ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

КОЛЛИНЕАРНАЯ АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

В.А.Емельянов, С.В.Никитин

Чувашский госуниверситет

Получена система дифференциальных уравнений, описывающих коллинеарную дифракцию света на трехмерном акустическом цуге конечной длины с sinc-образной временной огибающей. Исследована зависимость полосы пропускания акустооптической ячейки от соотношения длин цуга и кристалла, пропускание фильтра при дифракции света на акустических цугах с sinc-образной временной огибающей.

Рассмотрим коллинеарное взаимодействие с sinc-образными цугами. Дифракция света на акустическом цуге описывается волновым уравнением:

$$\mathrm{rot\,rot}\mathbf{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\hat{\varepsilon}_0\mathbf{E} + \Delta\hat{\varepsilon}A\,\mathbf{E}\right) = 0, \tag{1}$$

где E – напряженность электрического поля световой волны, c – скорость света, $\hat{\varepsilon}_\mathbf{0}$ – тензор диэлектрической проницаемости среды, $\Delta\hat{\varepsilon}$ – изменение $\hat{\varepsilon}_\mathbf{0}$ при воздействии звука, A – акустический цуг.

Акустический цуг A в (1) распространяется вдоль оси x со скоростью v и описывается формулой с sinc -образной временной огибающей:

$$A = \frac{A_0}{\sqrt{1-jD_1x}}\frac{1}{\sqrt{1-jD_2x}}\exp\left[j(\Omega t - Kx) - \frac{y^2}{R_1^2(1-jD_1x)} - \frac{z^2}{R_2^2(1-jD_2x)}\right]\times$$
$$\times\mathrm{sinc}\left(-\frac{vt-x}{l}\right), \tag{2}$$

где A_0 – амплитуда звукового цуга на входе в ячейку при x=0; D_1, D_2 – расходимость цуга в направлении y, z, соответственно; R_1, R_2 – поперечные размеры цуга при x=0 и t=0; $D_{1,2}$=2$W_{1,2}/K_0\ R_1, R_2$; $W_{1,2}$ – характеристики анизотропного поперечного расплывания; Ω, K – частота и волновой вектор акустического цуга; 2l – длина акустического цуга; sinc(ζ)=sinζ/ζ.

Распространение акустического цуга вызывает упругую деформацию среды, изменяя показатели преломления среды, связанные с упругооптическим эффектом, происходит изменение тензора диэлектрической проницаемости. Связь между упругой деформацией и изменением диэлектрической проницаемости:

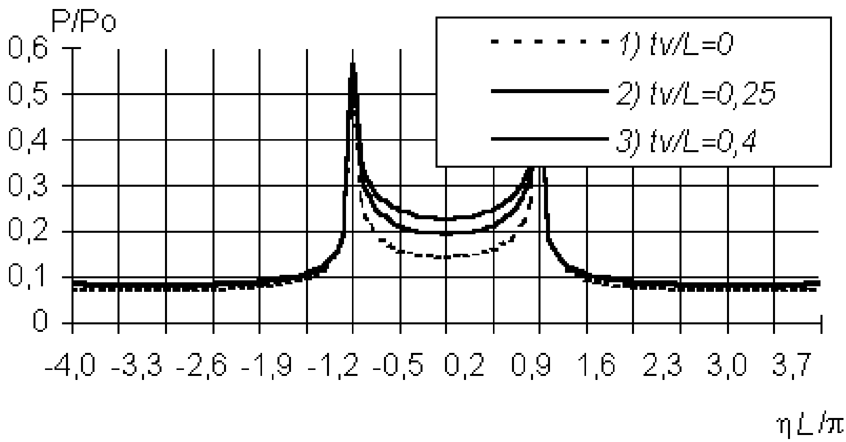
$$\Delta\varepsilon_{ik} = -N_i^2 N_k^2 \sum_{l,m=1}^{3} p_{iklm} S_{lm} , \tag{3}$$

где N_i, N_k – главные показатели преломления среды; i,k,l,m – координатные индексы; P_{iklm} – тензор фотоупругости, S_{im} – деформация кристалла. В свою очередь деформация кристалла вызвана волной упругих деформаций AS_{im}, пропорциональной A_0. В такой постановке задача сводится к решению системы двух связанных дифференциальных уравнение первого порядка для спектров прошедшего и дифрагированного поля. Для решения системы уравнений использован метод Эйлера-Коши.

Рассмотрим эффективность акустооптической дифракции. Так как звуковой цуг имеет конечные размеры, эффективность дифракции может быть определена через соотношение потоков мощностей в дифрагированном и падающем пучке света P/P_0. В световом пучке поток мощности рассчитывается как квадрат модуля распределения светового поля по поперечному сечению пучка s:

$$P = \frac{1}{2}\int_S |\mathbf{E}_t| ds , \quad P_0 = \frac{1}{2}\int_S |\mathbf{E}_d| ds . \tag{4}$$

В качестве примера на рисунке приведены зависимости P/P_0. от длины акустооптической ячейки в различные моменты времени для короткого звукового цуга sinc-образной формы.

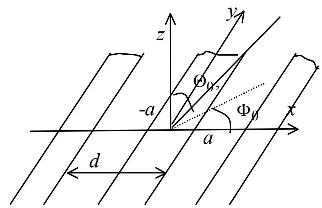


ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИМПЕДАНСНЫХ СТРУКТУРАХ

В.А.Емельянов

Чувашский госуниверситет

В работах [1,2] рассмотрена задача дифракции электромагнитных волн на бесконечно протяженной ленте в свободном пространстве. При решении задачи дифракции на ленте обычно полагают, что она идеально проводящая. Мы рассматриваем случай наклонного падения электромагнитной волны на систему из N импендансных бесконечно протяженных лент, отстоящих друг от друга на расстоянии d. Ленты шириной $2a$ ориентированны вдоль оси y и находятся в плоскости $z=0$ (рис.). Полагаем, что окружающее пространство однородно, а лента имеет поверхностный импеданс ZZ_0 (Z_0 – импеданс свободного пространства).



Первичное падающее поле запишем в виде

$$\dot{\mathbf{H}}^{пад} = \mathbf{H}_0 \exp(-ik_0\mathbf{nr}), \dot{\mathbf{E}}^{пад} = -Z_0[\mathbf{nH}_0]\exp(-ik_0\mathbf{nr}), \tag{1}$$

где k_0 – волновое число в свободном пространстве, $H_0=\{-\sin\Phi_0,\cos\Phi_0,0\}$, $n=\{\sin\Theta_0\cos\Phi_0, \sin\Theta_0\sin\Phi_0\cos\Theta_0\}$, $r=\{x,y,z\}$, Θ_0, Φ_0 – углы, отсчитываемые от оси z и от оси x в плоскости xy, соответственно.

Полное поле есть сумма падающего и рассеянного лентами полей

$$\dot{\mathbf{H}} = \dot{\mathbf{H}}^{пад} + \sum_{p=1}^{N} \dot{\mathbf{H}}_p^{рас}, \dot{\mathbf{E}} = \dot{\mathbf{E}}^{пад} + \sum_{p=1}^{N} \dot{\mathbf{E}}_p^{рас}, \tag{2}$$

где p – номер ленты.

На поверхности лент сверху и снизу задаются условия импедансного типа для касательных составляющих полей $E_{p\tau}$ и $H_{p\tau}$:

$$\left.\begin{aligned}\dot{\mathbf{E}}_{p\tau}(x,y,+0) - ZZ_0\left[\mathbf{v}_0\dot{\mathbf{H}}_{p\tau}(x,y,+0)\right] = 0\\ \dot{\mathbf{E}}_{p\tau}(x,y,-0) + ZZ_0\left[\mathbf{v}_0\dot{\mathbf{H}}_{p\tau}(x,y,-0)\right] = 0\end{aligned}\right\}, |x| < a, \tag{3}$$

где $\mathbf{v}_0$ – единичный вектор вдоль вертикальной оси z.

Выражения для касательных составляющих полей, рассеянных лентами, с учетом связи между векторным потенциалом и векторами напряженности, имеют вид

$$\dot{\mathbf{E}}^{pac}_{p\tau}(u,v) = \mp\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} iw\left[\mathbf{v}_0\mathbf{a}_{p\pm}(\xi)\right]\exp(i\xi u \pm iwv)d\xi,$$

$$\dot{\mathbf{H}}^{pac}_{p\tau}(u,v) = \mp\frac{1}{2\pi Z_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty} iw\tilde{\mathbf{M}}\mathbf{a}_{p\pm}(\xi)\exp(i\xi u \pm iwv)d\xi, \tag{4}$$

где $\tilde{\mathbf{M}} = \frac{1}{wk}\begin{pmatrix} k^2-\xi^2 & \xi p_0 \\ \xi p_0 & k_\perp^2 \end{pmatrix}$, $k_\perp = \sqrt{k^2 - p_0^2}$,

Нормальные составляющие рассеянного поля:

$$\dot{E}^{pac}_{pz}(u,v) = -\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(i\xi a_{p\pm y}(\xi) + ip_0 a_{\pm x}(\xi)\right)\exp(i\xi u \pm iwv)d\xi,$$

$$\dot{H}^{pac}_{pz}(u,v) = \mp\frac{1}{2\pi Z_0}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{w}{k}\left(i\xi a_{p\pm x}(\xi) - ip_0 a_{\pm y}(\xi)\right)\exp(i\xi u \pm iwv)d\xi, \tag{5}$$

где $\mathbf{a}_{p\pm}(\xi), a_{p\pm}(\xi)$ – спектральные плотности векторного потенциала в верхнем и нижнем полупространствах.

После подстановки выражения для компонент поля в (3) получается система из двух векторных интегральных уравнений относительно спектральных функций плотностей поверхностей токов

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}(Z\tilde{\mathbf{I}} + \tilde{\mathbf{M}})\mathbf{J}^{э}_p(\xi)e^{i\xi u}d\xi = -2\left[\mathbf{n}\dot{\mathbf{H}}^{пад}_{p\tau}\right] \\ &\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}(Z\tilde{\mathbf{M}} + \tilde{\mathbf{I}})\mathbf{J}^{м}_p(\xi)e^{i\xi u}d\xi = -2Z\dot{\mathbf{H}}^{пад}_{p\tau} \end{aligned}\right\} |u| < 1, \quad \left.\begin{aligned} &\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{J}^{м}_p(\xi)e^{i\xi u}d\xi = 0 \\ &\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\mathbf{J}^{э}_p(\xi)e^{i\xi u}d\xi = 0 \end{aligned}\right\} |u| > 1, \tag{6}$$

где $\tilde{\mathbf{I}}$ – единичная матрица. Система уравнений (6) решается методом моментов.

Известно, что в случае идеально проводящих лент при $d/\lambda < 0{,}5$ рассеивает только нулевая гармоника, остальные создают поверхностную волну; при $d/\lambda > 0{,}5$ появляются дифракционные лучи, соответствующие более высоким гармоникам. В случае импедансных лент появляется рассеянное поле от высших гармоник и при $d/\lambda < 0{,}5$.

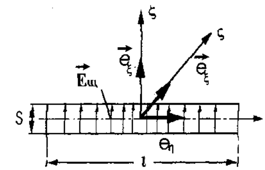
[1] Зацепин П.М., Комаров С.А. //Радиотехника и электроника. 1996. Т.41, № 6. С.906.
[2] Баранчугов Е.А., Зацепин П.М., Комаров С.А. //Радиотехника и электроника. 1998. Т.43, № 11. С.1291-1295.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ РЕЗОНАТОРНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

В.А.Емельянов, В.Н.Пичугин

Чувашский госуниверситет

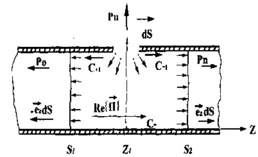
Рассмотрена резонаторно-щелевая антенна. Картина электрического поля показана на рисунке. Магнитное поле, возникающее при возбуждении щели на её поверхности со стороны волновода, обозначим $\vec{H}_1$, с внешней стороны – $\vec{H}_-$. Условие непрерывности магнитного поля на щели:



$$C_-H_- + H_1 = H_-^{\otimes} \qquad (1)$$

позволяет записать поток мощности через щель:

$$\int_S [\vec{E}_k(\vec{C}\vec{H} + \vec{H}_k)^*]d\vec{S} = \int_S [\vec{E}_{k,}\vec{H}^{\otimes}]d\vec{S} \qquad (2)$$



После осуществления несложных преобразований получим уравнение

$$Cd_{\pm}N = YU = (G_{вол} + G + jB)U\ , \qquad (3)$$

в котором амплитуда падающей волны в волноводе C_- связана с напряжением в центре щели U. В уравнении (3)

$$d_{\pm} = \frac{1}{NU^2}\int_S \left[\vec{E}_k^*\vec{H}_{\pm}\right]d\vec{S} = \frac{1}{N}\int_{-l/2}^{l/2}\cos\left(\frac{\pi}{l}\eta\right)\left\{\frac{2}{\pi S}\int_{-S/2}^{S/2}\frac{H_{\pm\eta}}{\sqrt{1-\left(\frac{2\xi}{S}\right)^2}}d\xi\right\}d\eta\ , \qquad (4)$$

N – норма, $d_{\pm}$ – коэффициент связи щели с волноводом (или коэффициент влияния щели на волновод).

Уравнение (3) позволяет составить эквивалентную схему щели, в которой величина C_-d_-N – ток генератора с бесконечным внутренним сопротивлением, а проводимость Y – нагрузка. Основной тип поля, возбуждаемый щелью, даёт проводимость, величина которой определяется выражением

$$Y_{вол} = -\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}}\cos\left(\frac{\pi}{l}\eta\right)\int_{-\frac{S}{2}}^{\frac{S}{2}}\frac{2\alpha_+(z)H_-\eta + \alpha_-(z)H_+\eta}{s\sqrt{1-\left(\frac{2\xi}{S}\right)^2}}d\xi d\eta\ , \qquad (5)$$

где $C_{\pm}(z)$ и $\alpha_{\pm}(z)$ – коэффициенты, определяемые непосредственно под щелью.

Подставляя формулу (4) в (5), найдём $Y_{вол}$

$$Y_{вол} = G_{вол} - jG_{вол}\left\{ tg\frac{\pi l}{\lambda_\partial} - \frac{1}{2}\frac{\frac{\pi l}{\lambda_\partial}\left(1-4\left(\frac{l}{\lambda_\partial}\right)^2\right)}{\cos^2\frac{\pi l}{\lambda_\partial}} \right\}, \tag{6}$$

где $G_{вол}$ определяется следующим образом:

$$G_{вол} = \frac{\lambda\lambda_\partial}{ab}\sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}\left(\frac{l}{\pi a}\right)^2}\left(\frac{\cos\frac{\pi l}{\lambda_\partial}}{1-\left(\frac{2l}{\lambda_\partial}\right)^2}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\pi}{a}y_1\right)\left(\frac{\sin\frac{\pi S}{2a}}{\frac{\pi S}{2a}}\right)^2. \tag{7}$$

Полученные выражения исследовались численно с помощью программы Machcad. С помощью них получены выражения для ДН, КНД и КУ [4].

Изложенный метод расчета проводимости резонаторно-щелевой антенны со щелями, эквивалентными параллельным проводимостям, включённым в линию, остается справедливыми и для щелей, эквивалентных сопротивлениям, которые включены в линию последовательно. Поэтому расчёт антенны производится аналогично при условии замены в соответствующих выражениях нормированных проводимостей нормированными сопротивлениями [1,3].

[1] Антенны и устройства СВЧ. Проектирование фазированных антенных решеток. /Под ред. Д. И. Воскресенского. 2-е издание. – М.: Радио и связь, 1994, 592с.
[2] Ершов Л. И., Кременецкий С. Д., Лось В. Ф. //Радиотехника. 1984. № 2. С. 364.
[3] Кременецкий С. Д. //Радиотехника. 1993. № 8-9. С. 253.
[4] Емельянов В.А., Пичугин В.Н. // В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с. 98.

СВОЙСТВА ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ И РЕЗОНАТОРНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК НА ЧАСТОТАХ, ПРЕВЫШАЮЩИХ РАБОЧИЙ ДИАПАЗОН

В.А.Емельянов, В.Н.Пичугин

Чувашский госуниверситет

В антенных решетках, использующих волновод со щелями, резонаторно-щелевой излучатель является многомодовым. В этих условиях необходимо знание интегральных характеристик излучающих систем (ДН и КУ) не только в рабочем диапазоне, но и на частотах, превышающих рабочий диапазон. В [1-4] при расчетах ДН и КУ используется синусоидальное распределение поля в щели, являющееся лишь первым приближением. Для вычисления более точного распределения поля используется численный метод решения системы интегральных уравнений. Предположим, что на волноводно-щелевую решетку (ВЩР) с продольными щелями на широкой стенке падает из свободного пространства электромагнитная волна (рисунок); поверхность резонатора и волновода имеет бесконечную проводимость $\sigma=\infty$; щели бесконечно узкие $ks<<\lambda$, где s – ширина щели; стенки бесконечно тонкие. На основании теоремы эквивалентности [3] щель представлена в виде суммы элементарных магнитных диполей, объемная плотность тока которых $j_z^M = I^M \ell\delta(x-x')\delta(y-b)\delta(z-z')$. Волновое уравнение для потенциала магнитного диполя V_δ имеет вид

$$\frac{\partial^2 V_\partial}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 V_\partial}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 V_\partial}{\partial z^2}+k^2 V_\partial = -\frac{1}{i\omega\mu_0} j_z^M , \tag{1}$$

где $V_\partial = \sum\limits_{m=0}^{\infty}\sum\limits_{n}^{\infty} A_{mn}(z)\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{n\pi y}{b}$, l – длина диполя.

Решая уравнение (1) относительно коэффициентов $A_{nm}(z)$, получим потенциал, создаваемый щелью в волноводе

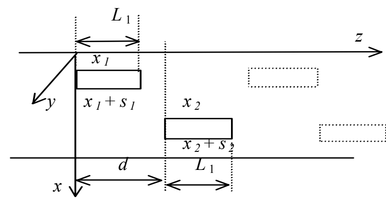
$$V_{щ} = \int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_{o}^{L} V_\partial(x,z)dxdz , \tag{2}$$

где V_δ – потенциал магнитного диполя щели в волноводе,

С учетом того, что падающее поле из внешнего пространства возбуждает только H_{mn} – типы волн в волноводе (для продольной щели), рассматриваем лишь магнитную составляющую $\dot{H}_z$ этих волн. Выражая $\dot{H}_z$ через $V_{щ}$ и учитывая условия непрерывности тангенциальных составляющих вектора магнитного поля, для одиночной щели получим интегральное уравнение Фредгольма. Используя метод Галеркина, решение относительно функции распределения тока ищем в виде $I^M(x',z')=\sum\limits_{l=1}^{N}A_l\sin\frac{l\pi z'}{\ell}g(x')$. В итоге приходим к СЛАУ:

$$\int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_0^L\sum_{l=1}^{N}\int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_o^L\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)*\left(\frac{1}{2\omega ab\mu_0}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\in_m\in_n}{\gamma_{mn}}\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{m\pi x'}{a}e^{-\gamma_{mn}|z-z'|}-\right.$$
$$\left.-\frac{e^{-ikr}}{2\pi i\omega\mu_0 r}\right)A_l\sin\frac{l\pi z'}{\ell}\sin\frac{t\pi z}{\ell}g(x)g(x')dxdzdx'dz'=2\int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_0^{\ell}\dot{H}^{пад}(x,y,z)g(x)\sin\frac{t\pi z}{\ell}dxdz \quad ,(3)$$

где $t=1,2,...,N$; $a,\cdot b$ - размеры волновода; положено $g(x)=g(x')=1$ – распределение тока поперек щели; $\in_m,\in_n$ – числа Неймана, $\in_m,\in_n=1$, при $m,n=0$ и $\in_m,\in_n=2$, при $m,n\neq 0$, L,s – длина и ширина щели; x_0 – координата начала щели вдоль оси x; $\dot{H}^{пад}$ – падающее поле, которое зависит от источника и ориентации щели в пространстве относительно этого источника.



При анализе распределения тока на щелях ВЩР, необходимо учесть вклад, вносимый взаимным влиянием щелей как в волноводе, так и по внешнему пространству.

После того как найдено распределение тока, может быть определена комплексная ДН всей антенной решетки по общей формуле

$$f(\theta,\varphi)=\sum_{p=1}^{N}I_p\left|f_p(\theta,\varphi)\right|\exp(i\psi_p(\theta,\varphi)+ikd_p\sin(\theta)) \quad (4)$$

Ввиду сложности численной реализации модели были использованы преобразования систем (3), которые позволяют перейти от четырехкратных интегралов к однократным. Для различных видов антенн по методике, изложенной в [2,4,5], рассчитаны их характеристики.

[1] Кременецкий С.Д. //Радиотехника. 1993. № 11. С.75-82.
[2] Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. – М.: Радио и связь, 1987, 271с.
[3] Яцук Л.П., Блинова Н.К. //Радиотехника. 2001. № 6. С.24-28.
[4] Емельянов В.А., Пичугин В.Н. //В кн.: Математические модели и их приложения. Сб. науч. тр. Вып.3. – Чебоксары: Изд-во Чуваш. Ун-та, 2001, с.143.
[5] Емельянов В.А., Пичугин В.Н. //В кн.: Математические модели и их приложения. Сб. науч. тр. Вып.3. – Чебоксары: Изд-во Чуваш. Ун-та, 2002, с.165.

ИЗЛУЧЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ДИПОЛЬНОГО ИСТОЧНИКА В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ В АЛЬВЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ

В.Г.Гавриленко, Е.Ю.Петров, Д.А.Сутягина

Нижегородский госуниверситет

Исследованию вопросов излучения и распространения низкочастотных электромагнитных волн в магнитоактивной плазме посвящено большое число работ. Интерес к подобным задачам обусловлен разработкой новых каналов радиосвязи и методов волновой диагностики околоземной плазмы.

В большинстве опубликованных к данному времени работ по указанной тематике рассматривались монохроматические излучатели дипольного типа с простейшими заданными распределениями тока. Между тем, вполне понятно, что в реальной ситуации излучающий элемент имеет негармоническую временную зависимость.

В данной работе рассматривается задача об излучении низкочастотных электромагнитных волн импульсным дипольным источником в столкновительной магнитоактивной плазме. Сторонний электрический ток источника задается в виде

$$\vec{j}(\vec{r},t) = \vec{z}_0 \frac{P}{\tau^2} \delta(\vec{r}) \cdot t \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) H(t) ,$$

где P – дипольный момент, τ – характерная длительность импульса, $\delta(\vec{r})$ – дельта-функция Дирака, $H(t)$ – единичная функция Хевисайда.

Источник находится в однородной магнитоактивной плазме; направление оси z выбрано вдоль внешнего магнитного поля. Будем полагать, что длительность импульса $\tau >> 1/\Omega_H$ (Ω_H – гирочастота ионов). В области частот $0<\omega<\Omega_H$, где сосредоточен спектр источника, может быть использовано “приближение одноосного кристалла” для тензора диэлектрической проницаемости замагниченной плазмы ($\varepsilon_{xx}=\varepsilon_{yy}=\varepsilon$, $\varepsilon_{zz}=\eta$, $\varepsilon_{ij}=0$ при $i\neq j$). Диагональные элементы тензора выражаются следующим образом:

$$\varepsilon = \frac{c^2}{\upsilon_a^2}\left(1 + i\frac{\nu_{in}}{\omega}\right), \quad \eta = -\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_{en})},$$

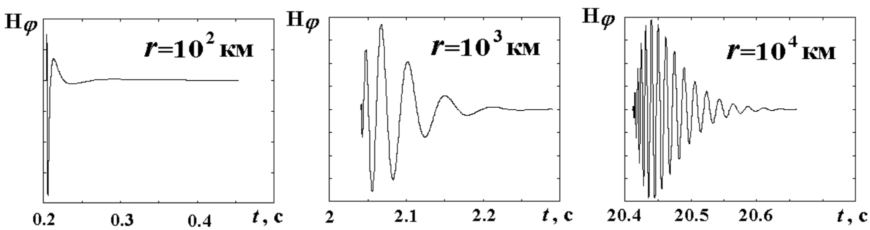
где $\upsilon_a = c \cdot \Omega_p / \Omega_H$ – альвеновская скорость, ω_p и Ω_p – плазменные частоты электронов и ионов, ν_{en} и ν_{in} – частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами.

В работе [1] было показано, что электрический диполь, ориентированный вдоль внешнего магнитного поля в плазме, описываемой диагональным тензором диэлектрической проницаемости, возбуждает лишь одну из нормальных волн (альвеновскую). Продольная компонента векторного потенциала в данной волне может быть представлена в виде

$$A_z(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\sqrt{\varepsilon}}{c}\cdot\frac{P}{(1-i\omega\tau)^2}\cdot\frac{\exp(i\omega c^{-1}\sqrt{\eta\rho^2+\varepsilon z^2}-i\omega t]}{\sqrt{\eta\rho^2+\varepsilon z^2}}d\omega\ ,$$

где $\rho^2 = x^2 + y^2$, а ветвь функции $\sqrt{\eta\rho^2+\varepsilon z^2}$ выбирается исходя из условия излучения ($\mathrm{Im}\sqrt{\eta\rho^2+\varepsilon z^2} > 0$).

На основе приведенного выше интегрального представления с помощью метода наискорейшего спуска было изучено поведение компонент электромагнитного поля в зависимости от времени на различных расстояниях от источника. Показано, что импульсный сигнал распространяется в узком конусе с углом раствора, отсчитываемым от оси z, равным $\theta \approx \mathrm{arctg}(c\nu_{en}/(\upsilon_a\omega_p))$. Вне данного конуса поле импульсного источника экспоненциально спадает на расстояниях $r \approx c/(\omega_p \sin\theta)$. Характерные зависимости азимутальной компоненты магнитного поля $H\varphi$ от времени в случае, когда точка наблюдения (со сферическими координатами r и θ) находится внутри конуса, приведены на рис. Параметры окружающей плазмы выбирались типичными для условий земной ионосферы.



Азимутальная компонента магнитного поля (в усл. ед.) в зависимости от времени (угол $\theta = 0{,}001^0$).

[1] Денисов Н.Г., Докучаев В.П., Тамойкин В.В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т.16, №3. С.351.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ УСЛОВИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ СТРИКЦИОННОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

С.М.Грач, П.В.Котов, Е.Н.Сергеев

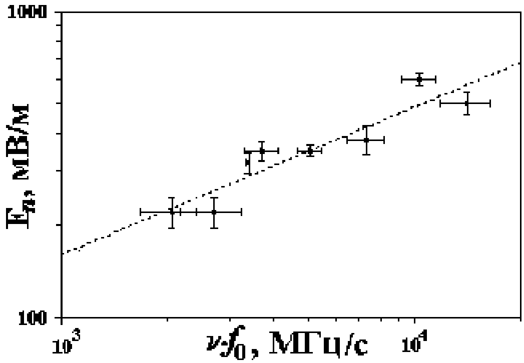
Нижегородский госуниверситет

25 мая 2001 г. на нагревном стенде НИРФИ "Сура" проведена серия исследований характеристик эффекта стрикционного самовоздействия (ССВ) мощной радиоволны (волны накачки, ВН) в зависимости частоты ВН в диапазоне f_0 = 4,5-9 МГц в дневное (14:00-17:30) и вечернее время суток (19:00-21:10). ССВ, напомним, проявляется как быстрое (за несколько миллисекунд) уменьшение амплитуды отраженного от ионосферы сигнала ВН. ССВ связано с развитием стрикционной параметрической неустойчивости вблизи точки отражения ВН обыкновенной поляризации [1]. Величина порогового поля возбуждения E_n и инкремент γ развития неустойчивости определяются выражениями [2]:

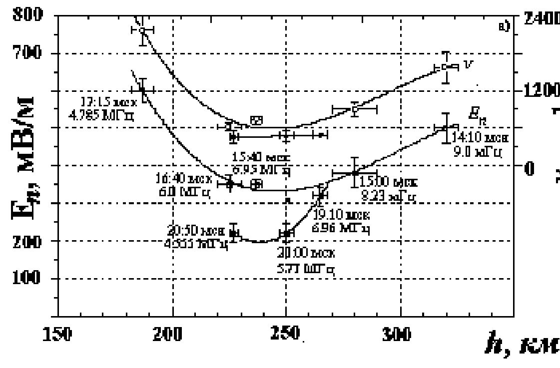
$$E_n^2 = \frac{4N_eT_e}{F_m}\frac{\nu}{f_0}, \quad \gamma = \nu\left(\frac{E_0^2}{E_n^2} - 1\right), \quad \nu = \nu_e + \gamma_{фe}, \tag{1}$$

где N_e и T_e – концентрация и температура электронов, $F_m \approx 0.3$, ν – декремент затухания плазменных волн, складывающийся из столкновительного (ν_e) и бесстолкновительного ($\gamma_{фe}$) затухания, E_0 – амплитуда ВН.

В процессе эксперимента мощность излучения ВН ступенчато уменьшалась с шагом 3 дБ от максимальной вплоть до порогов возбуждения эффекта ССВ. При каждом уровне мощности излучалось от 60 до 200 импульсов длительностью 20, 50 или 100 мс. Отраженный от ионосферы сигнал ВН и сигнал искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [3] на фиксированных частотах регистрировались с помощью радиоприемников "Катран" и, далее, АЦП. Для каждой серии измерений при фиксированной мощности, частоте и длительности импульса ВН проводилось усреднение последовательных реализаций сигналов. Кроме этого, для определения регулярного (линейного) поглощения ВН в нижних слоях ионосферы по соотношению амплитуд первого и второго отражений от ионосферы перед каждым импульсом излучались более короткие импульсы длительностью 300 мкс. Высотные профили электронной концентрации ионосферной плазмы определялись с помощью ионограмм, которые снимались в автоматическом 15-минутном режиме с помощью импульсной ионосферной станции "Базис". При обработке экспериментальных данных определялись, в частности, значения порогового поля E_n. Для вычисления E_n использовались формулы амплитуды поля в первом максимуме функции Эйри в области отражения ВН, измеренные значения пороговой мощности ВН и линейного поглощения, а также определенный по ионограммам масштаб слоя ионосферной плазмы. Декремент затухания плазменных волн ν предполагался равным времени релаксации сигнала ИРИ (уменьшения его интенсивности в e раз) после выключения импульса ВН. На рисунке представлена зависимость полученных значений E_n от произведения νf_0. Зависимость $E_n \sim (\nu f_0)^{0.48}$, полученная по методу наименьших квадратов (пунктирная линия), практически совпадает с теоретической $E_n \sim (\nu f_0)^{0.5}$, следующей из формулы (1).



На рис.2 полученные в различное время и при различных f_0 значения E_n представлены в зависимости от высоты отражения ВН h. Белые квадраты соответствуют дневному времени наблюдений, черные – вечернему. На этом же рисунке приведены соответствующие значения декрементов затухания плазменных волн ν, полученные по измерениям ИРИ (белые и черные кружки). Видно, что, во-первых, наблюдается минимум E_n в области высот 230-250 км, и, во-вторых, величины E_n и ν в дневные часы оказываются существенно выше, чем в вечерние. Последний факт связан с бесстолкновительным затуханием плазменных волн на фотоэлектронах



в дневное время ($\gamma_{фе}$) и указывает на возможность наземной диагностики потоков фотоэлектронов по измерениям пороговых полей стрикционной параметрической неустойчивости в ионосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 01-02-16752, 03-02-16209 и гранта КЦФЕ Е02-3.2-480.

[1] Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. //Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25, №5. С.490-494.

[2] Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. //Геомагнетизм и аэрономия, 1974. Т.4, № 1. С.36-42.

[3] Сергеев Е.Н., Фролов В.Л., Бойко Г.Н., Комраков Г.П. //Изв. вузов. Радиофизика. 1998. Т.41, №3. С.313-347.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИАПАЗОННЫХ СВОЙСТВ НЕЛИНЕЙНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Ю.М.Куликов, И.Ю.Треумов, А.Л.Умнов, В.А.Яшнов

Нижегородский госуниверситет

Предложенный в работе [1] нелинейный рассеиватель с оптическим управлением (НРОУ) может быть использован в качестве бесфидерного датчика электромагнитного поля, элемента антенной решетки нелинейного интерференционного радиолокатора, а также в качестве пассивного транслятора данных в беспроводных компьютерных сетях [2]. В последнем случае НРОУ должен обеспечивать необходимый уровень переизлученного сигнала в достаточно широкой полосе частот. Исследованные в работах [1-2] НРОУ представляли собой вибраторные антенны с включенными в качестве нагрузок фоточувствительными нелинейными элементами и обладали ярко выраженными резонансными свойствами.

В данной работе представлены некоторые результаты экспериментальных исследований фрактальных нелинейных рассеивателей, проведенных с целью изучения их диапазонных свойств. Фрактальная геометрия зародилась сравнительно недавно. Термин “фрактал” был введен Б. Мандельбротом в 1975 г. Фракталы успешно используются для описания таких сложных структур как береговые линии, границы облаков, снежинки, молниевые разряды, деревья и др. В последние годы идеи фрактальной геометрии нашли применение в задачах рассеяния волн статистически неровной или неоднородной поверхностью, обработки изображений и обнаружения малоконтрастных объектов [3]. Быстро развивается теория и практика фрактальных антенн и фрактальных антенных решеток [4]. Одним из преимуществ антенн с фрактальной геометрией является их широкая полоса рабочих частот в сочетании с небольшими размерами.

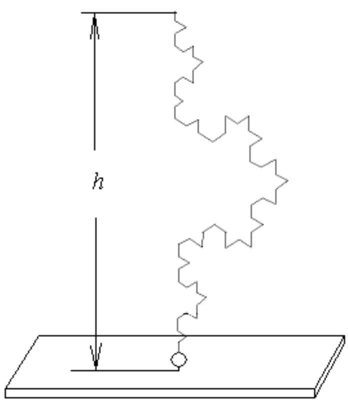


Рис. 1

Для исследований был сконструирован несимметричный вибратор, плечо которого представляет собой третью (n=3) итерацию кривой Кох (рис.1). Длина плеча вибратора h = 60 см, общая длина проводника $l=(4/3)^n h \approx 142$ см. Вибратор закреплен над металлической пластиной размером 60×60 см. Между проводником и пластиной включен нелинейный элемент. В качестве нелинейного элемента была использована сборка, состоявшая из фототранзистора и диода с накоплением заряда КД524. В такой конструкции фототранзистор используется в качестве источника напряжения смещения для диода. По высокой частоте фототранзистор отделен от остальной цепи катушкой индуктивности.

Измерения проводились в помещении размером 8×10×3 м. Электромагнитное поле создавалось двумя СВЧ-генераторами, нагруженными на несимметричные вибраторные антенны и работающими на разных частотах. Прием рассеянного сигнала на комбинационной частоте осуществлялся с помощью радиоприемника AR-5000 с чувствительностью не хуже 0,2 мкВ/м в диапазоне 100-2000 МГц. В качестве примера на рис.2 приведены зависимости амплитуды сигнала на комбинационной частоте, рассеянного фрактальным НРОУ (сплошная линия) и НРОУ в виде обычной вибраторной антенны (пунктирная линия). Предварительные результаты измерений показали, что фрактальный рассеиватель имеет широкую полосу рабочих частот и более эффективен по сравнению с рассеивателем, имеющим линейную форму.

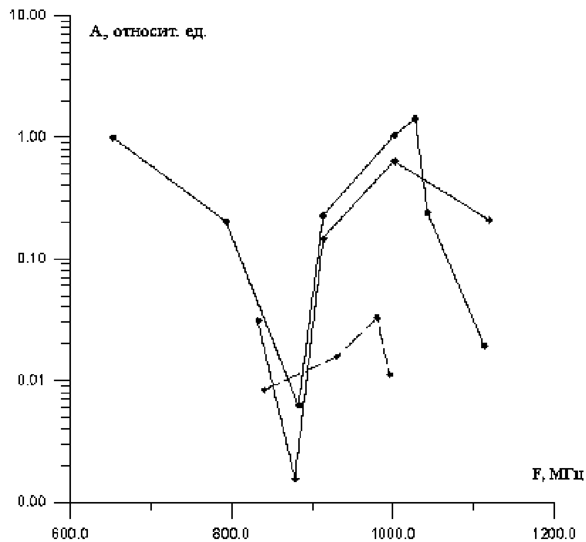


Рис. 2

[1] Кашин А.В., Умнов А.Л., Яшнов В.А. //Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. Вып. 7. С. 26.

[2] Кудрин А.В., Марков Г.А., Умнов А.Л., Яшнов В.А., Васенков А.А., Горбачев А.А., Колданов А.П., Тараканков С.П. //В кн.:Тр. (Шестой) научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.29.

[3] Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. –М.: Логос, 2002, 664 с.

[4] Werner D.H., Ganguly S. //IEEE Antennas&Propagation Magazine. 2003. V.45. №1. P.38.

АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ РЯДОВ ВОЛЬТЕРРА

Ю.М.Куликов, В.А.Яшнов

Нижегородский госуниверситет

Эффекты нелинейного рассеяния электромагнитных волн в последние годы привлекают внимание большого числа исследователей [1]. Актуальность проблемы связана с развитием нелинейной радиолокации, а также с возможностью использования нелинейных рассеивателей в качестве бесфидерных датчиков электромагнитного поля, пассивных ретрансляторов в беспроводных сетях передачи данных и т.п. Нелинейный рассеиватель представляет собой антенну с нелинейной нагрузкой. Теоретический анализ работы таких антенн проводится различными методами [1-3], среди которых можно отметить метод рядов Вольтерра [4], реализованный, в частности, в пакете Microwave Office, предназначенном для анализа СВЧ-устройств. В данной работе проведен теоретический анализ работы нелинейного рассеивателя в виде короткого электрического диполя с нелинейной нагрузкой.

Предположим, что сигнал $y(t)$ на выходе нелинейной системы может быть представлен в следующем виде [4,5]:

$$y(t) = \sum_{p=1}^{N} w_p(t) = \sum_{p=1}^{N} \int h_p(\tau_1, \ldots \tau_p) \prod_{m=1}^{p} x(t - \tau_m) d\tau_m \,, \qquad (1)$$

где $x(t)$ – внешнее воздействие, $h_p(\tau_1,\ldots \tau_p)$ – ядро Вольтерра p-го порядка. Эти ядра не зависят от внешнего воздействия и полностью определяются свойствами цепи. Величину $h_p(\tau_1,\ldots \tau_p)$ можно рассматривать как импульсную характеристику p-го порядка, соответствующую нелинейности того же порядка. Нелинейная функция передачи $H_p(\omega_1,\ldots \omega_p)$ определяется p-мерным преобразованием Фурье

$$H_p(\omega_1, \ldots \omega_p) = \int h_p(\tau_1, \ldots \tau_p) \prod_{m=1}^{p} e^{-i\omega_m \tau_m} d\tau_m \,. \qquad (2)$$

Подстановка (2) в (1) приводит к соотношению

$$y(t) = \sum_{p=1}^{N} \int H_p(\omega_1, \ldots \omega_p) \prod_{m=1}^{p} X(\omega_m) e^{i\omega_m t} d\omega_m \,, \qquad (3)$$

где выходной сигнал выражен через спектр внешнего воздействия.

Особенно удобно использовать выражение (3), если входной сигнал представляет собой сумму гармонических составляющих

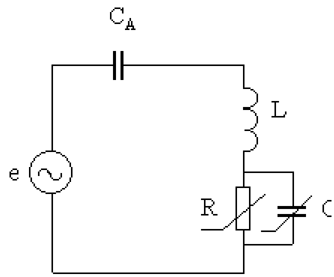
$$x(t) = \frac{1}{2} \sum_{m=-k}^{k} X_m e^{i\omega_m t} \,. \qquad (4)$$

В этом случае выходной сигнал будет иметь вид

$$y(t)=\frac{1}{2}\sum_{m=-k}^{k}X_m H_1(\omega_m)e^{i\omega_m t}+\frac{1}{2^2}\sum_{m_1=-k}^{k}\sum_{m_2=-k}^{k}X_{m_1}X_{m_2}H_2\left(\omega_{m_1},\omega_{m_2}\right)e^{i\left(\omega_{m_1}+\omega_{m_2}\right)t}+\ldots, \qquad (5)$$

где присутствуют нелинейные продукты на частотах $\omega_{m1}+\omega_{m2}$, амплитуды которых определяются нелинейными функциями передачи $H_2(\omega_{m1},\omega_{m2})$, и т.д. Таким образом, исходная задача сводится к вычислению нелинейных функций передачи.

Рассмотрим короткий электрический диполь с нелинейной нагрузкой. Эквивалентная схема такого нелинейного рассеивателя показана на рисунке. Здесь C_A – эквивалентная емкость короткого диполя, определяемая выражением



$$C_A=4\pi\varepsilon_0 h/(\Omega-2-\ln 4), \qquad (6)$$

где $2h$ – размеры диполя, Ω – большой параметр в теории антенн

$$\Omega=2\ln\left(2h/a\right), \qquad (7)$$

a – радиус проводников антенны, ε_0 – электрическая постоянная в СИ. ЭДС эквивалентного источника e связана с напряженностью электрического поля падающей волны E_{inc} соотношением:

$$e=E_{inc}\cdot h_e\text{, где } h_e=\frac{\Omega-1}{2\left(\Omega-2+\ln 4\right)}h. \qquad (8)$$

На рисунке L – индуктивность, вводимая для “удлинения” антенны, R и C – нелинейные характеристики нагрузки.

Применение рядов Вольтерра позволило получить достаточно простые выражения для токов в нагрузке на основной частоте и на гармониках основной частоты при воздействии на антенну монохроматическим излучением, а также на комбинационных частотах в том случае, когда антенна находится в поле двух волн с различающимися частотами. Исследована зависимость амплитуд нелинейных продуктов от частоты электромагнитного поля, а также от параметров нелинейного элемента. Метод рядов Вольтерра применим, если нелинейность нагрузки антенны невелика.

[1] Кузнецов А.С., Кутин Г.И. //Зарубежная радиоэлектроника. 1985. №4. С.41.
[2] Васенков А.А., Горбачев А.А., Заборонкова Т.М. //Радиотехника. 1998. № 10. С. 89.
[3] Liu T.K., Tesche F.M. //IEEE Trans. Antennas and Propag. 1976. V.24, №2. P.131.
[4] Sarkar T.K., Weiner D.D. // IEEE Trans. Antennas and Propag. 1976. V.24, № 2. P.125.
[5] Данилов Л.В., Матханов П.Н., Филиппов Е.С. Теория нелинейных электрических цепей. –Л.: Энергоатомиздат, 1990, 256 с.

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРНОГО КВ КАНАЛА ПО ДАННЫМ ВЕРТИКАЛЬНОГО И НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

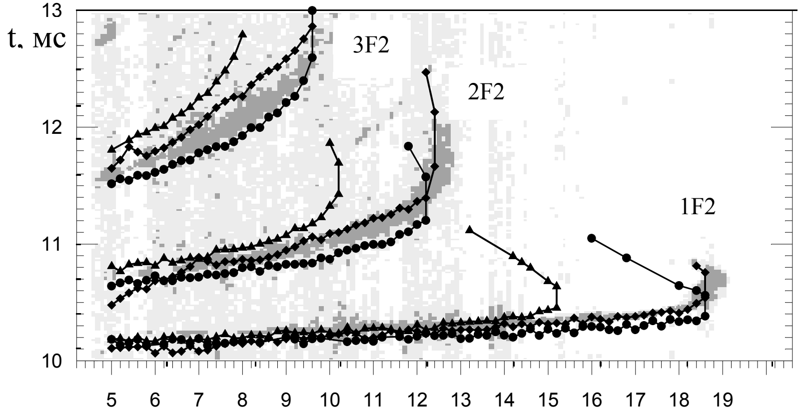
В.П.Урядов, А.А.Понятов

Научно-исследовательский радиофизический институт

Эксперименты показывают [1], что для организации испытаний и обеспечения эффективной работы систем КВ радиосвязи в изменяющихся ионосферных условиях важное значение имеет заблаговременность и точность прогноза основных параметров ионосферного КВ канала, в первую очередь, максимальной применимой частоты (МПЧ) и диапазона оптимальных рабочих частот (ОРЧ) связи. Наиболее эффективным методом является оперативное прогнозирование ионосферного канала в реальном времени с помощью технических средств наклонного зондирования (НЗ), когда системы связи и зондирования совмещены в одном пункте. Однако низкая обеспеченность связных радиолиний средствами НЗ инициирует разработку новых методов прогнозирования. В последнее время интенсивно разрабатывается-метод прогнозирования с использованием искусственных нейронных сетей (ИНС) [2]. Его преимущество заключается в установлении связи параметров радиоканала с гелиогеофизической обстановкой, обусловленной эффектами космической погоды. Этот метод представляется эффективным, но требует сбора и текущего обновления большого объема информации о параметрах солнечного ветра, межпланетного магнитного поля и ряда других параметров, что не всегда доступно. В то же время, на наш взгляд, не исчерпаны возможности прогнозирования, основанного на коррекции глобальной модели ионосферы с использованием данных вертикального (ВЗ) и наклонного (НЗ) зондирования, получаемых в режиме “on-line”.

Представлены результаты сравнения эффективности прогнозирования ионосферного КВ канала на радиолинии Inskip (Англия) – Н.Новгород по долгосрочному прогнозу, а также на основе коррекции ионосферной модели по реальным данным ВЗ и НЗ.

Реальные значения критической частоты слоя F2 ионосферы для станции ВЗ Chilton (Англия), доступные в режиме “on-line” (http://www.wdc.rl.ac.uk), были использованы для коррекции модели ионосферы, расчета ионограмм на трассе Inskip (Англия) – Нижний Новгород и сопоставления результатов моделирования с реальными ионограммами, полученными на этой трассе. В качестве примера на рисунке показана экспериментальная ионограмма НЗ на трассе Inskip (Англия, 54°N, 3°W) – Н. Новгород. Здесь же приведены ионограммы, рассчитанные по долгосрочному прогнозу (треугольники), а также по глобальной модели ионосферы, скорректированной по реальным данным foF2 ст. Chilton (кружки). Сравнение расчетной и экспериментальной ионограмм показывает, что долгосрочный прогноз плохо описывает реальную ионосферу, отличие МПЧ 1F2 составляет ~ 4 МГц. Учет реальных данных ВЗ дает существенное улучшение качества прогноза (ошибка МПЧ порядка 0,4 МГц). На этом же рисунке показана ионограмма (ромбики), рас-



Трасса Inskip – Нижний Новгород, 26 марта 2002 г., 20:37 UT

считанная на основе восстановленного в средней точке трассы Inskip – Нижний Новгород профиля электронной концентрации по приведенной экспериментальной ионограмме наклонного зондирования по методу, изложенному в [3]. Из рисунка видно, что синтезированная ионограмма хорошо описывает экспериментальную ионограмму (для моды 1F2 отличие составляет не более 1%). Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных дает основание полагать, что восстановленный высотный профиль концентрации в средней точке трассы может использоваться в качестве реперного профиля для оперативного прогнозирования условий распространения радиоволн.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-05-64383.

[1] Белоусов Е.Л., Брянцев В.Ф., Урядов В.П. и др. Трассовые испытания в ДКМВ диапазоне. Проблемы и перспективы развития //В кн.: Тр.VIII Международной научно-технической конференции “Радиолокация, навигация, связь”. 23-25 апреля 2002. –Воронеж, 2002, с.1417-1425.

[2] Бархатов Н.А., Урядов В.П.,Понятов А.А. и др. Метод искусственных нейронных сетей и его применение к прогнозированию ионосферного КВ радиоканала //В кн.: Тр. IX Международной научно-технической конференции “Радиолокация, навигация, связь”. 22-24 апреля 2003.–Воронеж, 2003, с.1853-1864.

[3] Понятов А.А., Урядов В.П. Восстановление высотного профиля электронной концентрации по данным наклонного зондирования ионосферы. Препринт №474. НИРФИ. Н.Новгород, 2002г, 13с.

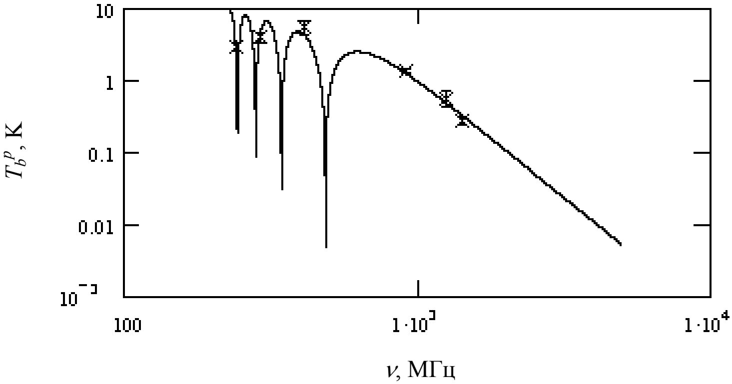
СПЕКТР ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СЕВЕРНОГО ПОЛЯРНОГО ВЫСТУПА

Е.Н.Виняйкин, А.М.Пасека, Б.С.Формозов

Научно-исследовательский радиофизический институт

Данная работа продолжает серию работ по изучению спектров линейно поляризованной компоненты диффузного радиоизлучения в различных областях нашей Галактики [1] и посвящена Северному Полярному выступу (СПВ). Исследования линейной поляризации радиоизлучения Петли I, являющиеся источником информации о структуре и величине магнитного поля, ионизованном газе и релятивистских электронах, указывают на высокую степень упорядоченности магнитного поля в этом космическом объекте [3]. Целью данной работы является продолжение в сторону более низких частот спектра поляризационной яркостной температуры радиоизлучения в избранном направлении с координатами $\alpha_{1950}=14^{h}28^{m}$, $\delta_{1950}=14°$ вблизи вершины СПВ. В 1998 г. и 2002 г. в радиоастрономической обсерватории “Старая Пустынь” нами были выполнены поляризационные измерения указанной области на частотах 408, 290 и 238 МГц. Методика измерений аналогична применявшейся ранее и рассмотрена в [1]. В таблице и на рисунке приведены результаты этих измерений вместе с опубликованными результатами измерений на частотах 910, 1250 и 1407 МГц [3]. Величины χ_g приведены с учетом фарадеевского вращения в ионосфере. Вычислим минимальную по абсолютной величине меру вращения RM и собственный позиционный угол $\chi g0$ (то есть χg при $\lambda\to 0$) методом наименьших квадратов с учетом весов по данным табл., исходя из зависимости $\chi g=RM\lambda 2+\chi g0$.

Частота ν, МГц	Ширина луча в E и H-плоскостях на уровне 0,5 по мощности	Поляризационная яркостная температура T_b^p, K	Позиционный угол в галактической системе координат χ_g
238	$6^\circ 25' \times 6^\circ 25'$	2,9±0,4	
290	$5^\circ 10' \times 5^\circ 10'$	3,9±0,7	114±12°
408	$5^\circ 10' \times 5^\circ 10'$	5,4±1,2	98±15°
910	$2^\circ 25' \times 2^\circ 25'$	1,31±0,07	73±3°
1250	$2^\circ 15' \times 2^\circ 11'$	0,56±0,15	59±15°
1407	$2^\circ 00' \times 1^\circ 51'$	0,27±0,03	57±9°



В результате получим RM=0,84±0,19 рад/м^2, χg0=66±3°, при этом χ2=2,6. Однако ввиду высокой степени упорядоченности магнитного поля в СПВ целесообразно аппроксимировать зависимость χg от λ2 соотношением для однородной области излучения: χg(λ2)=χg0+RMλ2−(π/2)E(2RMλ2/π), где $E(x)=-E(-x)$ есть целая часть аргумента x [3]. При этом предполагается, что область излучения простирается вплоть до наблюдателя (то есть все фарадеевское вращение является внутренним по отношению к области излучения). В таком случае получим RM=4,09±0,12 рад/м2, χg0=48±2° (направление магнитного поля 138±2°), при этом χ2=1,0 вместо 2,6 для простой зависимости. Соответствующая модели однородной области аппроксимация величин Tbp из табл. (рис.) с использованием формулы (5) из [4] (т.е. с учетом фарадеевской деполяризации в полосе приема прямоугольной формы) дает RM=4,06 рад/м2 и температурный спектральный индекс β=3,3 при χ2=7,2. Видно, что значения RM, полученные по χg и по Tbp, практически совпадают. Анализ показывает, что первый минимум Tbp со стороны высоких частот (рис.) соответствует частоте 482 МГц. Мы планируем проверить это предсказание модели.

Работа выполнена при поддержке Минпромнауки (уник. установка 06-29) и гранта РФФИ (проект 03-02-16685).

[1] Виняйкин Е.Н., Пасека А.М., Разин В.А., Формозов Б.С. //В кн.: Тр. 6-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2002 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2002, с.108.
[2] Бочкарев Н.Г. Местная межзвездная среда. – М.: Наука, 1990, 192 с.
[3] Виняйкин Е.Н. //Астрон. ж. 1995. Т.72, №5. С.674.
[4] Vinyajkin E.N., Razin V.A.//В кн.: Astrophysical Polarized Backgrounds./Eds. S.Cecchini, S.Cortiglioni, R.Sault, C.Sbarra. –Melville, New York, AIP, 2002, с.26.