УДК 621.396.96

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЗОНДИРУЮЩИХ И ОТРАЖЕННЫХ СИГНАЛОВ РАДИОЧАСТОТНОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ

А. С. Вершинина,
магистрант
С. В. Кулаков,
доктор техн. наук, профессор
О. Д. Москалец,
канд. техн. наук, старший научный сотрудник
Санкт-Петербургский государственный университет аэрокосмического приборостроения

Исследуются поляризационные преобразования сигналов систем радиочастотной идентификации в среде распространения и приемной антенне. Введены поляризационные спектры векторных сигналов. Метод исследования базируется на представлении поляризационных характеристик сигнала в форме вектора Джонса. Свойства среды распространения и приемной антенны, преобразующие состояние поляризации, описываются частотно-зависимой матрицей Джонса, при этом исходная матрица Джонса представлена в форме матричного ряда.

Ключевые слова *— радиочастотная идентификация, поляризационный спектр, вектор Джонса, матрица Джонса, ряд матрицы.*

Введение

Методы радиочастотной идентификации (РЧИД) находят все более широкое применение в различных сферах деятельности. За последние годы сегмент систем РЧИД оформился во вполне самостоятельную область, которую трудно отнести к какому-либо классическому разделу электроники. В качестве областей применения систем РЧИД можно отметить информационные системы, промышленное производство, автотранспорт и многое другое. Это выдвигает целый ряд задач, требующих неотложного решения [1–3], среди которых выделяются исследование поляризационных искажений принятых электромагнитных (ЭМ) сигналов и коррекция этих искажений в приемном устройстве.

Основным физическим носителем информации в современных радиоэлектронных системах (локационных, навигационных, РЧИД и др.) являются ЭМ-волны. В общем случае их электрическая $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитная $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ компоненты даются в декартовой системе координат как функции пространства $\mathbf{r} = (x, y, z)$ и времени t в форме разложения по ортам $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{i}E_x(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}E_y(\mathbf{r}, t) + \mathbf{k}E_z(\mathbf{r}, t);$$
$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{i}H_x(\mathbf{r}, t) + \mathbf{j}H_y(\mathbf{r}, t) + \mathbf{k}H_z(\mathbf{r}, t). \qquad (1)$$

Векторная природа (1) ЭМ-поля требует учета не только всех временных и частотных характеристик ЭМ-сигналов — излучений, но и их поляризационных свойств. Существующие методы извлечения информации, переносимой ЭМ-волной, в большинстве основаны на анализе ее энергетических характеристик и в значительной мере исчерпали свои возможности. Дополнительную информацию, заключенную в поляризационных характеристиках ЭМ-волны, можно получить, применив векторную процедуру обработки принимаемых сигналов или коррекцию поляризационных искажений в приемном устройстве. Эти искажения носят частотно-зависимый характер, что делает необходимым ввести векторную модель сигнала в форме ЭМ-волны [4] и поляризационных спектров этих ЭМ-излучений [5].

Поляризационный спектр рассматривается как наиболее общая характеристика векторного ЭМ-сигнала, из которой путем соответствующих преобразований можно получить все остальные характеристики и параметры этого сигнала, в том числе важнейшую в настоящем рассмотрении информацию о поляризационных искажениях сигналов систем РЧИД. Эта информация может быть использована для коррекции названных искажений в приемном устройстве.

Поляризационные измерения обязаны своему появлению решению задач оптического диапазона, где был разработан ряд методов описания и измерения состояния поляризации монохроматических и квазимонохроматических оптических излучений. В дальнейшем эти методы были успешно использованы в радиоастрономии [6, 7], а несколько позже нашли широчайшее применение в радиолокации [8–10]. Проводимые в настоящей работе исследования направлены на дальнейшее развитие методов и идей поляризационных измерений вообще и применительно к решению задач устройств РЧИД в частности.

Векторная модель динамического сигнала. Поляризационные спектры

Системы РЧИД работают с импульсными радиосигналами, и временной характер электрической $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и магнитной $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ компонент ЭМ-поля описывается финитными функциями времени. Далее полагается, что ЭМ-волны — сигналы РЧИД — являются однородными и плоскими, причем в декартовой системе координат $\mathbf{r} = (x, y, z)$ в качестве направления распространения волны выбрана координата z.

Поведение векторов $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ в среде распространения описывается уравнениями Максвелла

$$\mathbf{rotH} = \varepsilon\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t};\ \ \mathbf{rotE} = -\mu\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \qquad (2)$$

где ε, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды распространения.

Из уравнений (2) следует, что $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ являются гладкими функциями пространственных координат и времени. Гладкие финитные функции являются интегрируемыми, и во временном пространстве функции $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ удовлетворяют условиям Дини, и любая скалярная компонента в разложении (1) может быть представлена в форме двойного интеграла Фурье. Так, для скалярной электрической компоненты $E(t)$ имеет место двойной интеграл Фурье:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} vp \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\omega \int_{-\infty}^{\infty} E(t')\exp[i\omega(t-t')]\mathrm{d}t', \qquad (3)$$

где vp означает главное значение интеграла при интегрировании по переменной ω (что далее опускается); ω — временная угловая частота.

Из формулы (3) следует пара преобразований Фурье:

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)\exp(i\omega t)\mathrm{d}t; \qquad (4)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\exp(i\omega t)\mathrm{d}\omega. \qquad (5)$$

Спектральные компоненты $S(\omega)$ колебания $E(t)$ распространяются в линейной среде независимо друг от друга, и поведение скалярной волны, соответствующей колебанию $E(t)$, дается суперпозицией гармонических волн бесконечно малой амплитуды. Формула (5) позволяет представить такую скалярную волну, распространяющуюся вдоль оси z, в форме

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\exp[i(\omega t - kz)]\mathrm{d}\omega, \qquad (6)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число (c — скорость света).

Соотношение (6) пригодно для описания вертикально или горизонтально поляризованной ЭМ-волны как частного случая. В общем случае состояния поляризации ЭМ-поля требуется ввести векторную модель динамического сигнала [4].

Векторная модель сигнала предполагает [4], что в форме (6) можно представить и горизонтальную, и вертикальную компоненту плоского ЭМ-поля. Тогда векторный сигнал запишется в виде

$$\mathbf{E}(t, z) = \mathbf{i}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_x(\omega)\exp[i(\omega t - kz)]\mathrm{d}\omega + $$

$$+ \mathbf{j}\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} S_y(\omega)\exp[i(\omega t - kz)]\mathrm{d}\omega = $$

$$= \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\left\{\left[\mathbf{i}S_x(\omega) + \mathbf{j}S_y(\omega)\right]\exp[i(\omega t - kz)]\right\}\mathrm{d}\omega. \qquad (7)$$

Подобно тому, как скалярное соотношение (6) является суперпозицией бесконечно малых скалярных колебаний, выражение (7) представляет собой суперпозицию также бесконечно малых векторных колебаний и выступает как обобщение спектрального представления скалярной волны (6). В выражении (7) полагается, что каждая пара бесконечно малых спектральных волновых компонент с угловой частотой ω:

$$S_x(\omega)\exp[i(\omega t - kz)]\mathrm{d}\omega;$$

$$S_y(\omega)\exp[i(\omega t - kz)]\mathrm{d}\omega, \qquad (8)$$

определяет индивидуальное состояние поляризации (эллиптическое, круговое или линейное). В совокупности эти компоненты составляют векторный сигнал (7) с теми или иными поляризационными особенностями — от полной поляризации до полного ее отсутствия. Бесконечное континуальное множество совокупностей (8) составляет поляризационный спектр сигнала в форме ЭМ-волны [5].

Поляризационные преобразования монохроматических волн

Однородную плоскую монохроматическую ЭМ-волну, распространяющуюся вдоль оси z:

$$\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{i}\,\dot{E}_x \exp[i(\omega t - kz)] + \mathbf{j}\,\dot{E}_x \exp[i(\omega t - kz)], \quad (9)$$

можно представить в форме

$$\dot{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{bmatrix} \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (10)$$

Вектор-столбец в правой части выражения (10) называется вектором Джонса [8]:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H \exp(i\varphi_x) \\ V \exp(i\varphi_y) \end{bmatrix}, \quad (11)$$

где $\dot{E}_x = H \exp(i\varphi_x)$; $\dot{E}_y = V \exp(i\varphi_y)$; φ_x, φ_y — комплексные амплитуды и начальные фазы колебаний горизонтальной и вертикальной компоненты соответственно.

Вектор Джонса является комплексным и содержит полную информацию об амплитудах и фазах составляющих электрического вектора однородной плоской монохроматической ЭМ-волны.

Переходя к поляризационным преобразованиям, отметим, что системы координат волны, падающей на поляризующую систему, и волны выходящей совпадают.

Задача преобразования поляризационных характеристик ЭМ-поля ставится следующим образом [11, 12]. Рассматриваются плоские волны вида (9) в декартовой системе координат (x, y, z), причем в качестве направления распространения волны выбирается ось z. Несколько поляризующих приборов (систем) [12], соединенных последовательно, воздействуют на проходящую плоскую волну, создавая затем выходящую плоскую волну.

Преобразование состояния поляризации базируется на таком представлении плоской волны, которое однозначно связано с ней, и на описании поляризующего прибора неким математическим оператором $\mathbf{L}$. Этот оператор предполагается линейным, а векторная природа ЭМ-поля учитывается с помощью матриц.

Чтобы получить операторную матрицу $\mathbf{L}$ системы n приборов, расположенных последовательно, необходимо перемножить n операторов [12], т. е.

$$\mathbf{L} = \prod_{n}^{1} \mathbf{L}_n. \quad (12)$$

В зависимости от того или иного матричного представления однородной плоской ЭМ-волны рассматриваются два метода преобразования состояния ее поляризации плоской ЭМ-волны: метод Мюллера и метод Джонса [11, 12]. В настоящей работе применяется метод Джонса.

В результате взаимодействия падающей волны с поляризующей системой на выходе системы появляется одна или несколько модифицированных плоских волн. В данной работе рассматривается система, включающая передающую антенну, среду распространения ЭМ-волны и приемную антенну. Таким образом, на ЭМ-волну действуют две поляризующие системы: среда распространения и приемная антенна, — поляризующие свойства каждой из которых описываются соответствующими матрицами Джонса. Влияние среды распространения на поляризационные характеристики ЭМ-волны определяются следующей матрицей Джонса [11, 12]:

$$\mathbf{I}_M = \begin{bmatrix} M_{11} M_{12} \\ M_{21} M_{22} \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Поляризующие свойства приемной антенны в общем случае выражаются матрицей Джонса [6]

$$\mathbf{I}_A = \begin{bmatrix} A_{11} A_{12} \\ A_{21} A_{22} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

тогда совместное поляризующее действие среды распространения и приемной антенны в соответствии с формулой (12) дается матрицей Джонса в форме произведения матриц (13) и (14):

$$\mathbf{I}_0 = \mathbf{I}_A \times \mathbf{I}_M = \begin{bmatrix} A_{11} A_{12} \\ A_{21} A_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M_{11} M_{12} \\ M_{21} M_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

В общем случае передающая антенна излучает ЭМ-волну, которой соответствует вектор Джонса

$$\mathbf{J}_1 = \begin{bmatrix} H_1 \exp i\varphi_{x1} \\ V_1 \exp i\varphi_{y1} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Соотношения (13) — (15) позволяют записать результат поляризационных преобразований ЭМ-волны в форме

$$\mathbf{J}_2 = \begin{bmatrix} H_2 \exp i\varphi_{x2} \\ V_2 \exp i\varphi_{y2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{11} A_{12} \\ A_{21} A_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M_{11} M_{12} \\ M_{21} M_{22} \end{bmatrix} \times$$
$$\times \begin{bmatrix} H_1 \exp i\varphi_{x1} \\ V_1 \exp i\varphi_{y1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{11} B_{12} \\ B_{21} B_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} H_1 \exp i\varphi_{x1} \\ V_1 \exp i\varphi_{y1} \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Вектор-столбец $\mathbf{J}_2$ в общем виде определяет поляризационные характеристики излученной однородной плоской монохроматической ЭМ-волны, искаженные средой распространения и приемной антенной.

Поляризационные преобразования электромагнитного сигнала

Подобно представлению (11) однородной плоской монохроматической ЭМ-волны, пару бесконечно малых монохроматических компонент (8) можно представить в виде

$$\mathrm{d}\mathbf{E}(z,t)=\begin{bmatrix}S_x(\omega)\\S_y(\omega)\end{bmatrix}\exp[i(\omega t-kz)]\mathrm{d}\omega, \qquad (18)$$

и векторному сигналу (7) соответствует форма

$$\mathbf{E}(z,t)=\int\limits_{-\infty}^{\infty}\begin{bmatrix}S_x(\omega)\\S_y(\omega)\end{bmatrix}\exp[i(\omega t-kz)]\mathrm{d}\omega, \qquad (19)$$

где

$$\left|S_x(\omega)\right|^2+\left|S_y(\omega)\right|^2=\left|\Phi(\omega)\right|^2. \qquad (20)$$

Матрица-столбец в выражении (19) является вектором Джонса для поляризационных спектров [5]:

$$\mathbf{J}_s=\begin{bmatrix}S_x(\omega)\\S_y(\omega)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\left|S_x(\omega)\right|\exp i[\varphi_x(\omega)]\\\left|S_y(\omega)\right|\exp i[\varphi_y(\omega)]\end{bmatrix}, \qquad (21)$$

она аналогична вектору Джонса для монохроматической волны. Вектор (21), по-видимому, введен в работе [5] и в дальнейшем получил подтверждение в публикациях [8, 13].

Вектор Джонса (21) описывает состояние поляризации исходного импульсного векторного ЭМ-сигнала, поляризационные характеристики которого преобразовываются прибором, изменяющим состояние поляризации.

Как отмечалось выше, матрица Джонса $\mathbf{I}_M$ в выражении (13) характеризует свойства среды распространения для плоской монохроматической волны определенной частоты. Передаваемый сигнал является суперпозицией (7) бесконечно малых монохроматических колебаний с разными частотами, которые входят в его состав. Следовательно, можно ввести матрицу Джонса $\mathbf{I}_M(\omega)$, которая описывает поляризационные свойства среды распространения, зависящие от частоты:

$$\mathbf{I}_M(\omega)=\begin{bmatrix}M_{11}(\omega) & M_{12}(\omega)\\M_{21}(\omega) & M_{22}(\omega)\end{bmatrix}. \qquad (22)$$

Правило суммирования матриц позволяет представить матрицу Джонса (22) в виде ряда матриц Джонса. Для этого элементы матрицы $\mathbf{I}_M(\omega)$ следует разложить в ряды Тейлора в окрестности средней частоты ω_0 спектра сигнала:

$$M_{ij}(\omega)=M_{ij}(\omega_0)+\frac{1}{1!}\frac{\mathrm{d}M_{ij}}{\mathrm{d}\omega}\bigg|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)+$$
$$+\frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}^2M_{ij}}{\mathrm{d}\omega^2}\bigg|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)^2+\ldots. \qquad (23)$$

В итоге получается сумма матриц, элементами которых являются члены ряда (23):

$$\mathbf{I}_M(\omega)=\begin{bmatrix}M_{11}(\omega_0) & M_{12}(\omega_0)\\M_{21}(\omega_0) & M_{22}(\omega_0)\end{bmatrix}+$$
$$+\begin{bmatrix}\frac{1}{1!}\frac{\mathrm{d}M_{11}}{d\omega}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0) & \frac{1}{1!}\frac{\mathrm{d}M_{12}}{d\omega}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)\\ \frac{1}{1!}\frac{\mathrm{d}M_{21}}{\mathrm{d}\omega}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0) & \frac{1}{1!}\frac{\mathrm{d}M_{22}}{\mathrm{d}\omega}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)\end{bmatrix}+$$
$$+\begin{bmatrix}\frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}M_{11}}{\mathrm{d}\omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)^2 & \frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}^2M_{12}}{\mathrm{d}\omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)^2\\ \frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}^2M_{21}}{\mathrm{d}\omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)^2 & \frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}^2M_{22}}{\mathrm{d}\omega^2}\Big|_{\omega=\omega_0}(\omega-\omega_0)^2\end{bmatrix}+\ldots, \qquad (24)$$

где слагаемые после первого выражают частотную зависимость поляризационных свойств среды распространения.

Согласно правилу дифференцирования матриц, оператор дифференцирования можно вынести за знак матрицы, тогда с учетом этого имеем

$$\mathbf{I}_M(\omega)=\begin{bmatrix}M_{11}(\omega_0) & M_{12}(\omega_0)\\M_{21}(\omega_0) & M_{22}(\omega_0)\end{bmatrix}+$$
$$+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n!}(\omega-\omega_0)^n\frac{\mathrm{d}^n}{\mathrm{d}\omega^n}\bigg|_{\omega=\omega_0}\begin{bmatrix}M_{11}(\omega) & M_{12}(\omega)\\M_{21}(\omega) & M_{22}(\omega)\end{bmatrix}. \qquad (25)$$

Поляризационные преобразования сигналов систем РЧИД предполагают, что передающая и приемная антенны являются поляризаторами (полуволновой вибратор или штыревая антенна), ориентированными вдоль вертикальной оси. При этом падающей на поляризующую систему ЭМ-волне ставится в соответствие вектор Джонса вертикально поляризованной ЭМ-волны. С учетом соотношений (20) и (21) этот вектор имеет вид

$$\mathbf{J}_1=\begin{bmatrix}0\\S_y(\omega)\end{bmatrix},\ \left|S_y(\omega)\right|^2=\left|\Phi(\omega)\right|^2. \qquad (26)$$

Влияние среды распространения на поляризационные характеристики ЭМ-волны определяются матрицей (22) с частотно-зависимыми элементами. Далее предполагается, что приемная антенна является идеальным поляризатором, ориентированным вдоль вертикальной оси. Поляризационные свойства такой антенны описываются следующей матрицей Джонса:

$$\mathbf{I}_A=\begin{bmatrix}00\\01\end{bmatrix}. \qquad (27)$$

Тогда совместные поляризационные преобразования среды распространения и приемной антенны даются матрицей Джонса в форме произведения этих матриц в соответствии с выражением (15):

$$\mathbf{I}_0=\mathbf{I}_A\times\mathbf{I}_M=\begin{bmatrix}00\\01\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}M_{11}M_{12}\\M_{21}M_{22}\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0 & 0\\M_{21} & M_{22}\end{bmatrix}. \qquad (28)$$

Состояние поляризации выходящей из поляризующей системы волны с учетом выражения (22) запишется следующим вектором Джонса:

$$\mathbf{J}_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ M_{21}(\omega) & M_{22}(\omega) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 0 \\ S_y(\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ M_{22}(\omega) S_y(\omega) \end{bmatrix}. \quad (29)$$

Соотношение (29) определяет скалярный сигнал в частотном пространстве, его комплексный спектр

$$S_0(\omega) = M_{22}(\omega) S_y(\omega) = K_0(\omega) S_y(\omega). \quad (30)$$

Комплекснозначная функция $M_{22}(\omega)$ в выражении (30) играет роль коэффициента передачи $K_0(\omega)$ некоторого четырехполюсника, учитывающего итог поляризационных искажений, вносимых средой, в которой распространяется ЭМ-волна системы РЧИД. Эти искажения могут быть скомпенсированы введением в приемном устройстве корректирующего четырехполюсника с коэффициентом передачи

$$K_K(\omega) = \frac{1}{M_{22}(\omega)} = \frac{1}{K_0(\omega)}, \; K_0(\omega) \neq 0. \quad (31)$$

В соотношении (31) величину $M_{22}(\omega) = K_0(\omega)$ можно назвать поляризационной передаточной функцией при сформулированных условиях относительно передающей и приемной антенн.

Заключение

Исследования поляризационных преобразований сигналов опирались на векторную модель излученного сигнала, поляризационные спектры последнего и матрицу Джонса, определяющую поляризующие свойства среды распространения ЭМ-волн. Элементы этой матрицы в общем случае являются комплексными функциями частоты, а сама матрица представлена в форме разложения в ряд по матрицам Джонса. С помощью ряда матриц можно описывать поляризационные искажения. Первое слагаемое матричного ряда не учитывает частотную зависимость поляризационных искажений, эту зависимость отражают остальные члены ряда.

Исследования установили искажения спектра ортогональных компонент ЭМ-поля. В случае систем РЧИД излученный сигнал представляет собой вертикально поляризованное ЭМ-поле; его прием осуществляется антенной, предназначенной также для приема вертикально поляризованного ЭМ-излучения. В этих условиях определены искажения спектра обрабатываемого сигнала и коэффициент передачи корректирующего четырехполюсника через соответствующий элемент матрицы Джонса, определяющей частотно-зависимые поляризационные преобразования среды распространения ЭМ-излучения.

Исследования выполнены в рамках государственного контракта № 14.527.12.0019; шифр лота 2011-2.7-527-025; шифр заявки 2011-2.7.-527-025-002.

Литература

1. **Койгеров А. С., Забузов С. А., Дмитриев В. Ф.** Исследование корреляционного метода для решения задач антиколлизии для систем радиочастотной идентификации на ПАВ // Информационно-управляющие системы. 2009. № 5. С. 48–55.
2. **Марковский С. Г., Марковская Н. В.** Разрешение конфликтов в системах радиочастотной идентификации с использованием идентификаторов меток и процедуры последовательной компенсации конфликтных сигналов // Информационно-управляющие системы. 2012. № 2. С. 48–55.
3. **Марковский С. Г., Марковская Н. В.** Расчет средней задержки алгоритма решения конфликтов в системах радиочастотной идентификации // Информационно-управляющие системы. 2012. № 4. С. 84–92.
4. **Москалец О. Д.** Модель сигнала при обработке векторных стохастических полей // Всесоюз. конф. по статистическим методам обработки данных дистанционного зондирования окружающей среды, Рига, сентябрь 1986 г. / АН СССР, 1986. С. 54.
5. **Москалец О. Д.** Учет поляризационных характеристик антенн при спектральных измерениях в радиоастрономии // Антенные измерения: IV Всесоюз. конф. «Метрологическое обеспечение антенных измерений» (ВКАИ-4). Ереван, 1987. С. 45–47.
6. **Дьяков Ю. П., Шишкин И. Ф.** К вопросу об описании свойств антенны поляриметра // Радиотехника. 1968. Т. 23. № 3. С. 98–99.
7. **Есепкина Н. А.** Поляризационные характеристики антенн радиотелескопов // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. XIV. № 5. С. 673–679.
8. **Козлов А. И., Логвин А. И., Сарычев В. А.** Поляризация радиоволн. Поляризационная структура радиолокационных сигналов. — М.: Радиотехника, 2005. — 704 с.
9. **Козлов А. И., Логвин А. И., Сарычев В. А.** Поляризация радиоволн. Радиолокационная поляриметрия. — М.: Радиотехника, 2007. — 640 с.
10. **Жу Мигун, Ян Рулян, Бай Ютян** и др. Особенности построения двухчастотной поляриметрической РСА с учетом разделения поляризационных сигналов // Радиотехнические тетради. 2000. № 22. С. 15–21.
11. **Джеррард А., Берч Дж. М.** Введение в матричную оптику: пер. с англ. — М.: Мир, 1978. — 341 с.
12. **О'Нейл Э.** Введение в статистическую оптику: пер. с англ. — М.: Мир, 1966. — 254 с.
13. **Слетков В. Л.** Аналитическое представление поляризованных сигналов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2006. Т. 49. № 3. С. 17–23.