

บทที่ 2

การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง

2.1 ความนำ

เนื้อหาในบทนี้กล่าวถึง วิธีการแปลงความยาวคลื่นแสง โดยอาศัย ปรากฏการณ์ การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง ในตัวกลางทางแสงไม่เชิงเส้น โดยเน้นเฉพาะวิธีที่เหมาะสม สำหรับแหล่งกำเนิดแสงเลเซอร์ไดโอดเท่านั้น อุปสรรคสำคัญที่ทำให้แสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่ถูก กำเนิดขึ้นมีความเข้มต่ำจนนำไปใช้ประโยชน์ไม่ได้ คือ ความต่างเฟสระหว่างแสงมูลฐานกับแสง ฮาร์มอนิกอันดับสอง ที่มักเกิดขึ้นเสมอในตัวกลางทางแสงแบบกระจายตามความถี่ เพื่อแก้ไข อุปสรรคที่เกิดขึ้นจึงมีการคิดค้นวิธีการแมตซ์เฟสของแสงทั้งสอง วิธีที่เหมาะสมสำหรับ แหล่งกำเนิดแสงเลเซอร์ไดโอดที่ให้แสงเอาต์พุตที่มีกำลังไม่สูงมากนัก คือ การแมตซ์เฟสแบบ คล้าย ร่วมกับการใช้โครงสร้างที่โอนำคลื่นแสง เรียกอุปกรณ์แปลงความยาวคลื่นนี้ว่า อุปกรณ์ QPM-SHG การทำให้แสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่กำเนิดได้จากอุปกรณ์ดังกล่าวมีความเข้มสูงสุด นั้นเป็นเป้าหมายที่สำคัญ ทั้งนี้โดยการ วิเคราะห์หาโครงสร้างของตัวอุปกรณ์ที่เหมาะสมที่สุด วิธีการวิเคราะห์ที่มีประสิทธิภาพที่เสนอในงานวิทยานิพนธ์นี้ ได้แก่ วิธีไฟไนต์อีลีเมนต์บีมพรอพากเกชัน

2.2 หลักการเบื้องต้นของการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึง จุดกำเนิดและสาเหตุของการเกิดปรากฏการณ์ทางแสง แบบไม่เชิงเส้นในตัวกลางทางแสง โดยเฉพาะอย่างยิ่ง การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง จากนั้นจึงสร้างแบบจำลองทางคณิตศาสตร์สำหรับการพิจารณาเชิงปริมาณของปรากฏการณ์ ดังกล่าว สิ่งที่ได้คือ ผลเฉลยในรูปแบบปิดของความเข้มของแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง I^{ω_2} นิพจน์ ของ I^{ω_2} ที่ได้นี้จะใช้สำหรับการพิจารณาปัจจัยต่างๆ ที่มีผลกระทบต่อ ความเข้มแสง I^{ω_2} ต่อไป

การยิงแสงเข้าสู่ตัวกลางทางแสง สนามไฟฟ้า E ของแสงอินพุตจะกระทำต่อ อะตอมของตัวกลางส่งผลให้อะตอมของตัวกลางมีสภาพเป็นไดโพลไฟฟ้า (electric dipole) ใน กรณีที่แสงอินพุตมีความเข้มต่ำ โพลาริเซชัน P (ปริมาณไดโพลไฟฟ้าต่อหน่วยปริมาตรของ ตัวกลาง) ที่เกิดขึ้นในตัวกลางจะแปรตามสนามไฟฟ้า E ในแบบเชิงเส้นและแปรตามเวลาด้วยความถี่เท่ากัน อย่างไรก็ตาม ถ้าแสงอินพุตมีความเข้มเพิ่มสูงขึ้นมาก จะส่งผลให้ โพลาริเซชัน

P ไม่แปรตามสนามไฟฟ้า E ในแบบเชิงเส้นอีกต่อไป นอกจากนั้น โฟลาไรเซชัน P ที่เกิดขึ้น จะมีองค์ประกอบที่แปรตามเวลาด้วยความถี่เป็นฮาร์มอนิกของแสงอินพุตเพิ่มขึ้นมาอีกด้วย

ความสัมพันธ์ระหว่าง โฟลาไรเซชัน P ที่เกิดขึ้นในตัวกลาง กับสนามไฟฟ้า E ของแสงอินพุตความเข้มสูง จะเป็นดังนี้

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} EE + \varepsilon_0 \chi^{(3)} EEE \quad (2.1)$$

โดยที่

ε_0 คือ สภาพยอมของอวกาศว่าง

$\chi^{(1)}$ คือ สภาพรับไว้ได้ทางไฟฟ้า (electric susceptibility) แบบเชิงเส้นซึ่งเป็นเทนเซอร์แบบ 3 แถวและ 3 หลัก

$\chi^{(2)}$ คือ สภาพรับไว้ได้ทางไฟฟ้าแบบไม่เชิงเส้นอันดับสองซึ่งเป็นเทนเซอร์แบบ 4 แถวและ 4 หลัก

$\chi^{(3)}$ คือ สภาพรับไว้ได้ทางไฟฟ้าแบบไม่เชิงเส้นอันดับสามซึ่งเป็นเทนเซอร์แบบ 5 แถวและ 5 หลัก

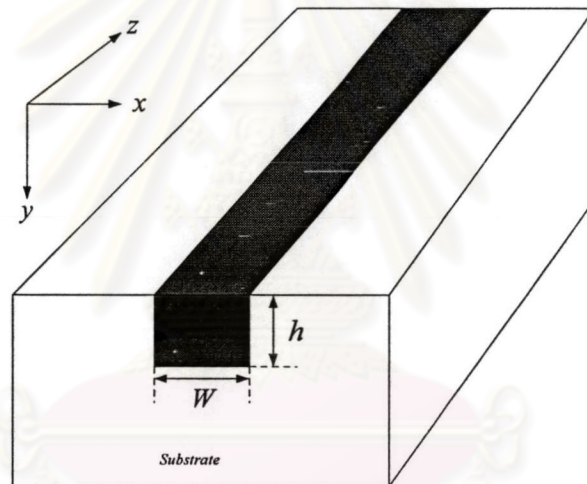
ปรากฏการณ์ทางแสงที่เกิดขึ้นภายในตัวกลางจะมีความสัมพันธ์กันอย่างใกล้ชิดกับพจน์แต่ละพจน์ทางด้านขวามือของสมการ (2.1) ดังนี้

พจน์ที่ 1 เป็นพจน์ที่เกี่ยวข้องกับปรากฏการณ์ทางแสงแบบเชิงเส้นโดยทั่วไป

พจน์ที่ 2 เป็นพจน์แบบไม่เชิงเส้นที่เกี่ยวข้องกับปรากฏการณ์ทางแสงแบบไม่เชิงเส้นอันดับสอง (second order nonlinear optics) ได้แก่ การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง การแปลงความถี่ของแสงโดยการผสมแสงสองความถี่ (frequency conversion) การขยายสัญญาณแสงแบบพาราเมตริก (parametric amplification) เป็นต้น

พจน์ที่ 3 เป็นพจน์แบบไม่เชิงเส้นที่เกี่ยวข้องกับปรากฏการณ์ทางแสงแบบไม่เชิงเส้นอันดับสาม (third order nonlinear optics) ได้แก่ การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสาม (third harmonic generation) การโฟกัสแสงแบบอัตโนมัติ (self focusing) การผสมแสงสี่ความถี่ (four wave mixing) การขยายสัญญาณแสง (optical amplification) เป็นต้น

โดยทั่วไปการเกิดขึ้นของ ปรากฏการณ์ทางแสงแบบไม่เชิงเส้น ในตัวกลางหนึ่งจะเกิดขึ้นพร้อมๆ กันเสมอ อย่างไรก็ตาม ปรากฏการณ์แต่ละชนิดนั้นจะมีความสัมพันธ์กันอย่างใกล้ชิดกับลักษณะโครงสร้างของตัวกลาง นั่นคือ การเลือกที่จะนำปรากฏการณ์ใดมาใช้ประโยชน์สามารถทำได้โดยการออกแบบลักษณะโครงสร้างของตัวกลางให้เหมาะสมกับปรากฏการณ์นั้นๆ ในงานวิทยานิพนธ์นี้จะมุ่งศึกษาเฉพาะ การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง เพียงปรากฏการณ์เดียวเท่านั้น ดังนั้นลักษณะโครงสร้างของตัวกลางจึงถูกออกแบบขึ้นเพื่อทำให้เกิดการแมตซ์เฟสระหว่างแสงมูลฐานกับแสงฮาร์มอนิกอันดับสองทั้งนี้โดยอาศัยโครงสร้างแบบรายคาบ ผลที่เกิดขึ้นคือ ปรากฏการณ์การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองจะเป็นปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นโดยสังเกตเห็นผลได้ชัดเจนที่สุด ดังจะได้พิจารณาในรายละเอียดต่อไป



รูปที่ 2.1 ท่อนำคลื่นแสงแบบ 3 มิติ

พิจารณา การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง ในตัวกลางทางแสงที่ถูกประดิษฐ์ให้อยู่ในรูปท่อนำคลื่นแสงแบบ 3 มิติดังรูปที่ 2.1 สนามไฟฟ้า E และสนามแม่เหล็ก H ที่เกิดขึ้นได้ในท่อนำคลื่นแสงนี้จะต้องสอดคล้องกับสมการของแมกซ์เวลล์ คือ

$$\nabla \times E = -j\omega\mu_0\mu_r H \quad (2.2)$$

$$\nabla \times H = j\omega(\epsilon_0[\epsilon_r]E + P) \quad (2.3)$$

เมื่อ μ_0 คือ ความซาบซึมได้ของอวกาศว่าง $[\epsilon_r]$ และ μ_r คือ เทนเซอร์สภาพยอมสัมพันธ์และความซาบซึมได้สัมพันธ์ของตัวกลางตามลำดับ

สมมติให้สนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กของ แสงมูลฐาน และ แสงฮาร์มอนิก
อันดับสอง มีนิพจน์ ดังนี้

$$E_i^{\omega_i}(x, y, z) = A^{\omega_i}(z)E_i^{\omega_i}(x, y)\exp(-j\beta_{\omega_i}z) \quad (2.4)$$

$$H_i^{\omega_i}(x, y, z) = A^{\omega_i}(z)H_i^{\omega_i}(x, y)\exp(-j\beta_{\omega_i}z) \quad (2.5)$$

โดยที่

$i = 1$ สำหรับแสงมูลฐาน

$i = 2$ สำหรับแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง

$A^{\omega_i}(z)$ คือ ฟังก์ชันขนาดที่แปรตามระยะทางในแนวการเคลื่อนที่ ของแสงความถี่ ω_i

$E_i^{\omega_i}(x, y)$ และ $H_i^{\omega_i}(x, y)$ คือ แบบรูปสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในแนวขวางของ
แสงความถี่ ω_i

β_{ω_i} คือ ค่าคงตัวการแพร่กระจายของแสงความถี่ ω_i

ดำเนินการทางคณิตศาสตร์ต่อสมการ (2.2) ถึง (2.5) ร่วมกับการใช้ความสัมพันธ์
เชิงตั้งฉากปกติ (orthonormal relation) คือ

$$\iint \operatorname{Re}\left(\frac{1}{2}(E_{i,m} \times H_{i,n})\right) dx dy = \delta_{mn} \quad (2.6)$$

จะได้สมการเชิงอนุพันธ์สำหรับการพิจารณาการเปลี่ยนแปลงขนาดของแสงมูลฐานและแสงฮาร์
มอนิกอันดับสอง (ดูรายละเอียดการพิสูจน์ได้จาก Suhara and Nishihara, 1990:1267-1268)
ดังนี้

$$\frac{dA^{\omega_1}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_1}{4}\right) \iint (E_i^{\omega_1}(x, y))^* P^{\omega_1}(x, y, z) dx dy \exp(j\beta_{\omega_1}z) \quad (2.7)$$

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right) \iint (E_i^{\omega_2}(x, y))^* P^{\omega_2}(x, y, z) dx dy \exp(j\beta_{\omega_2}z) \quad (2.8)$$

สำหรับปรากฏการณ์การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง โพลาริเซชัน P^{ω_1} และ P^{ω_2} จะมีนิพจน์ ดังนี้

$$P^{\omega_1} = P_L^{\omega_1} + P_{NL}^{\omega_1} = \varepsilon_0[\varepsilon_r]E^{\omega_1} + 2d(E^{\omega_1})^* E^{\omega_2} \quad (2.9)$$

$$P^{\omega_2} = P_L^{\omega_2} + P_{NL}^{\omega_2} = \varepsilon_0[\varepsilon_r]E^{\omega_2} + dE^{\omega_1} E^{\omega_1} \quad (2.10)$$

โดยที่ d คือ สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้นซึ่งเป็นค่าคงที่ของตัวกลางแต่ละชนิด ค่าสัมประสิทธิ์นี้แสดงถึงความสัมพันธ์ระหว่างโพลาริเซชันไม่เชิงเส้นอันดับสองที่เกิดขึ้นในตัวกลางกับสนามไฟฟ้าของแสงที่เกี่ยวข้องกับกระบวนการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง ได้แก่ แสงมูลฐานและแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง เพื่อให้ง่ายต่อการพิจารณา จะกำหนดให้ สัมประสิทธิ์ d ในที่นี้เป็นปริมาณสเกลาร์ (สำหรับการพิจารณาแบบเทนเซอร์และความสัมพันธ์ระหว่างสภาพรีโวกซ์ได้ทางไฟฟ้าแบบไม่เชิงเส้นอันดับสอง $\chi^{(2)}$ กับสัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d ได้ในสามารถดูได้ในภาคผนวก ก)

แทนสมการ (2.9) และ (2.10) ลงในสมการ (2.7) และ (2.8) จะได้

$$\frac{dA^{\omega_1}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_1}{4}\right)I_{overlap}d(A^{\omega_1}(z))^* A^{\omega_2}(z)\exp(-j\Delta\beta z) \quad (2.11)$$

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right)I_{overlap}dA^{\omega_1}(z)A^{\omega_1}(z)\exp(-j\Delta\beta z) \quad (2.12)$$

โดยที่ $\Delta\beta$ คือ ปัจจัยการไม่แมตช์กันทางเฟส ($\Delta\beta = \beta_{\omega_2} - 2\beta_{\omega_1}$) และ $I_{overlap}$ คือ อินทิกรัลแสดงการทับซ้อน (overlap integral) ค่าอินทิกรัลนี้จะแปรตามบริเวณการทับซ้อนระหว่างแบบรูปสนามไฟฟ้าในแนวขวางของแสงมูลฐานกับแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง ถ้าการทับซ้อนระหว่างกันมีบริเวณกว้างมากค่าอินทิกรัลนี้ก็จะมีความมากเช่นกัน นิพจน์ของอินทิกรัลนี้ เป็นดังนี้

$$I_{overlap} = \iint (E^{\omega_2}(x, y))^* (E^{\omega_1}(x, y))^2 dx dy \quad (2.13)$$

การพิจารณาปัจจัยต่างๆ ที่มีผลกระทบต่อความเข้มของแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง I^{ω_2} ที่ถูกกำเนิดขึ้น สามารถทำได้โดยการหาค่าเฉลยของสมการ (2.11) และ (2.12) ทั้งนี้ โดยการตั้งสมมติฐานที่ช่วยลดความยุ่งยากของปัญหาให้มากที่สุด เนื่องจาก เป้าหมายในการพิจารณานี้ไม่ได้มุ่งเน้นความแม่นยำของผลเฉลยแต่อย่างใด แต่จะมุ่งให้ความสนใจปัจจัยต่างๆ ที่รวมกันอยู่ในนิพจน์ของความเข้ม I^{ω_2} มากกว่า

สมมติให้ประสิทธิภาพของการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง η_{SHG} ในกรณีนี้มีค่าต่ำมากทำให้การถ่ายเทกำลังงานจากแสงมูลฐานไปยังแสงฮาร์มอนิกอันดับสองเกิดขึ้นน้อยมาก ดังนั้นจึงประมาณให้ขนาด $A^{\omega_1}(z)$ ของแสงมูลฐานมีค่าคงที่ได้และ $A^{\omega_1}(z)$ จะกลายเป็น A^{ω_1} ในกรณีนี้ผลเฉลยของสมการ (2.11) จะไม่มีสาระสำคัญใดๆ ในขณะที่สมการ (2.12) จะกลายเป็น

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right) I_{overlap} dA^{\omega_1} A^{\omega_1} \exp(-j\Delta\beta z) \quad (2.14)$$

ผลเฉลยของสมการ (2.14) สามารถหาได้โดยง่าย ทั้งนี้ โดยการอินทิเกรตตลอดแนวความยาว l ของท่อนำคลื่นแสงจะได้

$$A^{\omega_2}(l) = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right) l I_{overlap} d(A^{\omega_1})^2 \frac{\sin(\Delta\beta l/2)}{\Delta\beta l/2} \quad (2.15)$$

ความเข้มของแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง I^{ω_2} จะหาได้จาก

$$I^{\omega_2} = \frac{\text{Power of Second Harmonic Wave}}{\text{Cross Section Area}} = \frac{n_{\omega_2} c_0 \epsilon_0}{2} |A^{\omega_2}|^2 \quad (2.16)$$

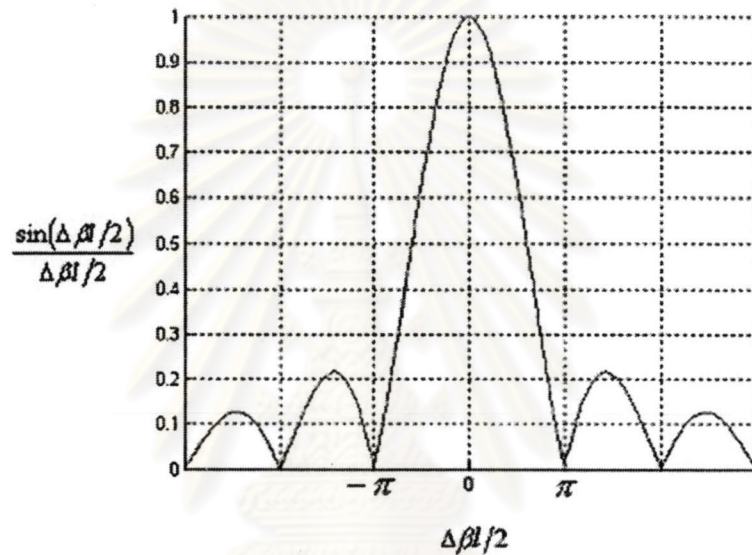
แทนสมการ (2.15) ลงใน (2.16) จะได้ รูปแบบปิดของความเข้มแสง I^{ω_2} ดังนี้

$$I^{\omega_2} = \frac{n_{\omega_2} c_0 \epsilon_0 (\omega_2)^2}{8} l^2 d^2 (I^{\omega_1})^2 |I_{overlap}|^2 \left(\frac{\sin(\Delta\beta l/2)}{\Delta\beta l/2}\right)^2 \quad (2.17)$$

จากรูปแบบปิดของความเข้มแสง I^{ω_2} ในสมการ (2.17) จะเห็นได้ว่า ความเข้มแสง I^{ω_2} จะขึ้นกับปัจจัยต่างๆ ได้แก่ ความยาว l ของท่อนำคลื่นแสง ขนาดของสัมประสิทธิ์แสงชนิดไม่เชิงเส้น d ความเข้ม I^{ω_1} ของแสงมูลฐาน อินทิกรัลแสดงการทับซ้อน $I_{overlap}$ และปัจจัยการไม่แมตช์กันทางเฟส $\Delta\beta$ เป็นต้น

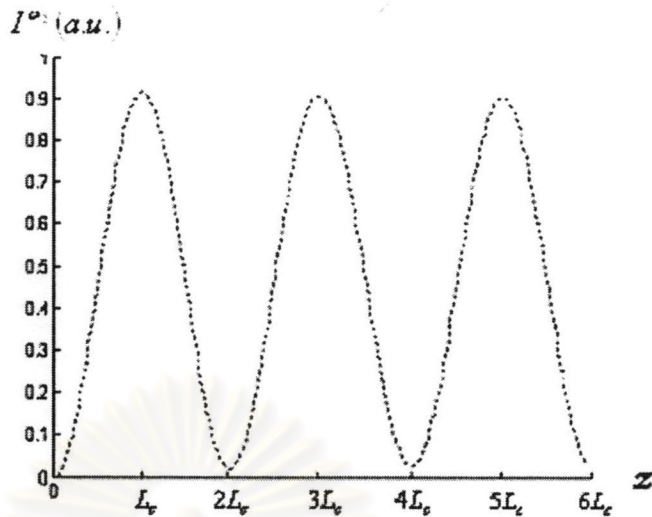
ปัจจัยการไม่แมตช์กันทางเฟส $\Delta\beta$ เป็นปัจจัยที่สำคัญที่สุด ดังจะเห็นได้ว่าในกรณีที่ $\Delta\beta$ มีค่าไม่เท่ากับศูนย์นั้น ปัจจัยนี้จะส่งผลให้ฟังก์ชัน $\sin(\Delta\beta l/2)/(\Delta\beta l/2)$ ในสมการ (2.17) มีลักษณะการเปลี่ยนแปลงดังรูปที่ 2.2 ที่ระยะโคฮีเรนต์ (coherent length) $z = L_c = \pi/\Delta\beta$ ความเข้ม I^{ω_2} จะมีค่าสูงสุดและค่อยๆ ลดลงจนมีค่าต่ำสุดที่ระยะ $z = 2L_c$ การเปลี่ยนแปลงนี้จะยังผลให้ความเข้มแสง I^{ω_2} มีการเปลี่ยนแปลงแบบรายคาบตามระยะทางในการเคลื่อนที่ของแสงดังรูปที่ 2.3 ในทางปฏิบัติระดับความเข้มแสง I^{ω_2} ที่ได้จะมีค่าต่ำมากจนไม่สามารถนำไปใช้ประโยชน์ใดๆ ได้

การทำให้แสงฮาร์มอนิกอันดับสองเพิ่มสูงขึ้นอย่างต่อเนื่องตามระยะความยาวของท่อนำคลื่นแสงนั้นเป็นสิ่งจำเป็น ทั้งนี้เพื่อให้ความเข้มแสง I^{ω_2} มีค่ามากจนเพียงพอต่อการนำไปใช้งานได้ การทำให้ I^{ω_2} มีค่าเพิ่มสูงขึ้นอย่างต่อเนื่องนั้น สามารถทำได้โดยการกำจัดปัจจัยที่ทำให้ I^{ω_2} มีการเปลี่ยนแปลงแบบรายคาบให้หมดไป นั่นคือ การกำจัดฟังก์ชัน $\sin(\Delta\beta l/2)/(\Delta\beta l/2)$ ในสมการ (2.17) ให้หายไป ทั้งนี้โดยการทำให้ $\Delta\beta = 0$ นั่นเอง เรียกการกระทำนี้ว่า การแมตซ์เฟส (phase matching technique) ดังจะได้พิจารณารายละเอียดในหัวข้อ 2.2 ต่อไป



รูปที่ 2.2 ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชัน $\sin(\Delta\beta l/2)/(\Delta\beta l/2)$ ตามระยะทางความยาว l ของท่อนำคลื่นแสง

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 2.3 ความเข้มของแสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่กำเนิดขึ้นภายในท่อนำคลื่นแสงแบบ 3 มิติ

2.3 หลักการของการแมตซ์เฟสแบบคล้าย

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึง สาเหตุของการไม่แมตซ์กันทางเฟสของแสงสองความถี่ที่เคลื่อนที่ไปในตัวกลางทางแสงแบบกระจายตามความถี่ จากนั้นจึงวิเคราะห์เพื่อหาวิธีการทำให้ปัจจัยการไม่แมตซ์กันทางเฟส $\Delta\beta$ มีค่าเป็นศูนย์ ทั้งนี้โดยอาศัยคุณสมบัติความเป็นรายคาบของโครงสร้างรายคาบ (periodic structure) โดยเริ่มต้นจากการพิจารณาทางคณิตศาสตร์ว่ามีวิธีใดบ้างที่สามารถทำให้ $\Delta\beta = 0$ จากนั้นจึงกล่าวถึงการกระทำในทางปฏิบัติที่สอดคล้องกับความหมายทางคณิตศาสตร์ดังกล่าวจนทำให้เกิดการแมตซ์เฟสได้ตามต้องการ

การแปลงความยาวคลื่นแสงอย่างมีประสิทธิภาพนั้น จะต้องหาวิธีการที่ทำให้ โฟลราไรเซชัน P^{ω_2} ที่เกิดขึ้น ณ ทุกๆ ตำแหน่งภายในตัวกลางทางแสงมีเฟสตรงกันกับ แสงฮาร์มอนิกอันดับสองเคลื่อนที่เสมอ ทั้งนี้เพื่อให้แสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่กำเนิดขึ้นจากโฟลราไรเซชัน P^{ω_2} ณ แต่ละตำแหน่งในท่อนำคลื่นแสงเกิดการแทรกสอดแบบเสริมกันกับแสงฮาร์มอนิกอันดับสองเคลื่อนที่จนกระทั่งทำให้ความเข้มแสง I^{ω_2} เพิ่มสูงขึ้นอย่างต่อเนื่องนั่นเอง อย่างไรก็ตาม ตัวกลางทางแสงโดยทั่วไปนั้นมักเป็น ตัวกลางแบบกระจายตามความถี่ (dispersive medium) ซึ่งมีค่าดรรชนีหักเหแสงแปรตามความถี่ของแสง ส่งผลให้แสงมูลฐานกับแสงฮาร์มอนิกอันดับสองเคลื่อนที่ไปในตัวกลางด้วย ความเร็วเฟสที่ต่างกัน ในกรณีนี้ค่าคงตัวการแพร่กระจายของแสงทั้งสองความถี่จะมีค่าไม่เท่ากันทำให้ $\Delta\beta \neq 0$ นั่นหมายความว่า โดยธรรมชาติแล้วเฟสของแสงสองความถี่ภายในตัวกลางแบบกระจายตามความถี่จะไม่แมตซ์กันเสมอ

พิจารณา วิธีกำจัดผลของปัจจัยการไม่แมตช์กันทางเฟส $\Delta\beta$ ดังนี้ จากสมการ (2.14) จะเห็นได้ว่าการกำจัดพจน์ที่เกี่ยวข้องกับการไม่แมตช์กันทางเฟสสามารถทำได้โดยการหาพจน์เอกโพเนนเชียล พจน์อื่นเพิ่มเข้ามาเพื่อกำจัดพจน์ดังกล่าวให้หายไป วิธีการที่สามารถทำได้ คือ การเปลี่ยนสัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d ให้กลายเป็นฟังก์ชันรายคาบ $d(z)$ ในกรณีนี้ สมการ (2.14) จะกลายเป็น

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right)I_{\text{overlap}}d(z)(A^{\omega_1})^2 \exp(-j\Delta\beta z) \quad (2.18)$$

ฟังก์ชันรายคาบ $d(z)$ สามารถเขียนได้ในรูปอนุกรมฟูเรียร์ ดังนี้

$$d(z) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} d a_m \exp\left[jm\frac{2\pi}{\Lambda}z\right] = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} d_{\text{eff}} \exp\left[jm\frac{2\pi}{\Lambda}z\right] \quad (2.19)$$

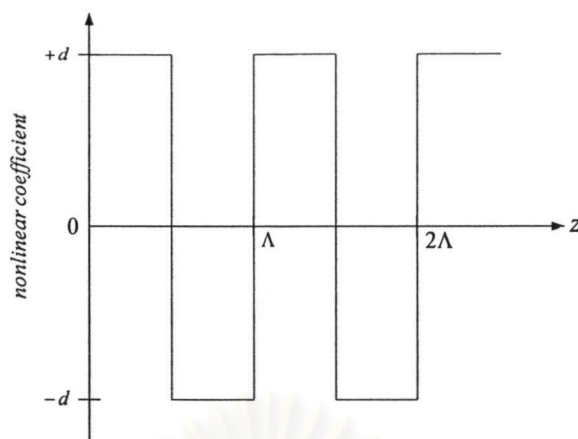
โดยที่ d_{eff} คือ สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้นประสิทธิผล Λ คือ คาบของฟังก์ชันรายคาบ และ a_m คือ สัมประสิทธิ์ฟูเรียร์ ที่นิยามได้ดังนี้

$$a_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \frac{d(z)}{d} \exp\left[jm\frac{2\pi}{\Lambda}z\right] dz \quad (2.20)$$

เมื่อ m คือ เลขจำนวนเต็ม

จากสมการ (2.19) จะเห็นได้ว่าสมการดังกล่าวนี้จะมีพจน์เอกโพเนนเชียลที่ต้องการสำหรับนำไปหักล้างกับพจน์เอกโพเนนเชียลในสมการ (2.18) อันดับต่อมา คือ การพิจารณารูปแบบของฟังก์ชันรายคาบ $d(z)$ รูปแบบที่ง่ายที่สุดของฟังก์ชันรายคาบดังกล่าว แสดงดังรูปที่ 2.4 โดยมีนิพจน์ดังนี้

$$d(z) = \begin{cases} +d & ; 0 \leq z \leq \Lambda/2 \\ -d & ; \Lambda/2 < z \leq \Lambda \end{cases} \quad (2.21)$$



รูปที่ 2.4 ลักษณะของฟังก์ชันการเปลี่ยนแปลงของฟังก์ชันรายคาบ $d(z)$

แทนสมการ (2.21) ลงใน (2.20) จะได้

$$a_m = \int_0^{\Lambda/2} \frac{d}{d} \exp\left(jm \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) dz + \int_{\Lambda/2}^{\Lambda} \frac{-d}{d} \exp\left(jm \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) dz = \frac{1 - \cos(m\pi)}{m\pi} \quad (2.22)$$

โดยที่ $m \neq 0$ สำหรับฟังก์ชันรายคาบอันดับหนึ่งนั้น $m = 1$ สมการ (2.22) จะกลายเป็น

$$a_1 = \frac{2}{\pi} \quad (2.23)$$

แทนสมการ (2.23) ลงใน (2.19) จะได้นิพจน์ของ ฟังก์ชันรายคาบ $d(z)$ ดังนี้

$$d(z) = \frac{2}{\pi} d \exp\left(j \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (2.24)$$

พิจารณาการหักล้างพจน์ที่เกี่ยวข้องกับปัจจัยการไม่แมตช์กันทางเฟส โดยการแทนสมการ (2.24)

ลงใน (2.18) จะได้

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j \left(\frac{\omega_2}{2}\right) I_{\text{overlap}} \frac{2}{\pi} d (A^{\omega_1})^2 \exp\left(j \frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \exp(-j\Delta\beta z)$$

หรือ

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j \left(\frac{\omega_2}{2}\right) I_{\text{overlap}} \frac{2}{\pi} d (A^{\omega_1})^2 \exp\left[j \left(\frac{2\pi}{\Lambda} - \Delta\beta\right) z\right] \quad (2.25)$$

จากสมการ (2.25) จะเห็นได้ว่า ถ้ากำหนดให้ คาบของฟังก์ชันรายคาบ $\Lambda = 2L_c = 2\pi/\Delta\beta$ จะได้

$$\frac{dA^{\omega_2}(z)}{dz} = -j\left(\frac{\omega_2}{2}\right)I_{overlap} \frac{2}{\pi} d(A^{\omega_1})^2 \quad (2.26)$$

หาผลเฉลยของสมการ (2.26) ในทำนองเดียวกันกับการหาผลเฉลยของสมการ (2.14) จะได้

$$A^{\omega_2}(l) = -j\left(\frac{\omega_2}{\pi}\right)lI_{overlap} d(A^{\omega_1})^2 \quad (2.27)$$

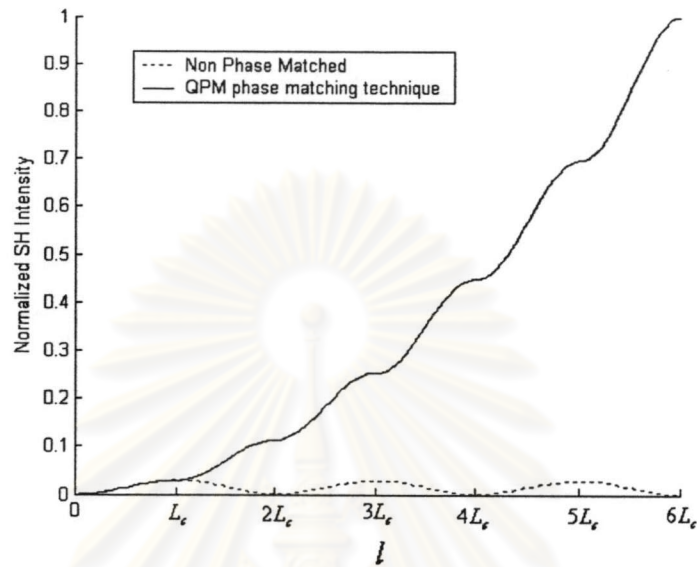
ในกรณีนี้ ความเข้มของแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง I^{ω_2} หาได้จากการแทนสมการ (2.27) ลงใน (2.16) จะได้

$$I^{\omega_2} = \frac{n_{\omega_2} c_0 \epsilon_0 (\omega_2/\pi)^2}{2} l^2 d^2 (I^{\omega_1})^2 |I_{overlap}|^2 \quad (2.28)$$

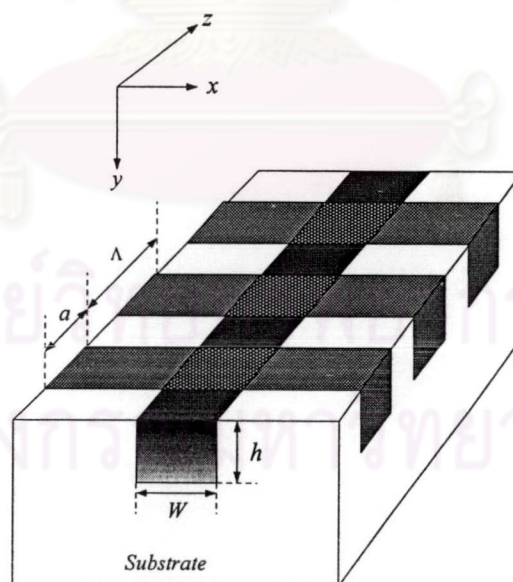
จากสมการ (2.28) จะเห็นได้ว่า การทำให้สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d ของตัวกลางที่นำมาประดิษฐ์เป็นท่อนำคลื่นแสงเกิดการเปลี่ยนแปลงแบบเป็นรายคาบจะทำให้ความเข้มของแสงฮาร์มอนิก I^{ω_2} มีค่าเพิ่มสูงขึ้นอย่างต่อเนื่องดังรูปที่ 2.5 การดำเนินการในทางปฏิบัติที่สอดคล้องกับการทำให้สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d เป็นฟังก์ชันรายคาบ ได้แก่ การประดิษฐ์ให้ตัวกลางทางแสงเป็นโครงสร้างแบบรายคาบ (periodic structure) วางตัวในแนวขวางกับส่วนท่อนำคลื่นแสงดังลักษณะในรูปที่ 2.6 บริเวณแรเงาในรูปจะเป็นบริเวณที่เครื่องหมายของสัมประสิทธิ์ d ถูกกลับเครื่องหมายให้ตรงกันข้ามกับบริเวณสีขาว โดยทั่วไปมักเรียกบริเวณที่แรเงานี้ว่า บริเวณโดเมนผกผัน (domain inverted region) การเพิ่มโครงสร้างรายคาบนี้เข้าไปกับส่วนท่อนำคลื่นแสงจะทำให้แสงที่เดินทางผ่านโครงสร้างนี้เสมือนเคลื่อนที่ด้วยค่าคงตัวการแพร่กระจายค่าเดียวกัน ดังนั้น จึงเรียกวิธีการแมตซ์เฟสแบบนี้ว่า การแมตซ์เฟสแบบคล้าย (quasi phase matching technique) และเรียกอุปกรณ์ กำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่มีโครงสร้างท่อนำคลื่นแสงประกอบรวมกันกับโครงสร้างรายคาบว่า อุปกรณ์ QPM-SHG (quasi phase matched second harmonic generation device)

ในทางอุตสาหกรรมมักจะพิจารณาให้ลักษณะรูปร่างของโดเมนผกผันของ อุปกรณ์ QPM-SHG เป็นรูปสี่เหลี่ยมเสมอ อย่างไรก็ตาม ในทางปฏิบัติ อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึก $LiNbO_3$ และ $LiTaO_3$ มักประดิษฐ์ขึ้นจาก วิธีการแพร่ (diffusion process) หรือ วิธีการแลกเปลี่ยนโปรตอน (proton-exchange) ทำให้รูปร่างของโดเมนผกผันที่เกิดขึ้นไม่เป็นรูป

สี่เหลี่ยม ในกรณีของ ผลึก $LiNbO_3$ นั้นโดเมนผกผันที่เกิดขึ้นจะเป็นรูปสามเหลี่ยม ในขณะที่โดเมนผกผันที่เกิดขึ้นในผลึก $LiTaO_3$ จะเป็นรูปครึ่งวงรี สำหรับวิธีการประดิษฐ์นั้นจะกล่าวถึงโดยละเอียดในหัวข้อ 2.3 ต่อไป



รูปที่ 2.5 ความเข้มของแสงฮาร์มอนิกที่ถูกกำเนิดขึ้นโดยอาศัยวิธีการเมตซ์เฟสแบบคล้าย



รูปที่ 2.6 อุปกรณ์ QPM-SHG ที่มีบริเวณโดเมนผกผันเป็นรูปสี่เหลี่ยม

2.4 อุปกรณ์ QPM-SHG

ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึง วิธีการประดิษฐ์ อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างขึ้นจากตัวกลางทางแสง 3 ชนิด ได้แก่ สารกึ่งตัวนำออลูมิเนียมแกลเลียมอาร์เซनाยด์ ($AlGaAs$) ผลึกลิเทียมไนโอเบต ($LiNbO_3$) และผลึกลิเทียมแทนทาลิต ($LiTaO_3$) ขั้นตอนการประดิษฐ์ อุปกรณ์ QPM-SHG นี้จะแบ่งออกเป็น 2 ขั้นตอนด้วยกัน คือ ขั้นตอนแรกจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนโครงสร้างรอยคาบสำหรับการแมตซ์เฟสแบบคล้าย สำหรับขั้นตอนต่อมานั้นจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนท่อนำคลื่นแสง โดยส่วนท่อนำคลื่นแสงนี้จะถูกประดิษฐ์ให้วางตัวในแนวขวางกับส่วนโครงสร้างรอยคาบ การทราบขั้นตอนการประดิษฐ์ของอุปกรณ์เหล่านี้มีความสำคัญต่อการสร้างแบบจำลองสำหรับการวิเคราะห์หาโครงสร้างที่เหมาะสมของตัวอุปกรณ์ด้วย ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขที่จะกล่าวถึงโดยละเอียดในหัวข้อ 2.6 ต่อไป วิธีการประดิษฐ์ อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างขึ้นจากวัสดุแต่ละชนิดจะเป็นดังนี้

2.4.1 อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากสารกึ่งตัวนำออลูมิเนียมแกลเลียมอาร์เซนายด์

อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากสารกึ่งตัวนำ มีข้อดีหลายประการ ได้แก่ สารกึ่งตัวนำเป็นตัวกลางทางแสงไม่เชิงเส้นที่มีค่าสัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้นสูง สามารถสร้างเป็นวงจรรวมร่วมกับแหล่งกำเนิดแสงเลเซอร์ไดโอดได้ อย่างไรก็ตาม เนื่องจากสารกึ่งตัวนำ $AlGaAs$ เป็นผลึกที่มีโครงสร้างแบบ zinc-blend จึงทำให้เป็นตัวกลางแบบไอโซทรอปิก ($n_x = n_y = n_z$) นอกจากนั้น ความแตกต่างของค่าดรรชนีหักเหแสงที่ความถี่แสงมูลฐานกับความถี่แสงฮาร์โมนิกอันดับสองนั้นจะมีค่าค่อนข้างมากทำให้การแมตซ์เฟสด้วยวิธีการต่างๆ เช่น การใช้คุณสมบัติการมีค่าดรรชนีหักเหแสงสองค่า (birefringence) ของตัวกลาง หรือ การปรับค่าดิสเพชันของโมดที่ถูกนำไม่สามารถทำได้ ดังนั้น การแมตซ์เฟสในอุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากวัสดุนี้จึงเหมาะที่จะใช้วิธีการแมตซ์เฟสแบบคล้ายเท่านั้น (Katsriku, Rahman and Gratton, 2000)

การสร้างบริเวณโดเมนผกผัน (domain inverted region) สำหรับการแมตซ์เฟสแบบคล้ายด้วยโครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผัน (domain inversion QPM, DI-QPM) ขึ้นในวัสดุสารกึ่งตัวนำ $AlGaAs$ สามารถทำได้โดยการเปลี่ยนแปลงอัตราส่วนผสมของออลูมิเนียม Al การเพิ่มอัตราส่วนของ Al ในสารกึ่งตัวนำ $Al_{1-x}Ga_xAs$ ให้สูงขึ้นจะส่งผลให้สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d มีค่าลดลง (Rafailov et al., 2001) ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าสัมประสิทธิ์ d แสดงดังรูปที่ 2.7 ด้วยวิธีการดังกล่าวนี้ จึงทำให้ประดิษฐ์ อุปกรณ์ QPM-SHG ได้โดยมี

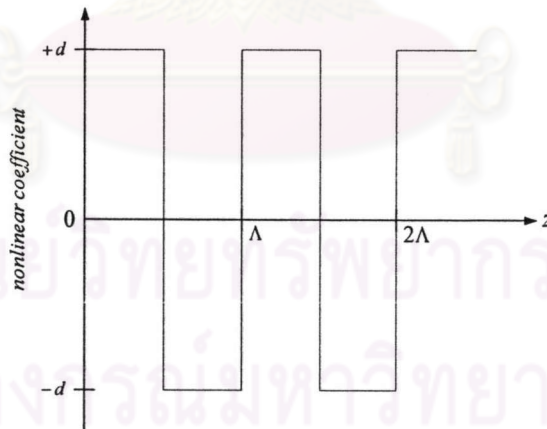
ลักษณะดังรูปที่ 2.8 ส่วนท่อนำคลื่นแสงมีความกว้าง W เท่ากับ $1.0\mu\text{m}$ มีความสูง h เท่ากับ $1.0\mu\text{m}$ และความหนา t มีค่า $0.2\mu\text{m}$ (Katsriku , Rahman and Grattan, 2000) ส่วนโดเมนผกผันที่วางตัวในแนวขวางกับส่วนท่อนำคลื่นแสงแบบรีบจะประดิษฐ์ขึ้นจากสารกึ่งตัวนำ $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ (โดยการกำหนดให้อัตราส่วน $x = 0.2$) ในขณะที่แผ่นฐานจะสร้างจาก $AlAs$ (อัตราส่วน $x = 0$) ที่ความยาวคลื่นแสงมูลฐาน $\lambda_1 = 1.064\mu\text{m}$ ค่าดรรชนีหักเหแสงในส่วนแกนและส่วนฐานจะมีค่า $n_{c,1} = 3.48$ และ $n_{s,1} = 2.93$ ตามลำดับ และที่ความยาวคลื่นแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง $\lambda_2 = 0.532\mu\text{m}$ ค่าดรรชนีหักเหแสงของทั้งสองบริเวณจะมีค่า $n_{c,2} = 4.13$ และ $n_{s,2} = 3.23$ ตามลำดับ

รูปแบบเทนเซอร์สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d ในกรณีที่กำหนดให้ทิศทางของผลึก คือ $\langle 111 \rangle$ $\langle 11\bar{2} \rangle$ และ $\langle \bar{1}10 \rangle$ ตามลำดับ (Yasui and Koshiba , 2001) จะเป็นดังนี้

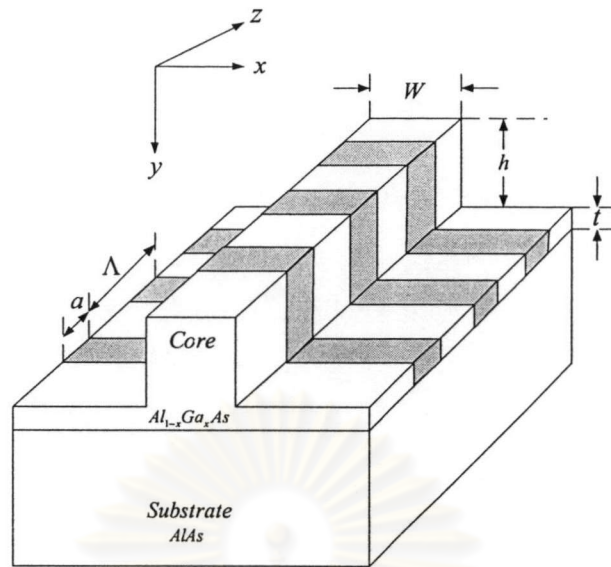
$$d = d_{14} \begin{bmatrix} 2/\sqrt{3} & -1/\sqrt{3} & -1/\sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2/\sqrt{6} & 2/\sqrt{6} & 0 & 0 & -1/\sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 2/\sqrt{6} & -1/\sqrt{3} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

โดยที่

$$d_{14} = 113 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$



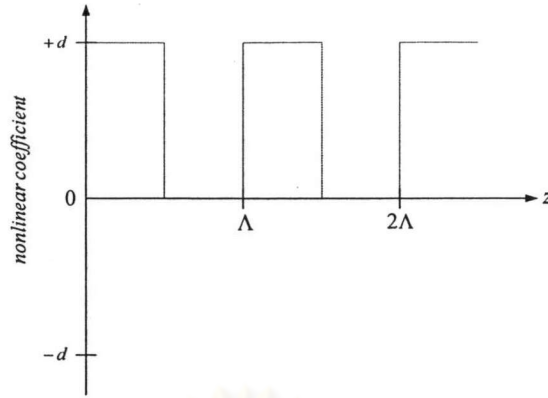
รูปที่ 2.7 ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าสัมประสิทธิ์ d สำหรับการแมตซ์เฟสแบบคล้าย
โดยใช้โครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผัน



รูปที่ 2.8 อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากสารกึ่งตัวนำอลูมิเนียมแกเลียมอาร์เซไนด์

การแมตซ์เฟสแบบคล้ายโดยอาศัยโครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผันนั้นมีข้อเสีย คือ สัญญาณแสงที่เดินทางผ่านโครงสร้างนี้จะมีการสูญเสียค่อนข้างมาก นอกจากนั้นโครงสร้างรอยคาบแบบนี้ยังทำให้เกิดความยุ่งยากในกรณีสร้างเป็นวงจรรวมร่วมกับเลเซอร์ไดโอด Helmy et al. (2000) จึงแนะนำให้ใช้โครงสร้างรอยคาบแบบ กำจัดความไม่เป็นเชิงเส้นในระยะครึ่งคาบ (domain disordering QPM, DD-QPM) ซึ่งมีลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าสัมประสิทธิ์ d ดังรูปที่ 2.9 แม้ว่าโครงสร้างรอยคาบแบบนี้จะมี ประสิทธิภาพการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง η_{SHG} ต่ำกว่าโครงสร้างแบบ DI-QPM อย่างไรก็ตาม ความสูญเสียที่เกิดขึ้นในโครงสร้างนี้จะมีค่าต่ำกว่า โครงสร้างแบบ DI-QPM

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 2.9 ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าสัมประสิทธิ์ d สำหรับการแมตซ์เฟสแบบคล้าย โดยการใช้โครงสร้างรอยคาบแบบกำจัดความไม่เป็นเชิงเส้นในระยะครึ่งคาบ

2.4.2 อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึกลิเทียมไนโอเบต

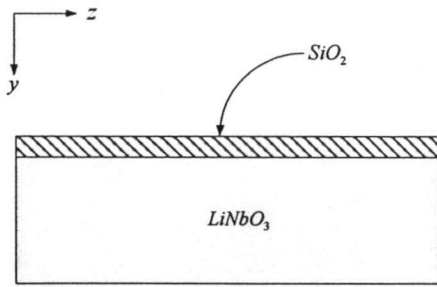
ผลึก $LiNbO_3$ เป็นตัวกลางทางแสงแบบ ยูนิแอกเซียลแอนไอโซทรอปิกชนิดลบ (negative uniaxial anisotropic) ที่มีดรรชนีหักเหแสง 2 ค่า คือ ดรรชนีหักเหแสงสามัญ n_o (ordinary refractive index) และ ดรรชนีหักเหแสงวิสามัญ n_e (extraordinary refractive index) จุดเด่นของผลึก $LiNbO_3$ คือ มีค่าสัมประสิทธิ์ d สูง นอกจากนั้น ผลึก $LiNbO_3$ ยังได้รับความนิยมในการนำมาสร้างเป็นอุปกรณ์ทางแสงทั่วไปอย่างแพร่หลาย ดังนั้น เทคโนโลยีในการประดิษฐ์อุปกรณ์ทางแสงจากผลึกนี้จึงได้รับการพัฒนาอย่างต่อเนื่องจนวิธีการประดิษฐ์ในปัจจุบันมีประสิทธิภาพค่อนข้างสูง

การประดิษฐ์อุปกรณ์ QPM-SHG จากผลึก $LiNbO_3$ จะแบ่งออกเป็น 2 ขั้นตอนด้วยกัน ในขั้นตอนแรกจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนโครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผันบนแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ขั้นตอนต่อมาจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนที่นำคลื่นแสงให้วางตัวอยู่ในแนวขวางกับโครงสร้างรอยคาบดังกล่าว

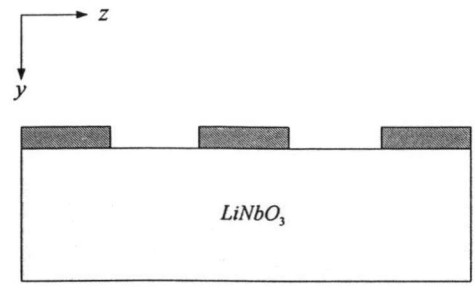
การประดิษฐ์โครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผัน (Yamamoto et al., 1991) จะเริ่มต้นจาก การเตรียมแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ที่มีความหนาประมาณ $500\ \mu m$ จากนั้นจึงดำเนินการปลูกฟิล์มบาง SiO_2 ที่มีความหนา $200\ \text{\AA}$ ลงบนแผ่นฐานหน้า $+c$ ด้วยวิธี sputtering deposition ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.10 (ก) ต่อมาแผ่นฟิล์ม SiO_2 นี้จะถูก patterned ให้มีลักษณะเป็นรอยคาบด้วยวิธี photolithographic ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.10 (ข) ฐานรองที่ผ่านกระบวนการดังกล่าวแล้วจะถูกนำไปอบด้วยความร้อน $1080^\circ C$ นาน 90 นาที และปล่อยให้คายความร้อนที่

อุณหภูมิห้อง ในระหว่างนี้บริเวณโดเมนผกผันจะเกิดขึ้น ณ บริเวณใต้แผ่นฟิล์ม SiO_2 จากกระบวนการแพร่ Li จากแผ่นฐาน $LiNbO_3$ เข้าสู่ บริเวณแผ่นฟิล์มดังกล่าว ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.10 (ค) ขั้นตอนต่อมาจะเป็นการทำให้บริเวณโดเมนผกผันด้านข้างอุปกรณ์ QPM-SHG ปรากฏขึ้นอย่างเด่นชัดขึ้นด้วยการกัดด้วยกรด $HF - HNO_3$ ที่อุณหภูมิห้องโดยใช้ระยะเวลาประมาณ 6 ชั่วโมง รูปร่างของโดเมนผกผันที่ได้จากกระบวนการประดิษฐ์นี้จะเป็นรูปสามเหลี่ยมดังรูปที่ 2.10 (ง)

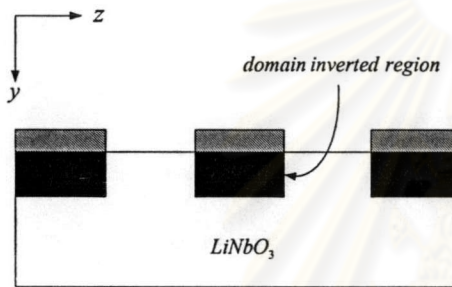
ภายหลังจากการประดิษฐ์ส่วนโดเมนผกผันบนแผ่นฐาน $LiNbO_3$ เสร็จสิ้นแล้ว ขั้นตอนต่อมาจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนท่อนำคลื่นแสง (Yamamoto and Taniuchi, 1991) ให้วางตัวในแนวขวางกับบริเวณโดเมนผกผันดังกล่าว โดยเริ่มต้นจาก การปลูกแผ่นฟิล์ม Ta ความหนา 300 \AA บนหน้า $-z$ ของแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ด้วยวิธี rf sputtering ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.11 (ก) ต่อมาแผ่นฟิล์ม Ta จะถูก patterned ให้มีลักษณะเป็นร่องยาวตามแนวขวางกับบริเวณโดเมนผกผัน ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.11 (ข) บริเวณที่ต้องการให้เกิดเป็นท่อนำคลื่นแสงจะถูกกัดออกด้วยกรด CF_4 ด้วยวิธี reactive ion etching ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.11 (ค) ต่อมาส่วนนำคลื่นของท่อนำคลื่นแสงจะประดิษฐ์ขึ้นจาก วิธีแลกเปลี่ยนโปรตอน โดยการจุ่มแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ลงในกรด pyrophosphoric กระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนจากกรด pyrophosphoric กับ อีออนบวก Li^+ จะเกิดขึ้นโดยใช้ระยะเวลาประมาณ 40 นาที ที่อุณหภูมิ $240^\circ C$ กระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนดังกล่าวจะทำให้โครงสร้างโมเลกุลของผลึก $LiNbO_3$ ในบริเวณที่เกิดการแลกเปลี่ยนดังกล่าวเปลี่ยนแปลงสภาพไป ส่งผลให้ค่าดัชนีหักเหแสงที่บริเวณดังกล่าวมีค่าเพิ่มสูงขึ้นและบริเวณนี้จะเป็นส่วนนำแสงของท่อนำคลื่นแสงที่ต้องการ ท่อนำคลื่นแสงที่ได้จะมีลักษณะดังรูปที่ 2.11 (ง) ท่อนำคลื่นแสงที่ประดิษฐ์ได้นี้จะมีลักษณะค่าดัชนีหักเหแสงใกล้เคียงกับแบบชั้นบันไดมาก (Nishihara et al., 1989 : 162) ดังเส้นกราฟ (ก) ในรูปที่ 2.12 อย่างไรก็ตาม ส่วนท่อนำคลื่นแสงนี้จะไม่เหมาะสำหรับการนำไปใช้งานเนื่องจากความสูญเสียของสัญญาณแสงที่เกิดขึ้นยังมีค่าสูงมาก เพื่อแก้ไขปัญหที่เกิดขึ้นดังกล่าว จะต้องนำแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ที่ผ่านกระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนแล้วไปทำการ annealing เสียก่อน โดยขั้นตอนการ annealing นี้จะเป็นการอบแผ่นฐาน $LiNbO_3$ ด้วยความร้อนที่อุณหภูมิ $400^\circ C$ ใช้ระยะเวลาประมาณ 2 ชั่วโมง ท่อนำคลื่นแสงที่ผ่านกระบวนการ annealing แล้วจะมีการสูญเสียลดลงจนอยู่ในระดับที่น่าพอใจ นอกจากนั้นผลที่เกิดจากกระบวนการ annealing ยังทำให้ค่าดัชนีหักเหแสงของท่อนำคลื่นแสงเปลี่ยนเป็นแบบลาดอีกด้วย ดังเส้นกราฟ (ข) ในรูปที่ 2.12



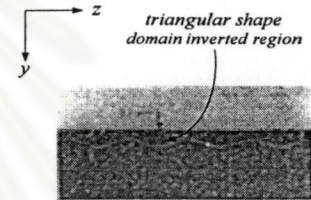
(ก) การปลูกฟิล์ม SiO_2



(ข) การ patterned โครงสร้างรายคาบ



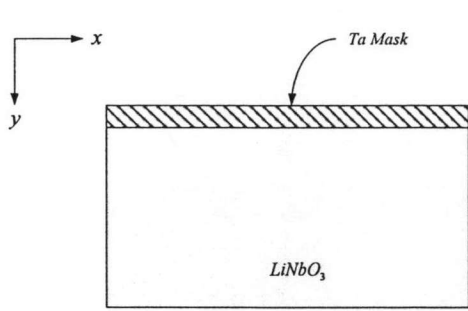
(ค) การแลกเปลี่ยนโปรตอน



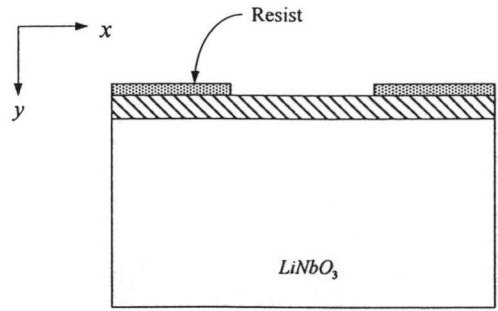
(ง) รูปร่างโดเมนผกผันที่เกิดขึ้นในทางปฏิบัติ

รูปที่ 2.10 ขั้นตอนการประดิษฐ์บริเวณโดเมนผกผันของ อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึกลิเทียมไนโอเบต (Yamamoto et al., 1991)

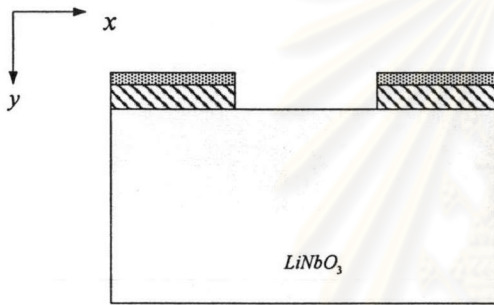
ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



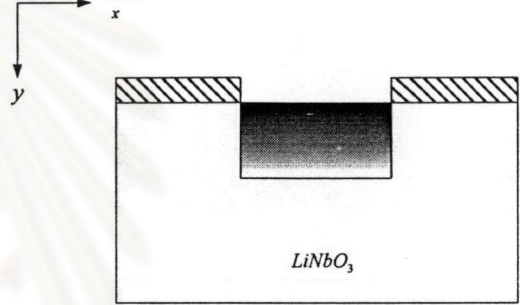
(ก) การปลูกฟิล์ม Ta



(ข) การ patterned ส่วนท่อนำคลื่นแสง



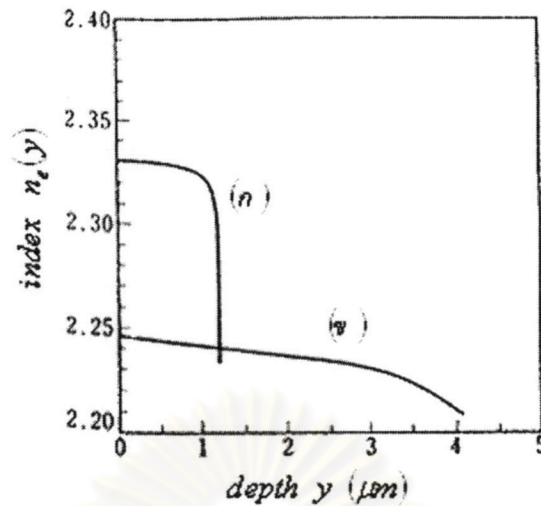
(ค) การทำ dry etching



(ง) การแลกเปลี่ยนโปรตอน

รูปที่ 2.11 ขั้นตอนการประดิษฐ์ส่วนท่อนำคลื่นแสงของ อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึกลิเทียมไนโอเบต (Yamamoto and Taniuchi, 1991)

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 2.12 ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าดัชนีหักเหแสงของท่อนำคลื่นแสงที่สร้างจากผลึกลิเทียมไนโอเบตด้วยวิธีแลกเปลี่ยนโปรตอน (Nishihara et al., 1989 : 162)

- (ก) ภายหลังจากกระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอน ที่อุณหภูมิ $240^{\circ}C$ โดยใช้ระยะเวลาประมาณ 40 นาที
- (ข) ภายหลังจากกระบวนการ annealing ที่อุณหภูมิ $400^{\circ}C$ โดยใช้ระยะเวลาประมาณ 2 ชั่วโมง

อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึก $LiNbO_3$ ที่ประดิษฐ์ขึ้นจากวิธีดังที่กล่าวมาข้างต้น จะกำหนดให้ทำงานที่ความยาวแสงมูลฐานและแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง คือ $\lambda_1 = 0.84 \mu m$ และ $\lambda_2 = 0.42 \mu m$ ตามลำดับ ค่าดัชนีหักเหแสงสามัญ (ordinary refractive index) และค่าดัชนีหักเหแสงวิสามัญ (extraordinary refractive index) ของแผ่นฐาน ที่ความยาวแสงมูลฐาน มีค่า $n_{o,sub}(\lambda_1) = 2.25$ และ $n_{e,sub}(\lambda_1) = 2.172$ ตามลำดับ ในขณะที่ค่าดัชนีหักเหแสงที่ความยาวคลื่นแสงฮาร์มอนิกอันดับสองมีค่า $n_{o,sub}(\lambda_2) = 2.411$ และ $n_{e,sub}(\lambda_2) = 2.309$ ตามลำดับ ค่าความแตกต่างดัชนีหักเหแสงสามัญของแผ่นฐานกับแกนนำแสง มีค่า $\Delta n(\lambda_1) = 0.01$ และ $\Delta n(\lambda_2) = 0.01$ ตามลำดับ ในขณะที่ค่าความแตกต่างดัชนีหักเหแสงวิสามัญ มีค่า $\Delta n_e(\lambda_1) = 0.01$ และ $\Delta n_e(\lambda_2) = 0.01$ ตามลำดับ (Hayata and Koshiba, 1991)

ในงานวิทยานิพนธ์นี้จะพิจารณาให้ความแตกต่างของค่าดรรชนีหักเหแสงของบริเวณแกนนำแสงกับฐานรองเป็นแบบดรรชนีลาด ดังนั้น ค่าดรรชนีหักเหแสงสามัญ n_o และค่าดรรชนีหักเหแสงวิสามัญ n_e ของแกนนำแสงจะเป็นฟังก์ชันของตัวแปรระยะทางในภาคตัดขวาง ดังนี้

$$n_o(\lambda) = n_{o,sub}(\lambda) + \Delta n_o(\lambda) \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (2.30)$$

$$n_e(\lambda) = n_{e,sub}(\lambda) + \Delta n_e(\lambda) \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (2.31)$$

โดยที่ $n_{o,sub}(\lambda)$ และ $n_{e,sub}(\lambda)$ คือ ค่าดรรชนีหักเหแสงสามัญ และ ค่าดรรชนีหักเหแสงวิสามัญที่ความยาวคลื่น λ ของแผ่นฐานตามลำดับ ในขณะที่ $f(x)$ และ $g(y)$ คือ ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของค่าดรรชนีหักเหแสงในทิศ x และ y ตามลำดับ

ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าดรรชนีหักเหแสงในทิศ x โดยทั่วไปมักจะสมมติให้มีการเปลี่ยนแปลงแบบฟังก์ชันเกาส์เซียน ในขณะที่การเปลี่ยนแปลงในทิศ y มักสมมติให้มีการเปลี่ยนแปลงแบบ ฟังก์ชันเกาส์เซียน หรือ ฟังก์ชันเอกโพเนนเชียล (Nishihara , Haruna and Suhara, 1989) ดังนั้น รูปแบบของ $f(x)$ และ $g(y)$ จะเป็นดังนี้

$$f(x) = \exp[-(x/D_x)^2] \quad (2.32)$$

$$g(y) = \begin{cases} \exp[-(y/D_y)^2] \\ \exp[-y/D_y] \end{cases} \quad (2.33)$$

โดยที่ D_x และ D_y คือ ระยะของการแพร่ (diffusion) ในทิศ x และ y ตามลำดับ

กำหนดให้ แกนแสง (optic axis) ของผลึก $LiNbO_3$ นี้ อยู่ในแนวแกน y ($c // y$) ในกรณีนี้ รูปแบบเทนเซอร์สภาพยอมของบริเวณแผ่นฐานและแกนนำแสงจะเป็น ดังนี้

ที่ความยาวคลื่นแสงมูลฐาน

$$[\varepsilon_{r,sub}(\lambda_1)] = \begin{bmatrix} (n_{o,sub}(\lambda_1))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_{e,sub}(\lambda_1))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_{o,sub}(\lambda_1))^2 \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

$$[\varepsilon_{r,core}(\lambda_1)] = \begin{bmatrix} (n_o(\lambda_1))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_e(\lambda_1))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_o(\lambda_1))^2 \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

ที่ความยาวคลื่นแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง

$$[\varepsilon_{r,sub}(\lambda_2)] = \begin{bmatrix} (n_{o,sub}(\lambda_2))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_{e,sub}(\lambda_2))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_{o,sub}(\lambda_2))^2 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

$$[\varepsilon_{r,core}(\lambda_2)] = \begin{bmatrix} (n_o(\lambda_2))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_e(\lambda_2))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_o(\lambda_2))^2 \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

รูปแบบเทนเซอร์สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d (Hayata and Koshiba, 1991) จะเป็นดังนี้

$$d = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{22} & d_{15} \\ d_{31} & d_{33} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \\ d_{22} & 0 & -d_{22} & d_{15} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

โดยที่

$$d_{15} = d_{31} = -5.9 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$d_{33} = -34 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$d_{22} = -4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

2.4.3 อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึกลิเทียมแทนทาลेट

การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่ระดับกำลังประมาณ 10 mW ในผลึก LiNbO_3 นั้นจะประสบปัญหาจากการเปลี่ยนแปลงค่าดรรชนีหักเหแสงอันเนื่องมาจากสนามไฟฟ้าของแสงอินพุตที่มีความเข้มสูงส่งผลให้สภาพการเรียงตัวของโมเลกุลของผลึกเปลี่ยนแปลงไป เรียกปัญหาที่เกิดขึ้นนี้ว่า optical damage ทั้งนี้ นักวิจัยหลายกลุ่ม ได้แก่ Yamamoto et al. (1991); Ahlfeldt, Webjorn and Arvidsson (1991) และ Matsumoto et al. (1991) เป็นต้น ได้ยืนยันการเกิดขึ้นของปัญหาดังกล่าว ปัญหา optical damage ที่เกิดขึ้นนี้จะมีผลกระทบโดยตรงต่อกระบวนการเมตซ์เฟส อย่างไรก็ตาม จากการทดลองกำเนิดแสงฮาร์มอนิก

อันดับสองในผลึก $LiTaO_3$ โดย Yamamoto , Mizuuchi and Taniuchi (1991) ที่ระดับกำลังดังกล่าวนั้น สังเกตไม่พบปัญหา optical damage แต่อย่างใด

ผลึก $LiTaO_3$ เป็นตัวกลางทางแสงแบบ ยูนิแอกเซียลแอนไอโซทรอปิกชนิดบวก (positive uniaxial anisotropic) การประดิษฐ์อุปกรณ์ QPM-SHG จากผลึก $LiTaO_3$ จะแบ่งออกเป็น 2 ขั้นตอนด้วยกัน ในขั้นตอนแรกนั้นจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนโครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผันบนแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ขั้นตอนต่อมาจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนที่นำคลื่นแสงให้วางตัวอยู่ในแนวขวางกับโครงสร้างรอยคาบดังกล่าว

โครงสร้างรอยคาบแบบโดเมนผกผัน (Yamamoto et al., 1991) จะประดิษฐ์ขึ้นจาก วิธีแลกเปลี่ยนโปรตอน และ การทำ heat treatment การแลกเปลี่ยนโปรตอนในบริเวณที่กำหนดจะส่งผลให้ส่วนประกอบ Li ลดลงและส่งผลให้บริเวณดังกล่าวกลายเป็น บริเวณโดเมนผกผัน ขั้นตอนการประดิษฐ์ บริเวณโดเมนผกผัน จะเริ่มต้นจาก การปลูกฟิล์ม Ta ความหนา 300 \AA บนหน้า $-c$ ของแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.13 (ก) ต่อมาแผ่นฟิล์ม Ta นี้ จะถูก patterned ให้มีลักษณะเป็นรอยคาบด้วยการกัดด้วยกรด CF_4 ต่อมาแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ที่ผ่านการทำ patterned แล้วจะถูกนำไปแลกเปลี่ยนโปรตอน โดยการจุ่มแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ลงในกรด pyrophosphoric ใช้ระยะเวลาประมาณ 50 นาที ที่อุณหภูมิ $260^\circ C$ บริเวณโดเมนผกผันจะเกิดขึ้นตรงบริเวณที่ไม่มีฟิล์ม Ta ปกคลุมอยู่ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.13 (ข) หลังจากกระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนเสร็จสิ้นแล้วฟิล์ม Ta จะถูกกัดออกด้วยสาร $NaOH$ และแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ที่ได้นี้จะถูกนำไปอบด้วยความร้อนที่อุณหภูมิ $600^\circ C$ เป็นระยะเวลา 10 นาที ขั้นตอนสุดท้าย จะเป็นการทำให้บริเวณโดเมนผกผันด้านข้างอุปกรณ์ QPM-SHG ปรากฏขึ้นอย่างเด่นชัดขึ้นด้วยการกัดด้วยกรด $HF - HNO_3$ ที่อุณหภูมิ $70^\circ C$ รูปร่างของโดเมนผกผันที่ได้จากกระบวนการประดิษฐ์นี้จะเป็นรูปครึ่งวงรีดังขั้นตอนในรูปที่ 2.13 (ค)

ภายหลังจากการประดิษฐ์ส่วนโดเมนผกผันบนแผ่นฐาน $LiTaO_3$ เสร็จสิ้นแล้ว ขั้นตอนต่อมาจะเป็นการประดิษฐ์ส่วนที่นำคลื่นแสง (Yamamoto , Mizuuchi และ Taniuchi, 1992) ให้วางตัวในแนวขวางกับบริเวณโดเมนผกผันดังกล่าว โดยเริ่มต้นจาก การปลูกฟิล์ม Ta ลงบนหน้า $-c$ ของแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.14 (ก) จากนั้นแผ่นฟิล์ม Ta จะถูก patterned ให้มีลักษณะเป็นร่องยาวตามแนวขวางกับบริเวณโดเมนผกผัน ดังขั้นตอนในรูปที่ 2.14 (ข) บริเวณที่ต้องการให้เกิดเป็นท่อนำคลื่นแสงจะถูกกัดออกด้วยกรด CF_4 ด้วยวิธี reactive ion etching) ต่อมาส่วนนำคลื่นของท่อนำคลื่นแสงจะประดิษฐ์ขึ้นจาก วิธีแลกเปลี่ยนโปรตอน โดยการจุ่มแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ลงในกรด pyrophosphoric กระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนจากกรด

pyrophosphoric กับ อีออนบวก Li^+ จะเกิดขึ้นโดยใช้ระยะเวลาประมาณ 16 นาที ที่อุณหภูมิ $260^\circ C$ กระบวนการแลกเปลี่ยนโปรตอนดังกล่าวจะทำให้โครงสร้างโมเลกุลของผลึก $LiTaO_3$ ในบริเวณที่เกิดการแลกเปลี่ยนดังกล่าวเปลี่ยนแปลงสภาพไป ส่งผลให้ค่าดรรชนีหักเหแสงที่บริเวณดังกล่าวมีค่าเพิ่มสูงขึ้นและบริเวณนี้จะเป็นส่วนนำแสงของท่อนำคลื่นแสงที่ต้องการ ท่อนำคลื่นแสงที่ได้จะมีลักษณะดังรูปที่ 2.14 (ค) สุดท้ายแผ่นฐาน $LiTaO_3$ ที่ได้นี้จะถูกนำไปทำการ annealing เพื่อทำให้การสูญเสียที่เกิดขึ้นในส่วนท่อนำคลื่นแสงมีค่าต่ำที่สุด กระบวนการ annealing ดังกล่าวจะส่งผลให้ค่าดรรชนีหักเหแสงของส่วนท่อนำคลื่นแสง $LiTaO_3$ เป็นแบบดรรชนีลาด เช่นเดียวกันกับที่เกิดขึ้นในส่วนท่อนำคลื่นแสง $LNbO_3$

อุปกรณ์ QPM-SHG ที่สร้างจากผลึก $LiTaO_3$ ที่ประดิษฐ์ขึ้นจากวิธีดังที่กล่าวมาข้างต้น จะกำหนดให้ทำงานที่ความยาวแสงมูลฐานและแสงฮาร์มอนิกอันดับสอง คือ $\lambda_1 = 0.866 \mu m$ และ $\lambda_2 = 0.433 \mu m$ ตามลำดับ ค่าดรรชนีหักเหแสงสามัญและวิสามัญของแผ่นฐาน ที่ความยาวแสงมูลฐาน มีค่า $n_{o,sub}(\lambda_1) = 2.148$ และ $n_{e,sub}(\lambda_1) = 2.152$ ตามลำดับ ในขณะที่ค่าดรรชนีหักเหแสงที่ความยาวคลื่นแสงฮาร์มอนิกอันดับสองมีค่า $n_{o,sub}(\lambda_2) = 2.253$ และ $n_{e,sub}(\lambda_2) = 2.258$ ตามลำดับ ค่าความแตกต่างดรรชนีหักเหแสงสามัญของแผ่นฐานกับแกนนำแสง มีค่า $\Delta n_o(\lambda_1) = 0$ และ $\Delta n_o(\lambda_2) = 0$ ตามลำดับ ในขณะที่ค่าความแตกต่างดรรชนีหักเหแสงวิสามัญ มีค่า $\Delta n_e(\lambda_1) = 0.014$ และ $\Delta n_e(\lambda_2) = 0.023$ ตามลำดับ (Mizuuchi and Yamamoto, 1992)

พิจารณาให้ความแตกต่างของค่าดรรชนีหักเหแสงของบริเวณแกนนำแสงกับฐานรองเป็นแบบลาด ดังนั้น ค่าดรรชนีหักเหแสงสามัญ n_o และค่าดรรชนีหักเหแสงวิสามัญ n_e ของแกนนำแสงจะเป็นฟังก์ชันของตัวแปรระยะทางในภาคตัดขวาง ดังนี้

$$n_o(\lambda) = n_{o,sub}(\lambda) + \Delta n_o(\lambda) \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (2.39)$$

$$n_e(\lambda) = n_{e,sub}(\lambda) + \Delta n_e(\lambda) \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (2.40)$$

โดยที่ $n_{o,sub}(\lambda)$ และ $n_{e,sub}(\lambda)$ คือ ค่าดรรชนีหักเหแสงสามัญ และ ค่าดรรชนีหักเหแสงวิสามัญที่ความยาวคลื่น λ ของแผ่นฐานตามลำดับ ในขณะที่ $f(x)$ และ $g(y)$ คือ ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของค่าดรรชนีหักเหแสงในทิศ x และ y ตามลำดับ

ลักษณะการเปลี่ยนแปลงค่าดรรชนีหักเหแสงในทิศ x โดยทั่วไปมักจะสมมติให้มีการเปลี่ยนแปลงแบบฟังก์ชันเกาส์เซียน ในขณะที่การเปลี่ยนแปลงในทิศ y มักสมมติให้มีการ

เปลี่ยนแปลงแบบ ฟังก์ชันเกาส์เซียน หรือ ฟังก์ชันเอกโพเนนเชียล (Nishihara , Haruna and Suhara, 1989) ดังนั้น รูปแบบของ $f(x)$ และ $g(y)$ จะเป็นดังนี้

$$f(x) = \exp[-(x/D_x)^2] \quad (2.41)$$

$$g(y) = \begin{cases} \exp[-(y/D_y)^2] \\ \exp[-y/D_y] \end{cases} \quad (2.42)$$

โดยที่ D_x และ D_y คือ ระยะของการแพร่ในทิศ x และ y ตามลำดับ

กำหนดให้แกนแสงของผลึก $LiTaO_3$ นี้อยู่ในแนวแกน y ($c//y$) ในกรณีนี้ รูปแบบเทนเซอร์สภาพยอมของบริเวณแผ่นฐานและแกนนำแสงจะเป็น ดังนี้

ที่ความยาวคลื่นแสงมูลฐาน

$$[\varepsilon_{r,sub}(\lambda_1)] = \begin{bmatrix} (n_{o,sub}(\lambda_1))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_{e,sub}(\lambda_1))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_{o,sub}(\lambda_1))^2 \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$[\varepsilon_{r,core}(\lambda_1)] = \begin{bmatrix} (n_o(\lambda_1))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_e(\lambda_1))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_o(\lambda_1))^2 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

ที่ความยาวคลื่นแสงฮาร์โมนิกอันดับสอง

$$[\varepsilon_{r,sub}(\lambda_2)] = \begin{bmatrix} (n_{o,sub}(\lambda_2))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_{e,sub}(\lambda_2))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_{o,sub}(\lambda_2))^2 \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

$$[\varepsilon_{r,core}(\lambda_2)] = \begin{bmatrix} (n_o(\lambda_2))^2 & 0 & 0 \\ 0 & (n_e(\lambda_2))^2 & 0 \\ 0 & 0 & (n_o(\lambda_2))^2 \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

รูปแบบเทนเซอร์สัมประสิทธิ์ความไม่เป็นเชิงเส้น d (Hayata and Koshiba, 1991) จะเป็นดังนี้

$$[d] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{22} & d_{15} \\ d_{31} & d_{33} & d_{31} & 0 & 0 & 0 \\ d_{22} & 0 & -d_{22} & d_{15} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

โดยที่

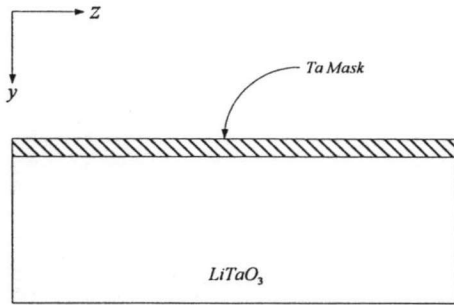
$$d_{15} = d_{31} = -4.7 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

$$d_{33} = -27 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$

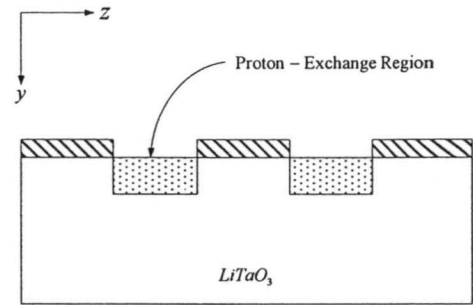
$$d_{22} = 2.2 \times 10^{-12} \text{ m/V}$$



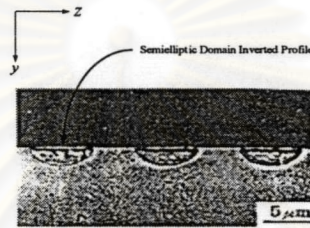
ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



(ก) การปลูกฟิล์ม Ta



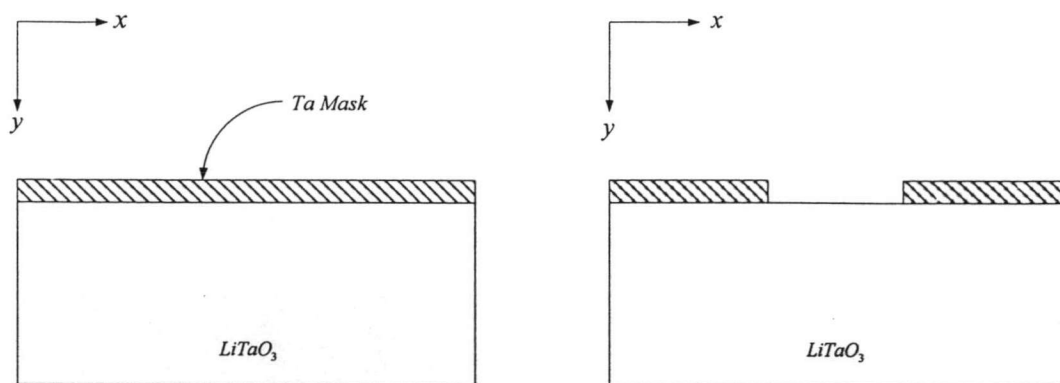
(ข) การแลกเปลี่ยนโปรตอน



(ค) โดเมนผกผันรูปครึ่งวงรีที่เกิดขึ้นในทางปฏิบัติ

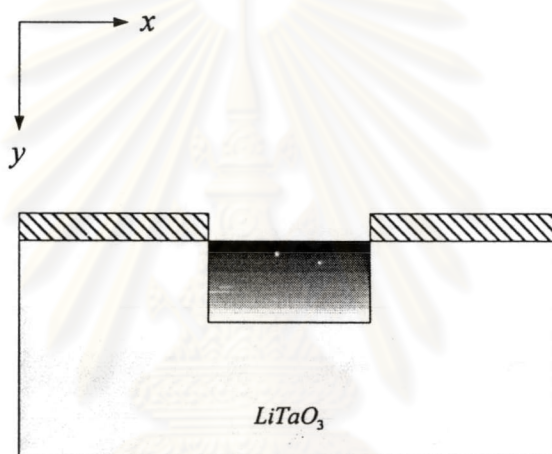
รูปที่ 2.13 ขั้นตอนการประดิษฐ์บริเวณโดเมนผกผันของ อุปกรณ์ QPM-SHG
ที่สร้างจากผลึกลิเทียมแทนทาลेट (Yamamoto , Mizuuchi และ Taniuchi, 1992)

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



(ก) การปลูกฟิล์ม Ta

(ข) การ patterned ส่วนท่อนำคลื่นแสง



(ค) การแลกเปลี่ยนโปรตอน

รูปที่ 2.14 ขั้นตอนการประดิษฐ์ส่วนท่อนำคลื่นแสงของ อุปกรณ์ QPM-SHG
 ที่สร้างจากผลึกลิเทียมแทนทาลेट (Yamamoto , Mizuuchi และ Taniuchi, 1992)

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

2.5 คาบของโครงสร้างรายคาบ

โครงสร้างรายคาบเป็นส่วนประกอบสำคัญสำหรับการแมตซ์เฟสแบบคล้ายของอุปกรณ์ QPM-SHG ปัจจัยสำคัญที่เป็นตัวกำหนดว่าสถานะการแมตซ์เฟสระหว่างแสงมูลฐานกับแสงฮาร์มอนิกอันดับสองจะเกิดขึ้นหรือไม่นั้น คือ คาบของโครงสร้างรายคาบ สำหรับโครงสร้างรายคาบอันดับหนึ่ง (first order nonlinear grating) จะมีคาบ ดังนี้

$$\Lambda_1 = 2L_c \quad (2.48)$$

โดยที่ $L_c = \pi/\Delta\beta$ คือ ระยะโคฮีเรนซ์

ในทางปฏิบัติ คาบของโครงสร้างรายคาบนั้นสามารถประดิษฐ์ให้มีความยาวมากกว่าคาบอันดับหนึ่งได้ (Delacourt, Armani and Papuchon, 1994: 1091) เรียกโครงสร้างรายคาบนี้ว่า โครงสร้างรายคาบอันดับที่ m (m -th order nonlinear grating) โดยที่

$$\Lambda_m = m\Lambda_1 \quad (2.49)$$

โดยที่ m เป็นจำนวนเต็มบวกและมีค่าไม่เท่ากับศูนย์ ($m = 1, 2, 3, \dots$)

2.6 แนวคิดการวิเคราะห์การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองด้วยวิธีไฟไนต์เอลิเมนต์ บีมพรอพagation

การวิเคราะห์กระบวนการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองภายในอุปกรณ์ QPM-SHG นั้นจะเริ่มต้นจากการพิจารณาโครงสร้างของอุปกรณ์ในสภาพใช้งานจริง จากนั้นจึงสร้างแบบจำลองทางคณิตศาสตร์จากทฤษฎีแม่เหล็กไฟฟ้า ทั้งนี้เพื่อใช้พิจารณาพฤติกรรมของแสงจำนวน 2 ความถี่ที่เกี่ยวข้องกับกระบวนการดังกล่าว ได้แก่ แสงมูลฐานที่ถูกป้อนเข้าสู่ตัวอุปกรณ์ และแสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่กำเนิดขึ้นภายในตัวอุปกรณ์ แบบจำลองทางคณิตศาสตร์ที่ได้นี้มักจะอยู่ในรูปสมการเชิงอนุพันธ์ โดยทั่วไปสมการเชิงอนุพันธ์นี้มักจะมีรูปแบบที่ยุ่งยากและไม่สามารถหาผลเฉลยแม่นยำตรงได้โดยง่าย อย่างไรก็ตาม โดยอาศัยระเบียบวิธีเชิงตัวเลขร่วมกับการใช้คอมพิวเตอร์ช่วยในการคำนวณจึงทำให้มีความเป็นไปได้ที่จะหาผลเฉลยโดยประมาณของสมการเชิงอนุพันธ์ดังกล่าวได้

วิธีบีมพรอพagation (Beam Propagation Method, BPM) เป็นวิธีการทางคณิตศาสตร์ที่ถูกคิดค้นขึ้นเป็นครั้งแรกเพื่อใช้แก้ปัญหา การเคลื่อนที่ของคลื่นเสียงใต้น้ำ และการเคลื่อนตัวของคลื่นแผ่นดินไหว ต่อมา Feit และ Fleck เป็นนักวิจัยกลุ่มแรกที่ประยุกต์วิธีBPMเพื่อใช้ในการแก้ปัญหาที่เกี่ยวข้องกับการเคลื่อนที่ของคลื่นแสงภายในตัวกลางทางแสง (Marz, 1995 : 87) วิธีBPM เป็นวิธีการที่เหมาะสมสำหรับปัญหาการเคลื่อนที่ของคลื่นแสง ซึ่งในระหว่างการเคลื่อนที่นั้นคลื่นแสงดังกล่าวมีการเปลี่ยนแปลงทางขนาดหรือทางเฟสตามระยะการเคลื่อนที่ จากลักษณะดังกล่าวของ วิธีBPM จึงทำให้วิธีการนี้มีความเหมาะสมที่จะนำมาใช้วิเคราะห์พฤติกรรมของคลื่นแสงที่เกี่ยวข้องกับกระบวนการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองภายในอุปกรณ์ QPM-SHG เป็นอย่างยิ่ง

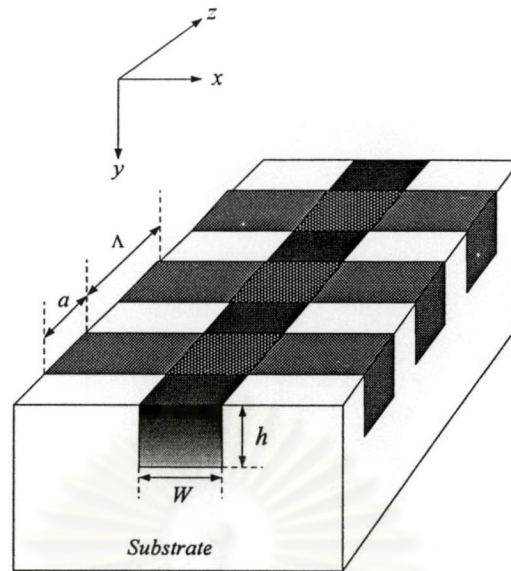
การจำลองกระบวนการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองภายในอุปกรณ์ QPM-SHG ด้วยวิธีBPM นั้น จะทำได้โดยการแบ่งมิติการพิจารณาตัวอุปกรณ์ QPM-SHG ในรูปที่ 2.15 (ก) ออกเป็น 2 ส่วน ส่วนแรกจะเป็นระนาบ 2 มิติในแนวขวาง (ระนาบ xy) และส่วนที่สองจะเป็นทิศตามแนวการเคลื่อนที่ของแสง (ทิศตามแนวแกน z) อุปกรณ์ QPM-SHG จะถูกแบ่งออกเป็นระนาบในแนวขวางจำนวน n ระนาบ โดยระนาบแต่ละระนาบจะอยู่ห่างกันเป็นระยะ Δz ดังแสดงในรูปที่ 2.15 (ข) หลังจากการแบ่งมิติของปัญหาแล้วจะเป็นขั้นตอนของการสร้างสมการเชิงอนุพันธ์จำนวน 2 สมการสำหรับการเปลี่ยนแปลงของ แสงมูลฐาน และ แสงฮาร์มอนิกอันดับสอง สมการเชิงอนุพันธ์ที่ได้นี้จะประกอบไปด้วยพจน์อนุพันธ์ของตัวแปรระยะทางที่อยู่ในแนวขวาง (ตัวแปร x และ y) กับพจน์อนุพันธ์ของตัวแปรในแนวการเคลื่อนที่ของแสง (ตัวแปร z) พจน์อนุพันธ์ของตัวแปร x และ y นั้นจะเกี่ยวข้องกับลักษณะการกระจายของแสงบนระนาบในแนวขวางในขณะที่พจน์อนุพันธ์ของตัวแปร z นั้นจะเกี่ยวข้องกับลักษณะการเปลี่ยนแปลงของแสงตามระยะทางในแนวการเคลื่อนที่ การหาผลเฉลยโดยประมาณของสมการเชิงอนุพันธ์นี้จะอาศัยระเบียบวิธีเชิงตัวเลข 2 วิธี คือ วิธีไฟไนต์ดิฟเฟอเรนซ์จะใช้ในการคำนวณหาลักษณะการกระจายของแสงบนระนาบแนวขวางและวิธีผลต่างสี่เหลี่ยมจะใช้สำหรับสร้างความสัมพันธ์ของแสงที่กระจายอยู่บนระนาบ 2 ระนาบที่อยู่ต่อเนื่องกัน หลังจากการประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขทั้งสองวิธีต่อสมการเชิงอนุพันธ์ของแสงทั้งสองความถี่แล้ว สมการเชิงอนุพันธ์ดังกล่าวจะกลายเป็นระบบสมการเมทริกซ์เรียกระบบสมการนี้ว่า สมการ BPM สมการ BPM จำนวน 2 สมการของแสงสองความถี่นี้จะมีพจน์ที่เชื่อมโยง (coupling term) กันอยู่ พจน์ที่เชื่อมโยงกันนี้จะแสดงถึงการถ่ายทอดกำลังงานระหว่างแสงทั้งสองขณะเคลื่อนที่ไปในอุปกรณ์ QPM-SHG วิธีดำเนินการที่เสมือนทำให้แสงเคลื่อนที่ไปในตัวกลางทางแสงร่วมกับการใช้วิธีไฟไนต์ดิฟเฟอเรนซ์ในการคำนวณหา

การกระจายของแสงบนระนาบแนวขวางจะเรียกว่า วิธีไฟไนต์อีลีเมนต์บีมพรอพาเกชัน (Finite Element Beam Propagation Method, FE-BPM)

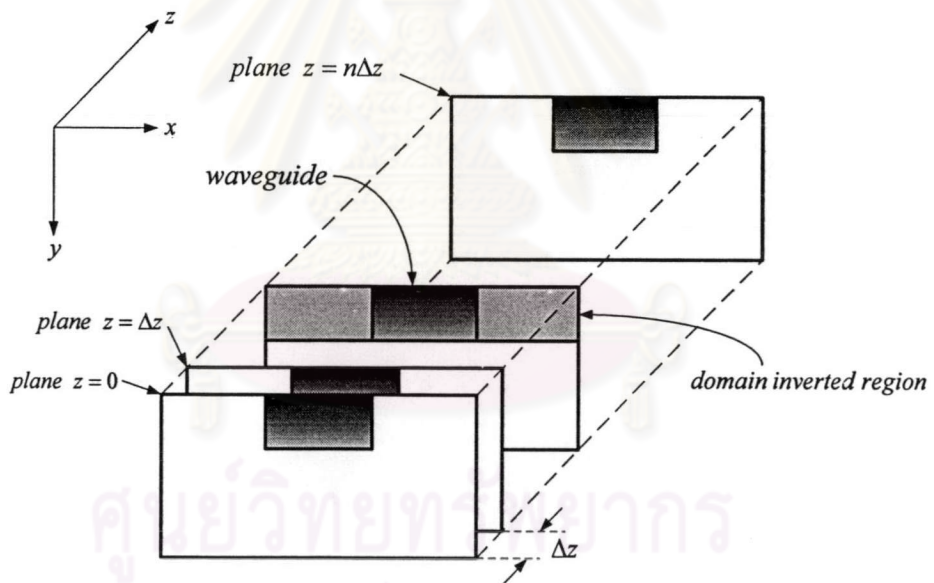
กระบวนการจำลองการเคลื่อนที่ของแสงจะเริ่มต้นจาก การบ่อนแบบรูปโมดนำ (guided mode profile) ของแสงมูลฐานเข้าสู่ระนาบ $z = 0$ ที่ระนาบถัดไป คือ $z = \Delta z$ จะเกิดแสงฮาร์โมนิกอันดับสองขึ้น ลักษณะการกระจายของแสงที่เกิดขึ้นนี้จะหาได้จากสมการ BPM ของแสงฮาร์โมนิกอันดับสอง การคำนวณแบบเป็นลำดับขั้นอย่างต่อเนื่องจากระนาบหนึ่งไปอีก ระนาบหนึ่งจะเสมือนทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของแสงมูลฐานกับแสงฮาร์โมนิกอันดับสองไปใน อุปกรณ์ QPM-SHG การเคลื่อนที่ของแสงทั้งสองนี้จะก่อให้เกิดการถ่ายเทกำลังงานโดยผ่านทาง เทอมที่เชื่อมโยงถึงกันของสมการ BPM ของแสงทั้งสองความถี่ สำหรับอุปกรณ์ QPM-SHG ที่มี โครงสร้างที่เหมาะสม แสงฮาร์โมนิก ที่ถูกกำเนิดขึ้นจะมีความเข้มเพิ่มสูงขึ้นอย่างต่อเนื่อง ทั้งนี้ เป็นผลมาจาก เกิดการถ่ายเทกำลังงานจากแสงมูลฐานมาสู่แสงฮาร์โมนิก อย่างต่อเนื่องตลอด ระยะเวลาความยาวของอุปกรณ์ QPM-SHG นั้นเอง



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



(ก) อุปกรณ์ QPM-SHG



(ข) การแบ่งมิติของตัวอุปกรณ์ QPM-SHG

รูปที่ 2.15 หลักการของการวิเคราะห์การกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองด้วยวิธีไฟไนต์อีลีเมนต์ปริมาตร

2.7 สรุป

หลักการกำเนิดแสงฮาร์มอนิกอันดับสองที่ได้กล่าวถึงบนี้ เป็นหลักการสำคัญในการสร้างโปรแกรมจำลองคอมพิวเตอร์เพื่อวิเคราะห์ปรากฏการณ์ดังกล่าว นอกเหนือไปจากความรู้และความเข้าใจในทางทฤษฎีแล้ว การทราบถึงรายละเอียดโครงสร้างและวิธีการประดิษฐ์อุปกรณ์ QPM-SHG ก็เป็นสิ่งสำคัญ ทั้งนี้ เพื่อให้โปรแกรมการจำลองที่สร้างขึ้นมีความแม่นยำตรงกับสภาพการทำงานของตัวอุปกรณ์ในความเป็นจริงมากที่สุด



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย