

07;09;12

О ЧАСТИЧНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СОСТОЯНИЯ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИИ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

© *А.В.Бровко, А.В.Хохлов*

При проведении радиофизического мониторинга окружающей среды в пассивной радиолокации и радиоастрономии богатейшую информацию о механизмах излучения природных, в частности космических, объектов дает поляризационная структура их собственного радиоизлучения. Поэтому полное или хотя бы частичное восстановление поляризации собственного радиоизлучения объекта по измеренным характеристикам представляется актуальной задачей. Эта задача относится к обратным и для известных параметров среды распространения неоднократно решалась в оптике [1,2], но получаемые решения неоднозначны.

Часто оказывается достаточным решить и более простую задачу: по известной поляризации пришедшего излучения найти множество поляризационных состояний источника, которые трансформируются в данное. Характер трансформации зависит от степени однородности и анизотропии среды, наличия потерь при прохождении излучения и т. д.

Целью настоящей работы является исследование методики восстановления множества поляризационных состояний источника после прохождения излучения через плоский однородный и изотропный слой из немагнитного материала с потерями: диэлектрик с $\epsilon > 1$ или слой плазмы, например ионосферу Земли, с $\epsilon < 1$ — обоснование нового метода определения параметров среды распространения.

Поляризация плоской волны может быть описана параметрами Стокса:

$$I = (E_x^2 + E_y^2)Y = S; \quad Q = (E_x^2 - E_y^2)Y = \rho S \cos 2\chi \cos 2\psi;$$

$$U = 2E_x E_y \cos \delta = \rho S \cos 2\chi \sin 2\psi;$$

$$V = 2E_x E_y Y \sin \delta = \rho S \sin 2\chi, \quad (1)$$

где E_x и E_y — ортогонально поляризованные компоненты электрического поля волны, δ — сдвиг фаз между ними,

Y — волновая проводимость среды, S — плотность потока волны (модуль вектора Пойтинга), ρ — степень поляризации, χ и ψ — углы эллиптичности и ориентации поляризационного эллипса, геометрическими параметрами χ и ψ поляризационного эллипса или поляризационным фазором ($\rho = (E_y/E_x)\exp(i\delta) = \operatorname{tg}\gamma \exp(i\delta)$). В последних двух случаях для полного описания частично поляризованной волны совокупность параметров дополняется плотностью потока S и степенью поляризации ρ . Для полностью поляризованной волны между представленными описаниями существует взаимно однозначная связь [3]:

$$\gamma = \frac{1}{2} \arccos[\cos 2\chi \cos 2\psi]; \quad \delta = \arctg[\operatorname{tg} 2\chi \operatorname{cosec} 2\psi];$$

$$\psi = \frac{1}{2} \arctg[\operatorname{tg} 2\gamma \cos \delta]; \quad \chi = \frac{1}{2} \arcsin[\sin 2\gamma \sin \delta]. \quad (2)$$

Будем рассматривать прохождение полностью поляризованной волны и трансформацию поляризационного состояния описывать с помощью поляризационных фазоров и параметров Стокса.

1. Пусть на плоскопараллельный слой, окруженный с двух сторон вакуумом, под углом θ к нормали падает плоская полностью поляризованная волна. Решая волновые уравнения для трех пространственных областей, разделенных границами среды, получим следующие соотношения [4]:

$$\begin{pmatrix} E' \\ H' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos A & i \sin A/Y \\ iY \sin A & \cos A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_0 \\ H_0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$A = \frac{2\pi d}{\lambda} (\varepsilon\mu - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (4)$$

где E' и H' — электрическая и магнитная составляющие поля на входе в слой (суперпозиция падающей и отраженной волны), E_0 и $H_0 = E_0 Y_0$ — компоненты прошедшей волны, d — толщина слоя, λ — рабочая длина волны, ε и μ — относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, Y_0 — волновая проводимость вакуума. Величина Y равна произведению волновой проводимости среды $\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon / \mu_0 \mu}$ на ориентационный коэффициент, зависящий от угла падения θ , равного углу выхода волны из слоя θ' , и угла θ'' распространения волны в диэлектрике. Когда электрический вектор волны перпендикулярен и компланарен плоскости падения волны (индексы \perp и \parallel соответственно), имеем

$$Y_{\perp} = Y_0 \sqrt{\varepsilon/\mu} \frac{\cos \theta''}{\cos \theta} = Y_0 \left[\frac{\varepsilon}{\mu} - \left(\frac{\sin \theta}{\mu} \right)^2 \right]^{1/2} / \cos \theta, \quad (5)$$

$$Y_{\parallel} = Y_0 \sqrt{\varepsilon/\mu} \frac{\cos \theta}{\cos \theta''} = Y_0 \cdot \frac{\varepsilon}{\mu} \cos \theta / \left[\frac{\varepsilon}{\mu} - \left(\frac{\sin \theta}{\mu} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Коэффициент τ прохождения волны через плоскопараллельный слой равен отношению комплексных амплитуд прошедшей и падающей волны:

$$\tau = 2Y_0 / [Y_0(\cos A + i(Y_0/Y) \sin A) + iY \sin A + Y_0 \cos A]. \quad (7)$$

Для немагнитного ($\mu = 1$) изотропного диэлектрика с потерями

$$\varepsilon = \varepsilon(1 - i \operatorname{tg} \Delta), \quad (8)$$

где $\operatorname{tg} \Delta$ — тангенс угла потерь, и формулы (4)–(6) принимают вид

$$A = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{r} \cos \frac{\varphi}{2} + i \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{r} \sin \frac{\varphi}{2} = A_f + iA_2, \quad (9)$$

$$Y_{\perp} = Y_0 \sqrt{r} \left(\cos \frac{\varphi}{2} + i \sin \frac{\varphi}{2} \right) / \cos \theta, \quad (10)$$

$$Y_{\parallel} = Y_0 \varepsilon \cos \theta (1 - i \operatorname{tg} \Delta) / \left[\sqrt{r} \left(\cos \frac{\varphi}{2} + i \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right], \quad (11)$$

где

$$r = \sqrt{(\varepsilon - \sin^2 \theta)^2 + \varepsilon^2 \operatorname{tg}^2 \Delta}, \quad \varphi = \operatorname{arctg}[-\varepsilon \operatorname{tg} \Delta / (\varepsilon - \sin^2 \theta)].$$

Отношение W фазоров $p' = \operatorname{tg} \gamma' \exp(i\delta')$ и $p = \operatorname{tg} \gamma \exp(i\delta)$ в виде

$$W = \frac{p'}{p} = \frac{\tau_{\perp}}{\tau_{\parallel}} = \left[(1 - M_{\parallel}) + (1 + M_{\parallel}) \exp(i2A) \right] / \left[(1 - M_{\perp}) + (1 + M_{\perp}) \exp(i2A) \right], \quad (12)$$

где $M_{\parallel} = (Y_{\parallel}/Y_0 + Y_0/Y_{\parallel})/2$; $M_{\perp} = (Y_{\perp}/Y_0 + Y_0/Y_{\perp})/2$, представляет дробно-линейное отображение $W(X)$ периодической функции $X(d/\lambda) = \exp(i2A)$. На плоскости X функция $X(d/\lambda)$ представляет собой логарифмическую спираль, выходящую при $d/\lambda = 0$ из точки (1.0) и сходящуюся с ростом d/λ в точку (0.0). При отображении $W(X)$ точка (0.0) плоскости X переходит в точку $W_0 = (1 + M_{\parallel})/(1 + M_{\perp})$, спираль искажается, но остается в области отображения окружности единичного радиуса (рис. 1, а). Положение точки W_0 определяется величинами $\varepsilon, \theta, \Delta$. При изменении θ от 0 до

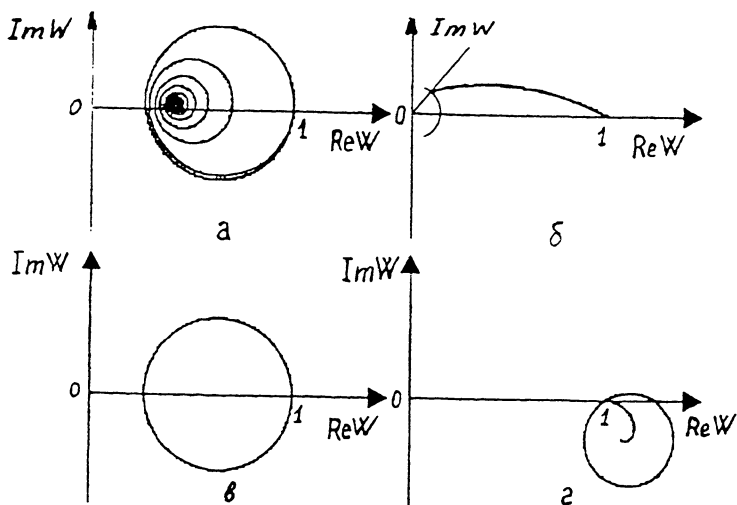


Рис. 1. Зависимость отношения фазов W от параметров среды распространения и угла падения волны: a — зависимость $W(d/\lambda)$ при $\varepsilon = 8$, $\text{tg } \Delta = 0.105$, $\theta = 70^\circ$; $б$ — зависимость положения предельной точки W_0 от угла падения θ при $\varepsilon = 5$, $\text{tg } \Delta = 1$ и изменении θ от 0 до 90° ; $в$ — зависимость $W(d/\lambda)$ при $\varepsilon = 8$, $\text{tg } \Delta = 0$, $\theta = 40^\circ$; $г$ — зависимость $W(d/\lambda)$ при $\varepsilon = 0.45$, $\text{tg } \Delta = 0.58$, $\theta = 40^\circ$.

$\pi/2$ она смещается по радиусу от $|W| = \text{tg } \gamma' / \text{tg } \gamma = 1$ до $|W| = (\cos \delta) / \varepsilon$ и по полярному углу от $\delta' - \delta = 0$ до $\delta' - \delta = \Delta$ (см. рис. 1, б).

Таким образом, при фиксированном ε существует множество поляризационных состояний входящей волны, которые трансформируются в определенное поляризационное состояние на выходе.

2. Рассмотрим, как изменяется поляризация волны, проходящей через диэлектрика без потерь. Переходя в (12) к пределу при $\Delta \rightarrow 0$, получим для модуля и аргумента отношения фазов W выражения:

$$\frac{\text{tg } \gamma'}{\text{tg } \gamma} = \frac{4 \cos^2 A + (1/Y'_{\parallel} + Y'_{\parallel})^2 \sin^2 A}{4 \cos^2 A + (1/Y'_{\perp} + Y'_{\perp})^2 \sin^2 A}, \quad (13)$$

$$\delta' - \delta = \text{arctg}[-\text{tg } A \cdot (1/Y'_{\perp} + Y'_{\perp})/2] - \text{arctg}[-\text{tg } A \cdot (1/Y'_{\parallel} + Y'_{\parallel})/2], \quad (14)$$

где

$$Y'_{\perp} = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} / \cos \theta, \quad Y'_{\parallel} = \varepsilon \cos \theta / \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}.$$

Как следует из (13) и (14), модуль и аргумент W являются периодическими функциями от d/λ с периодом $(d/\lambda)_0 = 1/2\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}$, а все возможные поляризационные состояния входной волны заключены в пределах области (рис. 1, в), ограниченной линиями

$$\frac{\operatorname{tg} \gamma'}{\operatorname{tg} \gamma} = 1; \quad \frac{\operatorname{tg} \gamma'}{\operatorname{tg} \gamma} = \frac{1}{\varepsilon}; \quad \operatorname{tg}(\delta' - \delta) = \pm \frac{1}{2} (\sqrt{\varepsilon} - 1/\varepsilon). \quad (15)$$

Область поляризационных состояний, трансформируемых в заданное, тем шире, чем больше ε отличается от единицы. Это справедливо и для $\varepsilon > 1$, и для $\varepsilon < 1$ (плазма), но в последнем случае следует учитывать потери.

3. Пусть среда прохождения — однородная изотропная плазма ($\varepsilon < 1$, $\operatorname{tg} \Delta \neq 0$). Все полученные соотношения справедливы, но зависимость модуля и аргумента W от параметров падающей волны и среды распространения становится более сложной, в частности при $\varepsilon \leq \sin^2 \theta$ слой плазмы становится непрозрачным для волны вследствие полного внутреннего отражения.

Численный анализ показывает, что и при значениях $\operatorname{tg} \Delta < 0.5$ ($\Delta < 30^\circ$) и произвольных значениях θ и d/λ

$$\begin{aligned} \max(|\operatorname{tg} \gamma' - \operatorname{tg} \gamma|/|\operatorname{tg} \gamma|) &\leq 0.2, \quad \max|\delta' - \delta| \leq 12^\circ \quad \text{при } 0.8 < \varepsilon < 1, \\ \max(|\operatorname{tg} \gamma' - \operatorname{tg} \gamma|/|\operatorname{tg} \gamma|) &\leq 0.5, \quad \max|\delta' - \delta| \leq 30^\circ \quad \text{при } 0.5 < \varepsilon < 0.8, \\ \max(|\operatorname{tg} \gamma' - \operatorname{tg} \gamma|/|\operatorname{tg} \gamma|) &\leq 0.8, \quad \max|\delta' - \delta| \leq 53^\circ \quad \text{при } 0.2 < \varepsilon < 0.5. \end{aligned}$$

Таким образом, можно существенно ограничить множество возможных поляризационных состояний волны на входе в слой, даже имея неполную информацию о среде распространения.

4. Исходя из соотношений (4), (13)–(15) можно предложить новый метод определения параметров среды, в которой распространяется волна, основанный на поляризационных измерениях выходной волны.

Согласно (13) и (14), при прохождении через среду без потерь волна будет сохранять поляризацию, если $A = \pi n$ или $2d\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} = n$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. На плоскости параметров $(\theta, d/\lambda)$ при фиксированном ε каждому n соответствует одна линия сохранения поляризации (рис. 2, а), а смещение по углу падения θ от 0 до $\pi/2$ при достаточно большом d/λ приводит к пересечению нескольких линий сохранения поляризации. Если теперь некоторый радиоисточник, поляризация собственного излучения которого за время наблюдений существенно не меняется ($\operatorname{tg} \gamma' = \operatorname{const}$),

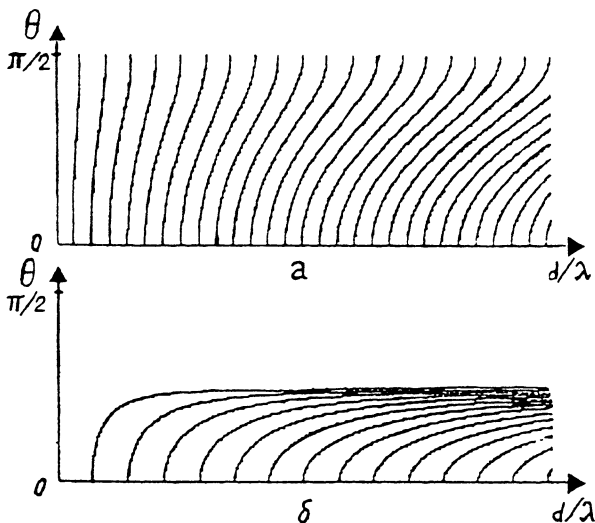


Рис. 2. Линии сохранения поляризации в координатах $(\theta, d/\lambda)$: а — $\epsilon = 2$; б — $\epsilon = 0.5$.

наблюдается через слой диэлектрика с неизвестными d и ϵ , а угол падения волны на слой (θ) изменяется по известному закону, то при значениях θ , соответствующих пересечению линий сохранения поляризации (рис. 2, а), модуль фазора выходного излучения будет минимальным. Это означает, что в точках сохранения поляризации параметры Стокса I и Q будут принимать максимальные значения. Следует отметить, что вариации I и Q ничтожно малы и могут быть измерены лишь прецизионным радиополяриметром, например дифференциально-коммутационным [5,6]. Фиксируя на зависимостях $I(\theta)$ и $Q(\theta)$ углы θ_1 , $\theta_2 < \theta_1$ и $\theta_3 < \theta_2$, соответствующие трем равноотстоящим друг от друга на Δn максимумам, можно вычислить ϵ среды распространения по формуле

$$\epsilon = \frac{4 \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_3 - (\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_3 - 4 \sin^2 \theta_2)}{8(\sin^2 \theta_1 + \sin^2 \theta_3 - 2 \sin^2 \theta_2)},$$

а зная ϵ , определить и толщину слоя по формуле

$$d = \frac{\lambda \Delta n / 2}{(\epsilon - \sin^2 \theta_2)^{1/2} - (\epsilon - \sin^2 \theta_1)^{1/2}}.$$

Чем больше величина Δn , тем менее строгие условия накладываются на точность определения углов θ_1 , θ_2 и θ_3 , но все же чтобы получить достоверные значения ϵ и d , необходимо измерять углы с точностью до десятых долей градуса.

Предложенный метод частичного восстановления поляризационных характеристик источников радиоизлучения и определения параметров среды распространения был использован для определения усредненной поляризации радиоизлучения диска спокойного Солнца.

Список литературы

- [1] *Аззам Р., Башара Н.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М., 1981. 584 с.
- [2] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М., 1973. 720 с.
- [3] *Хохлов А.В.* Введение в радиоастрономию. Ч. 1. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1974. 138 с.
- [4] *Корнблит С.* СВЧ оптика. Оптические принципы в приложении к конструированию СВЧ антенн. М., 1980. 360 с.
- [5] *Khokhlov A.* // SPIE. 1991. V. 1576. P. 366-368.
- [6] *Хохлов А.В., Мясников А.В.* // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40. № 4. С. 675-684.

Саратовский
государственный
университет
им. Н.Г. Чернышевского

Поступило в Редакцию
20 декабря 1995 г.
В окончательной редакции
29 апреля 1996 г.

