

Ю. В. МОРОЗОВ

**К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОВОЛН,
ОТРАЖЕННЫХ ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЫ**

Показано, что использование параметров Стокса позволяет с высокой точностью определять поляризационные характеристики среднего поля радиоволн, отраженных от неоднородной ионосферы. Результаты расчетов позволяют выдвинуть достаточно аргументированное предположение об определяющей роли области отражения в формировании величины деполяризации отраженных волн.

В работе [1] был предложен метод определения поляризации среднего поля и характеристик деполяризации радиоволн, отраженных от ионосферы, использующий параметры Стокса. Этот метод основывался на возможности представления исследуемого векторного поля в виде суммы среднего поля, а также поляризованного и неполяризованного шумов.

$$\vec{E} = \langle \vec{E} \rangle + \vec{\xi}^n + \vec{\xi}^{\text{шп}}, \quad (1)$$

причем поляризации первых двух слагаемых в правой части считались совпадающими. Это объяснялось качественно с использованием соответствующих указаний работ [2—4] относительно малости явления деполяризации при малых углах рассеяния. В то же время количественно этот вопрос до конца строго не решен. Поэтому и необходимо выяснить, насколько точно поляризационные характеристики, полученные с помощью параметров Стокса, соответствуют истинным характеристикам среднего поля.

В силу большой сложности задачи о распространении векторного поля в неоднородной гиротропной среде с регулярным градиентом электронной плотности, какой является ионосфера, решение ее в общем виде пока не представляется возможным. Поэтому для выяснения отдельных аспектов распространения волн обычно прибегают к различным моделям, более или менее точно описывающим важные для данного явления свойства реальной ионосферы.

Результаты расчетов, проведенных для частного случая рассеяния волны на неоднородностях электронной концентрации в среднем однородной изотропной среде, показывают, что поляризация среднего поля, получаемая с использованием параметров Стокса, отличается от истинных характеристик среднего поля весьма незначительно, и в реальных случаях ионосферного зондирования этим отличием можно пренебречь.

При решении задачи используется решение [5] волнового уравнения с градиентной частью, т. е. с учетом поляризационных эффектов, в изотропной турбулентной неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle + \varepsilon_1, \quad (2)$$

полученное в приближении метода малых возмущений:

$$E_i(\vec{r}) = \langle E_i \rangle + \frac{1}{4\pi} \int \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \left\{ k_0^2 \varepsilon_1 \langle E_i \rangle + \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle} \frac{\partial^2}{\partial x'_i \partial x'_j} (\varepsilon_1 \langle E_j \rangle) \right\} d\vec{r}', \quad (3)$$

где $\vec{k} = \vec{k}_0 \sqrt{\langle \varepsilon \rangle}$ — волновой вектор среднего поля, имеющего вид плоской волны, распространяющейся вдоль оси z прямоугольной системы координат

$$\langle \vec{E} \rangle = \vec{A}_0 e^{ikz}, \quad (4)$$

а индексы i и j имеют значения x и y .

Это решение подставляется в выражения для параметров Стокса, которые можно представить в виде

$$I = \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle, \quad Q = \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle, \\ U = 2 \operatorname{Re} \langle E_x E_y^* \rangle, \quad V = 2 \operatorname{Im} \langle E_x E_y^* \rangle. \quad (5)$$

При подсчете средних значений используется аппарат, развитый в работах [6, 7]. В результате для случая рассеяния волны, фазор среднего поля которой $P_0 = \langle E_y \rangle / \langle E_x \rangle$ на неоднородностях с изотропной функцией корреляции

$$B_\varepsilon(\vec{r}) = \langle \varepsilon_1^2 \rangle \exp\{-r^2/l^2\} \quad (6)$$

получим следующую систему параметров Стокса:

$$I = A_{ox}^2 (1 + |P_0|^2) \{1 + C[1 + \alpha + \alpha^2]\}, \quad Q = A_{ox}^2 (1 - |P_0|^2) \{1 + \\ + C[1 + d + \alpha^2/2]\}, \\ U = A_{ox}^2 2 \operatorname{Re} P_0 \{1 + c[1 + \alpha + \alpha^2/2]\}, \quad V = A_{ox}^2 2 \operatorname{Im} P_0 \{1 + C[1 + \alpha]\}, \quad (7)$$

где

$$C = \pi^2 \sqrt{\pi} \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\langle \varepsilon \rangle} \cdot \frac{lz}{\lambda^2}, \quad \alpha = \frac{1}{\pi^2 \langle \varepsilon \rangle} \cdot \frac{\lambda^2}{l^2}, \quad z — \text{длина пути волны в рассеивающей среде.}$$

Эти формулы справедливы при выполнении условия $\lambda/l \ll 1$, т. е. для достаточно крупных неоднородностей.

Наличие в полученных выражениях членов, пропорциональных α и α^2 , вызвано удержанием при решении волнового уравнения его градиентной части.

Если этого не сделать, то параметры Стокса будут удовлетворять соотношению $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$, которое является необходимым и достаточным условием того, что исследуемая волна полностью поляризована и флуктуации поляризации отсутствуют [8].

Из системы (7) можно найти коэффициент деполаризации волны, определяемый как отношение энергии неполяризованного компонента к энергии всего поля:

$$d = \frac{1 - (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{1} = \frac{(\lambda/l)^4}{2\pi^2 \langle \epsilon \rangle^2 \beta^2} \left\{ 1 + 4 \left(\frac{\text{Im}P_0}{1 + |P_0|^2} \right)^2 \right\}. \quad (8)$$

Здесь β^2 — обычная характеристика возмущенности рассеянного сигнала [9] $\beta^2 = |\langle \vec{E} \rangle|^2 / \langle |\xi|^2 \rangle$, связанная с введенной выше величиной C приближенным равенством $\beta^2 \approx 1/C$.

Имея набор параметров Стокса (7), можно рассчитать поляризационные характеристики методом [1] и сравнить их с истинными характеристиками среднего поля, определяемыми заданным фазором P_0 .

Действительно, для «истинных» угла поворота χ_0 и отношения осей h_0 эллипса поляризации, не зависящих от деполяризации, имеем

$$\chi_0 = \frac{1}{2} \arctg \frac{U}{Q} \Big|_{\alpha=0} = \frac{1}{2} \arctg \frac{2\text{Re}P_0}{1 - |P_0|^2},$$

$$h_0 = \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \frac{v}{(Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}} \right\} \Big|_{\alpha=0} = \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \frac{2\text{Im}P_0}{1 + |P_0|^2} \right\}. \quad (9)$$

В то же время эти параметры, определенные из (7) в общем случае $\alpha \neq 0$ по методике [1], имеют вид

$$\chi_0^1 = \frac{1}{2} \arctg \frac{2\text{Re}R_0}{1 - |P_0|^2},$$

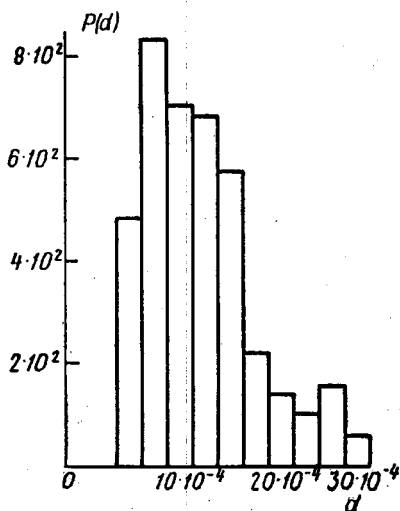
$$h_0^1 = \text{tg} \left\{ \frac{1}{2} \arcsin \left[\frac{2\text{Im}P_0}{1 + |P_0|^2} (1 - d) \right] \right\}. \quad (10)$$

Уравнения (9) и (10) показывают, что угол поворота эллипса поляризации среднего поля в точности совпадает, а отношение осей отличается от истинного на величину порядка коэффициента деполяризации d .

Для оценки этого отличия уместно рассмотреть приведенную на рисунке гистограмму экспериментального распределения величины деполяризации, полученную из результатов вертикального ионосферного зондирования, с объемом выборки около 300 независимых измерений, откуда следует, что наиболее вероятное значение коэффициента деполяризации имеет порядок 10^{-3} .

На основании этого можно сделать вывод, что использование метода параметров Стокса [1] в реальных случаях отражения радиоволн от ионосферы действительно позволяет с высокой точностью определять поляризацию среднего поля.

Далее, используя формулу (8), можно объяснить величину наблюдаемой в эксперименте деполяризации отраженных волн, если заменить реальную ионосферу слоем однородной плазмы, расположенным вблизи уровня отражения, как это иногда делается при анализе фазовых и амплитудных закономерностей.



Действительно, пусть $\beta^2 = 10$, что соответствует использованному при решении задачи методу возмущений, $\lambda/l = 1/3$. Тогда при $\langle \epsilon \rangle = 0,1$ получим реально наблюдаемую величину деполаризации $d \approx 10^{-3}$.

Более того, так как обычное рассеяние без изменения поляризации, которое характеризуется величиной β^2 , изменяется пропорционально $1/\langle \epsilon \rangle$, а деполаризация $d \sim 1/\langle \epsilon \rangle^3$, то на основании проведенных расчетов оказывается возможным предположить, что в реальной ионосфере флуктуации поляризации в основном формируются в более тонкой области, примыкающей к уровню отражения, где $\langle \epsilon \rangle = 0$, чем, например, флуктуации фазы отраженной волны [10].

Все изложенное относится к неоднородностям, имеющим в среднем форму шара. Аналогичный расчет проведен и для более общего случая эллипсоидальных неоднородностей. При этом соответствующие формулы значительно усложняются, в то же время никаких принципиально новых изменений не вносится. Применение параметров Стокса и в этом случае позволяет с большой точностью определять поляризационные характеристики отраженных волн.

Результаты проведенной работы показывают, что применение параметров Стокса при анализе поляризации радиоволн, отраженных от ионосферы, позволяет с высокой точностью определять поляризационные характеристики среднего поля. Получают объяснение экспериментально наблюдаемые величины коэффициента деполаризации отраженных при вертикальном зондировании волн. Результаты расчетов позволяют выдвинуть предположение об определяющей роли области отражения в формировании величины деполаризации радиоволн.

Автор благодарен В. Д. Гусеву за внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Березин Ю. В., Гусев В. Д., Морозов Ю. В. «Геомagnetизм и астрономия», 11, № 3, 1971.
2. Денисов Н. Г. «Изв. вузов», радиофизика, 3, № 2, 1960.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., «Наука», 1967.
4. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. М., «Наука», 1966.
5. Бирюлин И. А. Реферат кандид. диссертации. МГУ, 1966.
6. Татарский В. И. «Изв. вузов», радиофизика, 1967.
7. Ströhlein I. W., Clifford S. F. IEEE, AP-15, No. 3, 1967.
8. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М., ИЛ, 1953.
9. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., «Наука», 1960.
10. Денисов Н. Г., Ерухимов Л. М. «Геомagnetизм и астрономия», 4, № 4, 1966.

Поступила в редакцию
3.7 1971 г.

Кафедра
волновых процессов