

Superfícies Reconfiguráveis Inteligentes Controladas por Elementos de Impedâncias Superficiais

André Lages, Wendria Cunha Silva, Waldeir Monteiro, André M. Cavalcante, Gilvan Borges, João C. W. A. Costa, e Karlo Q. da Costa

Resumo— O advento das redes de telecomunicações 6G, requer ambientes inteligentes e totalmente conectados. As superfícies reconfiguráveis inteligentes (RIS) surgem como elementos compactos para controlar a energia eletromagnética em prol do aumento de conectividade. Neste trabalho, aborda-se a modelagem da RIS utilizando o Método dos Momentos (MoM) considerando uma camada única e contínua de elementos. Cada elemento é modelado como uma impedância superficial variável de acordo com o controle de feixe da teoria de arranjo clássica, baseando-se na sua relação com o modelo de ondas planas e linhas de transmissão.

Palavras-Chave— 6G, ambientes inteligentes, RIS, MoM.

Abstract— The advent of 6G telecommunications networks requires intelligent and fully connected environments. Reconfigurable intelligent surfaces (RIS) emerge as compact elements to handle electromagnetic energy in order to increase connectivity. This work addresses the modeling of RIS using Method of Moments (MoM) assuming a single and continuous layer of elements. Each element is modeled as a variable surface impedance according to the beam control of classical array theory, based on its relationship with the plane wave and transmission line model.

Keywords— 6G, Intelligent Environments, RIS, MoM.

I. INTRODUÇÃO

Na literatura, parece não haver consenso, várias definições são usadas para definir superfícies inteligentes (SI): superfícies inteligentes reconfiguráveis (RIS), superfícies refletoras inteligentes (IRS), superfícies inteligentes largas (LIS). No entanto, o que parece ser unânime é a multiplicidade de aplicações, que abrange desde comunicações por satélite, veículos aéreos não tripulados (UAV), computação massiva, *internet* de tudo, até à transmissão simultânea de energia sem fio, idealização vislumbrada por Tesla há mais de um século antes [1], [2].

As superfícies inteligentes, devido ao seu baixo custo, poderiam ser implantadas em praticamente qualquer lugar, economizando energia desperdiçada espalhada por quaisquer entes espaciais teoricamente não animados no mundo da *internet*. A inclusão eletromagnética acompanhando a inclusão social para um mundo melhor e unido. Superfícies ativas ou passivas, ambas podem melhorar a redução do caos dos canais sem fio em cenários diversos [3], [4].

Nesta linha de raciocínio, as superfícies inteligentes reconfiguráveis são fortemente elegíveis como facilitadoras essenciais

André Lages, Wendria Cunha Silva, Waldeir Monteiro, João C. W. A. Costa, Karlo Q. da Costa, Faculdade de Engenharia Elétrica e Biomédica, Universidade Federal do Pará, Belém-PA, Brasil. André M. Cavalcante, Ericsson Telecomunicações Ltda., Indaiatuba, Brasil. Gilvan Borges, IFPA, Belém-PA, Brasil. E-mails: eng.andrelages@gmail.com, karlo@ufpa.br

da cobertura massiva de rádio para cenários 6G. Concomitantemente, diante desta demanda crescente da sociedade por largura de banda devido ao uso massivo da *internet* das Coisas (IoT) e dos sistemas *Cell Free* no futuro, a rede de infinitos objetos conectados será outorgada com vários GHz de espectro [1], [5].

A modelagem eletromagnética dos sistemas de propagação, assim como dos elementos irradiadores da RIS, tem sido de grande interesse da comunidade científica nos últimos anos. O canal da RIS pode ser realizado de maneira simplificada pelas equações de potência de Friis, por serem a formulação de propagação do espaço livre. É um modelo de campo distante, quando usualmente na sua forma pura, analisa cenários sem levar em conta os desvanecimentos multi-percursos do ambiente [6]. Ele oferece uma boa análise sistêmica introdutória. Um modelo mais consistente utiliza a óptica geométrica e a lei de Snell [7]. Porém, muitas vezes o coeficiente de reflexão é definido de forma arbitrária. Em [8], o coeficiente de reflexão foi deduzido do modelo de circuito elétrico equivalente da RIS, concebido a partir da utilização do modelo de ondas planas e linhas de transmissão, que permite tratar a RIS como uma impedância superficial. Outras propostas investigaram o desvanecimento a partir do modelo eletromagnético discreto [9].

No trabalho de [10], o método dos momentos (MoM) foi aplicado para modelar a RIS utilizando uma superfície única e contínua (MoMCSL) levando em consideração o acoplamento mútuo e as ondas de superfícies. A impedância superficial foi modelada a partir do modelo de ondas planas e linhas de transmissão (PWTL) e o controle do feixe pela teoria de arranjo. Contudo, o PWTL tem limitações por não ser um método de onda completo, que não leva em consideração a interação dos elementos. Portanto, neste trabalho, propõe-se o controle do feixe levando em conta o acoplamento mútuo e a continuidade eletromagnética da superfície. O controle do feixe para diversos planos e direções foi testado, eliminando as limitações angulares do modelo proposto em [10].

II. MODELAGEM DO MOMCSL

A. Modelo da RIS

A RIS analisada com o MoMCSL em [10] tem $N_{ZsL} \times N_{ZsW}$ elementos de impedâncias na superfície S , porém cada elemento de antena ou impedância superficial da RIS terá N_{xZs} discretizações em x e N_{yZs} discretizações em y . Então, pode-se definir:

$$N_x = N_{xZs} N_{ZsL} \quad (1)$$

$$N_y = N_{yZ_s} N_{Z_s W} \quad (2)$$

Deste modo, diferentemente de [10], tem-se $N_x \times N_y$ impedâncias superficiais. Porém, ao aplicar o MoM bidimensional [11], uma das condições de contorno impostas às equações diferenciais é que as componentes de campo elétrico normais às bordas da superfície se anulem. A superfície fica ligeiramente diferente da estrutura real com esta aproximação numérica, mas com boa aproximação das soluções reais, em geral, se a discretização for melhor que um décimo do comprimento de onda λ da frequência analisada, pois as superfícies reais são contínuas microscopicamente. Ao anular as componentes de campo normais, a densidade de corrente J_x e impedância superficial Z_x têm $N_x - 1$ linhas de discretização em x , pois nas bordas considera-se somente as componentes tangenciais [12]. Analogamente para J_y e Z_y . Portanto, obtêm-se $(N_x - 1) \times N_y$ elementos de corrente J_x e/ou impedâncias Z_x no total. Para os elementos de corrente J_y e/ou impedâncias Z_y , tem-se $N_x \times (N_y - 1)$ discretizações como na Fig. 1. Mais detalhes na seção II-B. No problema analisado, uma onda eletromagnética

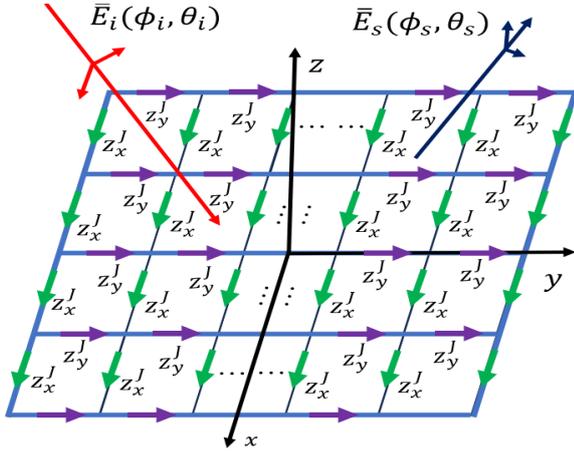


Fig. 1: Estrutura contínua e com única camada da RIS.

pode incidir com a polarização arbitrária, porém com ângulo azimutal ϕ_i e ângulo de elevação θ_i , em relação à origem, como em um sistema esférico clássico a todos. Após, a interação com as impedâncias e suas descontinuidades de fase e amplitude, o feixe é espalhado com ângulo azimutal ϕ_s e ângulo de elevação θ_s na direção dos usuários de acordo com a lei generalizada de Snell.

B. Solução Matricial

O MoMCSL resolve a condição de contorno da eq. (3) a partir das equações do potencial elétrico escalar e vetor potencial magnético.

$$[(\bar{\mathbf{E}}_s + \bar{\mathbf{E}}_i) \cdot \bar{\mathbf{a}}_t] \bar{\mathbf{a}}_t = Z_s \bar{\mathbf{J}}. \quad (3)$$

E que será transformado em um sistema matricial com índice único I ou J , pois a solução das equações de Maxwell apresenta acoplamento entre as polarizações das densidades de corrente e campo elétrico, em outras palavras, a densidade de corrente J_x depende linearmente de todos os outros elementos

de corrente em x e em y . Assim, o índice J se refere ao elemento analisado, e I é referente à contribuição dos outros elementos sobre ele. Os índices n, m são referentes, respectivamente, às linhas e colunas da discretização, tanto para a densidade de corrente quanto para impedância superficial em x e y , sendo que $n = 1$ refere-se à posição mais negativa no eixo x e $n = N_x$, à posição mais positiva, analogamente para m e y . Portanto, aplica-se o seguinte mapeamento dos índices:

$$\begin{cases} I, J = (n-1)N_x + m, e J_x^{nm} = J_J \text{ ou } J_I, \\ I, J = N_y(N_x - 1) + (n-1)N_x + m, e J_y^{nm} = J_J \text{ ou } J_I. \end{cases} \quad (4)$$

Logo, a condição de contorno da eq. (3) pode ser matricialmente descrita abaixo da solução de [13]:

$$[\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} + [Z_{JI}]_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1} = [Z_s^J \Delta l_J]_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1}. \quad (5)$$

Para simplificar o cálculo computacional, utiliza-se a transformação de uma matriz bidimensional de tensão $[\Delta V_x^{n,m}]_{N_y \times (N_x - 1)}$ e uma matriz bidimensional de tensão $[\Delta V_y^{n,m}]_{(N_y - 1) \times N_x}$, em um único vetor coluna, com $N_t = N_y(N_x - 1) + N_x(N_y - 1) = N_{xx} + N_{yy}$ elementos:

$$[\Delta V_J]_{N_t \times 1} = \begin{bmatrix} [\Delta V_J^x]_{N_{xx} \times 1} \\ [\Delta V_J^y]_{N_{yy} \times 1} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Analogamente, para os elementos de densidade de corrente, um único vetor:

$$[J_I]_{N_t \times 1} = \begin{bmatrix} [J_J^x]_{N_{xx} \times 1} \\ [J_J^y]_{N_{yy} \times 1} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

O termo da impedância superficial é representado por uma matriz diagonal, pois considera-se que as impedâncias superficiais anisotrópicas próprias só variam em suas direções cartesianas planares independentemente

$$[Z_s] = \begin{bmatrix} [Z_s^{xx}]_{N_{xx} \times N_{xx}} & [O]_{N_{xx} \times N_{yy}} \\ [O]_{N_{yy} \times N_{xx}} & [Z_s^{yy}]_{N_{yy} \times N_{yy}} \end{bmatrix} [\Delta l_J]_{N_t \times N_t}, \quad (8)$$

onde,

$$[Z_s^{xx}]_{N_{xx} \times N_{xx}} = [\text{diag}([(Z_s)_1^x, \dots, (Z_s)_J^x, \dots, (Z_s)_{N_{xx}}^x])]. \quad (9)$$

$$[Z_s^{yy}]_{N_{yy} \times N_{yy}} = [\text{diag}([(Z_s)_{N_{xx}+1}^y, \dots, (Z_s)_J^y, \dots, (Z_s)_{N_t}^y])]. \quad (10)$$

$$[Z_s] = \begin{bmatrix} [Z_s^{xx}]_{N_{xx} \times N_{xx}} & [O]_{N_{xx} \times N_{yy}} \\ [O]_{N_{yy} \times N_{xx}} & [Z_s^{yy}]_{N_{yy} \times N_{yy}} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

A impedância superficial levando em consideração os efeitos do potencial escalar e vetor potencial magnético da estrutura (ver Apêndice A) é dada por:

$$[Z_s]_J = \frac{\left\{ [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} + [\Gamma_J]_{N_t \times 1} \odot [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} \right\}_J}{[Z_{JI}]_{N_t \times N_t}^{-1} \left\{ [\Gamma_J]_{N_t \times 1} \odot [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} \right\}_J}. \quad (12)$$

Deste modo, a impedância superficial, auxiliada pela teoria de arranjo, como descrito a seguir, pode simular o circuito equivalente dos defasadores físicos de direcionamento do feixe levando em conta o acoplamento mútuo e continuidade eletromagnética.

C. Controle do Feixe

O controle do feixe é realizado pela definição do coeficiente de reflexão como definido no Apêndice A. Os coeficientes de reflexão são considerados idênticos para as duas polarizações da RIS, mas levando em conta a fase do vetor onda nas direções x e y . Logo, ele é definido como,

$$\Gamma_{NM} = A_{NM} e^{j\Omega_{NM}^x} e^{j\Omega_{NM}^y}. \quad (13)$$

De acordo com a teoria eletromagnética, a condição de fase para máxima amplitude é que o campo seja espalhado na direção (θ_s, ϕ_s) , e que a fase do campo espalhado na superfície para a direção (θ_s, ϕ_s) precisa ser igual a zero:

$$\Omega_{NM}^x = -k(p_x^{N,M} \sin \theta_i \cos \phi_i + p_x^{N,M} \sin \theta_s \cos \phi_s). \quad (14)$$

$$\Omega_{NM}^y = -k(p_y^{N,M} \sin \theta_i \sin \phi_i + p_y^{N,M} \sin \theta_s \sin \phi_s). \quad (15)$$

onde p_x e p_y representam, respectivamente, as componentes x e y do vetor posição dos elementos de corrente ou impedância superficial em relação à origem.

III. RESULTADOS NUMÉRICOS

Para os resultados numéricos, diferentemente do reportado em [10], o controle do feixe é realizado por elemento de malha J e usando a própria formulação do MoM, conjecturando todos os efeitos eletromagnéticos. O campo incidente $\bar{E}_i(\phi_i = 0, \theta_i = 0) = E_\theta$ tem incidência normal, ou seja, ele está polarizado na direção x . A frequência de análise é 3,3 GHz, por ser uma frequência do 5G. A superfície da RIS tem $5\lambda \times 5\lambda$, possuindo $N_x = 50 \times N_y = 50$ impedâncias superficiais. Logo, obtêm-se 49×50 elementos de corrente J_x^J ou impedância $(Z_s)_J^x$. Analogamente, têm-se 50×49 elementos de corrente J_y^J ou impedância $(Z_s)_J^y$.

A. Controle do Feixe

O controle do feixe é analisado para diferentes planos de análise e os módulos dos coeficientes de reflexão foram considerados unitários. Analogamente aos arranjos de antenas com diferença de fase (*phased arrays*), que são utilizados para os sistemas de telecomunicações, a polarização da onda espalhada ou redirecionada ao usuário é muito importante, em especial se as antenas receptoras são linearmente polarizadas. Para antenas linearmente polarizadas é comum utilizar-se o plano E (plano que contém o campo elétrico de maior potência irradiada) como o plano que contém a copolarização (COPOL). O plano H (plano que contém o campo magnético de maior potência irradiada) contém a componente do campo elétrico chamada polarização cruzada (XPOL), indesejada em alguns cenários, pois amplifica o ruído. Antenas quasi-isotrópicas também são bastante utilizadas nos sistemas de comunicação devido à sua cobertura espacial; porém, são mais suscetíveis a fenômenos multi-percurso que afetam a XPOL. Antenas receptoras formadas por arranjos de antenas seriam o ideal, pois podem aplicar técnicas de cancelamento de XPOL [14].

Neste caso, a RIS é um arranjo faseado, outras definições de copolarização e polarização cruzada são necessárias, pois a natureza esférica da irradiação das ondas eletromagnéticas

tendo elementos não puramente lineares ou de polarização customizável pelos defasadores, faz com que ao analisar-se diferentes planos e direções, a copolarização não coincida com as direções cartesianas canônicas, definida como a primeira definição de Ludwig [15]. Se para dada aplicação, a COPOL e a XPOL coincidam com as coordenadas esféricas, a segunda definição de Ludwig é a mais apropriada como por exemplo para modelos de abertura H, antenas magnéticas tal qual as espiras. Porém, a maioria das fontes não se encontra nessas situações. A terceira definição de Ludwig é mais apropriada para direções/planos próximos do plano da polarização da fonte e máxima potência de irradiação, o que não é o caso para a RIS, que pode controlar a direção de máxima radiação, além da polarização fonte que não é puramente linear, tornando-se mais complexo no caso de certos cenários que usam polarizações circulares e elípticas.

A generalização da terceira definição de Ludwig, foi proposta em [16] e por apresentar menor erro para modelos de antenas com abertura E, esta será utilizada neste trabalho, porém sempre elucidando que o seguinte modelo, apesar de valioso cientificamente, também apresenta limitações para todas as aplicações da RIS.

Essas definições foram feitas pensando em sistemas de medições de antena. Entretanto, para os sistemas de telecomunicações, a rotação contínua dos eixos das antenas dos usuários, e o direcionamento do feixe por parte das estações rádio base podem não se encaixar perfeitamente nessas definições [17], [18]. Portanto, não há muita clareza na literatura para esses casos específicos.

Primeiramente, analisa-se o plano $\phi = 0^\circ$, o plano E, contendo a máxima irradiação do campo incidente como ilustrado na Fig. 2. Realizou-se o chaveamento do feixe para $\theta_s = 30^\circ$ e 50° . O método do controle apresentou melhor desempenho que o método analítico das ondas planas e linhas de transmissão, que inicialmente ficou limitado a ângulos menores que 40° com uma forte presença de lóbulos secundários, que são muito indesejados nos sistemas de telecomunicações. Os campos e os feixes principais estão mais sólidos e convexos. Contudo, vale salientar que os resultados de [10] são bastante interessantes dado o modelo ser concebido para superfícies infinitas, o que abre portas para outras investigações aplicadas. Pode-se notar que o nível de XPOL é muito pequeno no plano E ($\phi = 0^\circ$), onde tem-se uma boa rejeição da XPOL, que seria a razão entre potência da COPOL e a XPOL. Deste modo, a potência transmitida está concentrada na COPOL como esperado. Além disso, a densidade de corrente apresenta um bom alinhamento com a componente x , que no plano $\phi = 0^\circ$, que equivale à componente do campo normal incidente. Os efeitos de borda são menos notados como mostrado na Fig. 3. No plano $\phi = 90^\circ$, analisou-se a varredura do feixe plano H da onda normalmente incidente, nota-se também uma boa rejeição da X-POL para $\phi_s = 90^\circ$, que nesse caso, se fosse tratado com a definição de Ludwig 2, a componente E_θ deixaria de ser a copolarização, pois apresentaria a menor potência irradiada. Já a componente E_ϕ deixaria de ser XPOL, transfigurando-se na COPOL. Neste trabalho, definiu-se o plano $\phi = 45^\circ$ para estudar a varredura do feixe em um plano arbitrário que não coincida com os planos EH, onde o comportamento geralmente

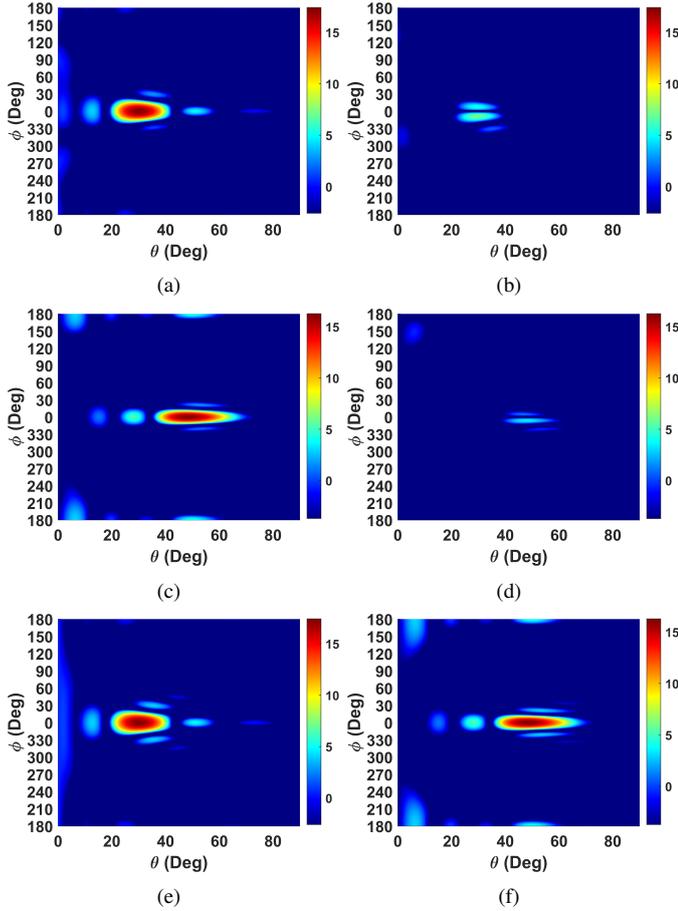


Fig. 2: RCS em dBm^2 : $\phi_S = 0^\circ$, |COPOL| $\theta_s = 30^\circ$ (a), |XPOL| $\theta_s = 30^\circ$ (b), |COPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (c), |XPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (d), Total $\theta_s = 30^\circ$ (e), Total $\theta_s = 50^\circ$ (f)

da XPOL/COPOL causa mais erros para as definições de Ludwig como reportado em [16]. Observa-se nas figuras 2 e 4 que controle de feixe manteve um bom campo de visão (FOV - *Field of View*) de $\pm 50^\circ$ com nível de lóbulos secundários inferiores a -10 dB na direção $(\phi_S =, \theta_s)$ como mostrado na Fig. 4(e) – (h). O nível de lóbulos secundários fica limitado até para arranjos ideais, pois os métodos de atribuição de coeficientes de reflexão tradicional, cuja amplitude é constante, varia-se somente a fase dos elementos. Técnicas de atribuição de pesos que variam tanto a amplitude quanto a fase, podendo ser resistivos [19], [20] ou ativos [10]. Observa-se que na Fig. 3 que as correntes, mesmo que defasadas na diagonal para direcionar o campo no plano $\phi = 45^\circ$.

IV. CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou a análise do controle do feixe de uma RIS com camada única e contínua usando o método dos momentos bidimensional (MoMCSL). O controle levou em conta a todos os efeitos eletromagnéticos descritos pelas equações de Maxwell, como o acoplamento mútuo entre elementos e polarizações. A impedância superficial emula o efeito dos defasadores considerando todas essas variáveis, desprezadas por simplicidade computacional/matemática em

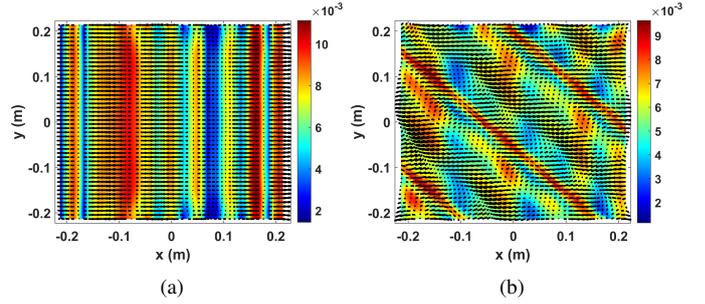


Fig. 3: Densidade de corrente para: (a) $(\phi_S = 0^\circ, \theta_s = 50^\circ)$ e (b) $(\phi_S = 45^\circ, \theta_s = 50^\circ)$.

alguns modelos. Foram realizados direcionamentos para diferentes ângulos com um campo de visão de ± 50 graus e nível de lóbulos secundários melhores que -10 dB. O MoMCSL pode ser utilizado para modelar superfícies reconfiguráveis inteligentes de forma mais fidedigna eletromagneticamente, sem a complexidade de uma simulação de onda completa total.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi apoiado pelo Centro de Inovação da Ericsson Telecomunicações Ltda., Brasil, e pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

REFERÊNCIAS

- [1] C. Pan, H. Ren, K. Wang, J. F. Kolb, M. El-kashlan, M. Chen, M. Di Renzo, Y. Hao, J. Wang, A. L. Swindlehurst, X. You, and L. Hanzo, "Reconfigurable intelligent surfaces for 6g systems: Principles, applications, and research directions," *IEEE Communications Magazine*, vol. 59, no. 6, pp. 14–20, 2021.
- [2] Y. Liu, X. Liu, X. Mu, T. Hou, J. Xu, M. Di Renzo, and N. Al-Dhahir, "Reconfigurable intelligent surfaces: Principles and opportunities," *IEEE Communications Surveys Tutorials*, vol. 23, no. 3, pp. 1546–1577, 2021.
- [3] E. Björnson, Özdoğan, and E. G. Larsson, "Reconfigurable intelligent surfaces: Three myths and two critical questions," *IEEE Communications Magazine*, vol. 58, no. 12, pp. 90–96, 2020.
- [4] M. I. Khalil, "Enhancing active reconfigurable intelligent surface," *Intelligent and Converged Networks*, vol. 3, no. 4, pp. 351–363, 2022.
- [5] K. Dovelos, S. D. Assimonis, H. Quoc Ngo, B. Bellalta, and M. Matthaiou, "Electromagnetic modeling of holographic intelligent reflecting surfaces at terahertz bands," in *2021 55th Asilomar Conference on Signals, Systems, and Computers*, 2021, pp. 415–420.
- [6] M. Najafi, V. Jamali, R. Schober, and H. V. Poor, "Physics-based modeling and scalable optimization of large intelligent reflecting surfaces," *IEEE Transactions on Communications*, vol. 69, no. 4, pp. 2673–2691, 2021.
- [7] T. Mi, J. Zhang, R. Xiong, Z. Wang, P. Zhang, and R. C. Qiu, "Toward analytical electromagnetic models for reconfigurable intelligent surfaces," *IEEE Transactions on Wireless Communications*, vol. 23, no. 5, pp. 4170–4185, 2024.
- [8] F. Costa and M. Borgese, "Electromagnetic model of reflective intelligent surfaces," *IEEE Open Journal of the Communications Society*, vol. 2, pp. 1577–1589, 2021.
- [9] P. Van Tuan and I. P. Hong, "Irs-aided wireless communication: From physics to channel modeling and characterization," *IEEE Access*, vol. 11, pp. 3184–3197, 2023.
- [10] A. Lages, W. Monteiro, A. M. Cavalcante, J. C. W. A. Costa, and K. Q. da Costa, "Scattering analysis by mom of continuous and single layer irts with variable surface impedance," in *2023 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. IEEE, Nov. 2023, p. 91–93. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1109/imoc57131.2023.10379706>

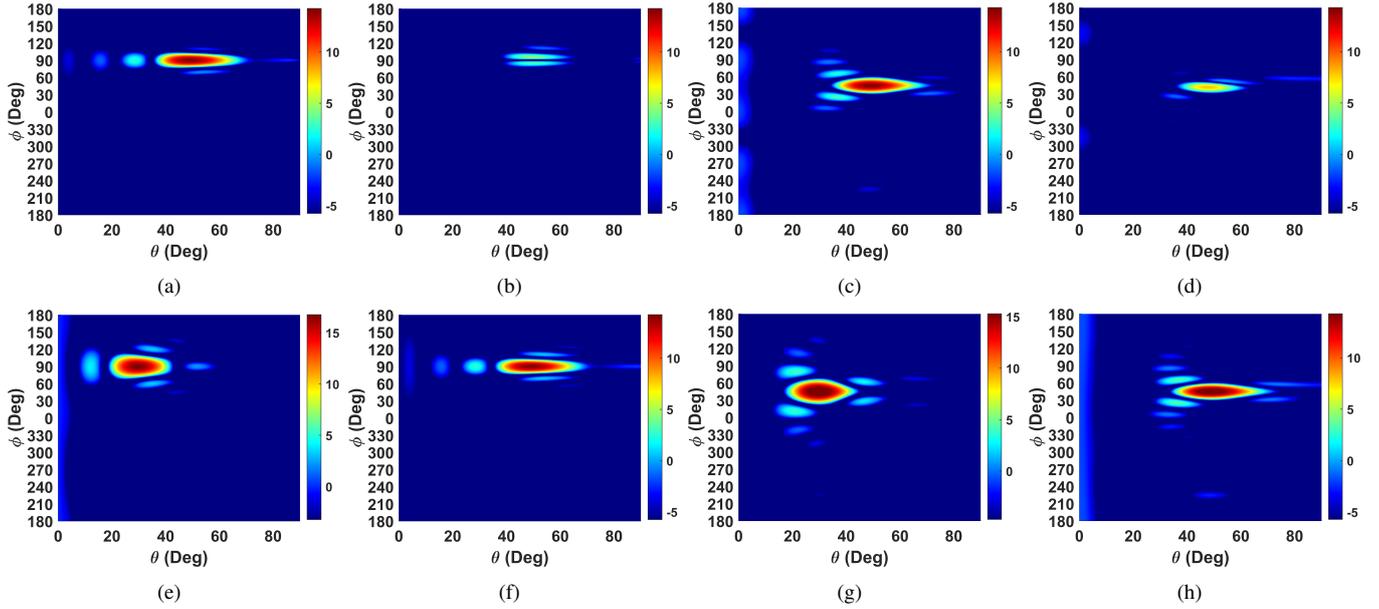


Fig. 4: RCS em dBm^2 : Para |XPOL| $\theta_s = 30^\circ$ (a), |COPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (b), |XPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (c), Total $\theta_s = 30^\circ$ (d), Total $\theta_s = 50^\circ$ (e). Para $\phi_s = 45^\circ$, |COPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (f), |XPOL| $\theta_s = 50^\circ$ (g), Total $\theta_s = 30^\circ$ (h), Total $\theta_s = 50^\circ$ (i).

- [11] K. Q. Costa, V. Dmitriev, D. Nascimento, , and J. S Lacava., “Análise numérica pelo método dos momentos de uma antena de microfita retangular alimentada via l-probe,” in *Ibero-Latin American Congress on Computational Methods in Engineering*, 2006. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1109/imoc57131.2023.10379706>
- [12] G. S. Pinto, “Controle do diagrama de radiação de dipolo de grafeno pelo potencial químico,” Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Pará, 2018.
- [13] K. Q. da, G. T. C. de, G. S. Pinto, and A. V. Pires, “Numerical analysis of broadband dipole-loop graphene antenna for applications in terahertz communications,” in *Antennas and Wave Propagation*, P. Pinho, Ed. Rijeka: IntechOpen, 2018, ch. 1. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5772/intechopen.74936>
- [14] C. Salazar, D. Schwartzman, B. Cheong, and R. D. Palmer, “Cross-polar canceller (xpc): A technique to reduce cross-polar pattern contamination in polarimetric weather observations,” in *2022 IEEE International Symposium on Phased Array Systems Technology (PAST)*, 2022, pp. 1–8.
- [15] A. Ludwig, “The definition of cross polarization,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 21, no. 1, pp. 116–119, 1973.
- [16] J. E. Roy and L. Shafai, “Generalization of the ludwig-3 definition for linear co-polarization and cross-polarization,” in *1996 Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics*, 1996, pp. 645–654.
- [17] D. M. Kerns, *Plane-wave scattering matrix theory of antennas and antenna-antenna interactions*. Monograph (NIST MN), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1981.
- [18] *Modern Antenna Handbook*. Wiley, nov 2007. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1002/9780470294154>
- [19] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*. New York, John Wiley Sons, Inc., 2005.
- [20] A. Pitilakis, O. Tsilipakos, F. Liu, K. M. Kossifos, A. C. Tasolamprou, D.-H. Kwon, M. S. Mirmoosa, D. Manassis, N. V. Kantartzis, C. Liaskos, M. A. Antoniadis, J. Georgiou, C. M. Soukoulis, M. Kafesaki, and S. A. Tretyakov, “A multi-functional reconfigurable metasurface: Electromagnetic design accounting for fabrication aspects,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 69, no. 3, pp. 1440–1454, 2021.

de espalhamento e a tensão induzida incidente V_i :

$$\Gamma = \frac{E_s}{E_i} = \frac{V_s}{V_i}. \quad (16)$$

Para o MoM bidimensional, tem-se o coeficiente de reflexão de cada elemento na forma matricial:

$$[\Gamma_J] = [\Delta V_J^s]_{N_t \times 1} \odot \left[\frac{1}{\Delta V_J^i} \right]_{N_t \times 1}. \quad (17)$$

Tem-se a partir da densidade de corrente do método dos momentos [10]:

$$[J_I]_{N_t \times 1} = \{ [Z_s^J \Delta l_J] - [Z_{JI}] \}_{N_t \times N_t}^{-1} [\Delta V_J]_{N_t \times 1}. \quad (18)$$

Rearranjando, tem-se que:

$$\{ [Z_s^J \Delta l_J] - [Z_{JI}] \}_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1} = [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1}. \quad (19)$$

$$[\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} + [Z_{JI}]_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1} = [Z_s^J \Delta l_J]_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1}. \quad (20)$$

Logo, devido a condição de contorno (3), a tensão de espalhamento pode ser definida como:

$$[\Delta V_J^s]_{N_t \times 1} = [Z_{IJ}]_{N_t \times N_t} [J_I]_{N_t \times 1}. \quad (21)$$

Substituindo (21) em (17), omite-se a ordem das matrizes para reduzir as equações,

$$[\Gamma_J] = \left\{ [Z_{JI}] \{ [Z_s^J \Delta l_J] - [Z_{JI}] \}^{-1} [\Delta V_J] \right\} \odot \left[\frac{1}{\Delta V_J^i} \right]. \quad (22)$$

Rearranjando a equação para isolar a impedância superficial, obtém-se:

$$[Z_s]_J = \frac{\left\{ [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} + [\Gamma_J]_{N_t \times 1} \odot [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} \right\}_J}{\Delta l_J [Z_{JI}]_{N_t \times N_t}^{-1} \left\{ [\Gamma_J]_{N_t \times 1} \odot [\Delta V_J^i]_{N_t \times 1} \right\}_J}. \quad (23)$$

APÊNDICE

A. MoMCSL

Por definição, o coeficiente de Reflexão é a relação entre o campo elétrico espalhado e campo elétrico incidente de uma onda eletromagnética, ou a relação entre a tensão V_s induzida