รายการอ้างอิง

[1] A. Ahagon. Some important properties of edge shape function. IEEE Trans. Magnetics. Vol. 34, No 5 (September 1998): 3311-3314.

[2] G. Busse and A. F. Jacob. Waveguide characterization of chiral material experiments. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 47, No. 3 (March 1999): 297-301.

[3] G. Murr. Edge elements, their advantages and their disadvantage. IEEE Trans. Magnetics. Vol. 30, (September 1994): 3552-3557.

[4] H. E. Hermandez and G. pagiatakis. Shape function optimization in the finite element analysis of waveguides. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 41, No. 6/7 (June/July 1993): 1235-1238.

[5] J. A Svedin. Propagation analysis of chirowaveguides using the finite element method. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 10, No.1 (October 1990): 1488-1496.

[6] J. Huang and K. Wu. Modeling analysis of guided-wave structure involving both biisotropic and bianisotropic. IEEE Trans. MTT-S Digest. Vol. MTT-S (1996): 1795-1798.

[7] J. A. Kong. Theorems of bianisotropic medias. IEEE proceedings. Vol.60, No. 9 (September 1972):1036-1046.

[8] J. A. Kong. Electromagnetic wave theory. Singapore: John Wiley & Sons, 1986

[9] Koshiba M., Optical waveguide analysis: Macgraw-Hill Inc., 1992

[10] L. Valor and J. Zapata. An efficient finite element formulation to analye waveguide with lossy inhomogeneous bianisotropic. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 44, No. 2 (February 1996): 291-295.

[11] S. F. Mahmoud. Guided Mode on open chirrowaveguides. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 43, No. 1 (January 1995): 205-209.

[12] P. Pelet and N. Enghara. The theory of chirowaveguide. IEEE Trans. Antennas and Propagation. Vol. 38, No.1 (January 1990): 90-98.

[13] R. D. Graglia. Dispersion relation for bianisotropic material and its symmetry properties. IEEE Trans. Antennas and Propagation. Vol. 39, No. 1 (Jan 1991): 83-90.

[14] S. Maluyama and M. Koshiba. A vector finite element formulation for general bianiisotropic waveguides. IEEE Trans. Magnetics. Vol. 33, No. 33 (March 1997): 1528-1531.

[15] T. Angkeaw and M. Matsuhara and N. Kungkai. Finite element analysis of waveguide modes: A novel approach that eliminate spurious modes. IEEE Trans. Microwave and Theory Techniques. Vol. MTT-35., No. 2 (February 1997): 117-123.

[16] V.A Dmitriev. Constitute tensors and general properties of complex and bianisotropic mediadescribed by continuous groups of symmetry. Electronics letters. 34 (March 1998):532-534.

[17] V.A Dmitriev. Symmetry synthesis of multiport scattering matrix as a first step in the design of electromagnetic devices and components with bianisotropic media. IEEE Proceeding. (January 1999):1270-1273.

[18] V.A Dmitriev. Complete tables of second rank constitutive tensors for linear homogeneous bianisotropic media described by the point magnetic group of symmetry and some general properties of the media. IEEE (January 1999):435-439.

[19] V.A Dmitriev. Group theoretical approach to determine structure of complex and composite media constitutive tensors. Electronic Letter. Vol. 34, No. 8 (April 1998): 743-745.

[20] Y. Xu and R. G. Bossino. An efficient method for study of general bianisotropic waveguide. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. 43, No. 4 (April 1995): 873-879.

[21] Y. XU and R. G. Bosisio. An efficient approach calculation of general bianisotropic waveguide. CCECE/CCGEI'95 (July 1995): 894-896.

[22] Y. Wenyang and L. Pao. Guided electromagnetics wves in gyrotropic chirowaveguides. IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. Vol. MTT-42, (November 1994): 2156-2163.

[23] J. Cendes. Vector finite element for electromagnetic field computation. IEEE Trans. Magnetics. Vol. 27, No. 5 (September 1991): 61-69.

ภาคผนวก ก

ความสัมพันธ์ปรุงแต่งจะเป็นคุณสมบัติเฉพาะตัวของวัสดุแต่ละชนิดความสัมพันธ์นี้มีผู้เสนอไว้หลายกรณีดังนี้

ก ความสัมพันธ์ที่เสนอโดย Jin Au Kong (1972)

$$\begin{pmatrix} \vec{D} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = C_{EH} \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{pmatrix}$$

โดยที่

$$C_{EH} = \begin{pmatrix} \overline{\overline{\varepsilon}} & \overline{\overline{\xi}} \\ \overline{\overline{\varsigma}} & \overline{\overline{\mu}} \end{pmatrix} = \frac{1}{c} \begin{pmatrix} (\overline{\overline{P}} - \overline{\overline{L}} \cdot \overline{\overline{Q}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}}) & \overline{\overline{L}} \cdot \overline{\overline{Q}}^{-1} \\ \overline{\overline{Q}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}} & \overline{\overline{Q}}^{-1} \end{pmatrix}$$

c คือความเร็วแสงมีค่า 3×10^{8} $m/_{s}$

$\overline{\overline{P}},\ \overline{\overline{Q}},\ \overline{\overline{L}},\ \overline{\overline{M}}$ คือเมทริกซ์เทนเซอร์พารามิเตอร์ความสัมพันธ์ปรุงแต่งขนาด 3×3

ดังนั้นในการนิยามความสัมพันธ์ปรุงแต่งเทนเซอร์ $\overline{\overline{P}}$ จะหมายถึงค่าความซาบซึมได้ของสนามไฟฟ้าและ $\overline{\overline{Q}}$ หมายถึงเทนเซอร์ความซาบซึมสนามแม่เหล็กส่วน $\overline{\overline{L}}$ และ $\overline{\overline{M}}$ จะแสดงถึงพจน์การคับปลิงสนามแม่เหล็กไฟฟ้า เมื่อ $\overline{\overline{L}} = \overline{\overline{M}} = 0$ ความสัมพันธ์ปรุงแต่งนี้ก็จะแสดงถึงความสัมพันธ์ของตัวกลางแอนไอโซทรอปิกโดยมีค่า $\overline{\overline{P}} = c\varepsilon\overline{\overline{I}}$ และ $\overline{\overline{Q}} = \left(1/_{c\mu} \right)\overline{\overline{I}}$ ซึ่งมี $\overline{\overline{I}}$ เป็นเมทริกซ์เอกลักษณ์

ข ความสัมพันธ์ปรุงแต่งของ Lindell-Shivola

ได้เสนอความสัมพันธ์ปรุงแต่งนี้ในกรณีตัวกลางไบแอนโซทรอปิกโดยตัวกลางต้องมีคุณสมบัติที่มีภาวะการทำงานที่ย้อนกลับได้

$$\vec{D} = \overline{\overline{\varepsilon}}_{p} \cdot \mathrm{\vec{E}} - j\sqrt{\mu_{\circ}\varepsilon_{\circ}}\,\overline{\overline{\kappa}} \cdot \vec{H}$$

$$\vec{B} = j\sqrt{\mu_{\circ}\varepsilon_{\circ}}\,\overline{\overline{\kappa}}^{T} \cdot \vec{E} + \overline{\overline{\mu}} \cdot \vec{H}$$

โดยที่

$$\overline{\overline{\varepsilon}}_{P} = \overline{\overline{\varepsilon}} - \mu_{\circ}\varepsilon_{\circ}\overline{\overline{\kappa}} \cdot \overline{\overline{\mu}}^{-1} \cdot \overline{\overline{\kappa}}^{T}$$

$$\overline{\overline{\mu}}_{P} = \overline{\overline{\mu}}$$

$$\overline{\overline{\xi}}_{C} = \sqrt{\mu_{\circ}\varepsilon_{\circ}}\,\overline{\overline{\kappa}} \cdot \overline{\overline{\mu}}^{-1}$$

$\bar{\bar{\varepsilon}}$ และ $\bar{\bar{\mu}}$ เป็นเทนเซอร์ขนาด 3x3 ของค่าสภาพยอมและความซาบซึมสนามแม่เหล็ก $\bar{\bar{\zeta}}$ และ $\bar{\bar{\xi}}$ เป็นเทนเซอร์ขนาด 3x3 เป็นสองค่าการเหนี่ยวนำระหว่างสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็ก และสามารถแสดงความสัมพันธ์ได้ดังนี้

ค ความสัมพันธ์ปรุงแต่งของ Jaggard-Post-Kong

ความสัมพันธ์ปรุงแต่จะมีลักษณะดังนี้

$$\vec{D} = \bar{\bar{\varepsilon}}_j \cdot \vec{E} + j\bar{\bar{\xi}}_j \cdot \vec{B}$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\bar{\bar{\mu}}_j}\vec{B} + j\bar{\bar{\xi}}_j \vec{E}$$

ง ความสัมพันธ์ปรุงแต่งของ Drude-Born-Fedorov

ความสัมพันธ์ปรุงแต่งนี้โดยส่วนใหญ่ใช้ในการวิเคราะห์กรณีของตัวกลางที่มีการทำงานในภาวะย้อนกลับได้โดยมีสมการดังนี้

$$\vec{D} = \bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF}(\vec{E} + \bar{\bar{\beta}}\nabla \times \vec{E})$$

$$\vec{B} = \bar{\bar{\mu}}_{DBF}(\vec{H} + \bar{\bar{\beta}}\nabla \times \vec{H})$$

โดยที่ β เป็นปริมาณไครัลลิตีในตัวกลางซึ่งประโยชน์ของตัวกลางนี้คือง่ายต่อการนำไปใช้แต่มีข้อด้อยที่ใช้ได้เฉพาะตัวกลางที่มีการทำงานในภาวะย้อนกลับได้

ตารางที่ 2.1 แสดงลักษณะการแปลงความสัมพันธ์ปรุงในรูปแบบต่างๆ

การแปลง	$(\bar{\bar{\varepsilon}}_p, \bar{\bar{\mu}}_p, \bar{\bar{\xi}}_c)$	$(\bar{\bar{\varepsilon}}_j, \bar{\bar{\mu}}_j, \bar{\bar{\xi}}_j)$	$(\bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF}, \bar{\bar{\mu}}_{DBF}, \bar{\bar{\xi}}_{DBF})$
$(\bar{\bar{\varepsilon}}_p, \bar{\bar{\mu}}_p, \bar{\bar{\xi}}_c)$		$\bar{\bar{\varepsilon}}_j = \varepsilon_p - \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c \bar{\bar{\xi}}_c^T}{\mu_p}$ $\bar{\bar{\mu}}_j = \bar{\bar{\mu}}_p$ $\bar{\bar{\xi}}_j = \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c}{\bar{\bar{\mu}}_p}$	$\bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} = \bar{\bar{\varepsilon}}_p (1 - \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c \bar{\bar{\xi}}_c^T}{\bar{\bar{\varepsilon}}_p \bar{\bar{\mu}}_p})$ $\bar{\bar{\mu}}_{DBF} = \bar{\bar{\mu}}_p (1 - \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c \bar{\bar{\xi}}_c^T}{\bar{\bar{\varepsilon}}_p \bar{\bar{\mu}}_p})$ $\bar{\bar{\beta}}_{DBF} = \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c}{\omega(\bar{\bar{\varepsilon}}_p \bar{\bar{\mu}}_p - \bar{\bar{\xi}}_c \bar{\bar{\xi}}}$
$(\bar{\bar{\varepsilon}}_j, \bar{\bar{\mu}}_j, \bar{\bar{\xi}}_j)$	$\bar{\bar{\varepsilon}}_p = \bar{\bar{\varepsilon}}_j - \bar{\bar{\xi}}_c \bar{\bar{\xi}}_c^T$ $\bar{\bar{\mu}}_p = \bar{\bar{\mu}}_j$ $\bar{\bar{\xi}}_c = \bar{\bar{\xi}}_j \bar{\bar{\mu}}_j$		$\bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} = \varepsilon_j$ $\bar{\bar{\mu}}_{DBF} = \dfrac{\bar{\bar{\mu}}_j}{(1 + \bar{\bar{\mu}}_j \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_j \bar{\bar{\xi}}_j^T}{\bar{\bar{\varepsilon}}_j}}$ $\bar{\bar{\beta}}_{DBF} = \dfrac{\bar{\bar{\xi}}_c}{\omega \bar{\bar{\varepsilon}}_j}$
$(\bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF}, \bar{\bar{\mu}}_{DBF}, \bar{\bar{\xi}}_{DBF}$	$\bar{\bar{\varepsilon}}_p = \dfrac{\bar{\bar{\varepsilon}}_D}{1 - \omega^2 \bar{\bar{\varepsilon}}_D \bar{\bar{\mu}}_D \bar{\bar{\beta}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}^2{}_{DBF}}$ $\bar{\bar{\mu}}_p = \dfrac{\bar{\bar{\mu}}_p}{1 - \omega^2 \bar{\bar{\varepsilon}}_D \bar{\bar{\mu}}_D \bar{\bar{\beta}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}^2{}_{DBF}}$ $\bar{\bar{\xi}}_c = \dfrac{\omega^2 \bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} \bar{\bar{\mu}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}_{DBF}}{1 - \omega^2 \bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} \bar{\bar{\mu}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}^2{}_{DBF}}$	$\bar{\bar{\varepsilon}}_j = \varepsilon_{DBF}$ $\bar{\bar{\mu}}_p = \dfrac{\bar{\bar{\mu}}_p}{1 - \omega^2 \bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} \bar{\bar{\mu}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}^2{}_{D}}$ $\bar{\bar{\xi}}_j = \omega \bar{\bar{\varepsilon}}_{DBF} \bar{\bar{\beta}}_{DBF}$	

ภาคผนวก ข

ผลเฉลยแม่นตรงสำหรับกรณีแม่นตรงสำหรับท่อนำคลื่นไครัลในองค์ประกอบของสนามในแนวแกนที่เสนอโดย Jan A. M. Svedin (1990)

$$\bar{E}_z = p_+U_+ + p_-U_-$$
$$\bar{H}_z = q_+U_+ + q_-U_-$$

โดยที่

$$\nabla^2 U_+ + p_+U_+ = 0$$
$$\nabla^2 U_- + p_-U_- = 0$$

โดยมีค่าคงตัว

$$p_+ = (k_+^2 - \beta^2)$$
$$p_- = (k_-^2 - \beta^2)$$

$$\begin{bmatrix} p_+J_n\left(\sqrt{p_+}R\right) & p_-J_n\left(\sqrt{p_-}R\right) \\ jnJ_n\left(\sqrt{p_+}R\right)\left(\dfrac{jap_+ + pq_+}{R}\right) + & jnJ_n\left(\sqrt{p_-}R\right)\left(\dfrac{jap_- + pq_-}{R}\right) + \\ \sqrt{p_+}J_n'\left(\sqrt{p_+}R\right)\left(jbq_+ + qp_+\right) & \sqrt{p_-}J_n'\left(\sqrt{p_-}R\right)\left(jbq_- + qp_-\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

โดยที่

$$q_+ = {(k_+^2 - k_-^2)p_+} \Big/ {4j\omega^2\mu^2\xi_c}$$
$$q_- = {-(k_+^2 - k_-^2)p_+} \Big/ {4j\omega^2\mu^2\xi_c}$$
$$k_\pm = \pm\omega\mu\xi_c + \sqrt{k^2 + (\omega\mu\xi_c)^2}$$
$$k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$$
$$\mu = \mu_o\mu_r$$
$$\varepsilon = \varepsilon_o\varepsilon_r$$

คลื่นฮาร์มอนิกทางเวลาเคลื่อนที่ในแนวแกน z ขึ้นอยู่กับเทอม $e^{j(\beta z - \omega t)}$ โดยที่ $k_\pm$ จะหมายถึงเลขคลื่นสำหรับโพลาไรซ์แบบวงกลมที่หมุนตามเข็มนาฬิกาและหมุนทวนเข็มนาฬิกา ผล

เฉลยแม่นตรงที่เสนอโดย Jan A. M. Svedin (1990) สมการจะอยู่ในพิกัดทรงกระบอก (ρ,ϕ,z) มีผลเฉลยสำหรับ U_+ และ U_- ที่อยู่ในช่วง $\rho < R$ ดังนี้

$$U_+ = A_1 \mathrm{J}_n\left(\sqrt{\mathrm{p}_+}\,\rho\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\phi}$$
$$U_- = A_2 \mathrm{J}_n\left(\sqrt{\mathrm{p}_-}\,\rho\right)\mathrm{e}^{\mathrm{j}n\phi}$$

ในที่นี้

A_1 และ A_2 คือค่าคงตัวที่ต้องการหา

J_n คือเบสเซลฟังก์ชัน (Bessel function) ชนิดที่หนึ่งลำดับที่ n

ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์

นายอดิเทพ วงษ์ศรีสุข เกิดวันที่ 8 พฤศจิกายน พ.ศ 2517 ที่อำเภอลำปลายมาศ จังหวัดบุรีรัมย์ สำเร็จการศึกษาปริญญาตรีวิศวกรรมศาสตรบัณฑิต สาขาวิศวกรรมโทรคมนาคม จากมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ในปีการศึกษา 2539 จากนั้นได้เข้าศึกษาต่อในหลักสูตรวิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต สาขาคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า ภาควิชาวิศวกรรมไฟฟ้าที่จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย เมื่อ พ.ศ 2540