

## Влияние деполяризации радиолокационного сигнала в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния

Н.Н. Олюнин, В.В. Сазонов, А.Г. Виноградов

*Московский физико-технический институт (государственный университет)*

*141700, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

*ОАО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца»*

*127083, г. Москва, ул. 8 Марта, 10, стр. 1*

*Nikolay.Olyunin@gmail.com*

*Анализируется влияние ионосферных поляризационных эффектов на измерения поляризационной матрицы рассеяния в радиолокаторах с полным поляризационным анализом в рамках квазиизотропного приближения.*

*Effect of polarization changing phenomena on measurement of polarization scattering matrix with radar stations capable of complete polarization analysis is considered in the framework of quasi-isotropic approximation.*

При измерении поляризационной матрицы рассеяния в радиолокаторах с полным поляризационным анализом неизбежно приходится учитывать изменение поляризации радиоволны при прохождении через атмосферу. Наиболее существенные изменения поляризации происходят при прохождении радиоволны через ионосферу. Ввиду наличия у Земли магнитного поля ионосфера является анизотропной средой. Анизотропия среды приводит к деполяризации радиоволны. Кроме того, тензор диэлектрической проницаемости ионосферы несимметричен, и поэтому ионосфера является еще и невзаимной средой. Невзаимность среды приводит к тому, что деполяризация радиоволны при прямом прохождении через ионосферу не компенсируется «обратной» деполяризацией при прохождении через ионосферу радиоволны, отраженной от цели.

В радиолокационной поляриметрии основной причиной деполяризации сигнала традиционно считается эффект Фарадея [1]: эффект вращения плоскости поляризации падающей и рассеянной волн при прохождении сигнала через ионосферу. Влияние фарадеевского вращения в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния исследовано достаточно хорошо. Существуют методы, позволяющие оценить угол фарадеевского вращения с точностью до  $\pi/2$ , и, таким образом, дающие принципиальную возможность восстановления истинной поляризационной матрицы рассеяния (см., например, [2]). Но эффект Фарадея — не единственная причина, изменения поляризации сигнала в ионосфере. Кроме фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере также происходит деполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона [3]. Численные оценки порядка величины этого эффекта показывают [4], что он может быть существенным для поляриметрических измерений на метровых волнах. Цель данной работы — комплексный анализ влияния вышеупомянутых ионосферных эффектов на измерения поляризационной матрицы рассеяния.

Рассмотрим луч, характеризующий распространение радиоволны. Пусть  $\mathbf{v}$  — главная нормаль,  $\mathbf{b}$  — бинормаль, а  $\mathbf{l}$  — касательная к лучу (рис. 1). Разложим вектор  $\mathbf{E}$  волны по векторам  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{b}$ :  $\mathbf{E} = \Phi_v \mathbf{v} + \Phi_b \mathbf{b}$ . Введем комплексный угол

$$\theta = \arctg(\Phi_v / \Phi_b) = \theta' + i\theta''.$$

Его вещественная часть  $\theta' = \text{Re } \theta$  — это угол между большой осью эллипса поляризации и нормалью к лучу, а  $\text{th } \theta''$  — отношение малой и большой осей эллипса поляризации.

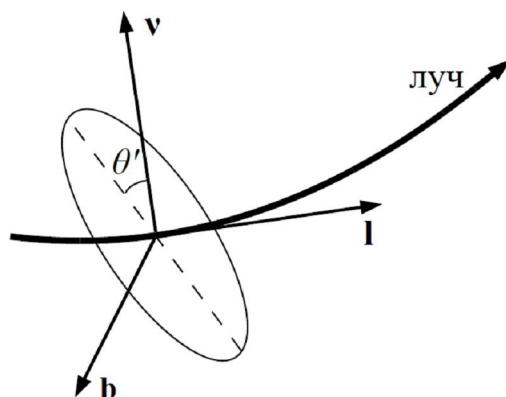


Рис. 1.

В квазиизотропном приближении, в рамках которого анизотропия ионосферы рассматривается как малое возмущение, для комплексного угла  $\theta$  справедливо следующее уравнение [3]:

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{1}{T_{\text{крч}}} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha - i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} v u \sin^2 \alpha \sin 2(\theta + \beta), \quad (1)$$

где  $\sigma$  — расстояние вдоль луча,  $T_{\text{крч}}$  — радиус кручения луча,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота радиоволны,  $c$  — скорость света,  $v = 4\pi N e^2 / (m_e \omega^2)$ ,  $\sqrt{u} = eH / (m_e c \omega)$ ,  $N$  — концентрация электронов,  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона,  $\alpha$  — угол между лучом и магнитным полем  $\mathbf{H}$ ,  $\beta$  — угол между главной нормалью к лучу  $\mathbf{v}$  и плоскостью  $(\mathbf{l}, \mathbf{H})$ . Первое слагаемое в правой части этого уравнения описывает вращение плоскости поляризации, обусловленное кручением луча. Второе слагаемое соответствует эффекту Фарадея. Третье слагаемое соответствует эффекту Коттона-Мутона. Оценки, приведенные в [3], показывают, что деполяризация, обусловленная кручением луча в ионосфере, мала, и ей можно пренебречь.

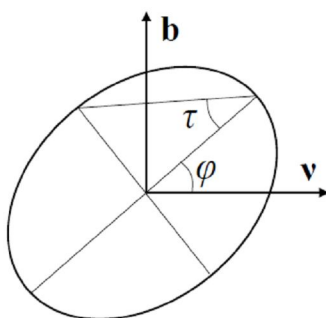


Рис. 2.

Рассмотрим другие параметры эллипса поляризации, чаще используемые в радиолокационной поляриметрии, нежели комплексный угол  $\theta$ : угол ориентации эллипса  $\varphi$  и угол эллиптичности  $\tau$  (рис. 2). Углы  $\varphi$  и  $\tau$  связаны с углами  $\theta'$  и  $\theta''$  следующим образом:  $\varphi = \theta'$ ,  $\text{tg } \tau = \text{th } \theta''$ . Подставляя эти соотношения в уравнение (1) и

пренебрегая деполяризацией из-за кручения луча, получим систему уравнений для углов  $\varphi$  и  $\tau$ :

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = F(\sigma) - C(\sigma) \cos(2\varphi + 2\beta(\sigma)) \operatorname{tg}(2\tau), \quad (2)$$

$$\frac{d\tau}{d\sigma} = C(\sigma) \sin(2\varphi + 2\beta(\sigma)), \quad (3)$$

где  $F(\sigma) = \frac{1}{2}k\nu\sqrt{u} \cos\alpha$ ,  $C(\sigma) = -\frac{1}{4}k\nu u \sin^2\alpha$ . Слагаемое  $F(\sigma)$  в правой части уравнения (2) соответствует эффекту Фарадея. Второе слагаемое в правой части (2) и правая часть уравнения (3) соответствуют эффекту Коттона-Мутона. Из уравнений (2) и (3) видно, что эффект Коттона-Мутона приводит как к вращению, так и к изменению формы эллипса поляризации.

Известно, что если учитывать только фарадеевское вращение плоскости поляризации, то измеренная матрица рассеяния  $\mathbf{M}$  будет связана с истинной матрицей рассеяния  $\mathbf{S}$  следующим соотношением:  $\mathbf{M} = \mathbf{R}_F \mathbf{S} \mathbf{R}_F$  [2], где

$$\mathbf{R}_F = \begin{pmatrix} \cos \varphi_F & -\sin \varphi_F \\ \sin \varphi_F & \cos \varphi_F \end{pmatrix},$$

$\varphi_F$  — угол фарадеевского вращения. Легко показать, что угол  $\varphi_F$  связан с элементами матрицы  $\mathbf{M}$  уравнением:

$$\operatorname{tg} 2\varphi_F = \frac{M_{12} - M_{21}}{M_{11} + M_{22}}. \quad (4)$$

Зная угол  $\varphi_F$ , можно восстановить истинную матрицу рассеяния  $\mathbf{S}$ .

Принципиальная возможность нахождения угла  $\varphi_F$  из измерений матрицы  $\mathbf{M}$  базируется на том факте, что в отсутствии среды матрица рассеяния цели симметрична. Т.е. радиолокатор измеряет две заведомо одинаковые величины — кросс-поляризационные элементы матрицы рассеяния. Если же зондирующий сигнал проходит через ионосферу, измеренная матрица рассеяния будет несимметричной из-за невязности среды. Вследствие несимметричности измеряемой матрицы рассеяния появляются две дополнительные измеряемые величины (элементы матрицы рассеяния комплексные). Поскольку фарадеевское вращение определяется только одним действительным параметром  $\varphi_F$ , а в истинной матрице рассеяния между собой связаны два действительных параметра, на элементы матрицы  $\mathbf{M}$  налагается ограничение, которое в соответствии с (4) записывается в виде

$$\operatorname{Im} \left( \frac{M_{12} - M_{21}}{M_{11} + M_{22}} \right) = 0.$$

На практике это соотношение можно использовать для калибровки радиолокатора.

Вышесказанное справедливо только в том случае, если деполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона мала. Возникает вопрос: можно ли восстановить истинную матрицу рассеяния в тех случаях, когда деполяризацией из-за эффекта Коттона-Мутона пренебречь нельзя? Можно сказать заранее, что такая возможность есть только в том случае, если влияние этого эффекта на измерения матрицы рассеяния определяется только одним параметром. Проанализируем это влияние. Проинтегрируем уравнение (3) и подставим результат в (2). Получим интегро-дифференциальное уравнение для угла  $\varphi$ :

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = F(\sigma) - C(\sigma) \cos(2\varphi + 2\beta(\sigma)) \operatorname{tg} \left[ \tau(0) + \int_0^{\sigma} C(\sigma') \sin(2\varphi + 2\beta(\sigma')) d\sigma' \right].$$

Из этого уравнения видно, что, в отличие от эффекта Фарадея, коттон-мутоновская депolarизация сигнала зависит от начального поляризационного состояния, поскольку в уравнении присутствует  $\tau(0)$ .

Пусть радиолокатор излучает на поляризации  $\mathbf{p}_0$ . При распространении сигнала до цели поляризация сигнала станет равна  $\mathbf{p}_1 = \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$ , где  $\mathbf{U}_1$  — унитарная матрица, зависящая как от состояния ионосферы вдоль луча, так и от начальной поляризации  $\mathbf{p}_0$ . После отражения от цели вектор поляризации станет равен  $\mathbf{p}_2 = \mathbf{S} \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$ . А при обратном распространении от цели до радиолокатора сигнал вновь депolarизуется, и вектор поляризации сигнала станет равен  $\mathbf{p} = \mathbf{U}_2 \mathbf{S} \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$ , где  $\mathbf{U}_2$  — унитарная матрица, зависящая от поляризации  $\mathbf{p}_2$  и от состояния ионосферы.

Таким образом, депolarизация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона зависит как от начальной поляризации сигнала, так и от отражающих свойств цели. Поэтому в тех случаях, когда влиянием этого эффекта на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно.

### Литература

1. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Кн. 2. Радиолокационная поляриметрия. — М.: Радиотехника, 2007.
2. Lee J.-S., Pottier E. Polarimetric radar imaging. — CRC Press, 2009.
3. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983.
4. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. О депolarизации радиолокационных сигналов в ионосфере // Сборник докладов XVI международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2010.