

บทที่ 1

บทนำ

1.1 ความเป็นมาของโครงการวิจัย

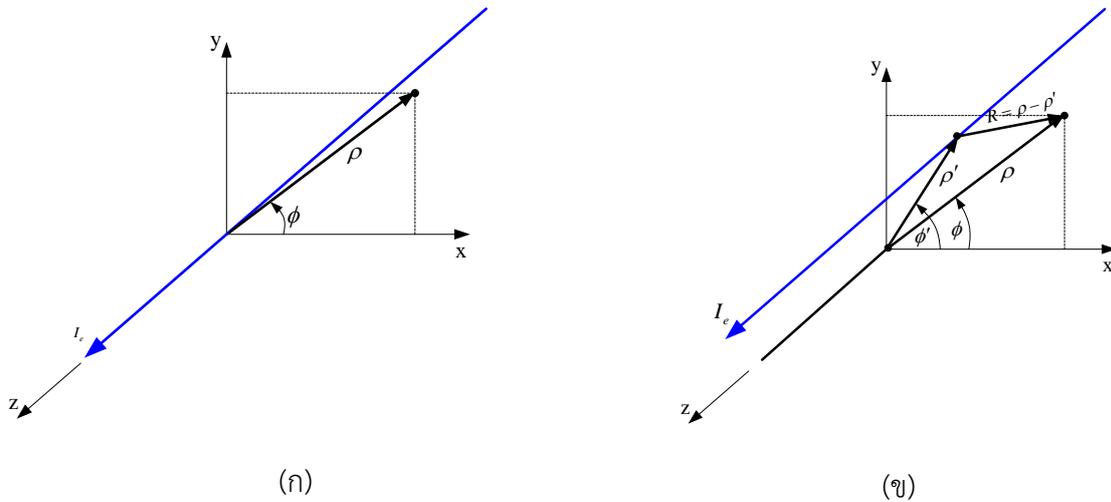
เนื่องจากในปัจจุบันระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุเป็นเทคโนโลยีที่ได้รับความนิยมเป็นอย่างมากโดยเฉพาะระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุย่านความถี่สูงยิ่งซึ่งในปัจจุบันได้มีรูปแบบการนำไปใช้งานที่หลากหลายไม่ว่าจะเป็นการนำไปใช้กับกล่องสินค้า ตู้คอนเทนเนอร์ ลังไม้ ถังแก๊ส และอื่นๆ โดยทั่วไปสายอากาศแท่งในระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุจะมีลักษณะการทำงานเป็นเสมือนแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดไฟฟ้า[1]-[2] ดังนั้นค่ากำลังงานทางด้านหลังของแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจะลดลงเป็นอย่างมากเมื่อนำแท่งดังกล่าวไปติดบนวัสดุโลหะพื้นผิวโค้งที่เคลือบด้วยพื้นผิวอิมพีแดนซ์ ตัวอย่างเช่นถังแก๊ส ถังน้ำมันรถยนต์ ถังน้ำมัน และอื่นๆ โดยเฉพาะอย่างยิ่งการนำไปใช้งานกับวัสดุดังกล่าวอาจก่อให้เกิดผลกระทบกับแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของแท่งที่นำไปติด[3] ดังนั้นการทํานายสนามแพร่กระจายของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าจากแหล่งจ่ายของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าจากแหล่งกำเนิดบนพื้นผิวโค้งที่ประกอบไปด้วยพื้นผิววัสดุจึงมีความสำคัญเป็นอย่างมากในการออกแบบสายอากาศแท่ง นอกจากนี้สำหรับปัญหาการจำลองเมื่อสายอากาศติดอยู่บนวัสดุที่มีขนาดใหญ่ มักจะมีปัญหาในการใช้ระยะเวลาในการจำลองที่ค่อนข้างสูง ดังนั้นในงานวิจัยนี้จึงนำเสนอการทํานายแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นโดยใช้ผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่น[4]-[5] จากนั้นการแพร่กระจายจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแม่เหล็กที่วางอยู่บนทรงกระบอกตัวนำที่เคลือบด้วยพื้นผิวไดอิเล็กตริกที่เปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุเคลือบได้ถูกนำมาวิเคราะห์เพื่อหาขอบเขตการใช้งานจากการใช้ผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่น และจากการพิจารณาแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นเปรียบเทียบกับแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กถูกลดทอนจากวัสดุทรงกระบอกตัวนำที่เคลือบด้วยพื้นผิวอิมพีแดนซ์น้อยกว่าแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้า ดังนั้นเราจึงสามารถเพิ่มประสิทธิภาพของการนำเอาแท่งไปใช้งานติดอยู่บนวัสดุตัวนำที่เคลือบด้วยพื้นผิวอิมพีแดนซ์โดยการเพิ่มบริเวณการใช้งานทางด้านหลังของวัสดุดังกล่าว จากการใช้แท่งที่เป็นลักษณะเสมือนกับเป็นแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก ดังนั้นการออกแบบสายอากาศแท่งที่ทำงานเสมือนแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กในเบื้องต้นจึงเป็นอีกจุดประสงค์หนึ่งของงานวิจัยชิ้นนี้ โดยแท่งที่นำเสนอคือสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กสำหรับระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุ

บทที่ 2

ทฤษฎีและหลักการ

2.1 กำเนิดคลื่นชนิดเส้น

แหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นได้ถูกนำมาใช้ในการพิจารณาเนื่องจากแหล่งกำเนิดคลื่นดังกล่าวเป็นแหล่งกำเนิดคลื่นประเภทหนึ่งที่สามารถใช้เป็นตัวอย่างและอธิบายคุณสมบัติของการแพร่กระจายคลื่น โดยแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นยาวอนันต์นี้จะสามารถแบ่งออกเป็นสองประเภทคือ 1. แหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้น และ 2. แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้น



รูปที่ 2.1 ระบบโครงสร้างและพิกัดของแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นยาวอนันต์

1.1.1 แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้น

โครงสร้างของแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นแสดงดังรูป 2.1 (ก)-(ข) เมื่อกำหนดให้ความยาวของแหล่งกำเนิดคลื่นมีความยาวเป็นอนันต์ กระแสไฟฟ้าจะแสดงได้ดังสมการ

$$I_e(z') = \hat{a}_z I_e \quad (1)$$

เมื่อ I_e เป็นค่าคงที่ เนื่องจากกระแสจะไหลไปตามแนวแกน z สนามจะแพร่กระจายจากแหล่งกำเนิดเป็นโหมด TM^z ซึ่งสามารถอธิบายได้จาก

$$F = 0$$

$$A = \hat{a}_z A_z(\rho, \phi, z)$$

$$= \hat{a}_z \left[C_1 H_m^{(1)}(\beta_\rho \rho) + D_1 H_m^{(2)}(\beta_\rho \rho) \right] \times [C_2 \cos(m\phi) + D_2 \sin(m\phi)] (A_3 e^{-j\beta_z z} + B_3 e^{+j\beta_z z}) \quad (2)$$

เนื่องมาจากแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นนั้นมีความยาวเป็นอนันต์ สนามจะเป็นสองมิติ โดยไม่มีการเปลี่ยนแปลงในทิศทางตามแนวแกน z ดังนั้น

$$\beta_z = 0 \Rightarrow \beta_\rho^2 + \beta_z^2 = \beta^2 \Rightarrow \beta_\rho = \beta \quad (3)$$

นอกจากนี้ เนื่องมาจากคลื่นจะมีการแพร่กระจายออกจากตัวเท่านั้น จึงทำให้

$$C_1 = 0 \quad (4ก)$$

$$m = 0 \quad (4ข)$$

ดังนั้นสมการที่ (4-2) ถูกลดรูปเป็น

$$A = \hat{a}_z A_z(\rho) = \hat{a}_z A_0 H_0^{(2)}(\beta\rho) \quad (5)$$

ความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กสามารถอธิบายได้ตามสมการดังนี้

$$E_\rho = -j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 A_z}{\partial\rho\partial z} = 0 \quad (6ก)$$

$$E_\phi = -j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 A_z}{\partial\phi\partial z} = 0 \quad (6ข)$$

$$E_z = -j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \beta^2 \right) A_z = -j\omega A_0 H_0^{(2)}(\beta\rho) \quad (6ค)$$

$$H_\rho = \frac{1}{\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_z}{\partial\phi} = 0 \quad (6ง)$$

$$H_\phi = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial\rho} = -\frac{A_0}{\mu} H_0^{(2)'}(\beta\rho) = A_0 \frac{\beta}{\mu} H_1^{(2)}(\beta\rho) \quad (6จ)$$

$$H_z = 0 \quad (6ฉ)$$

เมื่อ $' \equiv \partial/\partial\rho$

ค่าคงที่ A_0 สามารถหาได้จากสมการดังนี้

$$I_e = \lim_{\rho \rightarrow 0} \oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} (\hat{a}_\phi H_\phi) \cdot (\hat{a}_\phi \rho d\phi) = \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} H_\phi \rho d\phi \quad (7)$$

เนื่องจากการอินทิเกรตของสมการที่ (7) จะถูกแสดงในรูปของลิมิตเมื่อ $\rho \rightarrow 0$ จากสมการที่ (6จ) Hankel function จะถูกแสดงในรูปของ asymptotic expansion ของเงื่อนไขที่ $\beta\rho$ มีขนาดเล็กมาก

$$H_1^{(2)}(\beta\rho) = J_1(\beta\rho) - jY_1(\beta\rho) \stackrel{\beta\rho \rightarrow 0}{\sim} \frac{\beta\rho}{2} + j\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\beta\rho}\right) \stackrel{\beta\rho \rightarrow 0}{\sim} j\frac{2}{\pi}\left(\frac{1}{\beta\rho}\right) \quad (8)$$

ดังนั้นสมการที่ (7) จะสามารถลดรูปได้ จากการใช้สมการที่ (6จ) และ (8)

$$I_e = \lim_{\rho \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \left[A_0 \frac{\beta}{\mu} H_1^{(2)}(\beta\rho) \right] \rho d\phi - jA_0 \frac{2}{\pi\mu} \int_0^{2\pi} \frac{1}{\rho} \rho d\phi = jA_0 \frac{4}{\mu} \quad (9)$$

หรือ

$$A_0 = -j\frac{\mu}{4} I_e \quad (9ก)$$

ดังนั้นจากสมการที่มีค่าไม่เท่ากับศูนย์ของสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้าของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นจะสามารถเขียนได้ในรูป

$$E_z = -I_e \frac{\omega\mu}{4} H_0^{(2)}(\beta\rho) = -I_e \frac{\beta^2}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta\rho) \quad (10ก)$$

$$H_\phi = -jI_e \frac{\beta}{4} H_1^{(2)}(\beta\rho) \quad (10ข)$$

ในแต่ละองค์ประกอบของสนามจะเป็นสัดส่วนกับ Hankel function ชนิดที่สอง ซึ่งจะเป็นสัดส่วนกับระยะทางจากแหล่งกำเนิดคลื่นไปยังจุดสังเกต เมื่อแหล่งกำเนิดคลื่นถูกย้ายจากจุดกำเนิดไปยังตำแหน่งซึ่งแสดงดังรูปที่ 2.1(ข) จากสมการที่ (10ก) และ (10ข) จะสามารถเขียนได้ในรูป

$$E_z = -I_e \frac{\omega\mu}{4} H_0^{(2)}(\beta R) = -I_e \frac{\beta^2}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \quad (11ก)$$

$$H_\phi = -jI_e \frac{\beta}{4} H_1^{(2)}(\beta R) = -jI_e \frac{\beta}{4} H_1^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \quad (11ข)$$

เมื่อ

$$R = |\rho - \rho'| = \sqrt{\rho^2 + (\rho')^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')} \quad (11ค)$$

ϕ = มุมในแนวของเส้นรอบวง (Circumferential angle around source)

ณ จุดสังเกตระยะไกลจนกระทั่งเมื่อ $\beta\rho \rightarrow$ มีขนาดใหญ่ Hankel function ในสมการที่ (10ก) และ (10ข) สามารถที่จะประมาณค่าได้จาก asymptotic expansion สำหรับองค์ประกอบขนาดใหญ่

$$H_0^{(2)}(\beta\rho)^{\beta\rho \ll l \text{ large}} \sqrt{\frac{2j}{\pi\beta\rho}} e^{-j\beta\rho} \quad (12ก)$$

$$H_1^{(2)}(\beta\rho)^{\beta\rho \ll l \text{ large}} j\sqrt{\frac{2j}{\pi\beta\rho}} e^{-j\beta\rho} \quad (12ข)$$

ดังนั้น (10ก) และ (10ข) สามารถที่จะทำให้อยู่ในรูปแบบที่ง่ายสำหรับองค์ประกอบขนาดใหญ่

$$E_z = -I_e \frac{\beta^2}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta\rho)^{\beta\rho \ll l \text{ large}} - \eta I_e \sqrt{\frac{j\beta}{8\pi}} \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (13ก)$$

$$H_\phi = -jI_e \frac{\beta}{4} H_1^{(2)}(\beta\rho)^{\beta\rho \ll l \text{ large}} I_e \sqrt{\frac{j\beta}{8\pi}} \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (13ข)$$

โดยอัตราส่วนของสมการที่ (13ก) ต่อ (13ข) จะสามารถอธิบายในฐานะของ wave impedance ซึ่งจะสามารถเขียนได้ในสมการดังนี้

$$Z_\omega^{+\rho} = \frac{E_z}{-H_\phi} = \eta \quad (14)$$

เนื่องจาก wave impedance มีค่าเท่ากับ intrinsic impedance โดยคลื่นที่แพร่กระจายโดยแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นเป็น TEM^Z

จากสมการที่ (11ก) เมื่อแหล่งกำเนิดคลื่นถูกย้ายจากจุดกำเนิดไปยังตำแหน่ง ρ' ซึ่งแสดงดังรูปที่ 2.1 ข สนามที่เกิดจากแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นคือ

$$E_z(\rho, \phi) = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \quad (15)$$

เมื่อ $|\rho - \rho'|$ คือระยะทางจากแหล่งจ่ายไปยังจุดสังเกต จากรูปที่ 2.2 และกฎของ cosines สมการที่ (15) สามารถเขียนได้ใหม่ในรูปดังนี้

$$\begin{aligned} E_z(\rho, \phi) &= -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \\ &= -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}\left[\beta\sqrt{\rho^2 + (\rho')^2 - 2\rho\rho' \cos(\phi - \phi')}\right] \quad (16) \end{aligned}$$

สมการที่ (16) อธิบายสนามไฟฟ้าในเทอมของ Hankel function ซึ่งมีจุดกำเนิดอยู่ที่ $|\rho - \rho'| = 0$ สำหรับปัญหาการกระจายจะเป็นการสะดวกมากกว่าที่จะอธิบายสนามในเทอมของฟังก์ชันคลื่นในทรงกระบอก ตัวอย่างเช่น Hankel function หรือ Bessel function ซึ่งระยะในแนวรัศมีที่

จุดกำเนิด $\rho = 0$ และเนื่องมาจากทฤษฎี reciprocity สนามจะต้องสมมาตรในเทอมของระยะพิกัดของ แหล่งกำเนิดคลื่นและจุดสังเกต ดังนั้นฟังก์ชันของคลื่น (ซึ่งระยะในแนวรัศมีเริ่มต้นมาจากจุดกำเนิดของระบบ พิกัด) เพื่อที่จะใช้ในการอธิบาย Hankel function ของสมการที่ (16) จะอยู่ในรูปแบบดังนี้

$$\frac{\rho \leq \rho'}{f(\beta\rho')J_n(\beta\rho)e^{jn(\phi-\phi')}}}$$

เมื่อ n เป็นจำนวนเต็ม และจะมีค่าจำกัดที่ $\rho = 0$ จะซ้ำคาบด้วยคาบเวลาทุกๆ 2π

$$\frac{\rho \geq \rho'}{g(\beta\rho')H_n^2(\beta\rho)e^{jn(\phi-\phi')}}}$$

เมื่อ n เป็นจำนวนเต็ม และเนื่อง Hankel function ชนิดที่ 2 จะต้องแสดงถึงคลื่นที่มีการเคลื่อนที่ออกและ จะซ้ำคาบด้วยคาบเวลาทุกๆ 2π ดังนั้น ของสมการที่ (16) จะสามารถเขียนได้ดังสมการ

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho-\rho'|) = \begin{cases} \sum_{-\infty}^{+\infty} c_n f(\beta\rho')J_n(\beta\rho)e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \quad (\text{a}) \\ \sum_{-\infty}^{+\infty} d_n g(\beta\rho')H_n^2(\beta\rho)e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (17)$$

ณ ตำแหน่งที่ $\rho = \rho'$ สนามของทั้งสองบริเวณจะต้องมีความต่อเนื่องกันดังนั้นจากสมการที่ (17ก) และ (17ข) จะได้ว่า

$$c_n f(\beta\rho')J_n(\beta\rho')e^{jn(\phi-\phi')} = d_n g(\beta\rho')H_n^2(\beta\rho')e^{jn(\phi-\phi')} \quad (18)$$

ซึ่งจะสามารถกำหนดให้เป็นดังนี้

$$c_n = d_n = b_n \quad (19ก)$$

$$f(\beta\rho') = H_n^2(\beta\rho') \quad (19ข)$$

$$g(\beta\rho') = J_n(\beta\rho') \quad (19ค)$$

จากการใช้สมการ (19ก)-(19ค) จะสามารถเขียนสมการที่ (17ก) และ (17ข) ได้ว่า

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho-\rho'|) = \begin{cases} \sum_{-\infty}^{+\infty} b_n J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \quad (\text{a}) \\ \sum_{-\infty}^{+\infty} b_n J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (20)$$

โดยค่า b_n นั้นจะสามารถหาได้จากการใช้สมการที่ (16) กล่าวคือ

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho-\rho'|) = H_0^{(2)}\left[\beta\sqrt{\rho^2+(\rho')^2-2\rho\rho'\cos(\phi-\phi')}\right] \quad (21)$$

เมื่อย้ายแหล่งกำเนิดไปยังระยะอนันต์ ($\rho' \rightarrow \infty$) โดย $\phi' = 0$ ระยะ R ในสมการที่ (21) ที่ถูกแสดงในรูปแบบของรากที่สองสามารถที่จะประมาณค่าได้โดยการใช้ทฤษฎี binomial

$$\begin{aligned} \sqrt{\rho^2+(\rho')^2-2\rho\rho'\cos(\phi-\phi')} \Big|_{\substack{\phi'=0 \\ \rho' \rightarrow \infty}} &= \sqrt{(\rho')^2-2\rho\rho'\cos\phi} = \rho' \sqrt{1-2\left(\frac{\rho}{\rho'}\right)\cos\phi} \\ & \Big|_{\substack{\phi'=0 \\ \rho' \rightarrow \infty}} = \rho' \left(1-2\left(\frac{\rho}{\rho'}\right)\cos\phi\right) = \rho' - \rho\cos\phi \end{aligned} \quad (22)$$

จากสมการที่ (22) เราสามารถเขียนสมการที่ (21) ใหม่ได้ว่า

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho-\rho'|) = H_0^{(2)}\left[\beta\sqrt{\rho^2+(\rho')^2-2\rho\rho'\cos(\phi-\phi')}\right] \Big|_{\substack{\phi'=0 \\ \rho' \rightarrow \infty}} H_0^{(2)}[\beta(\rho' - \rho\cos\phi)] \quad (23)$$

สำหรับ Asymptotic form ของ Hankel function ชนิดที่ 2 สำหรับองค์ประกอบขนาดใหญ่

$$H_0^{(2)}(\alpha x) \Big|_{\alpha x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2j}{\pi\alpha x}} j^n e^{-j\alpha x} \quad (23)$$

สมการที่ (23) จะสามารถเขียนได้ใหม่ดังนี้

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho-\rho'|) \Big|_{\substack{\phi'=0 \\ \rho' \rightarrow \infty}} \sqrt{\frac{2j}{\pi\alpha x}} j^n e^{-j\alpha x} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^n J_n(\beta\rho) e^{jn\phi} \quad (24)$$

แทนสมการที่ (23) ในสมการที่ (20ก) สำหรับในกรณีนี้ที่ $\phi' = 0$ และ $\rho' \rightarrow \infty$

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \stackrel{\phi'=0}{\square} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n J_n(\beta\rho) H_0^{(2)}(\beta\rho') e^{jn\phi}$$

$$\stackrel{\rho' \rightarrow \infty}{\square} \sqrt{\frac{2j}{\pi\beta\rho'}} e^{-j\beta\rho'} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_n j^n J_n(\beta\rho) e^{jn\phi} \quad (25)$$

เมื่อนำสมการที่ (23) มาเปรียบเทียบกับสมการที่ (20ก) จะพบว่า

$$b_n = 1 \quad (26)$$

ดังนั้นรูปแบบของสมการ (20) ในรูปแบบสำเร็จคือ

$$H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \quad (\text{a}) \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (27)$$

จากสมการที่ (27) สามารถนำไปแทนค่าในสมการที่ (15) ได้ดังนี้

$$E_z(\rho, \phi) = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|)$$

$$= -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \quad (\text{a}) \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \quad (\text{b}) \end{cases} \quad (28)$$

1.1.2 แหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้น

สนามที่แพร่กระจายโดยแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กสามารถคำนวณได้จากสมการ Maxwell หรือสมการคลื่น หรือจาก ทฤษฎี duality ซึ่งจากการใช้ทฤษฎี duality สนามที่เกิดจากแหล่งจ่ายแม่เหล็กชนิดเส้นที่มีความยาวอนันต์ ของกระแส I_m ที่คงที่ จะสามารถเขียนได้ดังสมการ

$$E_\phi = +jI_m \frac{\beta}{4} H_1^{(2)}(\beta\rho) \beta_\rho \square^{large} - I_m \sqrt{\frac{j\beta}{8\pi}} \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (29ก)$$

$$H_z = -I_m \frac{\beta^2}{4\omega\epsilon} H_0^{(2)}(\beta\rho) \beta_\rho \square^{large} - \frac{1}{\eta} I_m \sqrt{\frac{j\beta}{8\pi}} \frac{e^{-j\beta\rho}}{\sqrt{\rho}} \quad (29ข)$$

ซึ่งเมื่อแหล่งกำเนิดคลื่นถูกเปลี่ยนแปลงไปจากจุดกำเนิด สมการของสนามจะสามารถอธิบายได้เช่นเดียวกับสมการที่ (11ก) และ (11ข)

$$E_\phi = +jI_m \frac{\beta}{4} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \quad (30ก)$$

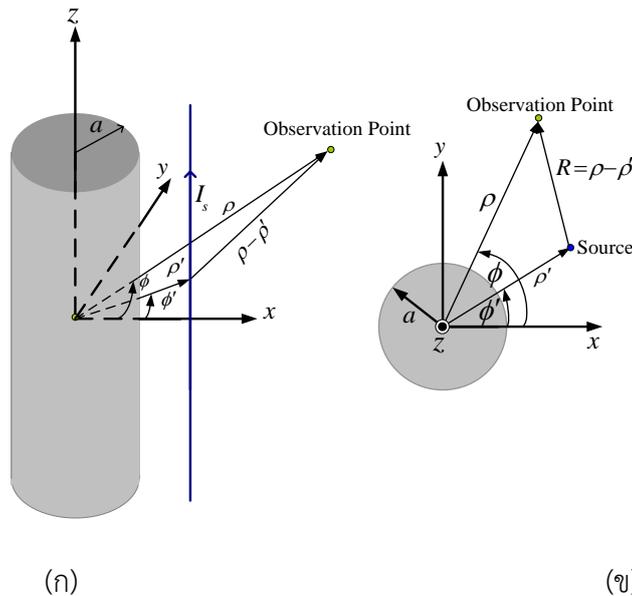
$$H_z = -I_m \frac{\beta^2}{4\omega\mu} H_0^{(2)}(\beta|\rho - \rho'|) \quad (30ข)$$

เช่นเดียวกันกับสมการที่ (28) เราจะสามารถเขียนสมการที่ (30ข) ได้ใหม่ดังนี้

$$H_z(\rho, \phi) = -\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \quad (a) \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \quad (b) \end{cases} \quad (31)$$

2.2 แหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นที่วางอยู่บนพื้นผิวไดอิเล็กตริก

จากโจทย์ปัญหางานวิจัยสายอากาศแท่งบนถังเหล็กหรือบนถังน้ำมันที่มีขนาดใหญ่ ถังน้ำมันหรือถังเหล็กจะถูกกำหนดให้เป็นวัสดุทรงกระบอกที่เป็นตัวนำขนาดใหญ่ที่เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกเพื่อให้ง่ายต่อการคำนวณ และแท่งถูกกำหนดให้เป็นกำหนดให้แหล่งกำเนิดคลื่นชนิดเส้นยาวอนันต์ที่วางอยู่บนพื้นผิวไดอิเล็กตริกดังแสดงในรูปที่ 2.2



รูปที่ 2.2 แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นที่วางตัวอยู่ใกล้ทรงกระบอก (ก) ด้านข้าง (ข) ด้านบน

2.2.1 แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นที่วางอยู่บนพื้นผิวไดอิเล็กตริก

มีปัญหาจำนวนไม่น้อยที่เป็นปัญหาการกระจายของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้น (ทั้งไฟฟ้าและแม่เหล็ก) ดังแสดงในรูปที่ 1 เมื่อเส้นความยาวอนันต์ของกระแสคงที่ (I_e สำหรับไฟฟ้าและ I_m สำหรับแม่เหล็ก) ซึ่งวางอยู่ใกล้กับทรงกระบอกตัวนำที่มีความยาวอนันต์ โดยเมื่อแหล่งจ่ายกระแสแบบเส้น ดังแสดงในรูปที่ 2.2 เป็นกระแสไฟฟ้าคงที่ I_e สนามจะถูกทำให้เกิดขึ้นได้ในทุกๆที่จากแหล่งกำเนิดคลื่นที่ปราศจากทรงกระบอกดังแสดงในสมการที่ 28

$$H_0^2(\beta|\rho - \rho'|) = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \end{cases} \quad (32)$$

จากสมการที่ 28 ซึ่งจะแสดงถึงสนามตกกระทบ เมื่อทำการแทนสมการที่ได้มาจากทฤษฎีสำหรับ ฟังชันแรงแกลจากสมการที่ 2 ลงในสมการที่ 28 จะได้ว่า

$$E_z^i = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \end{cases} \quad (33)$$

ฟังก์ชันเบสเซล $J_n(\beta\rho)$ ถูกเลือกเพื่อแสดงให้เห็นสนามเมื่อ $\rho \leq \rho'$ เนื่องจากสนามจะต้องถูกจำกัดในทุกๆที่โดยรวมไปถึงเมื่อ $\rho = 0$ และ ฟังชันแรงแกลจะถูกนำมาใช้เมื่อ $\rho \geq \rho'$ เพื่อแสดงให้เห็นธรรมชาติของการเดินทางของคลื่น แต่เมื่อสนามรวมนั้นเกิดจากสนามที่ตกกระทบและสนามกระจาย

$$E_z^t = E_z^i + E_z^s \quad (34)$$

สนามกระจายเกิดจากกระแสเหนี่ยวนำบนพื้นผิวของทรงกระบอกซึ่งจะทำตัวเหมือนกับว่าเป็นตัวแพร่กระจายคลื่นอีกตัวหนึ่ง สนามกระจายจะมีเพียงองค์ประกอบในทิศ Z (E_z^s) ซึ่งจะไม่มีการประกอบที่เป็น cross polarize เกิดขึ้น โดยจะสามารถแสดงได้ดังสมการ

$$E_z^s = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \quad \text{for } a \leq \rho \leq \rho', \rho \geq \rho' \quad (35)$$

จากงานวิจัยเมื่อกำหนดให้จุดสังเกตอยู่บนพื้นผิวทรงกระบอก ($\rho = a$) เพื่อศึกษาถึงสนามตกกระทบที่ผิวของตัวนำทรงกระบอกดังนั้นเมื่อ $\rho \leq \rho'$

สนามตกกระทบเมื่อ $\rho \leq \rho'$ คือ

$$E_z^i = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} \quad \text{for } \rho \leq \rho' \quad (36)$$

และสนามกระจัดกระจายเมื่อ $\rho \leq \rho'$ คือ

$$E_z^s = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \quad \text{for } a \leq \rho \leq \rho' \quad (37)$$

โดยสนามรวมนั้นคือ $E_z^t = E_z^i + E_z^s$ จะได้ว่า

$$E_z^t = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} + c_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] \quad \text{for } \rho \leq \rho' \quad (38)$$

สำหรับวัสดุใดๆ (ϵ_r, μ_r) ที่เคลือบอยู่บนพื้นผิวตัวนำ นั้นสามารถประมาณค่า Surface impedance (Z_s) [5] ดังนี้

$$\hat{n} \times \hat{n} \times \bar{E} = -Z_s \hat{n} \times \bar{H} \quad (39)$$

โดย

$$Z_s \approx -jZ_0 kd \left[\frac{1 - \epsilon_r \mu_r}{\epsilon_r} \right] \left[1 + \frac{(kd)^2}{2} (1 - \epsilon_r \mu_r) \right]^{-1} \quad (40)$$

เมื่อทำการพิจารณาในระบบพิกัดทรงกระบอก

$$\bar{E} = E_\rho \hat{\rho} + E_\phi \hat{\phi} + E_z \hat{z} \quad (41)$$

ดังนั้นจากสมการ $\hat{n} \times \hat{n} \times \bar{E} = -Z_s \hat{n} \times \bar{H}$ จะได้ว่า

$$-Z_s (\hat{n} \times \bar{H}) = -Z_s H_\phi \hat{z} - Z_s H_z \hat{\phi} \quad (42)$$

$$E_z \hat{z} = Z_s H_\phi \hat{z} \quad (43ก)$$

และ

$$E_\phi \hat{\phi} = -Z_s H_z \hat{\phi} \quad (43ข)$$

เมื่อองค์ประกอบแม่เหล็กสามารถหาได้จากการใช้สมการ Maxwell

$$\mathbf{H}^t = -\frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \mathbf{E}^t = -\frac{1}{j\omega\mu} \left(\hat{a}_\rho \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z^t}{\partial \phi} - \hat{a}_\phi \frac{\partial E_z^t}{\partial \rho} \right) \quad (44)$$

$$\mathbf{H}^t = -\hat{a}_\rho \frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z^t}{\partial \phi} + \hat{a}_\phi \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_z^t}{\partial \rho} \quad (45)$$

หรือ

$$\mathbf{H}_\rho^t = -\frac{1}{j\omega\mu} \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z^t}{\partial \phi} \quad (45a)$$

$$\boxed{\mathbf{H}_\phi^t = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_z^t}{\partial \rho}} \quad (45b)$$

จากสมการที่ 45b จะสามารถหาค่าสนามแม่เหล็กในทิศ ϕ ได้ จากสนามไฟฟ้าในทิศ z โดยการแทนสมการที่ 36 ลงในสมการที่ 45b จะได้ว่า

$$\mathbf{H}_\phi^t = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(-\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} + c_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] \right)$$

$$\mathbf{H}_\phi^t = \frac{jI_e \beta}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n'(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} + c_n H_n'^{(2)}(\beta\rho) \quad (46)$$

หาสัมประสิทธิ์ c_n จากสมการที่ (43ก) $E_z \hat{z} = Z_s H_\phi \hat{z}$ ที่พื้นผิว สมการที่ 38 และสมการที่ 46

จากสมการที่ (38) และสมการที่ (48) ทำการจัดรูปสมการใหม่

$$c_n = -\frac{\left[J_n'(\beta\rho) - j\eta^{-1} J_n(\beta\rho) \right]}{\left[H_n^{(2)}(\beta\rho) - j\eta^{-1} H_n^{(2)}(\beta\rho) \right]} \quad (47)$$

ดังนั้นสามารถหาค่าสนามรวมได้ว่า

$$E_z^t = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(\beta\rho) - \frac{[J_n'(\beta\rho) - j\eta^{-1}J_n(\beta\rho)]}{[H_n^{(2)'}(\beta\rho) - j\eta^{-1}H_n^{(2)}(\beta\rho)]} H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} \quad \text{for } \rho \leq \rho'$$

(48)

2.2.2 แหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นยาวอนันต์ที่วางอยู่บนพื้นผิวไดอิเล็กตริก

ถึงแม้ว่าแหล่งจ่ายแม่เหล็กจะไม่มีอยู่จริงทางกายภาพ แต่ก็ได้นำไปใช้เป็นแหล่งจ่ายเสมือนเพื่อใช้ในการวิเคราะห์สายอากาศช่องเปิด จากรูปที่ 2.2 พบว่าถ้าหากแหล่งจ่ายชนิดเส้นเป็นแม่เหล็กด้วยกระแส I_m เราสามารถหาค่าสนามได้จากทฤษฎี duality จากแหล่งจ่ายไฟฟ้า

$$H_z^i = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\mu} H_0^2(\beta R) \quad \rightarrow \quad H_z^i = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\mu} H_0^2(\beta|\rho - \rho'|) \quad (49)$$

$$H_0^2(\beta|\rho - \rho'|) = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' \end{cases} \quad (50)$$

ดังนั้นจะสามารถเขียนสมการที่ 49 ใหม่ได้ว่า

$$H_z^i = -\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \leq \rho' & (51a) \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho') H_n^{(2)}(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} & \text{for } \rho \geq \rho' & (51b) \end{cases} \quad (51)$$

สนามแม่เหล็กกระจัดกระจายจะสามารถเขียนได้ในรูปแบบที่คล้ายคลึงกับสมการที่ 35 ซึ่งจะสามารถเขียนได้ว่า

$$H_z^s = -\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} d_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \quad \text{for } a \leq \rho \leq \rho', \rho \geq \rho' \quad (52)$$

เมื่อ d_n คือค่าสัมประสิทธิ์ของสนามที่กระจัดกระจาย

เมื่อสนามรวมนั้นเกิดจากสนามที่ตกกระทบและสนามกระจัดกระจาย

$$H_s^t = H_z^i + H_z^s \quad (53)$$

จากงานวิจัยเมื่อกำหนดให้จุดสังเกตมาอยู่บนพื้นผิวทรงกระบอก ($\rho = a$) เพื่อศึกษาถึงสนามตกกระทบที่ผิวของตัวนำทรงกระบอกตั้งนั้นเมื่อ $\rho \leq \rho'$

สนามตกกระทบเมื่อ $\rho \leq \rho'$ คือ

$$H_z^i = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\mu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} \quad \text{for } \rho \leq \rho' \quad (54)$$

และสนามกระจัดกระจายเมื่อ $\rho \leq \rho'$ คือ

$$H_z^s = -\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \quad \text{for } a \leq \rho \leq \rho' \quad (55)$$

โดยสนามรวมนั้นคือ $H_z^t = H_z^i + H_z^s$ จะได้ว่า

$$H_z^t = -\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[H_n^{(2)}(\beta\rho') J_n(\beta\rho) e^{jn(\phi-\phi')} + d_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] \quad \text{for } \rho \leq \rho' \quad (56)$$

สำหรับวัสดุบาง (ϵ_r, μ_r) ที่เคลือบอยู่บนพื้นผิวดำนั้นสามารถประมาณค่าอิมพีแดนซ์เชิงพื้นผิว (Z_s) จากสมการ (39), (40) และ (62) ดังนั้นจากสมการ $\hat{n} \times \hat{n} \times \bar{E} = -Z_s \hat{n} \times \bar{H}$ จะได้ว่า

$$E_z \hat{z} = Z_s H_\phi \hat{z} \quad (57)$$

และ

$$E_\phi \hat{\phi} = -Z_s H_z \hat{\phi} \quad (58)$$

เมื่อ องค์ประกอบแม่เหล็กสามารถหาได้จากการใช้สมการ Maxwell

$$E^t = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times H^t = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left(\hat{a}_\rho \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z^t}{\partial \phi} - \hat{a}_\phi \frac{\partial H_\rho^t}{\partial \rho} \right) \quad (59)$$

$$E^t = \hat{a}_\rho \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z^t}{\partial \phi} - \hat{a}_\phi \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_\rho^t}{\partial \rho} \quad (60)$$

หรือ

$$E_\rho^t = \frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z^t}{\partial \phi} \quad (61ก)$$

$$E_\phi^t = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_z^t}{\partial \rho} \quad (61\text{ข})$$

จากสมการที่ (61ข) จะสามารถหาค่าสนามแม่เหล็กในทิศ ϕ ได้ จากสนามไฟฟ้าในทิศ z โดยการแทนสมการที่ 54 ลงในสมการที่ (61ข) จะได้ว่า

$$E_\phi^t = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(-\frac{\beta^2 I_m}{4\omega\mu} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} + d_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] \right)$$

$$E_\phi^t = -\frac{jI_m\beta}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n'(\beta\rho) H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')} + d_n H_n^{(2)}(\beta\rho) \quad (62)$$

หาสัมประสิทธิ์ d_n จากสมการที่ (58) $E_\phi \hat{\phi} = -Z_s H_z \hat{\phi}$ สมการที่ (40) และสมการที่ (62)

$$d_n = -\frac{[J_n'(\beta\rho) - j\eta J_n(\beta\rho)]}{[H_n^{(2)}(\beta\rho) - j\eta H_n^{(2)}(\beta\rho)]} \quad (63)$$

ดังนั้นสามารถหาค่าสนามรวมได้ว่า

$$H_z^t = -\frac{\beta^2 I_e}{4\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(\beta\rho) - \frac{[J_n'(\beta\rho) - j\eta J_n(\beta\rho)]}{[H_n^{(2)}(\beta\rho) - j\eta H_n^{(2)}(\beta\rho)]} H_n^{(2)}(\beta\rho) \right] H_n^{(2)}(\beta\rho') e^{jn(\phi-\phi')}$$

for $\rho \leq \rho'$

(64)

2.3 ระบบระบุลักษณะทางคลื่นวิทยุในย่านความถี่สูงยิ่ง (Ultra High Frequency RFID Systems)

ระบบย่านความถี่สูงยิ่งนั้นจะมีการใช้งานในย่านความถี่ 860-960 MHz ซึ่งจะมีค่าความยาวคลื่นประมาณ 33 เซนติเมตร ระบบย่านความถี่สูงยิ่งถูกควบคุมโดยมาตรฐาน ISO/IEC 18000-6 และ Gen 2- จาก EPC global แท็กและเครื่องอ่านข้อมูลที่ทำการผลิตจะถูกควบคุมภายใต้ EPC global สำหรับ class 0 class 1 และ class 2 ยังคงมีการใช้งานอยู่ในปัจจุบัน โดยในปัจจุบันราคาต่อหน่วยของแท็กยังคงมีราคาแพงอยู่แต่คาดว่าจะภายในอนาคตอันใกล้ราคาของแท็กต่อหน่วยจะมีราคาที่ลดลง การใช้งานของแท็กในย่านความถี่สูงยิ่ง โดยส่วนมากจะถูกใช้งานในระบบการขนส่งสินค้า ห่วงโซ่อุปทาน สำหรับการระบุกล่องหรือตู้สินค้า ซึ่งการใช้งานของแท็กจะเป็นการใช้งานทั้งแบบพาสซีฟแท็กและแอ็กทีฟแท็ก ช่วงการอ่านได้โดยปกติของแท็กที่ใช้งานในย่านความถี่สูงยิ่งนั้นจะอยู่ที่ 1-9 เมตร โดยการใช้งานช่วงค่าความถี่ที่ใช้งานก็จะแตกต่างกันออกไปตามแต่ข้อกำหนดของแต่ละประเทศ

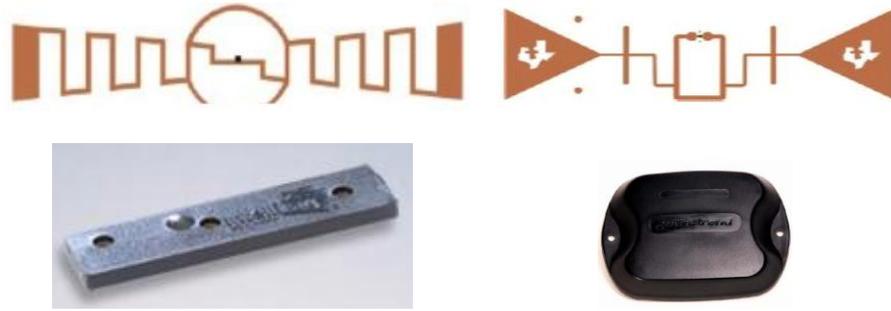
ตารางที่ 2.1 มาตรฐานความถี่สูงยิ่ง (UHF) ของระบบระบุลักษณะทางคลื่นวิทยุที่อนุญาตให้ใช้ในแต่ละประเทศ

ประเทศ	ช่วงความถี่ที่ใช้งาน (MHz)	แบนด์วิดท์ (MHz)	กำลังงาน (Watt)
นิวซีแลนด์	864-868	4	4
สหรัฐอเมริกา	902-928	26	4
เกาหลี	910-914	4	4
จีน	917-922	5	2
ไทย	920-925	5	4
ออสเตรเลีย	920-926	6	4
ไต้หวัน	922-928	6	1
ญี่ปุ่น	952-954	2	4

จากตารางที่ 2.1 จะเห็นได้ว่าระบบระบุลักษณะทางคลื่นวิทยุที่ใช้ในย่านความถี่สูงยิ่ง ยังคงมีปัญหาหนึ่งในการใช้งานคือความไม่แน่นอนของค่าความถี่ที่ใช้กันทั่วโลก ซึ่งค่าความถี่และแบนด์วิดท์มีมาตรฐานที่ต่างกันไปตามแต่ข้อกำหนดของแต่ละประเทศ มาตรฐาน EPC global Gen-2 ซึ่งจะใช้สำหรับเครื่องอ่านข้อมูลที่สามารถอ่านแท็กได้ครอบคลุมตลอดช่วงความถี่สูงยิ่ง (UHF) อัตราการอ่านสำหรับการอ่านแท็กหลายๆตัวจะแตกต่างกันไปตามแต่ละประเทศเนื่องจากความไม่แน่นอนระหว่างแบนด์วิดท์และวิธีการการติดต่อสื่อสารระหว่างแท็กและเครื่องอ่านข้อมูลที่ถูกนำไปใช้งาน เมื่อแบนด์วิดท์มีขนาดที่กว้างก็สามารถติดต่อสื่อสารกับกลุ่มของแท็กในบริเวณที่ใช้งานได้รวดเร็วมากกว่าการที่มีแบนด์วิดท์แคบ ดังนั้นมาตรฐานของประเทศสหรัฐอเมริกาที่มีแบนด์วิดท์ 26 MHz อัตราการอ่านแท็กจะมีค่าประมาณ 1600 แท็กต่อวินาที ในกลุ่มประเทศยุโรปที่มีแบนด์วิดท์ 3 MHz จะมีอัตราการอ่านอยู่ที่ประมาณ 600 แท็กต่อวินาที แต่การใช้แบนด์วิดท์ที่กว้างเกินไปก็อาจจะก่อให้เกิดปัญหาที่เกี่ยวกับสัญญาณรบกวนมากเช่นกัน

2.3.1 แท็กระบบระบุลักษณะทางคลื่นวิทยุย่านความถี่สูงยิ่ง (UHF RFID Tag)

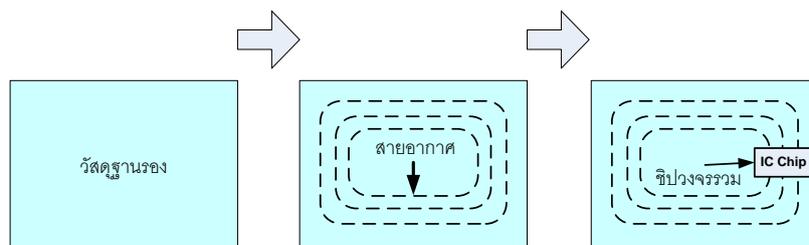
แท็กย่านความถี่สูงยิ่งมีลักษณะการนำไปใช้งานที่หลากหลายเช่นการนำไปใช้งานทางด้านการแพทย์และสาธารณสุข สินค้าในซูเปอร์มาร์เก็ต การจัดการสินค้าในคลังสินค้า การใช้งานกับตู้สินค้าขนาดใหญ่ [6] อีกทั้งในปัจจุบันยังได้มีการนำเอาแท็กไปติดกับวัสดุต่างๆ อีกมากมายเช่น ถังน้ำมัน ตู้สินค้า หรือแม้กระทั่งการนำไปใช้เป็นเซ็นเซอร์วัตถุต่างๆ [7] ดังนั้นจากการที่มีรูปแบบการนำไปใช้งานที่มากมายทำให้สายอากาศแท็กมีโครงสร้างหลากหลายรูปแบบเพื่อให้เกิดความเหมาะสมกับรูปแบบที่นำไปใช้งาน ดังแสดงในรูปที่ 2.3



รูปที่ 2.3 สายอากาศแท็กย่านความถี่สูงยิ่ง [8]-[9]

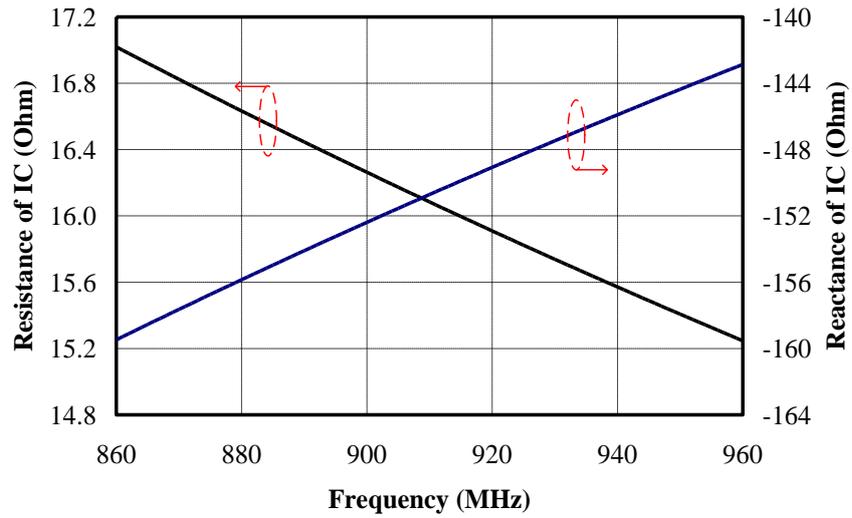
นอกจากนั้นสิ่งที่มีความสำคัญในการออกแบบแท็กนั้นคือ อิมพีแดนซ์ของแท็กที่ออกแบบจะต้องเป็นค่าสังยุคกับค่าอิมพีแดนซ์ของชิป เพื่อที่จะทำให้สามารถรับค่าพลังงานจากเครื่องอ่านข้อมูลได้มากที่สุด รวมถึงขนาดจะต้องมีความเหมาะสมสำหรับการนำไปใช้งาน เมื่อนำแท็กไปติดกับวัสดุแล้วยังคงมีคุณสมบัติที่ไม่เปลี่ยนแปลง มีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นเป็นไปตามความเหมาะสมในการนำไปใช้งาน (แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นแบบรอบตัวหรือแบบชี้เจาะจงทิศทาง) มีโครงสร้างที่แข็งแรงและทนทาน และมีราคาต่อหน่วยการผลิตที่มีความเหมาะสม แต่อย่างไรก็ตามแท็กย่านความถี่สูงยิ่งจะมีความอ่อนไหวในการใช้งานร่วมกับวัสดุ โดยสมรรถนะในการทำงานของแท็กจะเปลี่ยนแปลงเมื่อนำไปใช้กับวัสดุที่แตกต่างกันออกไป เช่น กล้องกระดาษที่มีสิ่งของภายในที่แตกต่างกัน และจะมีประสิทธิภาพที่ลดลงเมื่อติดอยู่บนวัสดุที่มีการสูญเสีย ตัวอย่างเช่นขวดน้ำพลาสติกที่มีน้ำหรือน้ำมันบรรจุอยู่ หรือกระป๋องโลหะ โดยสายอากาศแท็กจะถูกออกแบบให้มีความเหมาะสมกับวัสดุที่ต้องการจะนำไปติดเพื่อให้ได้สมรรถนะในการทำงานที่สูงที่สุด หรือทำการออกแบบให้แท็กมีความอ่อนไหวต่อการใช้งานร่วมกับวัสดุแต่ละชนิดที่มีความแตกต่างกันให้น้อยที่สุด [10]

ส่วนประกอบของแท็กจะแสดงดังรูปที่ 2.4 ส่วนประกอบของแท็กจะประกอบไปด้วย 1. แผ่นพิมพ์ และวัสดุฐานรอง 2. สายอากาศ 3. ชิปปวงจรรวม



รูปที่ 2.4 ส่วนประกอบพื้นฐานของแท็ก

ชิปปวงจรรวมรุ่น G2XL ภายในรูปแบบของ TSSOP8 ค่า $Q = 9.37$ ค่าความจุไฟฟ้า = 1.16 พิโคฟารัด [11] เราจะสามารถคำนวณค่าอิมพีแดนซ์ของชิปปวงจรรวมในช่วงความถี่ที่ใช้งานได้ดังรูปที่ 2.5



รูปที่ 2.5 ค่าอิมพีแดนซ์ของซีปวงจรรวมในช่วงความถี่ที่ใช้งาน

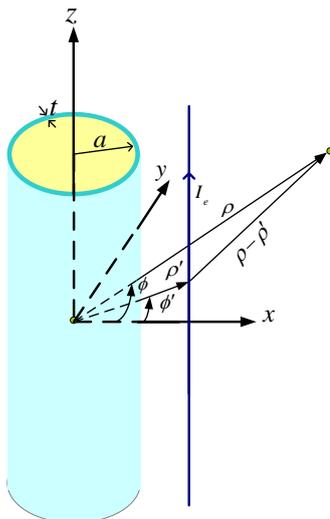
ที่ 922.5 MHz ซีปวงจรรวมมีค่าอิมพีแดนซ์เท่ากับ $15.87-j148.7 \Omega$ การออกแบบสายอากาศ
 แท้ก็ให้สามารถส่งผ่านพลังงานได้สูงสุดนั้นสายอากาศแท้ก็ควรมีค่าอิมพีแดนซ์เท่ากับ $15.87+j148.7 \Omega$

บทที่ 3

ผลการจำลอง

3. ผลจากการจำลองการแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดแม่เหล็กและไฟฟ้าบนวัสดุอิมพีแดนซ์พื้นผิวโค้ง

3.1 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้น



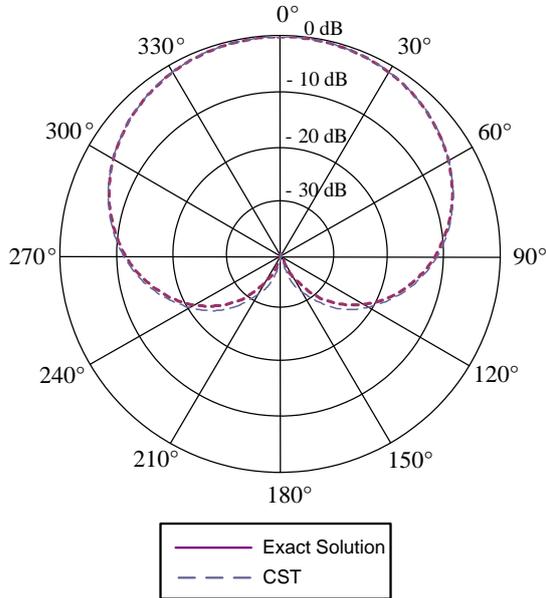
รูปที่ 3.1 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้น

ผลที่ได้จากการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio เปรียบเทียบกับวิธีการคำนวณจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่น จากสมการที่ (48) ได้ถูกทำการเปรียบเทียบเพื่อหาขอบเขตการทำงานของผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจากผลการจำลอง โดยกรณีการศึกษาจะมีการศึกษา 1. รัศมีของท่อทรงกระบอกขนาด λ 2λ และ 3λ 2. ค่าคงที่ไดอิเล็กตริก $\epsilon_r = 2.1$ $\epsilon_r = 4$ และ $\epsilon_r = 6$ 3. ความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริก (t)

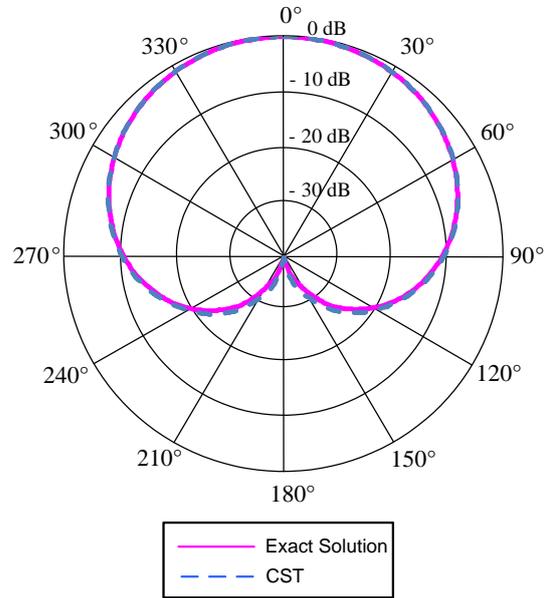
3.1.1 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)3.1.1.1 กรณีที่ 1: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

เมื่อพิจารณาแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.22\lambda$) รูปที่ 3.2-3.13 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของระหว่างวิธีการแม่นยำตรงกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นเมื่อความหนาของวัสดุ

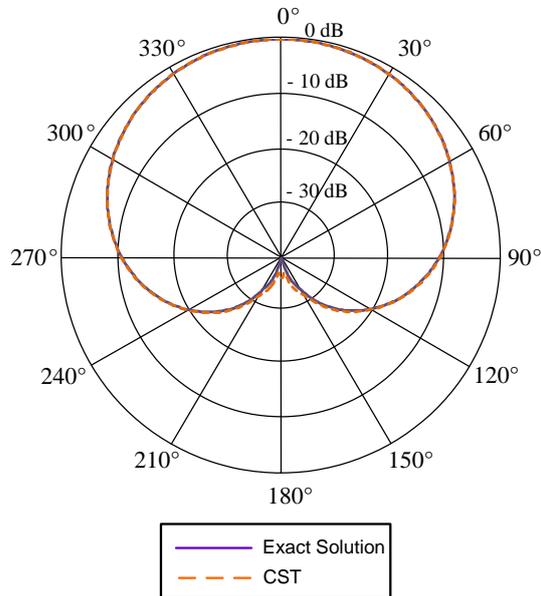
เคลื่อนเปลี่ยนแปลงไป ความแตกต่างของแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่น และจากการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio จะเพิ่มสูงขึ้น แต่อย่างไรก็ตามแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นยังคงมีรูปแบบที่คล้ายคลึงกัน



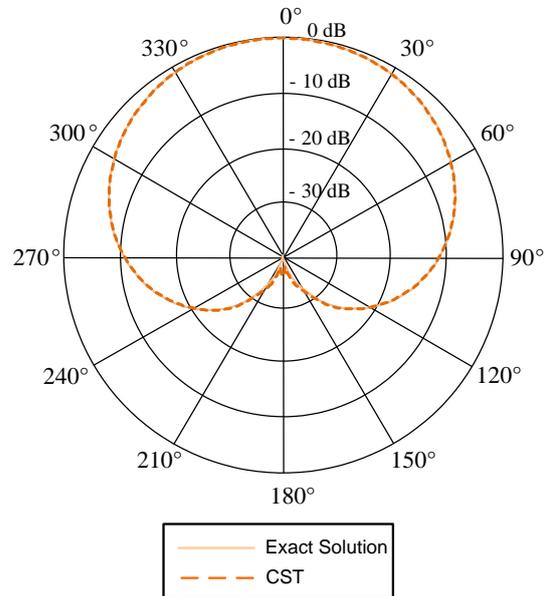
รูปที่ 3.2 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01\lambda$)



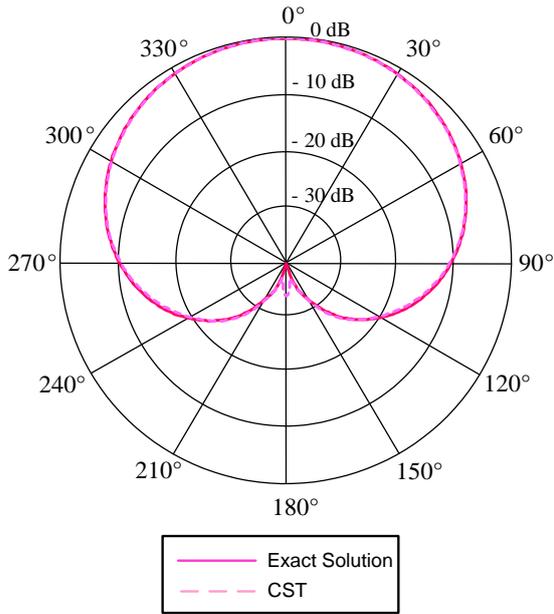
รูปที่ 3.3 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02\lambda$)



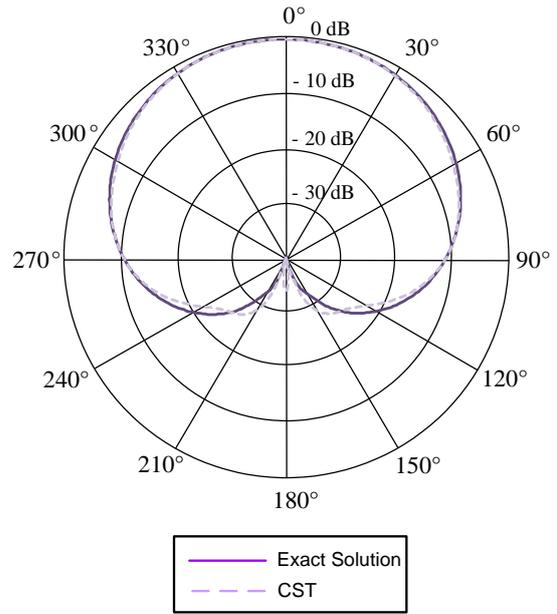
รูปที่ 3.4 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04\lambda$)



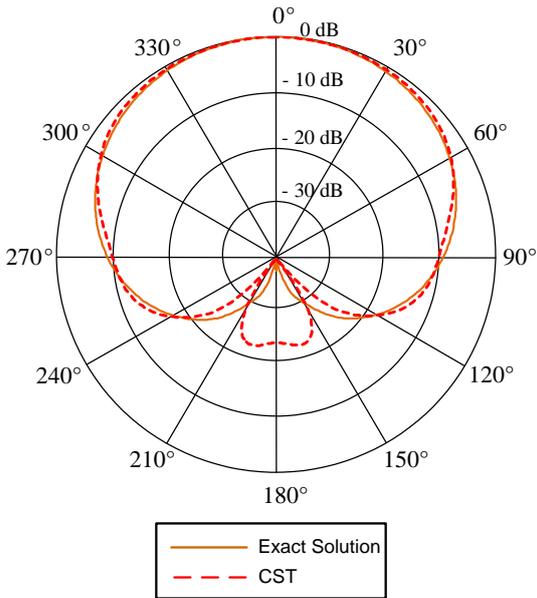
รูปที่ 3.5 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06\lambda$)



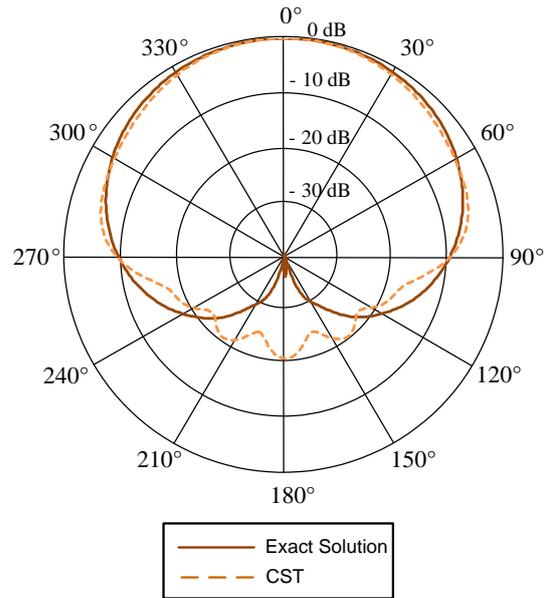
รูปที่ 3.6 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)



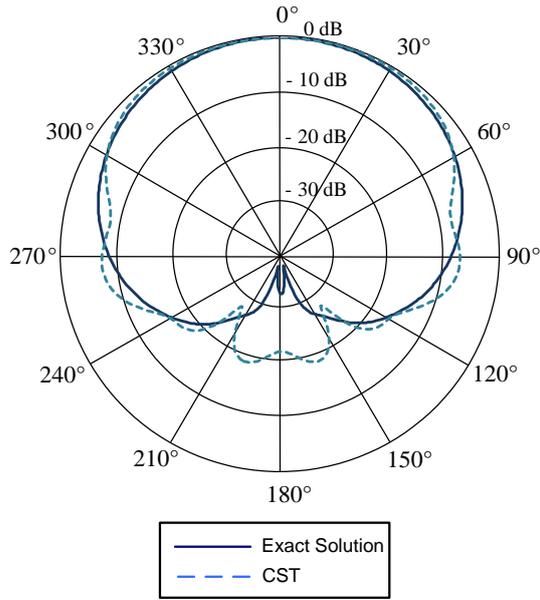
รูปที่ 3.7 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)



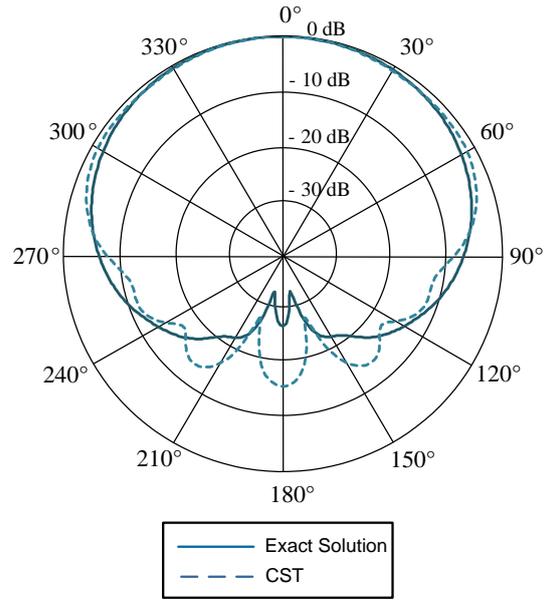
รูปที่ 3.8 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.12\lambda$)



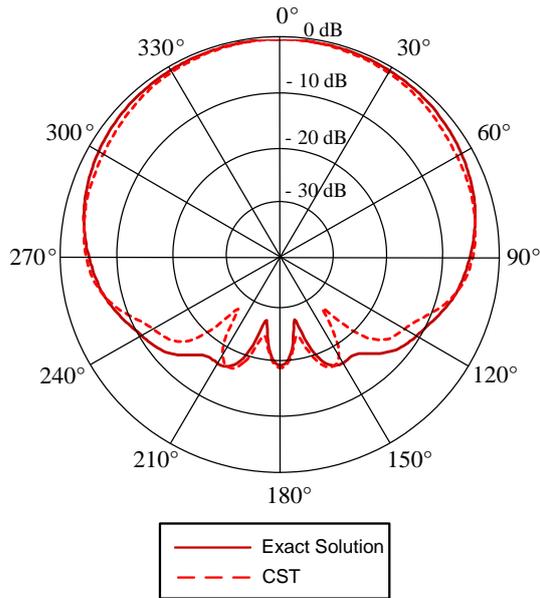
รูปที่ 3.9 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.14\lambda$)



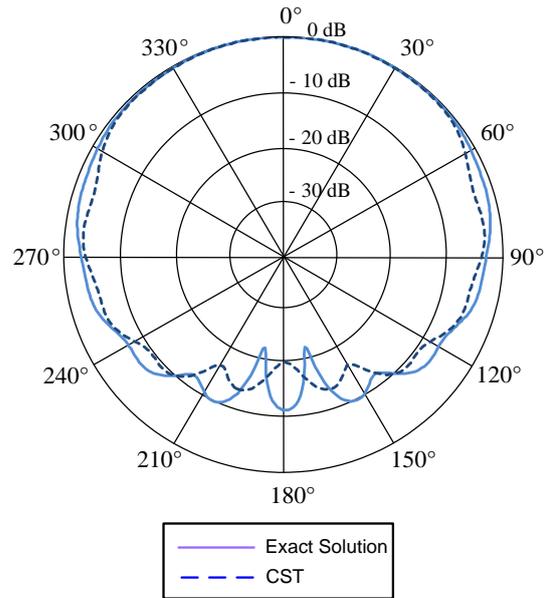
รูปที่ 3.10 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = \lambda, t = 0.16\lambda$)



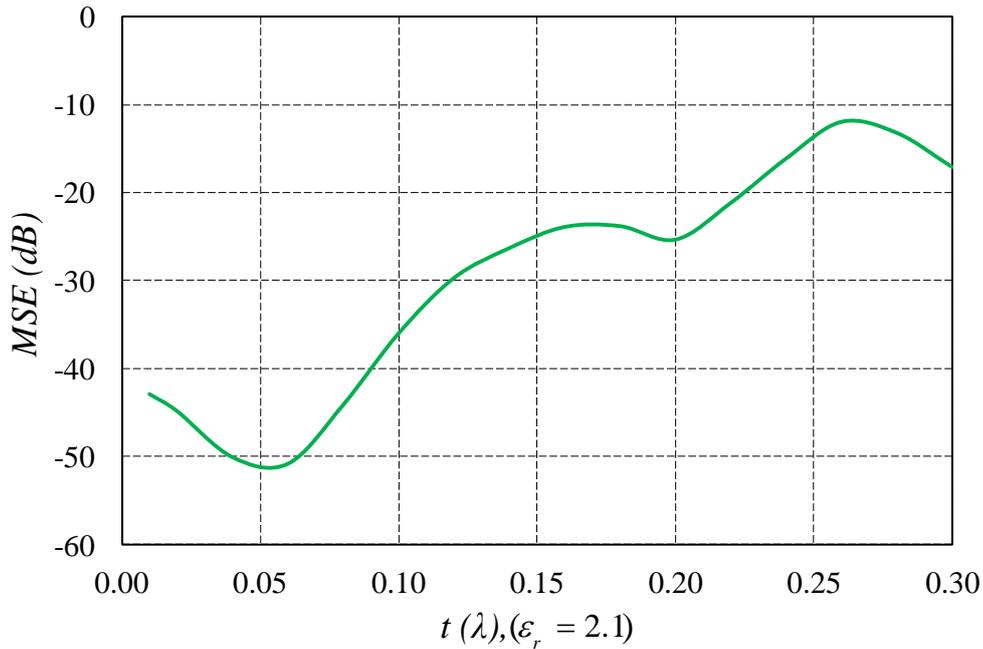
รูปที่ 3.11 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = \lambda, t = 0.18\lambda$)



รูปที่ 3.12 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = \lambda, t = 0.2\lambda$)



รูปที่ 3.13 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = \lambda, t = 0.22\lambda$)

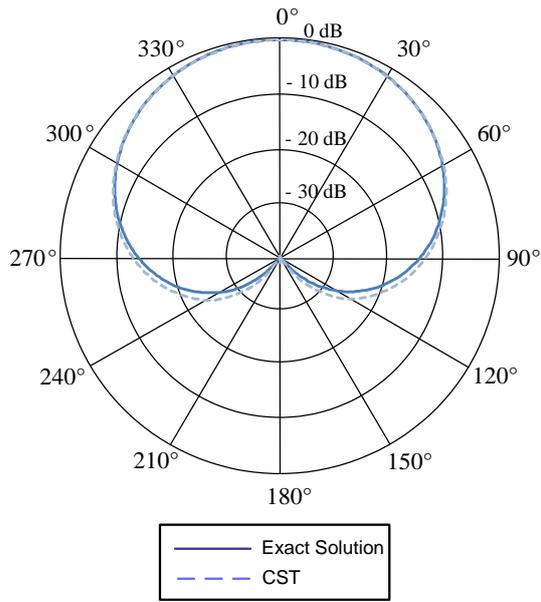


รูปที่ 3.14 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 ($a = \lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

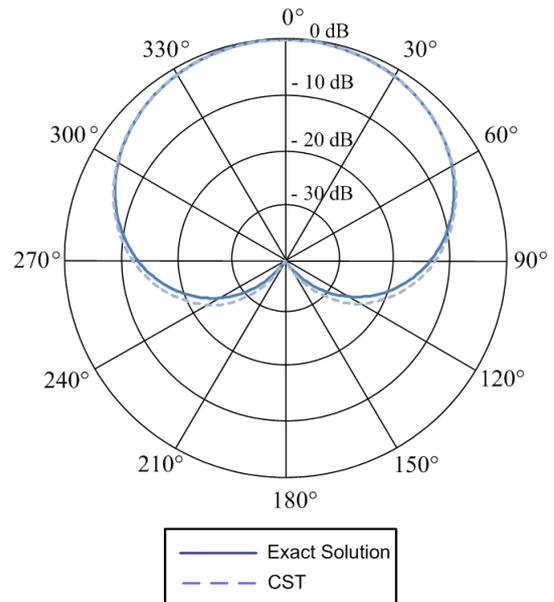
ในรูปที่ 3.14 จะเห็นได้ว่าผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการจำลองในโปรแกรม CST Microwave Studio โดยในช่วงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ระหว่าง $0.01 \lambda - 0.22 \lambda$ โดยในช่วงดังกล่าวค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -51 dB ถึง -20 dB

3.1.1.2 กรณีที่ 2: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

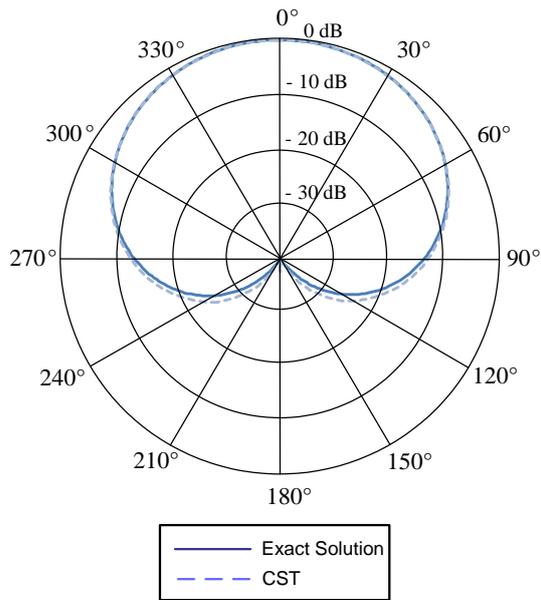
จากรูปที่ 3.15-3.26 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01 \lambda - 0.22 \lambda$) จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มีรูปแบบที่คล้ายคลึงกัน



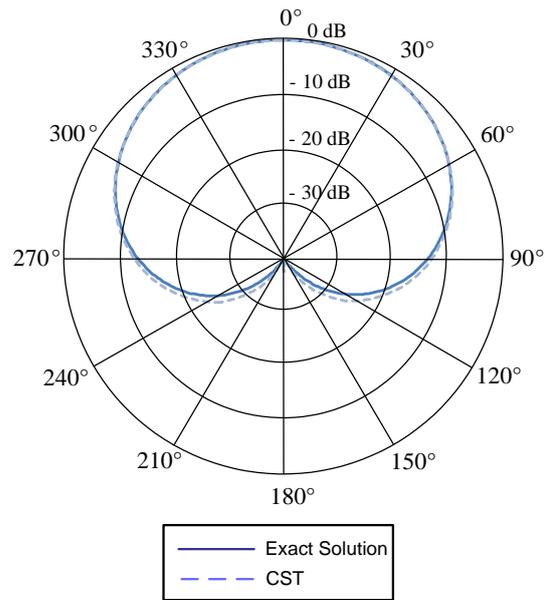
รูปที่ 3.15 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



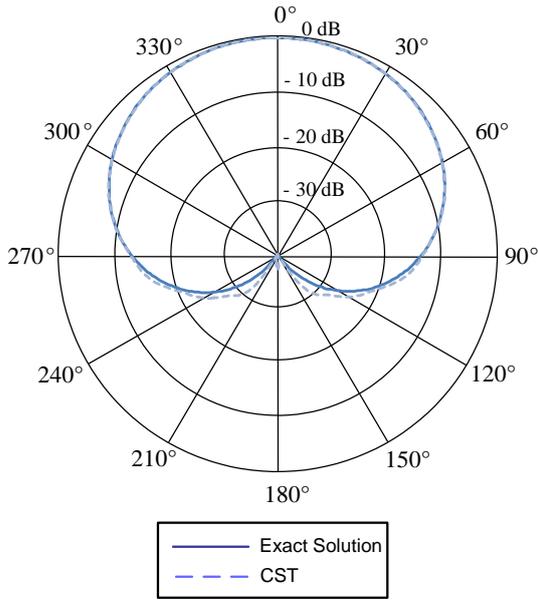
รูปที่ 3.16 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



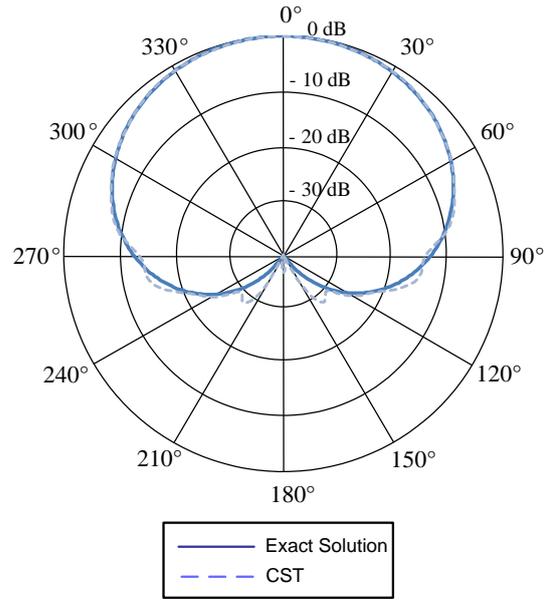
รูปที่ 3.17 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)



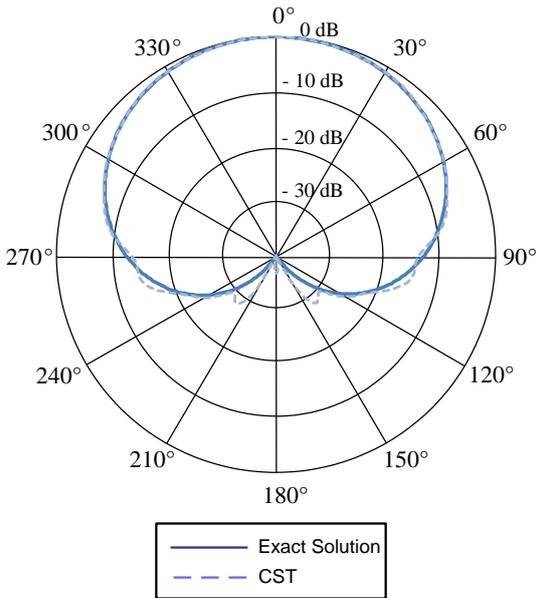
รูปที่ 3.18 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)



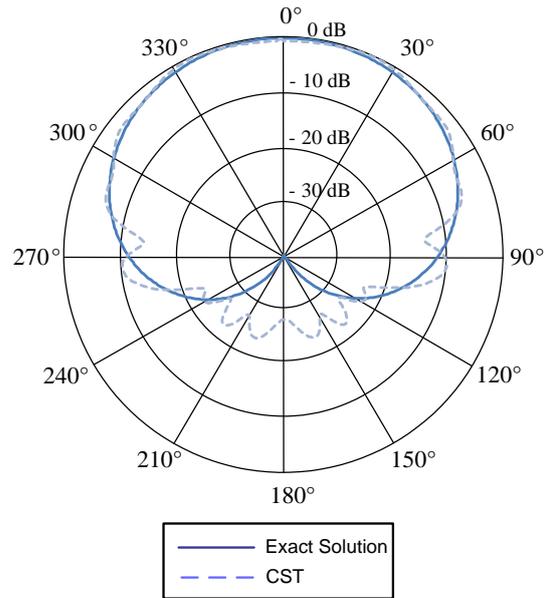
รูปที่ 3.19 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)



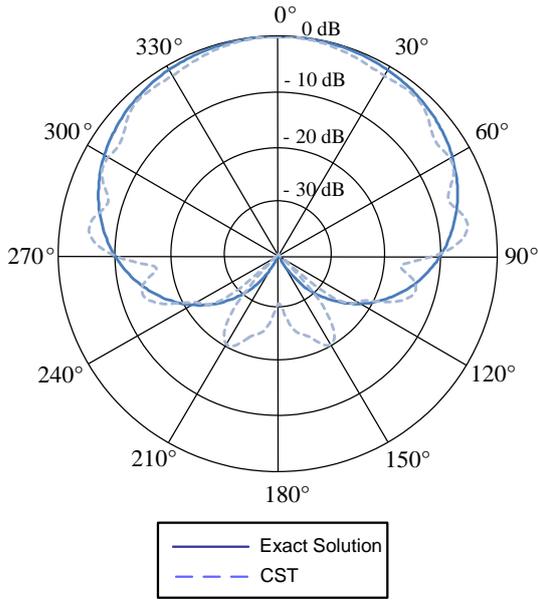
รูปที่ 3.20 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.11\lambda$)



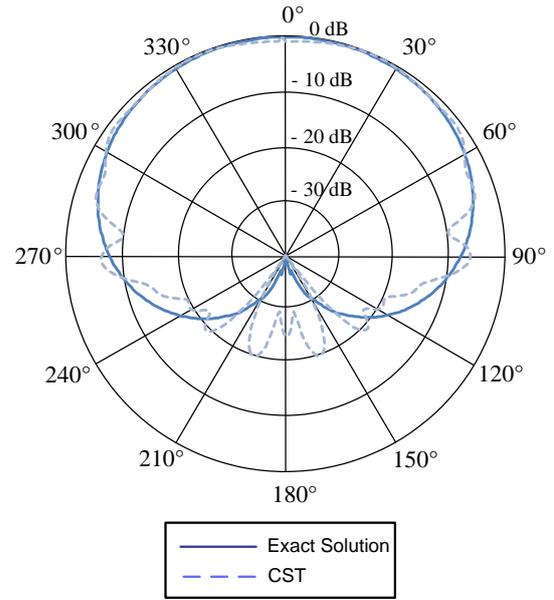
รูปที่ 3.21 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.12\lambda$)



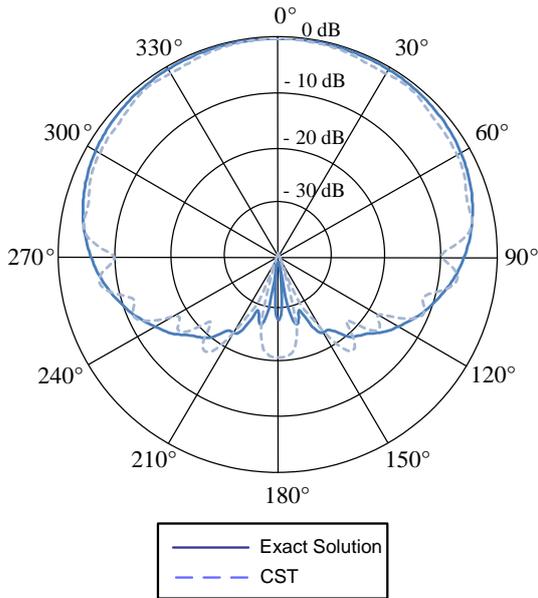
รูปที่ 3.22 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.14\lambda$)



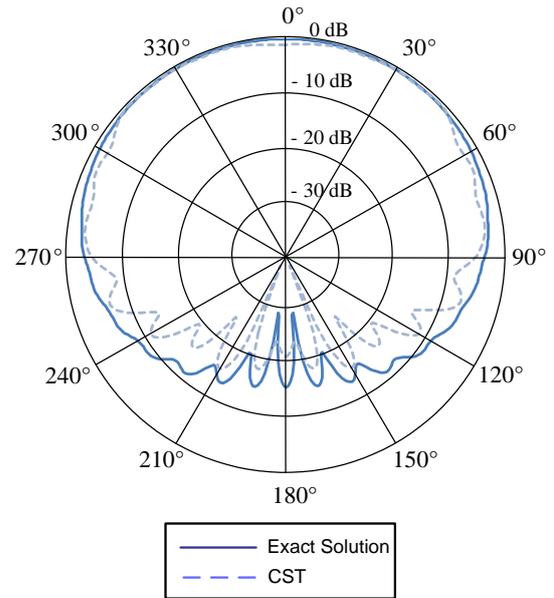
รูปที่ 3.23 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.16\lambda$)



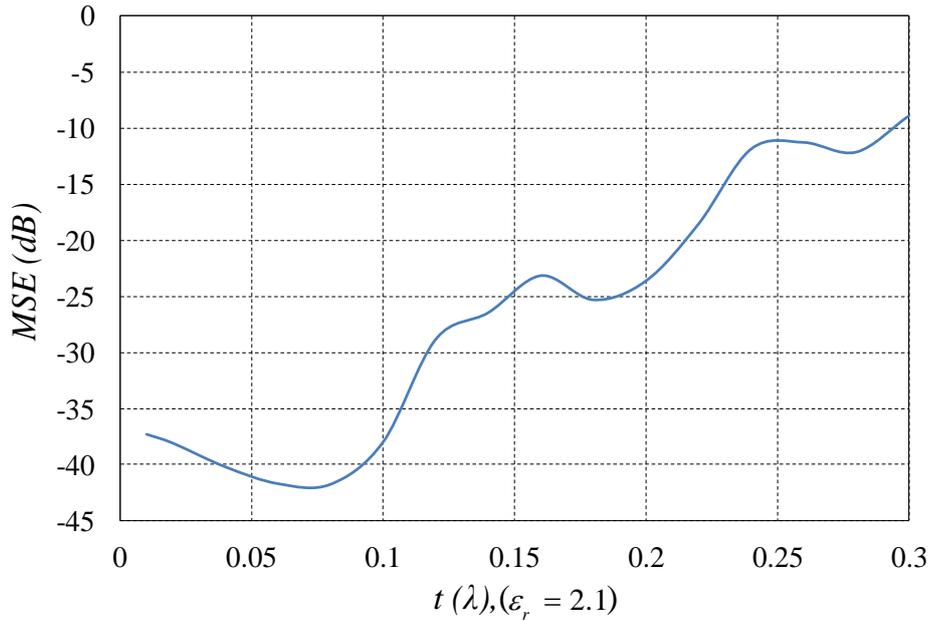
รูปที่ 3.24 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.18\lambda$)



รูปที่ 3.25 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.2\lambda$)



รูปที่ 3.26 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.22\lambda$)

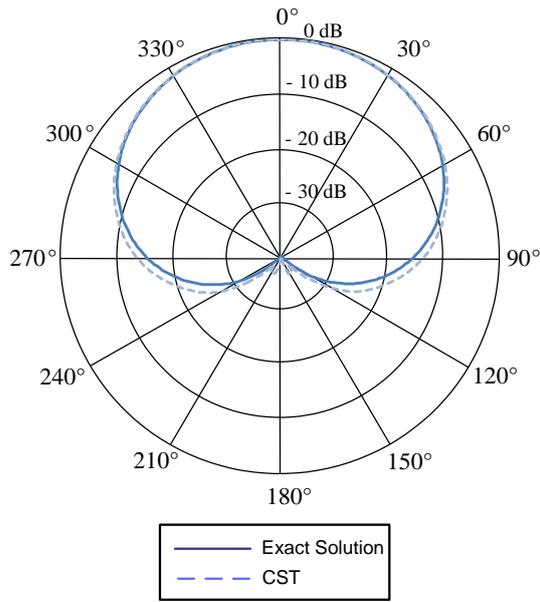


รูปที่ 3.27 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 2 ($a = 2\lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

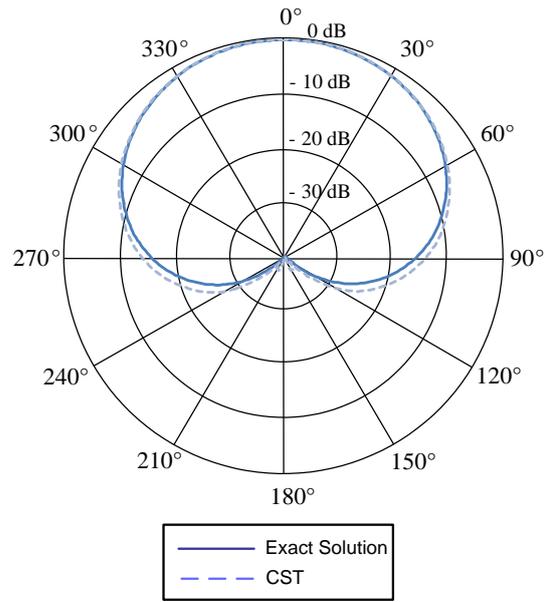
จากรูปที่ 3.27 ค่าคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -42 dB ถึง -20 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.20λ จะเห็นได้ว่าผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการจำลองในโปรแกรม CST Microwave Studio

3.1.1.3 กรณีที่ 3: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

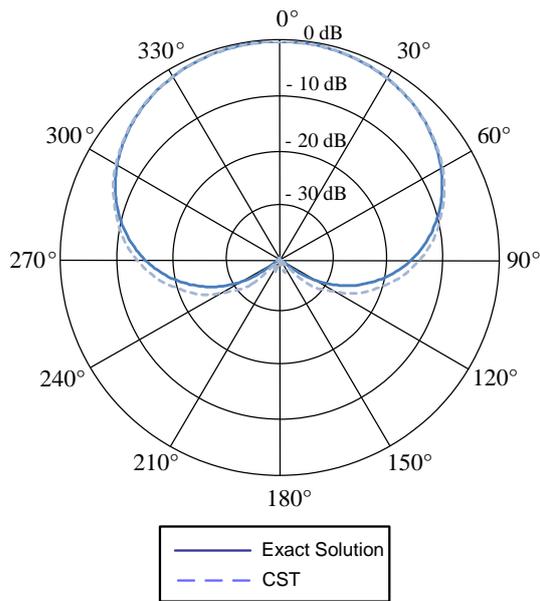
จากรูปที่ 3.28-3.39 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก (0.01λ - 0.22λ) จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มีรูปแบบที่คล้ายคลึงกัน



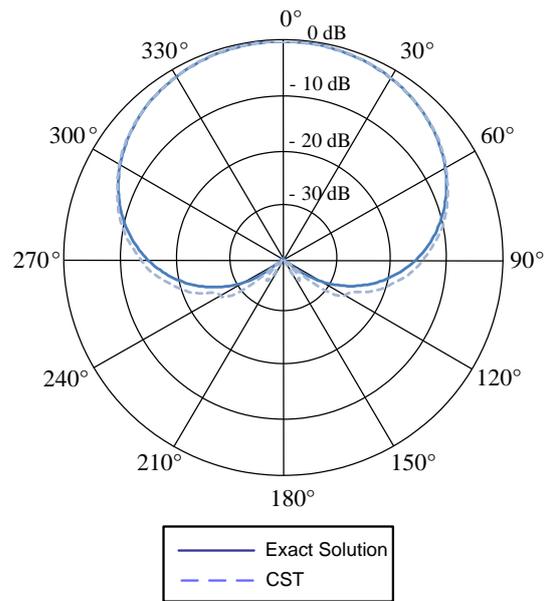
รูปที่ 3.28 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)



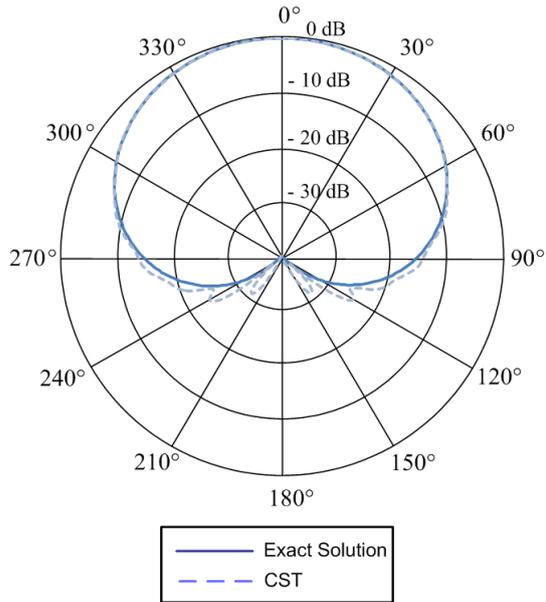
รูปที่ 3.29 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)



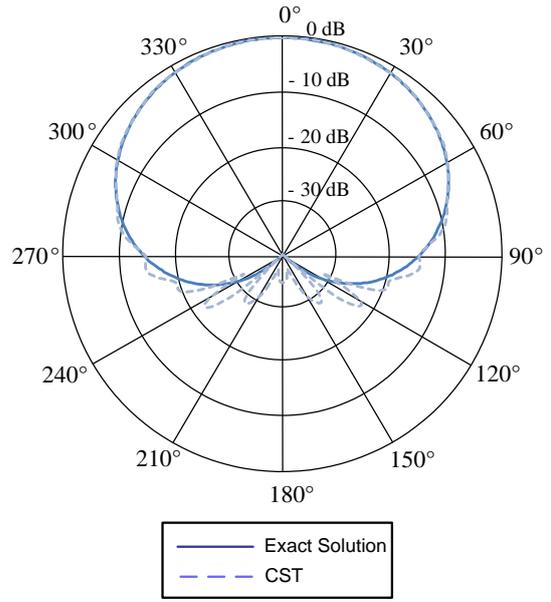
รูปที่ 3.30 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)



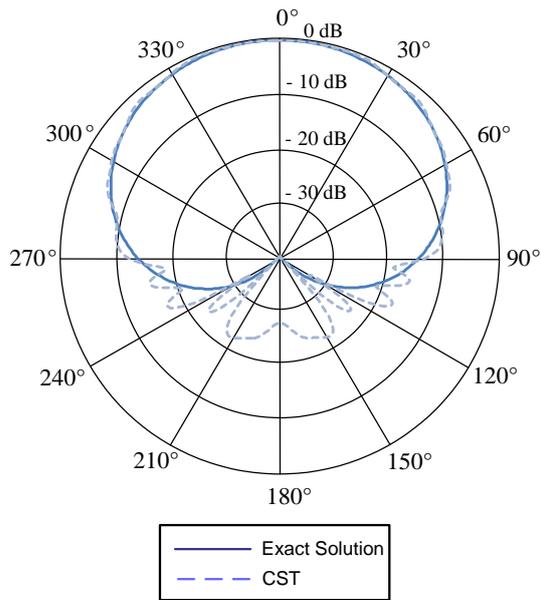
รูปที่ 3.31 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



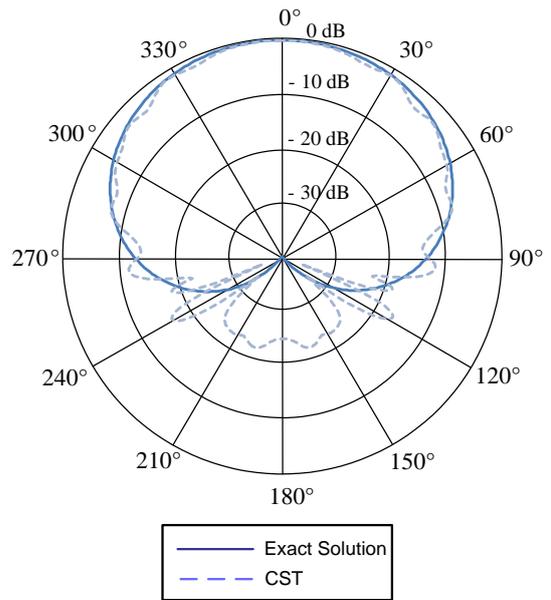
รูปที่ 3.32 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)



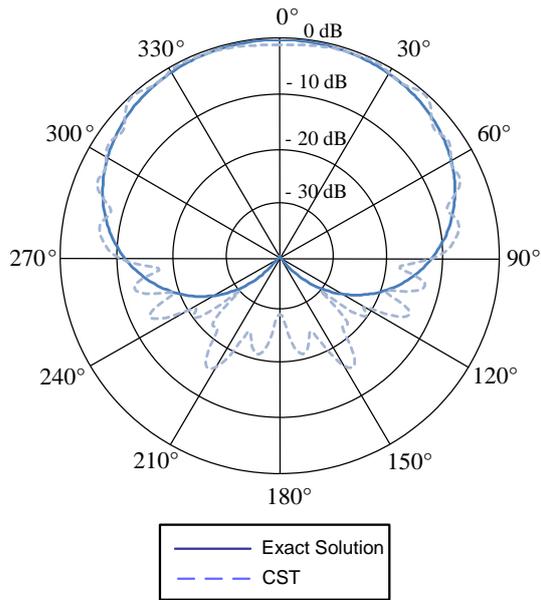
รูปที่ 3.33 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.11\lambda$)



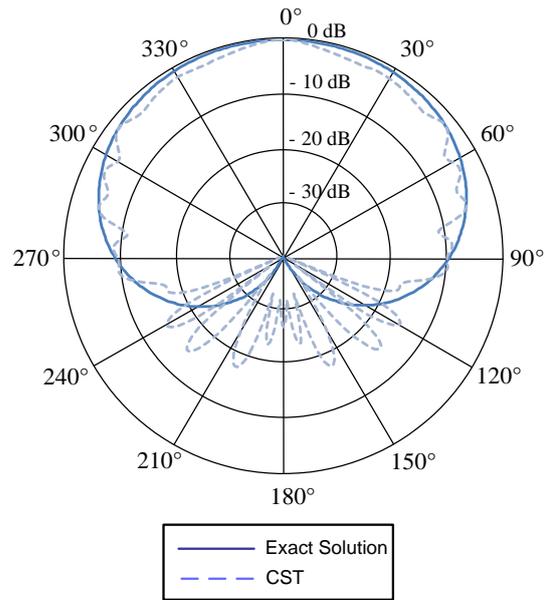
รูปที่ 3.34 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.12\lambda$)



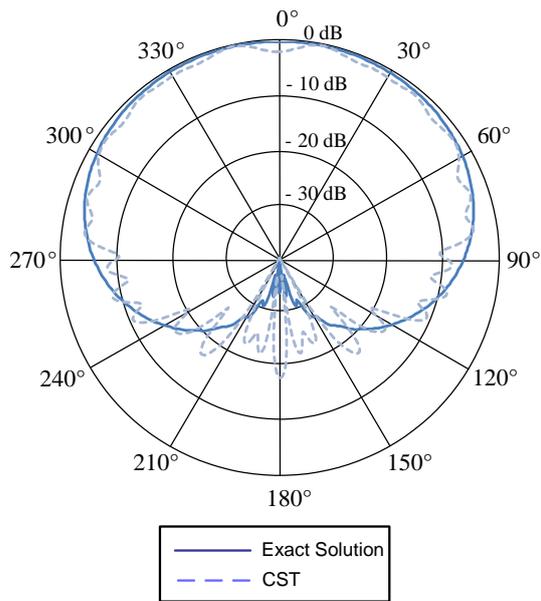
รูปที่ 3.35 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.14\lambda$)



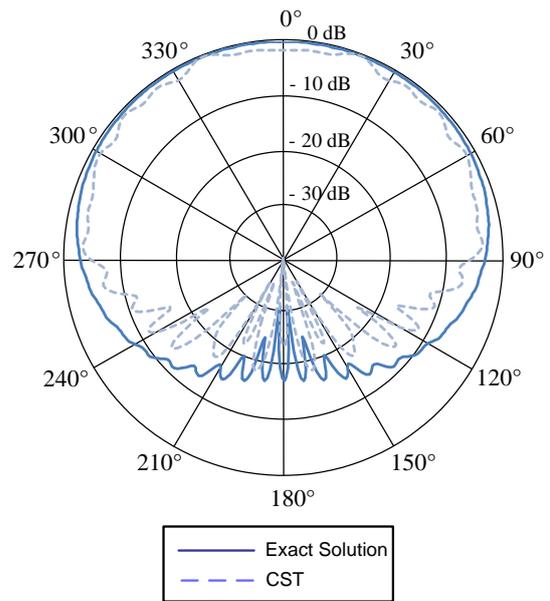
รูปที่ 3.36 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.16\lambda$)



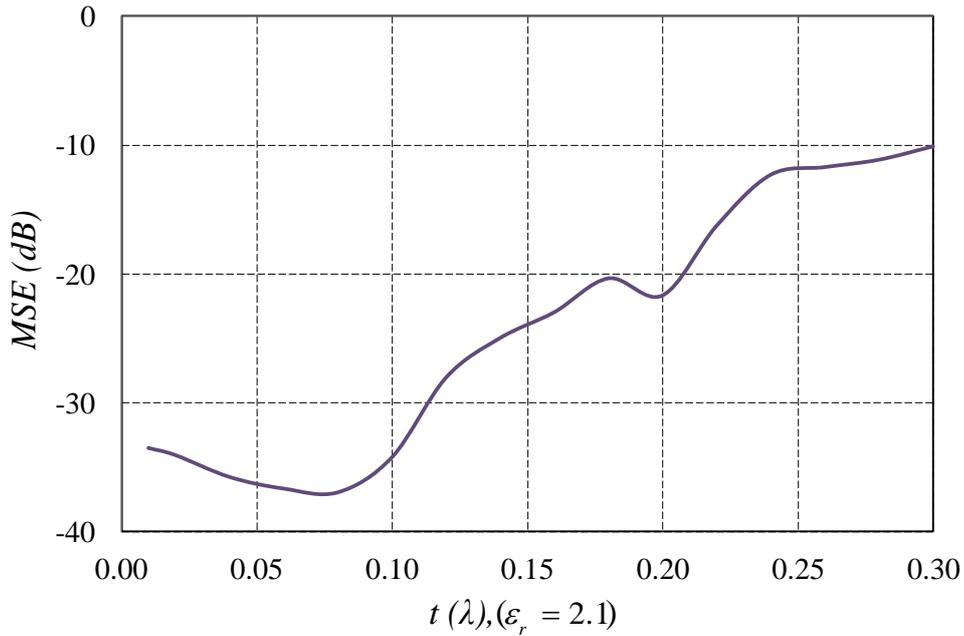
รูปที่ 3.37 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.18\lambda$)



รูปที่ 3.38 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.2\lambda$)

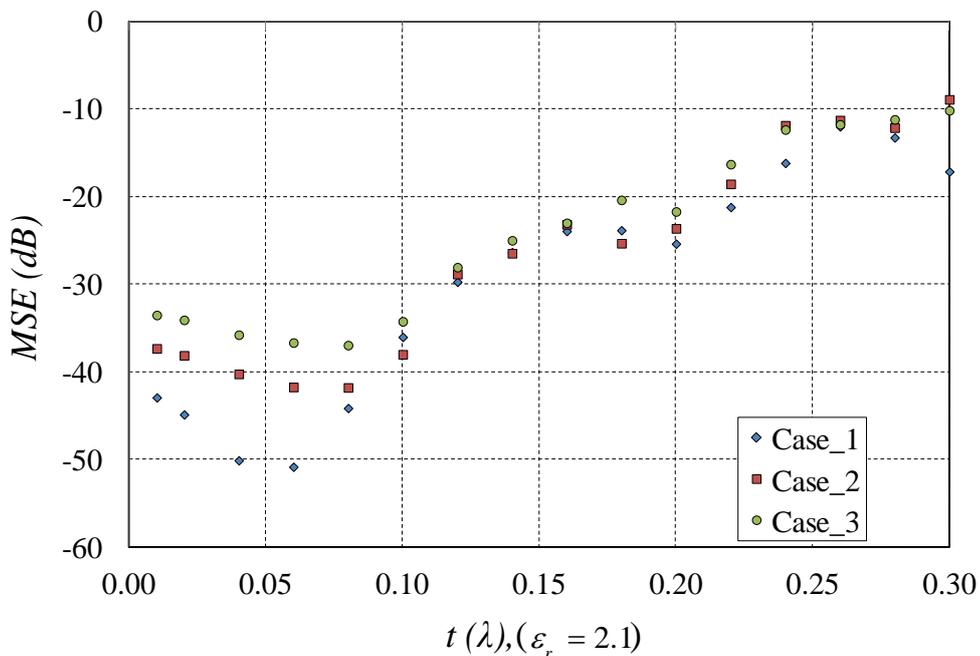


รูปที่ 3.39 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.22\lambda$)



รูปที่ 3.40 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 3 ($a = 3\lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

รูปที่ 3.40 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่กำหนดให้กระบอกมีรัศมีเท่ากับ 3λ และถูกหุ้มด้วยตัววัสดุไดอิเล็กตริกที่มี $\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$ ด้วยความหนา $(0.01\lambda - 0.2\lambda)$ จะเห็นได้ว่า ผลเฉลยจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นมีค่าที่ใกล้เคียงกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยระหว่างค่าความหนาของวัสดุเคลือบที่ $0.01\lambda - 0.2\lambda$ จะมีค่าเท่ากับ -30 dB



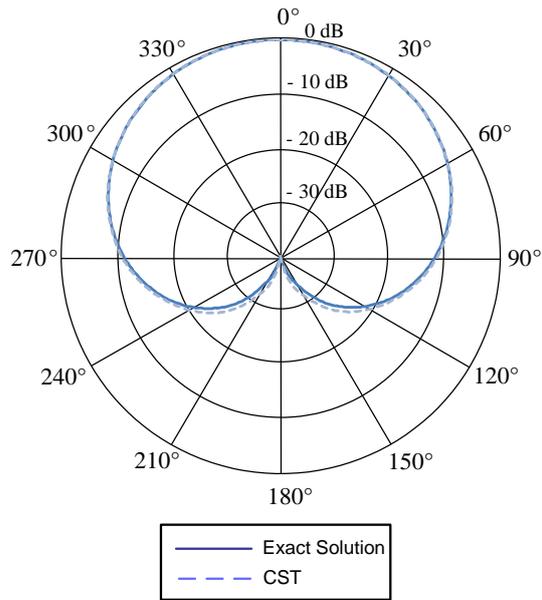
รูปที่ 3.41 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 2 และกรณีที่ 3

จากรูปที่ 3.38 เป็นการเปรียบเทียบค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย ระหว่างกรณีที่ 1 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ λ หุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) Teflon ที่มีความหนา $0.01\lambda - 0.3\lambda$ เปรียบเทียบกับกรณีที่ 2 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 2λ หุ้มด้วย Teflon ที่มีความหนา $0.01\lambda - 0.3\lambda$ และเป็นการเปรียบเทียบค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยระหว่างกรณีที่ 3 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 3λ หุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก จะพบว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 1 จะให้ผลที่ดีกว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 2 และค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 3 จะให้ผลที่ด้อยที่สุดในสามกรณีศึกษา ซึ่งหมายความว่าเมื่อค่ารัศมีทรงกระบอกมีค่าที่กว้างขึ้นค่าความแตกต่างระหว่างการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio กับผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะมีความคลาดเคลื่อนมากขึ้น แต่อย่างไรก็ตามจากกราฟจะพบว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย ของทั้งสองกรณีมีความสอดคล้องกันคือค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะแปรผกผันกับค่าความหนาของวัสดุที่นำมาเคลือบ

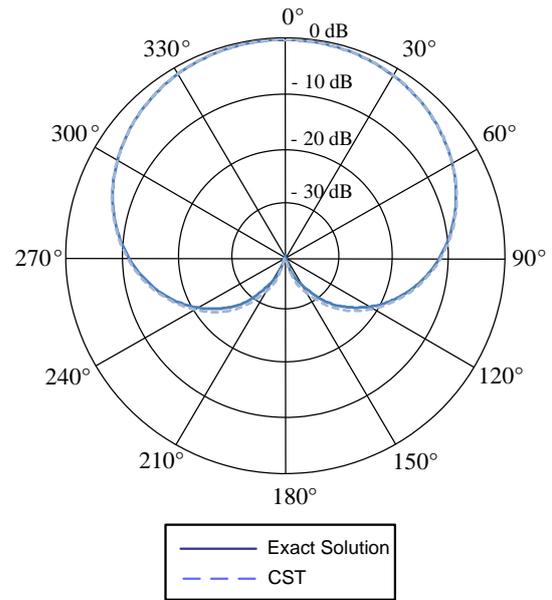
3.1.2 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

3.1.2.1 กรณีที่ 4: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

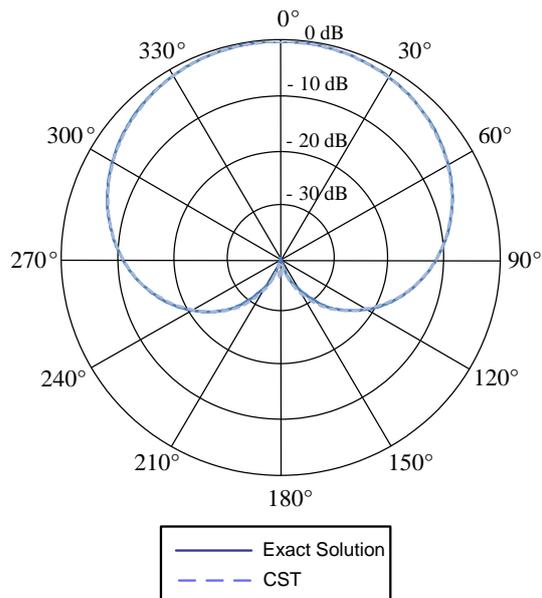
จากรูปที่ 3.42-3.47 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มีรูปแบบที่คล้ายคลึงกันในช่วงความหนาที่ $0.01\lambda - 0.08\lambda$ โดยเมื่อค่าความหนาเพิ่มขึ้นสูงกว่า 0.08λ ค่าความคลาดเคลื่อนจะมีความผิดพลาดมากขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 3.47 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane เมื่อ ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$) จะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จากโปรแกรม CST Microwave Studio นั้นมีความแตกต่างกันเป็นอย่างมาก



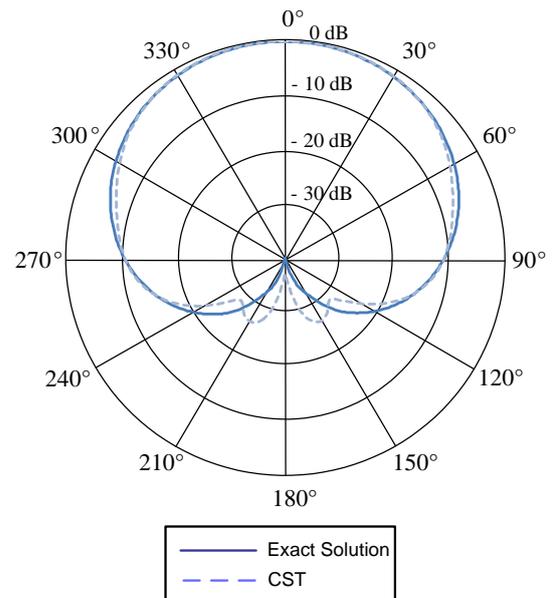
รูปที่ 3.42 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01\lambda$)



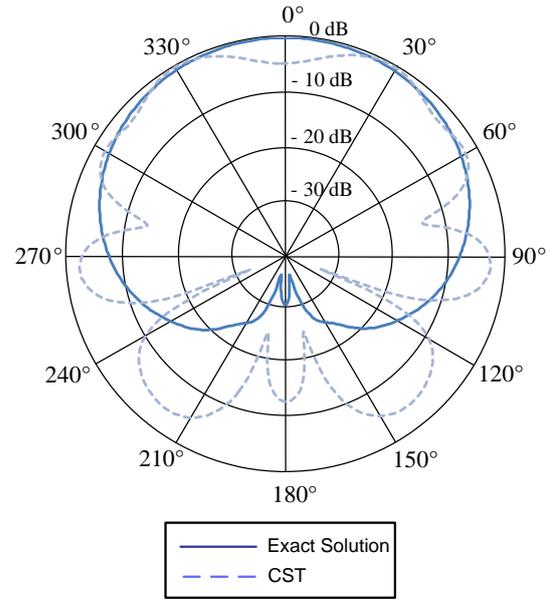
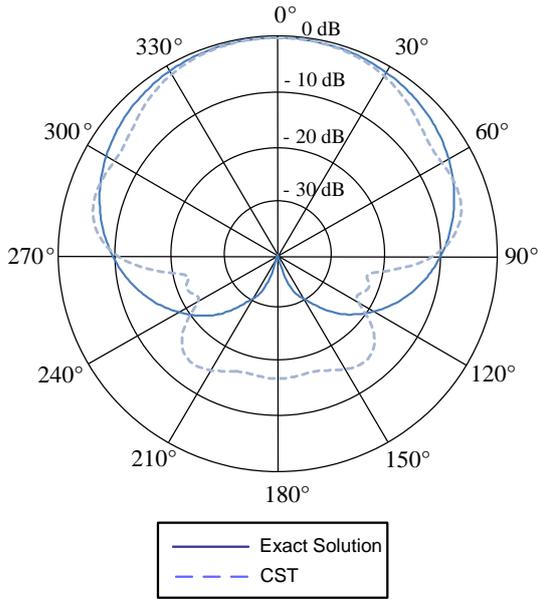
รูปที่ 3.43 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02\lambda$)



รูปที่ 3.44 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04\lambda$)

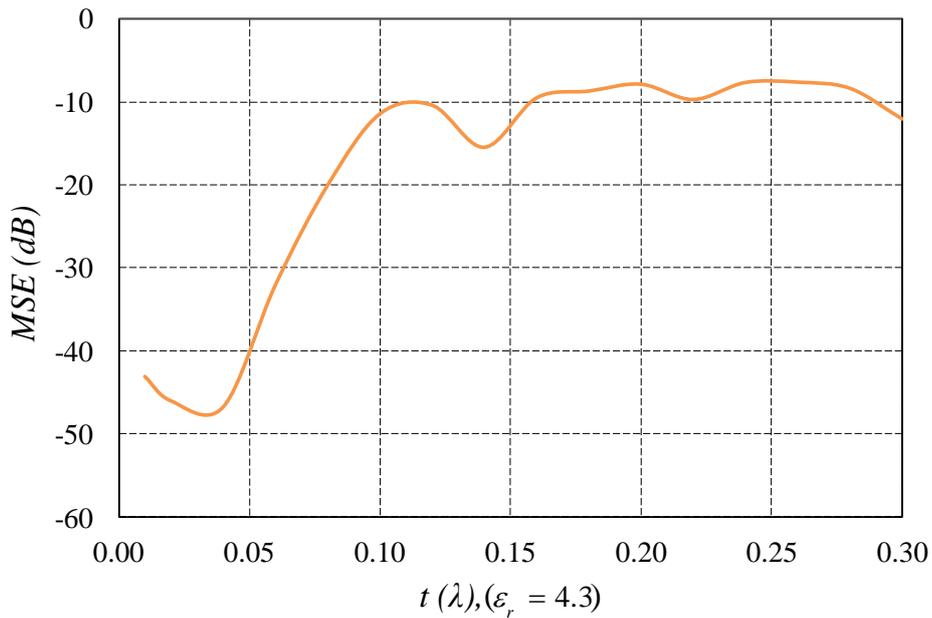


รูปที่ 3.45 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.46 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)

รูปที่ 3.47 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)

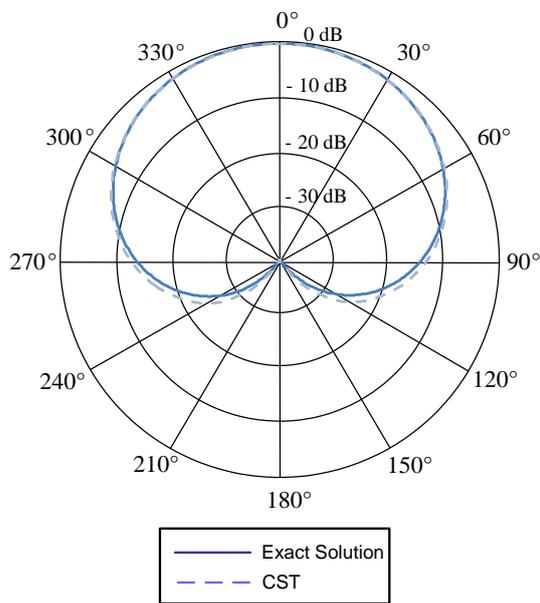


รูปที่ 3.48 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 4 ($a = \lambda, \epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

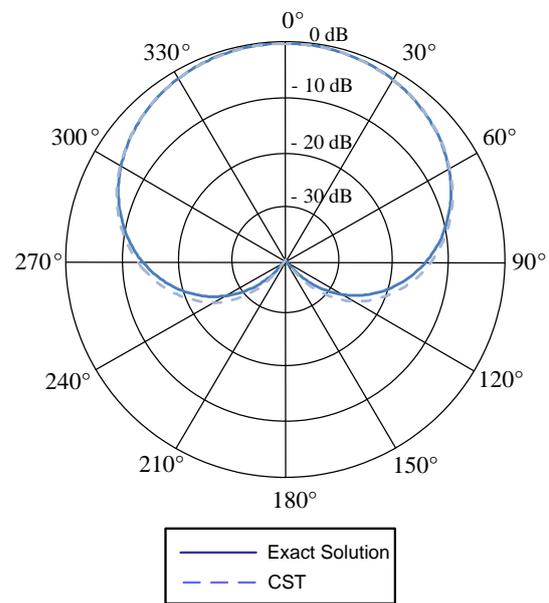
จากรูปที่ 3.48 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -46.72 dB ถึง -20 dB ด้วยความหนาระหว่าง $0.01\lambda - 0.08\lambda$ จะเห็นได้ว่าผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการจำลองในโปรแกรม CST Microwave Studio โดยในช่วงความหนาดังกล่าวของวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

3.1.2.2 กรณีที่ 5: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอก
ขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

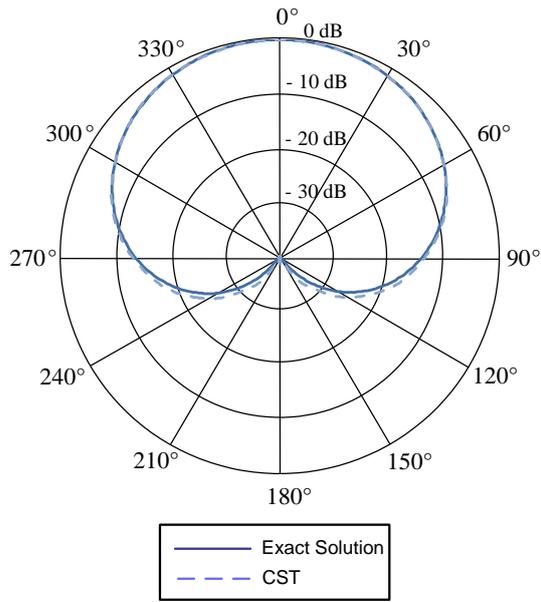
แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) แสดงในรูปที่ 3.49-3.54 โดยในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.08\lambda$ จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio โดยเมื่อค่าความหนาเพิ่มขึ้นสูงกว่า 0.08 ค่าความคลาดเคลื่อนจะมีความผิดพลาดมากขึ้น



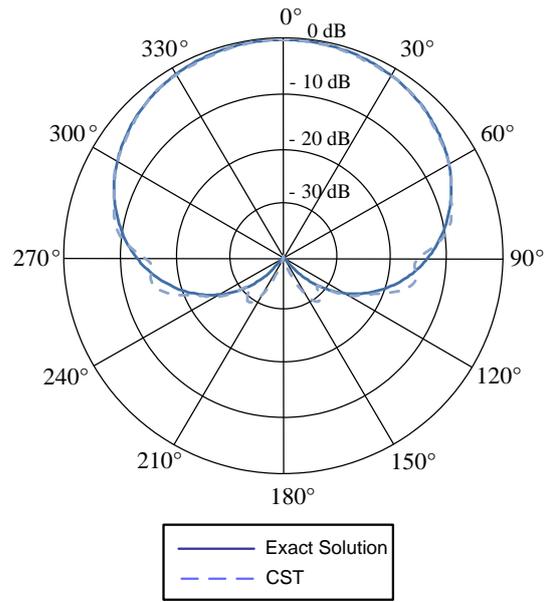
รูปที่ 3.49 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



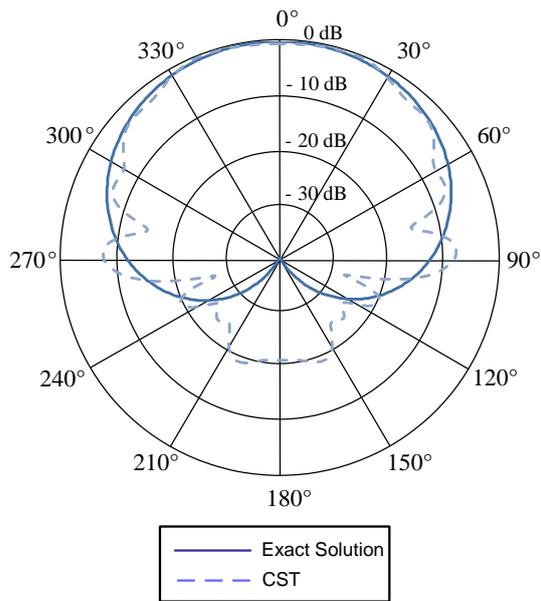
รูปที่ 3.50 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



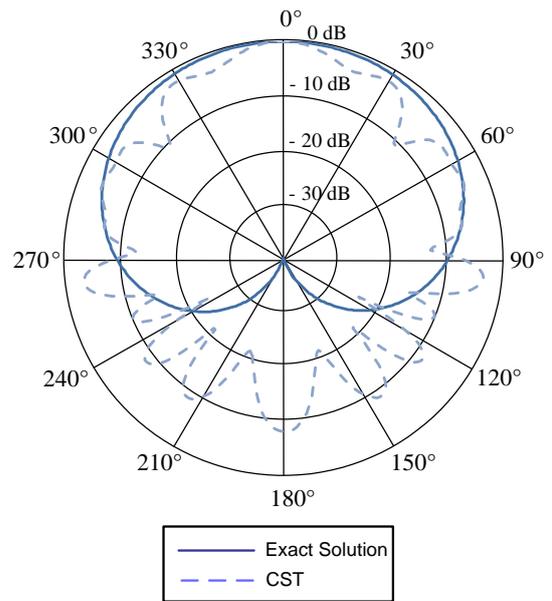
รูปที่ 3.51 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)



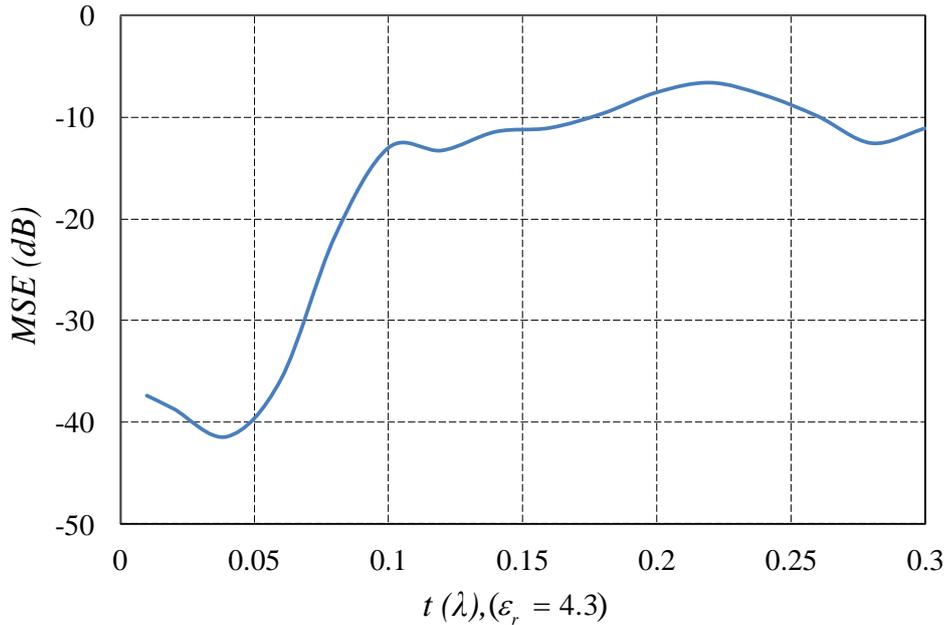
รูปที่ 3.52 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.53 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)



รูปที่ 3.54 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.1\lambda$)

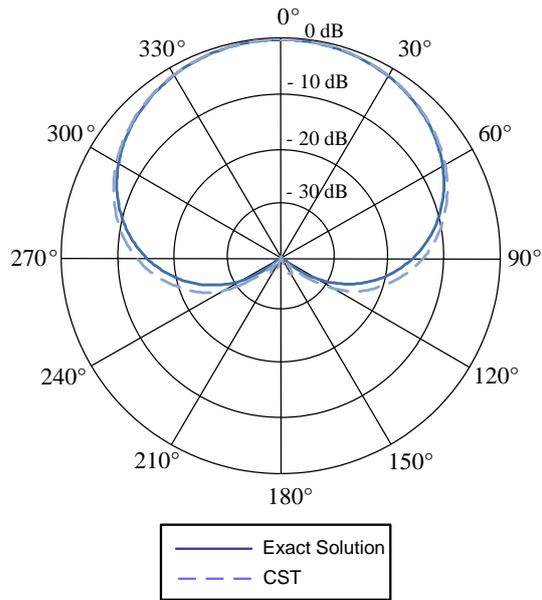


รูปที่ 3.55 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 5 ($a = 2\lambda$, $\epsilon_r = 4.3$, $\mu = 1$)

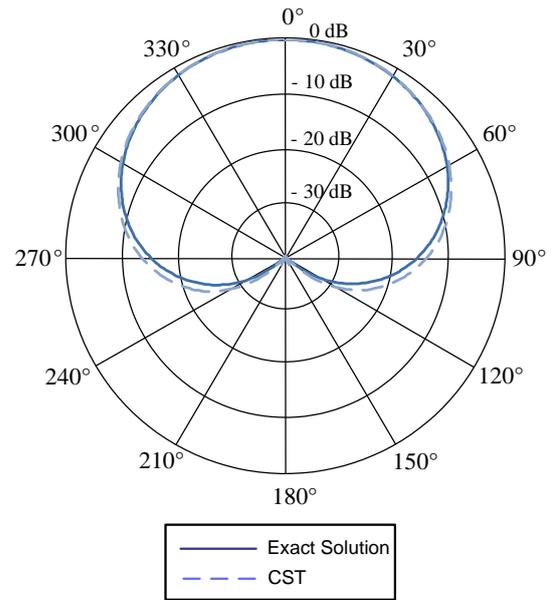
จากกราฟค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่กำหนดให้กระบอกมีรัศมีค่าเท่ากับ 2λ และถูกหุ้มด้วยด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกที่มี $\epsilon_r = 4.3$, $\mu = 1$ ด้วยความหนา ($0.01\lambda - 0.3\lambda$) จะเห็นได้ว่าผลเฉลี่ยจากผลเฉลี่ยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นมีค่าที่ใกล้เคียงกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าเฉลี่ยระหว่างค่าความหนาของวัสดุเคลือบที่ $0.01\lambda - 0.08\lambda$ จะมีค่าเท่ากับ -35 dB

3.1.2.3 กรณีที่ 6: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3$, $\mu = 1$)

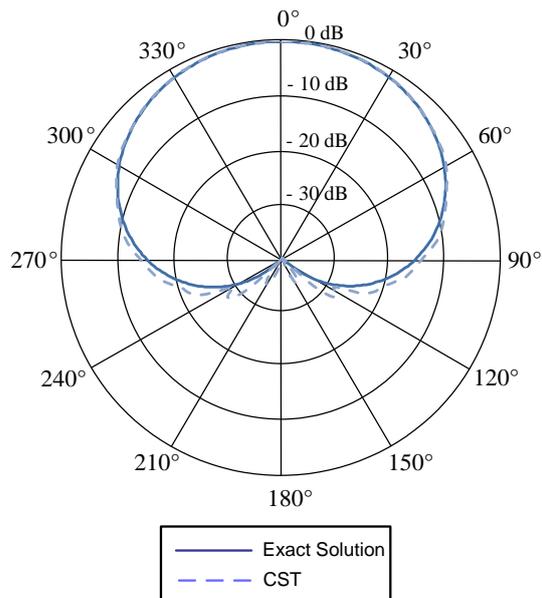
ในกรณีที่ 6 นี้คือ แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3$, $\mu = 1$) ในรูปที่ 3.56-3.61 จะเป็นการแสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane เมื่อเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลี่ยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio จะมีผลที่คล้ายคลึงกัน ในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.08\lambda$ โดยเมื่อค่าความหนาเพิ่มขึ้นสูงกว่า 0.08λ ค่าความคลาดเคลื่อนจะมีความผิดพลาดมากขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 3.61 เมื่อความหนาของไดอิเล็กตริกถูกเพิ่มขึ้นสูงถึง 0.1λ แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบสนามไฟฟ้า จะมีความแตกต่างกันอย่างชัดเจน



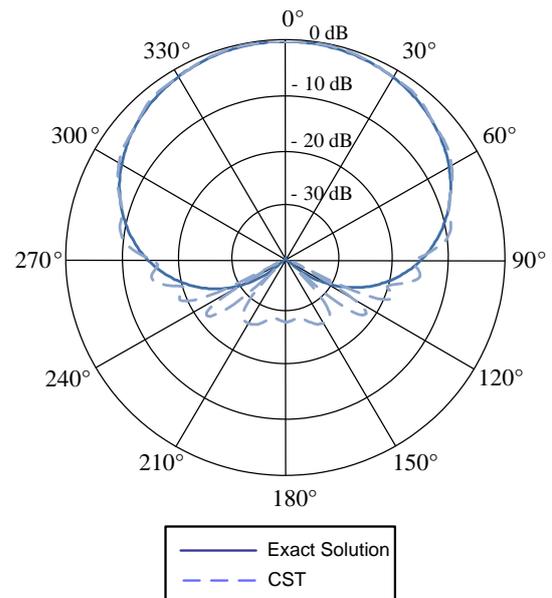
รูปที่ 3.56 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)



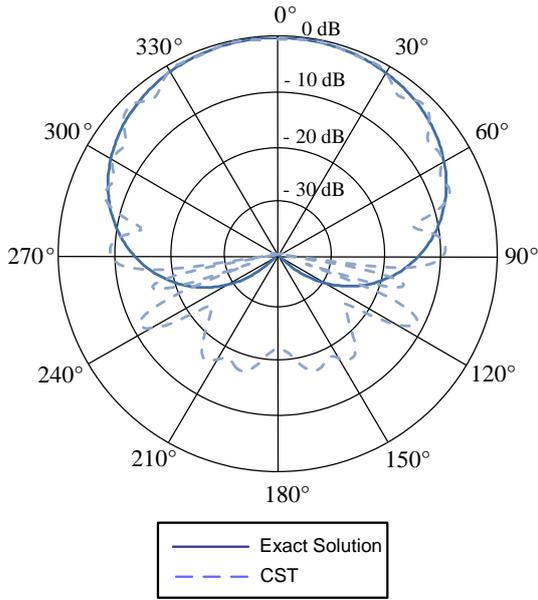
รูปที่ 3.57 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)



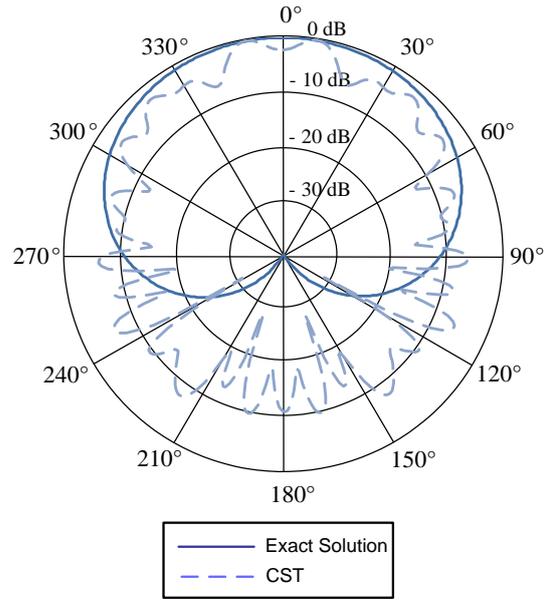
รูปที่ 3.58 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)



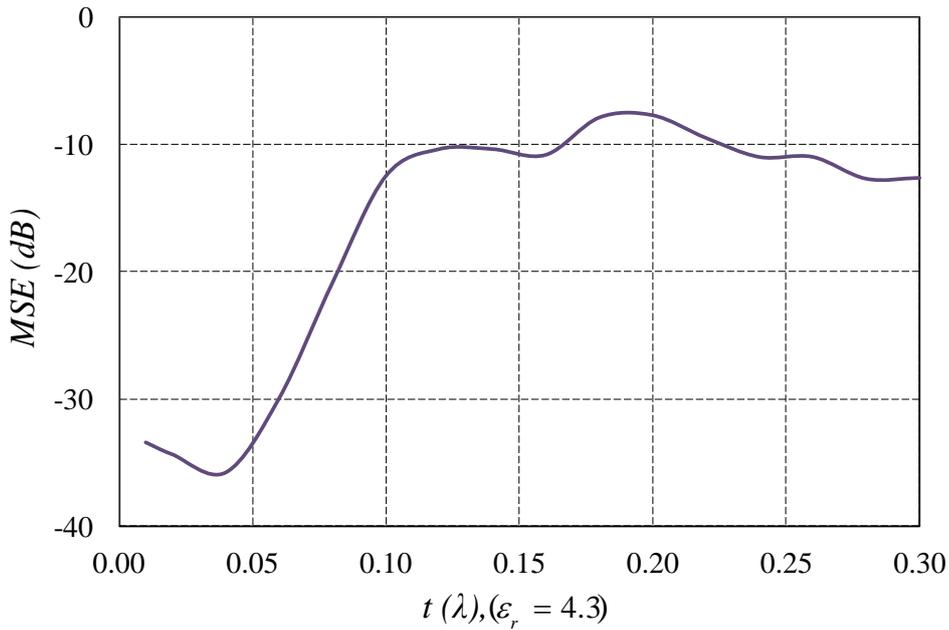
รูปที่ 3.59 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.60 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)

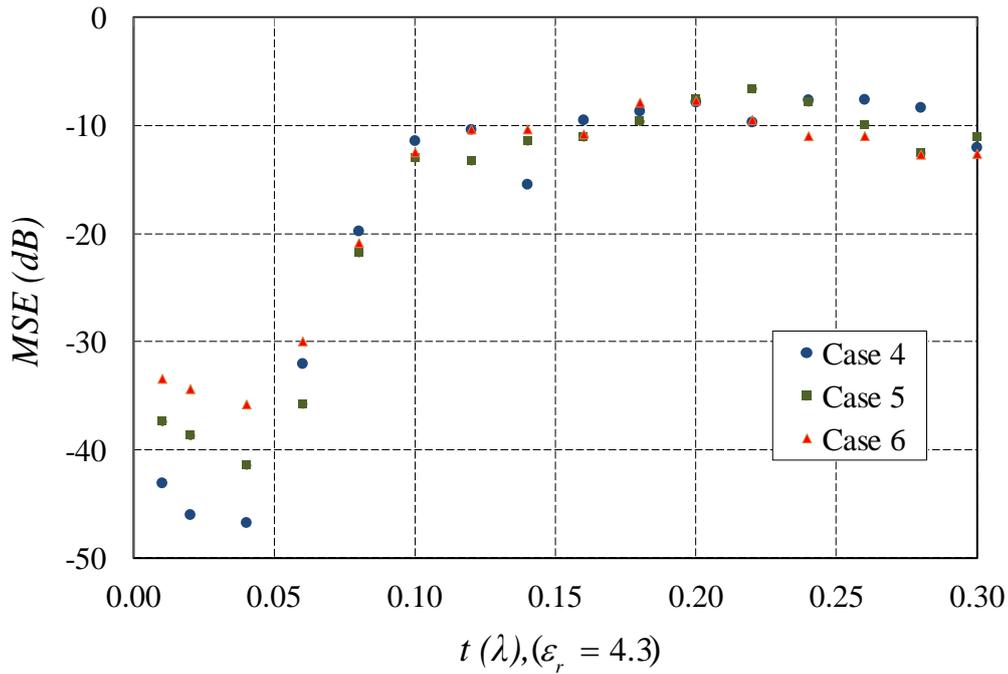


รูปที่ 3.61 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.1\lambda$)



รูปที่ 3.62 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 6 ($a = 3\lambda, \epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

จากรูปที่ 62 จะเห็นได้ว่าผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการจำลองในโปรแกรม CST Microwave Studio โดยในช่วงความหนาดังกล่าวของวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) กำหนดให้รัศมีของทรงกระบอกมีค่าเท่ากับ 3λ ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -35.7 dB ถึง -20 dB ด้วยความหนาระหว่าง 0.01λ - 0.08λ



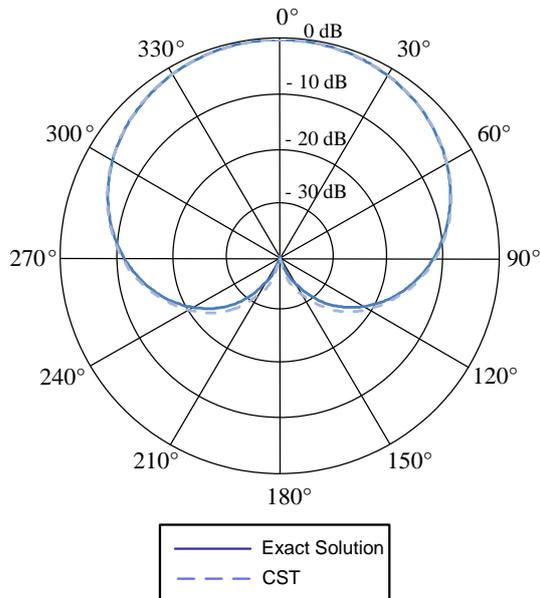
รูปที่ 3.63 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 4 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 5 และกรณีที่ 6

จากรูปที่ 3.63 เป็นการเปรียบเทียบค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยระหว่างกรณีที่ 4 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ λ หุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) FR-4 ที่มีความหนา $0.01\lambda - 0.3\lambda$ เปรียบเทียบกับกรณีที่ 5 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 2λ หุ้มด้วย Teflon ที่มีความหนา $0.01\lambda - 0.3\lambda$ และเป็น การเปรียบเทียบค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย ระหว่างกรณีที่ 6 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 3λ หุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 6 จะให้ผลที่น้อยที่สุดในสามกรณีที่ทำการศึกษา ซึ่งจะพบว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 5 จะให้ผลที่น้อยกว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่ 4 ซึ่งหมายความว่าเมื่อค่ารัศมีทรงกระบอกมีค่าที่กว้างขึ้นค่าความแตกต่างระหว่างการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio กับผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะมีความคลาดเคลื่อนมากขึ้น แต่อย่างไรก็ตามจากกราฟจะพบว่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของทั้งสองกรณีจะสอดคล้องกันคือค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะแปรผันตรงกับค่าความหนาของวัสดุที่นำมาเคลือบ

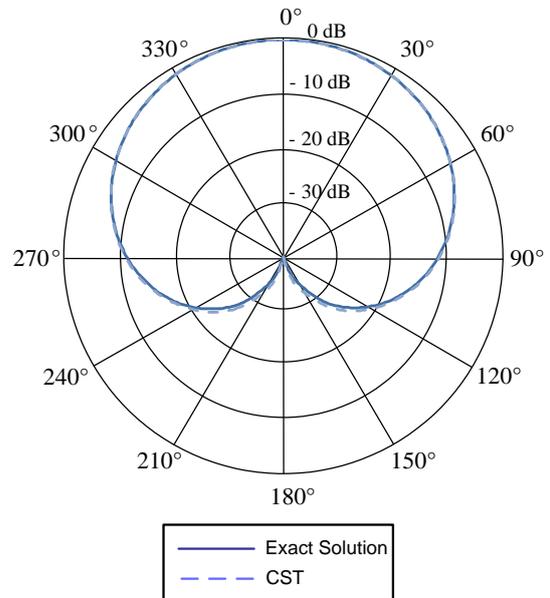
3.1.3 แพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)

3.1.3.1 กรณีที่ 7: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)

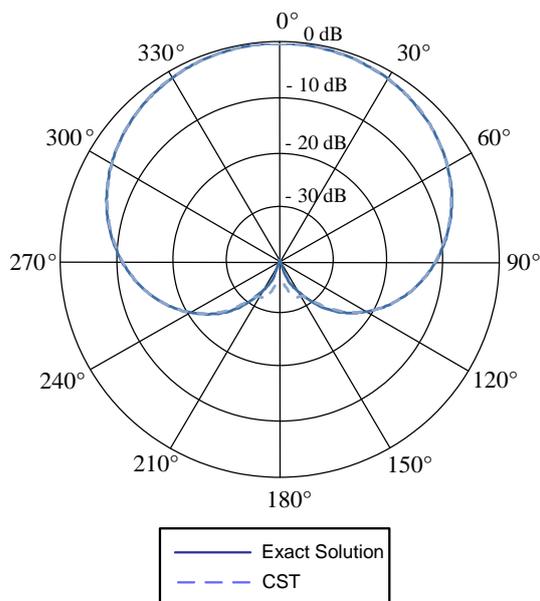
รูปที่ 3.64-3.69 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio จะมีผลที่ใกล้เคียงกัน ในช่วงความหนา 0.01λ - 0.06λ



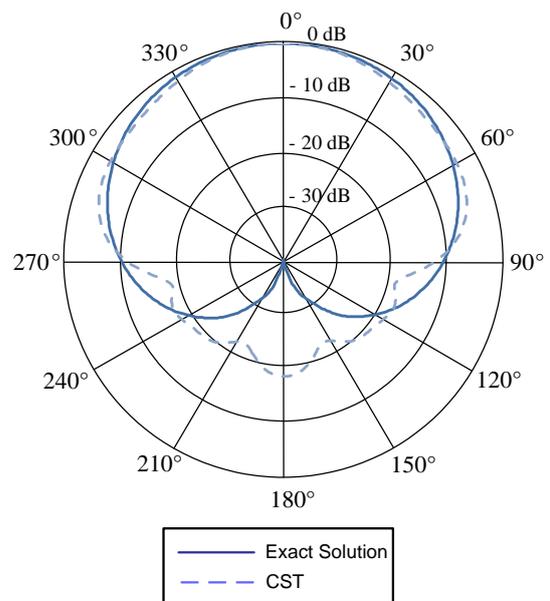
รูปที่ 3.64 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01 \lambda$)



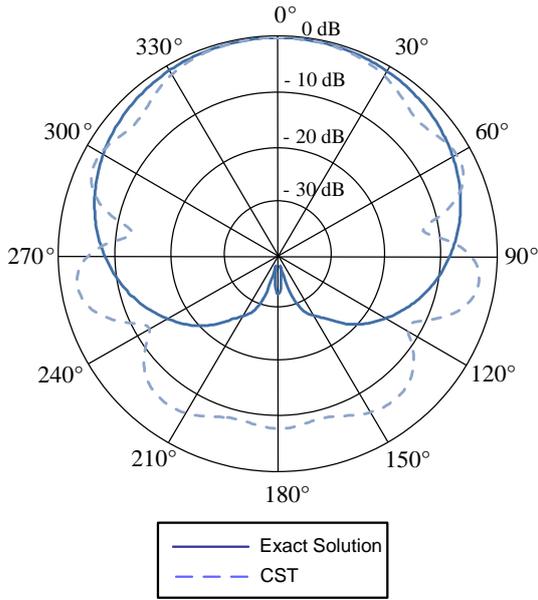
รูปที่ 3.65 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02 \lambda$)



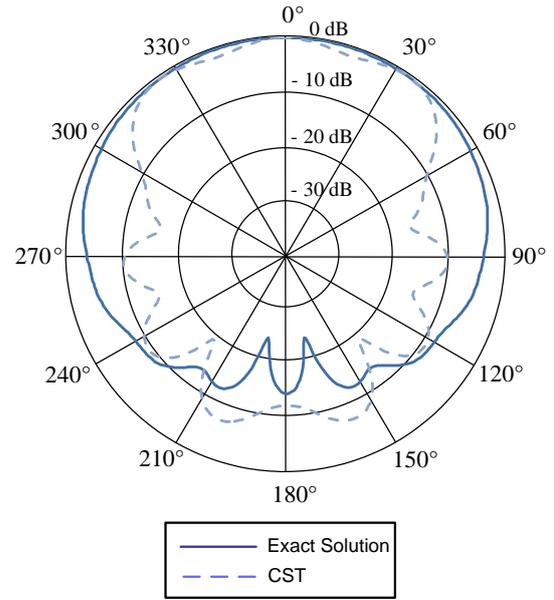
รูปที่ 3.66 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04 \lambda$)



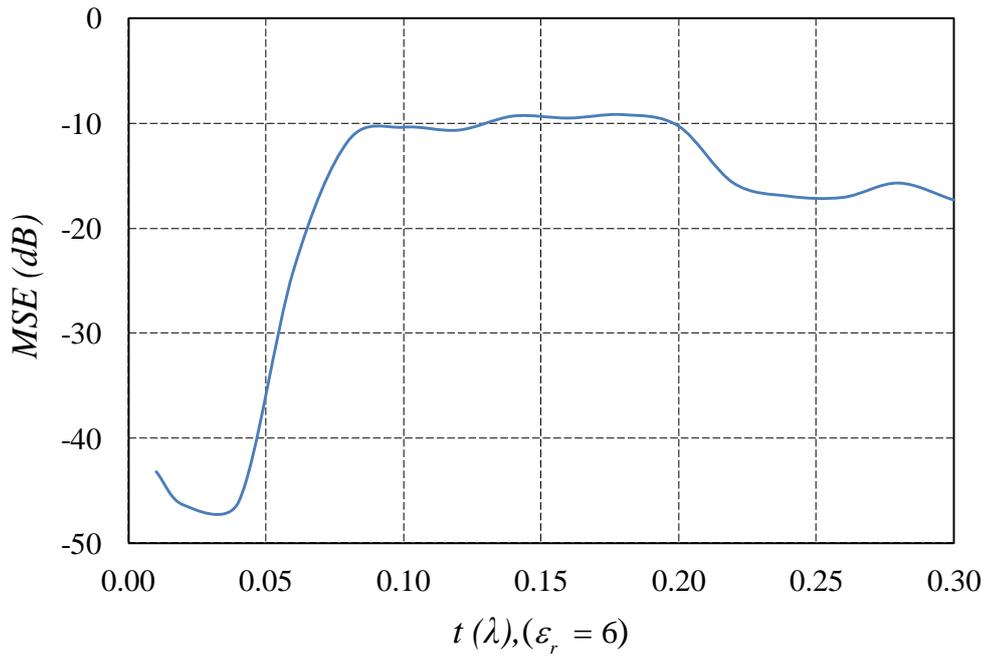
รูปที่ 3.67 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06 \lambda$)



รูปที่ 3.68 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)



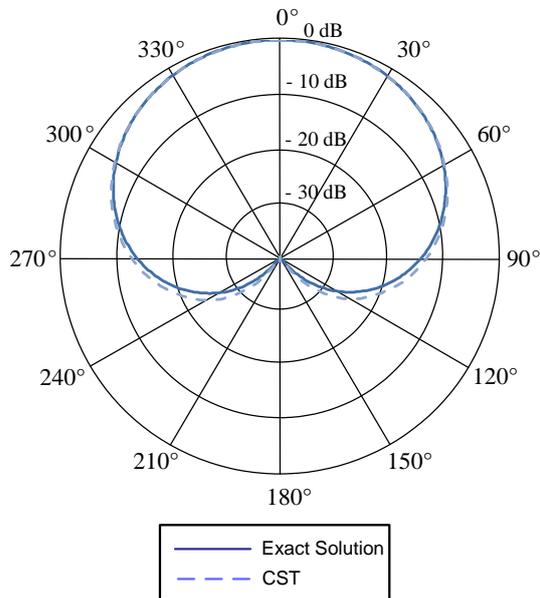
รูปที่ 3.69 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)



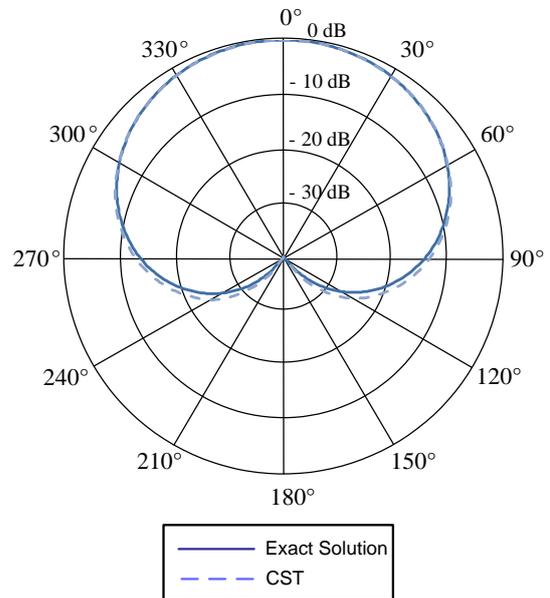
รูปที่ 3.70 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 ($a = \lambda, \epsilon_r = 6, \mu = 1$)

จากรูปที่ 3.70 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 โดยจะพบว่า เมื่อความหนาของ FR-4 เพิ่มขึ้น ค่าความผิดพลาดจะสูงขึ้น ซึ่งค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -43.21 dB ถึง -23.96 dB ด้วยความหนาระหว่าง 0.01λ - 0.06λ

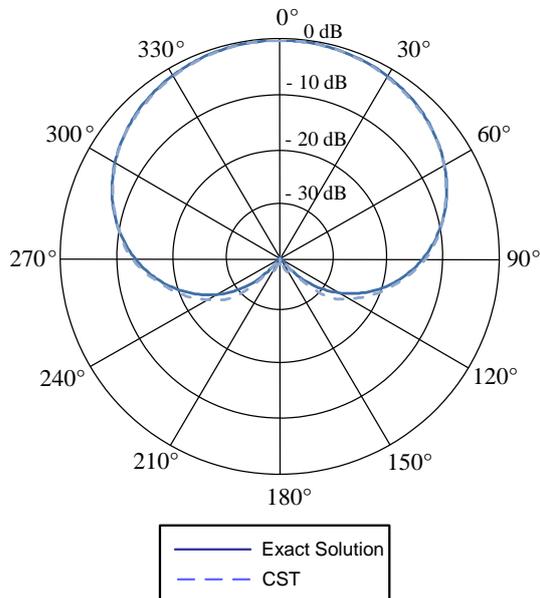
3.1.3.2 กรณีที่ 8: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอก
ขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)



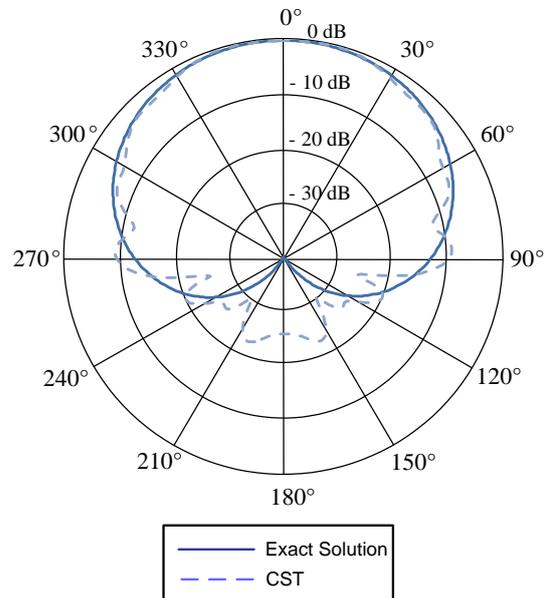
รูปที่ 3.71 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



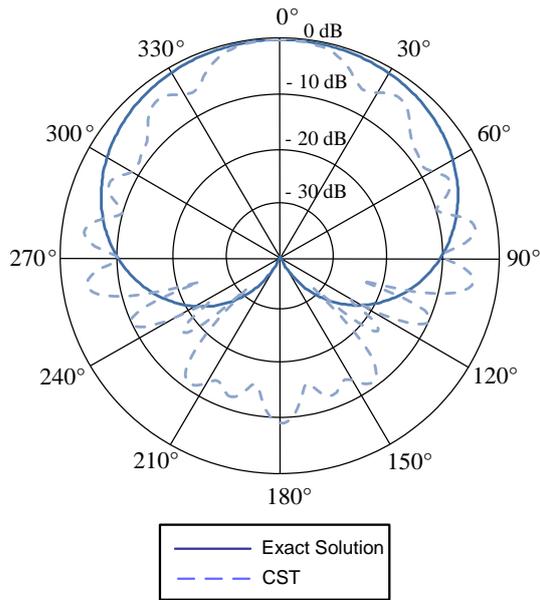
รูปที่ 3.72 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



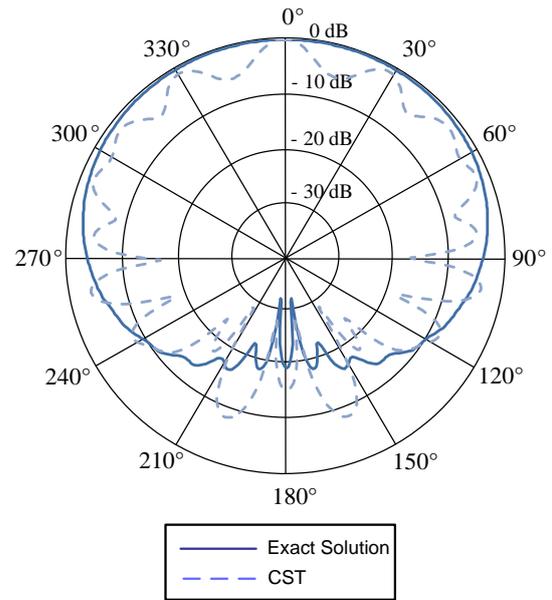
รูปที่ 3.73 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)



รูปที่ 3.74 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)

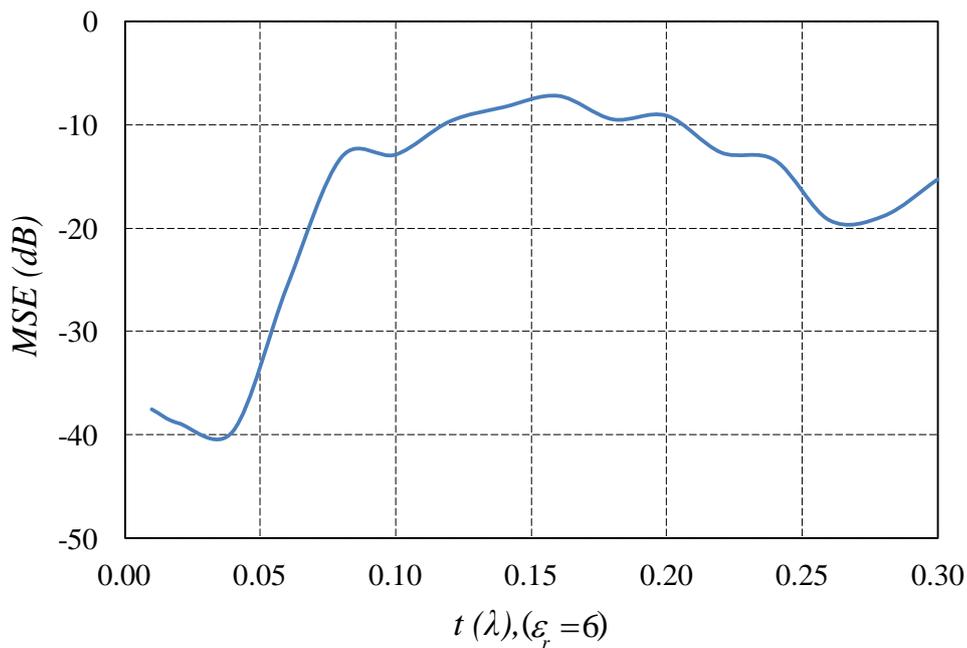


รูปที่ 3.75 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)



รูปที่ 3.76 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.11\lambda$)

รูปที่ 3.64-3.69 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio จะมีผลที่ใกล้เคียงกัน ในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.06\lambda$

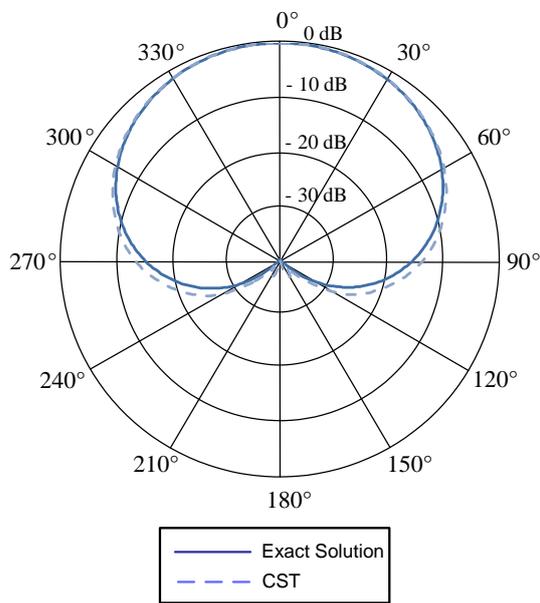


รูปที่ 3.77 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 8 ($a = 2\lambda, \epsilon_r = 6, \mu = 1$)

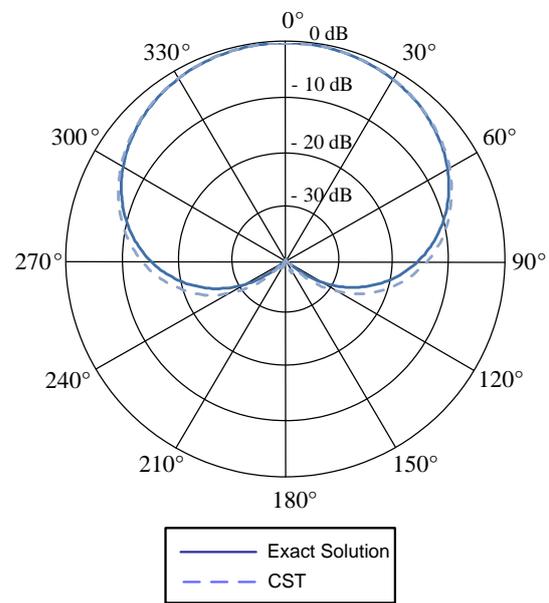
เช่นเดียวกับกับในกรณีที่ 7 ในรูปที่ 3.77 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 8 จะพบว่าค่าความผิดพลาดจะสูงขึ้นเมื่อความหนาของ FR-4 เพิ่มขึ้น ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -37.56 dB ถึง -25.59 dB ด้วยความหนาระหว่าง 0.01λ - 0.06λ

3.1.3.3 กรณีที่ 9: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)

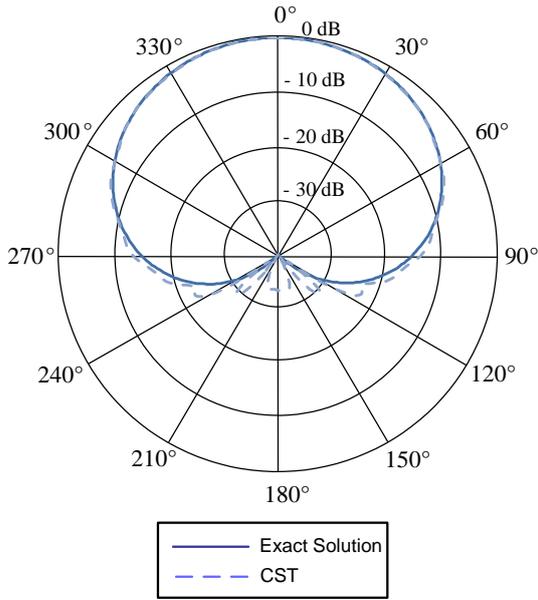
รูปที่ 3.78-3.83 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ



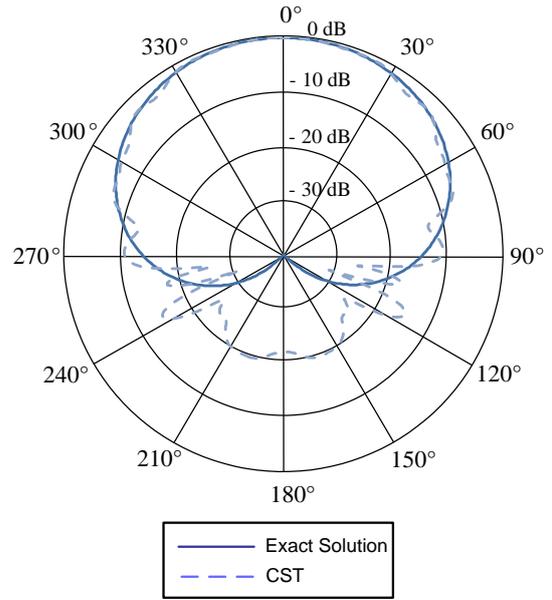
รูปที่ 3.78 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)



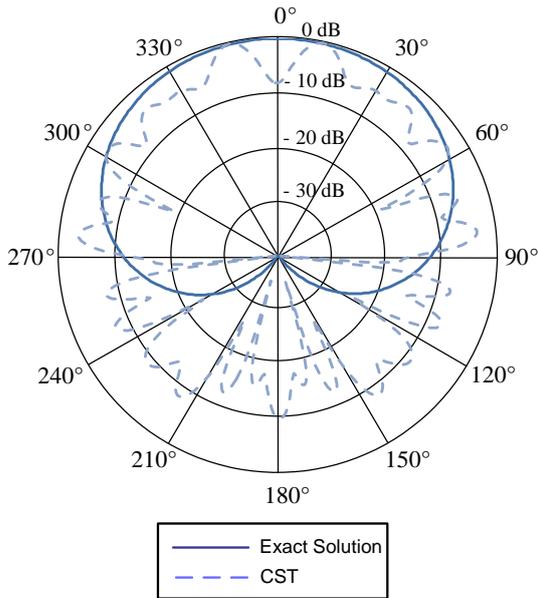
รูปที่ 3.79 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)



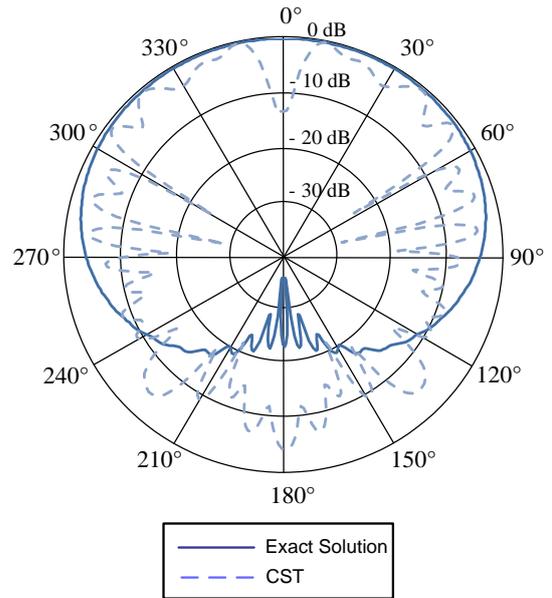
รูปที่ 3.80 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)



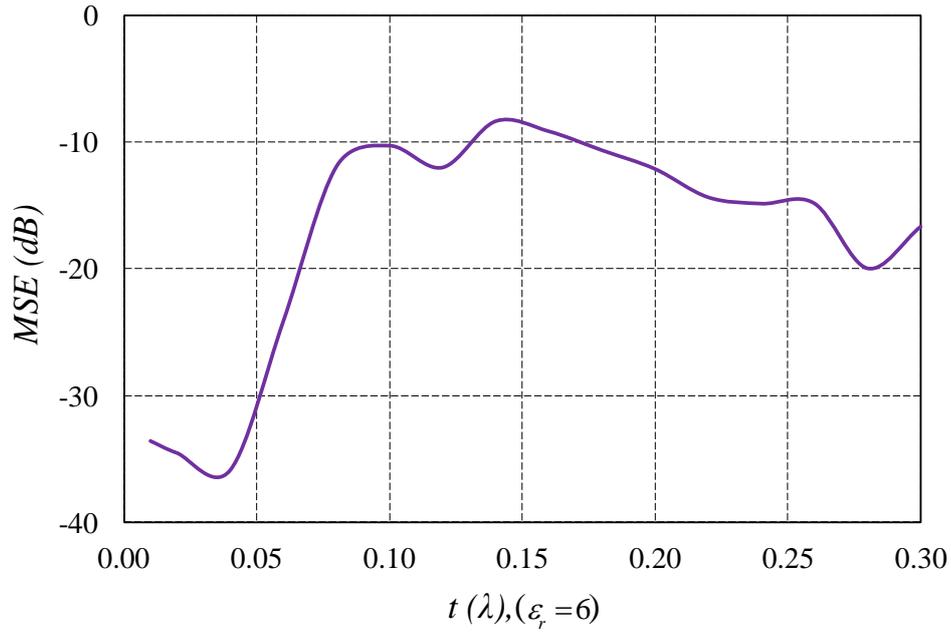
รูปที่ 3.81 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.82 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)

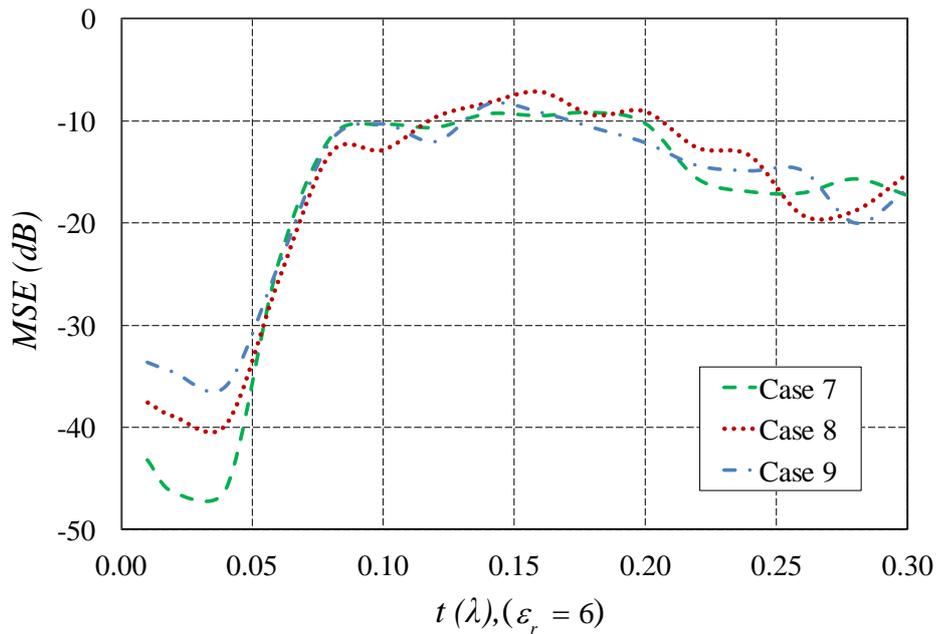


รูปที่ 3.83 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.1\lambda$)



รูปที่ 3.84 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 9 ($a = 3\lambda$, $\epsilon_r = 6$, $\mu = 1$)

จากรูปที่ 3.84 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -33.6 dB ถึง -24.17 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.06λ มิลลิเมตร จะเห็นได้ว่าผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการจำลองในโปรแกรม CST Microwave Studio โดยในช่วงความหนาดังกล่าวของวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6$, $\mu = 1$)



รูปที่ 3.85 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 8 และกรณีที่ 9

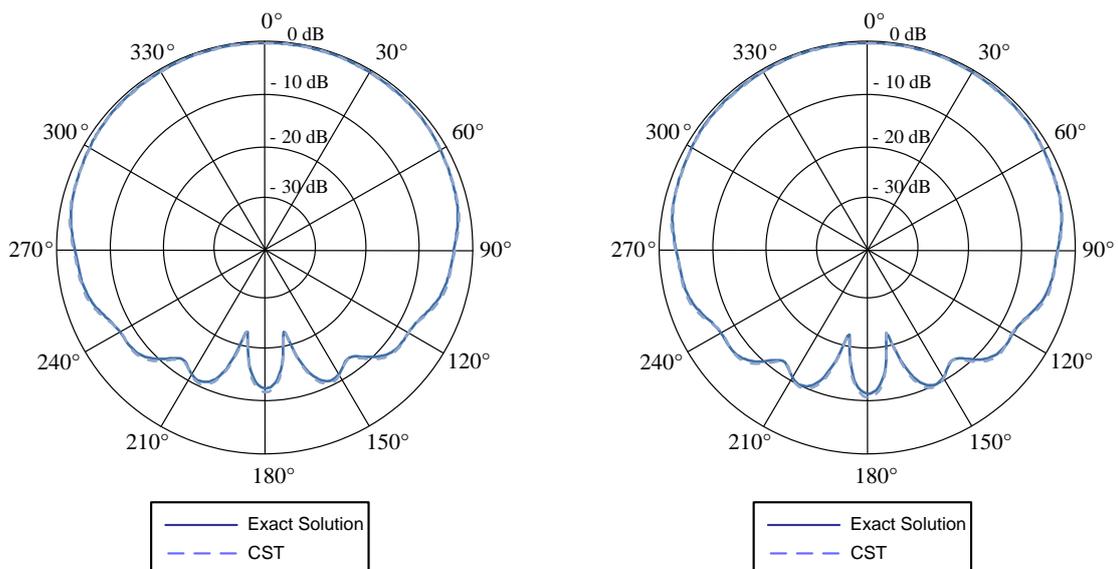
รูปที่ 3.85 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่กำหนดให้ทรงกระบอกมีรัศมีเท่ากับ 1λ (กรณีที่ 7) 2λ (กรณีที่ 8) 3λ (กรณีที่ 9) และถูกหุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกที่มี $\epsilon_r = 6, \mu = 1$ ด้วยความหนา $0.01\lambda - 0.2\lambda$ จากรูปแสดงให้เห็นว่าเมื่อความหนาของวัสดุเคลือบเพิ่มขึ้นผลเฉลี่ยจากผลเฉลี่ยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะมีค่าที่ต่างกับผลการจำลองด้วยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยมากขึ้น โดยจะเห็นได้ว่า เฉลี่ยของค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยระหว่างค่าความหนาของวัสดุเคลือบที่ $0.01\lambda - 0.06\lambda$ จะมีค่าเท่ากับ -35.8 dB

3.2 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้น

เนื้อหาส่วนนี้จะเป็นการแสดงผลที่ได้จากวิธีการคำนวณจากผลเฉลี่ยไอเกนฟังก์ชันของคลื่น จากสมการที่ (64) เปรียบเทียบกับผลที่ได้การจำลองโดยโปรแกรม CST microwave studio โดยผลดังกล่าวจะถูกนำมาเปรียบเทียบกันในรูปแบบของแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ที่ได้จากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนวัสดุพื้นผิวอิมพีแดนซ์พื้นผิวโค้งทรงกระบอก ที่ได้มาจากการทั้งสอง นอกจากนั้นค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยยังได้ถูกนำมาใช้ในการพิจารณาเพื่อตัดสินใจในการหาขอบเขตการใช้งาน โดยกรณีการศึกษาจะประกอบด้วย 1. ความกว้างของท่อทรงกระบอกขนาด λ 2λ และ 3λ 2. ค่าไดอิเล็กตริก $\epsilon_r = 2.1$ $\epsilon_r = 4$ และ $\epsilon_r = 6$ 3. ความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริก

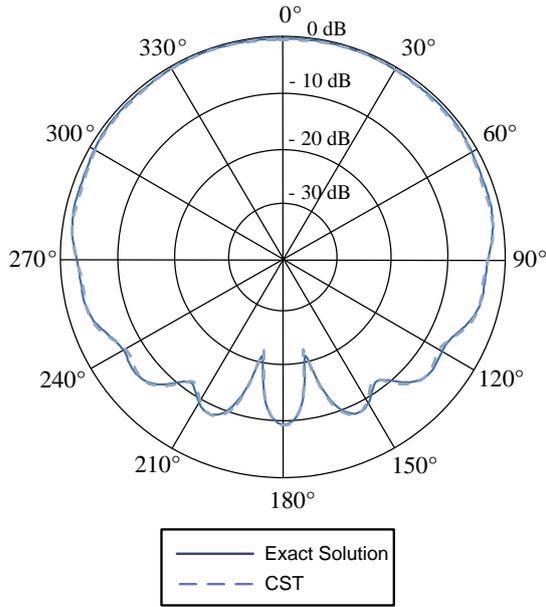
3.2.1 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

3.2.1.1 กรณีที่ 1: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

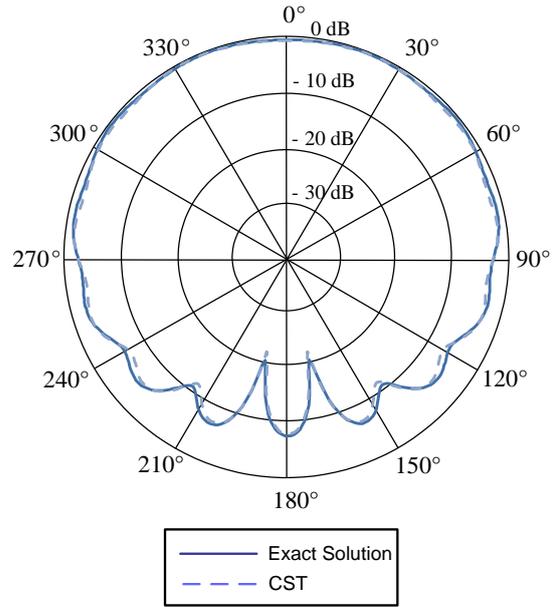


รูปที่ 3.86 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01\lambda$)

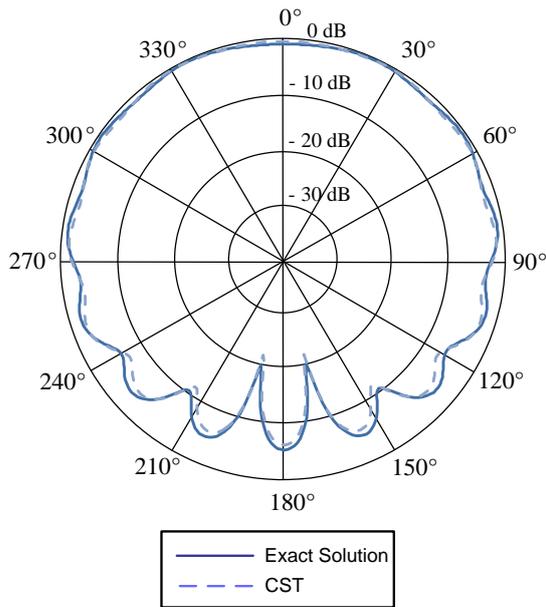
รูปที่ 3.87 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02\lambda$)



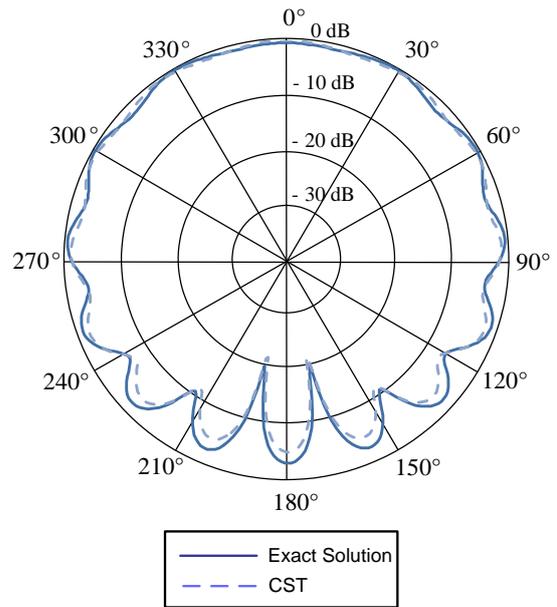
รูปที่ 3.88 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04\lambda$)



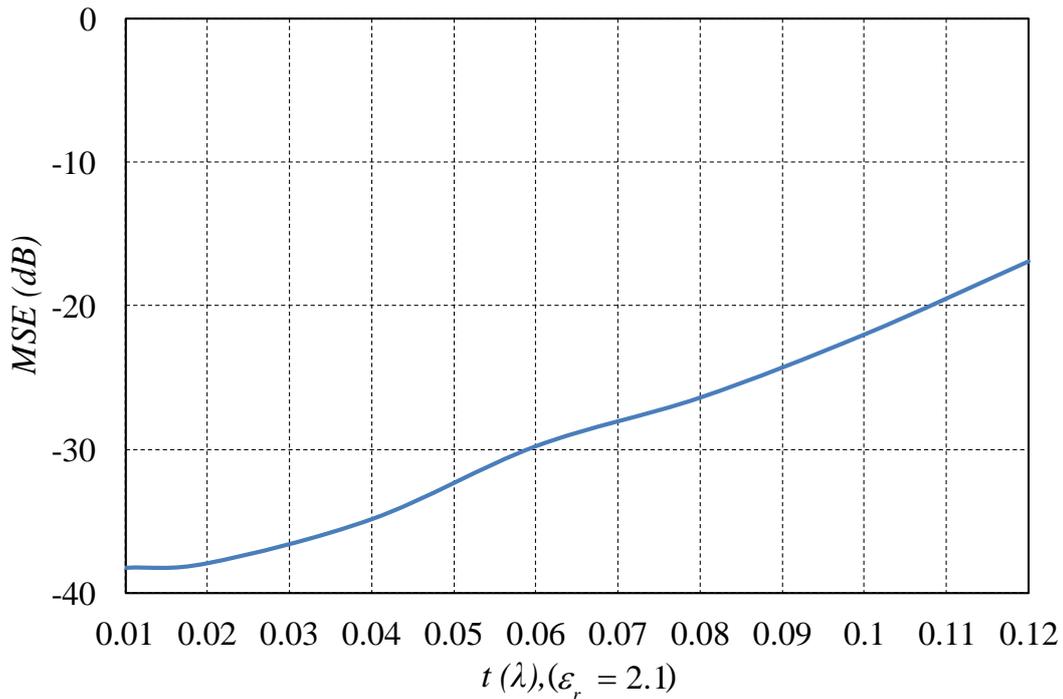
รูปที่ 3.89 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.90 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)



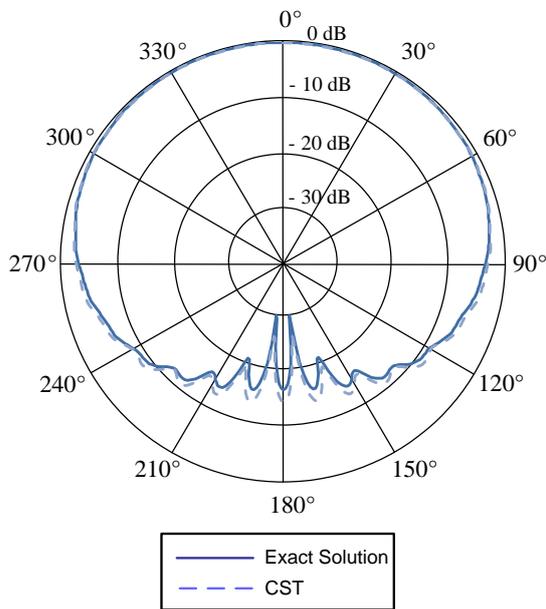
รูปที่ 3.91 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)



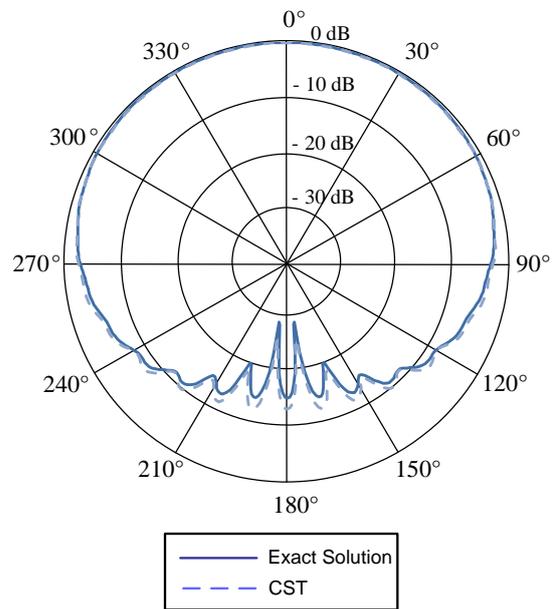
รูปที่ 3.92 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 ($a = \lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

เมื่อพิจารณาแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01 \lambda - 0.12 \lambda$) รูปที่ 3.87-3.92 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของระหว่างวิธีการแม่นยำตรงกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นเมื่อความหนาของวัสดุเคลือบเปลี่ยนแปลงไป ความแตกต่างของแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากวิธีการแม่นยำ และการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio จะเพิ่มสูงขึ้น แต่อย่างไรก็ตามแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นยังคงมีรูปแบบที่คล้ายคลึงกัน โดยจากกราฟแสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 จะพบว่า ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยที่มีค่ามากกว่า -20 dB คือช่วงความหนาประมาณ $0.01 \lambda - 0.11 \lambda$

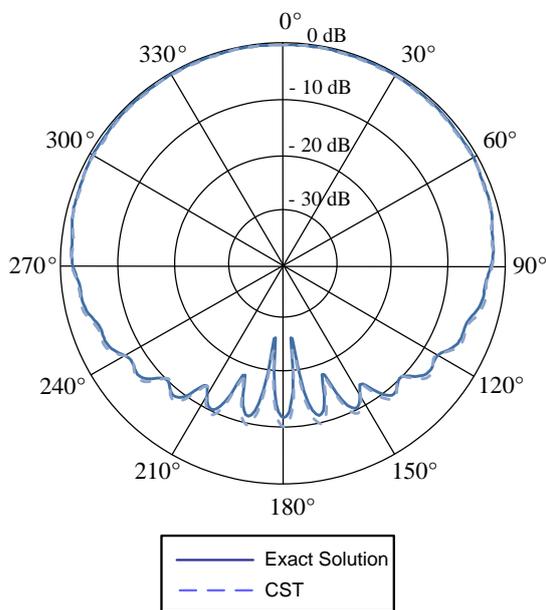
3.2.1.2 กรณีที่ 2: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอก
ขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)



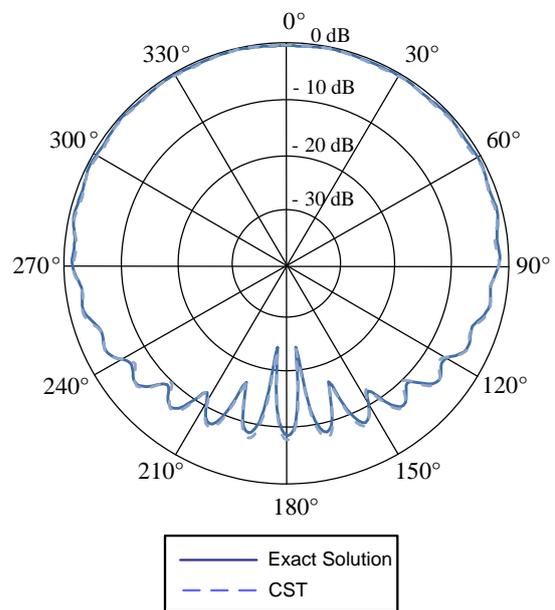
รูปที่ 3.93 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



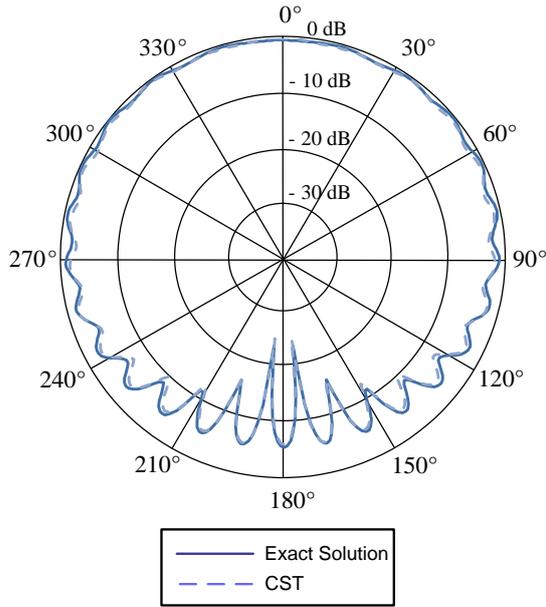
รูปที่ 3.94 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



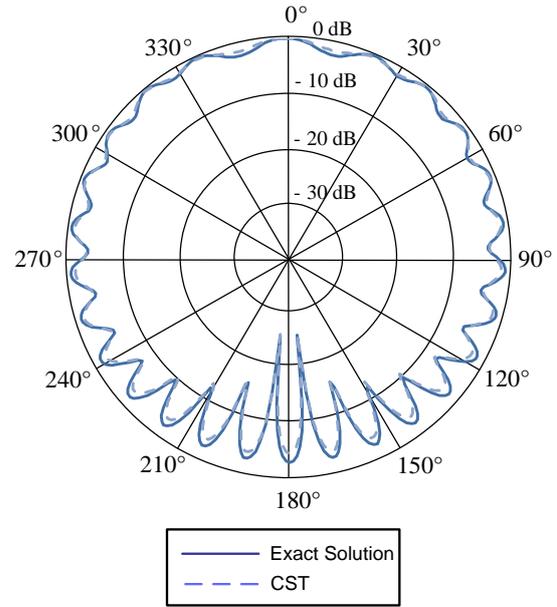
รูปที่ 3.95 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)



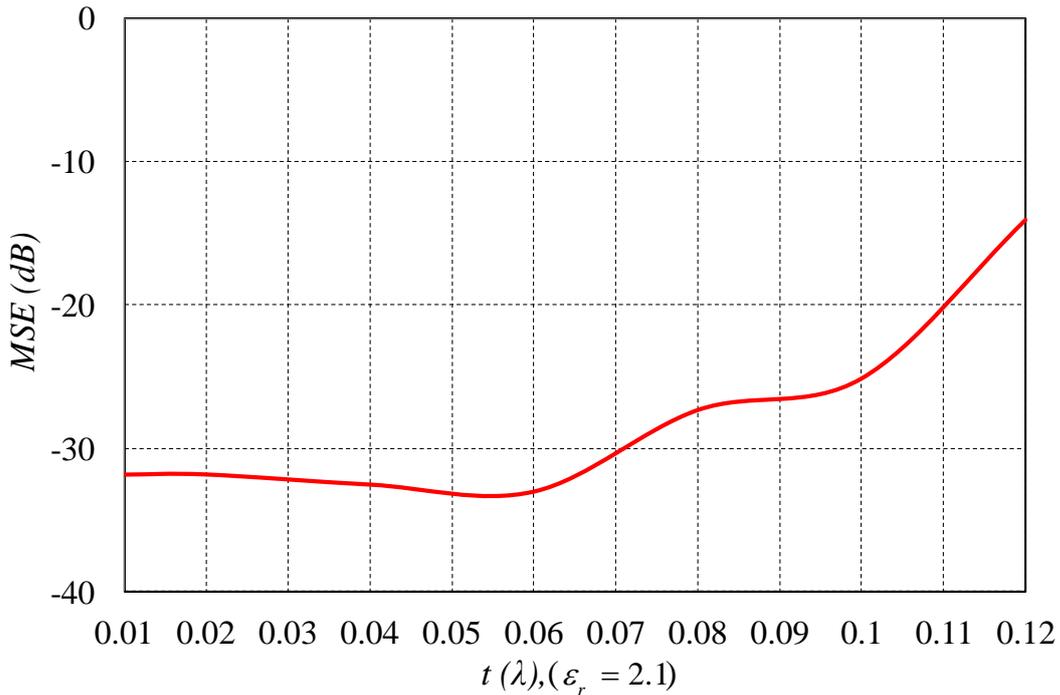
รูปที่ 3.96 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.97 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)



รูปที่ 3.98 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.1\lambda$)

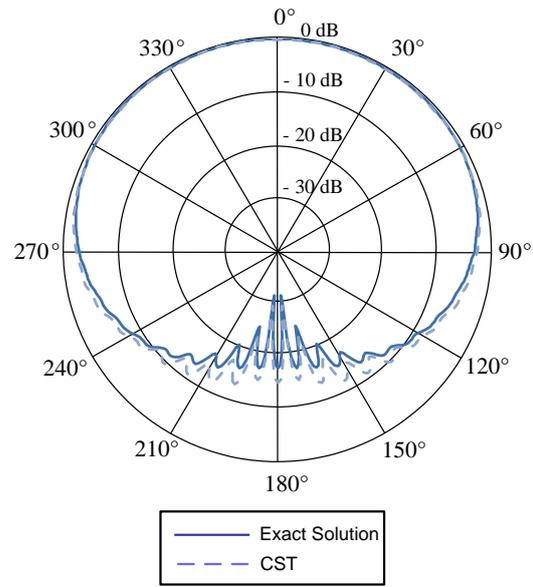
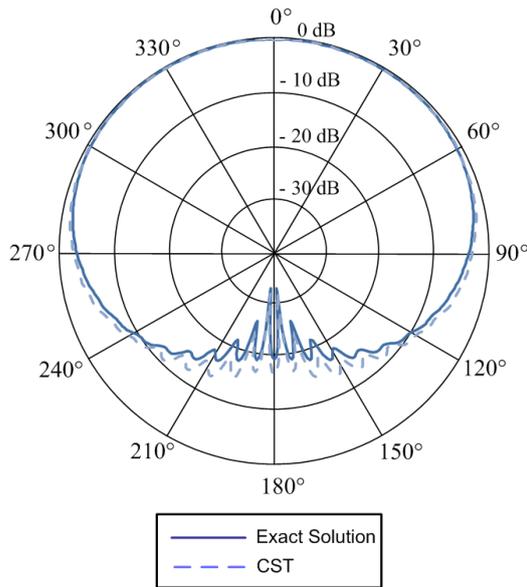


รูปที่ 3.99 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 2 ($a = 2\lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

จากรูปที่ 3.93-3.98 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) เมื่อเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มี

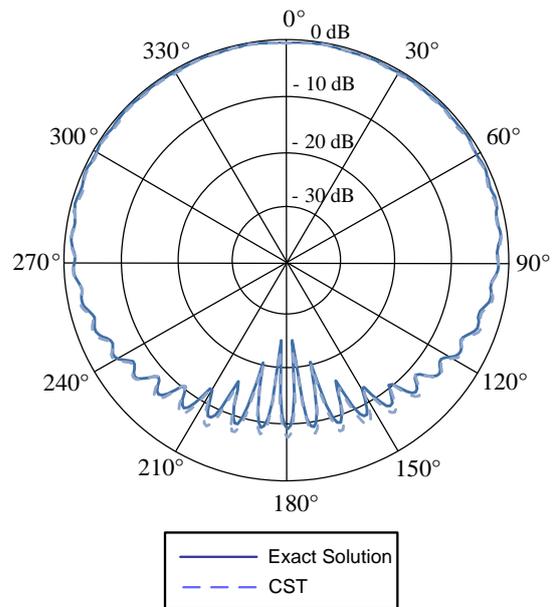
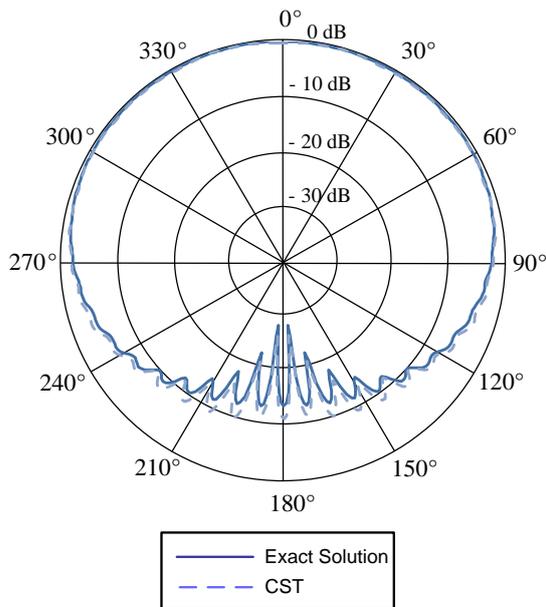
รูปแบบที่คล้ายคลึงกันในช่วงความหนาไดอิเล็กตริกระหว่าง ($0.01\lambda - 0.11\lambda$) ซึ่งสอดคล้องกับค่าคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจากรูปที่ 3.99 ที่ความหนาดังกล่าวค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -31.8 dB ถึง -20 dB

3.2.1.3 กรณีที่ 3: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)



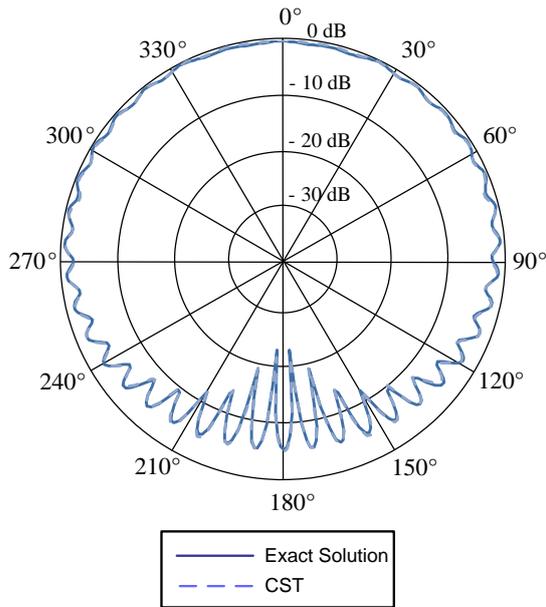
รูปที่ 3.100 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)

รูปที่ 3.101 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)

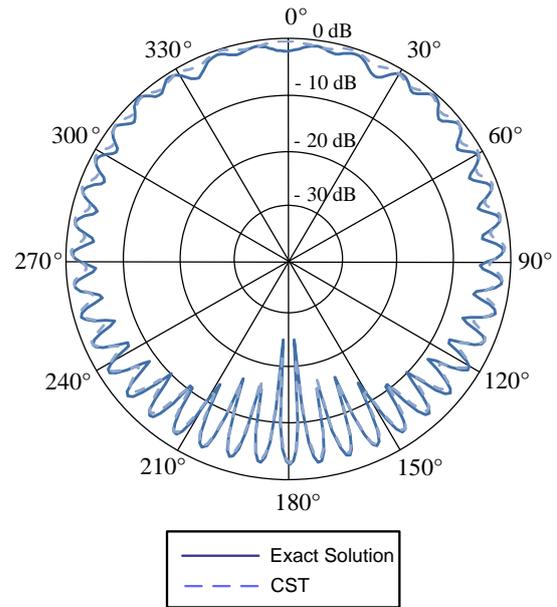


รูปที่ 3.102 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)

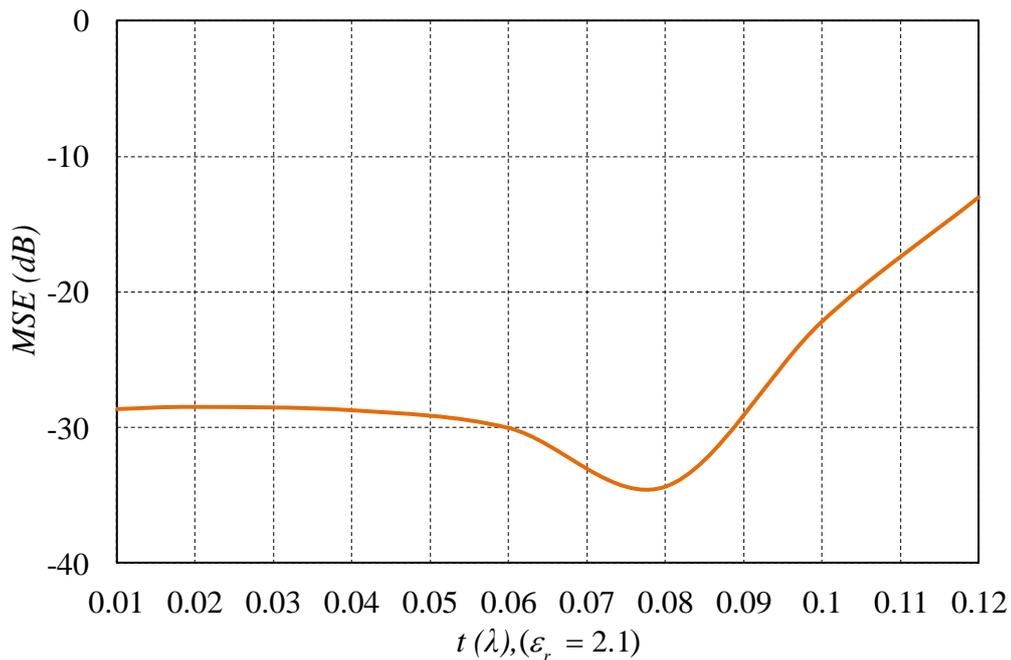
รูปที่ 3.103 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.104 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)



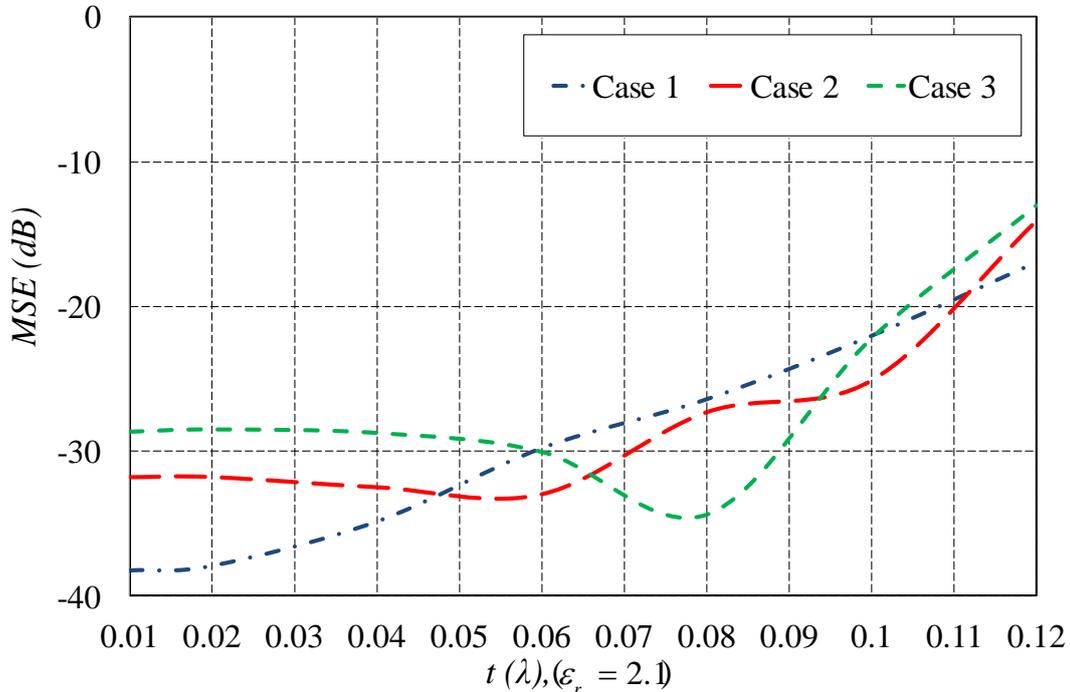
รูปที่ 3.105 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ
xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.1\lambda$)



รูปที่ 3.106 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 3 ($a = 3\lambda, \epsilon_r = 2.1, \mu = 1$)

จากรูปที่ 3.100-3.105 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) เมื่อความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริกมีค่าระหว่าง 0.01λ - 0.1λ จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มี

รูปแบบที่คล้ายคลึงกันในช่วงความหนาดังกล่าว โดยรูปที่ 3.106 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย โดยจากกราฟจะพบความที่ค่าความหนา ($0.01 \lambda - 0.105 \lambda$) ค่าค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะต่ำกว่า -20 dB

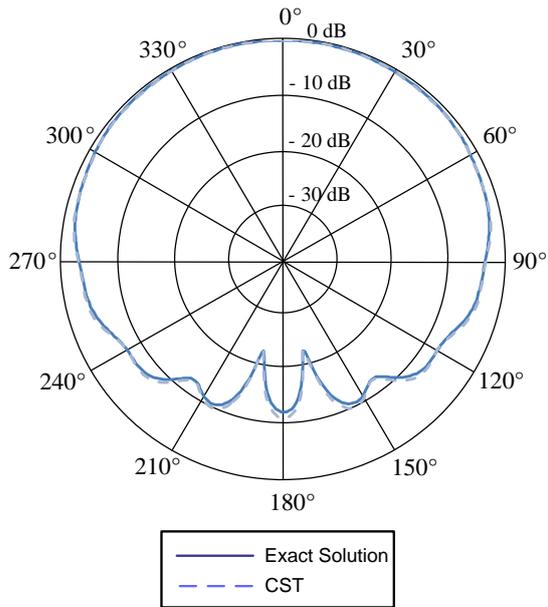


รูปที่ 3.107 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 2 และกรณีที่ 3

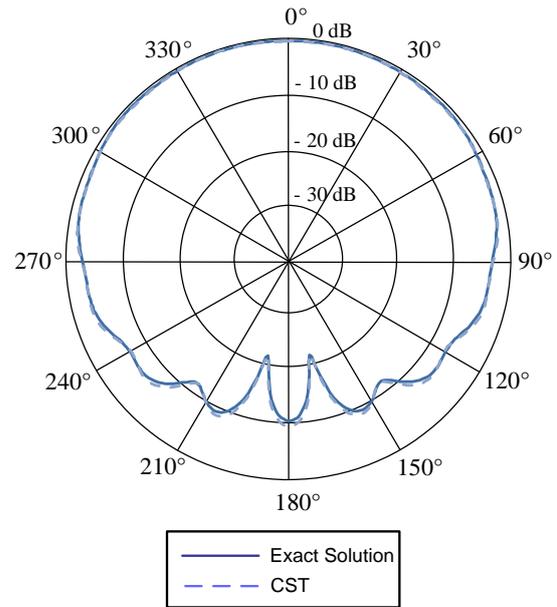
จากรูปที่ 3.107 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 1 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 2 และกรณีที่ 3 โดยจะพบว่าทั้งสามกรณีเมื่อความหนาของวัสดุเคลือบเพิ่มขึ้นค่าความแตกต่างระหว่างผลจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับจากผลการจำลองใน CST Microwave Studio ก็จะไม่แตกต่างกันด้วย โดยในกรณีที่ 1 และ 2 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยที่ต่ำกว่า -20 dB จะมีความหนาอยู่ระหว่าง $0.01 \lambda - 0.11 \lambda$ ส่วนในกรณีที่สามจะมีค่าอยู่ระหว่าง $0.01 \lambda - 0.1 \lambda$

3.2.2 การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

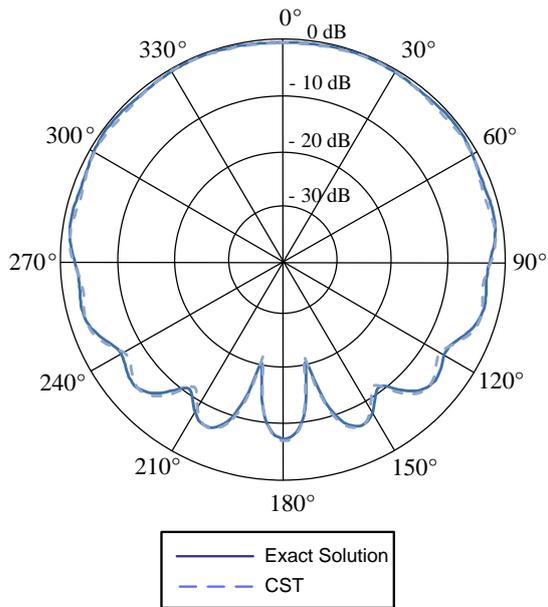
3.2.2.1 กรณีที่ 4: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)



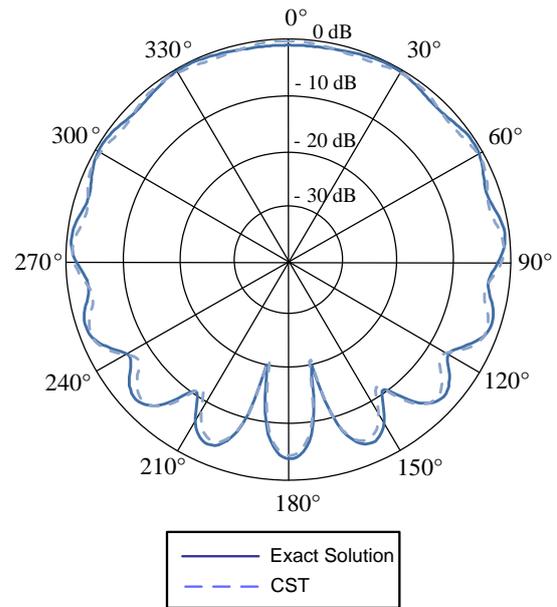
รูปที่ 3.108 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01\lambda$)



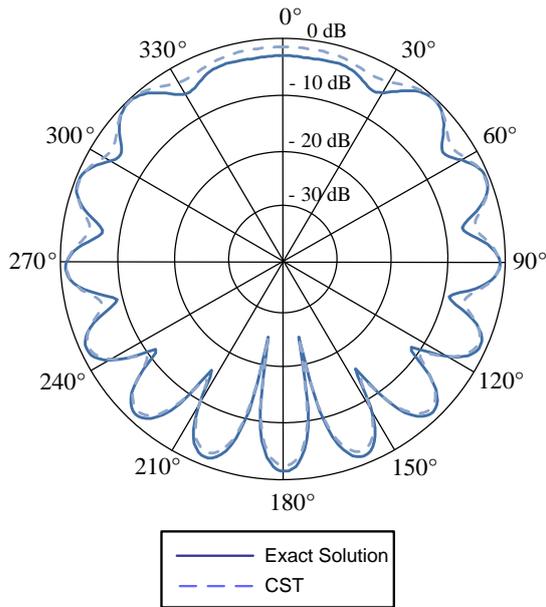
รูปที่ 3.109 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02\lambda$)



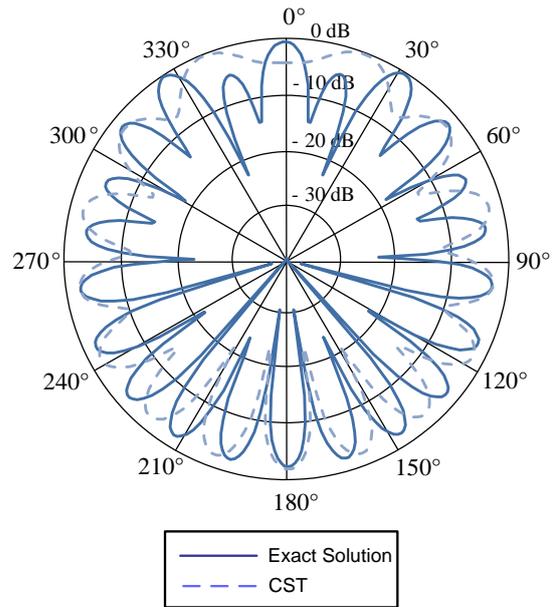
รูปที่ 3.110 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04\lambda$)



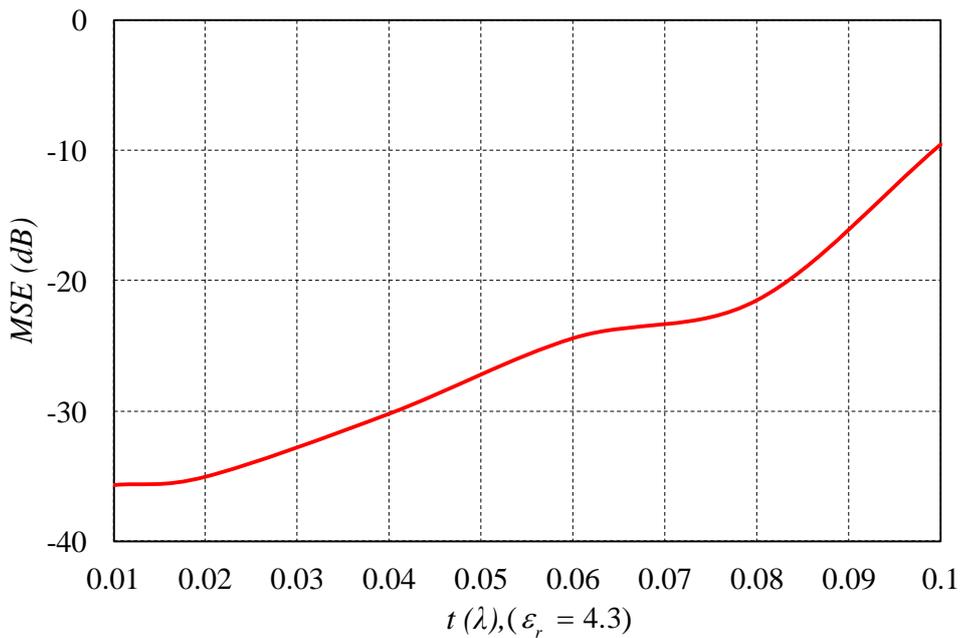
รูปที่ 3.111 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.112 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)



รูปที่ 3.113 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)

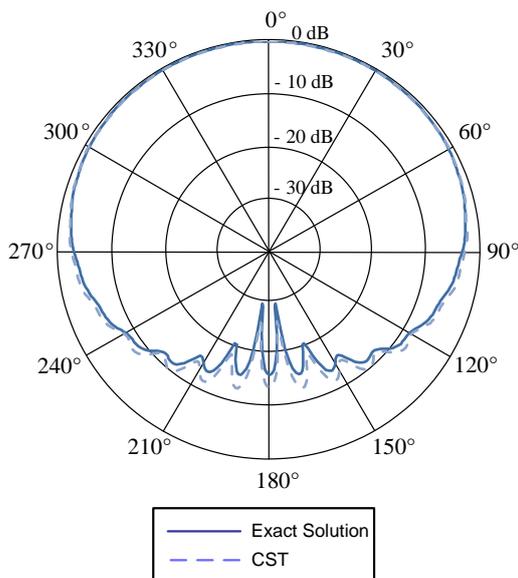


รูปที่ 3.114 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 4 ($a = \lambda, \epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

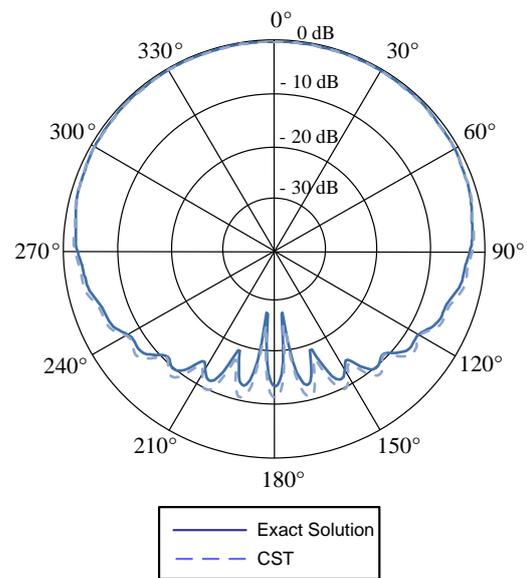
จากรูปที่ 3.108-3.113 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไฮเจนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio มีรูปแบบที่คล้ายคลึงกันในช่วงความหนาที่ $0.01\lambda - 0.08\lambda$ โดยเมื่อค่าความหนาเพิ่มขึ้นสูงกว่า 0.08λ ค่า

ความคลาดเคลื่อนจะมีความผิดพลาดมากขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 3.47 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane เมื่อ ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$) จะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จากโปรแกรม CST Microwave Studio นั้นมีความแตกต่างกันเป็นอย่างมาก ซึ่งจะสอดคล้องกับรูปที่ 3.114 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -35 dB ถึง -20 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง $0.01\lambda - 0.08\lambda$

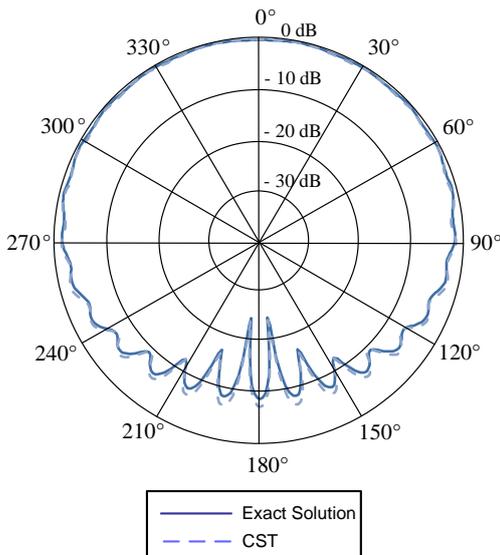
3.2.2.2 กรณีที่ 5: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)



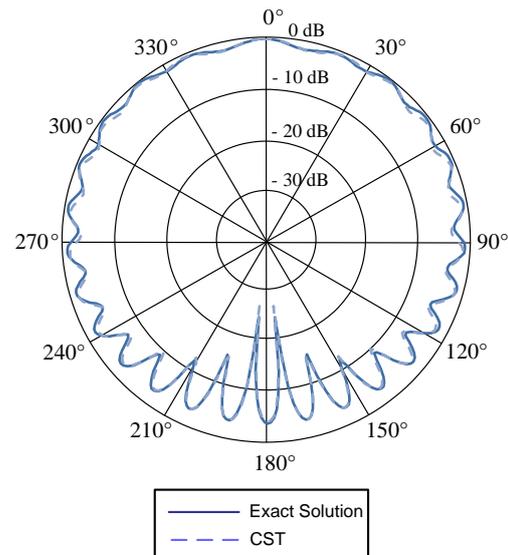
รูปที่ 3.115 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



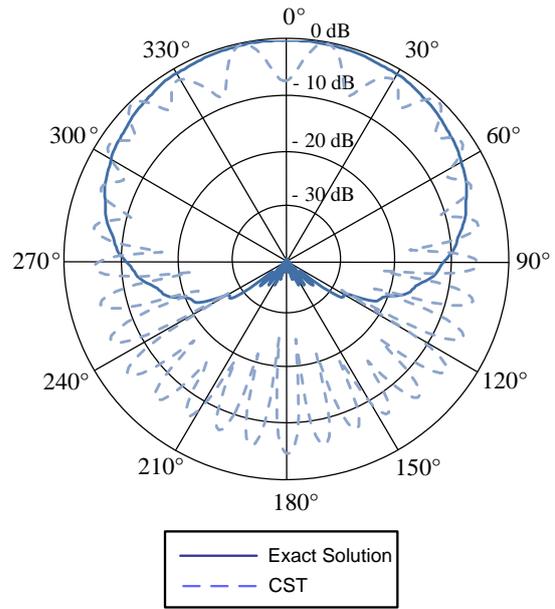
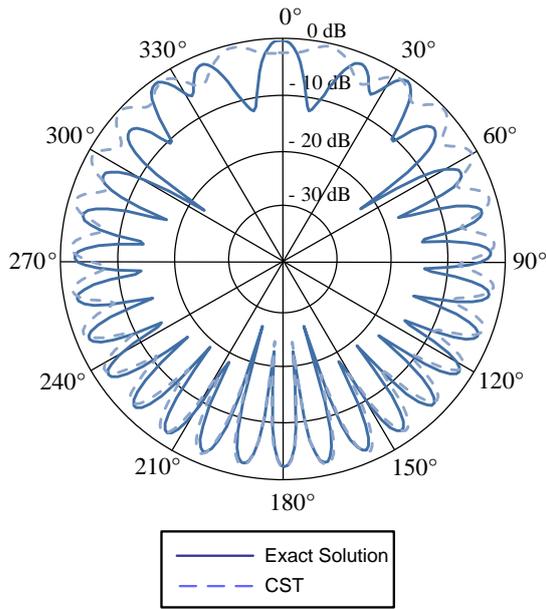
รูปที่ 3.116 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



รูปที่ 3.117 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)

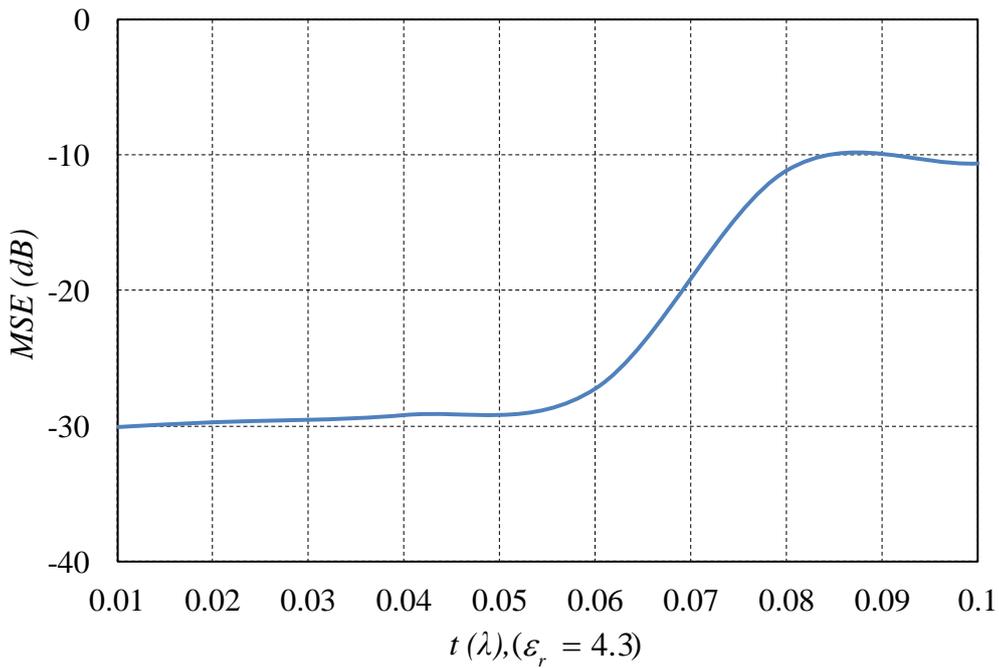


รูปที่ 3.118 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.119 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)

รูปที่ 3.120 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.1\lambda$)

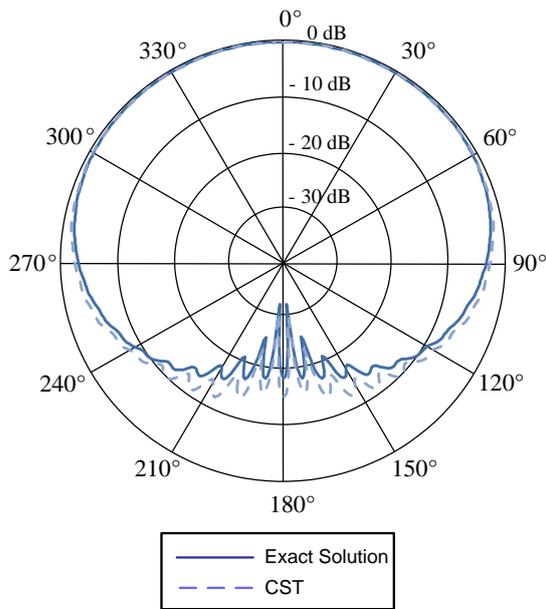


รูปที่ 3.121 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 5 ($a = 2\lambda, \epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

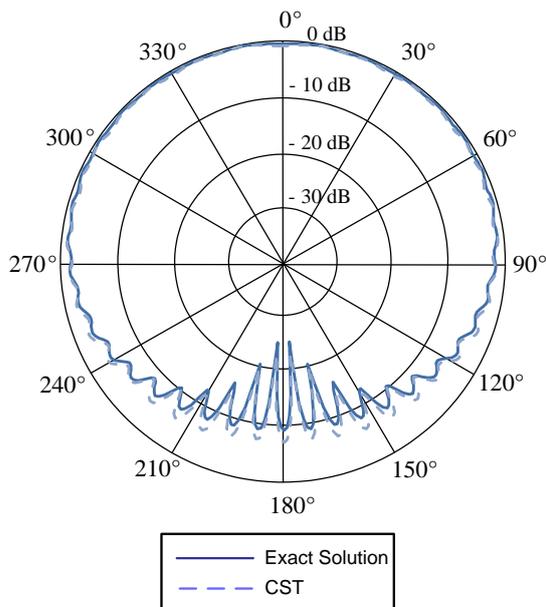
รูปที่ 3.115-3.120 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลื่อนด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) ที่ทำการเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) โดยในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.07\lambda$ จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจาก

โปรแกรม CST Microwave Studio โดยเมื่อค่าความหนาเพิ่มขึ้นสูงกว่า 0.07λ ค่าความคลาดเคลื่อนจะมีความผิดพลาดมากขึ้น จากกราฟค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย แสดงให้เห็นว่าผลเฉลยจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นมีค่าที่ใกล้เคียงกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio

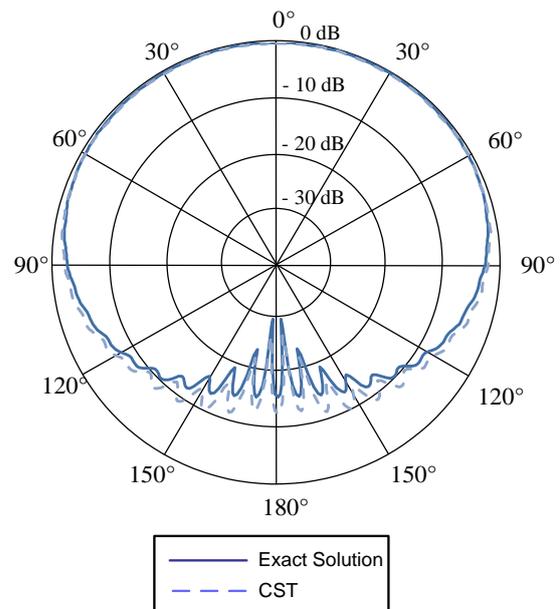
3.2.2.3 กรณีที่ 6: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)



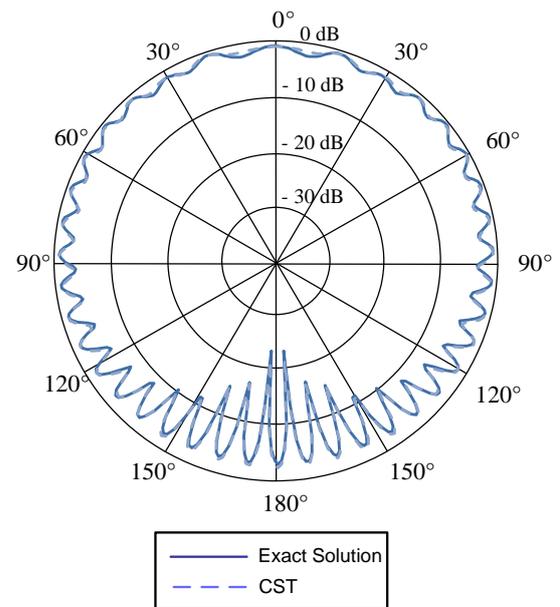
รูปที่ 3.122 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)



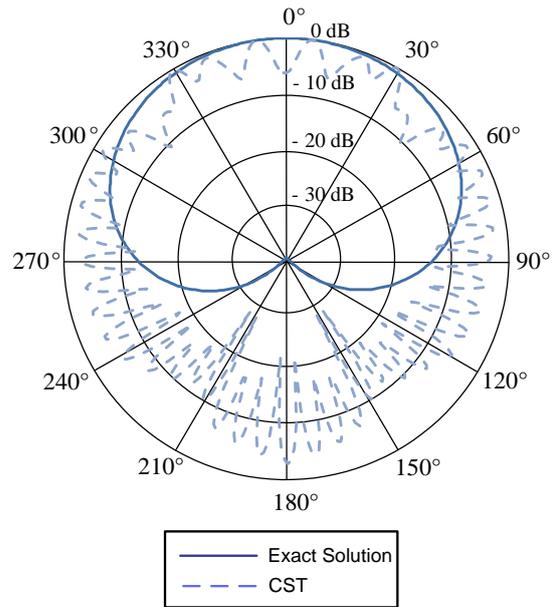
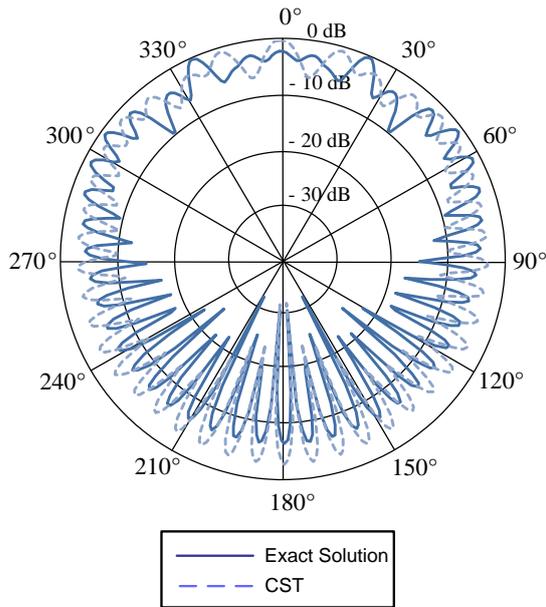
รูปที่ 3.124 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)



รูปที่ 3.123 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)

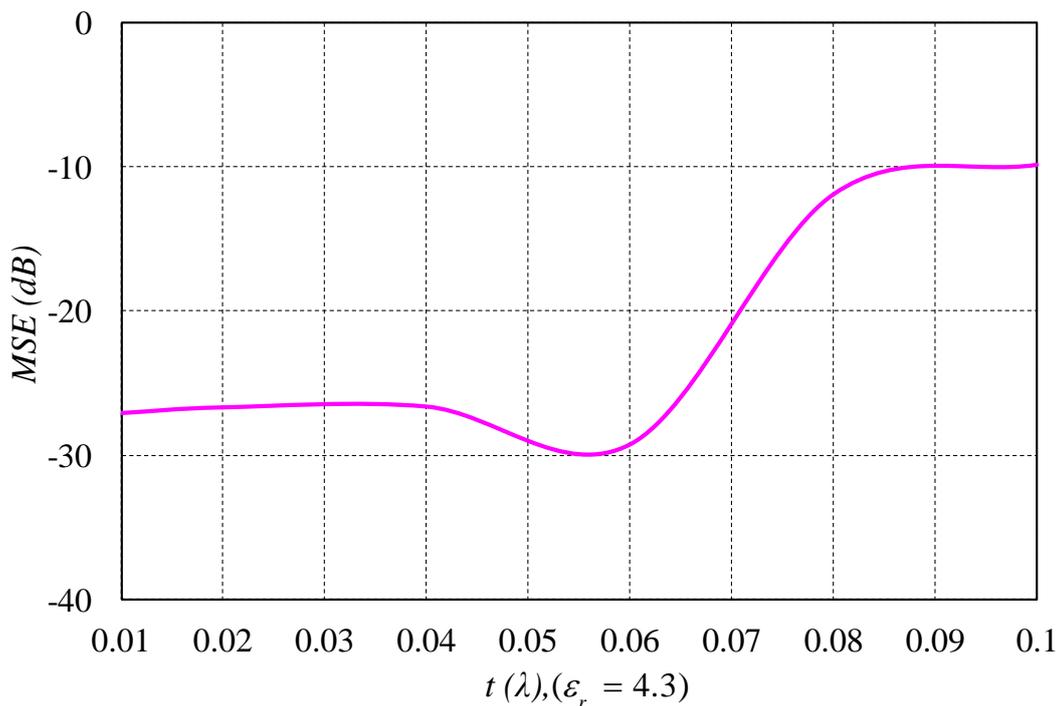


รูปที่ 3.125 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.126 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)

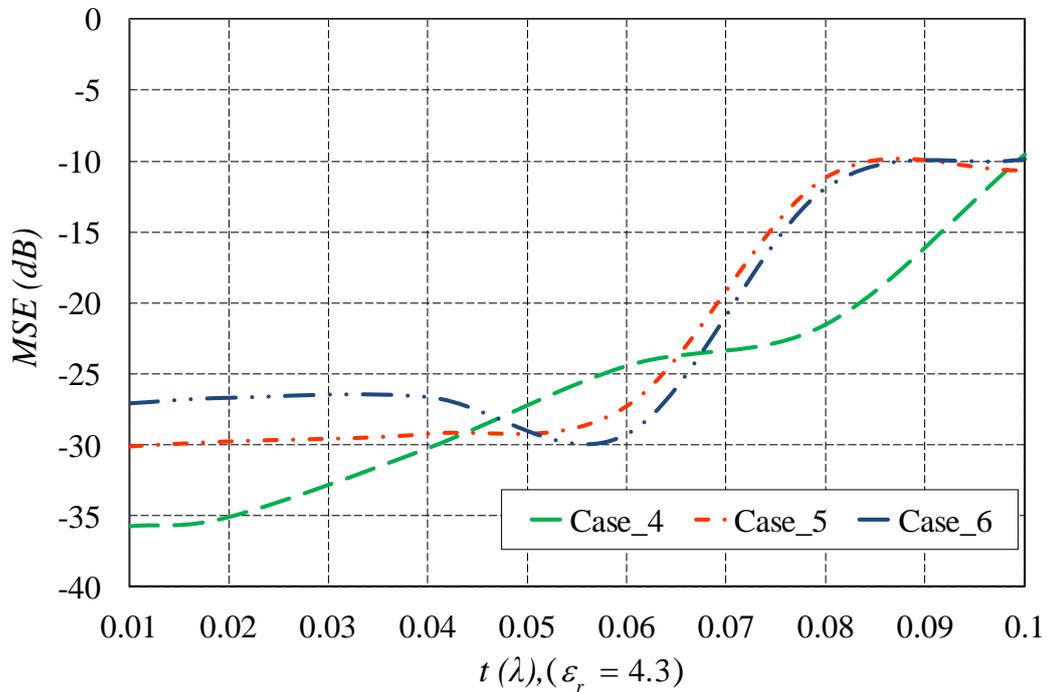
รูปที่ 3.127 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.1\lambda$)



รูปที่ 3.128 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 6 ($a = 3\lambda, \epsilon_r = 4.3, \mu = 1$)

ในรูปที่ 3.122-3.127 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane เมื่อเปลี่ยนแปลงความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริก ($0.01\lambda - 0.1\lambda$) โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio จะมีผลที่

คล้ายคลึงกัน และจากรูปที่ 3.128 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -27.09 dB ถึง -20 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.07λ



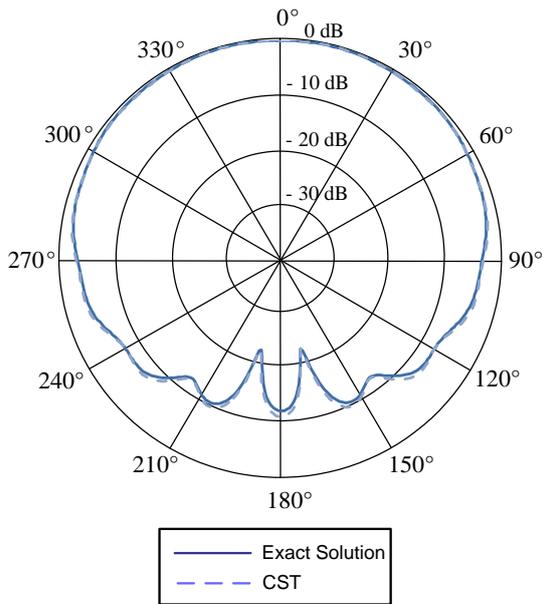
รูปที่ 3.129 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 4 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 5 และกรณีที่ 6

จากรูปที่ 3.129 เป็นการเปรียบเทียบค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยระหว่างกรณีที่ 4 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ λ เปรียบเทียบกับกรณีที่ 5 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 2λ และกรณีที่ 6 คือวัสดุทรงกระบอกซึ่งรัศมี (a) ของทรงกระบอกตัวนำมีค่าเท่ากับ 3λ โดยค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะแปรผันตรงกับความหนาของวัสดุ FR-4 โดยในกรณีที่ 4 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยที่ต่ำกว่า -20 dB จะมีความหนาอยู่ระหว่าง 0.01λ - 0.08λ ส่วนในกรณีที่ 5 และ 6 จะมีค่าอยู่ระหว่าง 0.01λ - 0.07λ

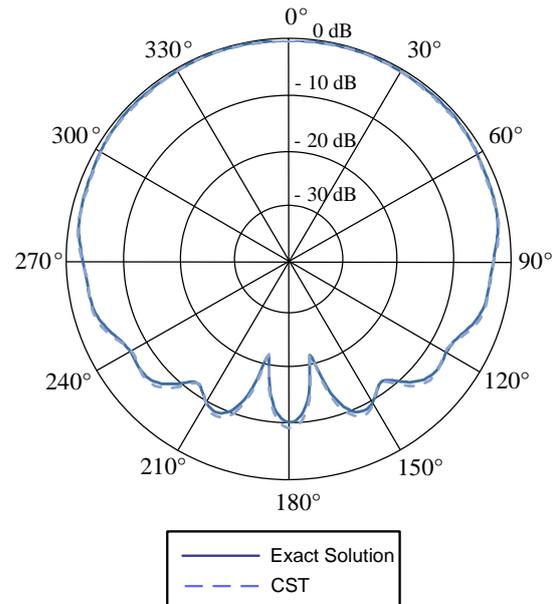
3.2.3 แพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)

3.2.3.1 กรณีที่ 7: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)

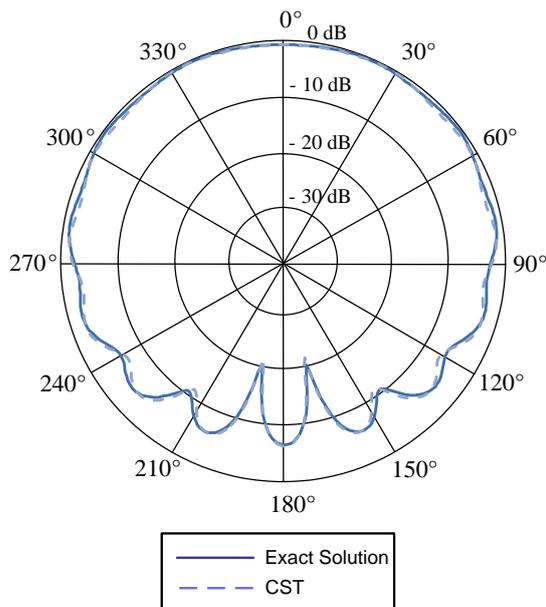
รูปที่ 3.130-3.135 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ



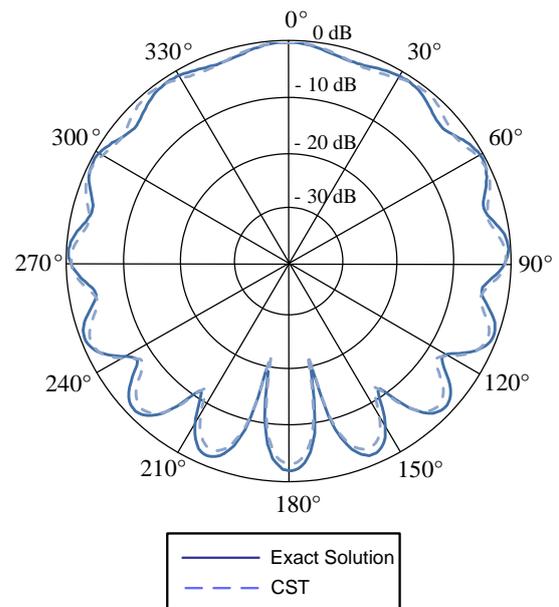
รูปที่ 3.130 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.01\lambda$)



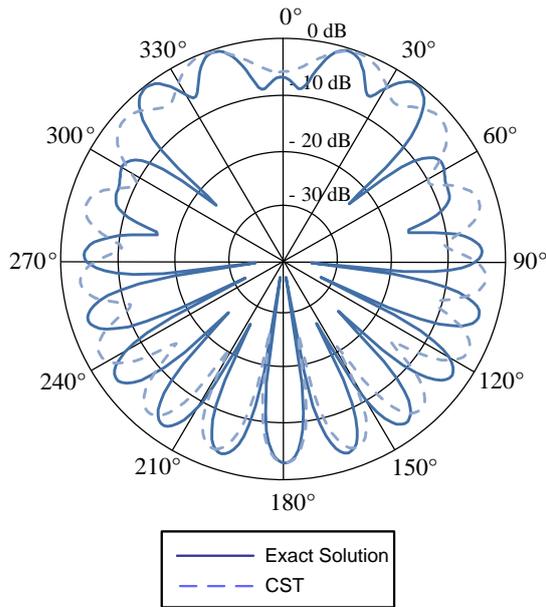
รูปที่ 3.131 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.02\lambda$)



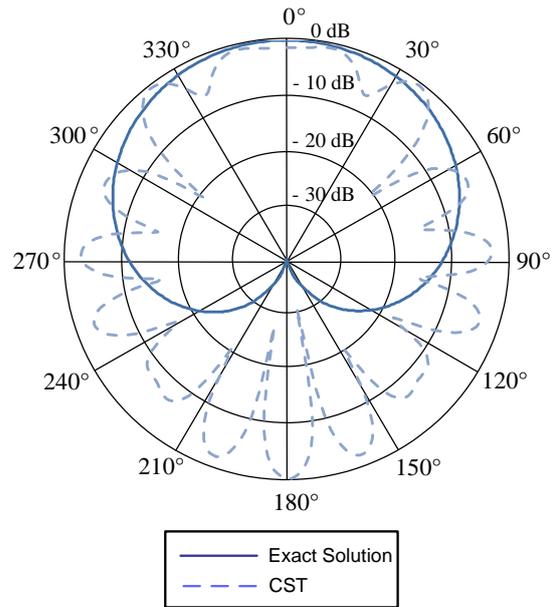
รูปที่ 3.132 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.04\lambda$)



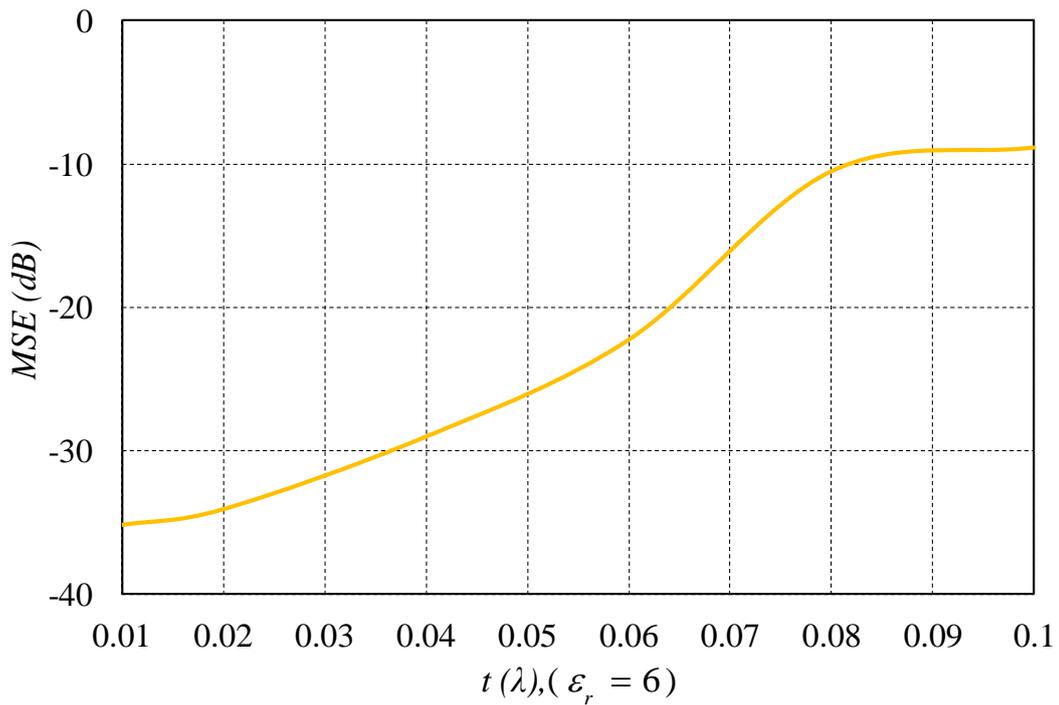
รูปที่ 3.133 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.134 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.08\lambda$)



รูปที่ 3.135 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = \lambda, t = 0.1\lambda$)

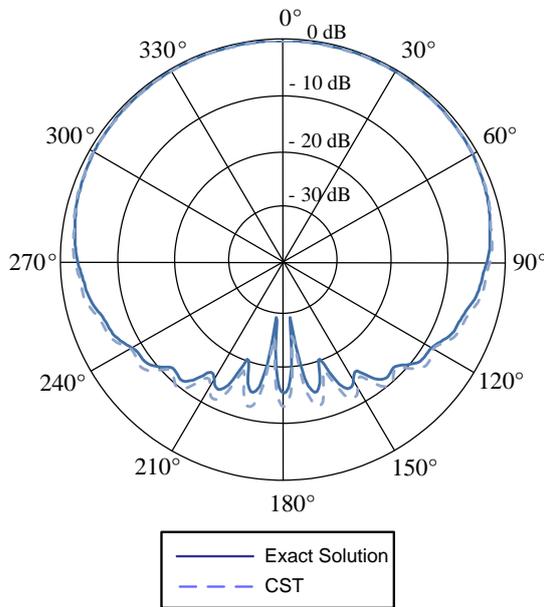


รูปที่ 3.136 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 ($a = \lambda, \epsilon_r = 6, \mu = 1$)

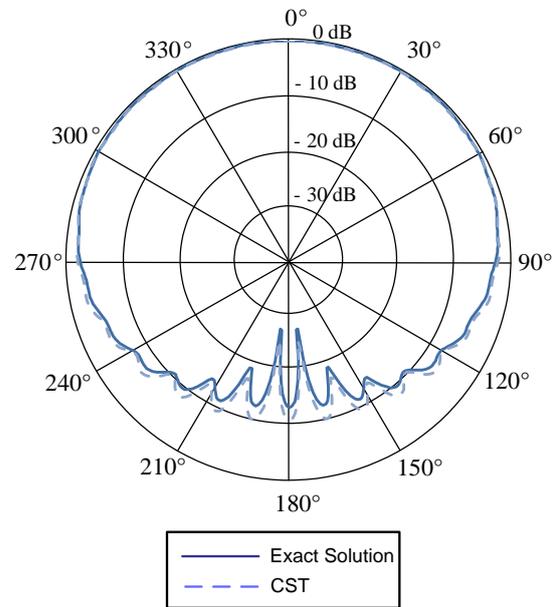
โดยจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio จากแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane จะมีผลที่ใกล้เคียงกัน ในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.06\lambda$ และจากรูปที่ 3.136 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 โดยจะพบว่า ค่าความผิดพลาดจะแปรผันตรงกับความหนาของ FR-4 คือจะทำ

ให้มีความผิดพลาดเพิ่มสูงขึ้น โดยมีค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -35.15 dB ถึง -22.24 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.06λ

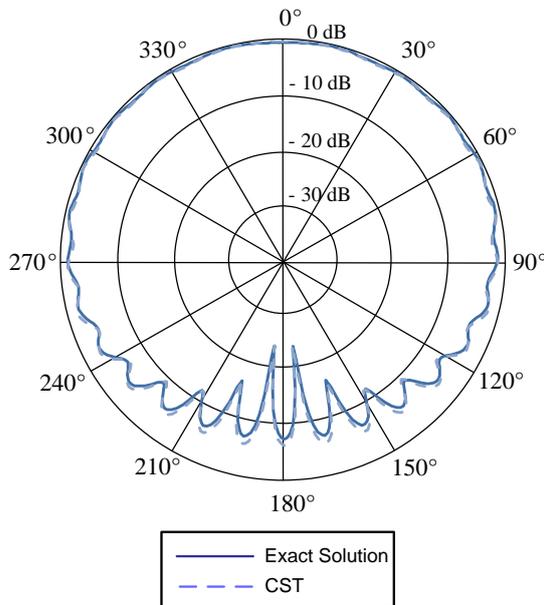
3.2.3.2 กรณีที่ 8: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)



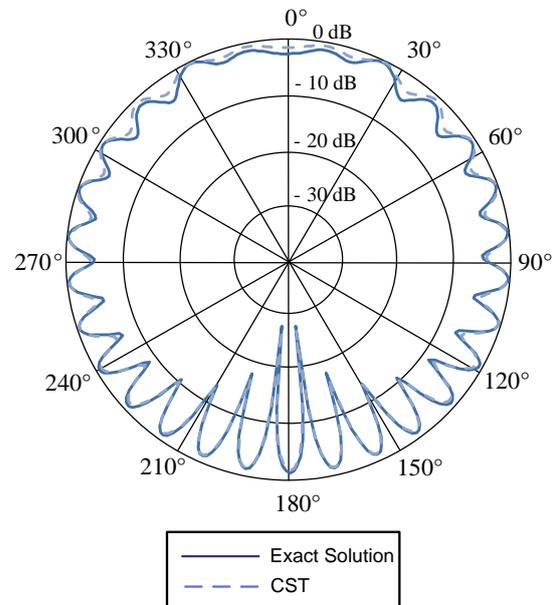
รูปที่ 3.137 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.01\lambda$)



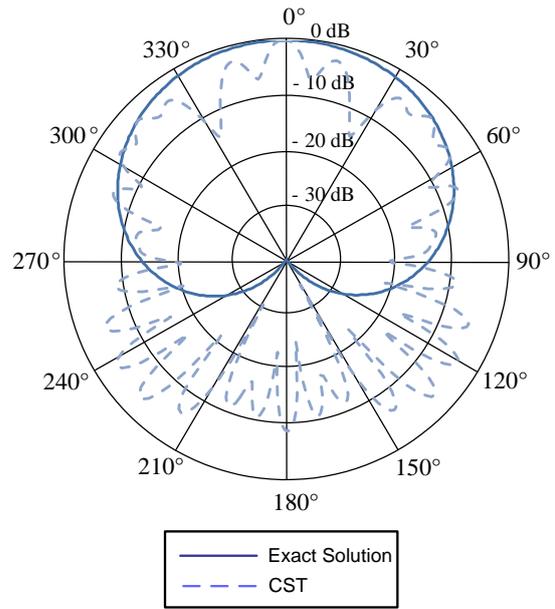
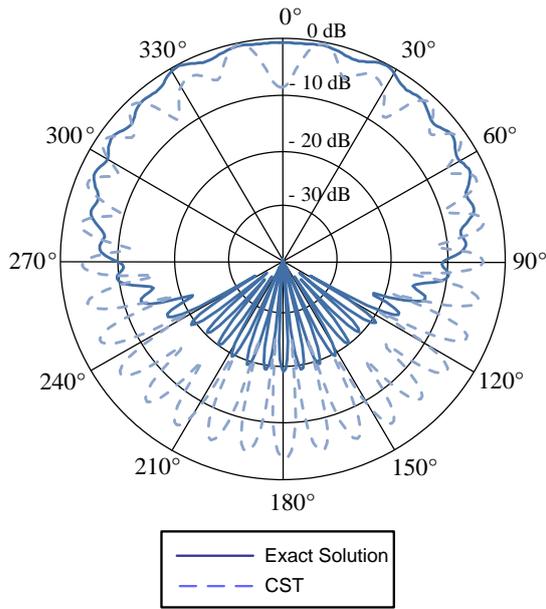
รูปที่ 3.138 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.02\lambda$)



รูปที่ 3.139 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.04\lambda$)

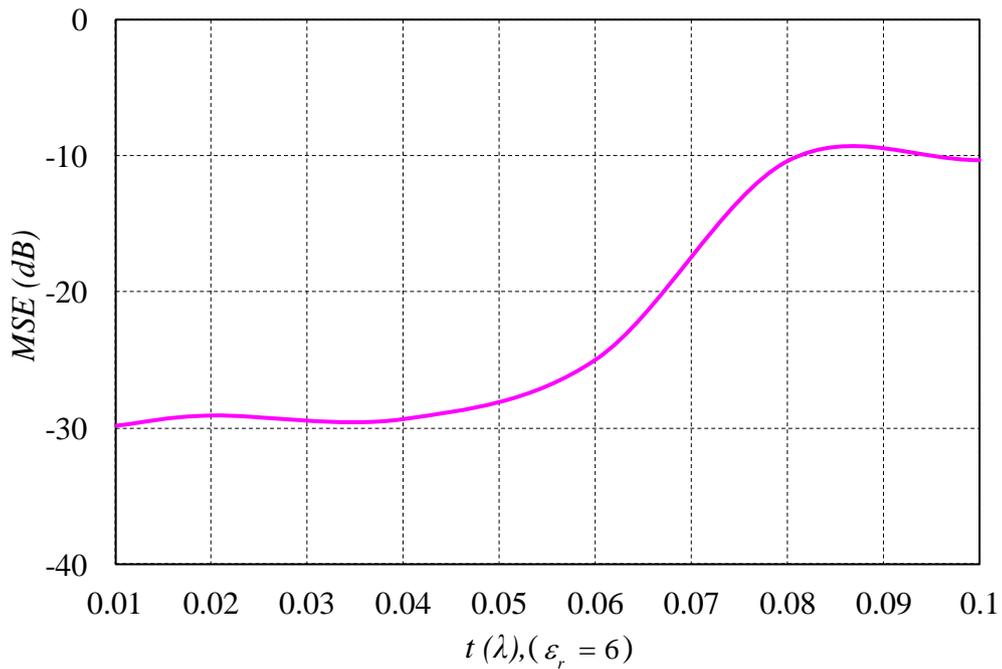


รูปที่ 3.140 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.141 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.08\lambda$)

รูปที่ 3.142 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 2\lambda, t = 0.1\lambda$)

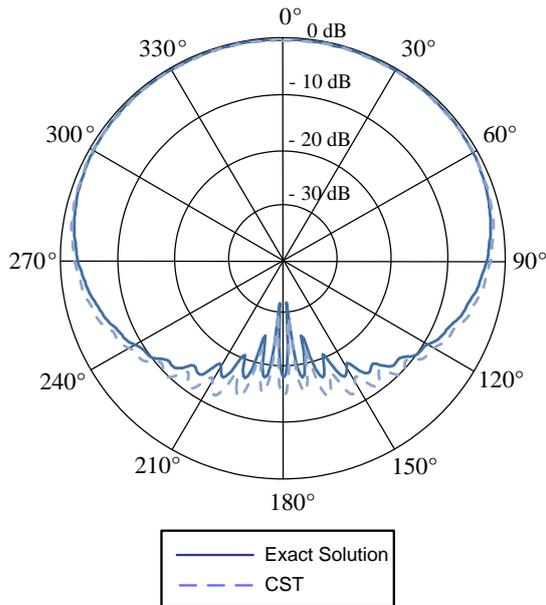


รูปที่ 3.143 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 8 ($a = 2\lambda, \epsilon_r = 6, \mu = 1$)

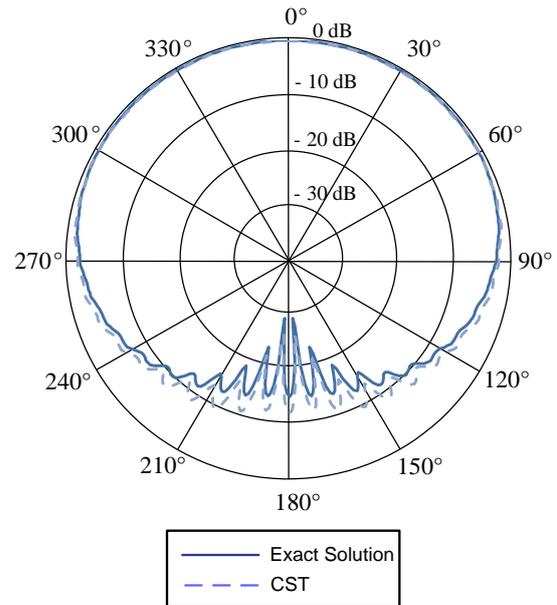
รูปที่ 3.137-3.142 แสดงแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 2λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ เมื่อพิจารณาแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเปรียบเทียบกับผลการจำลองจากโปรแกรม CST Microwave Studio

จะให้ผลที่ใกล้เคียงกัน ในช่วงความหนา $0.01\lambda - 0.06\lambda$ โดยในรูปที่ 3.143 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 8 จะพบว่าค่าความผิดพลาดจะสูงขึ้นเมื่อความหนาของวัสดุเคลือบเพิ่มขึ้น ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -29.81 dB ถึง -24.95 dB ด้วยความหนาระหว่าง $0.01\lambda - 0.06\lambda$

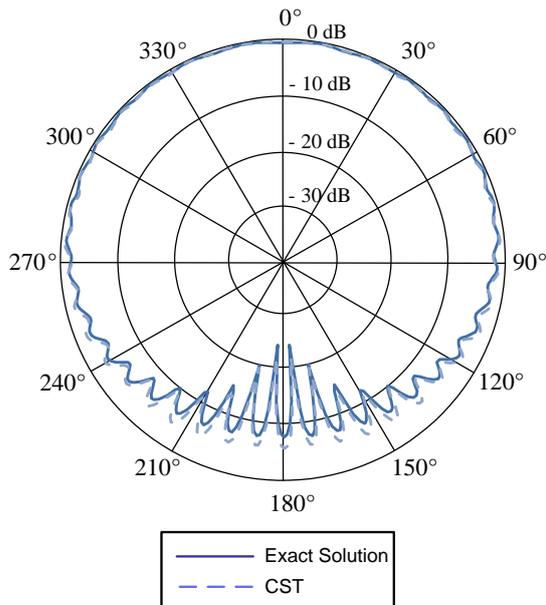
3.2.3.3 กรณีที่ 9: การแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)



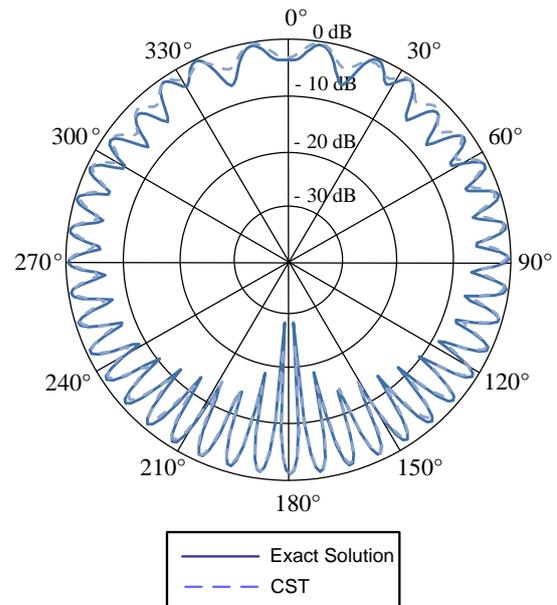
รูปที่ 3.144 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy -plane ($a = 3\lambda, t = 0.01\lambda$)



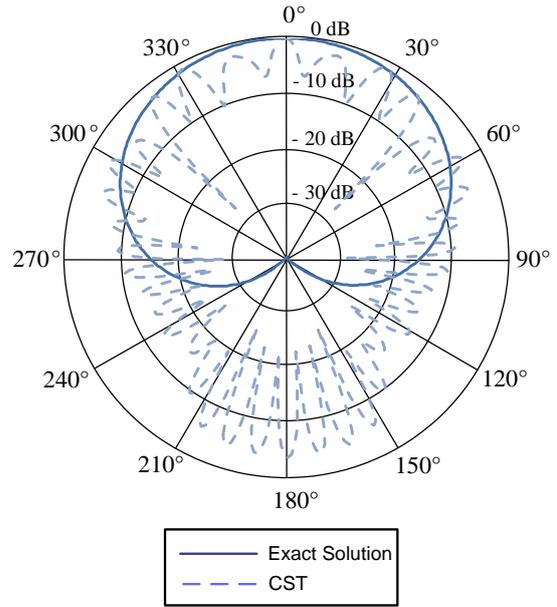
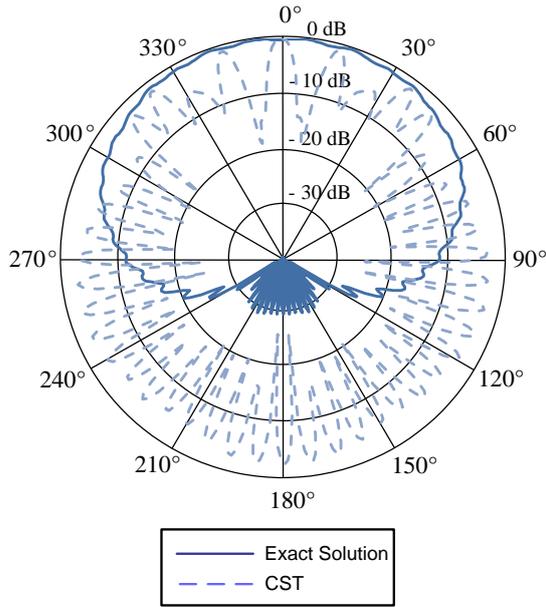
รูปที่ 3.145 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy -plane ($a = 3\lambda, t = 0.02\lambda$)



รูปที่ 3.146 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy -plane ($a = 3\lambda, t = 0.04\lambda$)

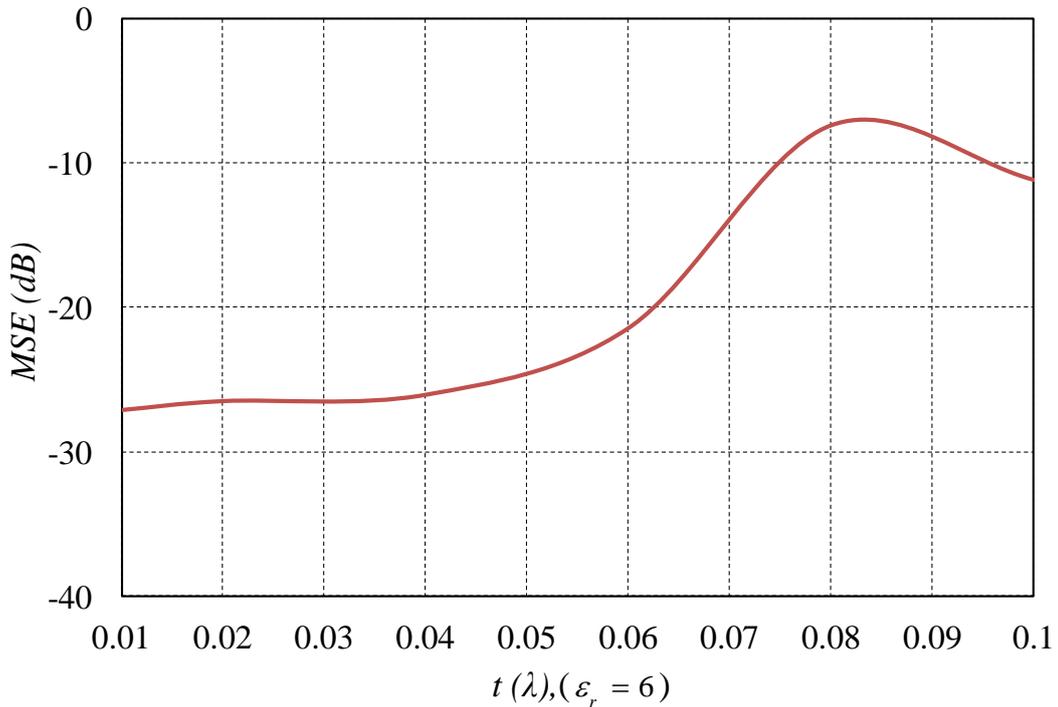


รูปที่ 3.147 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy -plane ($a = 3\lambda, t = 0.06\lambda$)



รูปที่ 3.148 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.08\lambda$)

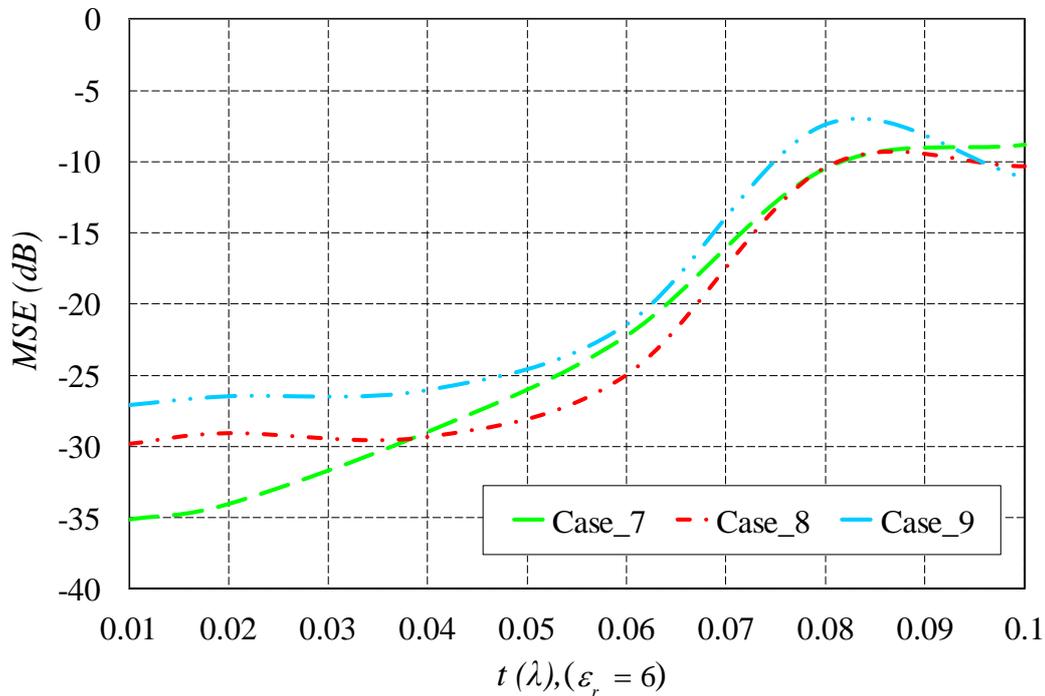
รูปที่ 3.149 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ($a = 3\lambda, t = 0.1\lambda$)



รูปที่ 3.150 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 9 ($a = 3\lambda, \epsilon_r = 6, \mu = 1$)

แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ xy-plane ของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นบนทรงกระบอกรัศมีขนาด 3λ เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$) เมื่อความหนาของพื้นผิวไดอิเล็กตริกเปลี่ยนแปลงจาก 0.01λ ถึง 0.1λ ที่สามารถแสดงในรูปที่ 3.144-3.149 จากรูปที่ 3.150 ค่า

ความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยจะมีค่าอยู่ระหว่าง -27.08 dB ถึง -21.42 dB ด้วยความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.06λ มิลลิเมตร โดยในช่วงความหนาดังกล่าวของวัสดุไดอิเล็กตริก ($\epsilon_r = 6, \mu = 1$)



รูปที่ 3.151 ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยของกรณีที่ 7 เปรียบเทียบกับกรณีที่ 8 และกรณีที่ 9

รูปที่ 3.151 แสดงค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยในกรณีที่กำหนดให้ทรงกระบอกมีรัศมีเท่ากับ 1λ (กรณีที่ 7) 2λ (กรณีที่ 8) และ 3λ (กรณีที่ 9) ซึ่งจะถูกรุ่นด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกที่มี $\epsilon_r = 6, \mu = 1$ ด้วยความหนาแน่น (0.01λ - 0.1λ) จากรูปแสดงให้เห็นว่าเมื่อความหนาแน่นของวัสดุเคลือบเพิ่มขึ้นผลเฉลยจากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะมีค่าที่ต่างจากกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio โดยค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ยมากขึ้น โดยจะพบว่าในกรณีที่ 7 8 และ 9 นี้ค่าความหนาแน่นที่สามารถใช้ได้โดยไม่ก่อให้เกิดความแตกต่างมากคือค่าความหนาแน่นระหว่าง 0.01λ - 0.065λ

เนื้อหาในหัวข้อที่ 3 จะเป็นการแสดงผลจากการจำลองการแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดแม่เหล็กและไฟฟ้าบนวัสดุอิมพีแดนซ์พื้นผิวโค้งที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นนำมาเปรียบเทียบกับผลการจำลองที่ได้จากโปรแกรม CST Microwave Studio โดยจะแสดงผลโดยแบบรูปการแพร่กระจายคลื่น และทำการหาขอบเขตการทำงานจากการใช้ค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย โดยกรณีศึกษาจะถูกแบ่งออกเป็น 1 การศึกษาถึงค่าไดอิเล็กตริกเมื่อ 1.1 $\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$, 1.2 $\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$ และ $\epsilon_r = 6, \mu = 12$. ขนาดของทรงกระบอกตัวนำเมื่อรัศมีของทรงกระบอกมีค่า 2.1 $a = \lambda, a = 2\lambda$ และ $a = 3\lambda$ 3. ค่าความหนาแน่นของวัสดุเคลือบที่เปลี่ยนแปลงไป โดยสามารถสรุปผลได้ดังตารางดังนี้

ตารางที่ 3.1 สรุปผลการจำลองการแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดแม่เหล็กและไฟฟ้าบนวัสดุอิมพีแดนซ์พื้นผิวโค้งที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นนำมาเปรียบเทียบกับผลการจำลองที่ได้จากโปรแกรม CST Microwave Studio

แหล่งกำเนิดคลื่น	ชนิดของวัสดุเคลือบ	ขนาดรัศมี a	กรณีนี้ที่	ความหนา t (MSE < -20 dB)
ไฟฟ้า	$\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$	λ	1	$0.01 \lambda - 0.22 \lambda$
		2λ	2	$0.01 \lambda - 0.20 \lambda$
		3λ	3	$0.01 \lambda - 0.20 \lambda$
	$\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$	λ	4	$0.01 \lambda - 0.08 \lambda$
		2λ	5	$0.01 \lambda - 0.08 \lambda$
		3λ	6	$0.01 \lambda - 0.08 \lambda$
	$\epsilon_r = 6, \mu = 1$	λ	7	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$
		2λ	8	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$
		3λ	9	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$
แม่เหล็ก	$\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$	λ	1	$0.01 \lambda - 0.11 \lambda$
		2λ	2	$0.01 \lambda - 0.11 \lambda$
		3λ	3	$0.01 \lambda - 0.105 \lambda$
	$\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$	λ	4	$0.01 \lambda - 0.08 \lambda$
		2λ	5	$0.01 \lambda - 0.07 \lambda$
		3λ	6	$0.01 \lambda - 0.07 \lambda$
	$\epsilon_r = 6, \mu = 1$	λ	7	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$
		2λ	8	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$
		3λ	9	$0.01 \lambda - 0.06 \lambda$

จากตารางที่ 3.1 จะเห็นได้ว่าค่าไดอิเล็กตริกของวัสดุที่นำมาเคลือบมีผลต่อขอบเขตค่าความหนาที่สามารถนำเอาวิธีการผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นไปใช้งาน โดยเมื่อค่าไดอิเล็กตริกมีค่าเพิ่มมากขึ้นค่าความหนาที่สามารถใช้งานได้ก็จะลดลง ดังเช่นในกรณีที่ 1 2 และ 3 เมื่อทรงกระบอกตัวนำเคลือบด้วย Teflon ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) ขอบเขตความหนาที่สามารถใช้งานได้จะมีค่าอยู่ระหว่าง $0.01 \lambda - 0.22 \lambda$ ในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้า และจะมีค่าอยู่ระหว่าง $0.01 \lambda - 0.11 \lambda$ ในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก

ในกรณีที่ 3 4 และ 5 เมื่อทรงกระบอกตัวนำเคลือบด้วย FR-4 ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) ค่าขอบเขตความหนาของวัสดุเคลือบที่จะสามารถนำไปใช้งานได้จะมีค่า $0.01 \lambda - 0.08 \lambda$ ในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้า และมีค่าอยู่ระหว่างประมาณ $0.01 \lambda - 0.07 \lambda$ ในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก

และในกรณีที่ 7 8 และ 9 เมื่อวัสดุไดอิเล็กตริกที่เคลือบทรงกระบอกตัวนำถูกสมมุติให้มีค่า $\epsilon_r = 6, \mu = 1$ ค่าขอบเขตความหนาของวัสดุเคลือบที่จะสามารถนำไปใช้งานได้จะมีค่า $0.01 \lambda - 0.06 \lambda$ ในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและทั้งในกรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก

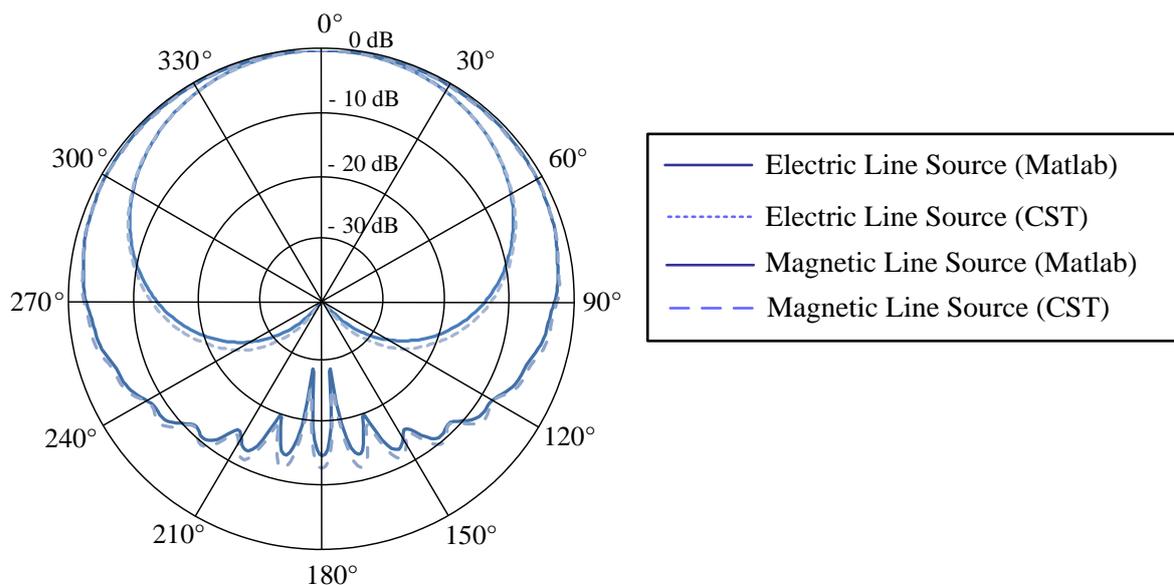
จากตารางจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าขนาดของรัศมีของวัสดุทรงกระบอกตัวนำมีผลต่อขอบเขตการใช้งานค่าความหนาของวัสดุเคลือบน้อยมาก แต่อย่างไรก็ตามขนาดของทรงกระบอกที่มีขนาดใหญ่ขึ้นจะส่งผลต่อเวลาที่ใช้ในการจำลองโดยการใช้โปรแกรม CST microwave studio เป็นอย่างมากดังแสดงในตารางที่ 3.2

ตารางที่ 3.2 ตารางแสดงเวลาที่ใช้ในการคำนวณเปรียบเทียบระหว่างวิธีผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับการจำลองโดยใช้โปรแกรม CST microwave studio กรณีของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก

กรณี	ขนาดรัศมี a	ความหนา t	เวลาที่ใช้ในการคำนวณ (Intel(R) Core(TM) i7-2700K CPU @ 3.50 GHz, RAM 16.0 GB)	
			การจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio	วิธีการผลเฉลยไอเกน ฟังก์ชันของคลื่นโดย โปรแกรม Matlab
7	λ	0.02λ	1.9.14	0.3.14
		0.06λ	1.37.50	0.3.13
8	2λ	0.02λ	2.2.36	0.3.14

กรณีศึกษา	ขนาดรัศมี a	ความหนา t	เวลาที่ใช้ในการคำนวณ	
			การจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave Studio	วิธีการผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นโดยโปรแกรม Matlab
		0.06λ	4.5.30	0.3.56
9	3λ	0.02λ	4.17.18	0.3.73
		0.06λ	8.48.56	0.3.70

จากตารางที่ 3.2 จะเห็นได้ว่าระยะเวลาที่ใช้ในการจำลองโดยโปรแกรม CST microwave studio นั้นจะแปรผันตรงกับขนาดของทรงกระบอกตัวนำที่เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกนั้นและใช้ระยะเวลาในการจำลองเป็นจำนวนมาก ในขณะที่การเลือกใช้ผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นจะใช้ระยะเวลาเฉลี่ยประมาณ 3.14 นาที และนอกจากระยะเวลาที่สามารถคำนวณได้อย่างรวดเร็วขึ้นแล้วประโยชน์ของงานวิจัยที่ได้ศึกษานี้คือ การที่พบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังเมื่อนำเอาแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กไปติดกับทรงกระบอกตัวนำที่เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกนั้นจะมีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นด้านหลังที่ถูกลดทอนจากวัสดุดังกล่าวดีกว่าในกรณีของการนำเอากำเนิดคลื่นไฟฟ้าไปใช้งานดังแสดงในรูปที่ 3.152



รูปที่ 3.152 ตัวอย่างเปรียบเทียบแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นในระนาบ XY-plane ของกรณีศึกษา 2 ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแม่เหล็กที่วางอยู่บนทรงกระบอกตัวนำ

จากรูปที่ 3.152 เมื่อทำการเปรียบเทียบระหว่างแบบรูปแพร่กระจายคลื่นในระนาบ XY-plane ของกรณีที่ 2 ของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแม่เหล็กที่วางอยู่บนทรงกระบอกตัวนำจะเป็นการยืนยันว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กมีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นด้านหลังที่มีการถูกลดทอนน้อยกว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้า ดังนั้นจึงสามารถนำข้อดีของการใช้แหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กที่วางอยู่บนทรงกระบอกตัวนำที่เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกไปใช้กับงานวิจัยเช่นการนำเอาสายอากาศไปติดกับวัสดุทรงกระบอกตัวนำขนาดใหญ่ที่เคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก เช่น ชั้นสีเป็นต้นและเนื่องจากในปัจจุบันเทคโนโลยีระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุกำลังเป็นเทคโนโลยีที่น่าสนใจ อีกทั้งยังถูกนำมาใช้กับการใช้งานที่หลากหลาย โดยส่วนประกอบของระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุจะถูกแบ่งออกเป็น 3 ส่วนหลักๆ คือเครื่องอ่าน, ส่วนควบคุมและแท็ก โดยส่วนงานที่เราสนใจในการทำวิจัยคือสายอากาศแท็ก ที่ถูกนำไปใช้กับถังเหล็ก หรือถังน้ำมันขนาดใหญ่ โดยโครงสร้างของสายอากาศที่สนใจคือ สายอากาศช่องเปิดเนื่องจากสายอากาศดังกล่าวสามารถที่จะสมมูลย์ให้เป็นแหล่งกำเนิดแม่เหล็กชนิดได้ [12] โดยในงานวิจัยนี้สายอากาศช่องเปิดได้ถูกนำมาพิจารณา

บทที่ 4

การออกแบบสายอากาศแท่ง

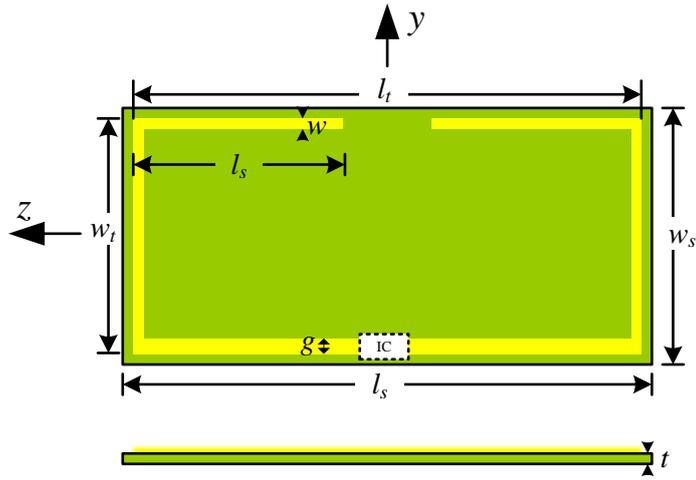
4. การออกแบบสายอากาศแท่งขนาดเล็กช่องเปิดและผลการจำลอง

เนื่องจากงานที่ได้นำเสนอในเบื้องต้นว่าเมื่อนำแหล่งจ่ายแม่เหล็ก มาใช้กับทรงกระบอกตัวนำขนาดใหญ่ที่หุ้มด้วยสารไดอิเล็กทริกเมื่อเปรียบเทียบกับแหล่งจ่ายไฟฟ้าจะให้แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังที่ดีกว่า ดังนั้นในส่วนงานที่สนใจในการออกแบบคือ สายอากาศที่มีคุณลักษณะเป็นแหล่งจ่ายแม่เหล็กที่มีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นเป็นแบบรอบทิศทาง

เนื้อหาในหัวข้อนี้จะเป็นการนำเสนอสายอากาศขนาดเล็กช่องเปิดที่สร้างบนวัสดุฐานรองชนิด FR-4 โดยมีความหนาเท่ากับ 1.6 มิลลิเมตร ซึ่งจะมีการศึกษาถึงโครงสร้างเริ่มต้นของสายอากาศที่จะนำมาออกแบบ และโครงสร้างของสายอากาศที่มีความเหมาะสมกับการนำมาประยุกต์ใช้กับชิปวงจรรวมรุ่น NXP G2XL โดยในหัวข้อนี้จะมุ่งเน้นไปทางด้านกรออกแบบสายอากาศขนาดเล็ก มีโครงสร้างที่ไม่ซับซ้อนและสามารถนำไปติดกับโลหะได้ โดยให้สายอากาศที่ออกแบบมีความเหมาะสมกับการนำไปใช้งานกับชิปวงจรรวมรุ่น NXP G2XL ซึ่งจะพิจารณาจากค่าอิมพีแดนซ์และค่าเปอร์เซ็นต์การส่งผ่านกำลังงานของสายอากาศแท่งไปยังชิปวงจรรวม โดยวัตถุประสงค์ในเนื้อหาของบทนี้คือการให้ได้มาซึ่งสายอากาศที่มีขนาดจำกัดภายใต้ข้อกำหนดเบื้องต้นแต่ยังสามารถมีสมรรถนะในการนำไปประยุกต์ใช้งาน

4.1 โครงสร้างของสายอากาศแท่งขนาดเล็กช่องเปิด

เพื่อที่จะให้สายอากาศสามารถส่งต่อพลังงานไปยังชิปวงจรรวมให้ได้สูงที่สุดนั้น สายอากาศแท่งควรที่จะแมตซ์สังยุคกับชิปวงจรรวมที่จะนำมาออกแบบ ดังนั้นจากการคำนวณหาค่าอิมพีแดนซ์ของชิปวงจรรวมในข้างต้นทำให้เราทราบว่าค่าอิมพีแดนซ์ของสายอากาศแท่งพิจารณาที่ค่าความถี่ 922.5 MHz ควรค่าที่ใกล้เคียงกับ $15.87 + j148.7$ โอห์ม การออกแบบสายอากาศแท่งในเบื้องต้นนั้น สายอากาศช่องเปิดจะถูกนำมาพิจารณาเป็นส่วนแรก ขนาดของสายอากาศจะถูกกำหนดให้มีขนาดความยาวเท่ากับ $0.32 \lambda_d$ หรือ 50 มิลลิเมตร และมีความกว้างเท่ากับ $0.064 \lambda_d$ หรือ 10 มิลลิเมตร เมื่อ λ_d คือค่าความยาวคลื่นในวัสดุ โครงสร้างที่ถูกกำหนดค่าในเบื้องต้นอีกส่วนหนึ่งนั้นคือโครงสร้างในส่วนที่เป็นฐานรองของชิปวงจรรวมโดยพารามิเตอร์ของโครงสร้างดังกล่าวคือความกว้างของช่องเปิด g โดยมีขนาดเท่ากับ 1.5 มิลลิเมตร โดยสายอากาศจะถูกจำลองและสร้างบนวัสดุชนิด FR-4 ชนิดบางที่มีความหนา 1.6 มิลลิเมตร ($\epsilon_r = 4.3$, $\tan \delta = 0.025$) โดยโครงสร้างที่สมบูรณ์แบบของสายอากาศนั้นจะแสดงในรูปที่ 4.1



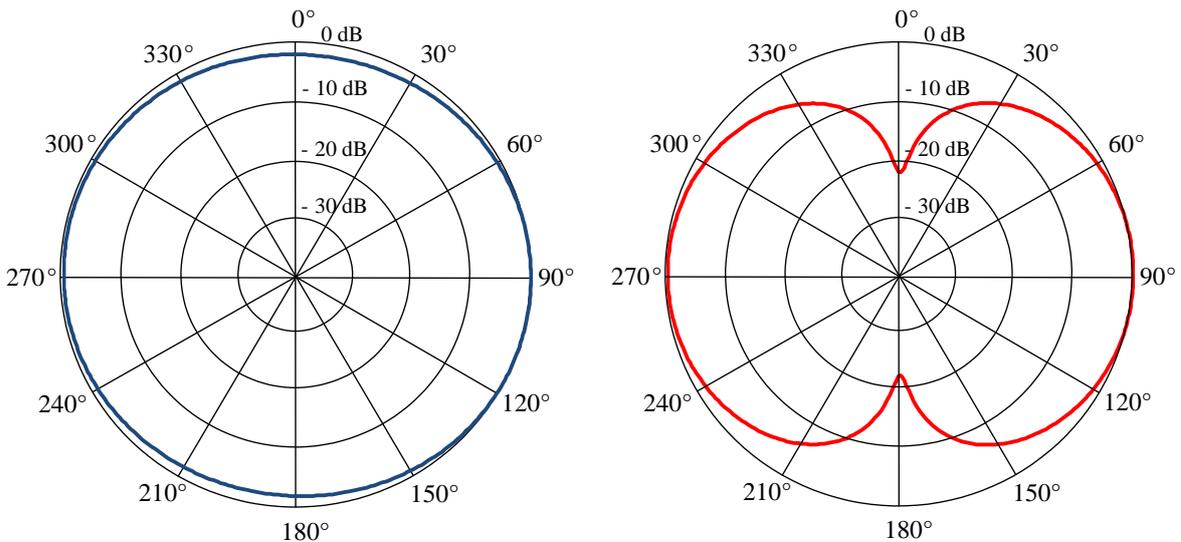
รูปที่ 4.1 สายอากาศแท่งขนาดเล็กช่องเปิด

พารามิเตอร์	ขนาดทางกายภาพ (มิลลิเมตร)	ขนาดทางไฟฟ้า (λ_d)
g	1.5	0.0095
l_b	19.9	0.127
l_s	50.0	0.32
l_t	48.0	0.31
w	1.0	0.0064
w_s	24.5	0.156
w_t	22.5	0.143
t_k	1.5	0.0095

4.2 ผลการจำลอง

ในหัวข้อนี้จะเป็นการแสดงผลการจำลองของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กกรุปวงคู่โดยการจำลองด้วยโปรแกรม CST @ Microwave Studio โดยในหัวข้อนี้จะแสดงผลการจำลองคุณลักษณะของสายอากาศที่ได้นำเสนอเช่น แบบรูปการแพร่กระจายคลื่น คุณลักษณะเชิงอิมพีแดนซ์ ค่าการสูญเสียย้อนกลับ และอัตรายายของสายอากาศ

4.2.1 แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก



(ก) (H_θ) ในระนาบ XY (XY-plane)

(ข) (H_θ) ในระนาบ XZ (XZ-plane)

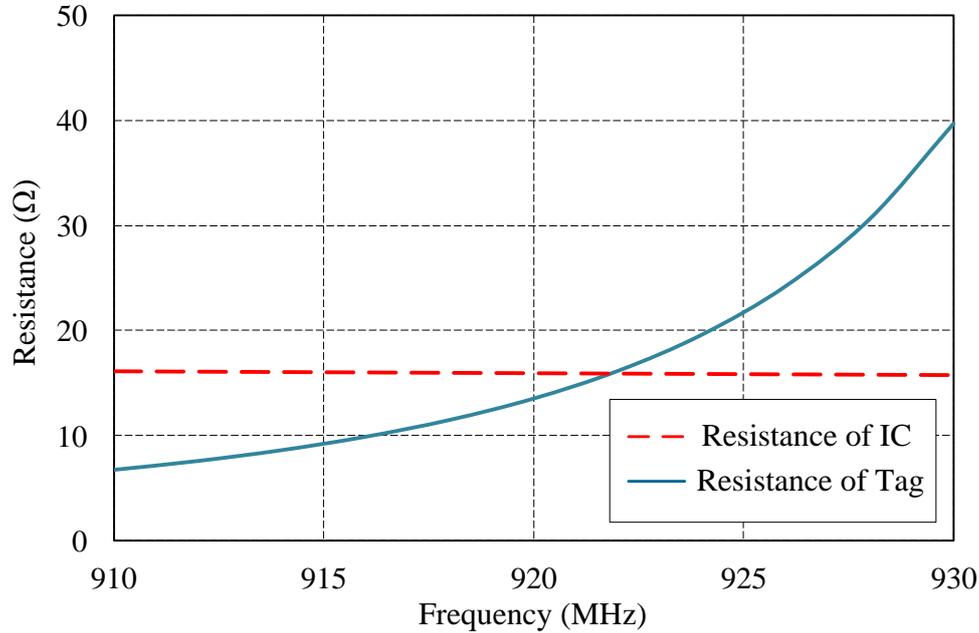
รูปที่ 4.2 ผลการจำลองแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก

ในรูปที่ 4.2 แสดงผลการจำลองแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นขององค์ประกอบสนามแม่เหล็ก (H_θ) ในระนาบ XY (XY-plane) ที่ความถี่กลาง 922.5 MHz โดยแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จะเป็นแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นแบบรอบตัวและแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นขององค์ประกอบสนามแม่เหล็ก (H_θ) ในระนาบ XZ (XZ-plane) พบว่ากำลังงานลดลงครึ่งหนึ่ง (Half-power beamwidth) จะมีค่าเท่ากับ 89 องศา

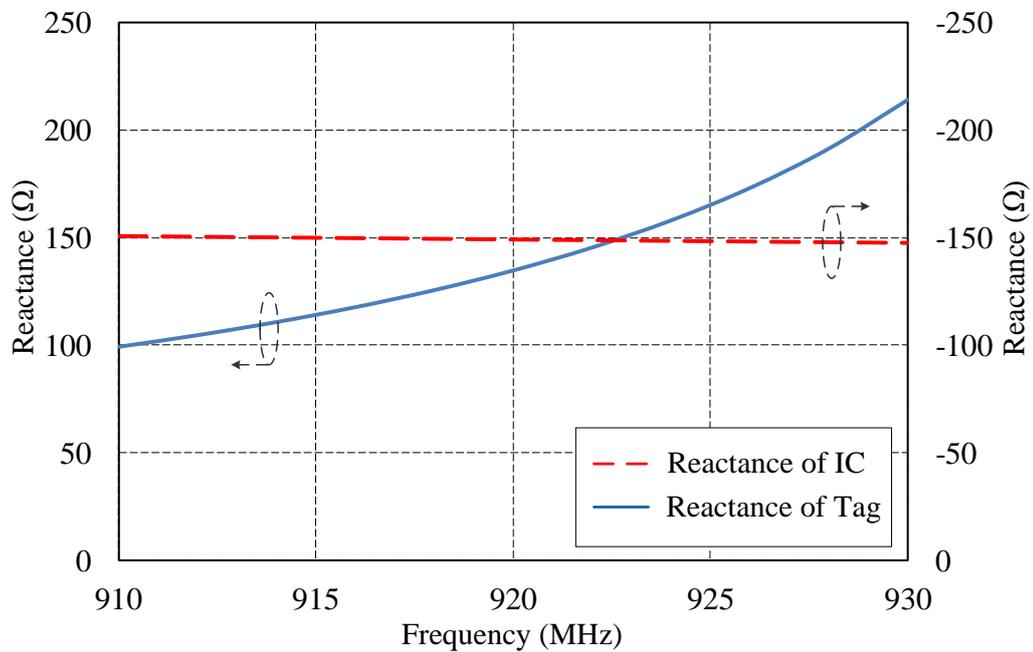
4.2.2 คุณลักษณะเชิงอิมพีแดนซ์ของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก

ในส่วนนี้จะเป็นการอธิบายถึงคุณลักษณะเชิงอิมพีแดนซ์ของสายอากาศเมื่อความถี่มีการเปลี่ยนแปลง ดังแสดงในรูปที่ 4.3 จากรูปจะพบว่าสายอากาศจะมีการเปลี่ยนแปลงค่าความต้านทานอยู่ระหว่าง 13.5 โอห์ม ถึง 21.9 โอห์ม ในย่านความถี่ระหว่าง 920-925 MHz ซึ่งจะเห็นได้ว่าค่าความต้านทานดังกล่าวมีค่าที่ใกล้เคียงกับค่าอิมพีแดนซ์ของชิปวงจรรวมซึ่งจะมีค่าอยู่ระหว่าง 15.8-16 โอห์ม

นอกจากนั้นในรูปที่ 4.3 ยังแสดงผลของค่ารีแอ็กแตนซ์เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงค่าความถี่ โดยมีการเปลี่ยนแปลงอยู่ระหว่าง 134.75-165.47 โอห์ม เมื่อพิจารณาที่กลางความถี่ที่ใช้งานที่ 922.5 MHz สายอากาศจะมีค่าอิมพีแดนซ์เท่ากับ $17.01+j148.53$ โอห์ม



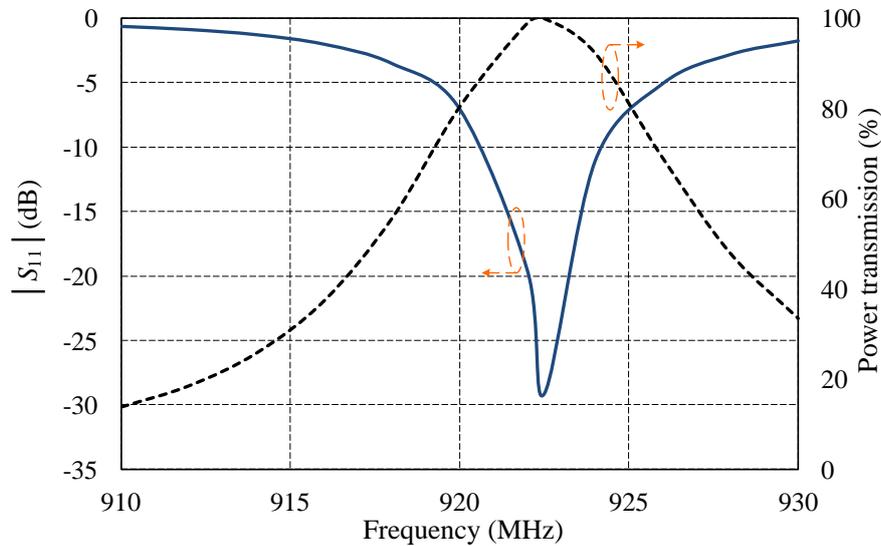
(ก) ความต้านทาน



(ข) รีแอ็กแตนซ์

รูปที่ 4.3 ค่าอิมพีแดนซ์ของสายอากาศแท็กช่องเปิดขนาดเล็ก

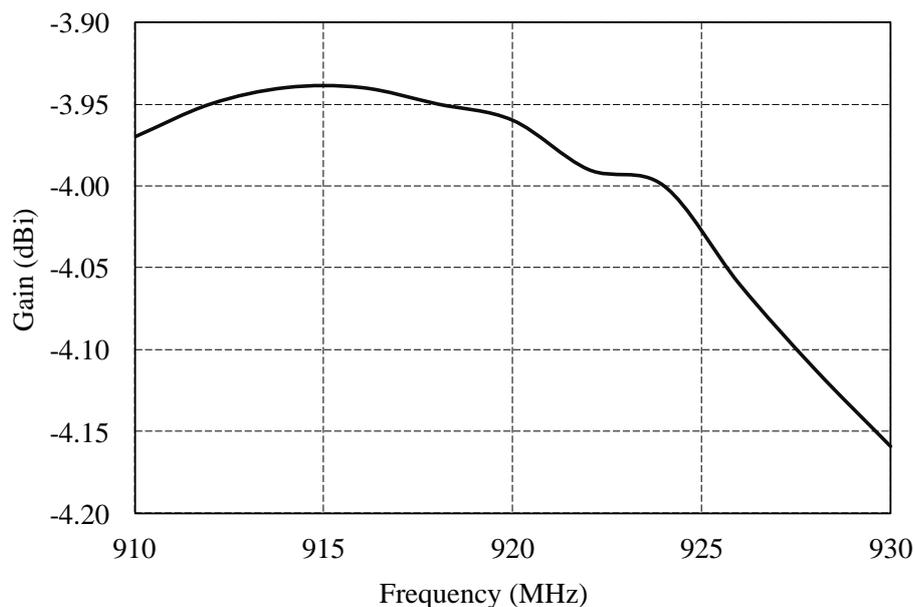
4.2.3 ค่า $|S_{11}|$ (dB) และค่าเปอร์เซ็นต์กำลังงานการส่งผ่านของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก



รูปที่ 4.4 ค่า $|S_{11}|$ และค่าเปอร์เซ็นต์กำลังงานการส่งผ่านของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก

ในรูปที่ 4.3 แสดงค่า $|S_{11}|$ ของสายอากาศแท่งขนาดเล็กรูปวงคู่โดยพิจารณาที่ค่า $|S_{11}|$ ต่ำกว่า -3 dB โดยจะพบว่าสามารถครอบคลุมย่านความถี่ 917-926 MHz ซึ่งสามารถครอบคลุมย่านความถี่ที่เป็นไปตามมาตรฐานภายในประเทศไทยคือ 920-925 MHz และเมื่อพิจารณาที่ค่าความถี่กลางที่ใช้งาน ณ 922.5 MHz ค่า $|S_{11}|$ ของสายอากาศจะมีค่าเท่ากับ -29.14 dB โดยมีค่าเปอร์เซ็นต์กำลังงานการส่งผ่าน 99.87%

4.2.4 ค่าอัตราขยายของสายอากาศ

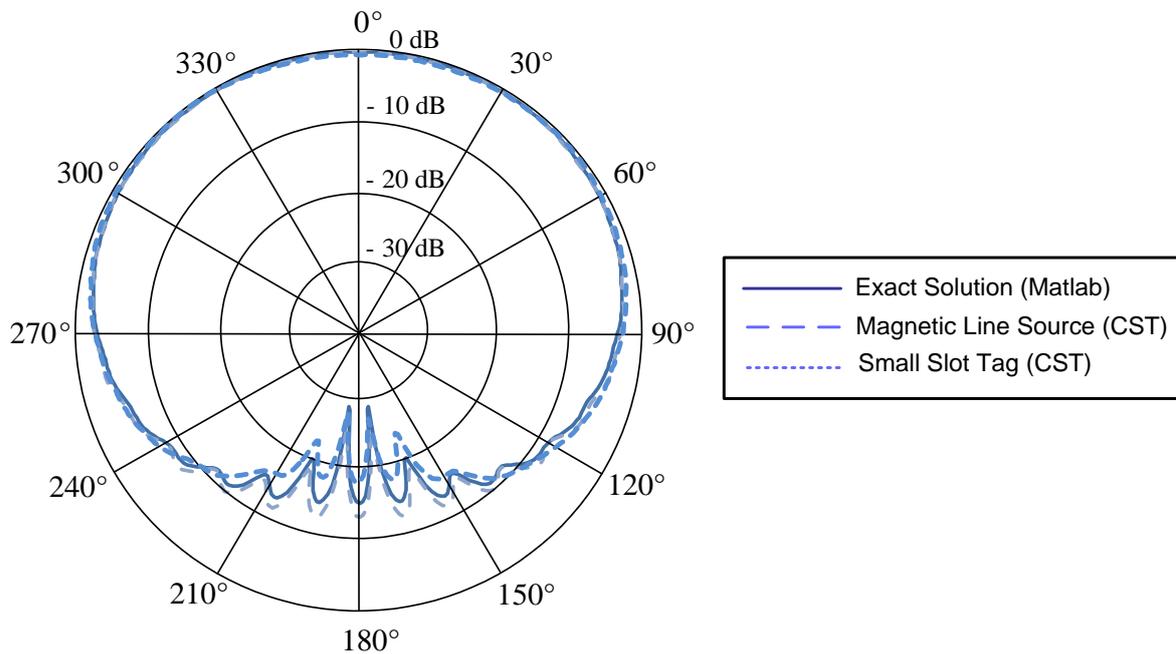


รูปที่ 4.5 ค่าอัตราขยายของสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็ก

ในรูปที่ 4.5 แสดงค่าอัตราขยายของสายอากาศโดยอัตราขยายของสายอากาศระหว่างย่านความถี่ 920-925 MHz โดยอัตราขยายของสายอากาศจะลดต่ำลง โดยค่าอัตราขยายของสายอากาศจะเปลี่ยนแปลงอยู่ระหว่าง -3.9 ถึง -4.2 dBi เมื่อพิจารณาในช่วงความถี่ที่เป็นไปตามมาตรฐานภายในประเทศ ซึ่งมีย่านความถี่ 920-925 MHz สายอากาศจะมีค่าอัตราขยายเฉลี่ยเท่ากับ -4 dBi และเมื่อพิจารณาที่ค่าความถี่กลางที่ใช้งานสายอากาศจะมีอัตราขยายเท่ากับ -4 dBi

4.3 สายอากาศแท่งบนวัสดุทรงกระบอก

ในหัวข้อนี้จะเป็นการจำลองสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กที่ได้ทำการออกแบบร่วมกับทรงกระบอกตัวนำขนาดใหญ่ รัศมี 1λ ที่เคลือบด้วย Teflon ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) หนา 0.02λ ด้วยโปรแกรม CST microwave studio และนำผลที่ได้มาเปรียบเทียบกับผลการจำลองที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นและผลที่ได้จากการจำลองแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กยาวอนันต์ที่วางอยู่บนวัสดุทรงกระบอกตัวนำขนาดรัศมี 1λ ที่เคลือบด้วย Teflon ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) หนา 0.02λ เพื่อเป็นการยืนยันว่าสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กที่ออกแบบมีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นทางด้านหลังที่ไม่ถูกลดทอนจากการนำไปติดบนวัสดุทรงกระบอกตัวนำขนาดใหญ่ที่หุ้มด้วยวัสดุไดอิเล็กตริก โดยแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจะแสดงในระนาบ xy-plane ของทั้งสามกรณี



รูปที่ 4.6 การเปรียบเทียบแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นขององค์ประกอบสนามแม่เหล็ก (H_θ) ในระนาบ XY (XY-plane)

จากการวิเคราะห์แบบรูปการแพร่กระจายคลื่นที่ได้จากผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับการจำลองผลโดยใช้โปรแกรม CST microwave studio จากกรณีที่มีแหล่งกำเนิดแม่เหล็กชนิดเส้นวางอยู่บน

วัสดุทรงกระบอกตัวนำที่หุ้มด้วย Teflon ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) เปรียบเทียบกับกรณีที่น่าเอาแท่งช่องเปิดขนาดเล็กมาติดกับวัสดุดังกล่าว จะเห็นได้ว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของสายอากาศแท่งที่ออกแบบไม่เกิดการลดทอนที่ด้านหลังมากนัก ซึ่งจะมีความเหมาะสมกับการนำไปใช้งานเพื่อเพิ่มประสิทธิภาพการนำเอาแท่งดังกล่าวไปใช้กับวัสดุตัวนำที่เคลือบด้วยชั้นวัสดุไดอิเล็กตริกเช่น ถังแก๊สหรือถังน้ำมัน เป็นต้น

บทที่ 5

สรุปผล

งานวิจัยนี้เสนอการวิเคราะห์การแพร่กระจายทางแม่เหล็กไฟฟ้าของแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กชนิดเส้นที่วางอยู่บนพื้นผิวอิมพีแดนซ์จากการใช้วิธีการคำนวณผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นโดยผ่านโปรแกรม Matlab และจากการจำลองโดยใช้โปรแกรม CST Microwave studio โดยกรณีการศึกษาจะแบ่งออกเป็นการศึกษาทั้งแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแม่เหล็กเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงขนาดของทรงกระบอกตัวนำที่ถูกเคลือบด้วยวัสดุไดอิเล็กตริกโดยขนาดที่ทำการศึกษาคือทรงกระบอกตัวนำที่มีรัศมี λ , 2λ และ 3λ นอกจากนั้นค่าคงที่ไดอิเล็กตริกยังได้ถูกนำมาพิจารณาโดยแบ่งออกเป็นอีกสามกรณีศึกษาคือ กรณีที่เป็น Teflon ($\epsilon_r = 2.1, \mu = 1$) กรณีที่เป็น FR-4 ($\epsilon_r = 4.3, \mu = 1$) และกรณีที่วัสดุมีค่า $\epsilon_r = 6.0, \mu = 1$ และความหนาของวัสดุไดอิเล็กตริกที่นำมาเคลือบได้ถูกนำมาพิจารณาเพื่อใช้เป็นขอบเขตในการใช้งานของผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นเมื่อเปรียบเทียบกับผลการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave studio โดยผ่านค่าความคลาดเคลื่อนกำลังสองเฉลี่ย (ต่ำกว่า -20 dB) โดยจะพบว่าเมื่อความหนาของวัสดุเคลือบเพิ่มขึ้นค่าความแตกต่างระหว่างผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นกับผลที่ได้จากการจำลองโดยโปรแกรม CST Microwave studio จะเพิ่มมากขึ้น ส่วนค่าคงที่ไดอิเล็กตริกที่เพิ่มขึ้นและขนาดที่เพิ่มขึ้นนั้นส่งผลกระทบน้อยมากกับค่าขอบเขตความหนาที่สามารถนำมาใช้งานได้ของวัสดุไดอิเล็กตริกที่นำมาเคลือบ แต่อย่างไรก็ตามทั้งค่าความหนาที่เพิ่มขึ้นและขนาดของทรงกระบอกที่เพิ่มขึ้นส่งผลต่อระยะเวลาในการจำลองจากการใช้โปรแกรม CST Microwave studio ซึ่งในบางกรณีจะใช้ระยะเวลาในการคำนวณที่มากกว่า 8 ชั่วโมง ในขณะที่การคำนวณจากการผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นโดยผ่านโปรแกรม Matlab จะใช้ระยะเวลาในการคำนวณเฉลี่ยประมาณ 3 นาที ดังนั้นจะเห็นได้ว่าการคำนวณโดยใช้ผลเฉลยไอเกนฟังก์ชันของคลื่นที่ได้นำเสนอสามารถลดระยะเวลาในการคำนวณได้เป็นอย่างมาก

นอกจากนั้นจากการพิจารณาเปรียบเทียบระหว่างแบบรูปแพร่กระจายคลื่นในระนาบ XY-plane ของกรณี แหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้าและแม่เหล็กที่วางอยู่บนทรงกระบอกตัวนำจะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของแหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็กมีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นด้านหลังที่มีการถูกลดทอนน้อยกว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นจากแหล่งกำเนิดคลื่นไฟฟ้างั้นจึงสามารถสรุปได้ว่า แหล่งกำเนิดคลื่นแม่เหล็ก มีความเหมาะสมกับการนำไปประยุกต์ใช้กับการนำไปติดตั้งกับวัสดุทรงกระบอกตัวนำมากกว่าแหล่งกำเนิดคลื่นชนิดไฟฟ้า

และเนื่องจากการศึกษาและวิเคราะห์ในข้างต้นและความน่าสนใจของเทคโนโลยีระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุในปัจจุบันทำให้งานวิจัยชิ้นนี้ได้เสนอการออกแบบสายอากาศที่มีลักษณะเสมือนแหล่งจ่ายคลื่นชนิดแม่เหล็ก เพื่อมีวัตถุประสงค์ที่จะนำไปใช้กับวัสดุทรงกระบอกตัวนำขนาดใหญ่ที่เคลือบด้วยชั้นไดอิเล็กตริกเช่นชั้นสี โดยสายอากาศที่นำเสนอคือสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กของระบบระบุลักษณะทางคลื่นความถี่วิทยุในย่านความถี่ 920-925 MHz โดยสายอากาศที่ออกแบบมีขนาด 2.45×5.0

ตารางเซนติเมตร ค่าอิมพีแดนซ์ของสายอากาศจากการจำลองผลโดยใช้โปรแกรม CST Microwave Studio มีค่าเท่ากับ $17.01 + j148.53 \Omega$ ณ ค่าความถี่กลางที่ 922.5 MHz โดยมีค่าเปอร์เซ็นต์การส่งผ่านกำลังงานเท่ากับ 99.87% มีแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นแบบรอบทิศทาง มีอัตราขยายเท่ากับ -4 dBi และจากการจำลองสายอากาศแท่งช่องเปิดขนาดเล็กเมื่อนำไปติดกับวัสดุทรงกระบอกตัวนำขนาดรัศมี 2λ ที่เคลือบด้วยชั้นไดอิเล็กทริกหนา 0.02λ จะพบว่าแบบรูปการแพร่กระจายคลื่นของสายอากาศแท่งที่ได้ นำเสนอมีความเหมาะสมกับการนำไปประยุกต์ใช้งานกับวัสดุทรงกระบอกที่เคลือบด้วยชั้นไดอิเล็กทริก

บรรณานุกรม/เอกสารอ้างอิง

- [1] M. Bolic, D. Simplot-Ryl, I. Stojmenovic, RFID Systems: Research Trends and Challenges, John Wiley& Sons, 2010.
- [2] G. Marrocco, “**The art of UHF RFID antenna design: impedance matching and size-reduction techniques,**” IEEE Antennas Propagation Magazine., vol. 50, no. 1, pp. 66-79, 2008.
- [3] S. Preradovic, Advanced Radio Frequency Identification Design and Applications, InTech, 2011.
- [4] C.A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics (Second edition), John Wiley& Sons, 2012.
- [5] T.B.A. Senior, J.L. Volakis, “**Generalized impedance boundary conditions in scattering,**” Proceedings of the IEEE, vol. 79, issue 10, pp. 1413-1420, 1991.
- [6] Z. N. Chen, **RFID tag antenna, antennas for portable devices**, England, John Wiley & Sons, 2007.
- [7] G. Marrocco, “**Multiport sensor RFIDs for wireless passive sensing of objects-basic theory and early results**” IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 56, no. 8, pp. 2691 – 2702, Aug 2008.
- [8] Available <http://www.ti.com>
- [9] Available www.cisco.com/en/US/docs/solutions/Enterprise/Mobility/wifch6.html
- [10] D. M. Dobkin, **The RF in RFID passive UHF in practice**, United States of America, Newnes, 2008
- [11] NXP Semiconductors, Ultra High Frequency smart label ICs [online] Available www.nxp.com/acrobat_download/literature/9397/75016225.pdf
- [12] Y. Huang, K. Boyle, **Antennas from Theory to Practice**, John Wiley & Sons, 2008.