Если через h обозначить отношение чувствительностей регистраций T_1 и T_2:

$$h = \Delta T_{2к}/\Delta T_{1к} = (T_п+T_2)/(T_п+T_1)\,, \tag{3}$$

где $T_п$ — входная шумовая температура приемника, то чувствительности регистраций каждой составляющей будут соответственно

$$\Delta T_1 = \Delta T_{1к}/\sqrt{n}, \quad \Delta T_2 = \Delta T_{2к}/\sqrt{m} = h\,\Delta T_{1к}/\sqrt{1-n}\,. \tag{4}$$

Чувствительность разностного сигнала определяется как

$$\Delta T_р = \Delta T_{1к}\sqrt{[1+n(h^2-1)]/n(1-n)}\,. \tag{5}$$

Минимальное значение $\Delta T_р$ получается при

$$n = 1/(1+h) \text{ и } m=1-n=h/(1+h)\,. \tag{6}$$

Следовательно, с учетом конкретных значений составляющих разностного сигнала оптимальная чувствительность получается при уменьшении коэффициента заполнения составляющей, имеющей лучшую чувствительность, что эквивалентно выравниванию чувствительностей обеих составляющих. Это следует также из того, что выражения (6) принимают значение $n=m=0{,}5$ при $h=1$, т. е. при равенстве чувствительностей.

Оптимизация коэффициентов n и m к значению h может быть проведена для составляющих каждого разностного сигнала в рассмотренном выше случае с несколькими шумовыми составляющими.

Таким образом, несимметричная модуляция ($m\neq n$) оказывается применима только в условиях оптимизации к конкретным значениям T_1 и T_2 или к конкретным значениям спектра мощности флуктуаций коэффициента усиления [3].

Для радиометра с $T_п = 100$ К и эталонным источником $T_2 = 300$ К при измерении радиояркостной температуры океана ($T_1 \approx 100$ К) оптимальным является выбор коэффициента заполнения для сигнальной составляющей 1/3, а для эталонной — 2/3, что обеспечивает повышение чувствительности на 5% по сравнению с симметричной модуляцией.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краус Джон Д. Радиоастрономия. — М.: Сов. радио, 1973, с. 231.
2. Мирский Г. Я. Электронные измерения. — М.: Радио и связь, 1986, с. 29.
3. Гольнев В. Я., Корольков Д. В., Фридман П. А. — Изв. САО, 1981, 13, с. 52.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила в редакцию
5 декабря 1986 г.

УДК 537.874.4

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, МНОГОКРАТНО РАССЕЯННОГО В ОБЛАКЕ МАЛЫХ ЧАСТИЦ

В. Л. Кузнецов, В. Г. Буданов

Предметом настоящего сообщения является попытка описания эволюции поляризационных характеристик электромагнитного излучения в облаке анизотропных не коррелированных по положению частиц, образующих во внешнем однородном силовом поле плоскопараллельный слой.

Основная сложность в описании процессов рассеяния заключается в расцеплении процедуры усреднения по полю и характеристикам среды в стохастических волновых уравнениях. В основе обсуждаемого ниже подхода лежит выделение элементарного объема — слоя малой толщины, рассеяние на частицах которого можно рассчитывать в борновском приближении. При описании среднего поля это приводит к бесконечной цепочке уравнений для характеристик поля, аналогичной цепочке для вариационных производных поля в функциональном методе [1, 2]. Для электродинамически разреженных сред цепочку можно разорвать на нижнем уровне. Это приближение позволяет получить замкнутую систему интегродифференциальных уравнений для поляризационных матриц. Внешне развиваемый подход напоминает двухпотоковую теорию [3], однако, в отличие от последней, он основан на анализе микрофизических процессов и не содержит феноменологических коэффициентов.

Рассмотрим плоский облачный слой толщины d, заполненный анизотропными точечными рассеивателями. Концентрация частиц в облаке постоянна и равна n. Частицы поглощающие, т. е. тензор поляризуемости $\hat{\varkappa}$ — комплексный. Выделим элементарный облачный слой толщины Δz (ось $0z$ перпендикулярна границе слоя) и вычислим

изменение поля при прохождении через него. Задание граничных условий на этом этапе означает, что на обеих границах элементарного слоя нам известны амплитуды всех плоских волн, входящих в него. При этом учитываются волны, уже испытавшие ранее рассеяние на слое Δz и после многократного перерассеяния вновь входящие в него.

При описании рассеяния поля в слое будем исходить из волнового уравнения

$$\Delta E_\alpha + k_0^2 E_\alpha = -4\pi \sum_j [\partial_\alpha P_\beta \partial_\beta + k_0^2 P_\alpha] \delta (r - r_j). \tag{1}$$

Здесь суммирование идет по частицам, принадлежащим элементарному слою. Переходя к разложению поля на плоские волны $E_\alpha^\pm (q, z) = \int dr_\perp \exp(-iqr_\perp) E_\alpha^\pm (r_\perp, z)$, можно получить следующие соотношения для амплитуд плоских волн, выходящих из слоя Δz:

$$E_\alpha^+ (q, z + \Delta z) = E_\alpha^+ (q, z) \exp (ik_z^+ \Delta z) + 2\pi i \times$$
$$\times \sum_j P_\beta (r_j) \frac{k_0^2 \delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta}{\sqrt{k_0^2 - q^2}} \exp [-i (kr_j - k_z^+ (z + \Delta z))]; \tag{2а}$$

$$E_\alpha^- (q, z) = E_\alpha^- (q, z + \Delta z) \exp (-ik_z^- \Delta z) + 2\pi i \times$$
$$\times \sum_j P_\beta (r_j) \frac{k_0^2 \delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta}{\sqrt{k_0^2 - q^2}} \exp [-i (kr_j - k_z^- z)]. \tag{2б}$$

Здесь

$$P_\alpha (r_j) = \varkappa_{\alpha\beta} (2\pi)^{-2} \int d\mu \exp \{i\mu r_\perp^j\} \{E_\beta^+ (\mu, z_j) + E_\beta^- (\mu, z_j)\},$$
$$k_z^\pm = \pm \sqrt{k_0^2 - q^2}. \tag{2в}$$

Знак «+» соответствует волнам, распространяющимся в направлении оси $0z$, знак «—» — обратному направлению.

Поскольку при выводе дифференциальных уравнений мы устремим Δz к нулю, в решении записанной системы уравнений можно ограничиться борновским приближением, положив в (2в) $E_\beta^+ (\mu, z_j) = E_\beta^+ (\mu, z) \exp (ik_z^+ (z_j - z))$ и $E_\beta^- (\mu, z_j) = E_\beta^- (\mu, z + \Delta z) \exp [ik_z^- (z_j - z - \Delta z)]$. Усреднение стохастических уравнений (2), рассматриваемое как усреднение по положению частиц в облаке, приводит к цепочке уравнений для величин $\langle E^\pm (q, z | z_1, \varepsilon_1; \ldots z_k, \varepsilon_k)\rangle$, где $k = 0, 1, \ldots$ При $k = 0$ получаем искомое среднее поле, при $k = 1$ — поле, усредненное по координатам всех, кроме одного, рассеивателей, по трансверсальным координатам которого сделано преобразование Фурье. Для $\langle E (q, z | z_1, \varepsilon_1)\rangle$ можно записать

$$\langle E (q, z | z_1, \varepsilon_1)\rangle = (2\pi)^2 \langle E (q, z)\rangle \delta (\varepsilon) + \delta E (q, z | z_1, \varepsilon_1). \tag{3}$$

Последнее слагаемое в (3) можно интерпретировать как возмущение, возникающее при внесении в среднее поле дополнительного рассивателя с координатами r_1 По порядку величины эти возмущения равны рассеянному частицей полю. Если среда электродинамически разрежена ($n|\varkappa| \ll 1$ [1]), то вторым слагаемым в (3) можно пренебречь. Это позволяет разорвать цепочку уравнений для среднего поля на нижнем уровне

$$\pm \frac{d \langle E_\alpha^\pm (q, z)\rangle}{dz} = \pm ik_z^\pm \langle E_\alpha^\pm (q, z)\rangle + (2\pi)^2 n \Pi_{\alpha\gamma} (q, k_z^\pm) \times$$
$$\times \{\langle E_\gamma^+ (q, z)\rangle + \langle E_\gamma^- (q, z)\rangle\}. \tag{4}$$

Здесь введено обозначение $\Pi_{\alpha\gamma} (q, k_z^\pm) = i (2\pi)^{-1} (k_0^2 \delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta) (k_0^2 - q^2)^{-1/2} \varkappa_{\beta\gamma}$. Аналогично можно получить систему уравнений для поляризационных матриц

$$\frac{dK}{dz} = I_1 (q_1) K + KI_2^+ (q_2) + 4\pi n \int d\chi \{I_3 (q_1) \times$$
$$\times K (\chi + a, \chi - a, z) I_4^+ (q_2) - I_5 (q_1) K (\chi + a, \chi - a, z) I_6^+ (q_2)\}. \tag{5}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$I_1(q)=\begin{pmatrix} ik_z^+\delta+4\pi n\Pi_+; & 0; & 0; & 4\pi n\Pi_+ \\ 0; & -ik_z^+\delta-4\pi n\Pi_-; & -4\pi n\Pi_-; & 0 \\ 0; & 4\pi n\Pi_+; & ik_z^+\delta+4\pi n\Pi_+; & 0 \\ -4\pi n\Pi_+; & 0; & 0; & -ik_z^+\delta-4\pi n\Pi_- \end{pmatrix}$$

$$I_2(q)=\begin{pmatrix} ik_z^+\delta+4\pi n\Pi_+; & 0; & -4\pi n\Pi_-; & 0 \\ 0; & -ik_z^+\delta-4\pi n\Pi_-; & 0; & 4\pi n\Pi_+ \\ 4\pi n\Pi_+; & 0; & -ik_z^+\delta-4\pi n\Pi_-; & 0; \\ 0; & -4\pi n\Pi_-; & 0; & ik_z^+\delta-4\pi n\Pi_+ \end{pmatrix}.$$

Здесь 0 — нулевая, а δ — единичная матрица 3×3. $I_3(q)\div I_6(q)$ также представляют собой блочные матрицы, блоки которых могут быть записаны в виде

$$\{I_3(q)\}_{ij}=\begin{cases}\Pi_+ & \text{при } i=1\\ 0 & \text{при } i\neq1\end{cases};\quad \{I_5(q)\}_{ij}=\begin{cases}\Pi_- & \text{при } i=2\\ 0 & \text{при } i\neq2\end{cases};$$

$$\{I_4(q)\}_{ij}=\begin{cases}\Pi_+ & \text{при } i=j=1\\ 0 & \text{при } i\neq1,\ j\neq1\end{cases};\quad \{I_6(q)\}_{ij}=\begin{cases}\Pi_- & \text{при } i=1,\ j=2\\ 0 & \text{при } i\neq1,\ j\neq2\end{cases}.$$

Блочная матрица K представима матрицами $K_{\alpha\beta}^{\pm\pm}=\langle E_\alpha^\pm(q,z)(E_\alpha^\pm(q_2,z))^*\rangle$ и $K_{\alpha\beta}^{\pm\mp}=\langle E_\alpha^\pm(q_1,z)(E_\beta^\mp(q_2,z))^*\rangle$ следующим образом:

$$K(q_1,q_2,z)=\begin{pmatrix} K^{++}(q_1,q_2,z) & 0 & 0 & 0 \\ K^{--}(q_1,q_2,z) & 0 & 0 & 0 \\ K^{+-}(q_1,q_2,z) & 0 & 0 & 0 \\ K^{-+}(q_1,q_2,z) & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Знак «+» над матрицами I_k означает эрмитово сопряжение. Уравнение (5) отличается от уравнения переноса наличием членов с $K^{\mp\pm}$, отвечающих за корреляцию встречных волн.

Можно показать, что уравнение (5) приводится к матричному интегральному уравнению Фредгольма 2-го рода с вырожденным ядром и, следовательно, точно решается. Т. е. компоненты поляризационных матриц в любом сечении слоя выражаются через их значения на одной границе. Отметим, что в силу линейности уравнений в предлагаемом подходе переход от одноградичной к двухграничной задаче сводится к решению уравнения Фредгольма 1-го рода.

В заключение авторы выражают благодарность Ф. В. Бункину и Ю. Н. Барабаненкову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
2. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980.
3. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981.

Московский институт инженеров гражданской авиации

Поступила в редакцию 11 ноября 1986 г., в окончательном варианте 29 сентября 1987 г.

УДК 621.396.67

МНОГОЧАСТОТНЫЙ СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ АНТЕННЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

А. В. Калинин

Проблема повышения точности антенных измерений при наличии рассеяния поля в измерительной установке и на окружающих предметах является актуальной и до-