

**ПОЛЯРИЗАЦИЯ РАДИОВОЛН ПРИ РАССЕЯНИИ НА ФЛУКТУАЦИЯХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ВОЗДУХА\***

**Введение**

В изучении атмосферных явлений важная роль принадлежит измерениям поляризации волн, рассеянных в тропосфере [1]. При рассеянии линейно поляризованной волны появление составляющих с поперечной поляризацией, как правило, связывают с присутствием инородных тел или гидрометеоров. Однако поперечная составляющая наблюдалась экспериментально и при обратном рассеянии на флуктуациях диэлектрической проницаемости воздуха [2, 3]. В отсутствие гидрометеоров появление составляющих с поперечной поляризацией связывают с многократным рассеянием и анизотропией среды [4]. Поперечная составляющая наблюдалась и при измерении поляризации рассеянного поля за радиогоризонтом [5]. Отношение экспериментально измеренных интенсивностей поля основной и поперечной поляризаций составляет около 12 – 20 дБ. Интерпретация наблюдаемых результатов различными авторами неоднозначна.

В данной работе в приближении М Борна рассматриваются поляризация радиоволн, рассеянных в различных направлениях, и влияние условий измерения на регистрируемое отношение компонент основной и поперечной поляризаций.

**Компоненты векторного поля**

Составляющие вектора  $E_s$  электрического поля рассеянной волны приобретают удобную для анализа форму, если в прямоугольной системе координат  $x, y, z$  волновой вектор основной волны  $k_0$  направлен вдоль оси  $z$ , а вектор электрического поля этой волны  $E_0$  – вдоль оси  $x$  (рис. 1). Тогда составляющие вектора  $E_s$  выражаются следующими соотношениями [6]:

$$\begin{aligned} E_x &= 2\pi^2 E_0 e^{iKR} G_{\text{el}}(\mathbf{K})(k_0^2 - K_x^2) / R, \\ E_y &= 2\pi^2 F_0 e^{iKR} G_{\text{el}}(\mathbf{K}) K_x K_y e^{i\pi} / R, \\ E_z &= 2\pi^2 E_0 e^{iKR} G_{\text{el}}(\mathbf{K}) K_x (k_0 + K_z) e^{i\pi} / R, \end{aligned} \quad (1)$$

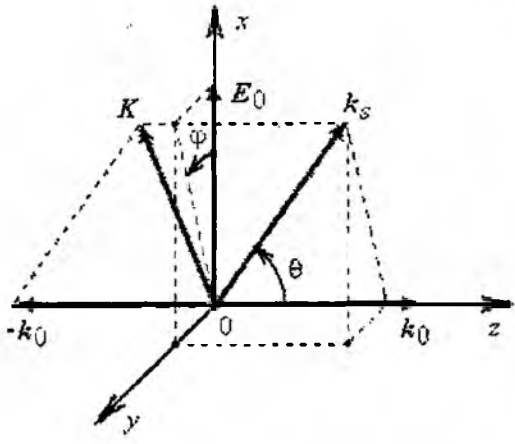


Рис 1

где  $G_{\text{el}}(\mathbf{K}) = \left( \int \int \int e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}} \epsilon(\mathbf{r}) d^3r \right) * \left( \int \int \int e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} V(\mathbf{r}) d^3r \right)$ ,  $K_x, K_y$  и  $K_z$  – координаты вектора рассеяния  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$ ,  $k_s$  – волновой вектор рассеянной волны,  $|\mathbf{k}_0| = |\mathbf{k}_s| = 2\pi / \lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны,  $\epsilon(\mathbf{r})$  – мгновенное пространственное распределение флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха,

$V(\mathbf{r})$  – функция объема рассеивающей области среды, связанная с диаграммой направленности передающей антенны и «импульсным объемом» системы зондирования атмосферы,  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор точки внутри рассеивающей области,  $\mathbf{R}$  – радиус-вектор точки, в которой рассчитывается рассеянное поле, причем начала векторов  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{r}$  находятся внутри области  $V(\mathbf{r})$  и  $|\mathbf{R}| \gg |\mathbf{r}|$ ; \* – знак трехмерной свертки

В выбранной системе векторы  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_s$  имеют координатные представления  $\mathbf{k}_s \{k_{sx}, k_{sy}, k_{sz}\}$ ,  $\mathbf{k}_0 \{0, 0, k_0\}$ . Поэтому координаты вектора  $\mathbf{K}$  оказываются следующими.

\* От редколлегии: В выпуске №152 за 2008 г по техническим причинам был опубликован неполный текст. Публикуем уточненную статью и приносим извинения читателям

$$K_x = k_{xx}, K_y = k_{yy}, K_z = k_{zz} - k_{zz} \quad (2)$$

Обозначая для краткости  $2\pi^2 k_{ii} e^{jkr} G_{ei}(\mathbf{K})/R = G$  и полагая  $k_{ii}$  заданным, выражения (1) можно записать с учетом (2) в форме, содержащей только составляющие вектора  $\mathbf{k}_s$

$$E_x = G(k_{yy}^2 - k_{xx}^2), E_y = -G(k_{xy} k_{xx}), E_z = -G(k_{xx} k_{zz}) \quad (3)$$

Составляющую поля поперечной поляризации  $E_{\perp}$  в точке наблюдения целесообразно оценивать относительно поля электрического диполя, находящегося в рассеивающем объеме, дипольный момент которого параллелен вектору  $\mathbf{E}_{ii}$  падающей волны. На практике мерой деполаризации часто служит отношение  $E_{\perp}/E_x$ , совпадающее с точным значением отношения поперечной и основной компонент  $E_{\perp}/E_x$  когда угол рассеяния  $\theta \rightarrow 0$  или  $\theta \rightarrow \pi$ .

Если приближенно считать  $E_{\perp} = E_y$  и  $E_x = E_x$ , для рассеяния «вперед» и для обратного рассеяния ( $\theta \approx \pi$ ) это отношение выглядит как

$$q = \frac{E_y}{E_x} = \frac{E_{\perp}}{E_x} = -\frac{k_{xy} k_{xx}}{k_{yy}^2 - k_{xx}^2} \quad (4)$$

и зависит только от направления вектора  $\mathbf{k}_s$  относительно  $\mathbf{k}_{ii}$  и  $\mathbf{E}_{ii}$ . Отличие  $q$  от нуля при поляризационных измерениях может вносить систематическую ошибку в результаты радиолокационных наблюдений метеорологических объектов.

Чтобы получить зависимость  $q$  от угла рассеяния  $\theta$  в явном виде, введем сферическую систему координат  $r, \theta, \varphi$  с полярной осью, совпадающей с осью  $z$  (см. рис. 1). В этой системе координат

$$k_{xx} = k_{ii} \sin \theta \cdot \cos \varphi, k_{yy} = k_{ii} \sin \theta \cdot \sin \varphi, k_{zz} = k_{ii} \cos \theta \quad (5)$$

После подстановки (5) в (4) получаем для  $\theta \ll 1$  и  $|\theta - \pi| = \alpha \ll 1$

$$q = \frac{\sin^2 \theta \cdot \sin 2\varphi}{2(\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \varphi - 1)} = \frac{\sin^2 \alpha \cdot \sin 2\varphi}{2(\sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \varphi - 1)} \quad (6)$$

Отношение  $q$  обращается в нуль на плоскостях  $\varphi = 0, \varphi = \pi/2$  и достигает максимума при  $\varphi = \pi/4 + n \cdot (\pi/2)$ ,

где  $n$  – целое число. Зависимость  $q$  от углов  $\theta$  и  $\varphi$  приведена на рис. 2.

В приближенном выражении (6) переменные имеют ясный физический смысл:  $\theta$  – угол между векторами  $\mathbf{k}_{ii}$  и  $\mathbf{k}_s$  (угол рассеяния),  $\varphi$  – угол между вектором  $\mathbf{E}_{ii}$  основной волны и плоскостью, в которой лежат векторы  $\mathbf{k}_{ii}$  и  $\mathbf{k}_s$  («плоскостью наблюдения») [8].

Для определения отношения компонент поля  $\mathbf{E}_s$  при произвольных углах рассеяния воспользуемся введенной ранее сферической системой координат.

В этой системе  $E_r, E_{\theta}$  и  $E_{\varphi}$  связаны с  $E_x, E_y$  и  $E_z$  соотношениями [7]:

$$\begin{aligned} E_r &= E_x \sin \theta \cos \varphi + E_y \sin \theta \sin \varphi + E_z \cos \theta, \\ E_{\theta} &= E_x \cos \theta \cos \varphi + E_y \cos \theta \sin \varphi + E_z \sin \theta, \\ E_{\varphi} &= -E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi \end{aligned} \quad (7)$$

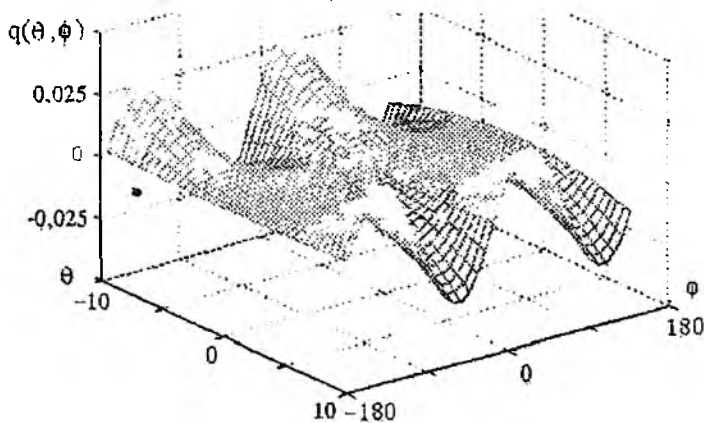


Рис. 2

Подставляя (3) и (5) в (7), получим

$$E_r = 0, E_\theta = Gk_0^2 \cos \theta \cos \varphi, E_\varphi = -Gk_0^2 \sin \varphi. \quad (8)$$

В выражениях (8) функция  $G$  при произвольном  $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_0$  является в общем случае комплексной величиной, однако отношение  $E_\theta / E_\varphi$  оказывается действительным. Следовательно, рассеянные волны поляризованы линейно, но направление  $\mathbf{E}_s$  зависит от  $\theta$  и  $\varphi$ . Отличие от нуля  $E_\theta$  и  $E_\varphi$  не является, однако, свидетельством деполаризации при рассеянии, а указывает на изменение направления  $\mathbf{E}_s$  в пространстве.

Наиболее удобное описание направления вектора  $\mathbf{E}_s$  получается в сферической системе координат  $r, \theta', \varphi'$ , повернутой относительно осей  $x, y$  и  $z$  так, что вектор  $\mathbf{E}_s$  параллелен полярной оси  $z'$ , центр рассеивающего объема находится в начале координат, а волновой вектор  $\mathbf{k}_s$  направлен вдоль оси  $y'$  (рис 3). Тогда

$$E_{x'} = -G \cdot k_{y'} k_{z'}, E_{y'} = -G \cdot k_{x'} k_{z'}, E_{z'} = G(k_{x'}^2 - k_{y'}^2), \\ E_{\theta'} = 0, E_{\varphi'} = 0, E_\theta = -Gk_0^2 \sin \varphi$$

Таким образом, как и в случае электрического диполя, в зоне дифракции Фраунгофера лишь одна «меридиональная» составляющая  $E_\theta$  вектора электрического поля отлична от нуля.

Очевидно, экспериментально измеряемое отношение  $E_\perp / E_\parallel$  зависит от того, где находится точка наблюдения и какое направление принято в качестве направления основной поляризации в этой точке.

### Результаты расчетов рассеянного поля

Для численной оценки  $q(\theta, \varphi)$  при обратном рассеянии использован метод математического моделирования. Программно моделировалась выборочная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(x, y, z)$  в объеме рассеяния  $V(x, y, z)$ . При моделировании выборочных функций случайной среды учитывалось требование равенства среднего по ансамблю спектров выборочных функций  $\overline{|G(k)|^2}$  энергетическому спектру турбулентных пульсаций  $\varepsilon$  в атмосфере  $\Phi_\varepsilon(k)$ .

В предположении статистической изотропности среды [4]

$$\overline{|G(k)|^2} = \Phi_\varepsilon(k) = A \cdot (k^2 + k_0^2)^{-11/6},$$

где  $A = \text{const}$ . Это требование было выполнено путем умножения трехмерного спектра  $G_i(k)$  последовательности некоррелированных нормально распределенных случайных чисел с нулевым средним и дисперсией  $5 \cdot 10^{-5}$  на весовую функцию  $M(\rho^2 + \rho_0^2)^{-11/12}$ , где  $M$  – масштабный множитель, равный  $1/N$ ,  $\rho_0 = 1/L_0$  – волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности. Тогда можно считать, что каждая выборочная функция, найденная обратным преобразованием Фурье, соответствует мгновенному распределению флуктуаций диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$  в атмосфере. Величина  $\rho$  зависит от проекций волнового вектора и вычисляется по формуле  $\rho = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$ , где  $k_x = N_1 - c$ ,  $k_y = N_2 - c$ ,

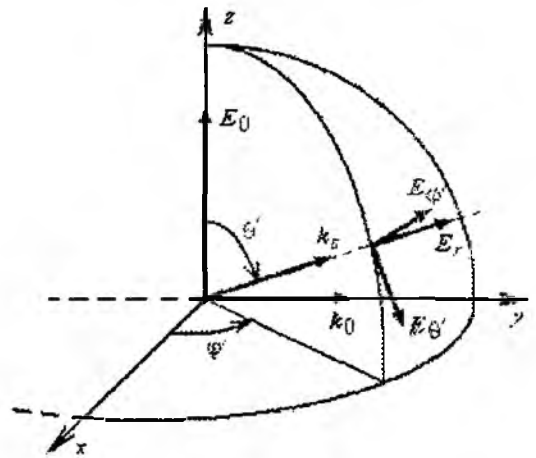


Рис. 3

$k_z = N_z - c$ ,  $c = N/2$ .  $N$  – размерность числового массива в одном измерении. Моделирование выборочной функции выполнялось в трехмерном массиве размером  $256 \times 256 \times 256$  элементов. Форма объема рассеяния определяется диаграммой направленности передающей антенны и длительностью импульса, т.е. соответствует элементу разрешения («импульсному объему») радиолокационной станции зондирования атмосферы. Диаграмма направленности передающей антенны принята осесимметричной, почти однородной в пределах главного лепестка и «гладко» спадающей по краям. Структура выборки  $\varepsilon \cdot V$  в сечениях  $z = const$  и  $y = const$  показана на рис 4 а, б. Величины компонент  $E_x$  и  $E_y$  вектора рассеянного поля рассчитывались по формулам (1). Результаты расчетов приведены на рис 5 а, б и соответствуют структуре поля в фиксированный момент времени. Показаны фрагменты полей  $E_x$  и  $E_y$  в точке  $\theta = 0$  и ее окрестности, ограниченной углами рассеяния  $\theta \leq 10^\circ$  при  $R = const$ . Угол  $\varphi$  отсчитывается от вертикали в плоскости рисунка. Расстояние по радиусу от центра рисунка пропорционально углу рассеяния  $\theta$ .

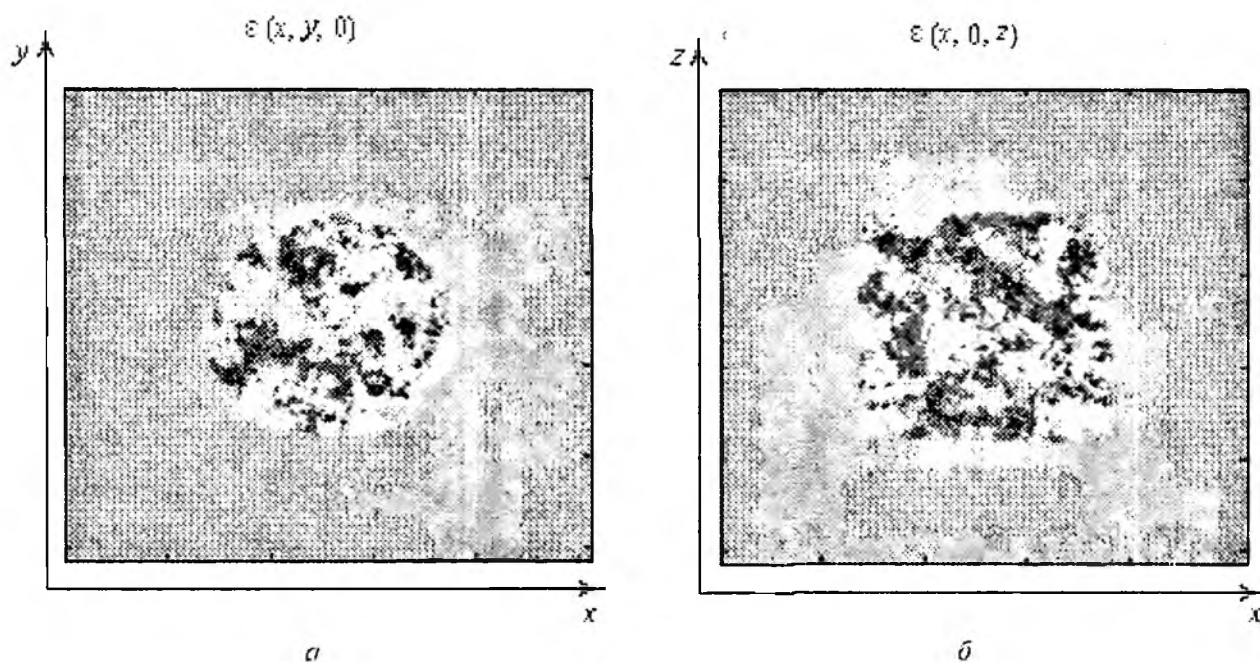


Рис 4

Распределение составляющей  $E_y$  неравномерно, и если  $\varphi = n\pi/2$ , где  $n = 0, 1, 2$  то  $E_y \rightarrow 0$ . Поэтому уменьшить влияние поля, рассеянного на флуктуациях диэлектрической проницаемости, на результаты поляризационных измерений метеорологическими РЛС можно целесообразным размещением передающей и приемной антенн. Если  $\varphi \neq n\pi/2$ , то отношение  $|E_y|/|E_x|$  может быть того же порядка, что и при отражении от гидрометеоров.

На рис 6 показана зависимость измеряемого отношения  $|E_y|/|E_x|$  от угла рассеяния  $\theta$  для значений  $\varphi = 45^\circ$  и  $\varphi = 22^\circ$  в случае приемной антенны с малой апертурой, когда область рассеяния определяется только диаграммой направленности передающей антенны.

Если приемная и передающая антенны имеют большой коэффициент усиления, то результат измерения отношения составляющих основной и поперечной поляризации зависит от точности совмещения диаграмм направленности на заданной дальности.

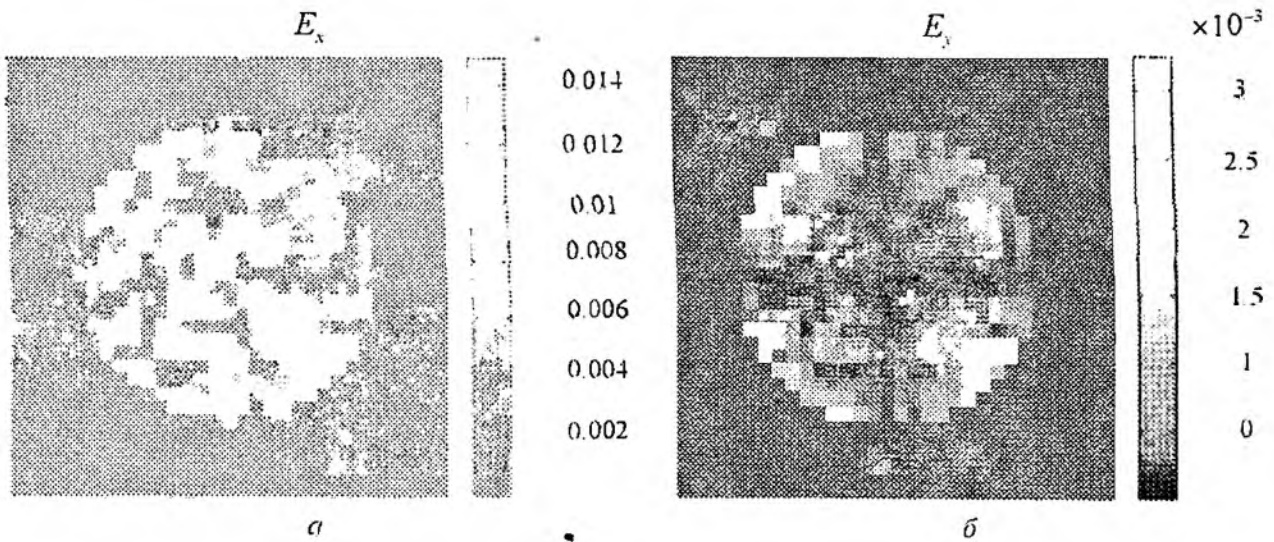


Рис. 5

Даже незначительное рассогласование увеличивает отношение  $q = |E_y|/|E_x|$ . Рост  $q$  объясняется различной пространственной структурой источников вторичного излучения для составляющих  $|E_x|$  и  $|E_y|$

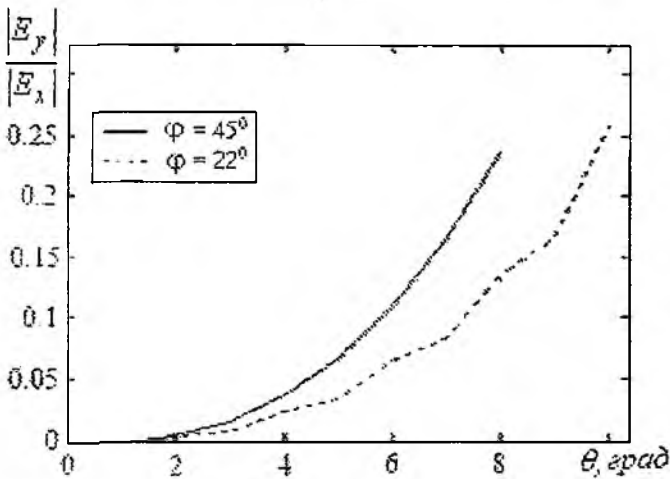


Рис. 6

Использованный в работе путь моделирования и расчетов позволяет по вычисленному комплексному полю в окрестности точки наблюдения восстановить пространственную структуру источников  $E_s$  и найти соответствующие комплексные амплитуды полей в плоскости, перпендикулярной направлению распространения рассеянных волн. Структура вторичных источников и модули амплитуд полей показаны на рис. 7 а, б для компонент  $E_x$  и  $E_y$  соответственно

При расчетах сигналов на выходе приемной антенны область интегрирования по плоскости  $(y, z)$  определяется не только формой, но и ориентацией диаграммы направленности. Если передающая и приемная антенны идентичны, то измеряемое отношение  $|E_y|/|E_x|$  оказывается сложной функцией углов  $\theta, \varphi$  и угла рассогласования между осями диаграмм направленности. По данным работы [9], это отношение может достигать значений  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$

### Выводы

Если направления векторов  $E_{in}, k_0$  и  $k_s$  одинаковы для всех элементов объема рассеяния, отношение компонент рассеянного поля  $|E_y|/|E_x|$  не зависит от выборочной функции случайной среды.

В экспериментальных исследованиях с применением разнесенных приемной и передающей антенн при углах рассеяния  $\theta \neq 0$  отношение  $|E_y|/|E_x|$  зависит от угла  $\varphi$ , т.е. от их взаимного расположения. В случае несовпадения диаграмм направленности на выбранной дальности зондирования измеряемое отношение  $|E_y|/|E_x|$  зависит также от угла рассогласо-

вания между их осями. Влияние рассеяния на флуктуациях диэлектрической проницаемости и малых сферических частицах диэлектрика [8] на точность измерения  $|\mathbf{E}_\perp|/|\mathbf{E}| = E_\perp/E_0$  может проявляться в систематической ошибке. Размещение приемной антенны в области, где  $E_\perp \rightarrow 0$  позволяет уменьшить эту систематическую ошибку

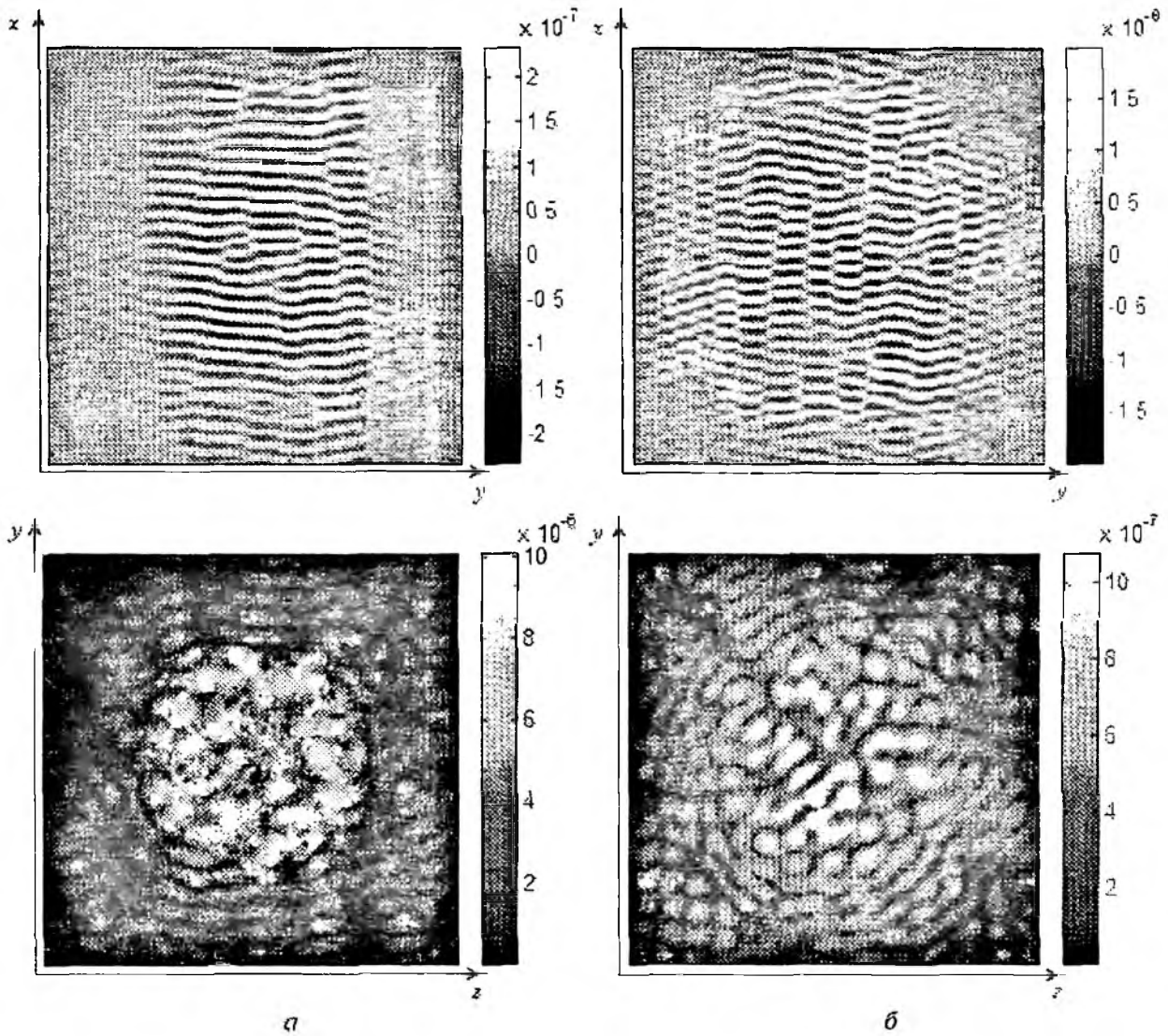


Рис 7

Список литературы: 1 Доулак Р., Зрич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л. Гидрометеоиздат, 1988. 512 с. 2 Черников А. А., Шуляцкий А. Б. Исследование поляризационных характеристик эхо-сигналов от «ясного» неба // Труды 3-го Всесоюзного совещания по радиометеорологии. М. Гидрометеоиздат, 1968. С. 141-147. 3 Kashcheyev V., Oleynikov V., Oleynikov A., Solyanik O., Karabanov A. Some results of the atmospheric wind profiler of Kharkov University of Radioelectronics // Meteorol. Zeitschrift. N F. 7, 1998. P. 332-335. 4 Прохождение радиоволн через атмосферу Земли / Ю. А. Кравцов, З. И. Фейзулин, А. Г. Виноградов. М. Радио и связь, 1983. 23 с. 5 Шарыгин Г. С. Статистическая структура поля УКВ за горизонтом. М. Радио и связь, 1983. 140 с. 6 Петров В. А. Векторное поле радиоволн, рассеянных в тропосфере на флуктуациях диэлектрической проницаемости // Радиотехника. Всесоюз. межвед. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 145. С. 126-129. 7 Мадельунг Э. Математический аппарат физики. М. Физматгиз, 1961. 618 с. 8 Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М. Наука, 1973. 719 с. 9 Петров В. А. и др. Деполаризация при обратном рассеянии волн на диэлектрических неоднородностях атмосферы / Петров В. А., Шейко С. А., Анохин В. И. // Microwave & Telecommunication Technology: 16th Int. Crimean Conference (11-15 Sept., 2006). Севастополь. SpMiCo 2006 Org. Com., 2006. С. 959-960.

Харьковский национальный университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 25.11.2007