Anais XIII Simpósio Brasileiro de Sensoriamento Remoto, Florianópolis, Brasil, 21-26 abril 2007, INPE, p. 4799-4806.

Representações para ondas parcialmente polarizadas em polarimetria SAR

Nilo Sergio de Oliveira Andrade [1,2]
Antonio Nuno de Castro Santa Rosa [2]
Paulo César de Carvalho Faria [3]

[1] Comando da Aeronáutica – Centro de Lançamento de Alcântara – CLA
Av. dos Libaneses, nº 29 – Tirirical – 65056-480 – São Luís – MA, Brasil
dop@cla.aer.mil.br

[2] Instituto de Geociências – Universidade de Brasília – UNB
Campus Universitário Darcy Ribeiro – CEP 70910-900 - Brasília – DF, Brasil
nunos@unb.br

[3] Departamento de Química – Instituto Tecnológico da Aeronáutica – ITA
Praça Mal Eduardo Gomes, 50 – Vila das Acácias – 12228-900 – S.J.Campos – SP, Brasil
carvalho@ita.br

Abstract. This paper introduces the conditions that characterize a partially polarized wave, by using the components of the electric field. It is also showed that the coherency matrix, which is obtained from the vertical and horizontal components of the electric field, can be used, along with the Stokes vector, to represent the partially polarized wave. It is explained why the Stokes vector can be used to characterize these waves and the vector is related to the coherency matrix. Finally, the Stokes vectors for a completely polarized and for a unpolarized wave are presented and the equations for the degrees of polarization, including the circular and the linear ones, are exposed.

Palavras-chave: partially polarized waves, quase-monochromatic waves, coherence matrix, Stokes vector, degree of polarization, ondas parcialmente polarizadas, ondas quase monocromáticas, matriz de coerência, vetor de Stokes, grau de polarização.

1. Introdução

O entendimento do conceito de polarização parcial é crucial para a interpretação das medidas polarimétricas do sinal retroespalhado dos alvos naturais.

As ondas completamente polarizadas são aquelas nas quais as amplitudes a_v e a_h e a fase δ são constantes. Contudo, a radiação da maior parte dos alvos naturais, ou construídos pelo homem, pode se estender ao longo de uma ampla gama de freqüências e, os parâmetros de onda a_v, a_h e δ podem ser função do tempo ou da posição no espaço (Ulaby and Elachi, 1990).

2. Caracterização de ondas parcialmente polarizadas e quase-monocromáticas

Nos sensores SAR, a transmissão da onda ocorre com uma banda bastante estreita, ou seja, a largura de banda do sinal transmitido é muito menor que a freqüência da portadora. Tanto a onda transmitida quanto a recebida utilizam uma banda estreita em torno de uma freqüência média central $\bar{\omega}$:

$$\bar{\omega} - \frac{1}{2}\Delta\omega \leq \omega \leq \bar{\omega} + \frac{1}{2}\Delta\omega \quad \text{com} \quad \frac{\Delta\omega}{\bar{\omega}} \ll 1 \tag{1}$$

Nesse caso, a onda, que ainda pode ser considerada uma onda plana, é dita quase-monocromática e os componentes E_h e E_v da parte real do vetor campo elétrico $\vec{E}$, em cada ponto P, são dados por:

$$\begin{aligned} E_h(P,t) &= a_h(t)\cos\left[\bar{\omega}t - \bar{k}z + \delta_h(t)\right] \\ E_v(P,t) &= a_v(t)\cos\left[\bar{\omega}t - \bar{k}z + \delta_v(t)\right] \end{aligned} \tag{2}$$

Onde $\bar{\omega}$ significa a freqüência média; $\bar{k}$ é o vetor de onda médio e $a_h(t)$, $a_v(t)$, $\delta_h(t)$ e $\delta_v(t)$ variam lentamente em comparação com o termo periódico $\exp\left[i(\bar{\omega}t)\right]$ (Born and Wolf, 1980).

A antena receptora mede esta onda de banda estreita espalhada pelo alvo, durante um intervalo de tempo *T*, chamado de "tempo de integração em azimute".

Se este tempo de medição é pequeno, quando comparado com o tempo de coerência do alvo, ou seja, o coeficiente de retroespalhamento do alvo não varia durante o tempo *T* em que o sinal está sendo medido, os parâmetros que caracterizam a elipse de polarização: $a_h(t)$, $a_v(t)$, $\delta_h(t)$ e $\delta_v(t)$, podem ser considerados constantes e, durante o intervalo de tempo *T*, a onda se comporta como uma onda monocromática com freqüência média $\bar{\omega}$ (Born and Wolf, 1980).

Nesse caso, tanto o vetor de Jones quanto o vetor de Stokes podem ser utilizados para caracterizar o estado de polarização da onda, que é dita completamente polarizada.

Entretanto, para um intervalo de tempo mais longo, os parâmetros anteriormente mencionados variam ao longo do tempo e a onda é dita parcialmente polarizada (Born and Wolf, 1980; Kostinski and Boerner, 1986).

Dessa forma, os parâmetros que caracterizam a polarização da onda devem ser obtidos por intermédio de uma média temporal e só terão significado se o sinal apresentar as condições de estacionaridade e ergodicidade.

3. Matriz de Coerência para a representação de uma onda parcialmente polarizada

A matriz de coerência permite que os parâmetros de uma onda parcialmente polarizada sejam medidos (Wolf, 1959; Parrent and Roman, 1960).

Com ondas quase-monocromáticas as rápidas oscilações representadas por $\exp\left[i\left(\varpi t\right)\right]$ se cancelam e o sinal complexo do campo elétrico fica intimamente conectado às variações da envoltória do sinal (Born and Wolf, 1980; Kostinski and Boerner, 1986).

Os parâmetros do campo elétrico devem ser, então, obtidos por uma média temporal, assumindo-se a estacionaridade e a ergodicidade do sinal, a fim de que quantidades mensuráveis possam caracterizar a polarização da onda.

Para lidar com quantidades observáveis, duas formas quadráticas dos produtos quadráticos de $\vec{E}$ e $\vec{E}^{*T}$ são consideradas: a intensidade total obtida da média temporal $\left\langle \vec{E}^{*T} \cdot \vec{E} \right\rangle$ e a matrix de coerência $\mathrm{J} = \left\langle \vec{E} \cdot \vec{E}^{*T} \right\rangle$, que é uma matriz Hermitiana (2x2). (Born and Wolf, 1980).

$\langle\ \rangle$ indica a média do conjunto e pode ser substituída pela média temporal se a ergodicidade puder se assumida e se (J) for uma matriz Hermitiana positiva semi-definida, ou seja, uma matriz que não apresenta autovalores negativos.

O fato de $\mathrm{J} = \mathrm{J}^{*\mathrm{T}}$ faz com que a matriz (J) seja uma quantidade observável e a média temporal de J seja mensurável. O traço s_0 da matriz (J) corresponde à intensidade total da onda (Born and Wolf, 1980).

$$s_0 = \left\| \vec{E} \right\|^2 = tr\left(\mathrm{J}\right) \tag{3}$$

Segundo Wolf, 1959 e Born and Wolf, 1980, os quatro parâmetros da matriz de coerência (J) estão singularmente associados com a onda.

$$\mathrm{J} = \begin{pmatrix} J_{vv} & J_{vh} \\ J_{hv} & J_{hh} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left\langle \left|E_v\right|^2 \right\rangle & \left\langle E_v E_h^* \right\rangle \\ \left\langle E_h E_v^* \right\rangle & \left\langle \left|E_h\right|^2 \right\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left\langle a_v{}^2 \right\rangle & \left\langle a_v a_h e^{-i\delta} \right\rangle \\ \left\langle a_h a_v e^{i\delta} \right\rangle & \left\langle a_h{}^2 \right\rangle \end{pmatrix} \tag{4}$$

Se o campo elétrico horizontal e o vertical, ou seja, os eixos x e y forem rotacionados em torno da direção de propagação, a matriz de coerência muda. Porém, o determinante $|\mathrm{J}|$ de (J), os dois autovalores λ_1 e λ_2 e o traço da matriz de coerência (J) permanecem invariantes com a rotação.

A combinação dessas entidades leva a um parâmetro invariante em relação à rotação, o grau de polarização da onda (Wolf, 1959; Born and Wolf, 1980).

$$m = \sqrt{1 - \frac{4 \cdot |J|}{tr^2\left(J\right)}} = \frac{\left|\lambda_1 - \lambda_2\right|}{\lambda_1 + \lambda_2} = \frac{\sqrt{\langle Q\rangle^2 + \langle U\rangle^2 + \langle V\rangle^2}}{\langle I_0 \rangle} \tag{5}$$

Os autovalores λ_1 e λ_2 de (J) correspondem aos valores extremos da intensidade total (Wolf, 1959; Born and Wolf, 1980).

De acordo com Born and Wolf, 1980, o parâmetro m tem um significado físico; corresponde à razão entre a energia da componente totalmente polarizada da onda e a intensidade total dessa mesma onda.

A onda é considerada completamente polarizada se $|\mathrm{J}| = 0$, que corresponde a um grau de polarização $m = 1$ e é dita completamente despolarizada se a intensidade dos vetores campo elétrico em qualquer direção perpendicular à direção de propagação for uma constante. Neste caso, a matriz de coerência é diagonal e os dois elementos da diagonal são idênticos, conduzindo a um grau de polarização $m = 0$.

A dedução da equação apresentada em (5), ou seja, do grau de polarização da onda pode ser verificado em Andrade, 2006.

A matriz de coerência não é simples de ser visualizada sendo, portanto, comum descrever ondas incoerentes ou parcialmente polarizadas em termos de sua intensidade total I_0, do seu grau de polarização m e dos parâmetros que caracterizam a elipse de polarização. Uma descrição alternativa e matematicamente conveniente é dada pelos parâmetros de Stokes, introduzidos por George Gabriel Stokes em 1852, conforme será visto a seguir.

4. Vetor de Stokes para a representação de uma onda parcialmente polarizada

A onda transmitida por um sistema de radar pode ser considerada como monocromática e completamente polarizada, desde que o radar esteja suficiente afastado da superfície e a atmosfera seja eletromagneticamente homogênea; condições estas, quase sempre satisfeitas.

Em contraste com o sinal transmitido, o sinal recebido pelo radar é raramente completamente polarizado, quando observado como função do tempo ou da posição espacial. Isto ocorre porque o sinal recebido, que consiste de uma superposição de um grande número de ondas de várias polarizações, é o resultado de um retroespalhamento de uma superfície estatisticamente aleatória.

Se uma determinada superfície for modelada como um alvo estatisticamente homogêneo, abrangendo espalhadores aleatoriamente distribuídos, o campo elétrico de todo o sinal retroespalhado de uma dada célula de resolução (**Figura 1**), é o vetor soma dos campos elétricos das ondas espalhadas por todos os espalhadores contidos na célula de resolução (Ulaby and Elachi, 1990).

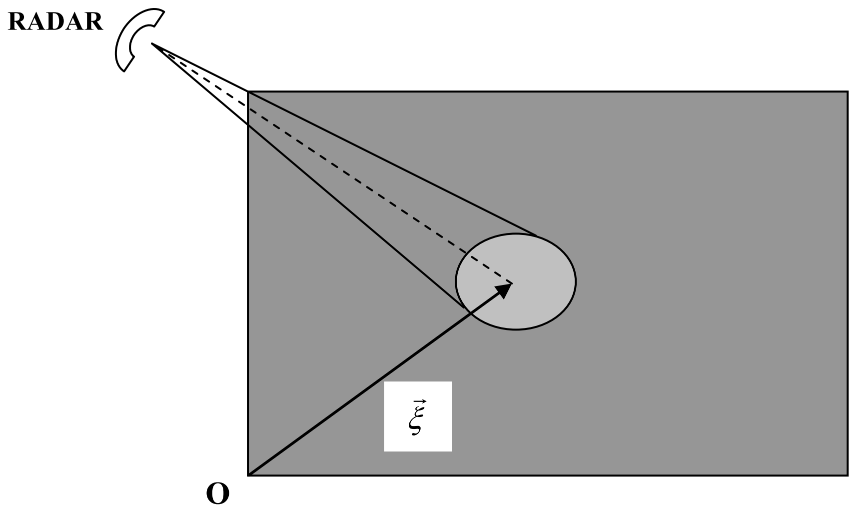

Figura 1. Feixe de radar iluminando uma célula de resolução de área A, contendo espalhadores aleatoriamente distribuídos. O centro da célula está localizado à distância $\vec{\xi}$ em relação a um sistema de coordenadas definido.
Fonte: adaptada de Ulaby and Elachi. (1990, p. 15).

Ao se modificar a célula de resolução para outra parte da mesma superfície, ter-se-á um conjunto diferente de vetores e, portanto, de polarizações contribuindo para o campo elétrico total. Desta forma, no espalhamento radar de um meio estatisticamente homogêneo, os componentes de campo elétrico E_v e E_h são, de forma geral, variáveis aleatórias que são função do vetor de posição $\vec{\xi}$, mostrado na **Figura 1**.

$$E_v(\xi) = a_v(\xi)e^{-i\delta_v(\xi)} \tag{6}$$

$$E_h(\xi) = a_h(\xi)e^{-i\delta_h(\xi)} \tag{7}$$

Conseqüentemente, os parâmetros de Stokes para uma onda parcialmente polarizada são definidos como:

$$\vec{S}_p = \begin{bmatrix} I_0 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle + \langle |E_h|^2 \rangle \\ \langle |E_v|^2 \rangle - \langle |E_h|^2 \rangle \\ \langle E_v E_h^* \rangle + \langle E_h E_v^* \rangle \\ i\left(\langle E_v E_h^* \rangle - \langle E_h E_v^* \rangle\right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_v E_v^*| \rangle + \langle |E_h E_h^*| \rangle \\ \langle |E_v E_v^*| \rangle - \langle |E_h E_h^*| \rangle \\ \langle E_v E_h^* \rangle + \langle E_h E_v^* \rangle \\ i\left(\langle E_v E_h^* \rangle - \langle E_h E_v^* \rangle\right) \end{bmatrix} \therefore$$
$$\vec{S}_p = \begin{bmatrix} I_0 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle + \langle |E_h|^2 \rangle \\ \langle |E_v|^2 \rangle - \langle |E_h|^2 \rangle \\ \langle 2\,\mathrm{Re}\left(E_v E_h^*\right) \rangle \\ \langle -2\,\mathrm{Im}\left(E_v E_h^*\right) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle a_v^2 \rangle + \langle a_h^2 \rangle \\ \langle a_v^2 \rangle - \langle a_h^2 \rangle \\ \langle 2a_v a_h \cos\delta \rangle \\ \langle 2a_v a_h \,\mathrm{s}en\delta \rangle \end{bmatrix} \tag{8}$$

Onde $\langle\ \rangle$ indica uma média do conjunto em relação à variável ξ.

Uma onda parcialmente polarizada pode ser caracterizada pelos parâmetros de Stokes uma vez que eles se relacionam aos elementos da matriz de coerência por:

$$\begin{aligned} I_0 &= J_{vv} + J_{hh} = \langle a_v^2 \rangle + \langle a_h^2 \rangle \\ Q &= J_{vv} - J_{hh} = \langle a_v^2 \rangle - \langle a_h^2 \rangle \\ U &= J_{vh} + J_{hv} = \langle 2a_v a_h \cos\delta \rangle \\ V &= i\left(J_{vh} - J_{hv}\right) = \langle 2a_v a_h \,\mathrm{s}en\delta \rangle \end{aligned} \tag{9}$$

Esta correspondência direta entre a matriz de coerência e o vetor de Stokes permitiu a Wolf (1959) estender aos parâmetros de Stokes os resultados por ele obtidos com respeito à peculiaridade da associação entre a matriz de coerência e a onda. Desta forma, o conjunto de parâmetros de Stokes mostrou-se capaz de caracterizar uma onda parcialmente polarizada.

Utilizando-se (6) e (7) é possível provar que $U = \langle 2\,\mathrm{Re}\left(E_v E_h^*\right) \rangle = \langle 2a_v a_h \cos\delta \rangle$ da seguinte forma:

$$E_v E_h^* = a_v(\xi)e^{-i\delta_v(\xi)} a_h(\xi)e^{+i\delta_h(\xi)} = a_v(\xi)a_h(\xi)e^{-i(\delta_v - \delta_h)} \tag{10}$$

Pela fórmula de Euler, tem-se:

$$e^{-i(\delta_v - \delta_h)} = e^{-i\delta} = \cos\delta - isen\delta \tag{11}$$

Onde $\cos(\delta)$ corresponde à parte real e $-sen(\delta)$ à parte imaginária de $e^{-i\delta}$, ou seja,

$$\mathrm{Re}\left(e^{-i\delta}\right) = \cos\delta \quad \text{e} \quad \mathrm{Im}\left(e^{-i\delta}\right) = -sen\delta \tag{12}$$

Substituindo a parte real tem-se:

$$U = \left\langle 2\,\mathrm{Re}\left(E_v E_h^*\right)\right\rangle = 2\left\langle a_v a_h \cos\left(\delta_v - \delta_h\right)\right\rangle = \left\langle 2a_v a_h \cos\delta\right\rangle \tag{13}$$

De forma similar, para o parâmetro V, substituindo a parte imaginária se obtém:

$$V = \left\langle -2\,\mathrm{Im}\left(E_v E_h^*\right)\right\rangle = 2\left\langle a_v a_h sen\left(\delta_v - \delta_h\right)\right\rangle = \left\langle 2a_v a_h sen\delta\right\rangle \tag{14}$$

O aparecimento do fator 2 nos parâmetros U e V pode ser comprovado a partir das igualdades $U = \left\langle E_v E_h^* + E_h E_v^* \right\rangle$ e $V = i\left(\left\langle E_v E_h^* - E_h E_v^* \right\rangle\right)$. Assim, para o parâmetro U tem-se:

$$\begin{aligned} U &= \left\langle a_v e^{-i\delta_v} a_h e^{i\delta_h} + a_h e^{-i\delta_h} a_v e^{i\delta_v} \right\rangle = \left\langle a_v a_h e^{-i(\delta_v - \delta_h)} + a_v a_h e^{i(\delta_v - \delta_h)} \right\rangle \therefore \\ U &= \left\langle a_v a_h e^{-i\delta} + a_v a_h e^{i\delta} \right\rangle \end{aligned} \tag{15}$$

Substituindo-se (11) em (15) obtém-se:

$$U = \left\langle a_v a_h \left(\cos\delta - isen\delta\right) + a_v a_h \left(\cos\delta + isen\delta\right)\right\rangle = \left\langle 2a_v a_h \cos\delta\right\rangle \tag{16}$$

Similarmente, para o parâmetro V a comprovação fica assim demonstrada:

$$\begin{aligned} V &= i\left(\left\langle a_v e^{-i\delta_v} a_h e^{i\delta_h} - a_h e^{-i\delta_h} a_v e^{i\delta_v} \right\rangle\right) = i\left(\left\langle a_v a_h e^{-i(\delta_v - \delta_h)} - a_v a_h e^{i(\delta_v - \delta_h)} \right\rangle\right) \therefore \\ V &= i\left(\left\langle a_v a_h e^{-i\delta} - a_v a_h e^{i\delta} \right\rangle\right) \end{aligned} \tag{17}$$

Substituindo (11) em (17) chega-se a:

$$\begin{aligned} V &= i\left\langle a_v a_h \left(\cos\delta - isen\delta\right) - a_v a_h \left(\cos\delta + isen\delta\right)\right\rangle \therefore \\ V &= i\left\langle -2i\ a_v a_h\ sen\delta\right\rangle = \left\langle 2a_v a_h sen\delta\right\rangle \end{aligned} \tag{18}$$

Para uma onda completamente despolarizada, $\left\langle a_v^2\right\rangle = \left\langle a_h^2\right\rangle$ e $E_v(\xi)$ e $E_h(\xi)$ são descorrelacionados. Isto leva à representação do vetor de Stokes apresentada em (19).

$$\vec{S}_{un} = I_0\begin{bmatrix}1 & 0 & 0 & 0\end{bmatrix}^T \tag{19}$$

Em (19), os parâmetros U e V são iguais a zero pois o valor médio, no tempo, ou seja, a média temporal do seno e do co-seno é sempre igual a zero, independentemente de suas amplitudes.

Segundo Hecht (1990), se a onda for completamente despolarizada, $\left\langle E_v^2 \right\rangle = \left\langle E_h^2 \right\rangle$, sendo que a média de nenhum dos dois é igual a zero, pois a amplitude elevada ao quadrado é sempre positiva. Neste caso, $I_0 = \left\langle E_v^2 \right\rangle = \left\langle E_h^2 \right\rangle$ mas, $Q = U = V = 0$.

Ondas eletromagnéticas podem ser superpostas coerentemente por intermédio da soma de seus vetores campo elétrico. Contudo, se as ondas são independentes, ou seja, se não existe uma relação permanente de fase entre as mesmas, elas devem ser combinadas incoerentemente por intermédio da soma de seus vetores de Stokes ao invés de seus vetores de campo elétrico (Tsang et al., 1985). O resultado pode ser parcialmente ou não polarizado.

Um vetor de Stokes completamente despolarizado ou não polarizado é caracterizado pelos parâmetros Q, U e V todos com valor igual a zero. Isto leva a um ponto localizado na origem da esfera de Poincaré. Isso ocorre porque, normalmente, os parâmetros de Stokes são normalizados dividindo-se cada um deles por I_0.

Desta forma, o conjunto de parâmetros (I_0, Q, U e V) na representação normalizada toma a forma apresentada em (19). Se a onda for polarizada horizontalmente, não apresenta componente vertical, e seus parâmetros normalizados são (1, -1, 0, 0).

Similarmente, para uma onda verticalmente polarizada tem-se (1, 1, 0, 0). Representações para alguns outros estados de polarização são listadas em Andrade, 2006.

De uma forma geral, a polarização parcial é caracterizada por $I_0^2 > Q^2 + U^2 + V^2$, que leva a um ponto localizado no interior da esfera de Poincaré.

Conforme visto em (5), o grau de polarização é definido pela razão entre a polarização parcial e a intensidade total.

De forma similar, o grau de polarização linear é dado por:

$$m_L = \sqrt{Q^2 + U^2} \Big/ I_0 \tag{20}$$

e o grau de polarização circular por:

$$m_C = V / I_0 \tag{21}$$

Uma onda parcialmente polarizada, representada pelo vetor de Stokes ($\vec{S}_p$) de (8), pode ser considerada como a soma de uma onda completamente despolarizada ($\vec{S}_{un}$) de (19), com uma onda completamente polarizada, representada pelo vetor de Stokes ($\vec{S}$) de (22):

$$\begin{gathered}
\vec{S} = \begin{bmatrix} I_0 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_v|^2 + |E_h|^2 \\ |E_v|^2 - |E_h|^2 \\ E_v E_h^* + E_h E_v^* \\ i\left(E_v E_h^* - E_h E_v^*\right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_v E_v^*| + |E_h E_h^*| \\ |E_v E_v^*| - |E_h E_h^*| \\ E_v E_h^* + E_h E_v^* \\ i\left(E_v E_h^* - E_h E_v^*\right) \end{bmatrix} \therefore \\
\vec{S} = \begin{bmatrix} I_0 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |E_v|^2 + |E_h|^2 \\ |E_v|^2 - |E_h|^2 \\ 2\,\mathrm{Re}(E_v E_h^*) \\ -2\,\mathrm{Im}(E_v E_h^*) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_v^2 + a_h^2 \\ a_v^2 - a_h^2 \\ 2a_v a_h \cos\delta \\ 2a_v a_h sen\delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 \\ I_0 \cos 2\psi \cos 2\chi \\ I_0 sen 2\psi \cos 2\chi \\ I_0 sen 2\chi \end{bmatrix}
\end{gathered} \tag{22}$$

Assim, tem-se a seguinte relação:

$$\vec{S}_p = (1-m)\vec{S}_{un} + m\vec{S} \tag{23}$$

Onde $\vec{S}_{un}$ é dado por (19) e $\vec{S}$ é dado por

$$\vec{S} = \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\psi \cos 2\chi & sen2\psi \cos 2\chi & sen2\chi \end{bmatrix}^T I_0 \tag{24}$$

Esta representação conduz a duas características particularmente convenientes:

- Polarizações ortogonais são localizadas em pontos diametralmente opostos na Esfera de Poincaré, que é uma outra forma de apresentação do vetor de Stokes; e
- os quatro parâmetros podem ser deduzidos a partir de medidas de intensidade que, especialmente para aplicações ópticas, é uma grande vantagem.

5. Conclusão

Ondas eletromagnéticas podem ser coerentemente superpostas pela soma de seus vetores campo elétrico. Contudo, é preciso lembrar que os componentes do campo elétrico espalhado por um meio estatisticamente homogêneo raramente são determinísticos (em geral, variam aleatoriamente). Assim, apesar de a matriz de coerência, cujos elementos são função do campo elétrico (Ev e Eh), poder ser usada para matematicamente caracterizar ondas eletromagnéticas, não, parcial ou totalmente polarizadas, isso não é conveniente, pois essa representação matricial não tem uma contrapartida gráfica ou visual. Portanto, quando não existe uma relação permanente de fase entre Ev e Eh, é preferível combinar as ondas eletromagnéticas pela soma de seus vetores de Stokes (valores médios), ao invés de seus vetores campo elétrico. Dessa forma, é comum descrever ondas eletromagnéticas incoerentes em termos de suas intensidades I_0, dos seus graus de polarização m e dos parâmetros das suas elipses de polarização ou, equivalentemente, por meio dos seus vetores de Stokes. Existe, portanto, um link entre a matriz de coerência e o vetor de Stokes. É justamente esse vínculo que permite que esses últimos sejam utilizados para definir uma onda parcialmente polarizada. Dessa forma, expressando os vetores de Stokes em coordenadas esféricas, Esfera de Poincaré, ainda é possível qualificar ondas completamente despolarizadas. Além disso, uma onda parcialmente polarizada pode ser considerada como a soma ponderada de uma onda totalmente despolarizada com uma outra onda completamente polarizada, o que é bastante conveniente, pois a aplicação dos vetores de Stokes (Esfera de Poincaré) ainda permanece perfeitamente válida.

Referências

Andrade. N. S. O. **Radar de Abertura Sintética Polarimétrico do SIVAM – Análise e Aplicações**. Tese de Doutorado (em fase de escrita). Universidade de Brasília, Instituto de Geociências, Brasília – D.F. 2006.

Born, M. and Wolf, E. **Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light**. Pergamon Press, Elmsford, N.Y., 1980, 806 p.

Hecht, E. **Optics**. Addison-Wesley, Reading, MA, 1990. 676 p.

Kostinski, A. B. and Boerner, W. M. On foundations of radar polarimetry. **IEEE Trans Antennas and Propagation**, v. 34, n. 12, p. 1395-1404, 1986.

Parrent, G. B. and Roman, P. On the matrix formulation of the theory of partial polarization in terms of observables. **Nuovo Cimento**, v. 15, n. 3, p. 370-387, 1960.

Tsang, L., Kong, J. A.; Shin, R.T. **Theory of microwave remote sensing**, Wiley Interscience, 1985, 435 p.

Ulaby, F. and Elachi, C. **Radar Polarimetry for Geoscience Applications**, Artech House, 1990. 364 p.

Wolf, E. Coherence properties of partially polarized electromagnetic radiation. **Nuovo Cimento**, v. 13, n. 6, p. 1165-1181, 1959.