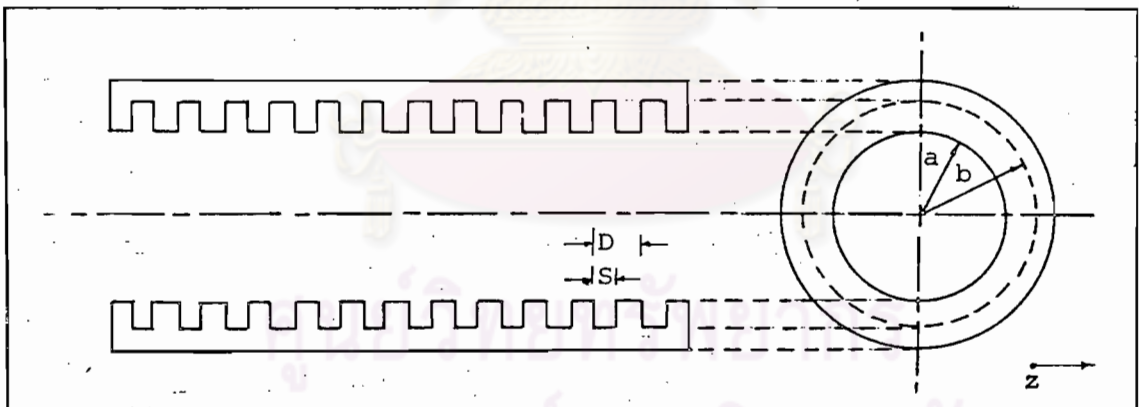




คุณสมบัติของคลื่นในท่อนำคลื่นแบบคอรูเกต

ในบทนี้จะกล่าวถึงการศึกษาคุณสมบัติของการส่งผ่านคลื่นในท่อนำคลื่นรูปร่างทรงกระบอกกลม ผิวภายในสร้างเป็นแบบคอรูเกต (CORRUGATE) แบบรายคาบ (PERIODIC) ผิวคอรูเกตนี้เป็นเงื่อนไขขอบเขตแบบแอนไอโซทรอปิก (ANISOTROPIC BOUNDARY SURFACE) ที่บังคับให้คลื่นที่ส่งผ่านภายในท่อนำคลื่นเป็นคลื่นไฮบริด (HYBRID WAVE) คลื่นไฮบริดดังกล่าวมีลักษณะสำคัญคือ มีทั้งสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กส่งผ่านไปทิศทางตามแนวแกนของท่อนำคลื่น และในตอนท้ายของบทนี้จะกล่าวถึง สมการลักษณะสมบัติของระบบท่อนำคลื่นแบบคอรูเกตนี้ และแสดงค่าการคำนวณลักษณะสมบัติของการนำคลื่น เมื่อความถี่เปลี่ยนแปลง

2.1 โครงสร้างของท่อนำคลื่นแบบคอรูเกต



รูปที่ 2.1 ท่อนำคลื่นทรงกระบอกกลมแบบคอรูเกต

โครงสร้างของท่อนำคลื่นแบบคอรูเกตเป็นดังที่แสดงไว้ในรูปที่ 2.1 กล่าวคือ มีรูปร่างเป็นทรงกระบอกกลมกลวง ผิวภายในมีลักษณะเป็นคอรูเกตแบบรายคาบ รัศมีภายในยาว a รัศมีภายนอกยาว b ระยะพิตซ์ยาว D และความกว้างของสลิตยาว S โดยกำหนดให้คลื่นส่งผ่านไปทิศทาง z โดยที่ความยาว D มีค่าน้อยกว่าความยาวคลื่นมากๆ และสมมติให้ค่าความนำไฟฟ้าของท่อนำคลื่นมีค่าสูงมากๆ และเนื่องจากท่อนำคลื่นนี้มีโครงสร้างที่ผิวภายในเป็นแบบรายคาบ ดังนั้นในการวิเคราะห์จะทำได้โดยพิจารณารายละเอียดในช่วงหนึ่งพิตซ์ใดๆ

2.2 องค์ประกอบของสนามในท่อนำคลื่น

ในการหาองค์ประกอบสนามสำหรับคลื่นไฮบริดในท่อนำคลื่น เริ่มต้นจากการประยุกต์สมการของแมกซ์เวลล์ โดยจัดสมการของแมกซ์เวลล์ให้อยู่ในแบบลดรูปดังนี้ (ภาคผนวก ก.)

$$\nabla_t \times \bar{E}_t = -j\omega\mu\bar{a}_z H_z \quad (2.1)$$

$$\nabla_t \times \bar{a}_z E_z - j\beta\bar{a}_z \times \bar{E}_t = -\bar{a}_z \times \nabla_t E_z - j\beta\bar{a}_z \times \bar{E}_t = -j\omega\mu\bar{H}_t \quad (2.2)$$

$$\nabla_t \times \bar{H}_t = \omega\epsilon\bar{a}_z E_z \quad (2.3)$$

$$\bar{a}_z \times \nabla_t H_z + j\bar{a}_z \times \bar{H}_t = -j\omega\epsilon\bar{E}_t \quad (2.4)$$

$$\nabla_t \cdot \bar{H}_t = j\beta H_z \quad (2.5)$$

$$\nabla_t \cdot \bar{E}_t = j\beta E_z \quad (2.6)$$

จากสมการ (2.1) ถึง (2.6) จัดรูปความสัมพันธ์ใหม่โดยใช้เอกลักษณ์ของการวิเคราะห์เวกเตอร์ช่วยจะได้

$$\bar{E}_t = \left(\frac{-j\beta}{\omega^2\epsilon\mu - \beta^2} \right) (\nabla_t E_z - \frac{\omega\mu}{\beta} \bar{a}_z \times \nabla_t H_z) \quad (2.7)$$

$$\bar{H}_t = \left(\frac{-j\beta}{\omega^2\epsilon\mu - \beta^2} \right) (\nabla_t H_z + \frac{\omega\epsilon}{\beta} \bar{a}_z \times \nabla_t E_z) \quad (2.8)$$

$$\nabla_t E_z = -j\beta\bar{E}_t - j\omega\mu\bar{a}_z \times \bar{H}_t \quad (2.9)$$

$$\nabla_t H_z = -j\beta\bar{H}_t + j\omega\epsilon\bar{a}_z \times \bar{E}_t \quad (2.10)$$

นิพจน์เหล่านี้แสดงถึงความสัมพันธ์ภายในขององค์ประกอบสนามในแบบไฮบริด สมการ (2.1) ถึง (2.10) เมื่อจัดรูปใหม่จะสามารถแสดงสมการสำหรับองค์ประกอบของสนามในแนวขวาง และแนวแกนลื่นๆ ได้ดังนี้

$$\nabla_t^2 \bar{E}_t + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) \bar{E}_t = \bar{0} \quad (2.11)$$

$$\nabla_t \bar{H}_t + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) \bar{H}_t = \bar{0} \quad (2.12)$$

$$(\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) \nabla_t \cdot \left\{ \left(\frac{1}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right) \nabla_t E_z \right\} - \nabla_t \left\{ \ln \left(\frac{\mu}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right) \right\} \left\{ \frac{\omega \mu}{\beta} \bar{a}_z \times \nabla_t H_z \right\} + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.13)$$

$$(\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) \nabla_t \cdot \left\{ \left(\frac{1}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right) \nabla_t H_z \right\} - \nabla_t \left\{ \ln \left(\frac{\epsilon}{\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2} \right) \right\} \left\{ \frac{\omega \epsilon}{\beta} \bar{a}_z \times \nabla_t E_z \right\} + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) H_z = 0 \quad (2.14)$$

จะเห็นว่าสมการ (2.13) และ (2.14) เป็นสมการสเกลาร์ขององค์ประกอบสนาม \bar{E}_z และ \bar{H}_z ดังนั้นจึงสะดวกที่ใช้พิจารณาหาองค์ประกอบสนามสำหรับคลื่นไฮบริดในท่อนำคลื่น เมื่อตัวกลางที่คลื่นส่งผ่านเป็นอวกาศอิสระ จึงกำหนดได้ว่า $\epsilon = \epsilon_0$ และ $\mu = \mu_0$ และสมการ (2.13) และ (2.14) จะกลายเป็น

$$\nabla_t^2 E_z + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.15)$$

$$\nabla_t^2 H_z + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2) H_z = 0 \quad (2.16)$$

ซึ่งจะเห็นได้ว่าสมการ (2.15) แสดงถึงคุณสมบัติที่เป็นคลื่น TM และสมการ (2.16) แสดงถึงคุณสมบัติที่เป็นคลื่น TE คำตอบไฮบริดโทมดที่ได้จึงเป็นผลรวมของโทมด TM และโทมด TE พิจารณาสองสมการนี้ในแถบประสานทรงกระบอก โดยที่ $E_z = E_z(r, \theta)$ และ $H_z = H_z(r, \theta)$ สมการ (2.15) และ (2.16) จะกลายเป็น

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} E_z + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} H_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} H_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} H_z + (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2) H_z = 0 \quad (2.18)$$

ตามทฤษฎีของฟลอเกท* สามารถกระจายสนาม E_z , H_z ในโครงสร้างแบบรายคาบด้วยรูปแบบดังนี้

$$E_z(r, \theta, z) = \sum_n g_n(r, \theta) \exp(-j\beta_m z); \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.19)$$

* เชงอรรถ รายละเอียดดูจาก R.E. COLLIN "FIELD THEORY of GUIDED WAVES", McGraw-Hill 1960, pp.368-371.

$$H_z(r, \theta, z) = \sum_m \sigma_n(r, \theta) \exp(-j\beta_m z) ; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.20)$$

เมื่อ $\beta_m = \beta + 2m\pi/D$

แทนสมการ (2.19) และ (2.20) ลงในสมการ (2.17) และ (2.18) ตามลำดับ จะได้คำตอบ ดังนี้ (ดูภาคผนวก ข. ประกอบ)

$$E_z(r, \theta, z) = \sum_m A_m \cos(n\theta) J_n(k_{cm} r) \exp(-j\beta_m z) ; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.21)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

$$H_z(r, \theta, z) = \sum_m B_m \sin(n\theta) J_n(k_{cm} r) \exp(-j\beta_m z) ; m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.22)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

หาคำตอบของไฮบริดโหมดที่เหลือได้โดยแทนสมการ (2.21) และ (2.22) ในสมการ (2.11) และ (2.12) โดยใช้แกนประสานทรงกระบอก จะได้คำตอบทั้งหมดดังนี้

$$E_z = \sum_m A_m \cos(n\theta) J_n(k_{cm} r) \quad (2.23)$$

$$E_r = \sum_m \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta_m^2} \right) \left\{ A_m k_{cm} J'_n(k_{cm} r) + \frac{\omega \mu_0}{\beta_m r} n B_m J_n(k_{cm} r) \right\} \cos(n\theta) \quad (2.24)$$

$$E_\theta = \sum_m \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta_m^2} \right) \left\{ -\frac{1}{r} n A_m J_n(k_{cm} r) - \frac{\omega \mu_0}{\beta_m} n B_m J'_n(k_{cm} r) \right\} \sin(n\theta) \quad (2.25)$$

$$H_z = \sum_m B_m \sin(n\theta) J_n(k_{cm} r) \quad (2.26)$$

$$H_r = \sum_m \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta_m^2} \right) \left\{ B_m k_{cm} J'_n(k_{cm} r) + \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_m r} n A_m J_n(k_{cm} r) \right\} \sin(n\theta) \quad (2.27)$$

$$H_\theta = \sum_m \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta_m^2} \right) \left\{ \frac{1}{r} n B_m J_n(k_{cm} r) + \frac{\omega \epsilon_0}{\beta_m} k_{cm} A_m J'_n(k_{cm} r) \right\} \cos(n\theta) \quad (2.28)$$

โดยละ $\exp(-j\beta_m z)$

เมื่อ $\beta_m = \beta + 2m\pi/D$ และ $k_{cm} = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta_m^2$

2.3 องค์ประกอบของสนามในบริเวณสล๊อต

ตามแบบจำลองสำหรับการวิเคราะห์ กำหนดให้ระยะพิตช์ D มีค่าน้อยกว่าความยาวคลื่นมากๆ ดังนั้นในการวิเคราะห์สนามในบริเวณสล๊อตจะสมมุติว่าสนามในบริเวณ $0 \leq z \leq s$ และ $a \leq r \leq b$ เกิดขึ้นเนื่องจากการแพร่ของคลื่นระนาบไปตามแนวรัศมี (PLANE RADIAL WAVE) โดยสนามไฟฟ้ามีขั้วคลื่นในทิศทาง z ภายในสล๊อตของโครงสร้างแบบรายคาบ เมื่อพิจารณาหาอนุกรมแทนสนามไฟฟ้าที่มีขั้วคลื่นในทิศทาง z จะได้อนุกรมที่เหมาะสมดังนี้ (ภาคผนวก ข.)

$$E_z(r, \theta, z) = \sum_n \cos(n \theta) \{ C J_n(k_\ell r) + D Y_n(k_\ell r) \} \cos\left(\frac{\ell \pi z}{s}\right); \ell = 0, 1, 2, \dots \quad (2.29)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

สำหรับ H_z นั้นในสล๊อตเนื่องจากช่องสล๊อตเล็กและสนามไฟฟ้าที่ผนังสล๊อตในแนวสัมผัสกับผนังสล๊อตจะต้องเป็นศูนย์ ดังนั้น

$$H_z(r, \theta, z) = 0; \quad z = 0 \text{ และ } z = s \quad (2.30)$$

ตามเงื่อนไขดังกล่าวนี้จะพบว่า $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ดังนั้นสมการคลื่นที่ควรจะเป็นคือ $\nabla_t^2 E_z + k_0^2 E_z = 0$ และหาองค์ประกอบสนามในสล๊อตที่เหลือได้ดังนี้

$$E_r = 0, \quad E_\theta = 0 \quad (2.31)$$

$$H_r = \sum_n \frac{n}{j\omega\mu_0} \{ C J_n(k_\ell r) + D Y_n(k_\ell r) \} \sin(n \theta) \cos\left(\frac{\ell \pi z}{s}\right) \quad (2.32)$$

$$H_\theta = \sum_n \frac{k_\ell}{j\omega\mu_0} \{ C J_n(k_\ell r) + D Y_n(k_\ell r) \} \cos(n \theta) \cos\left(\frac{\ell \pi z}{s}\right) \quad (2.33)$$

$$\text{เมื่อ } k_\ell^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{\ell \pi}{s}\right)^2$$

2.4 สมการลักษณะสมบัติ

พิจารณาองค์ประกอบสนามร่วมกับเงื่อนไขขอบเขตของท่อนำคลื่น กล่าวคือ เงื่อนไขขอบเขตที่ระนาบ $r = a$ สนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในแนวสัมผัสระนาบมีความต่อเนื่องครบบริเวณ $r = a$, $0 \leq z \leq s$ และสนามไฟฟ้าในแนวสัมผัสระนาบ $r = a$ บริเวณ $s \leq z \leq D$ มีค่าเป็นศูนย์

ทำการแยกองค์ประกอบสนามไฟฟ้าและองค์ประกอบสนามแม่เหล็ก ในท่อนำคลื่นและในบริเวณสล๊อต จะให้ผลเป็นสมการอนันตพจน์ 2 ชุดดังนี้ (ภาคผนวก ค.) กรณีแม่ขั้วสนามไฟฟ้าจะได้ว่า

$$\sum_n^D A_n J_n(k_{cn} a) = \sum_n^D C_n \left\{ J_n(k_n a) - \frac{J_n(k_n b)}{Y_n(k_n b)} Y_n(k_n a) \right\} \left\{ \frac{-j\beta_r |(-1)^l \exp(j\beta_r s) - 1|}{\beta_r^2 - (\frac{l\pi}{s})^2} \right\} \quad (2.34)$$

กรณีแม่ขั้วสนามแม่เหล็กจะได้ว่า

$$\begin{aligned} \sum_m^D A_m \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_o \mu_o - \beta_m^2} \right) \left\{ -\frac{1}{a^2} \frac{n^2 \beta_m}{\omega \mu_o k_{cm}} \frac{J_n^2(k_{cm} a)}{J_n'(k_{cm} a)} + \frac{\omega \epsilon_o}{\beta_m} k_{cm} J_n'(k_{cm} a) \right\} \left\{ \frac{-j\beta_m |1 - (-1)^r \exp(-j\beta_m s)|}{\beta_m^2 - (\frac{r\pi}{s})^2} \right\} \\ = \frac{s}{\epsilon_{or}} \sum_n^D C_n \frac{k_n}{j\omega \mu_o} \left\{ J_n(k_n a) - \frac{J_n(k_n b)}{Y_n(k_n b)} Y_n(k_n a) \right\} \end{aligned} \quad (2.35)$$

โดยสมการอนันตพจน์ทั้ง 2 ชุดนี้ ถูกกำหนดในช่วงที่ครบบริบูรณ์ (COMPLETE INTERVAL) ด้วยช่วงคาบ 0 ถึง D ของอนุกรมที่มีคุณสมบัติออร์ทोगอนอล เพราะฉะนั้นเมื่อแทน r ด้วย m จะได้ระบบสมการเชิงเส้นที่มีลักษณะยูนิก (UNIQUELY DETERMINED) ในรูปแบบ

$$\begin{aligned} A_m &= \sum_n^D C_n R_{nm} \\ C_n &= \sum_m^D A_m T_{mn} \end{aligned} \quad (2.36)$$

โดยที่ $l = 0, 1, 2, \dots$

$m = 0, 1, 2, \dots$

เมื่อ A_m, C_ℓ เป็นค่าคงตัวของระบบสมการเชิงเส้น

$R_{\ell m}, T_{m\ell}$ เป็นนิพจน์ในสมการ (34) และ (35) ตามลำดับ

ในแต่ละสล็อตสนามที่ส่งผ่านคลื่นภายในพิจารณาเฉพาะพื้นคาเมนทอลไม่คิดฮาร์มอนิก คือ คิดเฉพาะ $\ell = 0$ เมื่อขจัดค่าคงตัวของระบบสมการเชิงเส้นหมดไป จะให้ผลเป็นสมการค่าไอเกินประมาณค่าครั้งที่หนึ่ง โดยคำนึงถึงผลอันเนื่องมาจากโครงสร้างที่เป็นรายคาบด้วย ดังนี้ (ภาคผนวก ค.)

$$\begin{aligned} & \sum_n c_o \frac{\epsilon}{\epsilon_{om}} \frac{k_o}{j\omega\mu_o} \left\{ J_n(k_o a) - \frac{J_n(k_o b)}{Y_n(k_o b)} Y_n(k_o a) \right\} \\ &= \sum_n \left(\frac{1}{D J_n(k_{cm} a)} \right) c_o \left\{ J_n(k_o a) - \frac{J_n(k_o b)}{Y_n(k_o b)} \right\} \left\{ \frac{-j |\exp(j\beta_m s) - 1|}{\beta_m} \right\} \left(\frac{-j\beta_m}{\omega^2 \epsilon_o \mu_o - \beta_m^2} \right) \\ & \left(-\frac{1}{a^2} \frac{n^2 \beta_m^2}{\omega \mu_o k_{cm}} \frac{J_n^2(k_{cm} a)}{J_n(k_{cm} a)} + \frac{\omega \epsilon_o k_{cm}}{\beta_m} J_n(k_{cm} a) \right) \left\{ \frac{-j\beta_m [1 - (-1)^m \exp(-j\beta_m s)]}{\beta_m^2 - \left(\frac{m\pi}{s}\right)^2} \right\} \quad (2.37) \end{aligned}$$

ในกรณีพิจารณาเฉพาะพื้นคาเมนทอลสเปซ คือ ให้สเปซฮาร์มอนิกเป็นศูนย์หมด (m คือ จำนวนสเปซฮาร์มอนิก) และเนื่องจาก $n = 1$ จะให้ข้อคลื่นที่ช่องเปิดเป็นแบบเชิงเส้นจะได้ว่า

$$\begin{aligned} \frac{J_1(k_o a) Y_1(k_o b) - J_1(k_o a) Y_1(k_o b)}{J_1(k_o a) Y_1(k_o b) - J_1(k_o b) Y_1(k_o a)} &= \frac{s}{D} \frac{1}{k_o} \left\{ \frac{-\beta_o}{k_o k_{co}^2} \frac{J_1(k_{co} a)}{J_1(k_{co} a)} + k_o \frac{J_1(k_{co} a)}{J_1(k_{co} a)} \right\} \\ & \left(\frac{\sin \beta_o s/2}{\beta_o s/2} \right)^2 \quad (2.38) \end{aligned}$$

สมการ (38) เป็นสมการค่าไอเกินหรือสมการลักษณะสมบัติที่ต้องการ

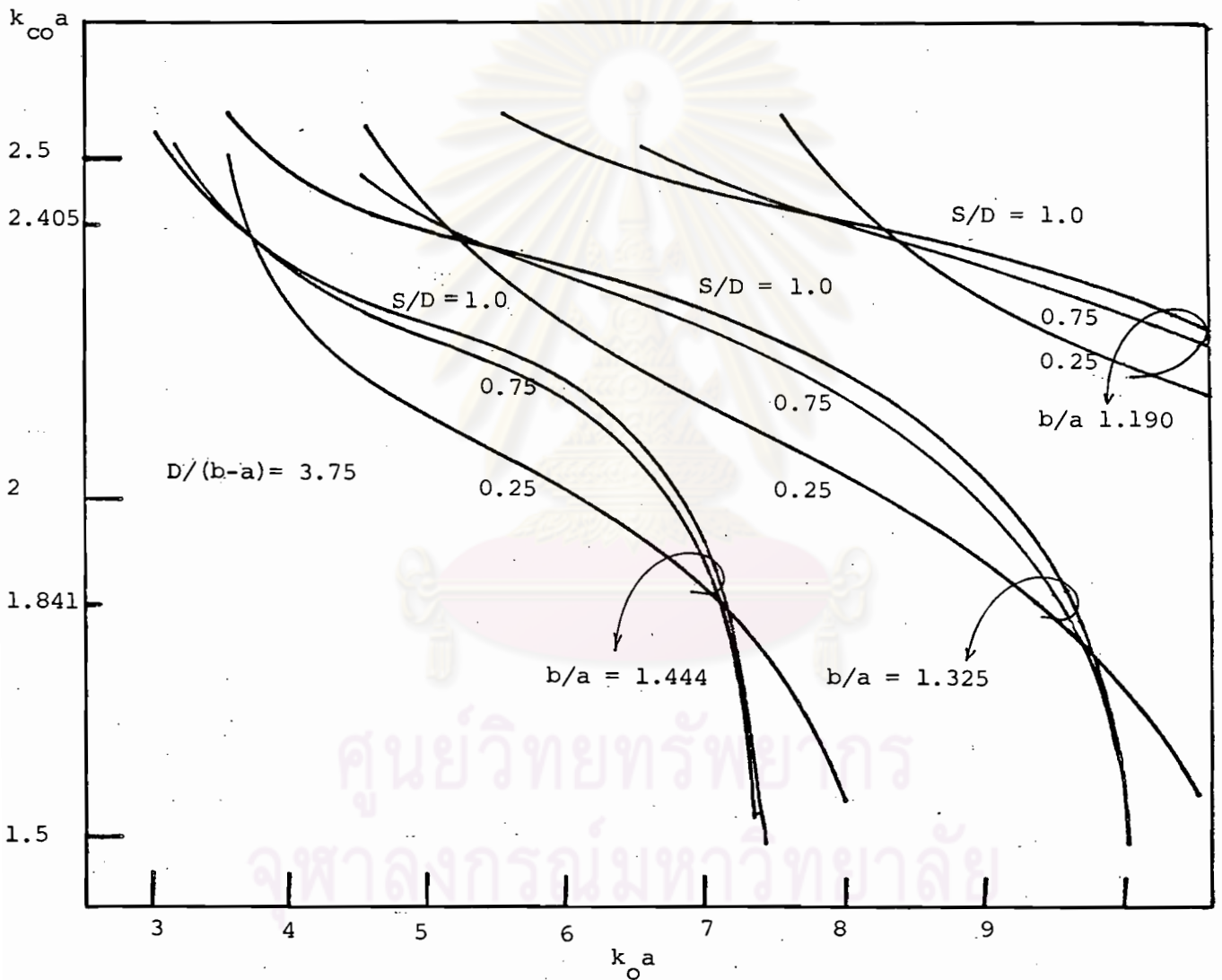
2.5 การคำนวณหาคุณสมบัติการส่งผ่านคลื่นจากสมการลักษณะสมบัติ

จากสมการคุณลักษณะ (สมการ(2.38)) สามารถนำมาคำนวณหาค่าตอบเชิงเลขแสดงคุณสมบัติการเปลี่ยนแปลงของการส่งผ่านคลื่นเมื่อความถี่เปลี่ยนได้ ซึ่งดูได้จากความสัมพันธ์ระหว่าง $k_{co}a$ กับ k_oa ที่เงื่อนไขของมิติทางกายภาพต่างกัน โดยให้อัตราส่วนระหว่างระยะพิชต์ต่อความลึก $D/(b-a)$, มีค่าคงที่เท่ากับ 0.375 นอกนั้นกำหนดเป็นพารามิเตอร์ (PARAMETER) ได้แก่ อัตราส่วนระหว่างรัศมีภายนอกต่อรัศมีภายใน b/a ให้มีค่าแปรผันเท่ากับ 1.444, 1.325 และ 1.190 และที่ค่าพารามิเตอร์ b/a แต่ละค่าให้อัตราส่วนของระยะสลิตต่อระยะพิชต์ S/D , มีค่าแปรผันเท่ากับ 0.25, 0.75 และ 1.0 หลังจากนั้นก็นำผลลัพธ์ที่ได้มาทำการคำนวณหาค่าตอบเชิงเลขหาเส้นกราฟแสดงการกระจายการกระจัดกระจาย (DISPERSION CURVE) ของโหมดของการส่งผ่านคลื่นสำหรับในแต่ละกรณีต่อไป ดูรายการโปรแกรมที่ 1.1 และ 1.2 ในภาคผนวก จ.

2.5.1 ผลการคำนวณ

2.5.1.1 การเปลี่ยนแปลงของการส่งผ่านคลื่นเมื่อความถี่เปลี่ยน

เมื่อพิจารณารูปที่ 2.2 ซึ่งแสดงคุณสมบัติการเปลี่ยนแปลงของการส่งผ่านคลื่นเมื่อความถี่เปลี่ยนไป จะสังเกตเห็นได้ว่าเงื่อนไขของมิติทางกายภาพต่างๆ มีผลกระทบต่อ การส่งผ่านคลื่นโดยตรง กล่าวคือ ในเงื่อนไขที่ $D/(b-a) = 0.375$ เดียวกัน พบว่าเมื่อ b/a เปลี่ยนไปที่ค่าต่างๆ คือ 1.444, 1.325 และ 1.190 จะมีผลให้ความถี่ทำงาน (OPERATING FREQUENCY) มีแถบความถี่ครอบคลุม (COVERAGE FREQUENCY BAND) ต่างกัน ที่ $b/a = 1.444$ มีแถบความถี่ครอบคลุมแคบที่สุดที่ $b/a = 1.325$ มีความถี่ครอบคลุมกว้างขึ้น และที่ $b/a = 1.190$ มีความถี่ครอบคลุมกว้างที่สุด ในแต่ละกรณีนี้พบว่าเมื่อ S/D เปลี่ยนไปที่ค่าต่างๆ คือ 0.25, 0.75 และ 1.0 จะทำให้เห็นการตอบสนองต่อความถี่ (FREQUENCY RESPONSE) ของแต่ละกรณีเปลี่ยนไปด้วย โดยจะสังเกตเห็นได้ว่าขณะที่ $b/a = 1.444$ เมื่อ $S/D = 0.25$ ค่า $k_{co}a$ จะแปรผันรวดเร็วมากเมื่อความถี่เปลี่ยนไป เมื่อ $S/D = 0.75$ ค่า $k_{co}a$ จะแปรผันน้อยลง และเมื่อ $S/D = 1.0$ ค่า $k_{co}a$ แปรผันน้อยที่สุด ซึ่งหมายความว่าที่ $S/D = 1.0$ ให้ผลตอบสนองต่อความถี่ที่ดีที่สุด สำหรับในกรณีที่ $b/a = 1.325$ และ $b/a = 1.190$ ก็มีผลในทำนองเดียวกัน ข้อสังเกตที่สำคัญอีกประการหนึ่งคือ จากรูปร่างของกราฟที่ได้ดูจากกรณี $b/a = 1.444$ พบว่า S/D จะแปรผันเป็นค่าเช่นใดก็ตาม เช่น 0.25, 0.75 และ 1.0 เส้นกราฟทั้งสามที่เกิดจาก S/D ต่างกันนี้จะตัดกันหรือไขว้กันอยู่ที่บริเวณค่า $k_{co}a = 2.405$ และ $k_{co}a = 1.841$

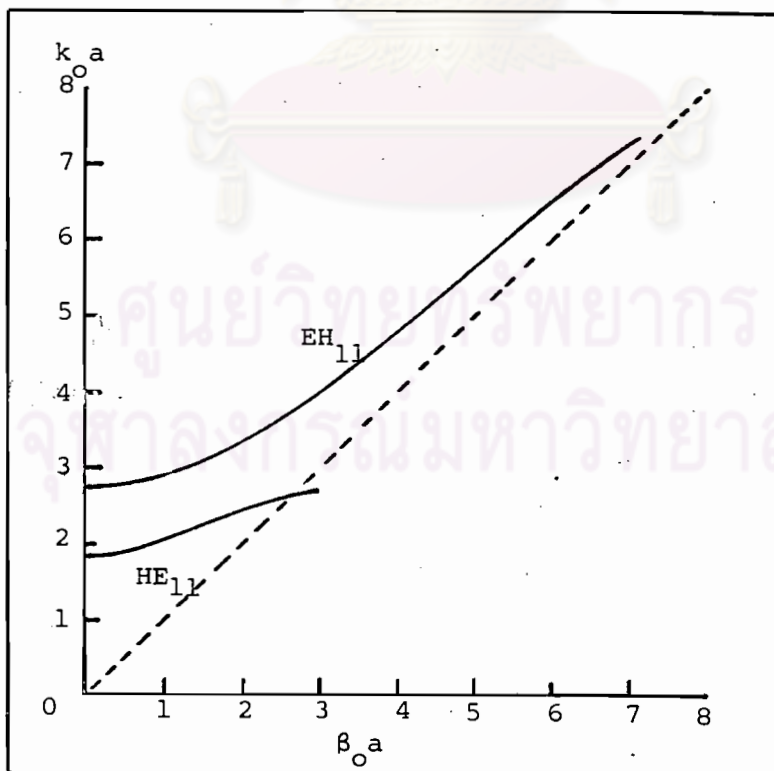


รูปที่ 2.2 แสดงการเปลี่ยนแปลงของ $k_{co} a$ เมื่อ $k_o a$ เปลี่ยนไป

ซึ่งหมายความว่าที่ค่า $k_{co}a = 2.405$ และ $k_{co}a = 1.841$ นี้เกือบจะไม่ขึ้นต่อค่า S/D เลย สำหรับในกรณีที่มี $b/a = 1.325$ และ $b/a = 1.190$ เมื่อ S/D แปรผันค่าเป็น 0.3, 0.9 และ 1.0 ในกรณี $b/a = 1.325$ และ 1.190 ก็เกิดผลในทำนองเดียวกันนี้

2.5.1.2 คุณสมบัติการกระจายของโหมดของการส่งผ่านคลื่น

พิจารณารูปที่ 2.3 ซึ่งแสดงคุณสมบัติการกระจายของโหมดของการส่งผ่านคลื่นในกรณีคลื่นเร็ว ($k_{co}a$ เป็นค่าจริง) เมื่อ $b/a = 1.444$ และ $D/(b-a) = 0.375$ ซึ่งจะเห็นได้ว่า โหมดต่ำสุดมีจุดตัดความถี่ (CUTOFF FREQUENCY) อยู่ที่ $k_o a = 1.841$ ให้ชื่อว่า HE_{11} โหมดที่มีจุดตัดความถี่ถัดขึ้นมาจะมีจุดตัดความถี่อยู่ที่ $k_o a = 2.8$ โดยประมาณ ให้ชื่อว่า EH_{11} ซึ่งจากลักษณะกราฟจะเห็นได้ว่าโหมด HE_{11} มีช่วงที่ครอบคลุมความถี่แคบกว่าโหมด EH_{11} มาก และเมื่อพิจารณาในแง่การเปลี่ยนแปลงของ $k_{co}a$ แล้วจะพบว่าโหมด EH_{11} มีผลตอบสนองต่อความถี่และการแปรผันของ $k_{co}a$ ต่ำกว่า HE_{11} ดังนั้นในทางปฏิบัติจึงมักนำคุณสมบัติต่างๆ ของ HE_{11} ไปใช้งาน



รูปที่ 2.3 แสดงการกระจายของโหมดของการส่งผ่านคลื่น

$$b/a = 1.444 \text{ และ } D/(b-a) = 0.375 \text{ และ } S/D = 0.75$$

013326