

УДК 621.396.96

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИНВАРИАНТОВ СОСТАВНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ДВУХПОЗИЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ОДНОПОЗИЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

А.И. КОЗЛОВ¹, В.Н. ТАТАРИНОВ², С.В. ТАТАРИНОВ², А.В. ПЕПЕЛЯЕВ²

¹МГТУ ГА, г. Москва, Россия

²ТУСУР, г. Томск, Россия

Настоящая работа посвящена аналитическому определению средних значений поляризационных инвариантов составных радиолокационных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе однопозиционных измерений. Аналитические результаты подтверждены данными экспериментальных исследований. В работе рассмотрена задача аналитического определения средних значений поляризационных инвариантов при рассеянии электромагнитных волн составными радиолокационными объектами, включающих в себя как протяженный (дифракционный) элемент, так и случайную совокупность простых (точечных) центров вторичного рассеяния для случая двухпозиционной радиолокации по результатам однопозиционных измерений. Приведены данные экспериментальных исследований, подтверждающие аналитические результаты. При этом полное выражение для третьего параметра Стокса поля, рассеянного составным объектом, демонстрирует тот факт, что параметры Стокса волны, рассеянной составным объектом, не могут быть определены суммой параметров Стокса волн, рассеянных каждым из элементов объекта, но в значительной степени определяются связями между состояниями поляризации рассеивателей. Данный факт полностью согласуется с принципом эмерджентности, который утверждает, что интегральные свойства системы не могут быть определены только суммой свойств ее элементов, но определяются также связями между элементами системы.

Ключевые слова: составной объект, теорема Келла, матрицы рассеяния элементов составного объекта, поляризационные инварианты, двухчастотное зондирование, принцип эмерджентности, средние значения инвариантов, однопозиционные измерения, экспериментальные исследования.

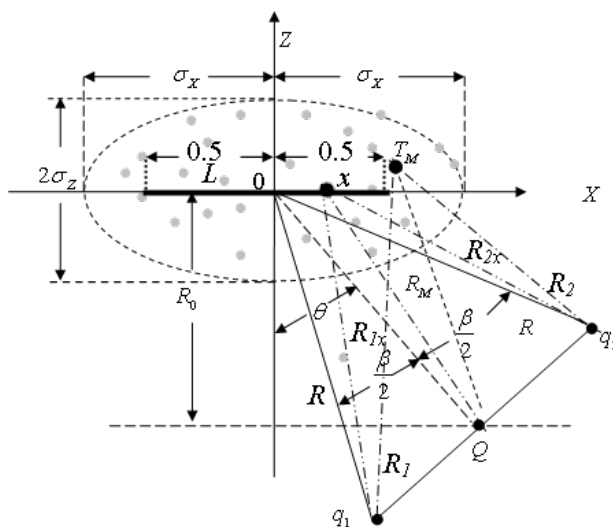
ВВЕДЕНИЕ

В работе авторов настоящей статьи [1] было представлено упрощенное изложение теоремы эквивалентности Келла [2] на основе использования методов физической оптики и приведены некоторые результаты экспериментальных исследований индикатрис двухпозиционного (ДП) рассеяния по данным однопозиционных (ОП) измерений. Оригинальность экспериментальных результатов состояла в том, что, в отличие от исследований объектов простой формы в безэховых камерах, измерения были проведены в естественных условиях для реальных искусственных объектов сложной формы. Однако в работах [1, 2] рассматривался только случай линейной поляризации в режимах излучения и приема для скалярной дифракции без учета преобразования поляризации падающей волны рассеивающим объектом. В связи с этим последняя статья авторов [3] была посвящена анализу поляризационно-энергетических инвариантов составных объектов при ДП рассеянии на основе обобщения теоремы Келла по данным ОП измерений. Настоящая работа посвящена аналитическому определению средних значений поляризационных инвариантов составных радиолокационных объектов при ДП рассеянии на основе ОП измерений. Аналитические результаты подтверждены данными экспериментальных исследований.

МГНОВЕННЫЕ УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ВЕКТОРОВ ДЖОНСА ДЛЯ СЛУЧАЕВ ОДНОПОЗИЦИОННОГО И ДВУХПОЗИЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СОСТАВНЫМ ОБЪЕКТОМ

Геометрия рассеяния волн составным объектом, включающим в себя как протяженный (дифракционный) элемент L , так и случайную совокупность простых (точечных) центров вторичного рассеяния T_m , приведена на рис. 1.

Как протяженный рассеиватель L , так и простые центры рассеяния T_m характеризуются их матрицами рассеяния (МР) $\|\dot{S}_{jl}\|$. Полагая, что все точки протяженного элемента составного объекта искусственного происхождения (металлические борта, двери, плоскости) обладают одинаковыми электрофизическими свойствами, можно считать, что всем точкам этого элемента отвечают одинаковые МР. Поскольку мы анализируем только инварианты МР рассеивающего объекта, то все МР могут быть записаны в их собственном базисе [4]. Тогда МР каждой точки элемента L и МР элементов T_m можно записать в виде $\|S_{jl}^L\| = \begin{bmatrix} \dot{a}_1 & 0 \\ 0 & \dot{a}_2 \end{bmatrix}$, $\|\dot{S}_{jl}^{T_m}\| = \begin{bmatrix} \dot{b}_1^m & 0 \\ 0 & \dot{b}_2^m \end{bmatrix}$, где $\dot{a}_1, \dot{a}_2; \dot{b}_1^m, \dot{b}_2^m$ – собственные числа МР $\|S_{jl}^L\|$ и $\|\dot{S}_{jl}^{T_m}\|$ соответственно.



При использовании для излучения и приема совмещенного сверхвысокочастотного (СВЧ) формирователя-преобразователя поляризации (ФПП) на базе фазовой пластины $0,25\lambda$, размещенной в секции круглого волновода и двухмодового поляризационного разделителя [3], составной объект облучается волной, обладающей правой круговой поляризацией, при подаче на плечо **II** ФПП [3] вертикально поляризованной волны, а в режиме приема рассеянная волна, поляризованная эллиптически в общем случае, расщепляется ФПП на две ортогональные волны, которые поляризованы по левому и правому кругу [3]. При этом комплексная амплитуда линейно поляризованного сигнала на выходе плеча **I** ФПП отвечает волне левой круговой поляризации, а комплексная амплитуда линейно поляризованного сигнала на выходе плеча **II** ФПП отвечает волне правой круговой поляризации [3]. Таким образом ФПП обеспечивает создание кругового поляризационного базиса [4]. Как в процессе дальнейшего анализа, так и при проведении экспериментальных исследований будем использовать правую круговую поляризацию (ПКП) излучения, создаваемую СВЧ формирователем-преобразователем поляризации (ФПП).

6

$$\dot{E}_{\Sigma}^{(II)}(\theta) = 0,5 \left\| \begin{bmatrix} - \left[(\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_2^m) \right] \\ j \left[(\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \frac{\sin \psi_1}{\psi_1} + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_2^m) \right] \end{bmatrix} \right\| = 0,5 \left\| \begin{bmatrix} \dot{E}_{1\Sigma}^{(II)}(\theta) \\ \dot{E}_{2\Sigma}^{(II)}(\theta) \end{bmatrix} \right\|, \quad (1)$$

где введены обозначения $\psi_1 = 2k(L/2)\theta$, $\psi_2^m = 2kZ_m'$ для сокращения записи, а величина $Z_m' = Z_m - X_m\theta$ есть проекция координаты Z_m центра T_m на биссектрису ДП угла β .

Для случая ДП рассеяния составным объектом зависимость элементов вектора Джонса суммарного рассеянного поля от позиционного угла θ записывается как

$$\dot{E}_{\Sigma}^{(AI)}(\theta) = 0,5 \left\| \begin{bmatrix} - \left[(\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \frac{\sin \psi_3}{\psi_3} + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_4^m) \right] \\ j \left[(\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \frac{\sin \psi_3}{\psi_3} + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_4^m) \right] \end{bmatrix} \right\| = 0,5 \left\| \begin{bmatrix} \dot{E}_{1\Sigma}^{(AI)}(\theta) \\ \dot{E}_{2\Sigma}^{(AI)}(\theta) \end{bmatrix} \right\|, \quad (2)$$

где $\psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)(L/2)\theta$, $\psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z_m'$, а величина $Z_m' = Z_m - X_m\theta$ есть проекция координаты Z_m центра T_m на биссектрису ДП угла β .

Сравнивая вектор Джонса (1) для случая ОП рассеяния с вектором Джонса (2) для случая ДП рассеяния, нетрудно видеть, что аргумент индикатрисы рассеяния $[\sin \psi_1]/\psi_1$ протяженного элемента, равный для ОП случая величине $\psi_1 = 2k(L/2)\theta$ отличается от аргумента индикатрисы ДП рассеяния $[\sin \psi_3]/\psi_3$, где $\psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)(L/2)\theta$, наличием величины $\cos(0,5\beta)$ (β – угол ДП рассеяния). Аналогичный вывод справедлив и для аргументов слагаемых, обусловленных центрами вторичного рассеяния. Для ОП случая эти аргументы определяются как $\psi_2^m = 2kZ_m'$, а для ДП случая как $\psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z_m'$, откуда следует, что аргументы $\psi_1(ОП)$ и $\psi_3(ДП)$ будут совпадать, если частота излучения ОП радара будет больше в $\sec(0,5\beta)$ раз (т. е. в $1/\cos(0,5\beta)$), чем частота излучения ДП радара. В этом случае будут равны аргументы ψ_2 и ψ_4 . Поскольку элементы векторов Джонса (1) и (2) являются основой для определения поляризационно-энергетических параметров волны, рассеянной составным объектом, то полученные результаты свидетельствуют, что вектор Джонса поля при ДП рассеянии составным объектом для значения ракурсного угла θ и значения угла ДП рассеяния β равен вектору Джонса, измеренному при ОП рассеянии вдоль биссектрисы угла β с использованием частоты излучения, увеличенной в $1/\cos(0,5\beta)$ раз.

Таким образом, теорема Келла может быть использована для определения поляризационных параметров поля двухпозиционного рассеяния на основе однопозиционных измерений, что и было продемонстрировано авторами настоящей статьи в работе [3].

МГНОВЕННЫЕ УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИНВАРИАНТОВ ДЛЯ СЛУЧАЕВ ОДНОПОЗИЦИОННОГО И ДВУХПОЗИЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СОСТАВНЫМ ОБЪЕКТОМ

При анализе поля, рассеянного составным объектом, мы будем использовать инвариантные поляризационные параметры суммарного поля. Этими параметрами, инвариантными к

вращениям и преобразованиям поляризации базиса, являются коэффициент эллиптичности эллипса поляризации рассеянного поля $K(\alpha) = \tan \alpha$, где α – угол эллиптичности ($-\pi/4 < \alpha \leq \pi/4$, $-1 \leq K(\alpha) \leq 1$), который связан с третьим нормированным параметром Стокса $S_3 = \sin 2\alpha$ соотношением $S_3 = 2K / (1 + K^2)$, так что анализ может быть проведен как для случая использования величины $K(\alpha) = \tan \alpha$, так и для случая использования величины $S_3 = \sin 2\alpha$. В настоящей работе анализ проводится для случая использования третьего параметра Стокса. Запишем мгновенные угловые распределения поляризационно-инвариантного параметра $S_3^\Sigma(\theta)$ (третий параметр Стокса) для случаев ОП и ДП рассеяния

$$S_3^{\Sigma(i\bar{i})}(\theta) = -j0,25 \left[\dot{E}_{1\Sigma}^{(i\bar{i})}(\theta) \dot{E}_{2\Sigma}^{*(i\bar{i})}(\theta) - \dot{E}_{2\Sigma}^{(i\bar{i})}(\theta) \dot{E}_{1\Sigma}^{*(i\bar{i})}(\theta) \right], \quad (3)$$

$$S_3^{\Sigma(d\bar{d})}(\theta) = -j0,25 \left[\dot{E}_{1\Sigma}^{(d\bar{d})}(\theta) \dot{E}_{2\Sigma}^{*(d\bar{d})}(\theta) - \dot{E}_{2\Sigma}^{(d\bar{d})}(\theta) \dot{E}_{1\Sigma}^{*(d\bar{d})}(\theta) \right]. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что после подстановки в выражения (3) и (4) элементов ОП и ДП векторов Джонса (1) и (2) эти выражения станут весьма громоздкими и неудобными как для анализа, так и для обобщений. В связи с этим на данном этапе многие исследователи переходят к компьютерному моделированию, которое, к сожалению, не позволяет установить физический смысл исследуемого процесса и сделать обобщающие выводы. Однако авторы настоящей работы намерены получить решение данной задачи аналитическим путем, используя введенные ими ранее в теорию поляризации волн при рассеянии сложными объектами понятия принципа эмерджентности [5], близости и удаленности состояний поляризации [4], а также обобщение законов интерференции Френеля – Араго [6].

С этой целью, используя вектор Джонса $\dot{E}_\Sigma^{(OP)}(\theta)$ (1) и соотношение (3) для третьего параметра Стокса (ОП случай), после несложных, но громоздких вычислений запишем развернутое выражение

$$S_3^{\Sigma(OP)}(\theta) = -0,5j \left\{ \left(\dot{a}_2 \dot{a}_1^* - \dot{a}_1 \dot{a}_2^* \right) \left(\sin^2 \psi_1 / \psi_1^2 \right) + \left(\sin \psi_1 / \psi_1 \right) \sum_{m=1}^N \left[\left(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^* \right) \exp(j\psi_2^m) + \left(\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*} \right) \exp(-j\psi_2^m) \right] + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left(\dot{b}_2^m \dot{b}_1^{n*} - \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{n*} \right) \exp[j(\psi_2^m - \psi_2^n)] \right\}. \quad (5)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках соотношения (5) представляет собой угловое распределение третьего параметра Стокса волны, рассеянной протяженным элементом составного РЛО $S_3^{\Sigma(L\bar{I})}(\theta) = -0,5j \left(\dot{a}_2 \dot{a}_1^* - \dot{a}_1 \dot{a}_2^* \right) \left(\sin^2 \psi_1 / \psi_1^2 \right)$, а второе есть сумма обобщенных законов интерференции [6] для интерферирующих пар, образованных каждым из простых центров рассеяния T_m с протяженным элементом L составного объекта

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^N S_3^{Lm(i\bar{i})}(\theta) = \\ = -0,5j \left\{ \left(\sin \psi_1 / \psi_1 \right) \sum_{m=1}^N \left[\left(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^* \right) \exp(j\psi_2^m) + \left(\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*} \right) \exp(-j\psi_2^m) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Двойная сумма в выражении (5) при совпадении индексов суммирования ($m = n$) превращается в сумму третьих параметров Стокса волн, рассеянных каждым из простых центров

рассеяния составного объекта $\sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{I} \hat{I})} = -0,5j \sum_{m=1}^N (\dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*} - \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*})$, а для несовпадающих индексов это слагаемое будет представлять собой сумму законов интерференции для пар, образованных простыми центрами. Число пар определяется биномиальным коэффициентом $C = N! / 2!(N-2)!$, где N – общее число простых центров рассеяния. Таким образом, третий параметр Стокса суммарного поля, рассеянного составным объектом (ОП случай), может быть записан в виде

$$S_3^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = S_3^{L(\hat{I} \hat{I})}(\theta) + \sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{I} \hat{I})} + \sum_{m=1}^N S_{3INT}^{mL(\hat{I} \hat{I})} + \sum C S_{3INT}^{C(\hat{I} \hat{I})}, \quad (7)$$

а угловое распределение $S_3^{\Sigma(\hat{A} \hat{I})}(\theta)$ для случая ДП рассеяния может быть получено заменой $\psi_1 = 2k0,5l\theta \Rightarrow \psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)0,5l\theta$ и $\psi_2^m = 2kZ'_m \Rightarrow \psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z'_m$.

Проведем теперь анализ одного из слагаемых суммы обобщенных законов интерференции (6) для ОП случая, записав его в форме

$$S_3^{Lm(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = -0,5j \left[(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right]. \quad (8)$$

Обозначая комбинации собственных чисел матриц рассеяния $\|\dot{S}_{jl}^L\|$ и $\|\dot{S}_{jl}^m\|$ как $\dot{A} = \dot{b}_2^m \dot{a}_1^*$, $\dot{B} = \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*$, преобразуем выражение (8) к виду

$$S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{|\dot{A}|^2 + |\dot{B}|^2 - 2(\text{Re } \dot{A} \text{Re } \dot{B} + \text{Im } \dot{A} \text{Im } \dot{B}) \sin(\psi_2^m + \eta_m)}, \quad (9)$$

где $\eta_m = \arctg[(\text{Im } \dot{A} - \text{Im } \dot{B}) / (\text{Re } \dot{A} - \text{Re } \dot{B})]$, учитывая, что $2(\text{Re } \dot{A} \text{Re } \dot{B} + \text{Im } \dot{A} \text{Im } \dot{B}) = \dot{A}^* \dot{B} + \dot{B}^* \dot{A}$, перепишем (9) как

$$S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*}) \cdot \sin(\psi_2^m + \eta_m)} \quad (9a)$$

и рассмотрим его физический смысл, используя понятие поляризационного отношения применительно к представлению радарных объектов L и T_m на круговой комплексной плоскости [4] с учетом инвариантности собственных чисел МР: $\dot{P}_L = \dot{a}_2 / \dot{a}_1$, $\dot{P}_m = \dot{b}_2^m / \dot{b}_1^m$. Однако расстояние между точками $\dot{P}_L$ и $\dot{P}_m$ на комплексной плоскости (евклидова метрика) не является мерой близости состояний поляризации $\dot{P}_L$ и $\dot{P}_m$. В связи с этим в качестве метрики, определяющей меру близости состояний поляризации $\dot{P}_L$ и $\dot{P}_m$, целесообразно использовать расстояние между их отображениями P_{LS} и P_{mS} , расположенными на поверхности сферы единичного диаметра (сферы Римана), которая касается своим южным полюсом начала координат круговой комплексной плоскости [4]. При этом координаты точек P_{LS} и P_{mS} , принадлежащих действительному пространству X_1, X_2, X_3 , взаимно-однозначно связаны уравнениями стереографической проекции [7]

$$X_1^L = \frac{\operatorname{Re} \dot{P}_L}{1 + |\dot{P}_L|^2}, X_2^L = \frac{\operatorname{Im} \dot{P}_L}{1 + |\dot{P}_L|^2}, X_3^L = \frac{|\dot{P}_L|^2}{1 + |\dot{P}_L|^2}; X_1^m = \frac{\operatorname{Re} \dot{P}_m}{1 + |\dot{P}_m|^2}, X_2^m = \frac{\operatorname{Im} \dot{P}_m}{1 + |\dot{P}_m|^2}, X_3^m = \frac{|\dot{P}_m|^2}{1 + |\dot{P}_m|^2};$$

с комплексными числами $\dot{P}_L, \dot{P}_m$, представленными на комплексной плоскости.

Расстояние между сферическими отображениями P_{LS} и P_{mS} точек $\dot{P}_L$ и $\dot{P}_m$, расположенных на комплексной плоскости, определяется в виде [7]

$$\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) = \frac{|\dot{P}_m - \dot{P}_L|}{\sqrt{1 + |\dot{P}_m|^2} \sqrt{1 + |\dot{P}_L|^2}}, \quad (10)$$

где $|\dot{P}_m - \dot{P}_L| = \sqrt{(\operatorname{Re} \dot{P}_m - \operatorname{Re} \dot{P}_L)^2 + (\operatorname{Im} \dot{P}_m - \operatorname{Im} \dot{P}_L)^2}$ есть евклидова метрика на комплексной плоскости. Из выражения (10) следует, что

$$\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) = \frac{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - 2(\operatorname{Re} \dot{P}_m \operatorname{Re} \dot{P}_L + \operatorname{Im} \dot{P}_m \operatorname{Im} \dot{P}_L)}}{\sqrt{1 + |\dot{P}_m|^2} \sqrt{1 + |\dot{P}_L|^2}} = \frac{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}}{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1}},$$

поскольку $2(\operatorname{Re} \dot{P}_m \operatorname{Re} \dot{P}_L + \operatorname{Im} \dot{P}_m \operatorname{Im} \dot{P}_L) = (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)$.

Учитывая, что $\dot{P}_L = \dot{a}_2 / \dot{a}_1$, $\dot{P}_m = \dot{b}_2^m / \dot{b}_1^m$, перепишем выражение для $\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) \equiv \rho_S$ в виде

$$\rho_S = \sqrt{\frac{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})}{(|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2)(|\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2)}}. \quad (11)$$

Обозначим выражение под радикалом в (11) как

$$D = \frac{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1} = \frac{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})}{(|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2)(|\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2)}. \quad (12)$$

Эта величина представляет собой удаленность (расстояние) между состояниями поляризации $\dot{P}_L$ и $\dot{P}_m$ двух радиолокационных объектов [4]. Нетрудно показать, что при совпадении изображающих точек ($\dot{P}_L \equiv \dot{P}_m$) расстояние между состояниями поляризации равно нулю ($D=0$), а для случая ортогональных состояний поляризаций ($\dot{P}_m = -1/\dot{P}_L$) расстояние между состояниями поляризаций максимально ($D=1$).

Сопоставляя выражения (9a) и (12), нетрудно видеть, что закон интерференции для пары рассеивателей L и T_m принимает простейшую форму

$$S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{D}\sqrt{S_0^L}\sqrt{S_0^m}\sin(\psi_2^m + \eta_m), \quad (13)$$

т. е. имеет вид гармонического колебания со случайными амплитудой, частотой и фазой. При этом амплитуда определяется не только ЭПР рассеивателей, входящих в интерференционную пару, но и удаленностью состояний поляризации рассеивателей. При этом полное выражение для третьего параметра Стокса $S_3^{\Sigma(OPI)}(\theta)$ поля, рассеянного составным объектом, демонстрирует тот факт, что параметры Стокса волны, рассеянной составным объектом, не могут быть определены суммой параметров Стокса волн, рассеянных каждым из элементов объекта, но в значительной степени определяются связями между состояниями поляризации рассеивателей. Данный факт полностью согласуется с принципом эмерджентности [5], который утверждает, что интегральные свойства системы не могут быть определены только суммой свойств ее элементов, но определяются также связями между элементами системы.

Величиной, противоположной удаленности состояний поляризации, является близость состояний поляризации [4, 10]

$$N = 1 - D = 1 - \frac{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1} = \frac{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*) + 1}{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1}, \quad (14)$$

которая при совпадении изображающих точек ($\dot{P}_L \equiv \dot{P}_m$) равна единице ($N = 1$), а для случая ортогональных состояний поляризаций ($\dot{P}_m = -1/\dot{P}_L$) близость состояний поляризаций равна нулю ($N = 0$).

Соотношение (13) позволяет провести аналитическое исследование статистики поляризационных инвариантов электромагнитного поля при рассеянии распределенными и составными объектами в замкнутом виде, не прибегая к компьютерному моделированию. При этом, как было сказано выше, указанные инварианты в случае двухпозиционного рассеяния могут быть определены по данным однопозиционного рассеяния. Для статистического анализа и определения средних значений инвариантов необходимо задать статистику меры близости (удаленности) состояний поляризации, связанную со статистическими моделями поляризационных параметров, что позволяет получить средние статистические характеристики измеряемых параметров аналитическим путем с целью их дальнейшего сравнения с результатами экспериментальных измерений.

ОЦЕНКА СРЕДНЕГО ЗНАЧЕНИЯ БЛИЗОСТИ СОСТОЯНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ СТОКСА

Перепишем здесь выражение (7) для третьего параметра Стокса суммарного поля, рассеянного составным объектом (ОП случай)

$$S_3^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = S_3^{L(\hat{I} \hat{I})}(\theta) + \sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{I} \hat{I})} + \sum_{m=1}^N S_{3INT}^{mL(\hat{I} \hat{I})} + \sum S_{3INT}^{C(\hat{I} \hat{I})} \quad (15)$$

и напомним, что угловое распределение $S_3^{\Sigma(\hat{A} \hat{I})}(\theta)$ для случая ДП рассеяния может быть получено заменой $\psi_1 = 2k0,5l\theta \Rightarrow \psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)0,5l\theta$, $\psi_2^m = 2kZ'_m \Rightarrow \psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z'_m$.

Первое слагаемое в (7) представляет собой угловую зависимость третьего параметра Стокса волн, рассеянной протяженным элементом, второе есть сумма трех параметров Стокса волн, рассеянных каждым из точечных элементов составного объекта, а третий и четвертый члены есть суммы законов интерференции для пар двух типов: пар, образованных каждым из центров вторичного рассеяния с протяженным элементом объекта (T_m, L), и пар, образованных комбинациями только вторичных рассеивателей. По своей структуре законы интерференции для пар второго типа будут аналогичны законам (13) для пар первого типа, имеющих вид $S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{D}\sqrt{S_0^L}\sqrt{S_0^m}\sin(\psi_2^m + \eta_m)$, где D есть удаленность состояний поляризации.

Как основу для анализа статистики измеряемого поляризационного параметра при рассеянии волн составным объектом будем использовать выражение (7). При этом необходимо учитывать, что измеряемые и отображаемые величины (коэффициент эллиптичности K или третий нормированный параметр Стокса S_3) связаны соотношением $S_3 = 2K / (1 + K^2)$ [4], а связь близости и удаленности состояний поляризации волн, рассеянных вторичными центрами, по отношению к состоянию поляризации волны, рассеянной стабильным объектом, определяется через измеряемые величины (K, S_3) соотношениями [4] для случая поляризационной изотропии протяженного элемента объекта (рис. 2). Здесь $\dot{P}_L = \dot{P}_0 = 0$ – южный полюс сферы Римана, «0» – начало координат круговой комплексной плоскости, P_S – сферическое изображение некоторой точки $\dot{P}_S \equiv \dot{P}_L$, лежащей на комплексной плоскости.

$$D(\dot{P}_L, \dot{P}_m) = 0,5 \left[1 + \frac{2K}{1 + K^2} \right] = 0,5(1 + S_3) = \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad N(\dot{P}_L, \dot{P}_m) = 0,5 \left[1 - \frac{2K}{1 + K^2} \right] = 0,5(1 - S_3) = \cos^2 \frac{\theta}{2}.$$

Найдем математическое ожидание близости и удаленности состояний поляризации центров вторичного рассеяния по отношению к состоянию поляризации протяженного элемента объекта, считая этот элемент поляризационно-изотропным. Тогда из общего соотношения (14) с учетом того, что $\dot{P}_L = \dot{P}_0 = 0$ в силу условия поляризационной изотропии протяженного элемента объекта (начало координат круговой комплексной плоскости, соответствующее величине коэффициента эллиптичности $K_L = -1$), а $\dot{P}_m$ есть поляризационное отношение, характеризующее отдельный центр вторичного рассеяния, получим $N = 1 / (1 + |\dot{P}_m|^2)$.

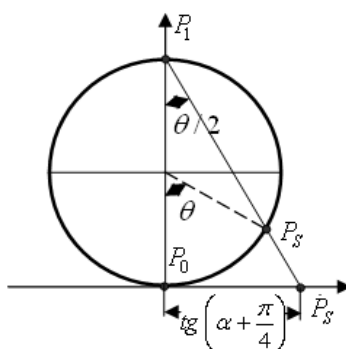


Рис. 2. К иллюстрации близости произвольного состояния поляризации $\dot{P}_S \equiv \dot{P}_L$
к поляризационно-изотропному объекту $\dot{P}_L = \dot{P}_0 = 0$

Воспользуемся классическим выражением В.А. Потехина и В.А. Мелитицкого [8, 9, 10] для плотности вероятности модуля поляризационного отношения, которое инвариантно к типу поляризационного базиса:

$$W_1(|\dot{P}_m|) = \left[h^2 |\dot{P}_m| (1 - R_0^2) \left(1 + h^2 |\dot{P}_m|^2 \right) \right] / \pi \left[\left(1 + h^2 |\dot{P}_m|^2 \right) - 4R_0^2 h^2 |\dot{P}_m|^2 \right]^{3/2}. \quad (16)$$

Здесь $h^2 = \sigma_1^2 / \sigma_2^2$ – отношение дисперсий поляризационно-ортогональных составляющих, R_0 – коэффициент корреляции между ними. Численные расчеты в соответствии с (15) дают симметричную относительно начала координат плотность вероятности в случае $h^2 = 1$. Принимая во внимание факт, что статистическая обработка значительного массива экспериментальных измерений величины коэффициента эллиптичности K продемонстрировала симметрию гистограмм для случая рассеяния без протяженной составляющей объекта, будем полагать величину $h^2 = 1$ при дальнейшем анализе. Для определения плотности вероятности $W_1(N)$ и ее моментов найдем прежде всего плотность вероятности величины $y = |\dot{P}_m|^2$, полагая, что $N = 1 / (1 + y)$. В данном случае обратная функция есть $\psi(y) = |\dot{P}| = \sqrt{y}$, а якобиан преобразования имеет вид $d\psi / dy = 1 / 2\sqrt{y}$. Тогда

$$W_1(y) = W_1[\psi(y)] \left| \frac{d\psi(y)}{dy} \right| = \frac{1 - R_0^2}{2\pi} \cdot \frac{1 + y}{\left[1 + 2(1 - 2R_0^2)y + y^2 \right]^{3/2}}. \quad (17)$$

Так как обратная функция есть $\psi(N) = (1 - N) / N$, а якобиан $d\psi(N) / dN = 1 / N^2$, то

$$W_1(N) = W_1[\psi(N)] \left| \frac{d\psi(N)}{dN} \right| = \frac{1 - R_0^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{\left[1 - 4R_0^2 N + 4R_0^2 N^2 \right]^{3/2}}. \quad (18)$$

Полином в знаменателе выражения в круглых скобках можно записать как $a + bN + cN^2$, где $a = 1$, $b = -4R_0^2$, $c = 4R_0^2$. Дискриминант этого полинома есть $\Delta = 4ac - b^2 = 16(R_0^2 - R_0^4)$, и его величина $\Delta > 0$ при $0 \leq R_0 < 1$, что нетрудно проверить.

Математическое ожидание близости состояний поляризации случайных вторичных центров рассеяния и поляризационно-изотропного стабильного объекта определим как

$$\bar{N} = \int_0^1 N \cdot W_1(N) dN = \frac{1 - R_0^2}{2\pi} \int_0^1 \frac{NdN}{\sqrt{R^3}}, \quad (19)$$

где $R = a + bN + cN^2$.

Проинтегрируем выражение (11), используя интеграл 2.264.6 из таблиц [10]:

$$\int \frac{xdx}{\sqrt{R^3}} = -\frac{2(2a + bx)}{\Delta\sqrt{R}}. \quad (19a)$$

Выполнив интегрирование в пределах $0 < N < 1$ при $a = 1$, $b = -4R_0^2$, $c = 4R_0^2$, получим

$$\bar{N} = (4/\pi)(R_0^2 - R_0^4)/16 \cdot (R_0^2 - R_0^4) \approx 0,08. \quad (20)$$

Таким образом, средняя величина близости состояний поляризации случайного ансамбля центров вторичного рассеяния к поляризационно-изотропному протяженному элементу составного объекта не зависит от коэффициента корреляции R_0 и близка к нулю.

Первый начальный момент величины удаленности состояний поляризации D определяется с использованием теоремы о средних значениях случайных величин в теории вероятностей. Тогда, поскольку $D = 1 - N = 1 - 1/(1 + y) = \varphi(y)$,

$$\bar{D} = \int_0^\infty \varphi(y) W_1(y) dy = \int_0^\infty [1 - 1/(1 + y)] W_1(y) dy = \int_0^\infty W_1(y) dy - \int_0^\infty \frac{W_1(y) dy}{1 + y} = 1 - \bar{N}. \quad (21)$$

Таким образом, среднее значение удаленности состояний поляризации $D(P_L, P_m) = 1 - \bar{N}(P_L, P_m) \approx 1$.

Для протяженного неслучайного поляризационно-изотропного объекта (второе слагаемое) величина $\langle S_3^{L(\hat{i} \hat{j})}(\theta) \rangle = -1$. Для определения среднего значения слагаемого $\langle \sum_{3INT}^C S_3^{C(\hat{i} \hat{j})} \rangle$, в котором каждое из значений суммы определяется величиной

$S_3^{INT} = 2\sqrt{D_{ik}}\sqrt{S_0^i}\sqrt{S_0^k} \sin(2\psi_{ik} + \eta_{ik})$, где i, k – номера центров вторичного рассеяния, образующих интерференционную пару, обладающую случайной пространственной частотой ψ_{ik} и случайной фазой η_{ik} , S_0^i и S_0^k – нулевые параметры Стокса этих центров, а D_{ik} – удаленность их состояний поляризации. Величина S_3^{INT} является функцией системы пяти случайных величин $\sqrt{D_{ik}}, \sqrt{S_0^i}, \sqrt{S_0^k}, \psi_{ik}, \eta_{ik}$, характеризующихся 5-мерной плотностью вероятности $W_5[\sqrt{D_{ik}}; \sqrt{S_0^i}; \sqrt{S_0^k}; \psi_{ik}; \eta_{ik}]$, которая, в предположении о независимости случайных величин, входящих в систему, может быть представлена произведением одномерных плотностей вероятностей этих величин. Тогда, полагая, что случайная фаза η_{ik} распределена равномерно на интервале $-\pi \div \pi$, среднее значение S_3^{int} запишем в виде

$$\begin{aligned} \langle S_3^{int} \rangle &= \iiint \sqrt{D_{ik}} \sqrt{S_0^i} \sqrt{S_0^k} \sin(2\psi_{ik} + \eta_{ik}) \times \\ &\times W_1(\sqrt{D_{ik}}) W_1(\sqrt{S_0^i}) W_1(\sqrt{S_0^k}) W_1(\psi_{ik}) W_1(\eta_{ik}) d\sqrt{D_{ik}} d\sqrt{S_0^i} d\sqrt{S_0^k} d\psi_{ik} d\eta_{ik} = \\ &= \int_0^1 \sqrt{D_{ik}} \cdot W_1(\sqrt{D_{ik}}) d\sqrt{D_{ik}} \int_0^\infty \sqrt{S_0^i} \cdot W_1(\sqrt{S_0^i}) d\sqrt{S_0^i} \int_0^\infty S_0^k \cdot W_1(\sqrt{S_0^k}) d\sqrt{S_0^k} \times \\ &\times \left\{ \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^\pi \sin(2\psi_{ik}) \cdot W_1(\psi_{ik}) d\psi_{ik} \int_{-\pi}^\pi \cos \eta_{ik} d\eta_{ik} \right] + \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^\pi \cos(2\psi_{ik}) \cdot W_1(\psi_{ik}) d\psi_{ik} \int_{-\pi}^\pi \sin \eta_{ik} d\eta_{ik} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Нетрудно видеть, что входящие в последнее соотношение интегралы от тригонометрических функций равны нулю $\int_{-\pi}^{\pi} \cos \eta_{ik} d\eta_{ik} = 0$, $\int_{-\pi}^{\pi} \sin \eta_{ik} d\eta_{ik} = 0$ и, таким образом, среднее значение

$$\langle \sum_{i=1}^C S_{3INT}^{C(\hat{I} \ddot{I})} \rangle = 0. \quad (22)$$

Слагаемое $\sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{I} \ddot{I})}$, представляющее собой сумму третьих параметров Стокса волн, рассеянных вторичными центрами, равно нулю в силу этих же предположений:

$$\langle \sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{I} \ddot{I})} \rangle = 0. \quad (23)$$

Отсюда следует, что средняя близость состояний поляризации суммарной волны, рассеянной составным объектом, к состоянию поляризации его протяженного элемента равна единице. Точнее, можно сказать, что эта величина имеет тенденцию стремления к единице. При этом среднее значение третьего нормированного параметра Стокса поля должно стремиться к величине минус единица. В связи с этим выводом в работе приводятся некоторые экспериментальные данные по измерениям угловой зависимости.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЯ БЛИЗОСТИ СОСТОЯНИЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ СТОКСА

В процессе экспериментальных исследований в качестве составных объектов использовались колесный и гусеничный вездеходы (рис. 3, а,б), обладающие как протяженными дифракционными элементами (бортовые панели, кормовые и носовые части, люки панели), так и значительным количеством блестящих точек.



Рис. 3а. Колесный вездеход



Рис. 3б. Гусеничный вездеход

В ходе эксперимента объект вращался вокруг вертикальной оси (время полного оборота – 20 с). При частоте повторения импульсов 100 Гц за полный оборот регистрировалось 2000 значений по каждому из измеряемых параметров (время измерения 1 мкс – длительность импульса). Измерения проводились для различных ракурсов объектов, для дальностей от 1,5

до 5 км на различных рассеивающих поверхностях (снег, вспаханное поле, сухая трава, кустарник).

На рис. 4 и 5 приведены индикатрисы рассеяния (рис. 4, а и 5, а) и угловые распределения третьего нормированного параметра Стокса (рис. 4, б и 5, б – ОП случай и рис. 4, в и 5, в – ДП случай) для случая колесного вездехода, расположенного на вспаханном поле (дистанция 3,5 км). Рис. 4 соответствует облучению с борта, рис. 5 – облучению с кормы.

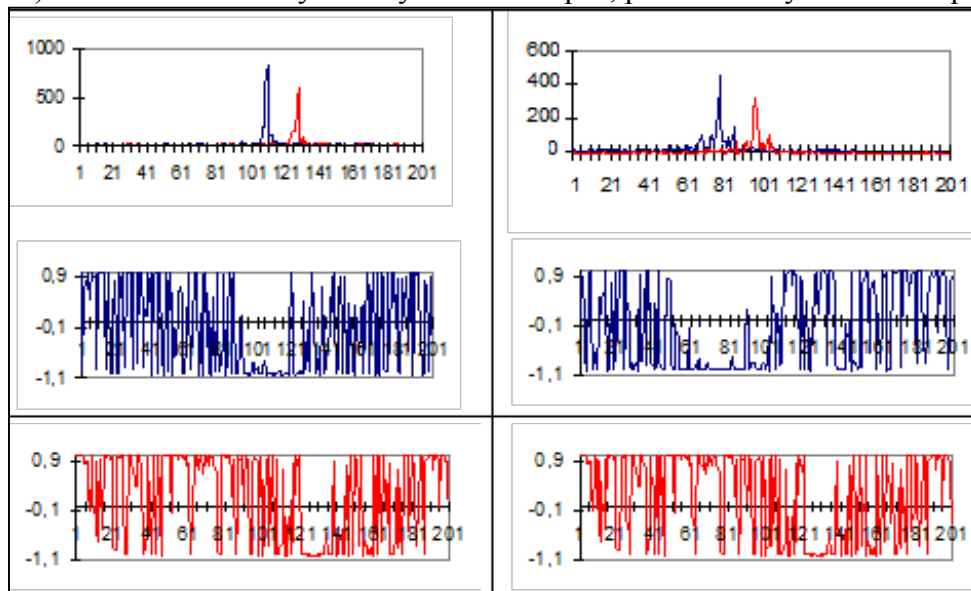


Рис. 4а,б,в
Индикатрисы рассеяния
и угловые распределения
третьего нормированного
параметра Стокса (облучение с борта)

Рис. 5а,б,в
Индикатрисы рассеяния
и угловые распределения
третьего нормированного
параметра Стокса (облучение с кормы)

Используемая РЛС представляла собой двухчастотную систему с одновременным излучением и приемом сигналов на частотах 9345 и 9360 МГц [1]. Поскольку, как это было указано выше, двухпозиционная ЭПР сложного РЛО для ДП угла β равна однопозиционной ЭПР, измеренной вдоль биссектрисы угла β на частоте, которая уменьшена в $\cos(0,5\beta)$ раз, то величина половины угла ДП рассеяния для указанных частот излучения может быть определена как $9345 / \cos 0,5\beta = 9360$, $\cos 0,5\beta = 0,998397436$, $0,5\beta = \arccos(0,998397436) = 3,24^\circ$. Таким образом, при облучении сложного РЛО на частоте 9360 МГц по направлению, отвечающему биссектрисе угла двухпозиционного рассеяния, мы получаем при изменении позиционного угла θ ОП индикатрису рассеяния сложного РЛО, а на частоте 9345 МГц в это же время мы имеем индикатрису рассеяния данного РЛО для значения угла ДП рассеяния $6,48^\circ$.

Здесь необходимо отметить, что Р. Келл в своей работе [2], предлагает следующее правило применения принципа эквивалентности ОП и ДП рассеяния для определения двухпозиционной ЭПР: вначале снимается зависимость ОП ЭПР от позиционного угла θ на частоте, большей в $1/\cos(0,5\beta)$ раз той частоты, для которой необходимо получить данные о ДП ЭПР. Для получения данных о ДП ЭПР полученную экспериментальную зависимость следует перенести вдоль оси θ на половину требуемого ДП угла и снять новую зависимость ЭПР от позиционного угла θ на частоте, уменьшенной в $\cos(0,5\beta)$ раз. Однако в нашем случае правило Келла упрощается: с использованием упомянутой выше РЛС одновременно снимаются зависимости ЭПР от позиционного угла θ на частотах 9345 и 9360 МГц. Далее, угловая зависимость ЭПР, измеренная на частоте 9345 МГц переносится вдоль оси θ относительно угловой зависи-

мости ЭПР, измеренной на частоте 9360 МГц, на величину $0,5\beta = 3,24^0$, что составляет 18 отсчетов измерений, т. к. угловая протяженность расстояния между импульсами (отсчетами) есть $360^0 / 2000 = 0,18^0$, что и дает величину смещения $3,24^0 / 0,18^0 = 18$ отсчетов.

Нетрудно видеть из рис. 4, а и 5, а, что ОП и ДП индикатрисы рассеяния разнесены на величину $0,5\beta = 3,24^0$, а соответствующие им угловые распределения третьего нормированного параметра Стокса (рис. 4, б и 5, б – ОП случай и рис. 4, в и 5, в – ДП случай) разнесены на такой же интервал. При этом независимо от ориентации объекта (и добавим – независимо от дальности, что подтверждается значительным объемом данных эксперимента) величина измеренного третьего нормированного параметра Стокса стремится к значению -1 , что и свидетельствует о близости (равной единице) среднего значения третьего нормированного параметра Стокса суммарного рассеянного поля к значению параметра Стокса протяженного элемента составного объекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, материалы, приведенные в предлагаемой работе, свидетельствуют о возможности определения поляризационных инвариантов радарных объектов составных объектов при ДП рассеянии по данным ОП измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Теорема Келла в радиолокации / А.И. Козлов, В.Н. Татаринов, С.В. Татаринов, А.В. Пепеляев // Научный Вестник МГТУ ГА. 2014. № 210 (12). С. 18–28.
2. **Kell R.** On the Derivation of Bistatic RCS from Monostatic measurements. Proceedings of the IEEE. 1965, vol. 53, № 8, pp. 983–988.
3. Определение поляризационно-энергетических инвариантов составных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе обобщения теоремы Келла / А.И. Козлов, В.Н. Татаринов, С.В. Татаринов, А.В. Пепеляев // Научный Вестник МГТУ ГА. 2015. № 222 (12). С. 6–20.
4. **Татаринов В.Н., Татаринов С.В., Лигтхарт Л.П.** Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Т. 1. Поляризация плоских ЭМВ и ее преобразования. Томск: Издательство Томского государственного университета, 2006. 380 с.
5. **Tatarinov V.N.** The Use of the Emergence Principle as a New Step in the Electromagnetic Waves Theory at the Scattering by Complex Radar Objects. Proc. of the 16th Int. Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communication, MIKON 2006, Krakow, Poland. Krakow, 2007.
6. **Tatarinov V.N., Tatarinov S.V.** A Generalization of Fresnel – Arago Interference Laws, Proc. of the 17th Int. Conf. on Software, Telecommunication and Computer Network, Croatia, Hwar, 2009, pp. 50–54.
7. **Шабат М.** Введение в комплексный анализ. М.: Наука, 1968. 560 с.
8. **Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А.** Поляризация радиолокационных сигналов. М.: Сов. Радио, 1966. 328 с.
9. **Поздняк С.И. Мелитицкий В.А.** Введение в статистическую теорию поляризации радиоволн. М.: Сов. Радио, 1974. 480 с.
10. **Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А.** Поляризация радиоволн. Поляризационная структура радиолокационных сигналов. Т. 1. М.: Радиотехника, 2005. 704 с.
11. **Градштейн И.С., Рыжик И.М.** Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1963. 1100 с.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Козлов Анатолий Иванович, профессор, доктор физико-математических наук, профессор кафедры ТЭРЭО ВТ МГТУ ГА, электронный адрес: vilandes@yandex.ru.

Татаринов Виктор Николаевич, доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой ТУСУР, электронный адрес: v-n-tatarinov@yandex.ru.

Татаринов Сергей Викторович, доцент, кандидат технических наук, доцент ТУСУР, электронный адрес: s-v-tatarinov@mail.ru.

Пепеляев Александр Владимирович, аспирант ТУСУР, электронный адрес: alpe@list.ru.

ESTIMATED MEAN OF POLARIZATION INVARIANTS OF COMPOSITE OBJECT USING THE ON-OFF SCATTERING RESULTS OF SINGLE-POSITION RADAR MEASUREMENTS

Anatoly I. Kozlov

Moscow State Technical University of Civil Aviation,
Moscow, Russia, vilandes@yandex.ru

Victor N. Tatarinov

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
Tomsk, v-n-tatarinov@yandex.ru

Sergei V. Tatarinov

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
Tomsk, s-v-tatarinov@mail.ru

Aleksandr V. Pepelyaev

Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics,
Tomsk, alpe@list.ru

ABSTRACT

The real work is devoted to analytical definition of average values of polarizing invariants of compound radar objects at on-off dispersion on the basis of one-position measurements. Analytical results are confirmed with data of pilot studies. In work the problem of analytical definition of average values of polarizing invariants at dispersion of the electromagnetic waves compound radar objects including both an extended (diffraction) element, and casual set of the simple (dot) centers of secondary dispersion for a case of an on-off radar-location by results of one-position measurements is considered. The data of pilot studies confirming analytical results are provided. At the same time full expression for the third parameter of Stokes of the field disseminated by a compound object shows the fact that Stokes's parameters of the wave disseminated by a compound object can't be determined by the sum of parameters of Stokes of the waves disseminated by each of object elements, but substantially are defined by communications between conditions of polarization of lenses. This fact completely accords with the principle of an emergzhentnost which claims that integrated properties of system can't be defined only by the sum of properties of her elements, but are defined also by communications between system elements.

Key words: composite object, Kell's theorem, the polarization invariants of a composite object scattering matrix, dual-frequency sensing, principle of emergence, the mean values of the polarization invariants, experimental studies.

REFERENCES

1. **Kozlov A.I., Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Pepelyaev A.V.** Teorema Kella v radiolokatsii. Nauchnyj Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta grazhdanskoj aviatsii, 2014, № 210 (12), pp. 18–28. (in Russian)

2. **Kell R.** On the Derivation of Bistatic RCS from Monostatic measurements. Proceedings of the IEEE, 1965, vol. 53, № 8, pp. 983–988.

3. Kozlov A.I., Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Pepelyaev A.V. Opredelenie polyarizatsionno-energeticheskikh invariantov sostavnykh ob"ektov na osnovanii obobshcheniya teorema Kella. Nauchnyj Vestnik Moskovskogo gosudarstvennogo tekhnicheskogo universiteta grazhdanskoj aviatsii, 2015, № 222 (12), pp. 6–20. (in Russian)

4. Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Ligthart L.P. Vvedenie v sovremennuyu teoriyu polyarizatsii radiolokatsionnykh signalov. T. 1. Polyarizatsiya ploskikh EHMV i eyo preobrazovaniya. Tomsk: Izdatel'stvo Tomskogo gosudarstvennogo universiteta, 2006, 380 p. (in Russian)

5. Tatarinov V.N. The Use of the Emergence Principle as a New Step in the Electromagnetic Waves Theory at the Scattering by Complex Radar Objects. Proc. of the 16th Int. Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communication, MIKON 2006, Krakow, Poland. Krakow, 2007.

6. Tatarinov V.N., Tatarinov S.V. A Generalization of Fresnel – Arago Interference Laws. Proc. of the 17th Int. Conf. on Software, Telecommunication and Computer Network, Croatia, Hvar, 2009, pp. 50–54.

7. Shabat M. Vvedenie v kompleksnyj analiz. M.: Nauka, 1968, 560 p. (in Russian)

8. Kanarejkin D.B., Pavlov N.F., Potekhin V.A. Polyarizatsiya radiolokatsionnykh signalov. M.: Sov. Radio, 1966, 328 s. (In Russian)

9. Pozdnyak S.I., Melititskij V.A. Vvedenie v statisticheskuyu teoriyu polyarizatsii radiovoln. M.: Sov. Radio, 1974, 480 p. (in Russian)

10. Kozlov A.I., Logvin A.I., Sarychev V.A. Polyarizatsiya radiovoln. Polyarizatsionnaya struktura radiolokatsionnykh signalov. T. 1. M.: Radiotekhnika, 2005, 704 p. (in Russian)

11. Gradshteyn I.S., Ryzhik I.M. Tablitsy integralov, summ, ryadov i proizvedenij. M.: Fizmatgiz, 1963, 1100 p. (in Russian)