенной напряженности (датчик контрольных сигналов). В зависимости от использования датчика контрольных сигналов (ДКС) можно выделить два основных метода контроля работоспособности приемных АФАР.

I. Метод неподвижного ДКС. В этом методе ДКС устанавливается неподвижно на некотором расстоянии от решетки. Контроль осуществляется путем поочередного включения элементов решетки и индикации сигнала, принятого этими элементами от ДКС. В случае АФАР поочередное включение и выключение элементов может осуществляться за счет включения и выключения питания АЭ. Модификацией этого метода является использование для контроля нескольких ДКС. В принципе для контроля работоспособности приемных АФАР по этому методу можно использовать сигналы мощных радиостанций (службы времени и т.д.).

2. Метод подвижного ДКС. Метод заключается в том, что ДКС перемещается по раскрыву решетки и фиксируется на определенном

расстоянии от элемента ФАР, причем это расстояние всегда остается одинаковым. Расстояние от ДКС до элемента решетки выбирается таким, чтобы элемент решетки находился в ближней зоне ДКС. В этом случае при удалении ДКС от элемента решетки уровень сигнала, принятого элементом, будет резко падать, так что при этом методе нет необходимости в переключениях питания АЭ для поэлементного контроля. Следовательно, система контроля получается более простой, чем в методе неподвижного ДКС, однако требует больших затрат времени на контроль. Следует также отметить, что метод подвижного ДКС является более универсальным и позволяет осуществлять контроль работоспособности уже действующих (но не содержащих встроенной системы контроля) приемных ФАР, причем без каких-либо изменений в схемах и конструкциях решеток.

В настоящей работе рассматривается возможность построения системы контроля приемных АФАР КВ диапазона, основанной на методе подвижного ДКС.

Как уже отмечалось выше, основным элементом системы контроля является ДКС. Исходя из назначения, к ДКС предъявляются следующие основные требования:

- стабильность частоты и амплитуды сигнала в течение длительного времени,
- возможность излучения сигнала на нескольких частотах в рабочем диапазоне АФАР,
- автономность.

Исходя из вышеперечисленных требований, был разработан ДКС системы контроля приемных АФАР КВ-диапазона. ДКС представляет собой "короткий" симметричный вибратор (длина вибратора 30 см) со встроенным в него кварцевым генератором с блоком переключения частот. Принципиальная схема генератора приведена на рис. I.

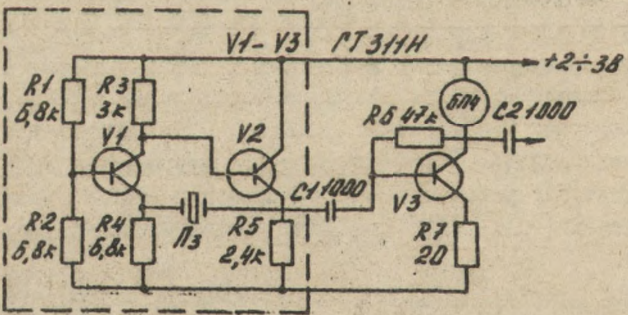


Рис. I

Пунктирной линией на этом рисунке выделен непосредственно генератор, собранный по схеме Батлера [4]. Выбор этой схемы обусловлен хорошей ее работоспособностью при малом напряжении питания (2-3 В) и способностью одновременно генерировать на многих высших гармониках кварца (как четных, так и нечетных). В нашем случае при включении кварца с основной резонансной частотой I,71965 МГц генератор работает одновременно на всех его гармониках, включая двадцатую. Весь спектр генерируемых колебаний поступает на вход усилительного каскада на транзисторе V_3 , в коллекторную цепь которого включен блок переключения частот, представляющий собой набор контуров. С помощью блока переключения частот осуществлются два режима работы ДКС: одночастотный и многочастотный. В одночастотном режиме излучается сигнал на одной из пяти частот (f_1 = 5,I5I МГц; f_2 = I0,302 МГц; f_3 = I7,I70 МГц; f_4 = 22,320 МГц; f_5 = 23,754 МГц), в многочастотном - весь спектр гармоник кварца в диапазоне 3÷30 МГц. Экспериментальные исследования показали, что ДКС в одночастотном режиме позволяет создавать на расстоянии 0,5 м электромагнитное поле напряженностью не менее 300 мкВ/м, в многочастотном - не менее I00 мкВ/м.

На рис. 2 приведен пример записи сигналов с вибраторов 8-элементной приемной АФАР при контроле с помощью разработанного ДКС.

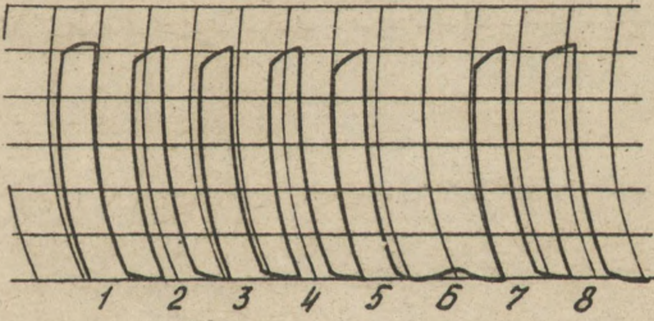


Рис. 2

Рисунок соответствует решетке, у которой вышел из строя АЭ шестого вибратора. В качестве регистрирующего прибора использовался самописец Н3020-I, подключенный к выходу приемника Р-250. Приведенные кривые наглядно показывают работоспособность АФАР.

ЛИТЕРАТУРА

I. Мельяновский П.А., Мень А.В. Методы контроля параметров фазируемой антенны-решетки. - Электросвязь, М., I97I, № I0, с. 66-7I.

2. Фурсов С.А. Метод контроля фазированных антенных решеток. - Труды МФТИ. Радиотехника и электроника, I978, с.56-60.

3. Контроль функционирования больших систем/Под ред. Г.П.Шибанова. - М.: Машиностроение, I977. - 357 с.

4. Альтшуллер Г.Б. и др. Экономичные миниатюрные кварцевые генераторы. - М.: Связь, I979. - I60 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАПАЗОННЫХ СВОЙСТВ МАЛОГАБАРИТНЫХ АНТЕНН С ПОВЫШЕННОЙ НАПРАВЛЕННОСТЬЮ

В.И.Атапин, Ю.И.Буянов, Ю.В.Бульбин

Для повышения помехозащищенности приемных радиотрактов используются антенны с большим КНД. В связи с тем, что КНД антенны прямо пропорционален ее электрической длине, в НЧ-и ВЧ-диапазонах высоконаправленные антенны имеют очень большие размеры, что делает практически невозможным их использование в подвижных средствах связи.

Целью работы является исследование возможности построения малогабаритных антенн с повышенной направленностью, работающих в широкой полосе частот. Принципиальная возможность получения узких диаграмм направленности (ДН) при малых размерах антенн известна давно [I], однако реализация сверхнаправленного режима сопряжена с серьезными трудностями. Во-первых, вследствие большой добротности сверхнаправленных антенн, их полоса пропускания и КПД оказываются очень малыми. Во-вторых, для реализации требуемого амплитудно-фазового распределения расстояние между элементами сверхнаправленной решетки (СНАР) должно быть значительно меньше длины волны, что ведет к увеличению взаимодействия между элементами, а следовательно, и к искажению заданного амплитудно-фазового распределения, при этом дополнительно сужается полоса частот, где сохраняется режим сверхнаправленности. Если КПД СНАР можно повысить за счет изготовления вибраторов из сверхпроводящих сплавов и помещения их в радиопрозрачные криостаты с жидким гелием [2], то реально достижимая полоса пропускания СНАР у пассивных вибраторов не превышает единиц процентов.

Наибольший практический интерес с точки зрения широкополосности представляют СНАР с противофазным возбуждением элементов, амплитуды токов в которых изменяются по биноминальному закону [3]. ДН таких СНАР описывается выражением

$$f(\theta)=f_0(\theta)\sin^n(kd\cos\theta+\alpha)\,,\quad n=1,2,3,\ldots,$$

где $f_0(\theta)$ - ДН отдельного элемента решетки; $2d$ - расстояние между соседними элементами; α - дополнительный к π фазовый сдвиг между соседними элементами.

Если в качестве элементов СНАР использовать антенны, ДН которых не зависят от частоты, а в качестве фазовращателей - отрезки недиспергирующих линий с постоянной распространения β и длиной ℓ (в этом случае $\alpha=\beta\ell$ и $\alpha/kd=const$), то при $kd \ll 1$

$$f(\theta)=f_0(\theta)(\cos\theta+\frac{\alpha}{kd})^n ,$$

т.е. форма ДН СНАР не зависит от частоты, а ее ширина определяется значением n (числом элементов СНАР) и величиной α/kd. Реально нижняя граница полосы пропускания биноминальной СНАР определяется допустимой величиной взаимодействия элементов при минимальном kd , а верхняя - условием $kd<1$. Существенным недостатком биноминальных СНАР является сильная зависимость уровня сигнала на выходе решетки от частоты. На рис. I приведен график изменения действующей длины решетки $\ell_ж$ в зависимости от числа элементов N и расстояния между ними kd . В сверхнаправленном режиме $\ell_ж$ очень быстро убывает с увеличением N , и реализация СНАР с числом элементов более шести является практически невозможной.

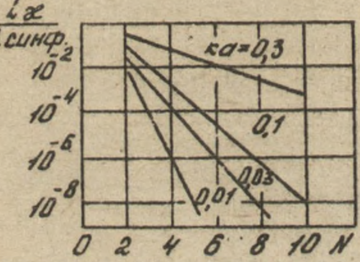


Рис. I

Известно, что включение в короткие вибраторы электронных приборов позволяет в десятки и сотни раз расширить их полосу пропускания, в сотни раз уменьшить взаимодействие между близкорасположенными активными антеннами (АА), сравнительно просто реализовать требуемые амплитудно-частотные характеристики для сохранения постоянного уровня сигнала на выходе АА. В работе [4] описана 4- элементная СНАР из активных штыревых антенн. За счет использования активных элементов (АЭ) с высоким входным сопротивлением и корректирующих индуктивностей на входе АЭ автору удается уменьшить взаимодействие в решетке и в несколько раз расширить полосу рабочих частот по сравнению с полосой пропускания СНАР из пассивных элементов. Данная СНАР сохраняет форму ДН в полосе не более 8% и имеет КНД порядка I2 дБ. Результаты экспериментального исследования СНАР показывают, что для сохранения режима сверхнаправленности уровень взаимодействия между вибраторами СНАР должен быть на 30 дБ меньше, чем между аналогичными согласованными вибраторами.

Поскольку дальнейшее уменьшение взаимодействия между штыревыми АА не представляется возможным, исследуем возможность уменьшения взаимодействия между активными рамочными антеннами с целью построения на их основе широкополосных биноминальных СНАР.

Пусть две вертикальные рамки с радиусами a расположены над идеально проводящей плоскостью на расстоянии d друг от друга. Ограничимся случаем малых рамок ($ka < 1$), расстояние d в несколько раз превышает их размеры, поскольку именно этот случай имеет место в СНАР. В работах [5,6] показано, что в рамке под действием падающей волны возникают противофазный и синфазный (по отношению к клеммам) токи. Эти токи создают вторичное поле, которое определяет характер взаимодействия между рамочными АА. Учитывая, что симметричная передающая рамка (в которой существует только противофазный ток) может рассматриваться как магнитный диполь, ориентированный вдоль оси рамки, переизлученное поле, обусловленное противофазным током $J_{п}$ приемной рамки, представим как поле горизонтального магнитного диполя с моментом тока

$$P_{м} = i\omega\mu J_{п} \pi a^2 .$$

Аналогично, вторичное поле, обусловленное синфазным током J_c , можно представить как поле электрического вертикального вибратора с моментом тока

$$P_{э} = J_c \cdot a .$$

Таким образом, поле, переизлученное приемной рамкой малых размеров, будет эквивалентно полю, создаваемому системой взаимно перпендикулярных электрического и магнитного вибраторов с моментами тока $P_{э}$ и $P_{м}$ соответственно. Используя известные соотношения

$$\vec{E}=-i\omega\mu\vec{A}^{э}+\frac{1}{i\omega\varepsilon}\,grad\,div\,\vec{A}^{э}-rot\,\vec{A}^{м},$$

$$\vec{H}=-i\omega\varepsilon\vec{A}^{м}+\frac{1}{i\omega\mu}\,grad\,div\,\vec{A}^{м}+rot\,\vec{A}^{э},$$

где $\vec{A}^{э}$ и $\vec{A}^{м}$ - электрический и магнитный векторные потенциалы электрического и магнитного вибраторов соответственно, находим компоненты поля, взаимодействующего с соседней рамкой. В случае вертикальных рамок, плоскости которых совпадают с плоскостью YOZ и одна из которых расположена в начале координат, а другая - в точке $(0,d,0)$, достаточно найти компоненты переизлученного рамкой поля E_z' и H_x. Так как с другими компонентами соседняя рамка не взаимодействует,

$$E_z'\cong i\frac{E\rho_0 a^2(1+ikd)}{4\pi d^2(Z_c+Z_{\text{в}})kd}\left[1+i\pi^2(ka)^2kd\frac{Z_c+Z_{\text{в}}}{Z_{\text{п}}+Z_p}\cos\varphi\right]e^{-ikd}, \qquad (I)$$

$$H_x'\cong\frac{Ea^2(1+ikd)}{4\pi d^2(Z_c+Z_{\text{в}})}\left[1-i\frac{\pi^2(ka)^2}{kd}\frac{Z_c+Z_{\text{в}}}{Z_{\text{п}}+Z_p}\cos\varphi\right]e^{-ikd}, \qquad (2)$$

где φ - направление прихода волны в горизонтальной плоскости, ρ_0 - волновое сопротивление пространства, Z_c и $Z_{\text{п}}$ - сопротивления нагрузки синфазному и противофазному токам соответственно, $Z_{\text{в}}$ и Z_p - входные импедансы рамки по синфазному и противофазному токам соответственно.

Анализ полученных выражений показывает, что переизлученное поле быстро убывает с уменьшением размеров рамки, если она работает в рассогласованном режиме и сильно зависит от характера и величины сопротивления нагрузки. Поскольку в данном случае переизлученное поле формируется как синфазными, так и противофазными токами, наводимыми в рамке падающей волной, пространственное распределение переизлученного рамкой поля существенно отличается от ДН передающей рамочной антенны, т.е. такие антенны, даже если их размеры значительно меньше длины волны, являются в общем случае неминимально рассеивающими.

На рис. 2 приведены угловые распределения переизлученного поля E_z' для некоторых значений kd и комплексного параметра β, определяемого размерами рамки и сопротивлением нагрузки

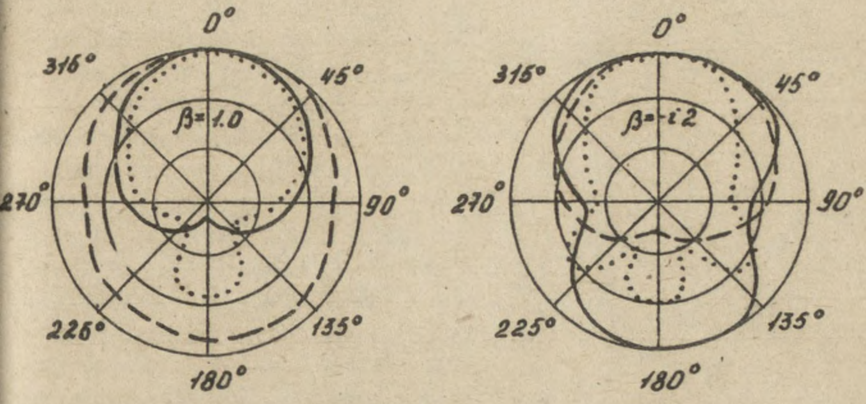


Рис. 2

$$\beta = \pi^2 (ka)^2 \frac{Z_c + Z_B}{Z_n + Z_p} .$$

Сплошные кривые соответствуют $kd = \pi$, кривые из точек – kd= I,0, пунктирные кривые – kd = 0,5. Зависимость E'_z от направления приводит к тому, что рамка по-разному влияет на вибраторы, расположенные от нее справа $(\varphi = 0)$ и слева $(\varphi = \pi)$. Кроме того, характер распределения переизлученного поля зависит от kd, т.е. при наличии взаимодействия форма ДН вибратора, расположенного вблизи рамки, зависит от частоты, и при разработке широкополосных СНАР, содержащих рамки, необходимо минимизировать взаимодействие в решетке.

Наиболее доступным способом уменьшения взаимного влияния в рамочной СНАР является уменьшение размеров рамки и увеличение $|Z_0|$ и $|Z_n|$. На рис. 3 приведена зависимость амплитуды переизлученного рамкой поля, нормированной к амплитуде падающей волны, от размеров рамки и расстояния до точки наблюдения. Пунктирная линия соответствует случаю согласованной рамки $Z_p^* = Z_n$, сплошная линия – случаю $|Z_n| = 4|Z_c| = |Z_B|$. Видно, что существенное уменьшение переизлученного поля возможно лишь при рассогласовании рамки с нагрузкой, причем рассогласование должно иметь место как по противофазному, так и по синфазному току.

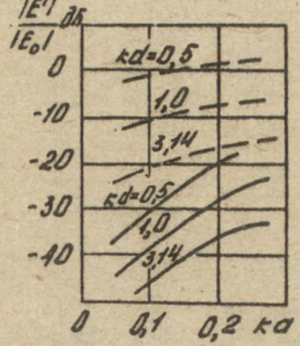


Рис. 3

Анализ выражений для переизлученного поля (I) и (2) показывает, что существует способ дополнительного уменьшения взаимодействия в рамочных решетках, заключающийся в выборе такого параметра β, при котором ДН переизлученного поля будет иметь форму кардиоиды (рис. 2). Допустим, что ДН переизлученного поля имеет нуль при $\varphi=\pi$. Если при этом ДН рамочных АА также имеет форму кардиоиды, с минимумом при $\varphi=\pi$, то уменьшение взаимодействия определяется глубиной нуля ДН рамки или ДН переизлученного рамкой поля, что реально составляет I5–20 дБ. В этом случае устраняется несимметрия взаимодействия в рамочной решетке, если ДН рамки и переизлученного рамкой поля имеют одинаковую глубину нуля.

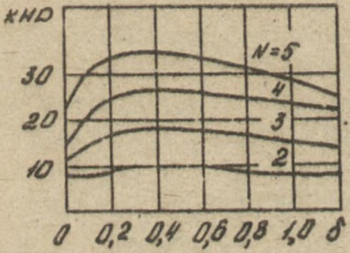


Рис. 4

Совместное использование этих двух способов уменьшения взаимодействия в рамочной СНАР позволяет значительно расширить полосу рабочих частот решетки; при этом СНАР из активных рамочных АА с кардиоидными ДН имеют вдвое больший КНД, чем СНАР из штыревых АА. На рис.4 приведены расчетные КНД в зависимости от числа элементов N и фазового сдвига $\delta=\alpha/kd$.

Таким образом, использование активных рамочных антенн с кардиоидными ДН в сверхнаправленных решетках открывает возможности для создания миниатюрных широкополосных антенн с КНД, достигающим I5–20 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

I. Пистолькорс А.А. Построение антенн по заданной направленной характеристике. - Изв.электрон.пром. и слабого тока. Л., 1939, т. I9, № 3, с.43-59.

2. Walker G.B., Haden G.R., Ramer O.G. Superconducting superdirectional antenna arrays.-IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1977, v. 25, №6, p. 885-887.

3. Щелкунов С., Фриис Г. Антенны. - М.: Сов.радио, 1955. - 604 с.

4. Daniel J.-P. Reduction of mutual coupling between active monopoles: application to superdirective receiving arrays.-IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1977, v. 25, №6, p. 737-741.

5. Бульбин Ю.В. Исследование направленных свойств рамочных антенн. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, 1983, вып.3, с.52-58.

6. А.с. 902123 (СССР). Рамочная активная антенна / В.И.Атапин, Ю.В.Бульбин, Ю.И.Буянов. - Опубл. в Б.И., 1982, № 4.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШИРОКОПОЛОСНЫХ АНТЕНН НА ПОМЕХОЗАЩИЩЕННОСТЬ ПРИЕМНОГО РАДИОТРАКТА

Ю.И.Буянов, Б.М.Рыбаков

В последние годы все более широкое применение в качестве приемных находят антенны, полоса пропускания которых достигает нескольких октав. Для повышения многократности использования и расширения функциональных возможностей современных антенных систем все чаще используются различные коммутирующие, корректирующие и диаграммо-формирующие устройства, которые содержат электронные или полупроводниковые приборы. Это приводит к тому, что в радиоприемном тракте возникают дополнительные шумы линейного и нелинейного происхождения, уровень которых существенно зависит от параметров антенны.

В этой связи представляет интерес исследовать зависимость помехозащищенности приемного тракта от параметров антенны и определить условия, при которых вклад шумов антенно-фидерной системы будет минимальным. Учитывая, что шумовые свойства антенн СВЧ-диапазона с полосой пропускания менее октавы достаточно хорошо изучены [I], будем рассматривать приемный радиотракт ВЧ-диапазона, содержащий сверхширокополосную активную антенну (АА). В этом случае наиболее полно проявляется зависимость помехозащищенности радиотракта от параметров антенны.

В общем случае АА можно представить в виде пассивного вибратора с действующей длиной $l_д$ и импедансом Z_a, к зажимам которого присоединен активный элемент (АЭ) с входным сопротивлением $Z_{вх}$, коэффициентом передачи по напряжению K_u и предельной чувствительностью $U_{ш.аэ}$ (под предельной чувствительностью здесь и далее будем понимать среднеквадратичное значение напряжения собственных аддитивных шумов в полосе частот Δf, отнесенное ко входу). Кроме АА приемный радиотракт содержит фидер с коэффициентом полезного действия $\eta_ф$ и приемник, имеющий предельную чувствительность $U_{ш.пр}$. Для простоты будем считать, что фидер согласован как со стороны АЭ, так и со стороны приемника.

Спецификой ВЧ-диапазона является то, что вход приемного радиотракта (вход АА) находится под воздействием большого числа станционных помех, напряженность поля которых $E_п$ может на

80-100 дБ превышать напряженность поля внешних шумов $E_ш$. Вследствие нелинейности передаточной характеристики АЭ и входных каскадов приемника такое многосигнальное воздействие приводит к возникновению в приемном радиотракте продуктов нелинейности, которые при числе станционных помех более ста образуют в ВЧ-диапазоне почти непрерывный спектр и могут рассматриваться как шумы нелинейного происхождения. Однако в известных методиках расчета шумовых параметров АА [2] вклад нелинейных шумов не учитывается, что приводит к значительным погрешностям при оценке помехозащищенности приемного радиотракта.

Качество широкополосного приемного радиотракта наиболее полно оценивается коэффициентом помехозащищенности $П$, под которым понимается отношение сигнал/шум на выходе идеального и реального приемных радиотрактов, имеющих одну и ту же рабочую полосу и находящихся под воздействием одного и того же группового сигнала [3]. Коэффициент помехозащищенности в отличие от коэффициента шума учитывает шумы как линейного, так и нелинейного происхождения и может быть выражен через такие параметры АЭ и приемника, которые являются паспортными данными или могут быть легко измерены.

Для учета нелинейности усилительных устройств, входящих в состав приемного радиотракта, можно использовать понятие динамического диапазона по взаимной модуляции

$$D(n) = \frac{U_{вх\,max}}{U_ш},$$

где $U_{вх\,max}$ - амплитуда бигармонического или полигармонического сигнала на входе усилителя, при которой уровень продуктов взаимной модуляции n -го порядка не превышает уровня собственных аддитивных шумов усилителя.

При определении уровня нелинейных шумов будем считать нелинейность АЭ настолько малой, что его передаточная характеристика может быть аппроксимирована рядом Маклорена, тогда без учета постоянной составляющей выходного напряжения имеем

$$U_{вых} = K_u U_{вх} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{K_u^{[n-1]}}{n!} U_{вх}^{n},$$

где $[n-1]$ обозначает производную порядка $n-1$. Второе слагаемое определяет уровень нелинейных искажений, возникающих в

АЭ. Отнесенный ко входу уровень продуктов нелинейности n -го порядка $U(n)$ может быть выражен через динамический диапазон АЭ по взаимной модуляции, если учесть, что при $U_{вх} = U_{вх\,max}$

$$U_{(n)} = U_ш = \frac{K_u^{[n-1]}}{n!\,K_u} U_{вх\,max}^{n} = \frac{K_u^{[n-1]}}{n!\,K_u} D_{(n)}^{n} U_ш^{n},$$

отсюда

$$\frac{K_u^{[n-1]}}{n!\,K_u} = \frac{1}{D_{(n)}^{n} U_ш^{n-1}}.$$

Таким образом, уровень продуктов нелинейности n -го порядка определяется уровнем входного воздействия $U_{вх}$ (которое может быть многосигнальным) и такими параметрами усилителя, как предельная чувствительность и динамический диапазон

$$U(n) = \frac{U_{вх}^{n}}{D_{(n)}^{n} U_ш^{n-1}}.$$

Проведя аналогичные рассуждения для входных каскадов приемника и полагая, что станционные помехи равномерно распределены по диапазону со средним значением амплитуды $E_п$, запишем выражение для коэффициента помехозащищенности приемного радиотракта, содержащего АА, в следующем виде:

$$П = 1 + \frac{1}{(E_ш \ell)^2}\Big\{ U_{шаэ}^2 + \frac{k T_0 R_\Delta f (1-\eta_ф)}{K_u^2 \eta_ф} + \frac{U_{шпр}^2}{K_u^2 \eta_ф} +$$

$$+ \sum_{n=2}^{\infty} (E_п \ell)^{2n} \Big[\frac{1}{D_{(n)аэ}^{2n} U_{шаэ}^{2(n-1)}} + \frac{K_u^{n} \eta_ф^{n-1}}{D_{(n)пр}^{2n} U_{шпр}^{2(n-1)}} \Big],$$

где $\ell = \frac{\ell_д Z_{вх}}{Z_{вх} + Z_a}$ - приведенная ко входу АЭ действующая длина пассивной части активной антенны, индексами "АЭ" и "пр" обозначены соответственно параметры активного элемента и приемника. Из приведенного выражения видно, что для улучшения помехозащищенности приемного радиотракта необходимо, с одной стороны, увеличивать ℓ и K_u, так как это приводит к уменьшению вклада аддитивных шумов приемника и фидера, с другой стороны, при увеличении ℓ и K_u растет вклад нелинейных шумов приемника, следовательно, при разработке АА необходимо выбирать такие оптимальные значения L и $K_и$, которые обеспечивают минимальное значение $П$. Для заданной помеховой обстановки ($E_ш$ и $E_п$), параметров приемника ($U_{ш\,пр}$, $D_{(n)\,пр}$) и конкретных значений $U_{ш\,АЭ}$ и $D_{(n)\,АЭ}$ могут быть рассчитаны оптимальные значения L и $K_и$, позволяющие сформулировать требования к параметрам АА, обеспечивающей требуемую помехозащищенность радиотракта.

Некоторые результаты расчетов приведены на рис.I. При расчетах принималось $E_ш$ = 0,5 мкВ/м, $E_п$ = 3 мВ/м, что соответствует усредненной помеховой радиообстановке в пригородной зоне; не учитывались нелинейные шумы порядка выше третьего и потери в фидере; параметры приемника, принятые при расчетах ($U_{ш\,пр} = 1 мкВ$, $\Delta f = 10 кГц$, $D_{(2)\,пр} = D_{(3)\,пр} = 80 дб$), соответствуют параметрам современных связных приемников ВЧ-диапазона. На рис. Iа приведена зависимость $П$ от L для различных значений $D_{(2,3)\,пр}$ при $K_и$ = 9 и $U_{ш\,АЭ}$ = 0,I мкВ; на рис. Iб показано влияние $K_и$ ($D_{(2,3)\,АЭ} = 80 дБ$, $U_{ш\,АЭ} = 0{,}1 мкВ$), а на рис.Iв – влияние чувствительности АЭ (при $K_и$ = 9) на зависимость коэффициента помехозащищенности от приведенной действующей длины антенны. Пунктиром показана зависимость $П$ от L для нешумящего идеального АЭ с $K_и$ = I, что эквивалентно пассивной согласованной антенне с действующей длиной $L = \ell_д/2$.

Из рисунков видно, что для заданной радиообстановки и указанных выше параметров приемника существует оптимальный размер вибратора, при котором достигается минимальное значение $П_0$, которое определяет предельно достижимую помехозащищенность радиотракта. При включении в вибратор АЭ с $K_и > 1$ размеры антенны, при которых $П$ имеет минимум, должны быть уменьшены более, чем в $K_и$ раз, причем существуют такие значения $K_и$ и L, при которых $(П - П_0)$ становится минимальным. Из рис. Iа видно также, что увеличение динамического диапазона АЭ по сравнению с приемником не дает заметного выигрыша в помехозащищенности, следовательно, при разработке АА достаточно обеспечить $D_{(2)\,АЭ}$ и $D_{(3)\,АЭ}$, на I0–I5 дБ превышающие $D_{(2)\,пр}$ и $D_{(3)\,пр}$, и не имеет смысла усложнять конструкцию АЭ с целью дальнейшего повышения его динамического диапазона.

Таким образом, в условиях все увеличивающейся загрузки радиодиапазона использование сверхширокополосных антенн приводит к тому, что характер зависимости помехозащищенности радиотракта от параметров антенно-фидерной системы становится экстремальным.

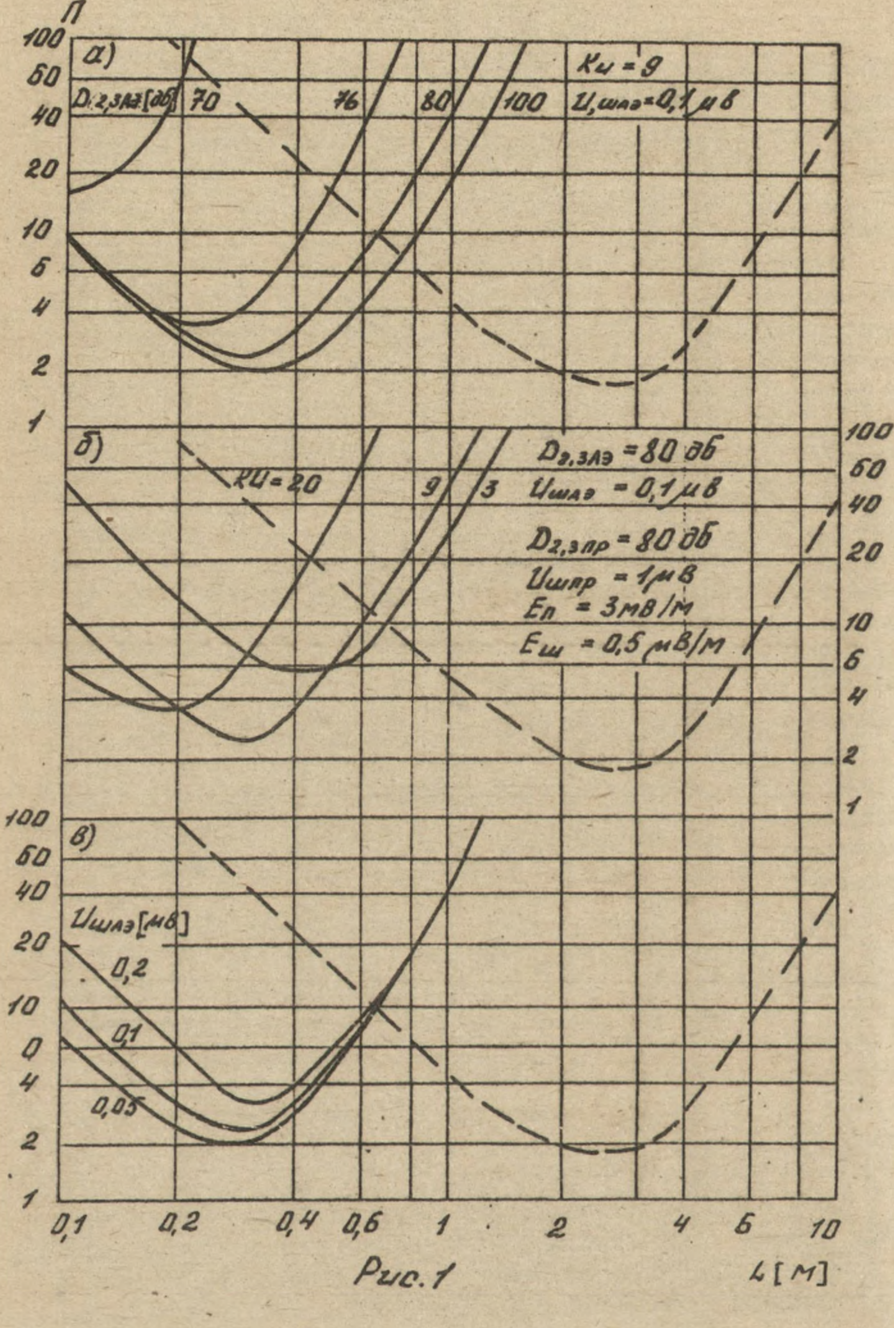

П
100
60
40
20
10
6
4
2
1
а)
D2,3лэ [дб]
70
76
80
100
Kш = 9
Uшлэ=0,1 мв
б)
KU=20
9
3
Dэ,3лэ = 80 дб
Uшлэ = 0,1 мв
D2,3пр = 80 дб
Uшпр = 1мв
Eп = 3мв/м
Eш = 0,5 мв/м
100
60
40
20
10
6
4
2
1
в)
100
60
40
Uшлэ[мв]
20
0,2
10
0,1
0
4
0,05
2
1
0,1
0,2
0,4
0,6
1
2
4
6
10
L [M]

Рис.1

При разработке радиоприемных трактов с широкополосными антеннами следует учитывать, что отклонение параметров антенн от оптимальных в ту или другую сторону может привести к ухудшению помехозащищенности в десятки раз.

ЛИТЕРАТУРА

I. Цейтлин Н.М. Антенная техника и радиоастрономия. - М.: Сов. радио, 1976. - 352 с.

2. Цыбаев Б.Г., Романов Б.С. Антенны - усилители. - М.: Сов. радио, 1980. -240 с.

3. Челышев В.Д. Приемные радиоцентры. - М.: Связь, 1975. - 264 с.

ПОКАСКАДНЫЙ СИНТЕЗ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА

Ю.П.Воропаев, А.С.Мерзляков

Существуют различные подходы к решению задачи широкополосной оптимизации комплексных нагрузок, частотная зависимость параметров которых определяется экспериментально и задается таблично или графически. Один из них основывается на классических методах синтеза и предполагает аппроксимацию свойств нагрузки звеньями из L , C . При малом числе реактивных элементов, аппроксимирующих нагрузку, точность, как правило, невысока, а при большом - применение этих методов затруднительно. Другой подход состоит в том, что задача в целом или на отдельных этапах решения формулируется в виде задачи математического программирования. Обычно она сводится к структурно-параметрическому синтезу реактивного согласующего устройства (СУ), который проводится в два этапа: на первом - находится или выбирается структура схемы, а на втором - определяются ее оптимальные параметры.

Целевая функция (менее распространенный термин - критерий качества) задачи структурно-параметрического синтеза - это, как правило, сложная мультимодальная функция, зависящая от многих варьируемых параметров. С математической точки зрения целевая функция (ЦФ) описывает некоторую ($n + 1$) - мерную поверхность, где n - число параметров СУ. Ее топологические свойства играют большую роль в процессе синтеза, так как от них зависит выбор как наиболее эффективного алгоритма оптимизации, так и нулевого приближения. Практика вычислений показывает, что от удачного выбора нулевого приближения во многом зависит успех процесса оптимизации и получения решения, близкого к глобально-оптимальному. Сделать заключение о топологии поверхности, определяемой ЦФ, в многомерном пространстве ее переменных весьма трудно. В то же время известно, что уменьшение числа варьируемых параметров СУ приводит к увеличению вероятности того, что ЦФ будет унимодальной, но это приводит к снижению качества согласования нагрузки. Оптимальным следует считать такой подход, чтобы ЦФ определялась возможно меньшим числом переменных и одновременно обеспечивалось бы требуемое качество согласования.

С этой целью предлагается покаскадный синтез многопараметрического СУ с использованием ЦФ, зависящих от малого числа параметров каждого из каскадов. Это позволяет сравнительно простым способом находить нулевое приближение, близкое к оптимальному решению задачи широкополосного согласования комплексной нагрузки.

Исходными данными при синтезе СУ являются: зависимость от частоты комплексного коэффициента отражения от нагрузки в заданной для согласования полосе частот $S_{н}(f)$; совокупность базовых элементов; ограничения на электрические и геометрические характеристики СУ. В качестве базовых элементов используются отрезки регулярной линии передачи, диафрагмы, штыри, шлейфы, катушки индуктивности, конденсаторы и другие простейшие элементы, определяемые одним параметром.

В целом СУ является каскадным соединением из взаимно независимых реактивных четырехполюсников (ЧП), нагруженных на комплексное сопротивление нагрузки (рис. I). Каждый из каскадов содержит, в свою очередь, два элементарных ЧП - базовые элементы. Схемы замещения и волновые матрицы элементарных ЧП известны [I, с. IOI].

Синтез СУ производится в три этапа. На первом этапе синтезируется квазиоптимальное СУ, синтез каскадов которого осуществляется последовательно, начиная с первого, ближайшего к нагрузке. На каждом шаге рассчитывается один очередной каскад, состоящий из двух базовых элементов и, следовательно, зависящий от двух параметров. Волновая матрица рассеяния одного каскада СУ описывается общим выражением

$$S(x_1, x_2, f_i) = \begin{bmatrix} S_{11}(x_1, x_2, f_i) & S_{12}(x_1, x_2, f_i) \\ S_{21}(x_1, x_2, f_i) & S_{22}(x_1, x_2, f_i) \end{bmatrix}, \qquad (I)$$

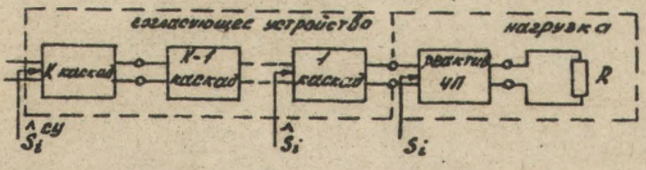


Рис. I

где x_1, x_2 – варьируемые параметры каскада СУ; f_i – дискретная частота диапазона согласования; $i=1,2,\ldots,N$, N – число дискретных частот. Критерием качества согласования при синтезе каждого каскада выбран усредненный в заданном диапазоне частот коэффициент передачи по мощности от источника к нагрузке

$$\eta=\frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\frac{|S_{21}|^2(1-|S_i|^2)}{|1-S_{22}S_i|^2}, \qquad (2)$$

где S_{21}, S_{22} – элементы матрицы (1); S_i – комплексный коэффициент отражения от нагрузки на i - й частоте диапазона согласования. Так как ЦФ зависит лишь от двух переменных x_1, x_2, то может изображаться поверхностью в пространстве трех измерений (η, x_1, x_2). Наглядность поверхности, определяемой ЦФ, позволяет при синтезе каскадов выбрать наиболее эффективный алгоритм оптимизации. Исследования показывают, что топологические свойства этой поверхности для одного и того же типа каскада (состоящего из определенных базовых элементов) остаются неизменными и не влияют на эффективность выбранного алгоритма оптимизации при изменении полосы частот согласования и частотной зависимости нагрузки. Поэтому можно классифицировать типы каскадов по виду поверхности, определяемой ЦФ, то есть поставить в соответствие типы каскадов и наиболее эффективные алгоритмы оптимизации для них. После синтеза первого каскада приступают к синтезу второго каскада СУ и т.д. При этом параметры синтезированных каскадов фиксируются и производится пересчет комплексного коэффициента отражения от нагрузки на вход этих каскадов по известной формуле

$$\hat{S}_i=S_{11}+S_{12}S_i(1-S_{22}S_i)^{-1}S_{21}, \qquad (3)$$

где S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22} – элементы волновой матрицы рассеяния (1) синтезированного каскада; S_i – комплексный коэффициент отражения от нагрузки или от предыдущего каскада на i - й частоте. Первый этап синтеза продолжается до тех пор, пока нагрузка существенно оптимизируется или не наступит ограничение, например, по геометрическим размерам СУ.

На втором этапе синтеза производится оптимизация СУ в целом –

уточнение значений параметров СУ при сохранении его структуры, определенной на первом этапе. На третьем этапе осуществляется техническая реализация всех каскадов СУ с учетом типа применяемых линий передачи. Следует отметить, что на всех этапах синтеза учитываются ограничения на электрические и геометрические характеристики СУ.

Предлагаемый метод реализован в программе на алгоритмическом языке ФОРТРАН. В процессе синтеза СУ используются пять типов каскадов. Программа является открытой, так как допускает включение в нее подпрограмм синтеза других типов каскадов, в том числе L, C четырехполюсников.

В качестве примера оптимизации нагрузки по предлагаемому методу представлен синтез СУ, состоящего из отрезков регулярной линии передачи с различными волновыми сопротивлениями. Зависимость модуля коэффициента отражения от частоты до и после оптимизации представлена на рис. 2. Элементарные ЧП, из которых строятся каскады СУ, включают в себя скачок волнового сопротивления

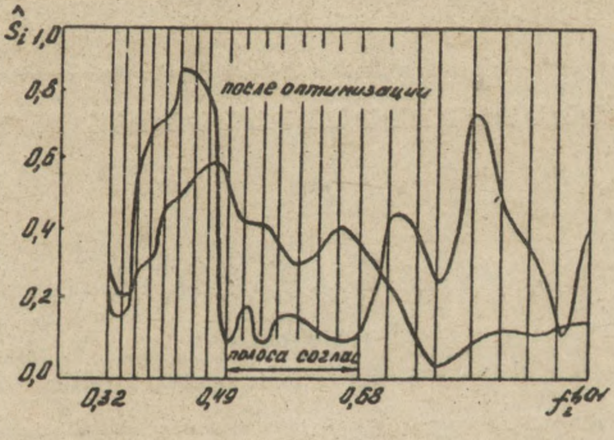


Рис. 2

и отрезок регулярной линии передачи [I]. Схема замещения одного каскада СУ изображена на рис. 3. Согласующее устройство предполагается состоящим из однотипных каскадов, что не является обязательным. На основании (2) определяется ЦФ

$$\eta = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} \frac{(1-\gamma^2)(1-S_i^2)}{1-\gamma^2 S_i^2-2\gamma S_i \cos\psi_i} , \qquad (4)$$

где $\psi_i = 4\pi f_i l - \varphi_i$; S_i и φ_i – соответственно модуль и фаза коэффициента отражения от нагрузки на частоте f_i; f_i – частота, нормированная к максимальной частоте диапазона согласования; l – расстояние от сечения нагрузки до сечения линии передачи, где имеет место скачок волнового сопротивления, нормированного к минимальной длине волны диапазона согласования; γ – коэффициент отражения от сечения линии передачи, где имеет место скачок волнового сопротивления [2, (4.3I)]. Из (3) определяется формула для пересчета коэффициента отражения

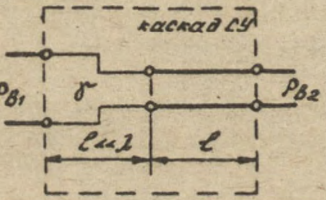


Рис. 3

$$\hat{S}_i = [-\gamma + S_i \exp(-j\psi_i)][1-\gamma S_i \exp(-j\psi_i)]^{-1} . \qquad (5)$$

В рассматриваемом примере переменные ЦФ одного каскада – это варьируемые параметры l и γ. На рис. 4 изображена поверхность, определяемая ЦФ (4) перед синтезом первого каскада СУ. На рис. 5 представлен эскиз, а в таблице – параметры синтезированного СУ на основе коаксиальной линии передачи с волной типа Т.

l (нормир.)				d (мм)			
l_1	I,0I	l_7	I,60	d_1	9,37	d_7	I6,77
l_2	I,82	l_8	I,09	d_2	II.48	d_8	I8,23
l_3	I,58	l_9	I,67	d_3	I3,39	d_9	I8,74
l_4	I,95	l_{10}	I,72	d_4	I2,22	d_{10}	I8,97
l_5	I,96	l_{11}	I,76	d_5	I3,58	d_{11}	I8,66
l_6	I,89	l_{12}		d_6	I5,I9	d_{12}	I8,46

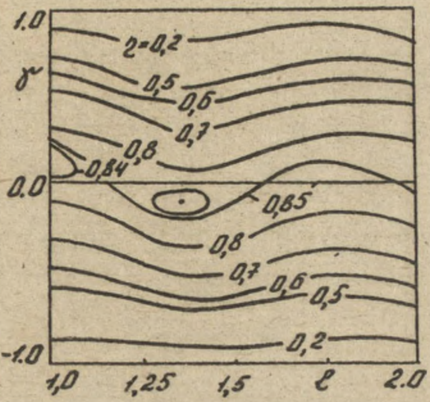


Рис. 4

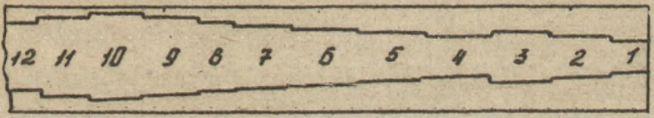


Рис. 5

Таким образом, последовательное применение двухпараметрических ЦФ позволяет на каждом шаге рассчитывать оптимальные каскады при согласовании произвольных нагрузок в любом диапазоне и на любом числе дискретных частот. Целевые функции, зависящие от двух параметров, удобны для классификации простейших согласующих ЧП по топологическим свойствам поверхности критерия качества, так как они принадлежат наглядному трехмерному пространству. Синтезированное на первом этапе многокаскадное СУ в целом не является оптимальным, но обычно близко к таковому, так как следующая на втором этапе вариация параметров каскадов СУ улучшает согласование незначительно. Сходимость метода достаточно высокая, после трех-пяти каскадов дальнейшего улучшения согласования, как правило, не происходит, причем наибольший вклад в согласование вносит не обязательно первый к нагрузке каскад.

ЛИТЕРАТУРА

I. Сазонов Д.М., Гридин А.Н., Мишустин Б.А. Устройства СВЧ. - М.: Высшая школа, I98I. - 296 с.

2. Фельдштейн А.А., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. - М.: Сов.радио, I967. - 652 с.

3. Воропаев Ю.П., Мерзляков А.С. Согласование нагрузки на нескольких фиксированных частотах. - Радиотехника. М., I983, № 6, с. 82-83.

ОТКРЫТЫЙ РЕЗОНАТОР С ПРОДОЛЬНОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТЬЮ

И.О.Дорофеев, Г.Е.Дунаевский

В коротковолновой части миллиметрового и в субмиллиметровом диапазоне длин волн в качестве резонансной системы эффективно используется открытый резонатор - аналог оптического интерферометра Фабри-Перо, состоящий из двух хорошо отражающих металлических зеркал, обычно-вогнутых (рис.I), с круглой либо прямоугольной апертурой. Для многих практических целей представляет интерес конструкция резонатора, изображенного на рис.2, у которого зеркала размещаются на хорошо проводящей металлической плоскости, совпадающей с плоскостью симметрии резонатора, изображенного на рис. I. Согласно принципу зеркального отображения резонатор, представленный на рис.2, электродинамически подобен резонатору, изображенному на рис. I, т.е. распределение поля и резонансные частоты резонаторов в случае идеально проводящей плоскости должны совпадать. Исключение составят виды колебаний резонатора, изображенного на рис.I, составляющая электрического поля которых в плоскости yOz не равна нулю. Это колебания с четным числом вариаций амплитуды электрического поля (нечетным числом вариаций амплитуды магнитного поля) вдоль оси Ox [I, с. 49]. Такое разрежение спектра и снятие поляризационного вырождения существенно в большинстве технических применений открытого резонатора.

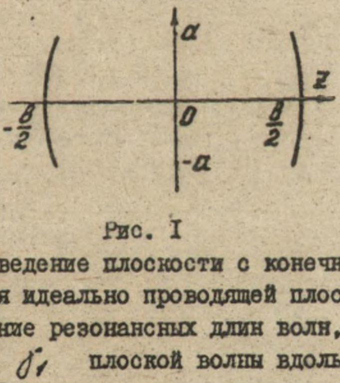


Рис. I

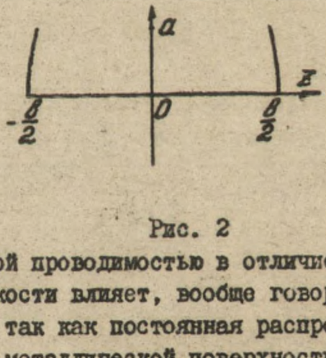


Рис. 2

Введение плоскости с конечной проводимостью в отличие от случая идеально проводящей плоскости влияет, вообще говоря, на значение резонансных длин волн, так как постоянная распространения γ_1 плоской волны вдоль металлической поверхности с конечной проводимостью отличается от постоянной распространения γ_0 в свободном пространстве. Используя [2], получим

$$\gamma_1 = \gamma_0 \sqrt{\frac{1+\sqrt{1+\frac{\varepsilon_0^2\omega^2\mu_1^2}{\mu_0^2\sigma_1^2}}}{2}}\,, \qquad (I)$$

где $\gamma_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $\sigma_1 \gg \omega\varepsilon_1$; ε_0 и μ_0 - диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; σ_1, ε_1 и μ_1 - проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемости проводящего материала, ω - круговая частота колебаний. Из (I) для резонансных длин волн λ_0 и λ_1 резонаторов, изображенных на рис. I и 2, найдем

$$\lambda_1 = \lambda_0 \sqrt{\frac{2}{1+\sqrt{1+\frac{\varepsilon_0^2\omega^2\mu_1^2}{\mu_0^2\sigma_1^2}}}}\,. \qquad (2)$$

Поскольку проводящая плоскость вносит дополнительные потери, вызванные конечной проводимостью металла, целесообразно оценить величину добротности такого резонатора.

Согласно [3] добротность резонатора, обусловленная конечной проводимостью его стенок, описывается выражением

$$Q = \frac{2}{d}\cdot\frac{\int\limits_{v}|H|^2 dv}{\int\limits_{S}|H|^2 ds}\,, \qquad (3)$$

где d - толщина скин-слоя в материале стенок резонатора. Выражение (3) в основном используется для оценки добротности объемных резонаторов, применение его при оценке потерь в открытом резонаторе, по-видимому, также допустимо, но только для типов колебаний, дифракционные потери которых на краях зеркал малы. Последнее позволяет при вычислении энергии поля ограничиться интегрированием по пространству между зеркалами.

Распределение полей в резонаторе, изображенном на рис.I, рассмотрено большим числом авторов (см., например, [I,4,5]). Используя выражения, полученные в работе [4], где рассмотрен конфокальный резонатор с квадратной апертурой зеркал, для основного вида колебаний найдем, что добротность резонатора, изображенного на рис.2, в случае, когда внесенная плоскость - идеально проводящая, описывается выражением

$$Q_0=\frac{2}{d}\cdot\frac{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2}\frac{2b^2}{b^2+4z^2}\exp\left[-\frac{2kb(x^2+y^2)}{b^2+4z^2}\right]dxdydz}{2\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}\frac{2b^2}{b^2+4z^2}\exp\left[-\frac{2kb(x^2+y^2)}{b^2+4z^2}\right]dxdy}. \qquad (4)$$

Рассматривая параксиальный случай, т.е. считая, что размер пятна поля на зеркалах много меньше длины резонатора, получим

$$Q_0=\frac{1}{d}\cdot\frac{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2}e^{-\frac{2kx^2}{b}}e^{-\frac{2ky^2}{b}}dxdydz}{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}e^{-\frac{2kx^2}{b}}e^{-\frac{2ky^2}{b}}dxdy}, \qquad (5)$$

откуда следует выражение

$$Q_0=b/d, \qquad (6)$$

совпадающее с известным выражением для добротности резонатора, изображенного на рис.I (см. например [I]). Совпадение выражений для Q_0 в обоих случаях объясняется тем, что при внесении идеально проводящей плоскости рабочий объем резонатора, а следовательно, и запасенная энергия уменьшается в 2 раза, и площадь поверхности зеркал и потери также уменьшаются в 2 раза.

Рассмотрим резонатор, в котором внесенная плоскость обладает конечной проводимостью, а проводимость боковых зеркал положим равной бесконечности. Выражение для добротности в этом случае примет вид

$$Q_1=\frac{2}{d}\cdot\frac{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2}\frac{2b^2}{b^2+4z^2}\exp\left[-\frac{2kb(x^2+y^2)}{b^2+4z^2}\right]dxdydz}{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2}\frac{2b^2}{b^2+4z^2}\exp\left[-\frac{2kb(x^2+y^2)}{b^2+4z^2}\right]dydz}. \qquad (7)$$

Для параксиального случая имеем

$$Q_1 = \frac{1}{d} \cdot \frac{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{0}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2} e^{-\frac{2kx^2}{b}} e^{-\frac{2ky^2}{b}} dx\,dy\,dz}{\int\limits_{-a}^{a}\int\limits_{-b/2}^{b/2} e^{-\frac{2kx^2}{b}} e^{-\frac{2ky^2}{b}} dy\,dz}, \tag{8}$$

откуда следует

$$Q_1 = \frac{2}{d} \cdot \int\limits_0^a e^{-\frac{2kx^2}{b}} dx . \tag{9}$$

Интегрирование в (9) будем проводить, заменяя верхний предел бесконечным. Такая замена оправдана, поскольку поле к краям зеркал быстро убывает. Получим

$$Q_1 = \frac{1}{d} \cdot \sqrt{\frac{\pi b}{2k}} . \tag{I0}$$

Обозначив через Q добротность резонатора, у которого и зеркала, и плоскость обладают конечной проводимостью, можно записать

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_1} . \tag{II}$$

Пусть d_0 - глубина скин-слоя боковых зеркал, а d_1 - глубина скин-слоя проводящей плоскости. В этом случае выражение для добротности примет вид

$$Q = \frac{b \cdot \sqrt{\lambda}}{d_0\sqrt{\lambda} + 2d_1\sqrt{b}} . \tag{I2}$$

Найдем отношение добротностей:

$$\frac{Q_0}{Q_1} = 1 + \frac{2d_1}{d_0} \sqrt{\frac{b}{\lambda}} . \tag{I3}$$

Если зеркала и плоскость выполнены из одного материала $(d_0 = d_1 = d)$, то

$$\frac{Q_0}{Q_1} = 1 + 2\sqrt{\frac{b}{\lambda}} . \tag{I4}$$

Для резонатора большой длины (а соотношение $b \gg \lambda$, как правило, выполняется) выражение (I4) примет вид

$$Q = \frac{1}{2} Q_0 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{b}} \tag{I5}$$

или

$$Q_0 \approx Q_1 = \frac{\sqrt{bl}}{2d} \, . \tag{I6}$$

Из формул (I2)÷(I6) видно, что конечная проводимость горизонтальной стенки существенно влияет на добротность резонатора, причем относительное ухудшение добротности с введением проводящей плоскости тем больше, чем длиннее резонатор и выше частота колебаний. Тем не менее, несмотря на то, что добротность резонатора, изображенного на рис.2, при том же расстоянии между зеркалами ниже, чем у "неусеченного" резонатора, абсолютные значения его добротности могут быть согласно (I6) достаточно высокими для эффективного применения такого резонатора в электронных и измерительных приборах.

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. - М.: Сов.радио, 1966. - 475 с.

2. Фрадин А.З. Антенны сверхвысоких частот. - М.: Сов.радио, 1957. - 646 с.

3. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. - М.: Сов.радио, 1957. - 58I с.

4. Boyd G.D, Gordon J.P. Confocal Multimode Resonator for millimeter through Optical Masers. Bell Syst. Techn. Journ., 1961, v.40, №2, p.489.

5. Техника субмиллиметровых волн /Под ред.Р.А.Валитова. - М.: Сов.радио, 1969. - 477 с.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПЛОСКОГО ЭКРАНА В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

А.С.Завьялов

Измерение коэффициента отражения в свободном пространстве от экрана, покрытого радиопоглощающим материалом, осуществляется по схеме, представленной на рис.I, где элементы схемы пронумерованы в следующем порядке: I - генератор, 2 - измерительная линия или рефлектометр, 3 - трансформатор полных сопротивлений, 4 - индикатор, 5 - антенна, 6 - исследуемый экран. При этом на расстояние R между антенной и экраном обычно накладывается условие: экран должен находиться в дальней зоне антенны (см, например, [I]). Измерение малых коэффициентов отражения в дальней зоне приводит к необходимости резко повышать чувствительность аппаратуры, усложнять схему экспериментальной установки [2]. Сигнал, поступающий на индикатор, является результатом сложения целого ряда составляющих. Во-первых, на сигнал, отраженный от экрана, всегда накладывается сигнал, отраженный от антенны (рупора). Далее, в случае применения рефлектометра во вспомогательный волновод направленного ответвителя просачивается мощность из генератора. Определенный вклад вносят отражения от окружающих предметов. Сигнал рассогласования антенны с трактом, сигнал, обусловленный конечным значением направленности ответвителя, и сигналы, отраженные от окружающих предметов, вместе образуют фон постоянной амплитуды и фазы. Сигнал, отраженный от экрана, при изменении расстояния между антенной (рупором) и экраном изменяется как по фазе, так и по амплитуде. Результат сложения сигналов, получаемый при перемещении экрана, представлен на рис. 2.

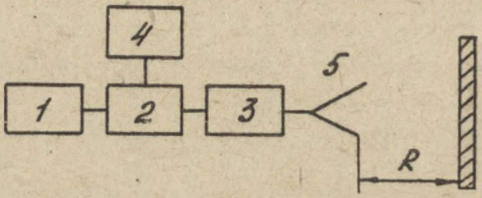


Рис. I

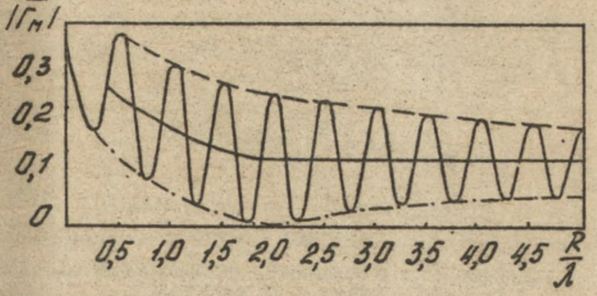


Рис. 2

Пространство перед антенной можно разбить на две зоны, граница между которыми определяется из условия равенства амплитуд сигнала, отраженного от экрана, и сигнала фона. На рис. 2 граница между зонами соответствует расстоянию от раскрыва рупора до экрана $R=2\lambda_0$. В первой зоне, непосредственно примыкающей к антенне, на убывающий полезный сигнал накладывается осциллирующая составляющая фона. Во второй зоне на постоянный фон накладывается осциллирующий и одновременно убывающий по амплитуде полезный сигнал.

Из анализа кривых зависимости сигнала индикатора от расстояния между антенной и экраном, можно найти значение коэффициента отражения практически на любом расстоянии от антенны. Представим рупор и пространство между рупором и экраном в виде каскадного соединения реактивного четырехполюсника и отрезка линии с потерями. Пространство между рупором и экраном нельзя представить в виде однородного на всем протяжении отрезка линии, поэтому последний будем описывать с помощью коэффициента прохождения $T(R)=|T|e^{i\vartheta_T}$. С другой стороны, некоторое малое изменение расстояния ΔR будем рассматривать как подключение дополнительного отрезка линии с комплексной постоянной распространения $\gamma=\beta+i\alpha$, т.е.

$$T(R+\Delta R)=T(R)e^{-\alpha\Delta R}e^{i\beta\Delta R}. \tag{I}$$

Из выражения для коэффициента отражения на входе четырехполюсника с нагрузкой $\Gamma_н$

$$\Gamma_{вх}=S_{11}+\frac{S_{12}^2\Gamma_н}{1-S_{22}\Gamma_н}. \tag{2}$$

находим коэффициенты отражения на входе рупора и на входе отрезка

$$\Gamma_{вх}^{(1)} = \frac{S_{11} + e^{i2\varphi_{12}}\,\Gamma_{вх}^{(2)}}{1 + S_{11}^{*}\,e^{i2\varphi_{12}}\,\Gamma_{вх}^{(2)}}; \tag{3}$$

$$\Gamma_{вх}^{(2)} = \Gamma_{н}\,T^{2}(R)\,e^{-2\alpha\Delta R}\,e^{i2\beta\Delta R}. \tag{4}$$

Здесь S_{11} - коэффициент отражения, наблюдаемый при излучении рупора в свободное пространство и описывающий уровень фона. Подставляя значение $\Gamma_{вх}^{(2)}$ из выражения (3) в (4), найдем квадрат модуля $\Gamma_{вх}^{(1)}$:

$$\left|\Gamma_{вх}^{(1)}\right|^{2} = \frac{|\Gamma_{p}|^{2} + |\Gamma_{н}|^{2} + 2|\Gamma_{p}||\bar{\Gamma}_{н}|\cos\psi}{(1 + |\Gamma_{p}|^{2}|\Gamma_{н}|^{2} + 2|\Gamma_{p}||\bar{\Gamma}_{н}|\cos\psi)^{2}}, \tag{5}$$

где

$$|\Gamma_{p}| = |S_{11}|;$$

$$|\bar{\Gamma}_{н}| = |\Gamma_{н}||T|^{2}e^{-2\alpha\Delta R};$$

$$\psi = 2\varphi_{12} + \varphi_{T} + \varphi_{н} + 2\beta\Delta R.$$

Нетрудно видеть, что при перемещении экрана относительно рупора будут наблюдаться максимумы и минимумы коэффициента отражения. Поскольку расстояние между соседними максимумами и минимумами равно четверти длины волны, значения $|\bar{\Gamma}_{н}|$ в экстремальных точках оказываются связанными соотношениями:

$$|\bar{\Gamma}_{н}(R \pm \lambda/4)| = |\bar{\Gamma}_{н}(R)|\,e^{\mp\alpha\lambda/2}. \tag{6}$$

Предположим, что ослабление на участке длиной $\lambda/2$ не слишком велико, тогда

$$e^{\pm\alpha\lambda/2} \simeq 1 \pm \frac{\alpha\lambda}{2}. \tag{7}$$

Определяя значения коэффициентов отражения в трех последовательно расположенных экстремальных точках $\Gamma_{н}^{(i)}$, где

i = I,2,3, и суммируя в случае первой зоны удвоенное значение модуля $\Gamma_H^{(i)}$ в средней точке со значениями $|\Gamma_H^{(i)}|$ в крайних точках, находим некоторое среднее значение коэффициента отражения на расстоянии R от экрана (в точке 2):

$$|\bar{\Gamma}_H^{(2)}| \simeq \frac{|\Gamma_H^{(1)}|+2|\Gamma_H^{(2)}|+|\Gamma_H^{(3)}|}{4(1-|\Gamma_p|^2)}. \qquad (8)$$

Значение $|T|^2$, необходимое для определения $|\Gamma_H|$, находим аналогичным образом как модуль коэффициента отражения от идеально отражающего экрана

$$|T|^2=|\bar{\Gamma}_{\text{кз}}^{(2')}| \simeq \frac{|\Gamma_{\text{кз}}^{(1')}|+2|\Gamma_{\text{кз}}^{(2')}|+|\Gamma_{\text{кз}}^{(3')}|}{4(1-|\Gamma_p|^2)}. \qquad (9)$$

Зная $|\bar{\Gamma}_H^{(2)}|$ и $|T|^2$, находим

$$|\Gamma_H|=\frac{|\bar{\Gamma}_H^{(2)}|}{|T|^2}=\frac{|\Gamma_H^{(1)}|+2|\Gamma_H^{(2)}|+|\Gamma_H^{(3)}|}{|\Gamma_{\text{кз}}^{(1')}|+2|\Gamma_{\text{кз}}^{(2')}|+|\Gamma_{\text{кз}}^{(3')}|}. \qquad (\text{I0})$$

Экстремальные точки (I,2,3) и (I$'$, 2$'$, 3$'$) при измерениях соответственно с поглощающим и идеально отражающим экраном могут быть смещены на величину $\Delta R'(0 \leq \Delta R' \leq \lambda/8)$. Вследствие этого имеет место погрешность измерения

$$(\delta|\Gamma_H|)_{max}=\alpha\frac{\lambda}{4} \simeq \frac{|\Gamma_{\text{кз}}^{(1')}|-|\Gamma_{\text{кз}}^{(2')}|}{|\Gamma_{\text{кз}}^{(1')}|+2|\Gamma_{\text{кз}}^{(2')}|+|\Gamma_{\text{кз}}^{(3')}|}. \qquad (\text{II})$$

Эту погрешность можно свести до минимума, если предварительно снять зависимость $|\Gamma_{\text{кз}}|$ от расстояния R и построить кривую средних значений. Тогда

$$|\Gamma_H|=\frac{|\Gamma_H^{(1)}|+2|\Gamma_H^{(2)}|+|\Gamma_H^{(3)}|}{|\Gamma_{\text{кз}}^{(2)}|}, \qquad (\text{I2})$$

где $|\Gamma_{\text{кз}}^{(2)}|$ - значение $|\Gamma_{\text{кз}}|$ в точке 2 .

Нетрудно, идя таким же путем, получить аналогичную формулу для второй зоны

$$|\Gamma_н| = \frac{|\Gamma_н^{(1)}| + |\Gamma_н^{(3)}| - 2|\Gamma_н^{(2)}|}{|\Gamma_{кз}^{(2)}|}. \qquad (I3)$$

Поскольку в формулу (I3) входит разность величин одного порядка, точность измерений во второй зоне при прочих равных условиях заметно ниже.

Граница между зонами при испытании одного и того же экрана может быть смещена от рупора за счет согласования антенны с помощью трансформатора, увеличения направленности ответвителя и взаимной компенсации сигналов с помощью дополнительного фазовращателя.

Вывод формул, связывающих искомые величины с измеряемыми, предполагает плавное изменение поля по мере удаления от рупора. Этому условию легко удовлетворить, увеличивая раскрыв рупора. Минимальное расстояние, начиная с которого будут работать формулы (8) и (9), определяется условием малого влияния переотражений на результат измерения ($|\Gamma_р|^2 \, |\Gamma_{кз}|^2 << 1$).

Малый уровень коэффициента отражения вблизи раскрыва рупора можно всегда обеспечить подбором расстояния между рупором и экраном. Обработка результатов наблюдений, полученных для трех соседних экстремальных точек, позволяет находить коэффициент отражения, исключив при этом влияние фона и учтя плавное изменение коэффициента отражения с расстоянием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ono M., Suzuki M. The new method of sinthesis and measurements of the microwave absorbers. – Summaries Papers 1971 Internat. Symposium on Antennas and Propagat. Japan. IECE, 1971, p. 93 - 94..
2. Арсаев И.Е., Лейбович Р.П., Мамайкин В.С. Измерение малых коэффициентов отражения в свободном пространстве. – Труды ВНИИФТРИ. Исследования в области радиотехнических измерений. М., 1979, вып.40(70), с. 45-51.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ МНОГОЛУЧЕВОГО ПОЛЯ

Г.А.Пономарев, Е.Д.Тельпуховский, Ю.П.Чужков

Изучение вопросов обеспечения устойчивой связи с подвижными объектами в условиях города (скорая помощь, ГАИ и др.) неразрывно связано с анализом статистических характеристик поляризационных параметров многолучевого поля.

В результате проведенных работ по теоретическому и экспериментальному исследованию поляризационной структуры многолучевого поля [I-6] был предложен новый метод определения поляризационных параметров электромагнитного поля, основанный на регистрации амплитуд трех взаимно ортогональных компонент поля и квадратурных составляющих их линейных комбинаций (без регистрации фазовых соотношений) [4]. В отличие от существующих предложенный метод является более универсальным. Во-первых, он позволяет определять поляризационные параметры радиосигналов, приходящих с любого направления. Во-вторых, позволяет определять как параметры эллипса поляризации, так и его ориентацию в пространстве. В-третьих, с помощью этого метода можно проводить анализ поляризационной структуры сложных интерференционных полей (в условиях многолучевости). В работах [2,5,6] описаны автоматизированные комплексы, реализующие предложенный метод и позволяющие, благодаря высокому быстродействию, за короткий срок получать большой объем экспериментальных данных в УКВ и КВ диапазонах.

Результаты исследований поляризационной структуры многолучевого поля показали, что распределения поляризационных параметров (коэффициента эллиптичности z, угла наклона большой оси эллипса β, углов ориентации нормали к плоскости эллипса - азимутального φ и угломестного θ) полностью определяются соотношением дисперсий кроссполяризованной и основной компонент поля. С увеличением дисперсии кроссполяризованной компоненты происходит расширение распределений всех параметров эллипса поляризации. Установлено, что на открытых трассах распределения угловых поляризационных параметров имеют четко выраженные максимумы, а значения угла наклона большой оси эллипса β группируются около 0 и I80° для горизонтальной поляризации принимаемого поля и около 90 и 270° - для вертикальной поляризации. На закрытых трассах распределения угловых параметров имеют размытые максимумы [5]. Проведенные исследования показали также, что дисперсия распределений всех поляризационных параметров (r, β, φ и θ) при излучении вертикально поляризованного сигнала меньше, чем при излучении горизонтальной поляризации в тех же условиях.

Ниже приводятся результаты дальнейших исследований поляризационной структуры многолучевого поля, а именно: влияние рельефа местности, а также временных и пространственных замираний на статистические характеристики поляризационных параметров поля. Исследования проводились с помощью автоматизированного измерительного комплекса, описанного в [5].

Влияние рельефа местности на поляризационную структуру поля изучалось в УКВ диапазоне для горизонтальной и вертикальной поляризаций поля, излучаемого передатчиком. Исследования проводились в районе города, застроенном в основном четырех- и пятиэтажными кирпичными зданиями и имеющем крутой уклон с понижением уровня на 40 м. Передающий и приемный пункты располагались на автомобилях. С помощью измерительного комплекса измерялись поляризационные параметры поля сначала на базах, расположенных в зоне прямой видимости, затем на базах, где прямая видимость отсутствовала (измерительный пункт находился на той же улице, что и передатчик, но под горой). Измерения поляризационных параметров производились с интервалом 0,4λ вдоль баз, протяженность которых составляла 40÷50λ, λ - длина волны.

Результаты статистической обработки экспериментальных данных, представленные в виде распределений поляризационных параметров r, β, φ и θ, приведены на рис. I и 2 соответственно для вертикальной и горизонтальной поляризаций излучаемого поля. На рис. Iа и 2а показаны распределения поляризационных параметров для случая, когда прямая видимость отсутствовала. Для сопоставления на рис.Iб и 2б приведены распределения параметров r, β, φ и θ для случая, когда передатчик и измерительный комплекс находились в пределах прямой видимости.

Анализ приведенных распределений и сравнение их с ранее полученными результатами [3,5] позволяет сделать вывод о том, что влияние рельефа местности на статистические характеристики поляризационных параметров поля аналогично эффекту затенения

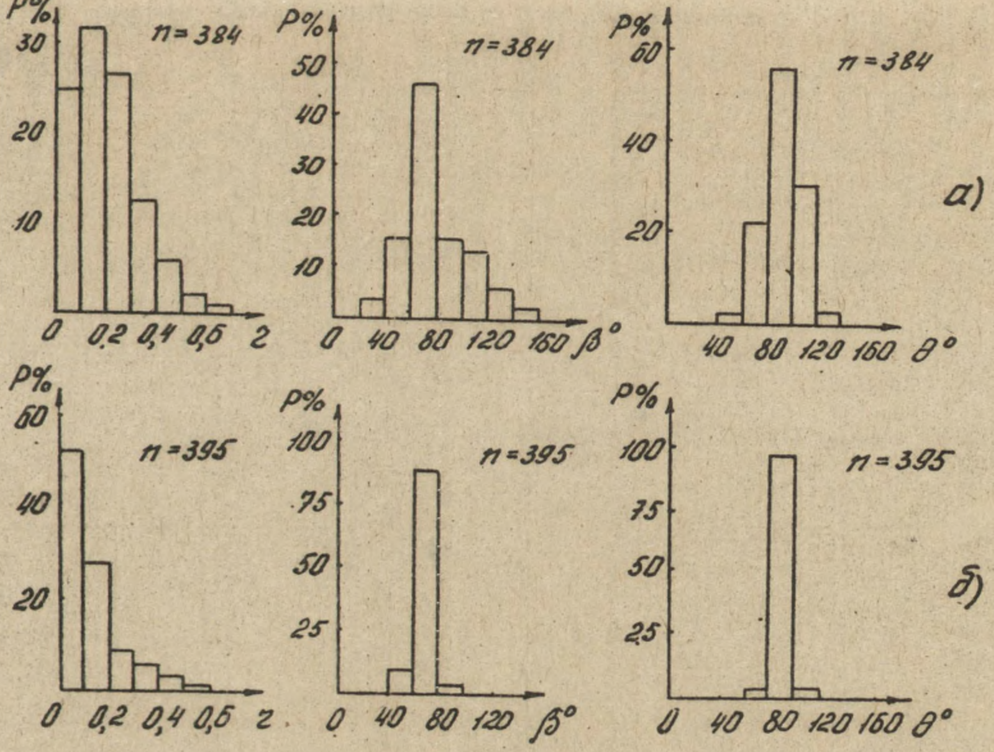


Рис.1. Вертикальная поляризация

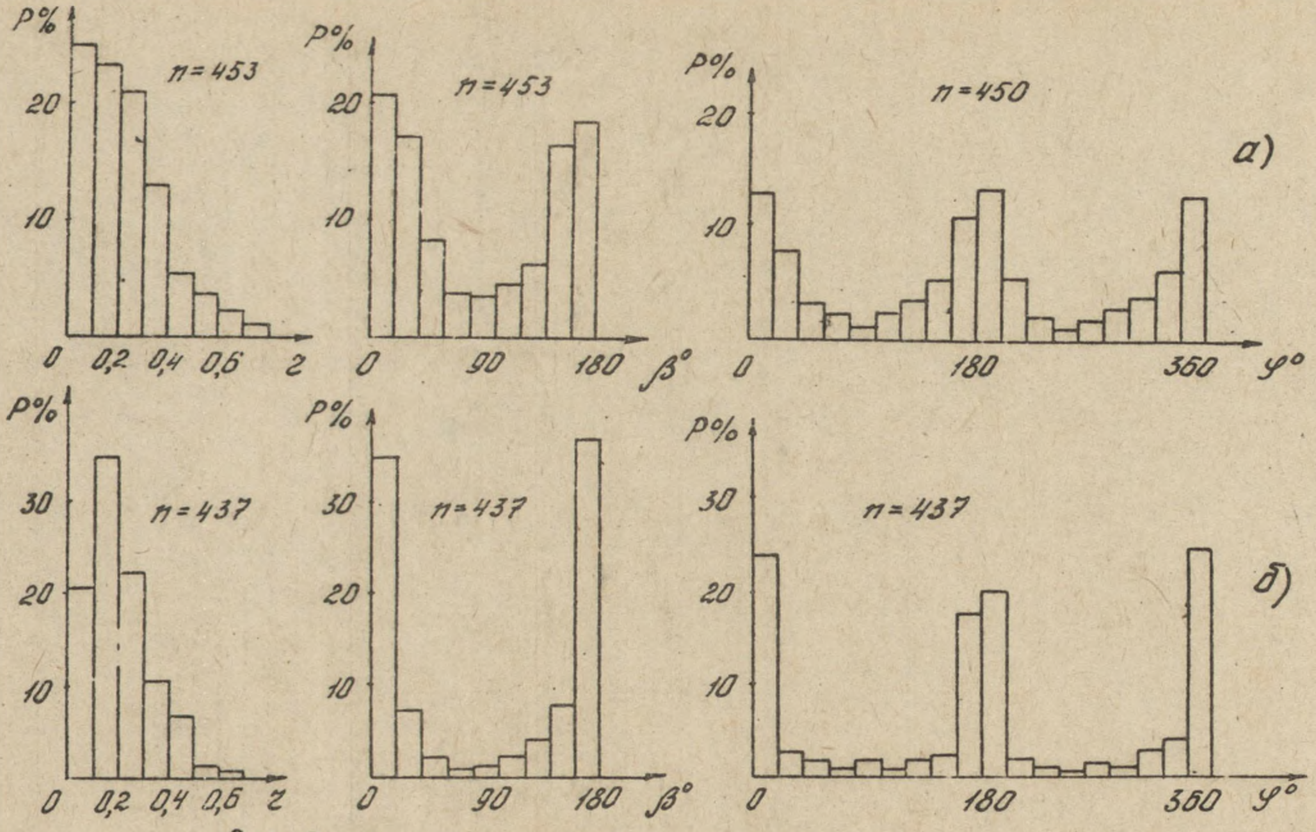


Рис. 2. Горизонтальная поляризация

(экранировки) передатчика окружающими зданиями. Как и для случая закрытых трасс [3,5], распределения параметров имеют размытые максимумы.

Исследование влияния временных и пространственных флуктуаций на поляризационные параметры поля проводилось как на закрытых, так и на открытых трассах при горизонтальной и вертикальной поляризациях, излучаемых передатчиком. Расстояние между передающим и измерительным пунктами во время эксперимента изменялось от 300 до 2000 м. Для исследования временных флуктуаций измерительный комплекс располагался на одной из выбранных точек трассы и с интервалом 0,05 с проводилась серия из 300 измерений поляризационных параметров. Выбранный интервал измерений обеспечивал изучение флуктуационных процессов с частотой 20 Гц. Результаты измерений обрабатывались на ЭВМ ЕС-1022. Анализ полученных данных не позволил установить каких-либо различий для закрытых и открытых трасс. Максимально наблюдаемые значения стандартных отклонений σ_z, σ_β, σ_φ и σ_θ соответственно для поляризационных параметров z, β, φ и θ приведены в таблице. В этой же таблице для сравнения приведены соответствующие значения стандартных отклонений для пространственных флуктуаций, изучавшихся при движении измерительного комплекса вдоль открытых и закрытых трасс и измерении поляризационных параметров с интервалом 0,4 λ.

Стандартные отклонения поляризационных параметров, град.

Характер флуктуаций	σ_z	σ_β	σ_θ	σ_φ
Пространственные	0,29	50	39	60
Временные	0,08	II	9	I5

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что временные флуктуации амплитуды электромагнитного поля оказывают значительно меньшее влияние на поляризационные параметры поля, чем пространственные флуктуации.

ЛИТЕРАТУРА

I. Пономарев Г.А., Стельмашенко В.Е., Чужков Ю.П. Распределение поляризационных параметров поля УКВ в городе. - В кн.: ХШ Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Тезисы докладов. М.: Наука, I98I, ч.2, с.265-267.

2. Пономарев Г.А., Тельпуховский Е.Д., Чужков Ю.П., Филоненко В.А. Радиотехнический комплекс для исследования поляризационных характеристик многолучевого поля. - В кн.: Измерительные комплексы и системы. Тезисы докладов. Томск, I98I, ч.I, с.23-25.

3. Чужков Ю.П., Тельпуховский Е.Д. Поляризационные характеристики УКВ сигнала в городском канале связи. - В кн.: ХХХУП Всесоюзная научная сессия, посвященная Дню радио. Тезисы докладов. М.: Радио и связь, I982, ч.2, с.5I-52.

4. А.с. 932428 (СССР). Устройство для определения поляризационных параметров электромагнитных волн /Г.А.Пономарев, Е.Д.Тельпуховский, Ю.П.Чужков, М.Г.Корниенко. - Опубл. в Б.И., I982, № 20.

5. Чужков Ю.П., Тельпуховский Е.Д., Стельмашенко В.Е. Исследование поляризационной структуры многолучевого поля с помощью автоматизированного измерительного комплекса. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, 1983, вып.3, с.I02-II0.

6. Пономарев Г.А., Тельпуховский Е.Д., Чужков Ю.П. Автоматический поляриметр и исследование поляризации поля УКВ в городе. - В кн.: Межведомственное совещание по распространению ультракоротких радиоволн и электромагнитной совместимости. Улан-Удэ, 1983, с.I77-I79.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЛУЧЕВОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН В УСЛОВИЯХ ГОРОДА

В.Б.Фортес

Городской канал распространения радиоволн относится к классу каналов со случайными параметрами и для его описания необходима статистическая модель, учитывающая особенности городской среды (средний размер зданий, плотность застройки и др.). Несмотря на значительный интерес к названному каналу, исследования его характеристик являются большей частью экспериментальными. При этом особое внимание уделяется эффекту многолучевости [I-3]. В настоящей работе предлагается статистическая модель городского канала, на основе которой анализируется энергетическая характеристика многолучевости - энергетический спектр задержек (ЭСЗ), связанный Фурье-преобразованием с частотной корреляционной функцией $R(\Delta\omega)$.

В предположении, что канал линеен, гауссов, симметричен и статистически однороден в полосе частот, занимаемой сигналом, знание ЭСЗ или $R(\Delta\omega)$ необходимо и достаточно для анализа элементов корреляционной матрицы R_{ij} сигналов на выходе канала

$$R_{ij}=\int x(t_i-\tau)x^*(t_j-\tau)D(\tau)d\tau,$$

где $x(t)$ - входное воздействие; $D(\tau)$ - энергетический спектр задержек.

Отсюда видно, что $D(\tau)$ является средней энергетической импульсной реакцией канала на δ -импульс.

Выражение для реализации энергетической импульсной реакции $d(t)$ можно представить в виде суммы δ -импульсов, число N которых, моменты прихода t_i, i = I,2,... и амплитуды $A(t_i)$ случайны:

$$d(t)=\sum_{i=1}^{N}\delta(t-t_i)A(t_i)\cdot \qquad \text{(I)}$$

Здесь $\delta(t)\cdot$ - дельта-функция Дирака. Результаты экспериментальных исследований [I,2] показывают, что последовательность

δ - импульсов, образующих импульсную реакцию канала, можно рассматривать как нестационарный пуассоновский поток с убывающей во времени интенсивностью $\lambda(t)$, отличный от нуля при $t\in(t_0,\infty)$, где $t_0=R_0/c$; R_0 - расстояние между корреспондентами. Нас будет интересовать среднее значение $d(t)$ при условии, что момент появления первого импульса t_1 фиксирован, и $t_i>t_1$ для всех $i>1$. Будем считать, что для фиксированного момента t_i среднее, по отражающим свойствам элементов городской застройки, значение амплитуды $A(t_i)$ равно

$$\bar{A}(t_i)=\Gamma t_i^{-m},$$

где Γ - множитель, учитывающий энергетические характеристики системы связи и средний по мощности коэффициент отражения элементов городской застройки. Значение показателя степени m с учетом влияния Земли можно выбрать равным m = 4 в соответствии с квадратичной формулой Введенского. Тогда среднее значение $d(t)$ при условии, что t_1 фиксировано, будет равно

$$\bar{d}(t/t_1)=\bar{A}(t_1)\delta(t-t_1)+f(t-t_1)\lambda(t)\bar{A}(t),\ f(t)=1|_{t>0}. \quad (2)$$

Поскольку случайность времени прихода I-го луча $t_1>t_0$ не повлияет на искажение сигналов, то, переходя к подвижной системе координат с началом в точке t_1 и усредняя (2) по t_1, получим следующее выражение для среднего ЭСЗ:

$$D(\tau)=\langle\bar{A}(t_1)\rangle\left\{\delta(\tau)+f(\tau)\frac{\langle\bar{A}(\tau+t_1)\lambda(\tau+t_1)\rangle}{\langle\bar{A}(t_1)\rangle}\right\}, \quad (3)$$

где

$$\langle f(t_1)\rangle=\int f(t_1)W(t_1)dt_1;$$

$$W(t_1)=\lambda(t_1)\exp\left\{-\int_{t_0}^{t_1}\lambda(t)dt\right\}\left[1-\exp\left\{-\int_{t_0}^{\infty}\lambda(t)dt\right\}\right]^{-1} - \quad (4)$$

плотность распределения значений t_1 [4].

Для расчета $\lambda(t)$, $D(\tau)$ необходим выбор конкретной статистической модели городской застройки. Как правило, длина современных зданий значительно превышает их ширину, так что последней можно пренебречь; во многих современных городских районах здания ориентированы по двум ортогональным направлениям. Поэтому в качестве модели городского района рассмотрим множество ортогональных к плоскости Земли непрозрачных прямоугольных плоских экранов, ориентированных с равной вероятностью в двух взаимно ортогональных направлениях; средние точки (центры) проекций экранов на ортогональную плоскость распределены на ней случайно, в среднем равномерно и образуют пуассоновское множество точек с плотностью ν . Для простоты будем считать длины всех экранов одинаковыми и равными $\mathcal{L}$. У поверхности Земли расположены пункты А и В на расстоянии R_0 друг от друга, отрезок АВ образует с направлениями ориентации экранов углы φ и $\pi/2 - \varphi$, причем значения φ случайны и равновероятны на интервале ($0, 2\pi$). При сделанных предположениях вероятность незатенения отрезка ВС (рис.I) экранами, ориентированными под углом φ к АВ (множество D_1), будет равна вероятности того, что ни один из центров проекций не попадает внутрь параллелограмма площадью $\tilde{R}\mathcal{L}|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|$, построенного на ВС, как на оси, то есть будет равна $exp\left\{-\nu\tilde{R}\mathcal{L}|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|/2\right\}$. Очевидно, вероятность незатенения ВС экранами обеих ориентаций (из множеств D_1 и D_2) будет равна

$$exp\left\{-\frac{\nu\mathcal{L}R}{4}(|\cos(\tilde{\theta}-\varphi)|+|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|\right\},$$

а вероятность незатенения точки С относительно А и В одновременно по аналогии можно приближенно записать в виде

$$P_0(\varphi)=exp\left\{-\frac{\nu\mathcal{L}}{2}\left[\tilde{R}(|\cos(\tilde{\theta}-\varphi)|+|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|\right]+\right. \qquad (5)$$

$$\left.+\left[R(|\cos(\theta+\varphi)|+|\sin(\theta+\varphi)|)\right]\right.,$$

пренебрегая при $\mathcal{L} << R_0$ частичным перекрытием соответствующих параллелограммов. В том же приближении несложно получить вероятность того, что часть экрана из D_1 , длиной $\Delta\ \ell_1$, проходящего через точку С, будет полностью видна из обеих точек А и В

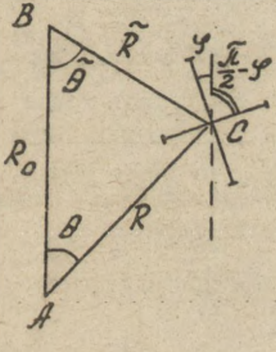


Рис. I

одновременно. Эта вероятность равна произведению (5) на экспоненциальный множитель $\exp\{-[\tilde{R}|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|+R|\sin(\theta+\varphi)|]\nu\Delta l_1/2\}$. Наконец, вероятность того, что точка С будет лежать на экране из D_1, равна вероятности появления хотя бы одного центра в прямоугольнике площадью $\mathcal{L}\Delta l_2$, где Δl_2 - сколь угодно малый отрезок, ортогональный Δl_1. В целом вероятность прихода в точку приема луча, отраженного в точке C каким-либо экраном из D_1, будет равна

$$P_1(\varphi)=\frac{\nu^2\mathcal{L}}{4}\left[\tilde{R}|\sin(\tilde{\theta}-\varphi)|+R|\sin(\theta+\varphi)|\right]P_0(\varphi)RdRd\theta \qquad (6)$$

при $\varphi\in(-\theta,+\tilde{\theta})\cup[(\pi-\theta),(\pi+\theta)]$ и будет равна нулю при всех других значениях φ, поскольку тогда из А и В будут видны противоположные стороны экрана. При отражении луча экраном из другого множества значение вероятности $P_2(\varphi)$ будет определяться также формулой (6) при замене φ на ($\varphi-\pi/2$). В (6) учтено, что $dl_1dl_2=RdRd\theta$. Считая ориентацию трассы АВ равновероятной относительно преимущественных направлений застройки, усредним сумму $P_1(\varphi)+P_2(\varphi)$ по значениям φ и представим получаемую при этом плотность множества G точек переизлучения $g(R,\theta)$ в виде следующего интеграла:

$$g(R,\theta)=\frac{\nu^2\mathcal{L}R}{4}\int\limits_0^{\alpha}e^{-\frac{\nu\mathcal{L}S}{4}v_+(\alpha,\beta)}\Big\{S\cdot\sin\alpha\cdot\cos\beta\times$$
$$\times ch\left[\frac{\nu\mathcal{L}z}{4}v_-(\alpha,\beta)\right]-z\cos\alpha\sin\beta\, sh\left[\frac{\nu\mathcal{L}z}{4}v_-(\alpha,\beta)\right]\Big\}d\beta, \qquad (7)$$

где $S=R+\tilde{R}$; $z=R-\tilde{R}$; $\alpha=(\theta+\tilde{\theta})/2$; $\alpha\in(0,\pi/2)$;

$$v_{\pm}=\Big\{|\cos(\alpha+\beta)|+|\sin(\alpha+\beta)|\Big\}\pm\Big\{|\cos(\alpha-\beta)|+|\sin(\alpha-\beta)|\Big\}.$$

Искомая интенсивность $\lambda(t)$ нестационарного потока импульсов, входящая в (3), может быть найдена из (7). Для этого нужно перейти к переменным $t=S/c$, θ, где c - скорость света в свободном пространстве, и выполнить интегрирование (6) по $\theta\in(0,2\pi)$. Заметим, что в новых переменных

$$ctg\,\alpha = t_0 \sin\partial / [t - t_0 \cos\theta];$$

$$\tau = [t\cos\theta - t_0]/[t - t_0\cos\theta]; \quad dR = c\,dt/2\sin^2\alpha.$$

Анализ показывает, что, во-первых, при интегрировании можно пренебречь вторым слагаемым в (6) и считать значение косинуса гиперболического близким к единице в существенной для интегрирования области значений α и β, поскольку $|V_-(\alpha,\beta)/4| << 1$, во-вторых, значения экспоненциальной функции быстро убывают с ростом t при $\nu\mathcal{L}ct > 1$, что позволяет заменить медленно меняющиеся множители их приближенными выражениями, справедливыми в окрестности точки $t = t_0$.

Указанные упрощения позволяют выполнить интегрирование по β и θ и получить для $\lambda(t)$ следующий приближенный результат:

$$\lambda(t) = \frac{1}{2}\xi^2 d^3 t' \sqrt{t'^2 - 1}\; exp\left\{-\frac{2}{\pi}\xi d t'\right\} \times$$

$$\times \left\{1 + \frac{2}{\pi}\xi d t'\left(1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi}\, arctg \frac{1}{\sqrt{t'^2-1}} + \frac{\sqrt{t'-1}}{\sqrt{t'+1}} K\left(\frac{4t'}{(1+t')^2}\right),\right.\right.$$

где $t' = \dfrac{t}{t_0}$; $\quad \xi = \nu\mathcal{L}^2$; $\quad d = R_0/\mathcal{L}$,

$K(x)$ – полный эллиптический интеграл I-го рода [5]. Выражение (3) удобно представить в такой форме:

$$D(\tau') \sim \delta(\tau') + q(\xi, d)\, Q(\tau'), \quad \tau' > 0, \tag{8}$$

где

$$q(\xi, d) = \frac{\left[\int_{t_0}^{\infty} \bar{A}(x+\tau)\,\lambda(x+\tau)\,W(x)\,dx\right]_{max}}{\int_{t_0}^{\infty} \bar{A}(x)\,W(x)\,dx}$$

характеризует отношение максимальной средней мощности запаздывающих лучей к средней мощности первого луча; $Q(\tau') \equiv Q(\tau', \xi, d)$ –нормированный к максимуму спектр задержек запаздывающих (относительно первого) лучей; $W(x)$– определено в (4). Анализ поведения функций $q(\xi, d)$ и $Q(\tau)$ был проведен на ЭВМ для трасс различной протяженности при отличающейся плотности застройки. Значения $\xi = \nu\mathcal{L}^2$ выбирались, исходя из карт застройки крупных современных микрорайонов и составляли величины, равные 0,8÷I,2, что соответствует примерно плотности застройки 80-I20 зданий на I км^2. Значения $d = R_0/\mathcal{L}$ менялись от 5 до I5, что при средних размерах зданий 80÷I00 м соответствует дальностям от 0,4 до I,8 км.

Вид функций $Q(\tau')$ и $q(\xi, d)$ представлен на рис. 2,3, а на рис.4 приведена зависимость ширины (эффективного масштаба) спектра задержек ρ от обобщенного параметра $\mu = \xi d$ на уровне $1/e$ (кривая I), - I0 дБ (кривая 2) и - 20 дБ (кривая 3) от максимума. Из рисунков видно, что при фиксированной плотности застройки спектр запаздывающих лучей существенно обужается с одновременным уменьшением его максимальной амплитуды. Аналогичный эффект наблюдается и с увеличением плотности застройки.

Это обусловлено и большим ослаблением запаздывающих лучей, которое было учтено введением множителя $\bar{A}(\tau') = (1+\tau')^{-4}$ и экранирующим влиянием элементов застройки (эффект затенения).

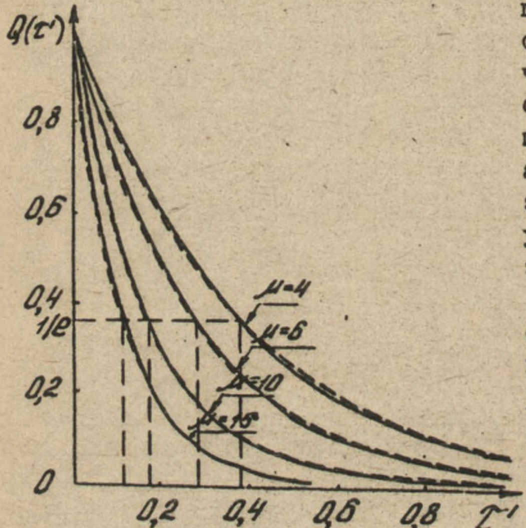


Рис. 2

Таким образом, на бо́льшей дальности можно ожидать значительного уменьшения степени искажений сигналов, но при этом следует помнить, что с увеличением дальности уменьшится и вероятность приема сигналов.

Поскольку число лучей распределено по закону Пуассона, то вероятность прихода в точку приема хотя бы одного луча может быть подсчитана так: $P_1 = 1 - \exp\{-\bar{N}\}$, где $\bar{N} = \int_{t_0}^{\infty} \lambda(t)\,dt$. При $d \geq$ I0, например, вероятность приема сигнала составляет единицы процентов.

Следовательно, выбор параметров радиотехнических систем и используемых сигналов должен производиться с учетом и того,

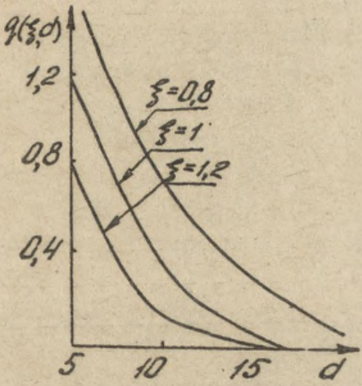


Рис. 3

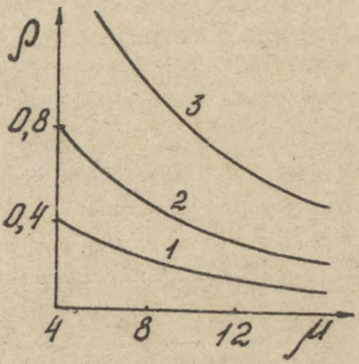


Рис. 4

и другого эффектов. Для инженерной оценки искажений сигналов функцию $Q(\tau')$ удобно аппроксимировать экспоненциальной функцией вида

$$Q(\tau')=\exp\left\{-\frac{\tau'}{\rho_e}\right\}, \quad Q(\rho_e)=e^{-1}, \qquad (9)$$

вид которой для различных значений $\rho_e(\mu)$ приведен на рис.2 пунктиром. Как видно из рисунка, аппроксимационные кривые хорошо описывают поведение расчетных кривых до уровня порядка 20 дБ от максимума.

Таким образом, оценивая по плану города плотность застройки района с использованием (8), (9), можно оценить среднюю форму огибающей сигнала на выходе канала, корреляционную функцию флуктуаций сигнала, вероятность приема и другие статистические характеристики сигналов, необходимые для оценки эффективности действия радиотехнических систем.

ЛИТЕРАТУРА

I. Turin G.L. Introduction to Spread-Spectrum Antimultipath Tecniques and their Application to Urban Digital Radio.- Int. Symp. Antennas and Propag. Jap. Summ. Pap. Sendia, 1978, p.543-546.

2. Скворонский А.Ю., Волотов А.И., Пономарев Г.А. Механизмы распространения радиоволн и характеристики многолучевости в условиях города. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I980, вып.I, с.I00-I05.

3. Скворонский А.Ю., Пономарева В.Н., Пономарев Г.А., Чужков Ю.П. Ослабление УКВ в условиях города. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I980, вып.I, с. I06-III.

4. Большаков И.А., Ракошиц В.С. Прикладная теория случайных потоков. - М.: Сов.радио, I978. - 264 с.

5. Справочник по специальным функциям /Под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. Пер. с англ. под ред. В.А.Диткина, Л.Н.Кармазиной. - М.: Наука, I979. - 830 с.

О РЕГИСТРАЦИИ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЛУЧЕВОГО ПОЛЯ В ГОРОДЕ

В.И.Коломеец, А.Н.Куликов, Г.А.Пономарев,
Е.Д.Тельпуховский, Ю.П.Чужков

Структура электромагнитного поля в условиях города в диапазоне сверхвысоких частот в основном определяется многолучевым характером распространения волн, следствием которого являются глубокие интерференционные замирания и значительные изменения напряженности, порождаемые затенениями [I,2]. Поэтому естественно, что многие экспериментальные исследования направлены на выделение отдельных волн многолучевого поля и статистический анализ их характеристик [3-6]. Это достигается применением приемных устройств, обладающих высоким временным или пространственным разрешением. Широкие возможности в проведении подобных исследований предоставляют радиоголографические методы регистрации амплитудно-фазовых характеристик в дискретной последовательности точек с последующим численным восстановлением спектра пространственных частот приходящего излучения [7]. Эти методы не требуют непосредственных фазовых измерений, при которых трудно обеспечить высокую точность, заменяя их более простыми амплитудными, и могут быть достаточно просто реализованы в автоматизированных измерительных устройствах, обладающих высоким быстродействием [8,9]. В их основе лежит сложение высокочастотных сигналов - поступающего с выхода приемной антенны, помещенной в одну из точек выбранной дискретной последовательности, и опорного специально формируемого в измерительном устройстве - и регистрация амплитуды суммарного сигнала. Последовательное фазовое смещение опорного сигнала на величину, кратную $\pi/2$, обеспечивает возможность регистрации напряжений вида

$$U(\pm)_n = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{A_n^2 + A_0^2 \pm 2A_n A_0 \cos(\varphi_n - \varphi_0)\right\}^{1/2};$$

$$V(\pm)_n = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{A_n^2 + A_0^2 \pm 2A_n A_0 \sin(\varphi_n - \varphi_0)\right\}^{1/2}, \qquad \text{(I)}$$

$$n = 1, 2, \ldots N,$$

где A_n, φ_n - амплитуда и фаза сигнала на выходе приемной антенны в n - й точке последовательности; A_0, φ_0 - амплитуда и фаза опорного сигнала. Значения этих напряжений позволяют путем простых преобразований определить комплексные амплитуды $A_n e^{i\varphi_n}$ для всех точек дискретной последовательности с точностью до постоянного множителя $A_0 e^{i\varphi_0}$:

$$A_0 e^{i\varphi_0} \cdot A_n e^{i\varphi_n} = \frac{1}{2}\left\{\left[U_{+n}^2 - U_{-n}^2\right] + i\left[V_{+n}^2 - V_{-n}^2\right]\right\}. \qquad (2)$$

Если источники излучения находятся в дальней зоне относительно всей совокупности выбранных N точек, то спектр пространственных частот приходящего излучения можно считать ограниченным [I0], так что, например, линейная эквидистантная антенная решетка с дискретом $\lambda/4$; где λ -длина волны излучения, обеспечивает возможность регистрации непрерывного амплитудно-фазового распределения вдоль ее раскрыва.

Описанный алгоритм регистрации амплитудно-фазового распределения напряженности поля вдоль линейного раскрыва большой протяженности был реализован в автоматизированном измерительном комплексе, структурная схема которого приведена на рис. I. В этом устройстве высокочастотные сигналы с выходов N ненаправленных антенных элементов, образующих эквидистантную линейную антенную решетку, поступают на вход высокочастотного электронного коммутатора I, обеспечивающего их поочередную подачу на вход суммирующего устройства 3. На другой вход блока 3 поступает через фазосдвигающий элемент 2 сигнал с выхода антенны a_0, которая не входит в число элементов решетки, но, принимая приходящее излучение тех же источников, формирует сигнал, играющий роль опорного. Суммарный сигнал поступает на вход приемного устройства 4, измеряющего его амплитуду, значение которой затем

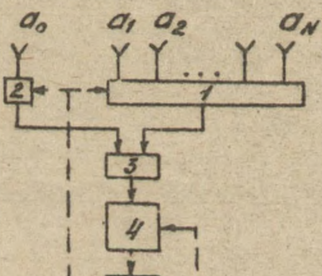


Рис. I

в цифровой форме считывается микро-ЭВМ 6 с выхода аналого-цифрового преобразователя 5 и запоминается. Таким образом, в памяти ЭВМ формируется массив данных, содержащий для каждой из N элементарных антенн полный набор значений (I). МикроЭВМ по заданной программе проводит обработку этих данных, восстанавливая комплексные значения (2), а также осуществляет быстрое преобразование Фурье, обеспечивая синтез линейной антенной решетки и восстановление комплексного углового спектра приходящего излучения. В процессе измерений микроЭВМ в соответствии с заданной программой вырабатывает управляющие сигналы и осуществляет управление блоками I,2,4,5 измерительного комплекса. Числовые значения, характеризующие амплитудно-фазовое распределение, комплексный угловой спектр и угловой энергетический спектр приходящего излучения, поступают в блок 7 регистрации и отображения данных. По дополнительным программам микроЭВМ проводит анализ восстановленного распределения и спектров, выделяя отдельные лучи и вычисляя их амплитудно-фазовые характеристики. Близким аналогом созданного комплекса является устройство [8], однако применение высокочастотного электронного коммутатора, микроЭВМ и программного управления процессом измерений существенно упрощает измерительный комплекс, устраняя многоканальность и связанные с ней дополнительные фазовые ошибки, порождаемые неидентичностью большого числа высокочастотных элементов. Коммутатор I выполнен на основе диодных ключей [II] и обеспечивает время коммутации каналов порядка I мкс. Столь же высоким является быстродействие аналого-цифрового преобразователя 5 (3 мкс) и управляющей ЭВМ, так что быстродействие всего комплекса практически определяется полосой пропускания измерительного приемника, который значительно более инерционен.

Отметим, что избыточность информации, содержащаяся в полном наборе значений (I), позволяет осуществлять оперативный контроль за работой автоматизированного комплекса в условиях слабого сигнала и внешних помех.

В качестве характеристики условий работы измерительного устройства при регистрации амплитудно-фазового распределения вдоль синтезируемого раскрыва выберем отношение типа сигнал/шум в виде

$$\xi = \bar{U}/U_ш ,$$

где $\bar{U}$ - арифметическое среднее полного набора напряжений (I), измеренных во всех точках дискретной последовательности,

$U_ш$ - уровень шума.

Усреднение напряжений по совокупности N точек сглаживает интерференционные пространственные замирания, но тем не менее $\bar{U}$ остается случайной величиной, зависящей от условий распространения волн и отражающей влияние затенений на формирование многолучевого поля. Измерения ξ проводились в условиях сильных затенений, ненаправленная антенна передатчика располагалась на высоте I-3 м от поверхности земли, антенная решетка измерительного устройства, протяженностью I0-I5λ, поднималась на высоту I5-20 м. Передатчик на разных дальностях от приемного пункта перемещался вдоль отрезков пути протяженностью в несколью десятков метров, ориентация которых была произвольной. Измерительное устройство для каждого участка производило I00 измерений значения ξ с равными временными интервалами, превышающими интервал корреляции временных замираний этой характеристики. Для измеренных значений строился статистический ряд ξ и $\lg\xi$, гистограммы распределений этих величин, вычислялись их средние значения и дисперсии, и по критерию χ^2 проверялись гипотезы о соответствии полученных распределений законам Рэлея и логарифмически нормальному. На рис. 2 точками нанесены значения $<\xi>$, проходящие через них отрезки линий указывают интервал, содержащий не менее 95% измеренных значений. В 76% случаев распределе-

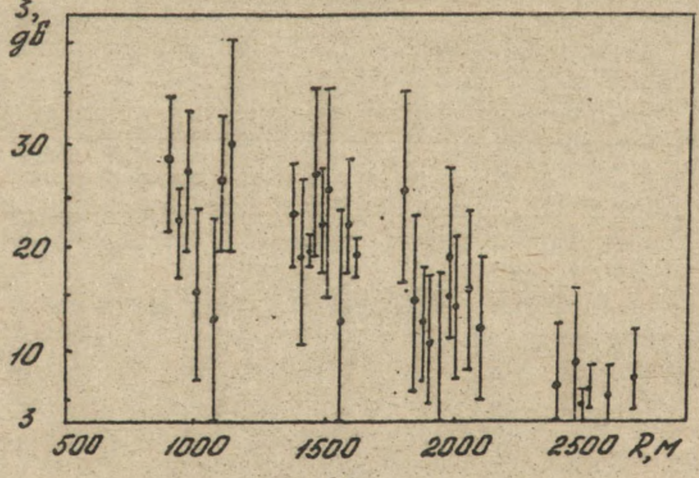


Рис. 2

ние ξ можно было отнести к логарифмически нормальному (вероятность более 50% по критерию χ^2). Значительные снижения уровня принимаемого сигнала на ряде участков перемещения передатчика приводили к тому, что распределение ξ оказывалось близким к рэлеевскому. Таких случаев было 12%. В остальных распределение ξ оказывалось усеченным снизу из-за малого уровня сигнала и сильного влияния шумов.

Отметим, что в настоящее время модель рэлеевских замираний амплитуды сигнала в городе является общепризнанной и получила экспериментальное подтверждение в целом ряде работ различных авторов [2]. Логарифмически нормальное распределение амплитуды наблюдается тогда, когда нельзя пренебречь вероятностью прямой видимости между передающим и приемным пунктами. Усредненные по участкам в несколько длин волн значения, характеризующие медленные пространственные замирания сигнала, соответствуют в большинстве случаев логарифмически нормальному распределению. В нашем случае логарифмически нормальное распределение ξ можно объяснить как поднятием антенной решетки, что, конечно, несколько улучшило условия приема сигнала, так и усреднением по полному набору значений (I) вдоль раскрыва большой (относительно длины волны) протяженности.

Зависимость $<\xi>$ от дальности близка к линейной, то-есть ослабление амплитуды сигнала при удалении передатчика нарастает по закону, близкому к экспоненциальному, что характерно для закрытых трасс в условиях города при низком расположении обоих пунктов связи [12,13], однако коэффициент экстинкции оказывается заметно меньшим, что, по-видимому, также можно объяснить поднятием антенны приемника. В то же время зависимость $<\xi>$ от дальности отличается от установленной Окамурой [2], проводившим измерения при поднятии антенны одного из пунктов на высоту от 45 до 800 м и получившим зависимость медианного значения мощности сигнала обратно пропорциональной третьей степени расстояния.

В качестве интегральной характеристики на рис. 3 приведена вероятность превышения отношением ξ заданного уровня ξ_0 в зависимости от расстояния между передатчиком и измерительным устройством. Значения ξ_0 изменяются от 5 (кривая I) до 35 дБ (кривая 7) с интервалом 5 дБ. Отрезками линий указаны 95 - процентные доверительные интервалы.

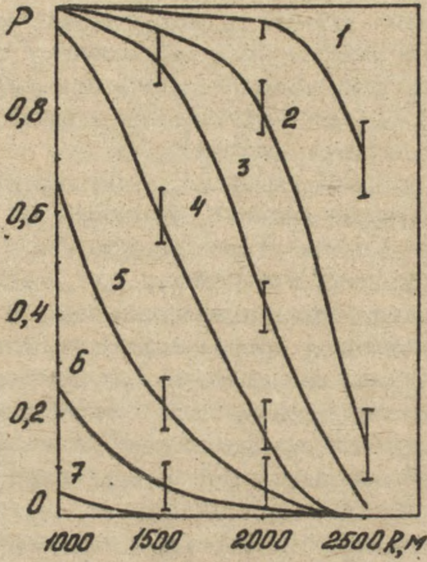


Рис. 3

ЛИТЕРАТУРА

I. Введенский Б.А. Распространение ультракоротких радиоволн.- М.: Наука, 1973. - 408 с.

2. Связь с подвижными объектами в диапазоне СВЧ/Пер. с англ. под ред. М.С.Ярлыкова и М.В.Чернякова. - М.: Связь, 1979. - 520 с.

3. Turin C.L., Clapp F.D., Jounston T.L., Fine S.B., Larry D. A Statisticol model of urban multipath propagation. - IEEE Trans. Veh. Technol. 1972, v.21, №1, p.1-9.

4. Ikegami F., Yoshida S., Takahama M. Analysis of multipath propagation structure in urban area by use of propagation time measurement. - Int. Symp. Antennas and Propag. Jap., Sendai, 1978. SUMM. Pap., Sendai, 1978, p.81-84.

5. Lee W.C.Y. Mobile radio performance for a two-branch equal-gain combining receiver with correlated signals at the land site. – IEEE Trans. Veh. Technol. 1978, v.27., N4, p. 239-243.

6. Сковронский А.Ю., Волотов А.И., Пономарев Г.А. Механизмы распространения радиоволн и характеристики многолучевости в условиях города. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I980, вып.I, с.I00-I05.

7. Голография. Методы и аппаратура/Под ред. В.М.Гинзбурга и Б.М.Степанова. - М.: Сов.радио, I974. - 376 с.

8. Пат. 3887923 (США) Radio-Frequency Holography. / Charles E. Hendrix. – 1975, т. 935, N1. МКИ G01S 7/04 5/02.

9. Коломеец В.И., Пономарев Г.А., Тельпуховский Е.Д., Чужков Ю.П. Автоматизированный измерительный комплекс с радиоголографическим методом получения статистических характеристик многолучевого поля. - В кн.: Измерительные комплексы и системы. Тезисы докладов Всесоюзной конференции. Томск, I98I, ч.I, с.20-22.

I0. Зверев В.А. Радиооптика. - М.: Сов.радио, I975. - 304 с.

II. А.с. 2I6063 (СССР). Многоканальный переключатель. А.В.Семенов. - Опубл. в Б.И., I968, № I4.

I2. Dvorak T. EMI propagation in built-up areas. – IEEE Int. Electromagnet. Compatib. Symp. Rec. Philadelphia, 1971. N.Y., 1971, p. 92-99.

I3. Сковронский А.Ю., Пономарева В.И., Чужков Ю.П., Пономарев Г.А. Ослабление УКВ в условиях города. - В кн.:Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I980, вып. I, с.I06-II2.

ЭФФЕКТИВНЫЙ ОБЬЕМ РАССЕЯНИЯ И УГЛОВОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЗАДЕРЖЕК ВОЛН ДЛЯ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С УЧЕТОМ ДВУКРАТНЫХ ПЕРЕОТРАЖЕНИЙ

В.П.Якубов

При распространении радиоволн вблизи неровной границы раздела сред в числе многих задач возникает задача описания возможных при этом искажений волн. Особый интерес представляет оценка искажений, вносимых крупномасштабными неровными поверхностями, характерные размеры которых значительно превышают длину волны, а локальные наклоны неровностей нельзя считать малыми. Существенную роль здес могут играть эффекты многократного рассеяния и затенения волн. Для полного описания рассеяния волн при этом нельзя ограничиться традиционным введением понятия эффективной поверхности рассеяния с заменой неровной поверхности средней плоскостью [I]. Неровную поверхность следует рассматривать как некоторое объемное рассеивающее образование с соответствующим эффективным объемом рассеяния, как это делается, например, в теории рассеяния в турбулентной атмосфере [2]. Эффективный объем рассеяния непосредственно связан с угловым энергетическим спектром задержек (УЭСЗ), характеризующим интенсивность элементарных волн, приходящих из объема рассеяния в точку наблюдения в зависимости от направления прихода и от задержки по времени относительно момента прихода прямой волны. В теории рассеяния волн УЭСЗ широко используется как универсальная характеристика для описания искажений сложных сигналов в радиоканалах [3 - 5].

В настоящей работе на основе развития предложенного ранее геометрооптического подхода [6] анализируется УЭСЗ статистически неровной поверхности с учетом однократных и двукратных переотражений и возможных при этом затенений поверхности.

При рассеянии поля падающей волны идеально отражающей статистически неровной поверхностью $(z = z_s(x, y), \langle z_s \rangle = 0)$ вся энергия падающей волны переходит в энергию рассеянного поля.

Как показано в [6,7], для случая падающей плоской монохроматической волны это эквивалентно выполнению следующего нормировочного соотношения:

$$I=\int\frac{d\varkappa_x\,d\varkappa_y}{4\pi\,\varkappa_z^2}\,\frac{\varkappa_z}{|\varkappa_{0z}|}\,\mathcal{J}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa})=1. \tag{I}$$

Здесь $\mathcal{J}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa})$ – индикатриса рассеяния неровной поверхности, характеризующая величину мощности поля, перераспределяемой поверхностью с направления падения

$$\vec{\varkappa}_0=(\varkappa_{0x},\varkappa_{0y},\varkappa_{0z}),\quad \left(\varkappa_{0z}=\sqrt{1-\varkappa_{0x}^2-\varkappa_{0y}^2}\right)$$

в направлении рассеяния

$$\vec{\varkappa}=(\varkappa_x,\varkappa_y,\varkappa_z),\quad \left(\varkappa_z=\sqrt{1-\varkappa_x^2-\varkappa_y^2}\right).$$

Выражение (I) может быть использовано и при анализе рассеяния импульсных сигналов.

Для крупномасштабной статистически неровной поверхности индикатриса рассеяния может быть представлена в виде ряда [6]:

$$\mathcal{J}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa})=\sum_{n=1}^{\infty}\mathcal{J}_n(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa}),$$

где функция

$$\mathcal{J}_n(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa})=$$

$$=\underbrace{\int\cdots\int}_{n-1}\mathcal{J}_0(\vec{\varkappa}-\vec{\varkappa}_{n-1})\prod_{m=1}^{n-1}\left\{\frac{d\varkappa_{m_x}\,d\varkappa_{m_y}}{4\pi\,\varkappa_{m_z}^2}\,\mathcal{J}_0(\vec{\varkappa}_m-\vec{\varkappa}_{m-1})\right\}Q(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa}_1,\ldots,\vec{\varkappa}_{n-1},\vec{\varkappa})$$

описывает всевозможные n - кратные переотражения. Интегрирование в пространстве переменных $\{\vec{\varkappa}_n\}$ ведется по всей поверхности многомерной сферы единичного радиуса ($|\vec{\varkappa}_n|=1$) за исключением тех точек на ней, для которых наблюдаются самозатенения

$$q_{m_z}<0 \qquad (\vec{q}_m=\vec{\varkappa}_m-\vec{\varkappa}_{m-1}).$$

Величина

$$\mathcal{J}_0(\vec{q})=\pi\left(\frac{q}{q_z}\right)^4 w_{\gamma}\left(-\frac{\vec{q}_\perp}{q_z}\right)$$

представляет собой индикатрису однократного рассеяния без учета затенений для поверхности с плотностью распределения случайных наклонов $w_\gamma(\vec{\gamma})$. Учет затенений при n -кратных переотражениях обеспечивает функция Q_n. Как показано в [6], например, в случае двумерной поверхности, когда

$$<\gamma_y^2>=0, \quad w_\gamma(\vec{\gamma})=w_x(\gamma_x)\delta(\gamma_y), \tag{2}$$

для первых двух членов из последовательности функций $\{Q_n\}$ можно записать

$$Q_1(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa})=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz_s\, p(z_s)\bar{S}(z_0',\Lambda_0,z_s)\bar{S}(z_s,\Lambda_1,z'); \tag{3}$$

$$z_0'=\lim_{z\to\infty}\left\{z+(z_s-z)f(-\varkappa_x)f(\Lambda_1-\Lambda_0)\right\};$$

$$z'=\lim_{z\to\infty}\left\{z+(z_s-z)f(-\varkappa_x)f(\Lambda_0-\Lambda_1)\right\};$$

$$Q_2(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa}_1,\vec{\varkappa})=$$

$$=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz_{s_1}\, p(z_{s_1})\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz_{s_2}\, p(z_{s_2})\left\{f(z_{s_2}-z_{s_1})f(\varkappa_{1z})-f(z_{s_1}-z_{s_2})f(-\varkappa_{1z})\right\}\times$$

$$\times\bar{S}(z_0'',\Lambda_0,z_{s_1}'')\bar{S}(z_{s_1},\Lambda_1,z_{s_2})\bar{S}(z_{s_2}'',\Lambda_2,z'');$$

$$z_0''=\lim_{z\to\infty}\left\{z+[\zeta(t_1-t_0,t_2-t_1)-z]f(\varkappa_{1x})f(-\varkappa_x)f(\Lambda-\Lambda_0)\right\};$$

$$z''=\lim_{z\to\infty}\left\{z+[\zeta(t_1-t_0,t_2-t_1)-z]f(-\varkappa_{1x})f(-\varkappa_x)f(\Lambda_0-\Lambda)\right\};$$

$$z_{s_1}''=\lim_{z\to\infty}\left\{z_{s_1}f(\varkappa_{1x})+\zeta(t_1-t_0,-t_1)f(-\varkappa_{1x})f(\varkappa_x)+\right.$$

$$+[z\, f(\Lambda-\Lambda_0)+G(t_1-t_0,t_2-t_1)\, f(\Lambda_0-\Lambda)]\, f(-\varkappa_{1x})\, f(-\varkappa_x)\Big\};$$

$$z''_{s_2}=\lim\Big\{z_{s_2}[f(-\varkappa_{1x})\, f(-\varkappa_x)+f(\varkappa_{1x})\, f(\varkappa_x)]+$$

$$+G(t_1,t_2-t_1)\, f(-\varkappa_{1x})\, f(\varkappa_x)+$$

$$+[z\, f(\Lambda_0-\Lambda)+G(t_1-t_0,t_2-t_1)\, f(\Lambda-\Lambda_0)]\, f(\varkappa_{1x})\, f(-\varkappa_x)\Big\},$$

$$G(\alpha,\beta)\equiv\frac{z_{s_1}\alpha+z_{s_2}\beta}{\alpha+\beta};\quad f(\varkappa)\equiv\begin{cases}1, & \varkappa>0,\\ 0, & \varkappa<0;\end{cases}$$

$$t_0=\frac{\varkappa_{0x}}{\varkappa_{0z}};\quad t_1=\frac{\varkappa_{1x}}{\varkappa_{1z}};\quad t_2=\frac{\varkappa_x}{\varkappa_z};$$

$$\vec{\varkappa}_0=(\varkappa_{0x},0,\varkappa_{0z});\ \vec{\varkappa}_1=(\varkappa_{1x},0,\varkappa_{1z});\ \vec{\varkappa}=(\varkappa_x,0,\varkappa_z).$$

Здесь функция $\bar{S}(z_1,\Lambda,z_2)$ есть результат осреднения функции затенений по тем точкам случайной поверхности, которые могли бы нарушить прямую видимость в направлении $\vec{\varkappa}$ между точками, высоты которых заданы z_1 и z_2. В настоящей работе представляется удобным в качестве функции $\bar{S}$ использовать предложенное в [8] представление

$$\bar{S}(z_1,\Lambda,z_2)=\left\{\int\limits_{-\infty}^{\min(z_1,z_2)} p(z)\,dz\Big/\int\limits_{-\infty}^{\max(z_1,z_2)} p(z)\,dz\right\}^{\Lambda}; \tag{4}$$

$$\Lambda(\vec{\varkappa})=\Lambda(t)=\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d\gamma\, w_x(\gamma)(\gamma t-1)\, f(\gamma t-1),\ t=\varkappa_x/\varkappa_z.$$

Здесь $p(z)$ - плотность распределения случайных высот поверхности. Заметим, что как аппроксимация (4), так и использованное в [6] выражение для $\bar{S}$ приводят после вычисления интегралов к одинаковым выражениям и для Q_1 . и для Q_2 . Поэтому результаты работы [6] сохраняют силу и для функции (4).

Как видно из сказанного выше, интеграл (I) представляется в виде ряда по степеням кратности переотражений $I=\sum_{n=1}^{\infty} I_n - 1$. Первый член этого ряда с учетом (3) сводится к включению трехкратного интеграла, второй – шестикратного интеграла и т.д. В этом смысле задача о многократном рассеянии волн неровной поверхностью оказывается аналогичной задаче о многократном некогерентном рассеянии волн неким протяженным слоем неоднородностей, толщина которого определяется плотностью распределения случайных высот поверхности $\rho(z_s)$. Объем, из которого в основном приходят волны, и представляет собой эффективный объем рассеяния.

Подобно тому, как это делается в случае объемных неоднородностей [2–5], введем замену переменных

$$\tau = \frac{R}{c} = \frac{(R_1+R_2+\ldots+R_n) - \vec{\varkappa}_0(\vec{R}_1+\vec{R}_2+\ldots+\vec{R}_n)}{c}$$

$$\left(\vec{R}_m \equiv R_m \vec{\varkappa}_m \, , \; R_m = \frac{z_{s_{m+1}} - z_{s_m}}{\varkappa_{m_z}}\right),$$

так что имеем

$$I_n(\vec{\varkappa}_0) = \int_0^{\infty} d\tau \int \frac{d\varkappa_x \, d\varkappa_y}{4\pi \varkappa_z^2} \cdot \frac{\varkappa_z}{|\varkappa_{0z}|} D_n(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}; \tau)$$

или в случае двумерной неровной поверхности (2)

$$I_n(\vec{\varkappa}_0) = \int_0^{\infty} d\tau \int \frac{d\varkappa_x}{4\pi \varkappa_z^2} \; \frac{\varkappa_z}{|\varkappa_{0z}|} D_{n_x}(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}; \tau).$$

Функция, определяемая как

$$D(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}; \tau) = \sum_{n=1}^{\infty} D_n(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}; \tau),$$

представляет собой угловой энергетический спектр и характеризует значение мощности, привносимое в индикатрису рассеяния $J(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa})$ элементарной волной с задержкой по времени τ относительно момента прихода прямой волны. Можно записать

$$J(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}) = \int_0^{\infty} d\tau \, D(\vec{\varkappa}_0, \vec{\varkappa}; \tau).$$

При этом, как следует из закона сохранения энергии (I), должно выполняться соотношение

$$\int_0^\infty d\tau D(\vec{\varkappa}_0;\tau)=1,$$

где

$$D(\vec{\varkappa}_0;\tau)=\sum_{n=1}^{\infty}D_n(\vec{\varkappa}_0;\tau),\quad D_n(\vec{\varkappa}_0;\tau)=\int\frac{d\varkappa_x d\varkappa_y}{4\pi\varkappa_z^2}\frac{\varkappa_z}{|\varkappa_{0z}|}D_n(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa};\tau),$$

или для двумерной поверхности (2)

$$D_n(\vec{\varkappa}_0,\tau)=\int\frac{d\varkappa_x}{4\pi\varkappa_z^2}\frac{\varkappa_z}{|\varkappa_{0z}|}D_{n_x}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa};\tau).$$

Величина $D(\vec{\varkappa}_0;\tau)$ соответствует энергетическому спектру задержек (ЭСЗ) волн безотносительно к углу их рассеяния неровной поверхностью.

Из всех рассмотренных характеристик определяющей и наиболее интересной представляется УЭСЗ. Результаты численного анализа составляющих однократного рассеяния $D_{1x}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa};\tau)$ и двукратного рассеяния $D_{2x}(\vec{\varkappa}_0,\vec{\varkappa};\tau)$ для случая двумерной (2) гауссовой неровной поверхности представлены на рис. I и 2. Угол скольжения падающей волны ψ_0 по отношению к средней поверхности был выбран равным 30°. Среднеквадратическое значение наклонов неровной поверхности полагалось равным σ_γ = 0,8. Точка наблюдения располагалась на высоте H, превышающей в пять раз величину $\sqrt{2}\sigma$, где σ^2 - дисперсия разброса случайных высот поверхности. Для наглядности временная задержка τ с помощью соотношений

$$\tau c=\ell-\ell_0,\quad \ell=\sqrt{(H-z)^2+x^2},$$

$$\ell_0=\ell\cos(\psi+\psi_0),\quad tg\,\psi=\frac{H-z}{x},$$

была пересчитана в декартовы координаты вдоль (x) и поперек (z) средней границы раздела сред. Полоса, отмеченная пунктиром, соответствует диапазону высот от $-\sqrt{2}\sigma$ до $+\sqrt{2}\sigma$.

Как видно из рис. I,2, центр объема рассеяния смещен от точки зеркального отражения для средней поверхности и располагается непосредственно под приемной точкой. Это обусловлено наличием сильных затенений в направлении зеркального отражения и проявлением эффекта усиления в обратном направлении [6]. При этом одно-

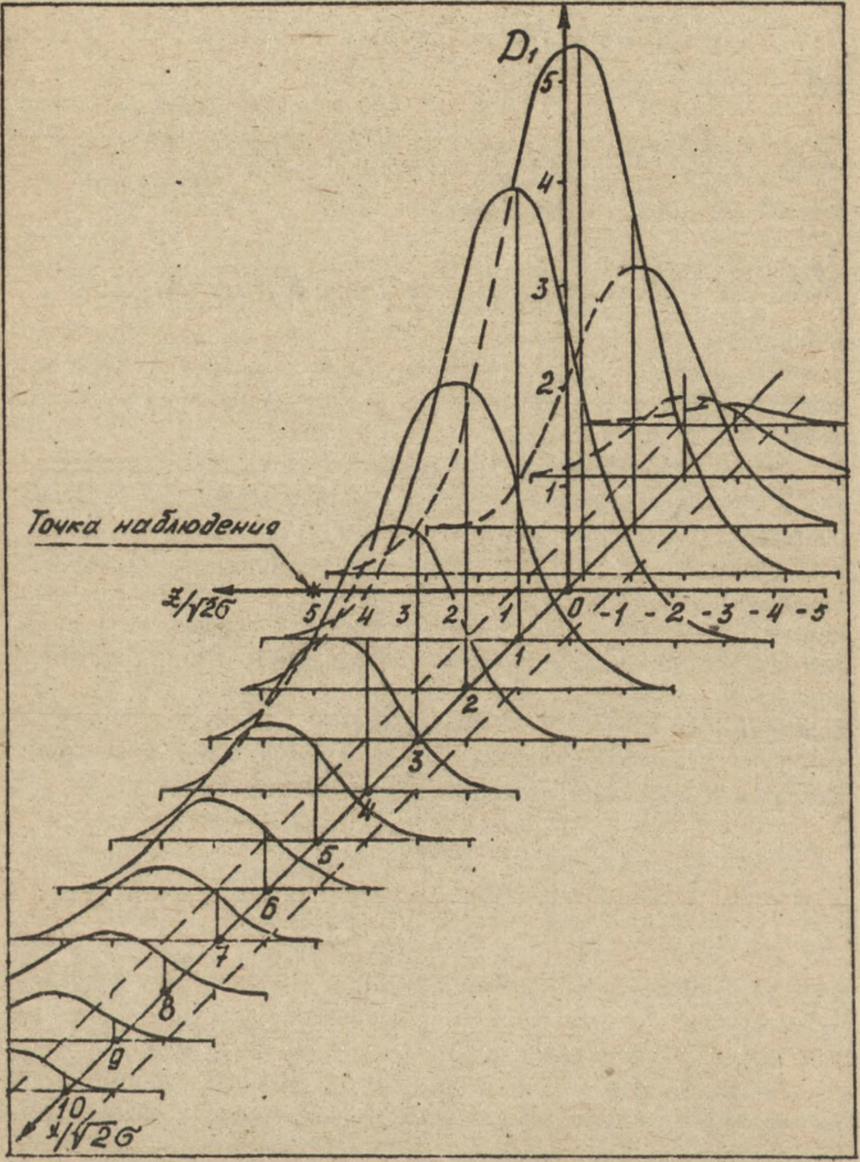

D₁
5
4
3
2
1
Точка наблюдения
z/√2σ
5 4 3 2 1 0 -1 -2 -3 -4 -5
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
x/√2σ

Рис. 1

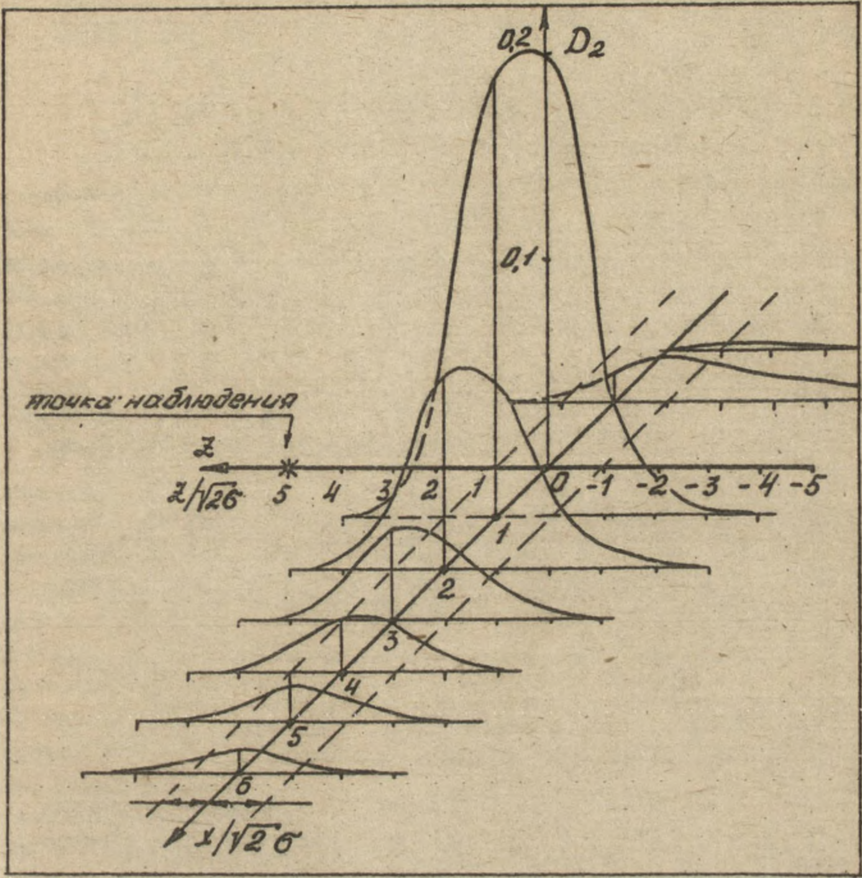


Рис. 2

кратно рассеивающие центры (рис. I) локализуются несколько выше средней поверхности, а двукратно рассеивающие центры, наоборот, ниже нее, что указывает на бо́льшую глубину проникновения двукратно рассеянных волн между отдельными неровностями поверхности. В целом влияние двукратных переотражений в рассмотренном случае оказывается на порядок ниже, чем влияние однократных отражений.

Полученные результаты указывают на необходимость рассматривать крупномасштабные неровные поверхности как объемные образования и дают подход к такому рассмотрению.

ЛИТЕРАТУРА

I. Радиолокационные методы исследования Земли / Под ред. Ю.А.Мельника. - М.: Сов.радио, I980. - 264 с.

2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, I967. - 548 с.

3. Фикс Я.А. Выбор модели для расчета характеристик многолучевости при дальнем тропосферном распространении УКВ. - Труды научно-исследовательского института радио. М., I974, № 4, с. 32-4I.

4. Кириллов Н.Е. Помехоустойчивая передача сообщений по линейным каналам со случайно изменяющимися параметрами. - М.: Связь, I97I - 256 с.

5. Аржевикин Ю.А., Пономарев Г.А., Фортес В.Б., Якубов В.П. Энергетический спектр задержек тропосферного канала связи. - Изв. вузов. Радиофизика. Горький, I978, т.2I, № 9, с.I242-I249.

6. Якубов В.П. Закон сохранения энергии и вторичное рассеяние волн неровными поверхностями. - Томск, I979. - 29 с. - Рукопись представлена редакцией ж. "Изв.вузов. Физика", I979, № 6, с.I28. Деп. в ВИНИТИ, № III5-79.

7. Павельев А.Г. Закон сохранения энергии в задаче о рассеянии радиоволн на неровной поверхности. - Радиотехника и электроника. М., I977, т.22, с. 268-274.

8. Lynch P.J., Wagner P.J. Rough-surface scattering: shadowing, multiple scatter, and energy conservation. - J. Math, Phys. 1970, v. 11, N 10, p. 3032-3042.

УДЕЛЬНАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ РАССЕЯНИЯ УЧАСТКОВ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

А.Г.Будаков, К.А.Замараев, А.С.Кафтонов

В настоящее время проявляется повышенный интерес к исследованиям условий и особенностей применения миллиметрового диапазона (ММВ) радиоволн в различных областях науки и техники. Появился ряд крупных обзорных работ [I,2] с анализом использования ММВ в системах спутниковой связи, навигации, радиорелейных линиях и волноводных системах связи, радиолокации. Получены новые результаты в исследованиях особенностей распространения ММВ в атмосфере и спектрального распределения радиояркостных контрастов земных покровов [3-5].

В настоящей работе кратко представлены результаты натурных измерений удельной ЭПР нескольких участков реальной земной поверхности при малых углах места ($0 \div 3^{o}$) на вертикальной, горизонтальной и круговой поляризациях излучения и приема в восьмимиллиметровом диапазоне волн. Исследования проводились с помощью наземной РЛС, имеющей длительность импульса 0,I5 мкс, мощность в импульсе 25 кВт. Антенное устройство представляло собой антенну Кассегрэна с осесимметричной диаграммой направленности шириной 54 по уровню половинной мощности. Поляризационное устройство, выполненное на диэлектрических фазовращателях, помещенных в круглом волноводе, возбуждаемом волной типа H_{10}, позволило получить линейные поляризации с коэффициентом эллиптичности 0,003 и круговые - 0,9. Принятый радиолокационный сигнал с выхода амплитудного видеодетектора подавался на осциллограф CI-54 и снимался на фотопленку кинокамерой ФАРМ-2.

При определении ЭПР использовалась сравнительная методика, которая при уровне боковых лепестков не менее 20 дБ обеспечивала погрешность определения ЭПР, не превосходящую 3 дБ [6]. В качестве эталона использовался трехгранный уголковый отражатель. Удельная ЭПР вычислялась по формуле

$$\bar{\sigma}_0 = \bar{\sigma}/S, \qquad (I)$$

где $\bar{\sigma}$ - средняя по времени записи сигнала величина ЭПР элемента разрешения РЛС; S - его площадь, которая определялась из выражения [7]:

$$S = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{c\tau}{2} \theta_r R \frac{1}{\cos\theta} \qquad (2)$$

В этом выражении θ_r - ширина диаграммы направленности антенны в горизонтальной плоскости по уровню половинной мощности; R - расстояние до центра участка; c - скорость света; τ - длительность импульса излучения; θ - угол места РЛС. В таблице приведены средние по I6 наблюдениям значения удельной ЭПР различных типов участков земной поверхности.

№ участка	Тип исследуемого участка	Угол места	Среднее значение удельной ЭПР для разных поляризаций		
			Верт.	Горизонт.	Кругов.
I	Луг с травой	40'	$3.8\cdot IO^{-2}$	$4.0.IO^{-2}$	$I.8.IO^{-2}$
2	Пашня	$2^{o}23'$	$5.4.IO^{-2}$	$2.I.IO^{-2}$	$I.7.IO^{-2}$
3	Кусты	$I^{o}6'$	$6.5.IO^{-2}$	$4.7.IO^{-2}$	$9.I.IO^{-3}$
4	Кусты + дорога	$I^{o}54'$	$4.I.IO^{-2}$	$2.4.IO^{-2}$	$5.3.IO^{-3}$
5	Лес	30'	$7.5.IO^{-I}$	$I5.3.IO^{-I}$	$4.9.IO^{-I}$

Результаты измерений показывают существенную зависимость удельной ЭПР при малых углах места от вида поляризации излучения и приема, а также типа подстилающей поверхности. Общей закономерностью является уменьшение величины ЭПР представленных типов участков местности для всех углов места, при использовании круговой поляризации излучения и приема. Для местности, покрытой кустарником, на круговой поляризации наблюдается уменьшение удельной ЭПР по сравнению с линейными на 9 дБ. В ряде случаев отдельных наблюдений это ослабление достигает величины I2-I3 дБ.

ЛИТЕРАТУРА

I. Андреев Г.А. Отражение и рассеяние миллиметровых волн земными покровами. - Зарубежная радиоэлектроника. М., I980, № 9, с. 3-3I.

2. Бартон Д. Радиолокационное сопровождение целей при малых углах места. - ТИИЭР, М.: Мир, I974, т.62, № 6, с.687-704.

3. Родимов А.П., Поповский В.В., Дмитриев В.И. особенности использования поляризационных параметров электромагнитных волн в линиях связи миллиметрового диапазона. - Зарубежная радиоэлектроника. М., I980, № 7, с. 25-37.

4. Андреев Г.А., Бородин Л.Ф., Рубцов С.И. Радиояркостные контрасты земных покровов на миллиметровых и сантиметровых волнах. - Изв.вузов.Радиофизика. Горький, I980, т.23, № I0, с. I266-I268.

5. Андреев Г.А., Замараев Б.Д., Колесников В.П., Черная Л.Ф. Исследование рассеивающих свойств земных покровов в миллиметровом диапазоне волн. Рукопись представлена ред. ж. "Изв.вузов. Радиофизика". Горький, I982, т.25, № 7, с.826. Деп. в ВИНИТИ I6 авг.I982 г., № 4509-82.

6. Блэкслит, Хайатт, Мак. Введение в методы измерения радиолокационного поперечного сечения цели. - ТИИЭР, М.: Мир, I965, т.53, № 8, с.I035-I056.

7. Бартон Д. Радиолокационные системы.-М., I967. - 480 с.

ОТСЕЧКА РАДИОВОЛН И КОЭФФИЦИЕНТ ОТРАЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ ПРОЗРАЧНОСТИ ДЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ

Ф.В.Смирнов

При изучении плазменных объектов определение электронной концентрации в них часто осуществляется на основе явления отсечки электромагнитных волн [I, с.6I] . До сих пор, однако, это явление позволяло лишь приблизительно регистрировать момент времени, когда частота радиоволны становится равной критической частоте слоя. В данной работе исследуется зависимость "крутизны" отсечки от толщины слоя плазмы с параболическим профилем электронной концентрации, что может быть применено для расширения возможностей диагностики неоднородных плазменных образований. Кроме того, изучены особенности коэффициента отражения для радиочастот, превышающих критическую частоту слоя, причем установлено, что в отличие от известного решения Ридбека [2] коэффициент отражения в области прозрачности убывает гораздо медленнее с ростом радиочастоты. Несмотря на малость коэффициента отражения для прозрачных плазменных объектов, этот вопрос приобретает особый интерес при исследовании распространения КВ-сигналов ионосферных линий связи, где потери при распространении обычно составляют I00-200 дБ [3, с.I6,370] , а внезапные колебания уровня сигнала могут превышать десятки децибелов [4,с.744].

Метод исследования основан на численном решении задачи о коэффициенте отражения (R) при нормальном падении плоской радиоволны на плоский слой плазмы путем аппроксимации параболического профиля диэлектрической проницаемости соответствующим набором тонких однородных слоев [5]. Относительная погрешность представленных ниже результатов не превышает I%.

Известно, что с увеличением толщины плазменного слоя практически любого профиля зависимость коэффициента отражения от отношения частот $F = f_c^2/f^2$ (где f_c - критическая частота слоя, f - частота радиоволны) принимает все более резкий характер. Вводя "крутизну" отсечки как производную R по F:

$$S = \frac{dR}{dF}, \tag{I}$$

можно этот эффект в явном виде проследить на рис. I (сплошная линия), где S рассчитана как отношение конечных приращений при численном моделировании параболического слоя. Увеличение

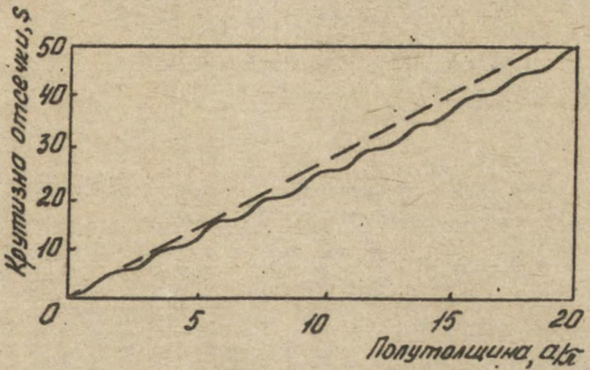


Рис. I

крутизны отсечки с толщиной a следует рассматривать как усиление с ростом толщины отражающих свойств слоя при переходе через критическую частоту в пределах одних и тех же расстроек за счет увеличения, например, полного содержания электронов на пути волны. Вариации наклона кривой $S(a)$ обусловлены тем, что коэффициент отражения вблизи критической частоты является квазипериодической функцией толщины [5].

Штриховой линией на рис.I изображена крутизна отсечки, пополученная из формулы Ридбека для R [2]:

$$S_p = \frac{\pi}{4} a \cdot \qquad (2)$$

Некоторое растущее с a отличие численных результатов от ридбековых объясняется тем, что конечное приращение ΔF для кривой S на этом рисунке было постоянным.

При изменении толщины слоя в более широком диапазоне тенденция роста крутизны отсечки сохраняется. Зависимость $S(a)$, полученная при численном моделировании, изображена на рис.2 кружками. Штриховой линией здесь тоже проведена прямая (2). Хорошее соответствие численных результатов крутизне стсечки Ридбека

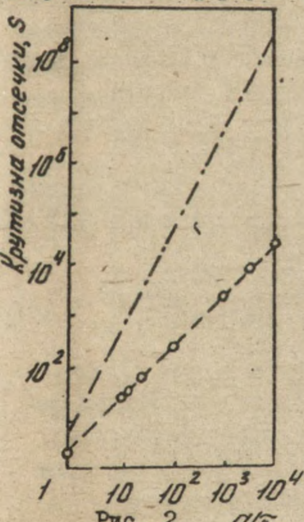


Рис. 2

является следствием того, что, как установлено в [5], его коэффициент отражения представляет собой своего рода асимптотику точного коэффициента отражения параболического слоя вблизи критической частоты.

Штрих-пунктиром на рис. 2 изображена зависимость

$$S_o = 4\left(\frac{a}{\pi}\right)^2, \tag{3}$$

которая, как нетрудно показать, дает нижнюю оценку крутизны отсечки для однородного слоя плазмы. Эти данные позволяют предположить, что крутизна отсечки будет тем меньше, чем острее максимум профиля электронной концентрации, а саму крутизну можно использовать не только для оценки толщины слоя, но и для получения сведений о форме профиля электронной концентрации в слое.

С ростом крутизны отсечки непосредственно связано сужение области существенного изменения коэффициента отражения (или, для простоты, области отсечки) при увеличении толщины слоя. Ширину области отсечки по параметру F можно определить, например, с помощью неравенств

$$R_{min} \leq R \leq 0{,}997, \tag{4}$$

где R_{min} - достаточно малая величина. На рис.3 сопоставляются зависимости от толщины слоя ширины этой области (δF) для численной модели (светлые кружки) и для ридбекова коэффициента отражения (штриховые линии), причем для последнего в качестве R_{min} взяты значения 10^{-2} и 10^{-5} (цифры у линий).

Рис. 3

Можно показать, что в случае ридбекова коэффициента отражения при $a/\pi > 30$

$$\delta F \simeq \frac{0{,}58 - \ln R_{min}}{\pi a}, \tag{5}$$

т.е. ширина области отсечки обратно пропорциональна толщине слоя. Эти результаты также могут быть полезны в методиках экспериментального исследования неоднородных плазменных слоев.

Для численной модели R при вычислении δF в качестве R_{min} использовались значения R в точке ближайшего к

F = I локального минимума кривой $R(F)$. Здесь необходимо обратиться к еще одной особенности, отличающей численное решение для R от решения Ридбека. На рис. 4 сплошной линией изображена зависимость $R(F)$ в широком диапазоне частот для слоя одноволновой толщины. Видно, что эта кривая имеет минимум при $F \sim$ 0,48 и максимум при $F \sim$ 0,3, а при $F \to 0$ (бесконечно

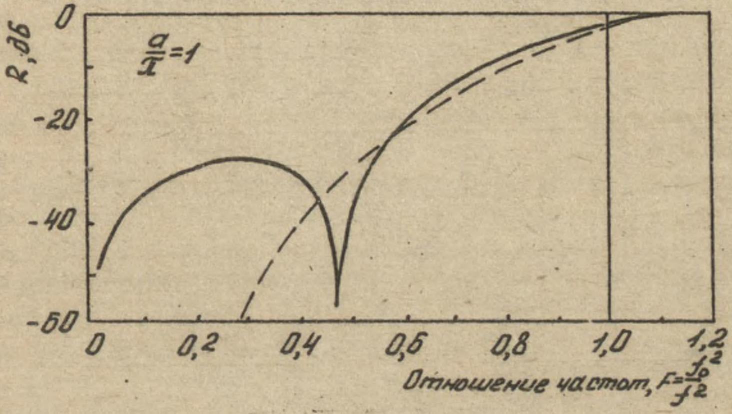


Рис. 4

большая частота волны) коэффициент отражения должен обратиться в ноль. Решение Ридбека для одноволнового слоя (штриховая кривая) стремится к нулю в левой части рис. 4 монотонно и значительно быстрее численного решения: так, вблизи F = 0,3 численное решение больше ридбекова почти на 30 дБ.

С увеличением толщины слоя количество максимумов и минимумов кривой $R(F)$ увеличивается. Так, для I0-волнового слоя (сплошная кривая на рис.5) насчитывается уже 9 максимумов. Здесь еще более резко выражено замедленное убывание коэффициен-

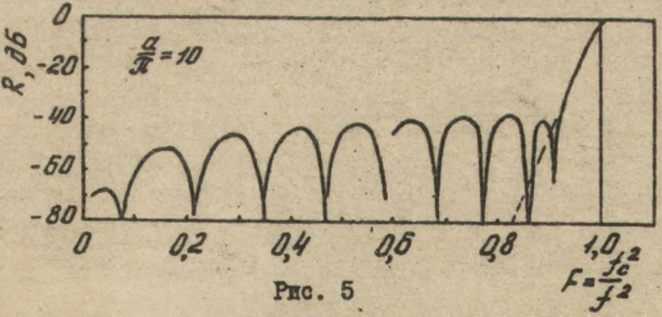


Рис. 5

та отражения при увеличении частоты по сравнению с решением Ридбека (штриховая линия).

Подобное интерференционное поведение коэффициента отражения в зависимости от частоты является, по-видимому, общим свойством слоев конечной толщины. В [6, с.408], например, приводятся аналогичные квазипериодические вариации коэффициента отражения для однородного слоя плазмы. Очевидно, что эта квазипериодика есть проявление известного эффекта "просветления оптики". Отсутствие интерференционной картины в решении Ридбека, по-видимому, можно объяснить тем, что в его подходе (метод аналитического продолжения) слой плазмы фактически не имеет границ, так как ни диэлектрическая проницаемость, ни ее градиент не терпят разрывов.

Наряду с увеличением количества интерференционных максимумов в картине квазипериодических вариаций (КПВ) коэффициента отражения общий уровень этих максимумов понижается на I5 дБ при изменении толщины в I0 раз (см. табл.). Экстраполируя приведенные в этой таблице данные на слой толщиной I0^4 длин волн (что для частоты I5 МГц эквивалентно, например, полутолщине I00 км - вполне приемлемой для слоя F$_2$ ионосферы), можно принять для оценки уровня максимумов величину - 90 дБ. Эту оценку можно считать близкой к нижней границе коэффициента отражения от ионосферы при вертикальном зондировании в КВ-диапазоне.

Уровень максимумов
в области прозрачности

Полутолщина, a/λ	$max\ R$, дБ
I	-30
I0	-45
I00	-60

С другой стороны, из таблицы ясно, что более тонкие слои в области прозрачности имеют более высокий уровень максимумов КПВ. Данные ракетных измерений и некогерентного рассеяния свидетельствуют о том, что в ионосфере, в том числе и ниже максимума слоя F$_2$, достаточно часто возникают плотные слои толщиной 5-I0 км [7, с.30-33]. Такие слои могут обеспечивать отражения в области прозрачности на уровне нескольких десятков децибелов.

Эти же эффекты, вероятно, имеют место и при наклонном зондировании ионосферы, хотя, безусловно, непосредственный перенос результатов данной работы на случай наклонного падения невозможен. Тем более, что в условиях реальной ионосферной радиолинии концепция плоских волн неприемлема. Однако представляется воз-

Рис. 6

можным именно с позиций КПВ коэффициента отражения взглянуть на некоторые реализации амплитуды КВ-сигнала (рис. 6). Эта запись получена днем в июле на среднеширотной трассе длиной порядка 3000 км на частоте 2I МГц. За вычетом слабых биений с периодом $\sim$7 с на записи присутствуют хорошо выраженные КПВ с периодом I0-20 с, переходящие в заметный общий подъем амплитуды (перепад между КПВ и правым максимумом составляет $\sim$ 20 дБ). Ни поляризационные замирания, ни обычная интерференция двух лучей не могут дать такой картины. Так называемой "фокусировкой" на частоте смыкания [8, с.388] ее тоже нельзя объяснить ввиду слишком резкого скачка максимумов огибающей. В то же время образование тонкого слоя в нижней ионосфере с возрастающей (вплоть до момента правого максимума на рис.6) критической частотой могло бы привести к такой структуре временного хода амплитуды.

Таким образом, крутизна отсечки, ширина области отсечки и квазипериодические вариации коэффициента отражения в области прозрачности могут быть использованы при доработке существующих методик вертикального зондирования, а пересмотр этих понятий для случая наклонного зондирования позволит облегчить интерпретацию реализаций амплитуды КВ-сигнала ионосферных линий связи.

ЛИТЕРАТУРА

I. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. - М.: Наука, I968. - 327 с.

2. Rydbeck O. The Reflection of Electromagnetic Waves from a Parabolic Ionized Layer.-Phil. Mag., 1943, v. 34, N231, p. 342.

3. Калинин А.И., Черенкова Е.Л. Распространение радиоволн и работа радиолиний. - М.: Связь, I97I. - 439 с.

4. Альперт Я.Л., Гинзбург В.Л., Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн. - М.: ГИТТЛ, I953. - 883 с.

5. Смирнов Ф.В. Отражение радиоволн от параболического слоя плазмы. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I984, вып.4, с. 6I-65.

6. Уортон Ч. Микроволновая диагностика плазмы. - В кн.: Диагностика плазмы /Под ред. Хаддлстоуна Р. и Леонарда С. М.: Мир, 1967. - 515 с.

7. Мизун Ю.Г. Полярная ионосфера. - Л.: Наука, 1980. - 216 с.

8. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. - М.: Мир, 1973. - 502 с.

ДОПЛЕРОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ПРИ РАДИОЗОНДИРОВАНИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО СЛОЯ ПЛАЗМЫ НА ЧАСТОТЕ ОТСЕЧКИ

Л.С.Терехов, А.М.Сметанецкий

В настоящем сообщении приводятся результаты дальнейшего изучения явления доплеровского смещения частоты (ДСЧ) плоской электромагнитной волны, падающей на нестационарный слой плазмы с симметричным эпштейновским распределением электронной концентрации. Основное внимание по-прежнему уделяется максимуму ДСЧ, но в отличие от [I], где рассматривалось лишь нормальное падение и максимум ДСЧ приходился на частоту зондирования f, равную критической частоте слоя f_k, здесь рассматривается падение волны на слой при произвольном угле падения θ, что приводит, как будет показано далее, к максимуму ДСЧ на частоте зондирования $f = f_k / \cos\theta$. По принятой терминологии для электромагнитной волны, падающей на плазменный слой с критической частотой f_k под углом θ, частота $f_{отс} = f_k / \cos\theta$ называется частотой отсечки. Однако при исследовании явления в окрестности частоты отсечки следует иметь в виду, что модули коэффициентов отражения и прохождения для симметричного профиля меняются вблизи частоты $f = f_k / \cos\theta$ хотя и быстро, но не скачком, и на самой частоте отсечки энергия, отраженная слоем, равна энергии, прошедшей через слой [2], поэтому выражение "частота отсечки" при строгом рассмотрении является скорее условным, чем содержательным.

Коэффициенты отражения V и прохождения слоя W в [I] с введением переменной θ должны быть записаны в виде

$$V = \frac{\Gamma(iS\cos\theta)}{\Gamma(-iS\cos\theta)} \cdot \Gamma\left[\frac{1}{2} - iS(F+\cos\theta)\right] \cdot \Gamma\left[\frac{1}{2} + iS(F-\cos\theta)\right] \cos(iSF); \tag{1}$$

$$W = \frac{\Gamma\left[\frac{1}{2} - iS(F+\cos\theta)\right]\Gamma\left[\frac{1}{2} + iS(F-\cos\theta)\right]}{\Gamma(-iS\cos\theta)\,\Gamma(1-iS\cos\theta)}, \tag{2}$$

где $S = (0,28 \cdot C)^{-1} \ell \cdot f$ – относительная толщина симметричного слоя; ℓ – абсолютная толщина слоя на уровне 0,5; C – скорость света; $F = f_k / f$. Область применимости формул (I) и (2) определена условием $4S^2F^2 > 1$. Из (I) и (2), как и для нормального падения, следует

$$\arg V = \arg W - \frac{\pi}{2}, \tag{3}$$

т.е. фаза волны, прошедшей слой и отраженной от него, отличается независимо от частоты зондирования константой $\pi/2$, и поэтому ДСЧ отраженной $\Delta f_{отр}$ и прошедшей $\Delta f_{пр}$ волн одинаковы

$$\Delta f_{отр} = \Delta f_{пр} \quad . \tag{4}$$

Поэтому в дальнейшем обсуждается лишь ДСЧ отраженной волны, которое является при наклонном падении функцией переменных S , F и θ :

$$\Delta f = -\frac{1}{2\pi}\left(\arg V_S' \cdot \dot{S} + \arg V_F' \cdot \dot{F} + \arg V_\theta' \cdot \dot{\theta}\right), \tag{5}$$

где точка означает дифференцирование по времени. Дифференцируя явно $\arg V$ и вводя обозначение

$$H\left[S(F-\cos\theta)\right] = 2\mathrm{Re}\,\psi\left[1+i2S(F-\cos\theta)\right] - \mathrm{Re}\,\psi\left[1+iS(F-\cos\theta)\right],$$

получаем

$$\arg V_S' = (F-\cos\theta)H\left[S(F-\cos\theta)\right] + 2\cos\theta\cdot\ln(S\cos\theta) + \tag{6}$$
$$-(F+\cos\theta)\ln\left[S(F+\cos\theta)\right] - (F-\cos\theta)2\ln 2;$$

$$\arg V_F' = S\left\{H\left[S(F-\cos\theta)\right] - \ln\left[S(F+\cos\theta)\right] - 2\ln 2\right\}; \tag{7}$$

$$\arg V_\theta' = S\cdot\sin\theta\left\{H\left[S(F-\cos\theta)\right] - 2\ln(S\cos\theta) + \right. \tag{8}$$
$$\left. + \ln\left[S(F+\cos\theta)\right] - 2\ln 2\right\} .$$

При получении решений (6)-(8) были использованы следующие равенства, которые можно установить на основе существующих соотношений между Γ- и ψ -функциями [3]:

$$\arg \Gamma(1 \pm iy)'_y = \mathrm{Re}\,\psi(1 \pm iy) = \mathrm{Re}\,\psi(\pm iy), \ -\infty < y < \infty; \tag{9}$$

$$\arg \Gamma(iy)'_y = \ln y + \frac{1}{12y^2} + \ldots \quad y \to \infty. \tag{10}$$

На частоте отсечки решения (6)-(8) приводятся к виду

$$\arg V'_s(f_k/\cos\theta) = -1{,}386 \cdot \cos\theta; \tag{11}$$

$$\arg V'_F(f_k/\cos\theta) = -S\left[2{,}656 + \ln(S\cos\theta)\right]; \tag{12}$$

$$\arg V'_\theta(f_k/\cos\theta) = -S\sin\theta\left[1{,}27 + \ln(S\cos\theta)\right], \tag{13}$$

причем $\arg V'_F$ и $\arg V'_\theta$ имеют на этой частоте экстремальные значения. Положение экстремума при $f = f_k/\cos\theta$ приближенное, точное же определяется условием равенства нулю полного выражения для аргумента функции H :

$$1/2(4S^2F^2-1)^{-1} - S\cos\theta = 0.$$

При близости частоты отсечки к частоте зондирования, т.е. при $f \sim f_k/\cos\theta$, получаем значение поправки

$$\delta f \simeq 9{,}8 \cdot 10^{-3} \cdot c^2/(\ell^2 f_k), \tag{14}$$

и, таким образом, более точное выражение для частоты отсечки

$$f_{отс} = f_k/\cos\theta - 9{,}8 \cdot 10^{-3} c^2/(\ell^2 f_k). \tag{15}$$

Вследствие положительности параметров c, ℓ и f_k поправка δf - величина положительная, поэтому точное положение экстремума ДСЧ смещено от значения $f_k/\cos\theta$ в сторону меньших значений частоты зондирования.

Результаты настоящего сообщения следующие.

Решена задача о доплеровском смещении частоты при наклонном падении плоской электромагнитной волны на нестационарный симметричный слой плазмы.

Показано, что фаза волны, прошедшей через слой и отраженной от слоя, отличается независимо от частоты зондирования на константу $\pi/2$.

Показано, что доплеровское смещение частоты волны, прошедшей через слой и отраженной от слоя, одинаково.

Установлено, что существует экстремум доплеровского смещения частоты вблизи частоты отсечки.

ЛИТЕРАТУРА

I. Терехов Л.С. Доплеровское смещение при зондировании слоя плазмы на критической частоте. – В кн.: Электродинамика и распространение волн. - Томск: Изд-во ТГУ, I984, вып.4, с. 66–69.

2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: Изд-во АН СССР, I957. - 502 с.

3. Справочник по специальным функциям / Под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. Пер. с англ. под ред. В.А.Диткина, Л.Н.Кармазиной. - М.: Наука, I979. - 830 с.

СПОСОБ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ РАДИОСИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ИОНОСФЕРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ

В.Г.Спицын

Ряд явлений, таких как извержение вулканов, взрывы, искусственная ионизация ионосферы метеорами и мощными пучками радиоволн, может вызывать появление сильных возмущений электронной концентрации ионосферной плазмы [I-4]. Указанные возмущения приводят к перестройке ионосферного канала связи.

Цель данного исследования заключается в разработке способа численного моделирования воздействия возмущения на радиосигнал. Рассматривается трехмерная задача об отражении радиоволн от возмущения, перемещающегося в ионосфере. Полагается, что длина радиоволны меньше характерных размеров возмущения, а ионосфера вне возмущенной области сферически симметричной.

Суть предлагаемого способа вычисления параметров возмущенного радиосигнала заключается в следующем. Источником лучей полагается поверхность возмущения. Траектории радиоволн, распространяющихся в невозмущенной ионосфере, табулируются. Создаются таблицы зависимости $\alpha(h, D_1)$ - зенитного угла луча α от высоты h точки $\vec{r}_k$ над поверхностью Земли и расстояния D_1, отсчитываемого вдоль земной поверхности от проекции точки $\vec{r}_k$ на Землю до передатчика, а также $\alpha_0(h, D_1)$, $D_1(\alpha, h)$ и $D_p(\alpha, h)$, где α_0 - зенитный угол луча в точке излучения на земной поверхности, D_p - дальность половины скачка для луча с зенитным углом α на высоте h. При выборке из таблиц используется линейная интерполяция.

На поверхности возмущения выбирается точка $\vec{r}_k$, для которой из таблицы $\alpha(h, D_1)$ определяется зенитный угол луча, приходящего от передатчика.

Для вычисления области тени, создаваемой возмущением на земной поверхности, из таблицы $D_p(\alpha, h)$ находится дальность половины скачка, что позволяет определить координаты пересечения с земной поверхностью луча, прошедшего через возмущение без изменения направления распространения.

Для определения параметров радиосигнала, отраженного от возмущения, в точке $\vec{r}_k$ по известному зенитному углу α луча вычисляется единичный вектор $\vec{e}_i$ в направлении распространения луча, падающего на возмущение. Проводится определение направления зеркального отражения луча $\vec{e}_s$ от поверхности возмущения и вычисляется доплеровский сдвиг частоты Δf. После перехода от вектора $\vec{e}_s$ к зенитному углу α отраженного луча и определения из таблиц величин $D_1(\alpha,h), D_p(\alpha,h)$ вычисляются координаты точки пересечения луча с земной поверхностью $\vec{r}_p$. Проводится запоминание доплеровского сдвига частоты, зенитного и азимутального углов прихода радиоволн. Затем выбирается следующая точка $\vec{r}_{k+1}$ на поверхности возмущения и весь процесс повторяется. В результате расчетов на земной поверхности вырисовываются области тени, создаваемой возмущением, и области, освещенные лучами, отраженными от возмущения. Блок-схема соответствующей программы для расчетов на ЭВМ приведена на рис. I.

Ниже более детально излагается алгоритм расчета. Предполагается, что форма отражающей поверхности близка к цилиндрической [2,3]. Ориентация оси цилиндра относительно плоскости радиотрассы определяется вектором

$$\vec{e}_z = \sin\theta\cos\varphi\,\vec{e}_{t_0} + \sin\theta\sin\varphi\,\vec{a}_N + \cos\theta\,\vec{e}_n, \tag{I}$$

где

$$\vec{a}_N = [\vec{r}_i\,\vec{r}_s]\big/\big|[\vec{r}_i\,\vec{r}_s]\big| - \tag{2}$$

нормаль к плоскости радиотрассы; $\vec{r}_i$, $\vec{r}_s$ - координаты передатчика и приемника соответственно,

$$\vec{e}_n = \frac{\vec{r}_i}{r_e}\cos\gamma + \vec{e}_{sp}\sin\gamma, \tag{3}$$

r_e - радиус Земли, $\gamma = D_n/r_e$, D_n - расстояние вдоль земной поверхности от проекции точки пересечения оси z цилиндра с плоскостью радиотрассы,

$$\vec{e}_{sp} = [\vec{a}_N\,\vec{r}_i]\big/\big|[\vec{a}_N\,\vec{r}_i]\big|; \tag{4}$$

$$\vec{e}_{t_0} = [\vec{a}_N\,\vec{e}_n]\big/\big|[\vec{a}_N\,\vec{e}_n]\big|, \tag{5}$$

θ и φ - полярный и азимутальный углы, указывающие ориентацию вектора $\vec{e}_z$ относительно векторов $\vec{e}_n$, $\vec{e}_{t_0}$ и $\vec{a}_N$.

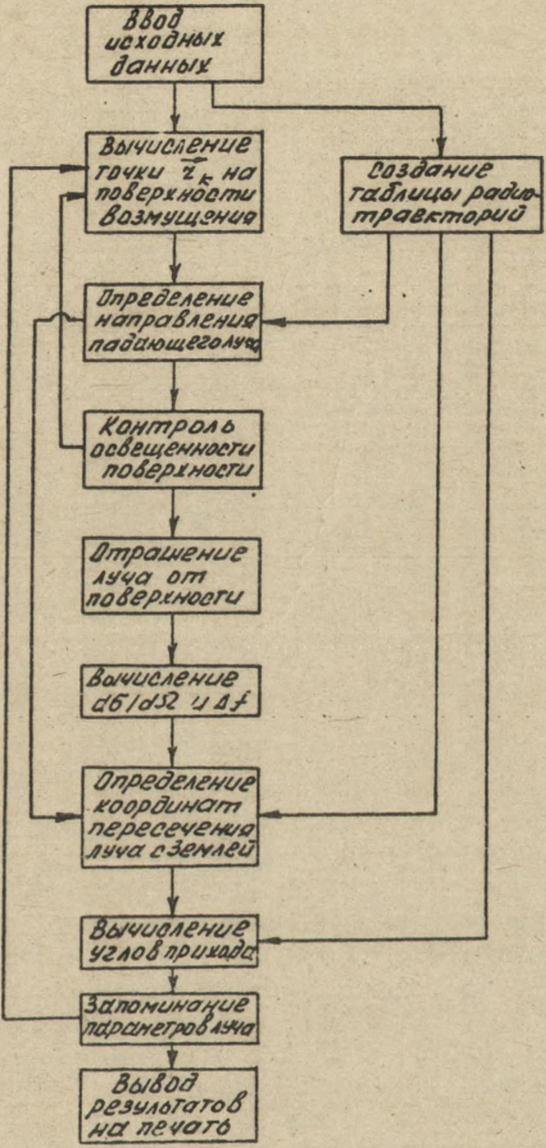

Ввод исходных данных
Вычисление точки $\vec{r}_k$ на поверхности возмущения
Создание таблицы радиотраекторий
Определение направления падающего луча
Контроль освещенности поверхности
Отражение луча от поверхности
Вычисление $d\sigma/d\Omega$ и Δf
Определение координат пересечения луча с Землей
Вычисление углов прихода
Запоминание параметров луча
Вывод результатов на печать

Рис.I

Радиус-вектор точки на поверхности цилиндра записывается в виде

$$\vec{r}_k = \vec{e}_n(r_e + h_n) + \vec{e}_z z + \vec{e}\cdot\rho , \tag{6}$$

где h_n - высота точки $\vec{r}_n$ над поверхностью Земли; $\vec{r}_n = \vec{e}_n(r_e + h_n)$;

$$\vec{e} = \vec{e}_{nt}\cos\varphi_0 + \vec{e}_t \sin\varphi_0 ; \tag{7}$$

$$\vec{e}_t = [\vec{e}_z \vec{e}_n] / |[\vec{e}_z \vec{e}_n]| ; \tag{8}$$

$$\vec{e}_{nt} = [\vec{e}_t \vec{e}_z] / |[\vec{e}_t \vec{e}_z]| ; \tag{9}$$

φ_0 - азимутальный угол, отсчитываемый в плоскости векторов $\vec{e}_{nt}$ и $\vec{e}_t$.

Таким образом, задавая координаты передатчика и приемника, полярный θ и азимутальный φ углы ориентации оси Z цилиндра относительно плоскости радиотрассы, высоту h_n и дальность по Земле D_n расположения точки пересечения $\vec{r}_n$ оси Z с плоскостью радиотрассы, координаты z и φ_0 точки на поверхности возмущения, из (6) можно определить радиус-вектор $\vec{r}_k$, проведенный из центра Земли в данную точку на отражающей поверхности.

Табулирование радиотраекторий проводится следующим образом. Ионосфера по высоте разбивается на n слоев, в каждом слое зенитный угол α луча пробегает m значений. Для всех значений высоты ионосферы h_n и зенитного угла луча α_m вычисляются: расстояние D_1, отсчитываемое вдоль земной поверхности от проекции точки $\vec{r}_k$ на Землю до передатчика, D_p - дальность половины скачка радиолуча и α_0 - зенитный угол излучения луча. Способ вычисления величин D_1, D_p и α_0 зависит от вида аппроксимации профиля ионосферы. Одним из наиболее простых приближений является квазипараболическая модель ионосферы, изложенная в [5]. В данной работе указанная модель используется при вычислении величин D_1, D_p и α_0.

Используя выражение (6) для радиуса-вектора $\vec{r}_k$ точки на отражающей поверхности и таблицы $D_1(\alpha, h)$, $D_p(\alpha, h)$ и

$\alpha_0(h, D_1)$, ниже проводится вычисление параметров возмущенного радиосигнала. Определяется высота точки $\vec{r}_k$ над поверхностью Земли $h = r_k - r_e$ и расстояние от ее проекции на Землю до передатчика, отсчитываемое вдоль земной поверхности

$$D_1 = r_e \arccos\left(\frac{r_i\, r_k}{r_e\, r_k}\right). \tag{I0}$$

Затем из таблицы $\alpha(h, D_1)$ находится зенитный угол α луча, приходящего в точку $\vec{r}_k$ из передатчика.

Единичный вектор в направлении распространения падающего луча в точке $\vec{r}_k$ определяется выражением

$$\vec{e}_i = -e_k \cos\alpha - \vec{e}_\tau \sin\alpha, \tag{II}$$

где $\vec{e}_k = \vec{r}_k / r_k$;

$$\vec{e}_\tau = [\vec{e}_{q_1}, \vec{e}_k] \big/ \left|[\vec{e}_{q_1}, \vec{e}_k]\right|; \tag{I2}$$

$$\vec{e}_{q_1} = [\vec{e}_k\, \vec{r}_i] \big/ \left|[\vec{e}_k\, \vec{r}_i]\right| . \tag{I3}$$

Предполагается, что отражение луча от поверхности происходит по зеркальному закону

$$\vec{e}_s = \vec{e}_i - 2\vec{n}\,(\vec{n}\,\vec{e}_i), \tag{I4}$$

где $\vec{n}$ - нормаль к отражающей поверхности; $\vec{e}_s$ - единичный вектор в направлении распространения отраженного луча.

Вычисление доплеровского сдвига частоты радиолуча при его отражении от перемещающейся поверхности возмущения проводится по формуле

$$\Delta f = \frac{f v}{c}(\vec{e}_s - \vec{e}_i)\,\vec{e}_v, \tag{I5}$$

где f - рабочая частота передатчика; c - скорость света; $\vec{e}_v$ - единичный вектор в направлении перемещения отражающей поверхности. Затем определяется зенитный угол α отраженного луча

$$\alpha = \arccos(\vec{e}_s \vec{e}_k) \tag{I6}$$

и из таблиц определяются величины $D_1(\alpha, h)$ и $D_p(\alpha, h)$.

Расстояние от проекции точки $\vec{r}_k$ на земную поверхность до точки пересечения радиолуча с Землей равно

$$D = \begin{cases} 2D_p - D_1, & 0 < \alpha < \pi/2 \\ D_1 \quad , & \pi/2 < \alpha < \pi . \end{cases} \tag{I7}$$

Координаты точки пересечения луча с земной поверхностью определяются выражением

$$\vec{r}_p = \vec{r}_k \cos(D/r_e) + \vec{e}_{sp} r_e \sin(D/r_e), \tag{I8}$$

где

$$\vec{e}_{sp} = [\vec{e}_{q2} \vec{e}_k] / |[\vec{e}_{q2} \vec{e}_k]| ; \tag{I9}$$

$$\vec{e}_{q2} = [\vec{e}_k \vec{e}_s] / |[\vec{e}_k \vec{e}_s]| . \tag{20}$$

Зенитный угол прихода луча α_0 определяется из таблицы $\alpha_0(h, D)$. Азимутальный угол прихода, отсчитываемый от плоскости радиотрассы, определяется выражением

$$U_A = \arccos(\vec{a}_{NS} \vec{a}_N), \tag{2I}$$

где

$$\vec{a}_{NS} = [\vec{r}_p \vec{e}_s] / |[\vec{r}_p \vec{e}_s]| . \tag{22}$$

Таким образом, в результате расчетов, проведенных по изложенному алгоритму, на земной поверхности в окрестности приемника вычисляются угловые и спектральные характеристики возмущенного радиосигнала.

ЛИТЕРАТУРА

I. Энстром Дж., Броуд Г. Распространение ударных волн в экспоненциальных атмосферах. - В кн.: Расчеты взрывов на ЭВМ.

Газодинамика взрывов. - М.: Мир, 1976, с. 260-270.

2. Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф. Метеорные явления в атмосфере Земли. - М.: Наука, 1967. - 260 с.

3. Вовк В.Я. и др. Предварительные результаты исследований ракурсного КВ-рассеяния на искусственных неоднородностях с помощью синхронного наклонного радиозондирования ионосферы. - В кн.: Тезисы докладов XШ Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. М.: Наука, 198I, ч.I, с. I34-I35.

4. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Литвак А.Г., Семенов В.Е. Плазменные образования,создаваемые пучками электромагнитных волн. - В кн.: Тезисы докладов XШ Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. М.: Наука, 198I, ч. I, с. II9-I22.

5. Крофт Т.А., Хугасьян Г. Точные расчеты параметров траектории луча в квазипараболической ионосфере без учета магнитного поля. - В кн.: Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. - М.: Наука, 197I, с. 74-83.

ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Ю.Е.Таращук, Б.Б.Борисов, В.В.Жебсаин,
В.Ф.Киселев, П.М.Нагорский, Б.Б.Цыбиков

Доплеровский метод является весьма эффективным средством изучения дополнительной ионизации E- и F - областей ионосферы, возникающей при солнечных вспышках [I,2]. Рост электронной концентрации N_e во время солнечных вспышек наблюдается во всей толще ионосферы, но относительное изменение ΔN_e на разных ее высотах различно [I,3]. Кроме того, увеличение концентрации электронов вызывает перемещение области отражения радиоволны вниз по высоте, находящееся в прямой зависимости от толщины слоя: чем больше толщина слоя, тем существеннее перемещение. Поэтому радиосигнал, отраженный во время солнечной вспышки F - областью, будет иметь больший доплеровский сдвиг частоты по сравнению с сигналом, обусловленным областью E. Вследствие этого спектральные составляющие принимаемого сигнала (обусловленные, например, отражениями от E- и F - слоев) могут иметь разнос по частоте порядка нескольких герц, что позволяет исследовать механизмы распространения радиоволн коротковолнового диапазона и измерять количественные характеристики каждой из спектральных составляющих отдельно.

В данной работе исследуются амплитудные и частотные характеристики КВ-сигналов, зарегистрированных на трассах различной ориентации и протяженности во время двух солнечных вспышек I7 и I8 июня 1982 г. Использовался аппаратурный комплекс, описанный в [4]. Параметры радиотрасс и наиболее вероятные способы распространения радиоволн приведены в таблице.

№ трассы	Радиотрассы	f, МГц	D, км	Способы распространен.
I	Алма-Ата - Томск	I2,0	I600	1E, 1F
2	Ашхабад - Томск	20,8	2900	2E, 1F
3	Тегеран - Томск	I5,I	3400	2E, 1F
4	Лондон - Томск	I5,I	5200	3E, 2F

На рис.I представлен в относительных единицах временной ход амплитуд принимавшихся сигналов, усредненных за I мин, на трассах I,3,4 за I7.06.82 г. Горизонтальная линия под шкалой времени указывает начало и продолжительность вспышки. Видно,

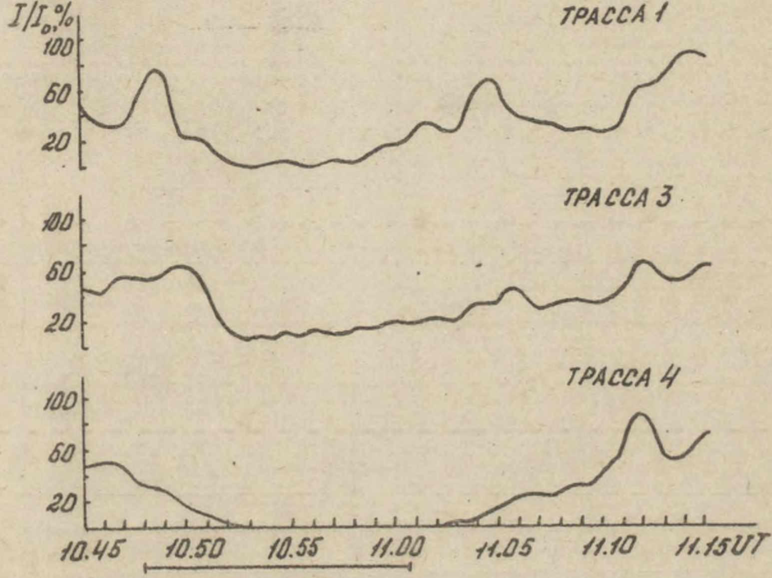
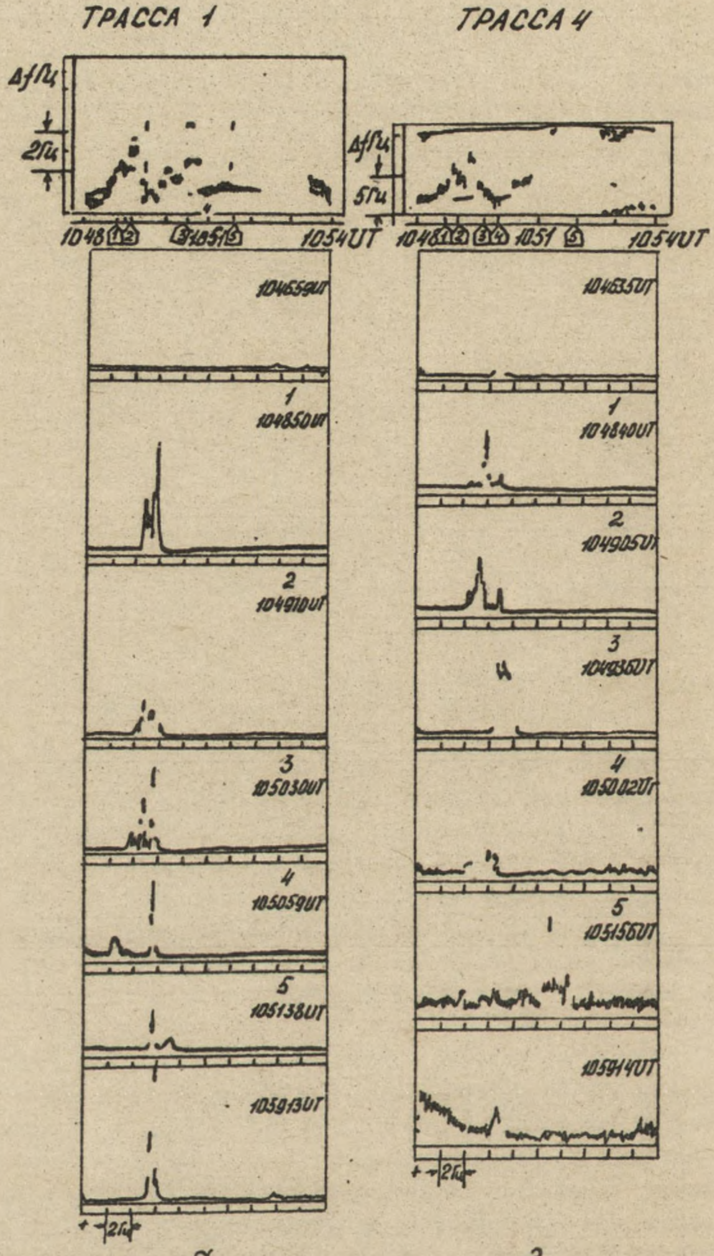


Рис. I

что начиная примерно с I0.48 UT в интервале I-2 мин на указанных трассах быстро падает уровень сигнала. Спустя минуты четыре принимаемые сигналы на всех трассах ослабляются до уровня шумов. Время восстановления сигнала до невозмущенного уровня колеблется от I0 (трасса I) до 20 мин (трассы 3, 4).

Доплеровским методом были обнаружены внезапные девиации частоты, достигающие 7-8 Гц (рис.2,а,г). Такие же, но слабее выраженные, эффекты наблюдались и I8.06.82 г. в II.02 UT (рис. 3,а,б,в).

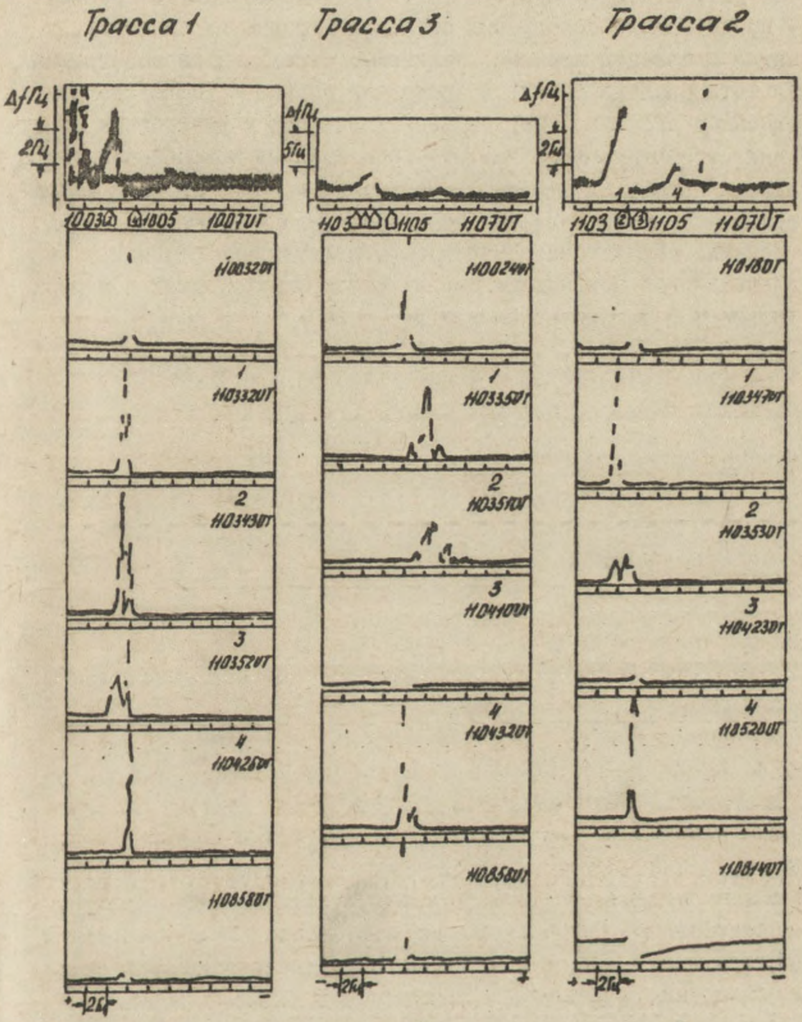
Описанные явления согласно [I-3,5] связаны с дополнительной ионизацией ионосферы, вызванной солнечными вспышками. Действительно, по данным [6,7] I7 и I8 июня I982г. в указанное время были зарегистрированы вспышки типов 47GB и 4SF соответственно. Вспышка 47GB продолжительностью I2,4 мин характеризовалась большой яркостью, значительным излучением рентгеновских лучей в диапазоне 0-8 A° и сопровождалась внезапным ионо-


ТРАССА 1
ТРАССА 4
ΔfГц
2Гц
1048
1
2
3
4
1051
5
1054UT
104659UT
104850UT
104910UT
105030UT
105059UT
105138UT
105913UT
+
2Гц
-
ΔfГц
5Гц
1048
1
2
3
4
1051
5
1054UT
104635UT
104840UT
104905UT
104936UT
105002UT
105156UT
105914UT
+
2Гц
-

а

г

Рис. 2


Трасса 1
Трасса 3
Трасса 2
Δf Гц
2Гц
5Гц
1003 ② ④ 1005
1007UT
1103 ①②③ ④ 1105
1107UT
1103 ② ③ 1105
1107UT
1
4
110032UT
1
110332UT
2
110343UT
3
110352UT
4
110426UT
110858UT
110024UT
1
110335UT
2
110351UT
3
110410UT
4
110432UT
110858UT
110180UT
1
110347UT
2
110353UT
3
110423UT
4
118520UT
110814UT
+
−
2Гц

а б в

Рис. 3

сферным возмущением.

На рис. 2,а,г и 3,а,б,в (а,б,в,г соответствуют трассам I-4) представлены сонограммы сигналов и серии их спектров, отснятые в моменты времени, указанные стрелками на сонограммах. Результаты анализа спектров приведены на рис.4, показывающем усредненные значения энергетических вкладов и разнесения спектральных составляющих по частоте относительно положения спектра сигнала до вспышки (пунктир). Положение спектра сигнала найдено при помощи спектров, отснятых до начала солнечной вспышки (см.верхние снимки без номеров). Горизонтальные отрезки у вертикальных линий показывают ширину спектральных линий в герцах на уровне 0,5 максимума амплитуды.

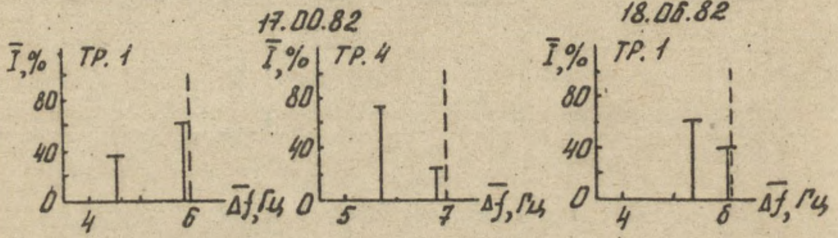


Рис. 4

Видно, что в спектрах сигналов существует спектральная составляющая, сдвинутая относительно начального положения весьма незначительно, на величину, не превышающую 0,2 Гц. В то же время разнос по частоте спектральных составляющих может достигать 6 Гц (см. рис.2,а, кадр 4). Поэтому на сонограммах появляются два трека с резко различающимся временным ходом смещения частоты. Один из них, с плавным и незначительным ходом смещения частоты,соответствует компоненте спектра с незначительным разносом по частоте, второй, скачкообразный - спектральным составляющим, испытывающим существенное смещение относительно положения спектральной линии до вспышки.

Сравнение энергетических характеристик спектра показывает, что на долю компоненты спектра, незначительно смещающейся по частоте, может приходиться от 24 (трасса 4) до 62% (трасса I) суммарной мощности сигнала. Различие энергетических характеристик этой же составляющей спектра на трассе I за I7 и I8 июля I982 г. объясняется неадекватностью реакции ионосферы на различные типы солнечных вспышек, зарегистрированных в указанные числа, а также суточными вариациями регулярных слоев ионосферы.

Присутствие на сонограммах (рис.2а,г и 3а) треков, резко различающихся по характеру временного хода смещения частоты, позволяет с учетом предположения, сделанного в начале, утверждать, что в точку приема приходят моды КВ-сигнала, отраженные от разных областей ионосферы. Поэтому трек с существенным изменением доплеровского сдвига частоты (до 7 Гц) соответствует моду, претерпевшему отражение от области F, а трек с незначительным смещением (в пределах I Гц) - моду, отраженному E -областью ионосферы.

Дополнительным подтверждением правильности сделанного вывода являются результаты анализа энергетических характеристик принимавшихся сигналов. На трассе 4 (длина 5200 км) распространение возможно многоскачковым способом как через E-, так и F - области (см. табл.), однако сигнал, распространяющийся через область E, ослабляется на трассах такой протяженности в существенно большей степени. Данные анализа энергетики модов КВ-сигнала, приведенные на рис.4 для трассы 4, находятся в полном соответствии с этим и указывают, что спектральная составляющая с существенно меньшим энергетическим вкладом в суммарный уровень сигнала и незначительным смещением по частоте соответствует сигналу, обусловленному областью E.

В результате проведенного анализа можно сделать следующие выводы. Солнечные вспышки увеличивают разрешающую способность доплеровского метода и позволяют с его помощью без применения специальной угломерной техники наблюдать за отдельными модами КВ-сигнала, исследовать их амплитудные и частотные характеристики, идентифицировать эти моды отдельным механизмам распространения коротких радиоволн. Исследование энергетических соотношений отдельных модов принимаемого КВ-сигнала показывает, что распространение через слой E (E_s) возможно на трассах длиной до 5200 км, причем вклад E - мода может достигать 50% суммарной мощности сигнала, а в среднем составляет 24%. На коротких трассах, длиной до 2 тыс.км, вклад E -мода значительно превосходит долю мода F и достигает 72% в отдельные моменты времени, составляя в среднем более 60% суммарной мощности сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

I. Митра А. Воздействие солнечных вспышек на ионосферу. - М.: Мир, 1977. - 370 с.

2. Davis K. Frequency Variations of Ionospheric Radio Signals caused by bursts of Solar Radiations.- - "AGARD" Conf. Proc. 1970, N 33, p. 463-488.

3. Новиков В.Д. Построение профилей $N_e(h,t)$ во время солнечной вспышки по результатам доплеровских измерений.- В кн.: Дифракционные эффекты декаметровых радиоволн в ионосфере. М.: Наука, I977, с. I44-I50.

4. Борисов Б.Б., Киселев В.Ф., Могильников Г.В., Нагорский П.М., Петрушин Е.И., Таращук Ю.Е. Приемно-измерительный комплекс для исследования тонкой структуры КВ-сигнала.- В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во ТГУ, I984, вып.4, с. 8I-86.

5. Ашкалиев Я.Ф. Распространение декаметровых волн во время солнечной вспышки.-В кн.: Ионосфера и солнечно-земные связи. Алма-Ата: Наука Каз.ССР, I980, с. 84-9I.

6. Космические данные: май-июнь I982.-М., I982, № 5-6, с. I3.

7. Радиоизлучение Солнца: июнь I982.-Горький: НИРФИ, I982, с.88-89.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА НАГРЕВА ИОНОСФЕРЫ ЗА СЧЕТ ПОТОКА ТЕПЛА ИЗ ПЛАЗМОСФЕРЫ

А.В.Сердюкова

В работах [I-9] показано, что в периоды магнитных бурь температура электронов в области F среднеширотной ионосферы может увеличиваться в 2-3 раза по сравнению со спокойными условиями. Анализ высотного распределения Te показывает, что при этом градиент $\partial Te/\partial z$ в верхней части F-области увеличивается. Оставляя открытым вопрос о механизмах такого нагрева, интересно посмотреть, к каким эффектам в ионосфере он может привести.

В [I0] на основе модели [II] показано, что нагрев электронного газа за счет притока тепла из плазмосферы вызывает значительную депрессию в $[O^+]$ через механизм ионно-молекулярной реакции с участием колебательно-возбужденного азота. Расчет скорости этой реакции в [I0] сделан приближенно. Чтобы снять это приближение, мы воспользовались моделью [I2] и провели аналогичный эксперимент. Одновременно при этом мы провели проверку влияния вида верхнего граничного условия по $[O^+]$ на реакцию ионосферных параметров при нагреве электронного газа из плазмосферы. Для этого были сделаны расчеты четырех вариантов на модели [I2]:

I - решение уравнений модели [I2] при использовании верхнего граничного условия по $[O^+]$ в виде условия первого рода

$$[O^+]_{500} = const\ ;$$

2 - решение уравнений модели [I2] при использовании верхнего граничного условия по $[O^+]$ в виде условия третьего рода

$$D_0\left(\frac{\partial n_i}{\partial z}+\frac{n_i}{T_p}\frac{\partial T_p}{\partial z}+\frac{n_i}{H_p}\right)=const\ ;$$

3 - как вариант I, но при включении дополнительного источника нагрева электронов на верхней границе;

4 - как вариант 2, но с таким же нагревом, как в варианте 3.

Значения $[O^+]$ на верхней границе в варианте I равны значениям $[O^+]_{500}$ в варианте 2. Расчеты проведены для летних условий при минимальной солнечной активности. Включение дополнительного источника нагрева электронов проводилось в I2 часов LT. Амплитуда такого нагрева определена увеличением значения $\partial Te/\partial z$ на верхней границе. Длительность нагрева - 8 часов. На рис. I приведен пример расчета для LT = I4 ч. На этом рисунке две штриховые линии соответствуют профилям $n_e(h)$ при спокойных условиях, полученным в вариантах I и 2 (видно их достаточно хорошее совпадение). Две другие кривые изображают результаты при возмущенных условиях (сплошная - вариант 3, штрих-пунктирная - вариант 4). Из рис. I видно, что форма задания верхнего граничного условия по $[O^+]$ влияет на результат численного исследования эффекта нагрева электронного газа за счет теплового потока из плазмосферы: в варианте 3 нагрев электронов вызывает уменьшение, а в варианте 4 - увеличение n_e .

На рис. 2 и 3 показаны высотные профили T_e и T_v для LT = I4 ч. Обозначения кривых для соответствующих вариантов те же, что и на рис. I.

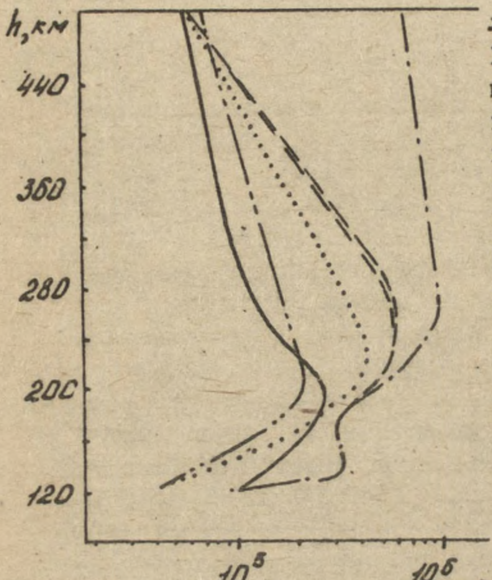


Рис. I

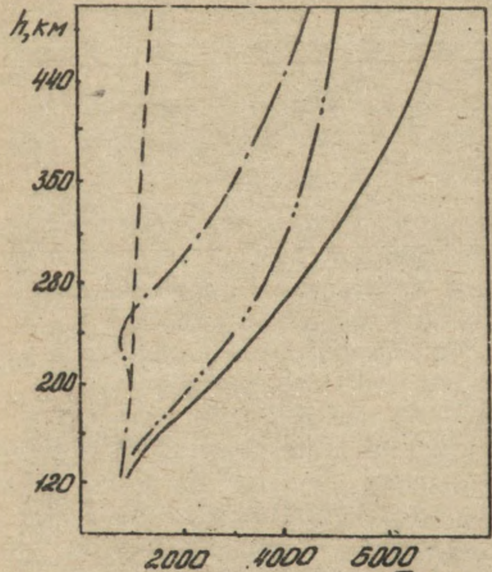


Рис. 2

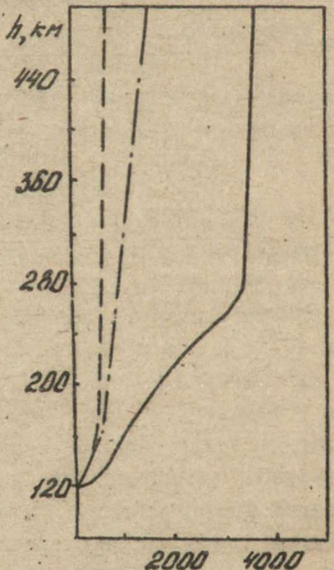


Рис. 3

Из рис. 2 видно, что при расчете варианта 3 T_e увеличивается быстрее и до больших значений, чем в случае варианта 4. Это различие передается на результат колебательного возбуждения молекул N_2 и проявляется в виде различных вариаций T_V (рис. 3). Такая зависимость поведения T_e и T_V от формы задания верхнего граничного условия по $[O^+]$ становится понятной, если учесть, что основным механизмом, ответственным за распределение $[O^+]$ в верхней части F-области, является диффузия.

Если верхняя граница по $[O^+]$ задается в виде условия первого рода и ограничение на поток не наложено, то при увеличении T_e происходит пропорциональное увеличение направленного вверх диффузионного потока, которое приводит к истощению $[O^+]\equiv[\ell]$ в области $max F2$ и выше. Такое истощение $[\ell]$ сразу проявляется в том, что уменьшается сток энергии от электронов к нейтралам, что приводит к еще большему росту T_e. Увеличение кинетической температуры электронов приводит при столкновении с молекулами N_2 к их возбуждению. Растет число молекул N_2, которые усиливают сток $[O^+]$ в области $max F2$ и ниже. Таким образом, при задании верхнего граничного условия по $[O^+]$ в виде условия первого рода нагрев электронного газа вызывает депрессию $[O^+]$ во всей F-области.

В случае задания верхнего граничного условия по $[O^+]$ в виде условия третьего рода величина заданного потока ограничивает истечение $[O^+]$ через верхнюю границу, несмотря на рост T_e. Более того, включение плазмосферного источника нагрева электронов при одновременном требовании постоянной величины диффузионного потока на границе вызывает увеличение $n_{e\,500}$, ограничение на значение которой в данном случае не сделано. Искусственно возникший на верхней границе избыток $[O^+]$ переносится диффузией на всю F-область. Поэтому вместо ожидаемого эффекта уменьшения в $[O^+]$ наблюдается ее увеличение (см. рис.I). На этом же рисунке приведены для сравнения результаты работы [IO], в которой при решении уравнения непрерывности для $[O^+]$ используется граничное условие третьего рода (пунктирная кривая отражает поведение $n_e(h)$ для спокойных условий, а штриховая с двумя пунктирами - для возмущенных условий). Из сравнения этих двух кривых ясно, что в [IO] для возмущенных условий получена депрессия электронной концентрации во всей области высот вплоть до 500 км. Следует, видимо, считать, что при той постановке задачи, которая сделана в [10], увеличение концентрации электронов, вызываемое увеличением T_e, компенсируется другими механизмами, привлеченными при расчете n_e для возмущенных условий. Следовательно, вывод авторов [10] о том, что увеличение T_e на верхней границе рассматриваемой области вызывает уменьшение n_e, главным образом, за счет увеличения T_V, оказывается противоречивым при задании верхнего граничного условия в виде диффузионного потока, равного нулю.

Таким образом, численное исследование влияния нагрева электронного газа за счет потока тепла из плазмосферы показало, что если концентрация $[O^+]$ на верхней границе области не изменяется при переходе от спокойных условий к возмущенным, то такой нагрев в дневные летние часы вызывает уменьшение n_e во всей области F ионосферы (на 40÷50 % в области max F2) и понижение $h\,max$ на 30 км. Если при увеличении потока тепла из плазмосферы диффузионный поток на верхней границе не изменяется, то такой нагрев вызывает увеличение n_e на верхней границе, которое распространяется диффузией на всю F-область ($\Delta f_0 F2 \simeq 60\%$), и одновременное повышение $h\,max$ на 20÷30 км.

ЛИТЕРАТУРА

I. Brace L.H. and Theis R.F. The behavior of plasmapause of mid-latitudes: Isis 1 Langmure probe measurements. – J. Geophys. Res. 1974, v. 79, N. 13, p. 1871-1884.

2. Evans J.V. Mid-latitude ionospheric temperatures during three magnetic storms in 1965. – J. Geophys. Res. 1970, v. 75, N 25, p. 4803-4813.

3. Evans J.V. F-region heating observed during the main phase of magnetic storms. – J. Geophys. Res. 1970, v. 75, N 25,.p. 4815-4823.

4. Maier E.J. et.al. The SAR-arc. events observed the december 1971 magnetic storms. – J. Geophys. Res. 1975, v. 80, N 34, p. 4591-4597.

5. Raitt W.J. The temporal and spatial development of mid-latitude thermospheric electron temperature enhancements during a geomagnetic storm. - J. Geophys. Res. 1974, v.79, n.31, p. 4703-4708.

6. Spenner K. Quiet and disturbuted electron temperature and density at different latitudes during daytime. - Space Res. XV. 1975, p. 363-368.

7. Афонин В.В. и др. Измерение T_e на спутниках и особенности ее поведения в области главного ионосферного провала. - Геомагнетизм и аэрономия. М., I978, т.I8, № 3, с.432-435.

8. Грингауз К.Н., Безруких В.В. Плазмосфера Земли. - Геомагнетизм и аэрономия. М., I977, т.I7, № 5, с. 784-803.

9. Шмилауэр Я. и др. Измерение электронной температуры в ионосфере методом ВЧ-зонда на спутниках Интеркосмос-2, Интеркосмос-8. - Геомагнетизм и аэрономия. М., I975, т.I5, № 5, с. 8I8-828.

I0. Намгаладзе А.А., Захаров Л.П., Намгаладзе А.Н. Численное моделирование ионосферных бурь. - Геомагнетизм и аэрономия, М., I98I, т.2I, № 2, с. 259-265.

II. Namgaladze A.A., Latishev K.S., Korenkov Ju.N., Zacharov L.P. Dynamical model of the midlatitude ionosphere for a heigt range from 100 to 1000 km. - Acta Geophysica Polonica. 1977, v.25, n3, p. 173-182.

I2. Колесник А.Г. Самосогласованный расчет колебательной температуры азота в области F ионосферы. - Геомагнетизм и аэрономия. М., I982, т.22, № 4, с. 60I-607.

ОБ УПРАВЛЕНИИ МАТЕМАТИЧЕСКИМИ МОДЕЛЯМИ ИОНОСФЕРЫ

В.А.Белов

Уровень развития математических моделей ионосферы позволяет в настоящее время использовать их не только для интерпретации различных физических процессов, протекающих в ионосфере, но и для решения вопросов прогнозирования состояния ионосферы. При этом долгосрочный прогноз строится достаточно просто: на основе накопленных экспериментальных данных делается выбор усредненных входных параметров для модели, на которой затем делается расчет необходимых характеристик ионосферы, но также усредненных. Что касается краткосрочного прогнозирования, то здесь дело обстоит гораздо сложнее. Модель уже должна давать текущие характеристики ионосферы, например, через каждый час. Поэтому для краткосрочного прогнозирования используется не просто математическая модель, а система прогнозирования, в которую она входит составной частью и является ее активным управляемым звеном [I]. В связи с этим представляет интерес рассмотреть различные виды управления применительно к моделям ионосферы.

Как следует из теории автоматического управления [2], существуют три вида управления: жесткое управление, настройка и регулирование Жесткое управление производится по некоторой жесткой программе, не зависящей от конкретного состояния системы, т.е. не учитываются дополнительные возмущения, действующие извне. Такое управление давно используется в математических моделях ионосферы в виде задания суточных и сезонных изменений внутренних параметров модели. Настройка содержит операции наладки какой-либо управляемой системы, приводящие ее к нормальному или наилучшему режиму работы. Нетрудно заметить, что этот вид управления совпадает с операцией калибровки модели. Регулирование характеризуется тем, что управляющие сигналы заранее не определены. Их характер определяется конкретным ходом процесса, а задача регулирования заключается в том, чтобы поддерживать требуемые значения показателей этого процесса. Этот вид управления является основополагающим при использовании модели с целью краткосрочного прогнозирования состояния ионосферы. Следует отметить дуальность управления моделью в этом случае. Двойственность управления заключается в том, что, с одной стороны, оно должно быть в известной степени изучающим, а,с другой стороны,также и направляющим, ведущим модель к требуемому состоянию. Такое управление свойственно системам с неполной информацией об объекте и активным ее накоплением в процессе управления.

Для регулирования модели, используемой в системе адаптивного краткосрочного прогнозирования состояния ионосферы [I], на основании проведенной для нее ранжировки входных параметров [3] были выбраны три из них, которые являются независимыми граничными условиями, а именно: диффузионный поток на верхней границе, температура нейтрального газа и концентрация атомарного кислорода на нижней границе. Значения остальных входных параметров подбирались на этапе калибровки модели, а затем "замораживались". Однако чтобы осуществить регулирование модели с помощью выбранных параметров, необходимо знать время регулирования модели, т.е. длительность импульсного воздействия на входной параметр, при которой погрешность между регулируемой и известной величинами становится и остается меньше по абсолютной величине некоторой заданной малой величины δ . Для того чтобы определить время регулирования, необходимо знать временные характеристики модели, т.е. ее реакции на импульсные воздействия для указанных входных параметров.

Временные характеристики исследовались следующим образом. В качестве выходного параметра, по которому определялась реакция модели, использовались часовые значения критических частот f_oF2 . Предварительно было получено стационарное решение и полученный при этом суточный ход критических частот f_oF2 использовался в качестве нулевого уровня, от которого отсчитывались отклонения критических частот, полученных при изменении значений входных параметров. После выхода на стационарное решение на входные параметры модели поочередно подавалось воздействие в виде импульсов длительностью от 2 до 20 часов и амплитудой, составляющей I5-25% от исходной величины. Отклонения критических частот от нулевого уровня, возникшие при возмущении выбранных входных параметров $\Delta f_oF2 = f_oF2_в - f_oF2_н$, характеризуют в данном случае реакцию модели как функцию времени.

На рис. I приведены реакции модели на двадцатичасовые, а на рис. 2 на трех- и двухчасовые импульсные изменения концентрации атомарного кислорода и диффузионного потока (соответственно кривые I и 2). Реакция модели на вариации указанных параметров

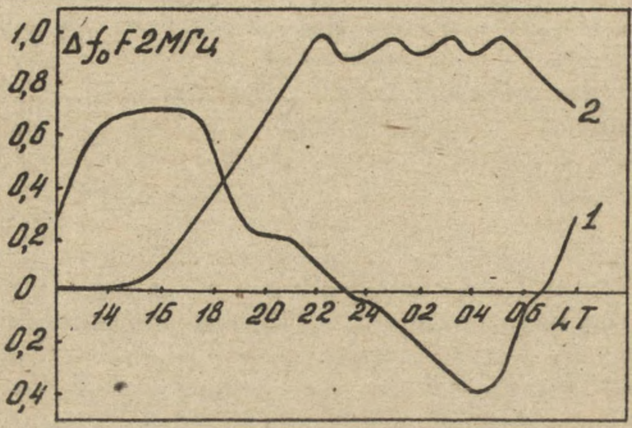


Рис. I

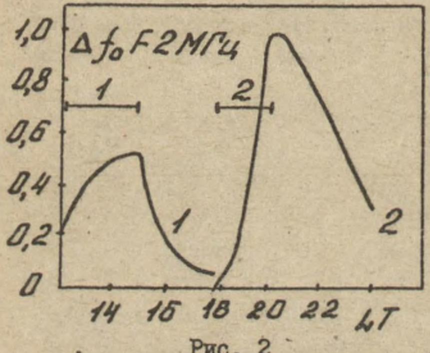


Рис. 2

характеризуется наличием суточного хода с насыщением. После окончания импульсного воздействия ионосфера возвращается в исходное состояние через 3-5 часов. Реакция же модели на двадцатичасовое изменение температуры нейтрального газа, которая на рис. I не приведена, отличается постоянным нарастанием $\Delta f_o F2$ и к концу импульсного воздействия достигает уже II МГц. Поэтому представляет особый интерес проследить реакцию модели на короткие импульсные изменения температуры нейтрального газа в различные моменты суток. На рис. 3 приведены реакции модели на четырехчасовые импульсные воздействия, которые начинаются в I7, 2I и 0I ч. Максимальное значение $\Delta f_o F2$ приходится на 6 ч. LT, что в данном случае соответствует восходу Солнца на высоте максимального ионообразования независимо от времени начала импульсного воздействия. Задержка реакции модели относительно импульсного воздействия может достигать I0 ч. Увеличение длительности импульса эквивалентно увеличению его амплитуды. Следует также отметить, что

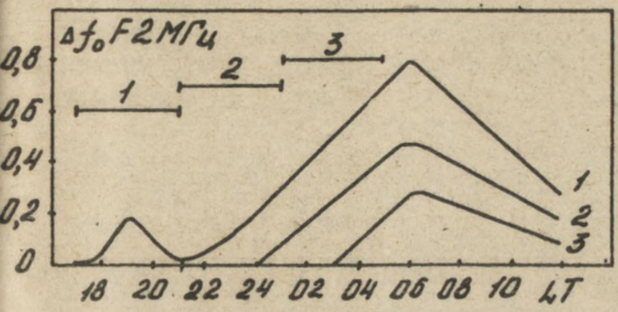


Рис. 3

характерная реакция модели проявляется и на следующие сутки, но с меньшей амплитудой, т.е. наблюдаются затухающие колебания с периодом, равным одним суткам.

Таким образом, в результате проведенных численных экспериментов можно сделать вывод о том, что концентрацию атомарного кислорода и диффузионный поток можно отнести к разряду малоинерционных входных параметров, а температуру нейтрального газа - к инерционному входному параметру.

ЛИТЕРАТУРА

I. Белов В.А., Колесник А.Г. Использование станций НРР в системе ионосферной диагностики и прогнозирования. - В кн.: Теория и практика применения метода некогерентного рассеяния радиоволн. Тезисы Всесоюзной научно-технической конференции. - Харьков: ХПИ, I983, с. 49-50.

2. Фельдбаум А.А., Бутковский А.Г. Методы теории автоматического управления. - М.: Наука, I97I. - 744 с.

3. Белов В.А., Колесник А.Г. Численные эксперименты в анализе математических моделей ионосферы. - Геомагнетизм и аэрономия. М., I983, т.23, № 4, с. 552-556.

ИОНОСФЕРНАЯ СУББУРЯ 21-22 ЯНВАРЯ 1969 Г.

О.К.Гордеев, П.И.Карманов

Исследованию ионосферных суббурь в последние годы уделяет внимание ряд авторов [I-8]. Данная работа представляет продолжение цикла исследований пространственно-временных, количественных закономерностей магнито-ионосферных суббурь [I-4]. Методика исследования изложена в работах [I,3].

Исследовалось поведение геомагнитных параметров и критических частот слоя F2 ионосферы в ночных условиях на примере суббури 21-22 января 1969 г. За исходные данные брались значения минимальной высоты, высоты максимума и критической частоты слоя F2 для шести ионосферных станций среднеширотного региона: Москвы, Тбилиси, Ашхабада, Томска, Иркутска и Хабаровска, расположенных в интервале 35-60° северной широты и 35-140° восточной долготы в промежутке времени от I7 до 22 ч. UT. Этот пространственно- временной промежуток входит в ночной сектор и заключает в себя суббурю. Все исходные данные брались с I5-минутным интервалом. Исследуемые ряды ионосферных параметров разлагались во временной ряд по естественным ортогональным функциям и затем интерполировались в узлы равномерной сетки с использованием метода множественной регрессии. В результате получалась пространственно-временная картина исследуемых параметров.

Полученные результаты представлялись в виде карт для критических частот в мегагерцах и аксонометрических проекций для представления положения и формы слоя F2 ионосферы. На рис. I,2 приведен пример этих величин для 20 ч. UT. На рис. 3 приведены первые гармоники естественных ортогональных функций для критической частоты, минимальной высоты и высоты максимума слоя F2. Эти гармоники описывают основную составляющую параметров исследуемого процесса.

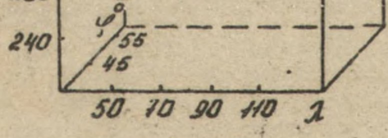


Рис. I

Из рис. 3 видно, что после I7 ч. 30 мин. UT наблюдается

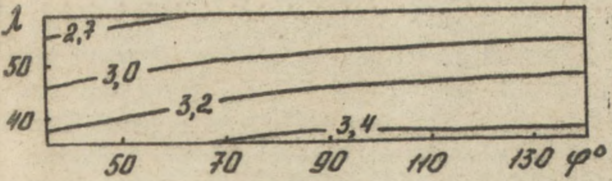


Рис. 2

подъем слоя F2 ионосферы, а после 2I ч. его опускание. Критическая же частота с I7 ч.30 мин. до I8 ч. UT уменьшается, а затем возрастает до исходного уровня. После I9 ч. 45 мин. критическая частота возрастает до 2I ч., а затем убывает до 2I ч. 45 мин. До начала суббури в средних широтах рассматриваемого региона поверхности максимальной и минимальной концентрации слоя F2 выгнуты вверх. В северной части соответствующие высоты были несколько меньше, чем в южной.

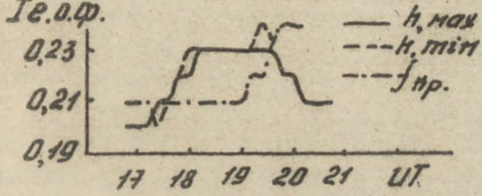


Рис. 3

С началом развития суббури ионосфера начала подниматься, одновременно распрямляясь, причем поверхность максимума несколько быстрее, чем поверхность минимальных высот. Скорость подъема поверхности максимума слоя F2 в северной части оказывается больше, чем в южной, и поверхность приобретает наклон с севера на юг. Этот наклон остается и после окончания суббури. Поверхность минимальных высот слоя F2 также начинает подниматься, но ее подъем носит несколько иной характер. Скорость подъема ее вначале меньше, чем у поверхности максимума до I8 г. UT, а затем она возрастает и превосходит скорость подъема поверхности максимума.

Поверхность максимума слоя F2 выравнивается к I8 ч. 30 мин. UT, а поверхность минимальных высот выравнивается к I9 ч. 30 мин. UT. Ко времени максимального подъема в 20 ч. UT ионосфера поднимается на 50-60 км, после чего начинается ее опускание. Наклон поверхности минимальных высот до этого времени оставался с юга на север. При опускании он уменьшался и после 2I ч. 30 мин. наклон стал в направлении с севера на юг.

К концу рассматриваемого промежутка времени слой F2 занял положение несколько выше исходного с противоположным наклоном и ровной поверхностью.

Изменение критической частоты, которое можно представить по поведению первой гармоники естественной ортогональной функции, можно также наблюдать и на картах изолиний критической частоты. На картах в 18 ч. UT наблюдается общее небольшое понижение критических частот примерно на 0,1 МГц. Это соответствует небольшому провалу на первой гармонике естественной ортогональной функции. Следующие полчаса наблюдается дальнейшее понижение критической частоты на северо-западе региона с одновременным ростом ее на юге, юго-востоке. Затем наблюдается рост критической частоты во всем районе, причем в северной части примерно на 0,5 МГц, а в южной примерно на 0,8 МГц. После 21 ч. возрастание критических частот прекратилось. Изолинии критических частот ориентированы в направлении с запада на восток, причем после начала суббури они становятся более гладкими. Перепад критических частот в северной и южной частях региона менялся в разные фазы примерно от 0,2 до 0,9 МГц. Наименьший перепад наблюдался до начала суббури и наибольший при ее окончании.

Описание основных закономерностей развития данной суббури показывает, что в целом основные особенности динамики подъема и опускания слоя F2 сохранились [1-4]. Однако ряд особенностей в динамике ее развития в других суббурях не наблюдался.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордеев О.К., Карманов П.И., Фаткуллин М.Н. Пространственно-временное развитие ионосферной суббури в ночной среднеширотной области F. - Препринт ИЗМИРАН № 15 (244). М., 1979. - с. 1-37.

2. Гордеев О.К., Карманов П.И., Фаткуллин М.Н. Пространственно-временные вариации высоты максимума ночного среднеширотного слоя F во время изолированной магнитосферной суббури. - Геомагнетизм и аэрономия. М., 1980, т.20, № 1, с. 138-140.

3. Гордеев О.К., Карманов П.И., Фаткуллин М.Н. Пространственно-временное развитие ионосферной суббури в ночной среднеширотной области F. - В кн.: Физика и структура экваториальной ионосферы. М.: Наука, 1981, с. 155-175.

4. Гордеев О.К., Карманов П.И. Пространственно-временные особенности поведения параметров ночной среднеширотной ионосферы во время суббурь. - В кн.: Электродинамика и распространение

волн. Томск: Изд-во ТГУ, 1982, вып.2, с. 21-26.

5. Деминова Г.Д., Юдович Л.А. Планетарное развитие ионосферной суббури 18.IX.1974 г. - Геомагнетизм и аэрономия. М., 1980, т.20, № 4, с. 742-743.

6. Гайворонская Г.В., Шашунькина М.М., Юдович Л.А. Спектральный анализ ионосферного эффекта суббури. - Геомагнетизм и аэрономия. М., 1981, т.21, № 6, с. 1126-1129.

7. Зевакина Р.А., Лакин А.С. Пространственно-временное распределение электронной концентрации в области F ионосферы в период дневной магнитосферной суббури. - Геомагнетизм и аэрономия. М., 1981, т.21, № 1, с. 181-182.

8. Локс Л., Шашунькина В.М., Юдович Л.А. Эффекты внутренних гравитационных волн в период магнитосферной суббури.15.II.1978 г. - Геомагнетизм и аэрономия. М., 1980, т.20, № 4, с.744-746.

РЕФЕРАТЫ НА ОПУБЛИКОВАННЫЕ СТАТЬИ

УДК 517.9+538

Бобровников М.С. Об одном интегральном представлении решения дифракционных задач в клиновидной области. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та,1985, вып. 5, с.3-8.

Рассматривается интегральное представление решения волнового уравнения с неизвестной подынтегральной функцией и ядром в виде плоской волны. Интегрирование ведется вдоль мнимой оси. Показывается, что для обращения интеграла в нуль необходимым и достаточным условием является нечетность неизвестной подынтегральной функции.

Библ. 5, ил.4.

УДК 537.874.6

Фисанов В.В. Поле вблизи ребра при наличии двух границ раздела между магнитоплазмой и вакуумом. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып. 5, с. 9-15.

Исследуется поле вблизи ребра клина с идеально проводящими гранями при наличии двух границ раздела между плазменными и вакуумными секторами. Внешнее магнитное поле направлено вдоль ребра. Точные аналитические решения характеристических уравнений относительно величины, определяющей поведение поля у ребра, получены для совокупности зеркально симметричных структур, когда границы сред проходят по линиям кратного сечения клиновидной области. Выделены частотные интервалы, в которых при отсутствии потерь в средах не выполняется условие на ребре.

Библ.3, ил.I.

УДК 537.8.029.6

Ваштадов С.Г., Фисанов В.В. Излучение магнитного тока через слоистую структуру из диэлектрика и плазмы. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып.5, с.I6-I9.

Решена задача об излучении магнитного тока через плоскослоистую структуру, состоящую из слоя диэлектрика и слоя плазмы. Исследовано влияние диэлектрической прослойки на диаграмму направленности. Наличие диэлектрической прослойки приводит к смещению максимума излучения, а изменением плотности плазмы можно управлять положением этого максимума.

Библ. 6, ил.3.

УДК 534.26

Мышкин В.Г. Скалярная дифракция на двух соосных апертурах.- В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, I985, вып.5, с.20-25.

Строгим полуаналитическим методом, использующим разрывные интегралы Вебера-Шафхейтлина, находится общее решение задачи дифракции скалярных волн на двух коаксиальных апертурах в плоских безграничных экранах.

Библ. 4, ил.I.

УДК 62I.37I.I67

Журавлева И.А., Наговицин В.П., Старовойтова Р.П. Дифракция плоской волны на конусе конечных размеров. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та,I985, вып. 5, с.26-32.

Методом физической теории дифракции рассчитано поле обратного рассеяния для двух взаимно ортогональных поляризаций первичного поля на идеально проводящем конусе конечных размеров. Проведено сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными и результатами, полученными при решении задачи дифракции методом интегральных уравнений.

Показано, что применение метода краевых волн для решения задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на конусе конечных размеров при больших ka обеспечивает хорошее согласие с экспериментом практически во всем диапазоне углов облучения. При малых ka (ka = 3.08) имеется удовлетворительное соответствие с результатами расчета по точному методу, что указывает на возможность стыковки двух методов.

Библ. 6, ил.5.

УДК 621.396.67.45

Гошин Г.Г. Граничная задача электростатики для конечного спирально проводящего конуса. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. - Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.33-40.

Решение трехмерной задачи о возбуждении сосредоточенным зарядом конечного спирально проводящего конуса получено в замкнутой форме методом Винера-Хопфа в сочетании с интегральным преобразованием Меллина. Указано на принципиальное отличие от случая сплошного идеально проводящего конуса.

Библ. 3.

УДК 517.9:535.4

Беличенко В.П., Косарева О.В. Дифракция поля вертикального электрического диполя на спирально проводящем сферическом сегменте. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып.5, с.41-45.

Получено строгое решение задачи о дифракции поля электрического диполя на спирально проводящем сферическом сегменте. Задача сведена к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений фредгольмова типа, допускающей при произвольных параметрах задачи численное, а для случаев почти замкнутой сферы и малого сферического сегмента - аналитическое исследование.

Библ. 4.

УДК 621.396.67

Коняшенко Е.А., Шмыков В.Н. Собственные функции антенной решетки. - В кн.: Электродинамика и распространение волн.Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.46-51.

При анализе характеристик антенной решетки предлагается использовать специально построенные функции. Распределения токов, представляемые этими функциями, излучают мощность независимо друг от друга. Это приводит матрицу взаимных импедансов к диагональному виду и позволяет просто рассчитать энергетические характеристики решетки.

Библ. 3, ил.1.

УДК 621.396.677

Подыниногин В.Е., Докуков И.А. Электродинамический анализ малоэлементных диапазонных фазированных антенных решеток. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып.5, с.52-58.

На основании численного решения системы интегральных уравнений Поклингтона с учетом свойств зеркальной симметрии найдены распределения токов на излучающих элементах шестнадцатиэлементной ФАР, излучателями которой являются двухзаходные конические и плоские спиральные антенны с постоянным шагом. По векторизованной формуле Кирхгофа определено поле излучения и проанализированы внешние электродинамические характеристики и параметры ФАР, которые сравниваются с экспериментальными данными.

Библ. 6, ил.6.

УДК 621.396.677.494

Чуйков В.Д., Головин А.В. Контроль работоспособности приемных активных ФАР КВ диапазона. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.59-62.

В работе рассматривается возможность построения системы контроля приемных активных фазированных антенных решеток (АФАР), основанной на методе подвижного датчика контрольных сигналов (ДКС). Исходя из требований, предъявляемых к ДКС, предлагается конструкция ДКС системы контроля приемных АФАР КВ-диапазона. Приводятся результаты экспериментальной проверки работоспособности 8-элементной АФАР с помощью разработанного ДКС.

Библ. 4, ил.2.

УДК 621.396.677

Атапин В.И., Буянов Ю.И., Бульбин Ю.В. Исследование диапазонных свойств малогабаритных антенн с повышенной направленностью.- В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, I985, вып.5, с.63-69.

Получены результаты, подтверждающие возможность существенного расширения полосы пропускания активных сверхнаправленных антенных решеток (АСНАР). Сформулированы принципы их построения. Выявлены способы уменьшения взаимодействия между элементами АСНАР. Показано, что использование активных рамочных антенн с кардиоидной ДН в сверхнаправленных решетках открывает возможности для создания миниатюрных широкополосных антенн с КНД, достигающим I5-20 дБ.

Библ. 6, ил.4.

УДК 621.396.72:621.396.677

Буянов Ю.И., Рыбаков Б.М. Влияние параметров широкополосных антенн на помехозащищенность приемного радиотракта. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, I985, вып.5, с.70-75.

Исследована помехозащищенность приемного радиотракта, содержащего активные антенны. Получено аналитическое выражение для расчета коэффициента помехозащищенности. Показано, что для заданной радиообстановки существуют оптимальные соотношения между действующей длиной вибратора, коэффициентом усиления активного элемента и параметрами радиоприемного устройства. Сформулированы принципы построения широкополосных активных антенн, обеспечивающих максимальную помехозащищенность радиотракта.

Библ. 3, ил.I.

УДК 621.372.3

Воропаев Ю.П., Мерзляков А.С. Покаскадный синтез широкополосного согласующего устройства. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.76-82.

Согласующее устройство представляется в виде каскадного соединения четырехполюсников, каждый из которых составляется из двух простейших базовых элементов и поэтому зависит от двух варьируемых параметров. Синтез каскадов производится последовательно, начиная с ближайшего к нагрузке. Зависимость каждого каскада только от двух параметров позволяет анализировать целевую функцию в наглядном трехмерном пространстве. Общее число каскадов в согласующем устройстве определяется требуемым качеством согласования. Приводится пример синтеза широкополосного согласующего устройства, оптимизирующего комплексную частотно-независимую нагрузку.

Библ. 3, ил.5.

УДК 621.372.413

Дорофеев И.О., Дунаевский Г.Е. Открытый резонатор с продольной проводящей плоскостью. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.83-87.

Рассмотрен открытый резонатор, содержащий сферические отражатели, оптические оси которых лежат в одной плоскости, и проводящую плоскую стенку, расположенную в указанной плоскости оптических осей, при этом отражатели выполнены в виде усеченных данной плоскостью сегментов. Найден спектр резонансных частот такого резонатора, а также оценены потери, вносимые плоской стенкой в зависимости от ее размеров и проводимости материала, из которого она выполнена.

Библ. 5, ил.2.

УДК 621.317:621.372.812

Завьялов А.С. Измерение коэффициента отражения от плоского экрана в свободном пространстве. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.88-92.

Рассматривается метод измерения коэффициента отражения от экрана, покрытого слоем исследуемого материала, с помощью рупора и рефлектометра. Метод основан на перемещении экрана перед рупором. Получены формулы, позволяющие находить коэффициент отражений по данным наблюдений в трех соседних экстремальных точках.

Библ. 2.

УДК 621.317.328:538.571.5

Пономарев Г.А., Тельпуховский Е.Д., Чужков Ю.П. Статистические характеристики поляризационной структуры многолучевого поля. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып.5, с.93-98.

Приводятся результаты исследований поляризационной структуры многолучевого поля, а именно: влияние рельефа местности, а также временных и пространственных замираний на статистические характеристики поляризационных параметров поля. Исследования проводились с помощью автоматизированного измерительного комплекса.

Библ. 6, ил.2.

УДК 621.391.272:621.396.237

Фортес В.Б. Энергетические характеристики многолучевости при распространении радиоволн в условиях города. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.99-106.

В приближении модели однократных переотражений анализируется энергетический спектр задержек в условиях города. Анализ проводится в подвижной системе координат, связанной с временем прихода первого луча. При этом предполагается, что время появления событий представляет собой нестационарный пуассоновский поток, интенсивность которого зависит от плотности застройки, среднего размера зданий и протяженности трассы.

Библ. 5, ил.4.

УДК 621.317.328

Коломеец В.И., Куликов А.Н., Пономарев Г.А., Тельпуховский Е.Д., Чужков Ю.П. О регистрации амплитудно-фазовых характеристик многолучевого поля в городе. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.107-113.

Описан метод и алгоритм регистрации амплитудно-фазовых характеристик многолучевого поля в городе, не требующий непосредственных фазовых измерений. Приводятся результаты экспериментальных исследований (зависимость усредненного по линейному раскрыву отношения сигнал/шум ξ от расстояния до передатчика), полученные с помощью автоматизированного измерительного комплекса.

Библ. 13, ил.3.

УДК 538.566+621.371

Якубов В.П. Эффективный объем рассеяния и угловой энергетический спектр задержек волн для неровной поверхности с учетом двукратных переотражений. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с. 114-122.

На основе геометрооптического подхода анализируется угловой энергетический спектр задержек неровной поверхности с учетом однократных и двукратных переотражений и возможных при этом затенений поверхности. Полученные результаты указывают на необходимость рассматривать крупно-масштабные неровные поверхности как объемные образования и дают подход к такому рассмотрению.

Библ. 8, ил 2.

УДК 621.396.96

Будаков А.Г., Замараев К.А., Кафтонов А.С. Удельная эффективная поверхность рассеяния участков земной поверхности в миллиметровом диапазоне радиоволн. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.123-125.

Приводятся результаты экспериментальных исследований удельной эффективной поверхности рассеяния участков земной поверхности в восьмимиллиметровом диапазоне радиоволн для трех видов поляризации излучения и приема (горизонтальной, вертикальной, круговой) при углах скольжения луча радиолокатора $0\div3^{\circ}$. Дается краткое описание метода измерений и экспериментальной установки.

Библ. 7.

УДК 537.87:621.371

Смирнов Ф.В. Отсечка радиоволн и коэффициент отражения в области прозрачности для параболического слоя плазмы. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. - Томск, Изд-во Томск.ун-та,1985, вып. 5, с.126-132.

На основании численного исследования коэффициента отражения формируется понятие крутизны отсечки и рассматриваются основные параметры квазипериодических вариаций (КПВ) коэффициента отражения в зависимости от рабочей частоты для параболического слоя плазмы, толщина которого лежит в интервале 1...10000 длин волн в свободном пространстве. Установлено, что при частотном сканировании крутизна отсечки, ширина интерференционных максимумов и их амплитуда однозначно связаны с толщиной слоя. Диапазон изменения значений этих величин вполне доступен существующей аппаратуре: например, уровень максимумов КПВ коэффициента отражения уменьшается приблизительно на 15 дБ при увеличении толщины в 10 раз. Обсуждается применимость результатов для доработки существующих методик зондирования ионосферы.

Библ. 8.

УДК 537.87:621.371

Терехов Л.С., Сметанецкий А.М. Доплеровское смещение при радиозондировании нестационарного слоя плазмы на частоте отсечки. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, 1985, вып.5, с.133-136.

Решена задача о доплеровском смещении частоты (ДСЧ) при произвольном угле падения электромагнитной волны на нестационарный симметричный слой плазмы в окрестности частоты отсечки. Показано, что экстремум ДСЧ находится при частоте зондирования, равной частоте отсечки, и величина ДСЧ не зависит от угла падения волны на слой.

Библ. 3.

УДК 550.388.2

Спицын В.Г. Способ вычисления параметров радиосигнала, отраженного от ионосферного возмущения. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, I985, вып.5, с. I37-I43.

Рассматривается трехмерная задача об отражении радиоволн от возмущения электронной концентрации, перемещающегося в ионосфере, Предложен способ численного моделирования рассеяния радиоволн на неоднородностях с учетом рефракции лучей в невозмущенной ионосфере. Алгоритм расчета позволяет вычислять координаты пересечения лучей с поверхностью Земли, углы прихода и доплеровский сдвиг частоты радиосигнала, отраженного от ионосферного возмущения.

Библ. 5, ил. I.

УДК 550.388.2

Таращук Ю.Е., Борисов Б.Б., Жебсаин В.В., Киселев В.Ф., Нагорский П.М., Цыбиков Б.Б. Исследование механизмов распространения радиоволн во время солнечных вспышек. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, I985, вып.5, с.I44-I50.

Исследованы амплитудно-частотные характеристики текущего спектра КВ-радиосигналов во время солнечных вспышек. Установлено, что разделение компонент спектра по величине доплеровского смещения частоты происходит вследствие распространения сигналов двумя основными модами Е и F. Увеличение величины смещения частоты КВ-сигнала в зависимости от длины трассы использовано для определения способов распространения коротких радиоволн на конкретной радиотрассе.

Библ. 7, ил. 4.

УДК 537.86

Сердюкова А.В. Численное исследование эффекта нагрева ионосферы за счет потока тепла из плазмосферы. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып. 5, с. 151-155.

Проведено численное исследование влияния нагрева электронного газа за счет увеличения потока тепла из плазмосферы. Показано, что если верхнее граничное значение концентрации электронного газа не изменяется при переходе от спокойных условий к возмущенным, то такой нагрев вызывает депрессию n_e во всей F области ионосферы, однако если в качестве верхнего граничного условия требовать постоянства диффузионного потока, то нагрев электронного газа приводит к увеличению концентрации электронов в F области.

Библ. 12, ил. 3.

УДК 537.86

Белов В.А. Об управлении математическими моделями ионосферы. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск. ун-та, 1985, вып.5, с.156-159.

Рассматриваются различные виды управления применительно к моделям ионосферы. Приводятся временные характеристики самосогласованной модели среднеширотной ионосферы, необходимые для определения времени регулирования, для выбранных входных параметров.

В качестве управляющих параметров были взяты три входных параметра, представляющих граничные условия: диффузионный поток ионов на верхней границе, температура нейтрального газа и концентрация атомарного кислорода на нижней границе. Наиболее удобными параметрами для целей управления являются диффузионный поток ионов и концентрация атомарного кислорода, которые можно отнести к разряду малоинерционных параметров.

Библ. 3, ил. 3.

УДК 550.5I0.535

Гордеев О.К., Карманов П.И. Ионосферная суббуря 2I-22 января 1969 г. - В кн.: Электродинамика и распространение волн. Томск: Изд-во Томск.ун-та, I985, вып.5, с.I60-I63.

Проведено исследование поведения ионосферы во время суббури 2I-22 января I969 г. Проведен анализ первых нескольких естественных ортогональных составляющих для высот и критических частот слоя F2. Прослежены пространственно-временные вариации этих параметров ионосферы в средних широтах и выявлены основные закономерности их поведения.

Библ. 8, ил.3.

СОДЕРЖАНИЕ

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН

Межвузовский тематический сборник

Выпуск 5

ИБ 1502

Редактор Л.И.Дюканова

Подписано в печать 28.02.85г. КЗ 06047

Формат 60х84 I/16 Бумага типографская № 3

Печать офсетная. Печ.л. II,25. Усл.печ.л.10,46.Уч.-изд.л. 9,37.
Тираж 300 экз. Заказ 205. Цена I р. 40 к.

Издательство ТГУ, 634029, Томск, ул. Никитина, 4.

Ротапринт ТГУ, 634029, Томск, ул. Никитина, 4.

1-574072

Томский госуниверситет 1878
Научная библиотека 00589559

ТГУ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ТОМСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА