



รายงานการวิจัย

การศึกษาการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบ 45° และมุมตก
กระทบวิกฤตของแสงเลเซอร์ที่ผลึกโปตัสเซียมไอโซโครเจนฟอสเฟต
**The Study of Nonlinear Brewster Angle at 45° and Critical Incident
Angles of Laser Light on Potassium Dihydrogen Phosphate (KDP)
Crystal**

คณะผู้วิจัย

หัวหน้าโครงการ

ศาสตราจารย์ ดร. วุฑฒิ พันธุมนูวิน

สาขาเทคโนโลยีเลเซอร์และโฟตอนิกส์

สำนักวิชาวิทยาศาสตร์

ได้รับทุนอุดหนุนการวิจัยจากมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ปีงบประมาณ 2542

ผลงานวิจัยเป็นความรับผิดชอบของหัวหน้าโครงการวิจัยแต่เพียงผู้เดียว

กรกฎาคม 2543

กิตติกรรมประกาศ

ผู้ดำเนินการวิจัยขอขอบพระคุณเป็นอย่างสูงต่อมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ที่ได้เล็งเห็นความสำคัญให้การสนับสนุนในการวิจัยและพัฒนาด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีขั้นสูง โดยได้มอบทุนอุดหนุนการวิจัยแก่ผู้วิจัย ประจำปีพ.ศ. 2542 เป็นจำนวนเงินทั้งสิ้น 100,000 บาท (หนึ่งแสนบาทถ้วน) จนทำให้การวิจัยสำเร็จลงด้วยดี

ผู้วิจัยขอขอบพระคุณ สาขาวิชาเทคโนโลยีเลเซอร์และโฟตอนิกส์ มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารีที่ได้ให้การสนับสนุนจนรายงานนี้สำเร็จได้ด้วยดี ผู้วิจัยขอขอบคุณไว้ ณ ที่นี้เป็นอย่างยิ่ง

(ศาสตราจารย์ ดร. วุฒิ พันธมนาวิน)

หัวหน้าโครงการวิจัย

กรกฎาคม 2543

บทคัดย่อ

การวิจัยเชิงทฤษฎีนี้เป็นการศึกษาการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก (Second Harmonic Generation, SHG) โดยใช้ทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan จากผลึกเคดดีพี (KH_2PO_4 , KDP) ที่วางตัวอยู่ในของเหลว 1-Bromonaphthalene ทั้งนี้ได้ใช้แสงเลเซอร์จากระบบ Nd:YAG เลเซอร์ที่มีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ในการวิจัยนี้ได้มีการศึกษาเกี่ยวกับการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflection) ที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) โดยปกติพบว่าความเข้มของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ มีค่าต่ำสุดที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ และมีค่ามากที่สุดที่มุมวิกฤต (Critical Angle) แต่ในการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้ได้ศึกษาการวางตัวของนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน P^{NLS} ทำมุม $\theta = 38.67^\circ$ ผิวของผลึกที่ทำให้เกิดความเข้มของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก $I^R(\omega)$ ต่ำสุดที่มุมตกกระทบ $\theta_i = 45^\circ$ และ $\theta_i = \theta_{cr}(\omega)$ เมื่อ P^{NLS} วางตัวขนานกับผิวตกกระทบของผลึก นอกจากนี้ยังพบว่าการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} นั้นขึ้นอยู่กับวางตัวของผลึก (Crystallographic Orientation) และโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าตกกระทบ ซึ่งผลการวิจัยเชิงทฤษฎีกรณีนี้สอดคล้องเป็นอย่างดีกับการวิจัยเชิงปฏิบัติที่ได้เผยแพร่แล้วในเชิงทฤษฎีและมีการทดลองสนับสนุนของผลึก KDP ที่มีการวางตัวของผลึกและแสงตกกระทบมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าเช่นเดียวกันผลการวิจัยนี้จึงเป็นการสนับสนุนและสอดคล้องกับทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นอย่างดียิ่ง

Abstract

Theoretical investigation of second harmonic generation (SGH) from Potassium Dihydrogen Phosphate, (KH_2PO_4 , KDP) using Q-switched Nd:YAG Laser as an incident beam was performed basing on Bloembergen and Pershan Theory. The intensity of reflected second harmonic light generated from KDP crystal immersed in an optically denser fluid 1- Bromonaphthalene have been calculated as function of incidence angle θ_i of the incident beam of Q-switched Nd:YAG Laser. The laser pulses have the polarization in $[1\bar{1}0]$ direction with respect to KDP crystallographic axes. It is for the first time that θ_i^{NL} occurred at $\theta_i = 45^\circ$ and $\theta_i = \theta_{cr}(\omega)$ are predicted by using the orientation of P^{NLS} making angle of $\theta = 38.67^\circ$ to the crystal surface and parallel to the crystal surface. From this study, it is found out that in the same crystal KDP Nonlinear Brewster Angles can have many values of θ_i^{NL} depending upon the crystallographic orientations and the polarization of $\vec{E}(\omega)$ of the incident beam. Furthermore, under the similar crystallographic and polarization of the incident laser beam, the results of investigation of SHG in KDP crystal agree well with the previous experimental results of SHG in KDP. The theoretical study of the study verifies very well to the Bloembergen and Pershan Theory.

สารบัญ

	หน้า
กิตติกรรมประกาศ	
บทคัดย่อภาษาไทย	ก
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	ข
สารบัญเรื่อง	ค
สารบัญภาพ	จ
คำอธิบายสัญลักษณ์	ฉ
บทที่ 1 บทนำ (Introduction)	1
1.1 การเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Generation)	3
1.2 วัตถุประสงค	4
บทที่ 2 ทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Theoretical of Reflected Second Harmonic Generation)	5
2.1 คลื่นแสงเชคกันฮาร์โมนิค	5
2.2 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)	14
บทที่ 3 การเตรียมการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในผลึก เคดีพี (Preparation for Theoretical Study of Second Harmonic Generation in KDP)	17
3.1 บทนำ	17
3.2 ผลึก (Crystal)	17
3.3 สารละลายวันโบรโมเน็ปทาไลน์ (Denser Fluid 1-Bromonaphthalene)	19
3.4 การศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan	20
3.5 คอมพิวเตอร์โปรแกรม	21

บทที่ 4	ผลการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนเชิงทฤษฎี (Result of Reflected Second Harmonic Generation under Theoretical Study)	หน้า 25
4.1	มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)	25
4.1.1	มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ของ KDP ที่ $P^{NLS}(2\omega)$ ทำมุม 38.67° กับผิวตกกระทบ	25
4.1.2	การเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบวิกฤต (Nonlinear Brewster Angle at Total Reflection)	27
บทที่ 5	ข้อเสนอแนะและข้อสรุป (Discussion and Conclusion)	30
	บรรณานุกรม	33
	ภาคผนวก	37
	ประวัติผู้วิจัย	

คำอธิบายสัญลักษณ์

- A = พื้นที่ลำแสงตกกระทบที่ผิวรอยต่อ
 \hat{a} = เวกเตอร์หนึ่งหน่วยในแนว face normal
 d = นอนลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตี้ใน 2 dimension
 dd' = ผลคูณของขนาดความกว้างและความยาวของสลิต
 \vec{E} = สนามไฟฟ้า
 \vec{E}_2^R = สนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นสะท้อนที่ความถี่ 2ω
 \vec{E}_1^t = สนามไฟฟ้าตกกระทบที่ความถี่ ω_1
 \vec{E}_2^t = สนามไฟฟ้าตกกระทบที่ความถี่ ω_2
 \vec{E}_2^T = สนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นส่งผ่านที่ความถี่ 2ω
 \hat{e}_R = เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน
 \hat{e}_T = เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน
 $F(x)$ = แรงที่กระทำต่ออิเล็กตรอนที่ตำแหน่ง x
 $F_{T, //}^L$ = ลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ในกรณีที่สนามไฟฟ้าตกกระทบอยู่ในระนาบตกกระทบ
 F_T^L = ลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์
 $F_{T, \perp}^L$ = ลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ในกรณีที่สนามไฟฟ้าตกกระทบอยู่ในระนาบตั้งฉากกับระนาบตกกระทบ
 F^{NL} = นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์
 F_1^{NL} = นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ ในกรณีที่นอนลิเนียร์โพลาริเซชันตั้งฉากกับระนาบหักเห
 $F_{//}^{NL}$ = นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ ในกรณีที่นอนลิเนียร์โพลาริเซชันอยู่ในระนาบหักเห
 $F_{R,S,T}^{NL}$ = นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ สำหรับแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน(R) ส่งผ่านในแนวทางของคลื่นอินโฮโมจีเนียส(S) และโฮโมจีเนียส(T) ตามลำดับ โดยที่นอนลิเนียร์โพลาริเซชันอยู่ในระนาบหักเห
 \vec{H} = สนามแม่เหล็ก
 \vec{H}_2^R = สนามแม่เหล็กเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นสะท้อนที่ความถี่ 2ω
 \vec{H}_2^T = สนามแม่เหล็กเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นส่งผ่านที่ความถี่ 2ω

$I^{R,S,T}(2\omega)$ = ความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน(R) หักเหในแนวทางของคลื่น
ส่งผ่านแบบอินโฮโมจีเนียส(S) และโฮโมจีเนียส(T) ตามลำดับ

\vec{k}^t = เวกเตอร์ของลำแสงตกกระทบในแนวส่งผ่าน

\vec{k}^s = เวกเตอร์ของ source term

\vec{k}^T = เวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน

\vec{k}^R = เวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน

$\vec{k}_1(\omega)$ = ทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเลเซอร์ในเนื้อวัสดุ

$\vec{k}_2(2\omega)$ = ทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน

n = ค่าดัชนีหักเห

n_L = ค่าดัชนีหักเหของของเหลว (1- Bromonaphthalene)

n_o = ค่าดัชนีหักเหของตัวกลางในแนว ordinary ray (o-ray)

n_e = ค่าดัชนีหักเหของตัวกลางในแนว extraordinary ray (e-ray)

nm = นาโนเมตร

\vec{P} = โพลาริเซชัน

\vec{P}^L = ลิเนียร์โพลาริเซชัน

\vec{P}^{NL} = นอนลิเนียร์โพลาริเซชัน

\vec{P}^{NLS} = นอนลิเนียร์โพลาริเซชัน สำหรับแสงเช็คกันฮาร์โมนิค

\hat{p} = เวกเตอร์หนึ่งหน่วยในทิศของ $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$

$V(x)$ = พลังงานศักย์ของอิเล็กตรอนที่ตำแหน่ง x

α = มุมที่กระทำระหว่าง $P_{//}^{NLS}$ และ \vec{k}^s

λ = ความยาวคลื่น

ω = ความถี่

χ^L = ลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตี้

χ^{NL} = นอนลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตี้

χ_{jk} = นอนลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตี้

ϵ = dielectric constant

ϵ_R = dielectric constant กรณีที่แสงเดินทางในแนว \vec{k}^R

ϵ_S = dielectric constant กรณีที่แสงเดินทางในแนว \vec{k}^s

ϵ_T = dielectric constant กรณีที่แสงเดินทางในแนว \vec{k}^T

ϵ_2^R = แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน

ϵ_2^R = แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน

- θ_i = มุมตกกระทบ
 θ_i^N = มุมตกกระทบนอนลิเนียร์บริวสเตอร์
 θ_i^m = มุมตกกระทบที่สภาวะของเฟสแมชชิง
 θ_m = มุมเฟสแมชชิงที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก กรณีของ โคลิเนียร์เฟสแมชชิง
 θ_{cr} = มุมวิกฤต
 θ_S = มุมที่แสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่านของคลื่นอินโฮโมจีเนียส (\vec{k}^S) กระทำ
 กับ normal vector
 θ_R = มุมที่แสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (\vec{k}^R) ที่กระทำกับ normal vector
 θ_T = มุมที่แสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่านของคลื่นโฮโมจีเนียส (\vec{k}^T)
 ที่กระทำกับ normal vector

บทที่ 1

บทนำ

การประดิษฐ์เครื่องเลเซอร์ (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER) ได้สำเร็จเป็นครั้งแรกโดย Maiman (1960) ซึ่งผลให้นักวิทยาศาสตร์ได้มีแหล่งกำเนิดแสงที่บริสุทธิ์เท่าที่จะสามารถทำขึ้นได้มาใช้ในการวิจัยและพัฒนา แสงบริสุทธิ์เลเซอร์ถูกผลิตขึ้นเป็นครั้งแรกโดยใช้พลีกรูบี้ (Ruby, Al_2O_3) เป็นแสงเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่น 694.3 nm แสงบริสุทธิ์ที่ได้จากเลเซอร์ในครั้งนั้นเป็นแสงที่นอกจากจะมีความยาวคลื่นและความถี่ที่แน่นอน (Monochromatic Light) แล้วยังมีกำลัง (Peak Power) ของแสงสูงกว่าแหล่งกำเนิดแสงอื่นๆโดยทั่วไปในอดีต ด้วยคุณสมบัติเฉพาะของแสงเลเซอร์ดังที่ได้กล่าวมาแล้วนั้น จึงทำให้นักวิทยาศาสตร์สามารถขยายขอบข่ายของการศึกษาจากทฤษฎีออปติก (Linear Optics) เพิ่มขึ้นเป็นแขนงวิชาใหม่ที่เรียกว่า นอนลิเนียร์ออปติก (Nonlinear Optics) แขนงวิชานี้จะเกี่ยวข้องกับปรากฏการณ์ที่นอกเหนือขึ้นไป (Higher Order) จากปรากฏการณ์ทางออปติก (Optics) ซึ่งในอดีตไม่สามารถทำให้เกิดขึ้นได้เนื่องจากแสงที่ใช้ไม่มีความบริสุทธิ์และความเข้มแสงเหมือนแสงเลเซอร์ ปรากฏการณ์ของแสงทางด้านนอนลิเนียร์ออปติกเป็นปรากฏการณ์ที่ต้องการแสงที่มีความเข้มของสนามไฟฟ้าสูง (High Electric Field) ประมาณ 10^8 V/m ขึ้นไปและแสงจะต้องบริสุทธิ์เป็นแบบโมนโครเมติก ภายหลังจากที่ Maiman (1960) ได้ประดิษฐ์รูบี้เลเซอร์ได้สำเร็จเป็นเลเซอร์เครื่องแรกโดยอาศัยการชี้หน้าและผลงานในอดีตเกี่ยวกับเมเซอร์ (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, MASER) โดย Shawlow และ Townes (1958) และทฤษฎีเกี่ยวกับออปติกเมเซอร์ (Optical Maser) ของ Bloembergen (1956) ต่อมา Franken Hill Peters และ Weinreich (1961) ได้ใช้รูบี้เลเซอร์ ซึ่งขณะนั้นได้ให้แสงเลเซอร์แบบฟรีรันนิ่ง (Free Running) โดยไม่เป็นแบบคิวสวิตช์ (Q-Switched) โฟกัสไปยังแผ่นควอทซ์ (Quartz) และได้พบว่าสามารถทำให้เกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก (Second Harmonic Light) ที่มีความถี่เป็น 2 เท่าของความถี่ของแสงรูบี้เลเซอร์ กล่าวคือแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นจากแผ่นควอทซ์จะมีความยาวคลื่นเท่ากับ 397.15 nm ซึ่งอยู่ในย่านไวโอเล็ต อย่างไรก็ตามในการผลิตแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกครั้งแรกนี้ประสิทธิภาพในการผลิตแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกมีเพียง 10^{-8} แต่ก็สามารถให้ความเข้มแสงเพียงพอที่จะสามารถสังเกตได้จากการเกิดรอยดำบนแผ่นฟิล์ม ปรากฏการณ์ดังกล่าวนี้นับได้ว่า เป็นการเปิดทางให้มีวิชาการแขนงใหม่เกี่ยวกับนอนลิเนียร์ออปติกเป็นครั้งแรกและต่อมาก็มีการใช้แสงเลเซอร์เป็นตัวกระตุ้นให้เกิดปรากฏการณ์ต่าง ๆ อาทิเช่น การพบปรากฏการณ์โฟตอนเอ็คโค (Photon Echo) โดย Kurnit Abella และ Hartman (1964, 1966) ซึ่งใช้รูบี้เลเซอร์เป็นตัวกระตุ้นให้เกิดปรากฏการณ์ ด้วยเหตุการณ์เหล่านี้ทำให้นักวิทยาศาสตร์ได้หันความสนใจมาทำการศึกษาทางด้านนอนลิเนียร์ออปติก อย่างมากโดยใช้เลเซอร์ศึกษาปรากฏการณ์ต่าง ๆ ทางนอนลิเนียร์ออปติก

ซึ่งในเวลาต่อมาได้มีการปรับปรุงประสิทธิภาพในการผลิตแสงเช็คกันฮาร์โมนิคให้สูงขึ้น โดย Maker Terhune Nisenoff และ Savage (1962) Giordmaine (1962) ในระยะเวลาต่อมาได้มีการศึกษาพัฒนาระบบเลเซอร์ต่าง ๆ ที่ให้ช่วงความยาวคลื่นเดียวออกมาเช่น ได้มีการประดิษฐ์คาร์บอนไดออกไซด์เลเซอร์ (CO₂ Laser) สำเร็จเป็นครั้งแรกที่ความยาวคลื่น 10.6 μm โดย Patel (1964) เวลาต่อมาในปี ค.ศ.1966 Sorokin และคณะ (1966) ที่บริษัทไอบีเอ็มประเทศสหรัฐอเมริกาและ Schäfer และคณะ (1966) ที่มหาวิทยาลัยมาเบิร์ก (Marburg University) ประเทศเยอรมันต่างก็ได้ค้นพบเลเซอร์ของเหลว (Liquide Laser) ที่เรียกว่าคายเลเซอร์ (Dye Laser) ในเวลาใกล้เคียงกัน และเป็นครั้งแรกที่สามารถผลิตแสงเลเซอร์ที่สามารถเปลี่ยนความยาวคลื่นของแสงเลเซอร์ (Tunable Wave Length) ได้ สำเร็จเป็นผลให้มีการศึกษานอนลิเนียร์ออฟติกได้อย่างกว้างขวางในช่วงคลื่นต่าง ๆ นับว่าเป็นการเปิดกว้างสำหรับการศึกษานอนลิเนียร์ออฟติกได้อีกครั้งหนึ่ง ในระยะเวลาใกล้เคียงกันที่ประเทศสหภาพโซเวียต Basov Vul และ Popov (1965) ได้ตั้งทฤษฎีเกี่ยวกับการเกิดแสงเลเซอร์จากสารกึ่งตัวนำ Hall และคณะ (1964) ได้ประสบผลสำเร็จในการผลิตเซมิคอนดักเตอร์เลเซอร์ (Semiconductor Laser) เป็นครั้งแรก Hellwarth (1961,1966) ได้ประสบผลสำเร็จในการประดิษฐ์คิดค้นตัดแปลงแสงจากระบบรูบีเลเซอร์ซึ่งปลดปล่อยแบบพรีรันนิ่งให้เป็นแสงที่ปลดปล่อยออกมาเป็นช่วงแบบ Giant pulse ซึ่งต่อมาเรียกว่าคิวสวิตช์พัลส์ (Q-Switched Pulse) จึงทำให้นักวิทยาศาสตร์สามารถนำคิวสวิตช์เลเซอร์พัลส์ (Q-switched Laser Pulse) ไปศึกษาปรากฏการณ์นอนลิเนียร์ออฟติกได้อย่างกว้างขวางออกไปอีก อาทิเช่น การศึกษา self induce transparency โดย McCall และ Hahn และ self focusing โดย Chiao Garmire และ Townes (1964) และโดย Kelley (1967,1965) และได้มีการพยายามศึกษาแสงให้มีความกว้างของพัลส์แคบในระดับพิโคเซคกัน (Picosecond) 10^{-12} วินาที โดย Demaria Glenn Brienza และ Mack (1969) ต่อมา Shank และคณะ (1982) ที่มหาวิทยาลัย Stanford สามารถพัฒนาแสงเลเซอร์ที่มีความกว้างของพัลส์ในระดับเฟมโตเซคกัน (Femtosecond) 10^{-15} วินาที ได้เป็นผลสำเร็จ

จากการประดิษฐ์แหล่งกำเนิดแสงที่เรียกว่าเลเซอร์และพัฒนากำเนิดแสงเลเซอร์แบบพัลส์ (Laser Pulse) ที่มีพีคพาวเวอร์สูงระดับกิกาวัดต์ (gigawatt, GW) และความกว้างของพัลส์ในระดับเฟมโตเซคกัน จึงเป็นแรงจูงใจให้มีการศึกษาปรากฏการณ์นอนลิเนียร์ออฟติก ในของแข็ง ของเหลว และก๊าซอย่างมากมาย ซึ่งการศึกษานี้จะทำให้เข้าใจถึงโครงสร้างของการกระจายของอิเล็กตรอน (Electron Distribution) ในอะตอมผลึกและการศึกษาไดโพลโมเมนต์ (Dipole Moment) ตลอดจนการวางตัวในโมเลกุลใหญ่ทางเคมีได้ละเอียดชัดเจนยิ่งขึ้น ในการศึกษาคุณสมบัติพื้นฐานของสารประกอบของธาตุต่างๆ จะเห็นว่าด้านหนึ่งได้มาจากการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคจากสารประกอบนั้น ๆ ซึ่งในงานวิจัยนี้ได้มีการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคจากผลึกโพแทสเซียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต หรือเรียกว่าผลึก KDP (Potassium Dihydrogen Phosphate, KH₂PO₄) โดยใช้แสงเลเซอร์จากระบบ Nd:YAG Laser ที่ความยาวคลื่น 1064 μm เป็นลำแสงตก

กระทบ (Incident Light) โดยที่แสงเลเซอร์จาก Nd:YAG Laser นี้จะเป็นแสงเลเซอร์ในรูปแบบควิ-สวิตช์พัลส์ หรือพิโคเซ็กกันพัลส์ หรืออาจจะใช้เทคนิคแบบ pulse compression ทำแสงเลเซอร์ดังกล่าวให้เป็น subpicosecond pulse ก็ได้ การศึกษาเชิงทฤษฎีดังกล่าวนี้ได้อาศัยทฤษฎีการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่โดย Bloembergen และ Pershan (1962) เป็นทฤษฎีหลักในการทำนายเชิงทฤษฎีในการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก และได้มีผู้ทดสอบเชิงปฏิบัติในแง่มุมต่าง ๆ ซึ่งได้ผลสอดคล้องเป็นอย่าง ดีตลอดมา (Ducuing, Bloembergen 1963),(Chang, Bloembergen, 1966)(Bloembergen, Simon and Lee, 1969), (Lee, Bhanthumnavin, 1976)(Bhanthumnavin, Ampole, 1990)ทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นผลงานหลักอันหนึ่งที่ทำให้ในเวลาต่อมา Bloembergen ได้รับรางวัลโนเบลสาขาฟิสิกส์ในปี ค.ศ. 1981

1.1 การเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Generation)

Ducuing และ Bloembergen (1963) ได้ทำการทดลองผลิตแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนสำเร็จเป็นครั้งแรกโดยใช้รูบี้เลเซอร์ส่องไปยังผลึก GaAs โดยทิศทางของลำแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นเป็นไปตามกฎของสเนล (Generalized Snell's Law) ซึ่งได้ตั้งขึ้นมาใช้กับกรณีที่เป็นนอนลิเนียร์ออฟติกโดย Bloembergen และ Pershan (1962) ได้มีการใช้ค่าดัชนีหักเหที่ค่าความถี่ของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกทำให้เป็นแนวทางในการขยายขอบเขตของการใช้ กฎของสเนลครอบคลุมนอกเหนือไปจากค่าของลิเนียร์ออฟติก และลำแสงในแนวสะท้อนที่เกิดขึ้นแปรเปลี่ยนสัมพันธ์กับค่ามุมตกกระทบของแสงรูบี้เลเซอร์และนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ (Nonlinear Polarization) ในผลึก GaAs ต่อมา Chang และ Bloembergen (1966) ประสบผลสำเร็จเป็นครั้งแรกในการทำให้เกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) เป็นครั้งแรก โดยใช้แสงจาก Raman laser ที่ความยาวคลื่น 970 nm ส่องไปยังผลึก GaAs แต่เนื่องจาก GaAs มีค่า nonlinear susceptibility χ_{ijk} เป็นเลขเชิงซ้อน จึงทำให้ปรากฏการณ์ความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เกิดขึ้นไม่ชัดเจนนักแต่พอสังเกตได้ ซึ่งต่อมา Lee และ Bhanthumnavin (1976) ได้ประสบผลสำเร็จในการแสดงให้เห็นอย่างเด่นชัดว่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนมีค่าเข้าใกล้ศูนย์ที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์โดยใช้ Nd:Glass Laser ส่องกระทบผลึก KDP ที่โปร่งแสงในช่วงคลื่นเลเซอร์ตกกระทบและคลื่นแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกนอกจากนี้ Bhanthumnavin และ Ampole(1990) ได้ทำการวิเคราะห์เชิงทฤษฎีของการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์สำหรับผลึก Ammonium Dihydrogen Phosphate (ADP) การวิจัยเกี่ยวกับแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) ได้กระทำเป็นครั้งแรกในปีค.ศ. 1969 โดย Bloembergen Simon และ Lee (1969) และต่อมาได้มีการวิจัยการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกจากผลึก KDP

(Lee, Bhanthumnavin, 1976),(Bhanthumnavin, Lee, 1990), (Bhanthumnavin, Lee, 1994).พบว่า เป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen ทุกประการ

1.2 วัสดุประสงค์

การวิจัยนี้มีวัตถุประสงค์เพื่อศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนโดยมีการศึกษาเพิ่มเติมในบริเวณที่มุมตกกระทบ $\theta_i = 45^\circ$ และที่มุมตกกระทบวิกฤต (Critical Angle) เพื่อศึกษาการเกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) จากผลึกโปแทสเซียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต (KDP) โดยใช้แสงเลเซอร์ที่เป็นแบบ คิวสวิตช์พัลส์ (Q-Switched Pulse) หรือพิโคเชคกันพัลส์ (Picosecond Pulse) จากระบบ Nd:YAG เลเซอร์ ที่ให้ความยาวคลื่นแสงเลเซอร์ $\lambda = 1064 \text{ nm}$

บทที่ 2

ทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Theory of Reflected Second Harmonic Generation)

2.1 คลื่นแสงเชคกันฮาร์โมนิก

ทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนเป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan ซึ่งได้เป็นที่ยอมรับอย่างแพร่หลาย ทฤษฎีนี้ได้คำนึงว่าเลเซอร์ที่ใช้มีความเข้มสูง มีจำนวนโฟตอนในลำแสงมาก ดังนั้นจึงสามารถเขียนทฤษฎีออกมาเป็นแบบ Semiclassical approach คือใช้สมการแมกซ์เวลล์ (Maxwell Equations) เป็นตัวแสดงพฤติกรรมของคลื่นแสงเลเซอร์และแสงเชคกันฮาร์โมนิก สมการแมกซ์เวลล์เขียนได้ดังนี้

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi \vec{j}}{c} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi \rho_f \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

โดยที่ $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

โพลาไรเซชัน \vec{P} ประกอบด้วยส่วนลิเนียร์โพลาไรเซชัน และนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน \vec{P}^{NLS} ดังนี้

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_L \vec{E} + 4\pi \vec{P}^{NLS}$$

และ $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_L)$ ดังนั้น

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + 4\pi \vec{P}^{NLS}$$

สำหรับสลิทอนอนเซ็นโตริมเมตริกที่มีคุณสมบัติไม่นำไฟฟ้า ϵ เป็นสเกลาร์และโดยที่ให้ $\mu=1$ เราสามารถเขียนสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของเชคกันฮาร์โมนิกได้ดังนี้

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}_2 + \frac{\epsilon(2\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_2}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NLS}(2\omega)}{\partial t^2} \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon(2\omega)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_2}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{NLS}(2\omega)}{\partial t^2} \quad (2.6)$$

เทอมขวามือของสมการ (2.6) ที่ประกอบด้วย $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ เป็นส่วนที่ทำให้ผลลัพธ์ของสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าอยู่ในรูปแบบสมการ inhomogeneous ซึ่งมี $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ เป็น source term และจากการแก้สมการ (2.6) นี้ เราจะได้คำตอบที่แสดงให้เห็นชัดเจนว่า $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ทำหน้าที่เป็นตัวการที่ทำให้เกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคซึ่งจะได้แสดงรายละเอียดในตอนต่อไป

คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าความถี่ 2ω ที่เกิดขึ้นเนื่องจากลำแสงหลักความถี่ ω เดินทางจากอากาศไปยังตัวกลางนอนลิเนียร์แสดงดังรูปที่ 2.1 ลำแสงหลักที่มีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าสูงก่อให้เกิด $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ความถี่เท่ากับ 2ω ภายใต้สภาวะของเวฟเวกเตอร์ $k^s = 2k^l(\omega)$ เราสามารถเขียน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ได้ดังสมการ [24]

$$\bar{P}^{NLS}(2\omega) = \chi(2\omega) \bar{E}^t \bar{E}^t \exp(i\bar{k}^s \cdot \bar{r} - 2\omega t) \quad (2.7)$$

โดยที่ $\chi(2\omega)$ แทน nonlinear susceptibility of nonlinear medium

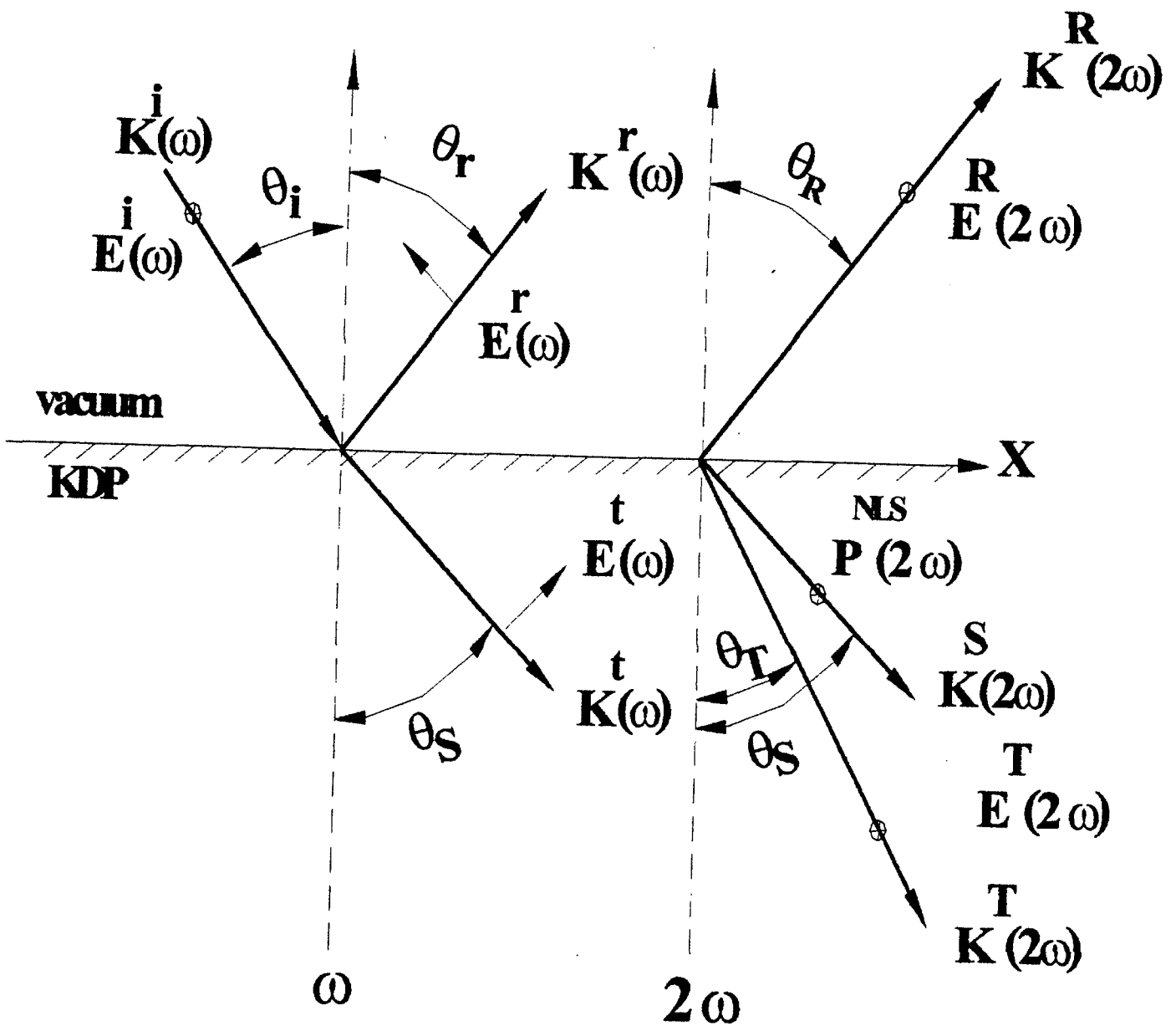
\bar{E}^t แทน สนามไฟฟ้าของลำแสงหลักในแนวส่งผ่าน (Transmitted Electric Field)

จากการแก้สมการแมกซ์เวลล์เราพบว่าคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของเชคกันฮาร์โมนิคในแนวทางส่งผ่าน \bar{E}^T \bar{H}^T และในแนวสะท้อน \bar{E}^R \bar{H}^R ที่ความถี่ 2ω จะเป็นไปตามสมการ

$$\begin{aligned} \bar{E}^T = & \hat{e}_T \mathcal{E}^T \exp(i\bar{k}^T \cdot \bar{r} - 2\omega t) - \frac{4\pi P^{NLS}(\frac{4\omega^2}{c^2})}{(k^T)^2 - (k^s)^2} \\ & \times \left[\hat{p} - \frac{\bar{k}^s(\bar{k}^s \cdot \hat{p})}{(k^T)^2} \right] \exp(i\bar{k}^s \cdot \bar{r} - 2\omega t) \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} \bar{H}^T = & \frac{c}{2\omega} (\bar{k}^T \times \hat{e}_T) \mathcal{E}_2^T \exp(i\bar{k}^T \cdot \bar{r} - 2\omega t) \\ & - \frac{4\pi P^{NLS}(\frac{4\omega^2}{c^2})}{(k^T)^2 - (k^s)^2} \frac{c}{2\omega} (\bar{k}^s \times \hat{p}) \exp(i\bar{k}^s \cdot \bar{r} - 2\omega t) \end{aligned}$$

โดยมี \mathcal{E}^T เป็นแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเชคกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน และคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าสำหรับแสงสะท้อนที่ความถี่ 2ω คือ



รูปที่ 2.1 แสดงคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าและทิศทางเคลื่อนที่ของลำแสงเลเซอร์ที่ความถี่ ω และแสงซีคกันฮาร์โมนิค ความถี่ 2ω ที่บริเวณผิวยกต่อระหว่าง vacuum และ KDP

$$\begin{aligned}\bar{E}^R &= \hat{e}_R \mathcal{E}^R \exp(i(\bar{k}^R \cdot \bar{r} - 2\omega t)) \\ \bar{H}^R &= \frac{c}{2\omega} (\bar{k}^R \times \hat{e}_R) \mathcal{E}^R \exp(i(\bar{k}^R \cdot \bar{r} - 2\omega t))\end{aligned}\quad (2.9)$$

โดยมี \mathcal{E}^R เป็นแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเชิงซ้อนฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนและมีทิศทางเคลื่อนที่ของคลื่นในแนวสะท้อน \bar{k}^R และคลื่นฮาร์โมนิกในแนวส่งผ่าน \bar{k}^T (Homogeneous Transmitted Wave) มีเวกเตอร์หนึ่งหน่วยโพลาไรเซชันเป็น \hat{e}_R และ \hat{e}_T ตามลำดับดังในรูปที่ 2.1 \hat{p} แทนเวกเตอร์หนึ่งหน่วยในทิศ $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ทิศทางการเคลื่อนที่ของลำแสงหลักและลำแสงเชิงซ้อนฮาร์โมนิกเป็นไปตามกฎของสเนล (Snell's Law) และทิศทางของ อินโฮโมจีเนียสเวฟ \bar{k}^S อยู่ในทิศทางเดียวกับลำแสงส่งผ่านของลำแสงหลัก $\bar{k}^I(\omega)$ เนื่องจากข้อกำหนดที่ว่า $\bar{k}^S = 2\bar{k}^I(\omega)$

ความสัมพันธ์ระหว่างทิศทางของลำแสงเลเซอร์ตกกระทบ $\bar{k}^I(\omega)$ และลำแสงเชิงซ้อนฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน \bar{k}^R และแนวส่งผ่านแบบโฮโมจีเนียส \bar{k}^T และแบบอินโฮโมจีเนียส \bar{k}^S เป็นไปตามกฎของสเนล ดังสมการ

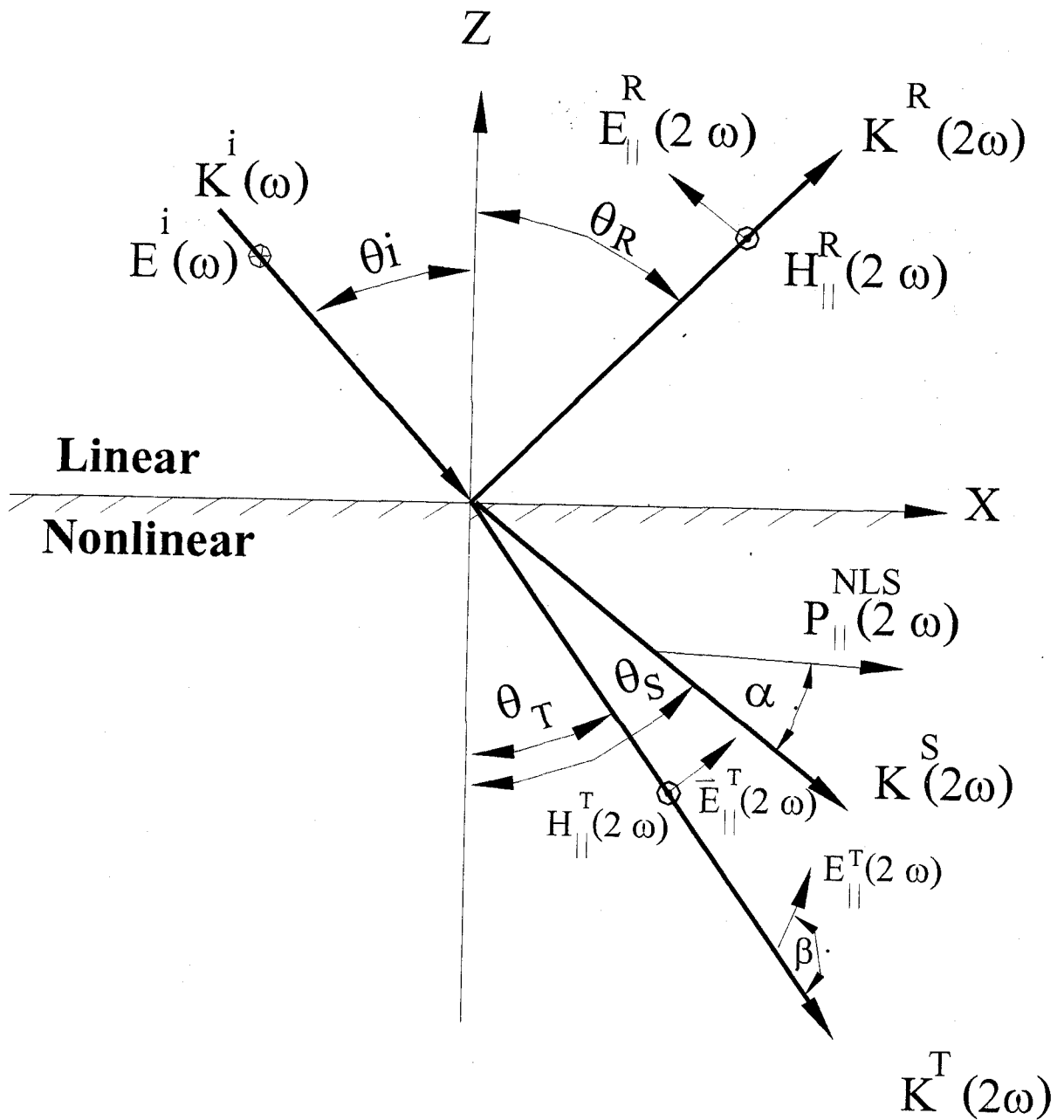
$$\sqrt{\epsilon^I} \sin \theta_i = \sqrt{\epsilon^R} \sin \theta_R = \sqrt{\epsilon^T} \sin \theta_T = \sqrt{\epsilon^S} \sin \theta_s \quad (2.10)$$

กรณีอินโฮโมจีเนียสโพลาไรเซชัน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ในระนาบหักเห XY แทนด้วยสัญลักษณ์ $P_{//}^{NLS}(2\omega)$ ดังรูปที่ 2.2 ซึ่งในกรณีนี้เราจะพบว่า $E_Y^I = P_Y^{NLS} = 0$ และกำหนดให้ $P_{//}^{NLS}(2\omega)$ ทำมุม α กับทิศทางการเคลื่อนที่ของ $\bar{k}^S(2\omega)$ จากสมการ (2.8) และ (2.9) สามารถเขียนสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเชิงซ้อนฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นที่ผิวรอยต่อ $Z = 0$ ภายใต้สภาวะสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กมีค่าต่อเนื่องในระนาบของการหักเห สำหรับองค์ประกอบที่ขนานกับผิวรอยต่อของผิว (Tangential Component) ได้ดังนี้

$$E_x = -E_{//}^R \cos \theta_R = \mathcal{E}_{//}^T \cos \theta_T + \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \sin \alpha \cos \theta_s}{\epsilon_s - \epsilon_T} - 4\pi P_{//}^{NLS} \frac{\cos \alpha \sin \theta_s}{\epsilon_T} \quad (2.11)$$

$$H_y = -\sqrt{\epsilon_R} E_{//}^R = -\sqrt{\epsilon_T} \mathcal{E}_{//}^T - \sqrt{\epsilon_s} \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \sin \alpha}{\epsilon_s - \epsilon_T} \quad (2.12)$$

เมื่อทำการจัดเทอมใหม่ให้เหมาะสมเราจะได้สมการ



รูปที่ 2.2 แสดงความสัมพันธ์ของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกครณี $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่บนระนาบหักเหและทำมุม α กับทิศทางการเคลื่อนที่ของ $\vec{k}^S(2\omega)$

$$E_{//}^R = \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \sin\alpha}{\sqrt{\varepsilon_R} \cos\theta_T - \sqrt{\varepsilon_T} \cos\theta_R} \left[\frac{1 - (\varepsilon_S + \varepsilon_T)^{-1} \varepsilon_R \sin^2\theta_R}{\sqrt{\varepsilon_S} \cos\theta_T + \sqrt{\varepsilon_T} \cos\theta_S} \right] + \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \cos\alpha \sin\theta_S}{\sqrt{\varepsilon_T \varepsilon_R} \cos\theta_T - \varepsilon_T \cos\theta_R} \quad (2.13)$$

หรือ

$$E_{//}^R = \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \sin\theta_S \sin^2\theta_T \sin(\alpha + \theta_S + \theta_T)}{\varepsilon_R \sin\theta_R \sin(\theta_T + \theta_S) \sin(\theta_T + \theta_R) \cos(\theta_T - \theta_R)} \quad (2.14)$$

สนามไฟฟ้าเซ็คกันฮาร์โมนิกที่ได้จากสมการ (2.14) ประกอบไปด้วยเทอมนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ จากสมการดังกล่าว เราจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าเห็นว่าเป็น source term ของการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่ความถี่ 2ω สนามไฟฟ้าเซ็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นในสมการดังกล่าว จึงสามารถเขียนอยู่ในรูปทั่วไปซึ่งประกอบด้วย $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ได้ดังนี้

$$E^R(2\omega) = 4\pi P^{NLS} F_R^{NL} \quad (2.15)$$

โดยที่ $E^R(2\omega)$ เป็นสนามไฟฟ้าเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน และมีเวกเตอร์ \bar{k}^R ค่า F^{NL} ในสมการ (2.15) คืออนลิเนียร์เฟรสเนลแฟคเตอร์ (Nonlinear Fresnel Factor) เมื่อเทียบกับสมการ (2.15) และ (2.14) เราจะได้

$$F_{R, //}^{NL} = \frac{\sin\theta_S \sin^2\theta_T \sin(\alpha + \theta_S + \theta_T)}{\varepsilon_R \sin\theta_R \sin(\theta_T + \theta_S) \sin(\theta_T + \theta_R) \cos(\theta_T - \theta_R)} \quad (2.16)$$

จากทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan [24] เราพบว่าค่าเฉลี่ยกำลังของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกต่อหนึ่งหน่วยเวลา มีค่าขึ้นกับปริมาณพื้นที่ A ของลำแสงตกกระทบบนผิวรอยต่อของผลึก และค่าจริงของ Poynting vector มีค่า

$$I^R(2\omega) = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\varepsilon_R} |E_R(2\omega)|^2 A_R \quad (2.17)$$

$I^R(2\omega)$ เป็นค่าผลรวมกำลังของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นในบริเวณพื้นที่ A ทั้งหมด โดย A คือพื้นที่ลำแสงตกกระทบบนผิวรอยต่อมีค่า [28] [29] [30] [31] [32]

$$A_R = \frac{dd' \cos\theta_R}{\cos\theta_i} \quad (2.18)$$

เมื่อ dd' คือพื้นที่หน้าตัดของลำแสงตกกระทบ ซึ่งสามารถกำหนดได้จากความกว้างและความยาวของสลิต (Slit) โดยที่ θ_r เป็นค่ามุมสะท้อนของลำแสงเช็คกันฮาร์โมนิก ส่วน θ_i เป็นค่ามุมตกกระทบของลำแสงหลักกระทำกับ normal vector ของผิวตกกระทบ

ตัวกลางนอนลิเนียร์ KDP และ ADP อยู่ใน class $\bar{4}2m$ มีค่านอนลิเนียร์ซัสเซ็บติบิลิตี้เฉพาะที่ d_{14} d_{25} (เท่ากับ d_{14}) และ d_{36} ดังนั้นเราสามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ และสนามไฟฟ้าหลัก $\vec{E}(\omega)$ ที่ความถี่ ω ได้ในสมการ (2.19)

$$\begin{pmatrix} P_x^{NLS}(2\omega) \\ P_y^{NLS}(2\omega) \\ P_z^{NLS}(2\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

สำหรับกรณีของผลึก KDP (หรือ ADP) นอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ในแกน X Y และ Z (Optic Axis) มีค่า

$$\begin{aligned} P_x^{NLS}(2\omega) &= 2d_{14}E_zE_y \\ P_y^{NLS}(2\omega) &= 2d_{25}E_zE_x \\ P_z^{NLS}(2\omega) &= 2d_{36}E_xE_y \end{aligned} \quad (2.20)$$

ถ้าเรากำหนดให้ Nd:YAG เลเซอร์ความยาวคลื่น 1064 นาโนเมตรมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าในแนวแกน X และ -Y กล่าวคือวางตัวอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ของผลึก KDP โดยมีแกน Z เป็นแกนออพติคของผลึกสองกระทบผลึก KDP จากสมการ (2.20) เราจะพบว่าเราจะได้นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก KDP วางตัวอยู่ในแนวแกน Z หรือแกนออพติคของผลึก KDP เท่านั้น โดยที่ $P_x^{NLS}(2\omega) = P_y^{NLS}(2\omega) = 0$ ทั้งนี้เพราะ $E_z = 0$

$$P_z^{NLS}(2\omega) = 2d_{36}E_xE_y \quad (2.21)$$

เมื่อ E_x และ E_y คือสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ที่มีโพลาไรเซชันวางตัวในแนวแกน X และ Y ตามลำดับตามที่ได้กำหนดไว้แล้วในตอนต้น

เวฟเวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน \vec{k}^R แนวส่งผ่านของคลื่นอินโฮโมจีเนียส \vec{k}^S และแนวส่งผ่านของคลื่นโฮโมจีเนียส \vec{k}^T ทำมุมกับแกนปกติด้วยมุม θ_R , θ_S และ θ_T ตามลำดับดังรูปที่ 2.3 จากความสัมพันธ์ของคลื่นฮาร์โมนิคตามกฎของสเนลในสมการ (2.10) และค่าดัชนีหักเห (Index of Refraction) $n = \sqrt{\epsilon}$ เราจะได้ความสัมพันธ์ระหว่างทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงที่ลำแสงเลเซอร์เดินทางจากของเหลวไปยังผลึก KDP โดยมีค่าดัชนีหักเห n_L และ n เป็นค่าดัชนีหักเหของของเหลวและ KDP ตามลำดับ

$$n_L(\omega) \sin \theta_i = n_L(2\omega) \sin \theta_R = n(\omega) \sin \theta_S = n(2\omega) \sin \theta_T \quad (2.22)$$

เมื่อ $n(\omega)$ และ $n(2\omega)$ คือค่าดัชนีหักเหของ KDP ที่ความถี่ ω และ 2ω ตามลำดับ

ในกรณีของการศึกษาเกี่ยวกับการสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) ของงานวิจัยนี้ เราให้ผลึก KDP วางตัวอยู่ในของเหลว 1-Bromonaphthalene ซึ่งมีค่าดัชนีหักเห $n_L(\omega) > n(\omega)$ และ $n_L(\omega) \geq n(2\omega)$ ค่ามุมวิกฤต (Critical Angle) สำหรับคลื่น \vec{k}^S เป็น θ_{cr}^ω \vec{k}^T ค่ามุมวิกฤตจะเป็น $\theta_{cr}^{2\omega}$ เราสามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าดัชนีหักเหและมุมวิกฤตได้ดังนี้

$$\begin{aligned} \sin \theta_{cr}^\omega &= n(\omega) / n_L(\omega) \\ \sin \theta_{cr}^{2\omega} &= n(2\omega) / n_L(2\omega) \end{aligned} \quad (2.23)$$

เนื่องจากในทางปฏิบัติเราไม่สามารถวัดปริมาณสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ที่ส่งผ่านเข้าสู่เนื้อผลึกได้ ดังนั้นเราจึงต้องอาศัยทอมลิเนียร์เฟรส์เนลแฟคเตอร์ F_T^L (Linear Fresnel Factor) ที่แสดงถึงอัตราส่วนแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าส่งผ่านในเนื้อผลึกต่อสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ที่ตกกระทบ E_0 และทอม Geometrical Factor η ซึ่งเป็นค่าคงที่ที่เกิดจากผลจากการวางตัวของสนามไฟฟ้าของเลเซอร์และนอนลิเนียร์โพลาไรเซชันที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก ที่มีการวางตัวในลักษณะหนึ่งๆ เข้ามาช่วย และเราจึงสามารถเขียนนอนลิเนียร์โพลาไรเซอร์ $P_z^{NLS}(2\omega)$ ในทอมแอมพลิจูดของแสงเลเซอร์ E_0 ที่มีโพลาไรเซชัน $[1\bar{1}0]$ โดยอาศัยสมการ (2.21) ได้ดังนี้

$$P_z^{NLS}(2\omega) = \chi_{36}^{NL} \eta (F_T^L E_0)^2 \quad (2.24)$$

เนื่องจาก F_T^L เป็นองค์ประกอบที่แสดงถึงอัตราส่วนของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าส่งผ่านต่อแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าตกกระทบที่ความถี่ ω ดังนั้นเราจะพิจารณา F_T^L ที่เกิดขึ้นในกรณีของสนามไฟฟ้าตกกระทบที่วางตัวตั้งฉากกับระนาบของการตกกระทบ กล่าวคือ F_{TL}^L เป็นนิ

เนียร์เฟรสันลแฟกเตอร์ในกรณีลำแสงตกกระทบ (เลเซอร์) มีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าตั้งฉากกับระนาบตกกระทบ เขียนได้ในรูปสมการดังนี้

$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sin \theta_{cr} \cos \theta_s} \quad (2.25ก)$$

และ

$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \sin \theta_s \cos \theta_i}{\sin(\theta_s + \theta_i)} \quad (2.25ข)$$

ดังนั้นเราสามารถเขียนสมการความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนจากสมการ (2.17) ในกรณีที่ Nd:YAG เลเซอร์ความยาวคลื่น 1064 nm มีโพลาไรเซชันอยู่ในระนาบ X และ -Y เดินทางจากของเหลวโดยตกกระทบผลึก KDP และทำให้เกิดนอนลิเนียร์โพลาไรเซชันอยู่ในระนาบของการหักเห โดยอาศัยสมการ (2.15) (2.16) (2.18) (2.24) และ (2.25) ได้ดังนี้

$$I^R(2\omega) = \frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon_R} |E_0|^4 dd' (4\pi\chi_{36}^{NL})^2 \eta^2 |F_{T,\perp}^L|^4 |F_{R, //}^{NL}|^2 \frac{\cos \theta_R}{\cos \theta_i} \quad (2.26)$$

จากสมการ (2.26) เทอม $\frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon_R} |E_0|^4 dd' (4\pi\chi_{36}^{NL})^2 \eta^2$ มีค่าคงที่สำหรับการจัดวางตัวของผลึกและสนามไฟฟ้าตกกระทบที่สภาวะหนึ่ง เราจึงสามารถหาความเข้มของลำแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Intensity) $I^R(2\omega)$ ได้ใหม่ในรูปสมการ [Bloembergen, Simon, Lee, 1969]. [Bhanthumnavin, Lee, 1994]

$$I^R(2\omega) \cong |F_{T,\perp}^L|^4 |F_{R, //}^{NL}|^2 \frac{\cos \theta_R}{\cos \theta_i} \quad (2.27)$$

2.2 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)

ตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan ได้มีการทำนายและแสดงถึงโอกาสที่จะเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} (Nonlinear Brewster) ได้ ในเรื่องของนอน-ลิเนียร์ออปติกมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้นมีคุณสมบัติเหมือนกับ (Analogue to) มุม ลิเนียร์บริวสเตอร์ในกรณีของลิเนียร์ออปติก (Linear Optics) กล่าวคือในกรณีที่เกิดมุมนอน ลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้น เราจะพบว่า ณ ที่มุมตกกระทบนี้จะไม่มีความเข้มของแสงเช็คกัน-ฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน ($I^R(2\omega) = 0$) แต่อย่างไรก็ตามการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้นจะเกิดขึ้นได้เฉพาะกรณีที่ $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ของตัวกลางนอนลิเนียร์วางตัวอยู่บนระนาบของการหักเหเท่านั้น และจากการศึกษาเชิงทฤษฎีและปฏิบัติในอดีตพบว่าปรากฏการณ์ของนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เป็นจริงตามทฤษฎีที่

loembergen และ Pershan ได้ทำนายไว้ ซึ่งพบในวัตถุทึบแสงโดย Bloembergen และ Chang (1966) และต่อมาในวัตถุโปร่งแสง KDP โดย Lee และ Bhanthumnavin (1976) อย่างไรก็ตามในการศึกษาเชิงทฤษฎีของงานวิจัยนี้ได้ขยายความเข้าใจเกี่ยวกับเงื่อนไขของการเกิดมุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เพิ่มเติมจากทฤษฎีและผลการทดลองในอดีตชิ้นอื่น ซึ่งสรุปได้ว่าการเกิดมุน θ^{NL} ในตัวกลางอนลิเนียร์อันไดอันหนึ่งนั้นเราสามารถทำให้เกิด θ^{NL} โดยมี $I^R(2\omega) = 0$ ได้หลายค่า ทั้งนี้ขึ้นอยู่กับการวางตัวของผลึก (Crystallographic Orientation) และการกำหนดทิศทางโพลาไรเซชันของ $\vec{E}(\omega)$ ของแสงเลเซอร์ตกกระทบและได้มีการค้นพบทางทฤษฎีเป็นครั้งแรกสำหรับการเกิดมุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับหมด โดยใช้เงื่อนไขที่ทำนายไว้ในทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นแนวทางในการศึกษางานวิจัยนี้ Bloembergen และ Pershan ได้แสดงให้เห็นว่าการเกิดมุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} จะต้องอยู่ภายใต้สภาวะที่อนลิเนียร์ โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ในระนาบของการสะท้อน ซึ่งจะให้ค่าสนามไฟฟ้าเป็นไปตามสมการ (2.14)

$$E_{//}^R = \frac{4\pi P_{//}^{NLS} \sin\theta_s \sin^2\theta_T \sin(\alpha + \theta_s + \theta_T)}{\epsilon_R \sin\theta_R \sin(\theta_T + \theta_s) \sin(\theta_T + \theta_R) \cos(\theta_T - \theta_R)} \quad (2.14)$$

ค่าสนามไฟฟ้า $E_{//}^R$ ที่เกิดขึ้นแปรตามเทอม $\sin(\alpha + \theta_s + \theta_T)$ โดยในกรณีของการเกิด $E_{//}^R$ มีค่าเท่ากับ 0 (สภาวะของการเกิดมุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL}) ก็ต่อเมื่อ

$$\sin(\alpha + \theta_s + \theta_T) = 0$$

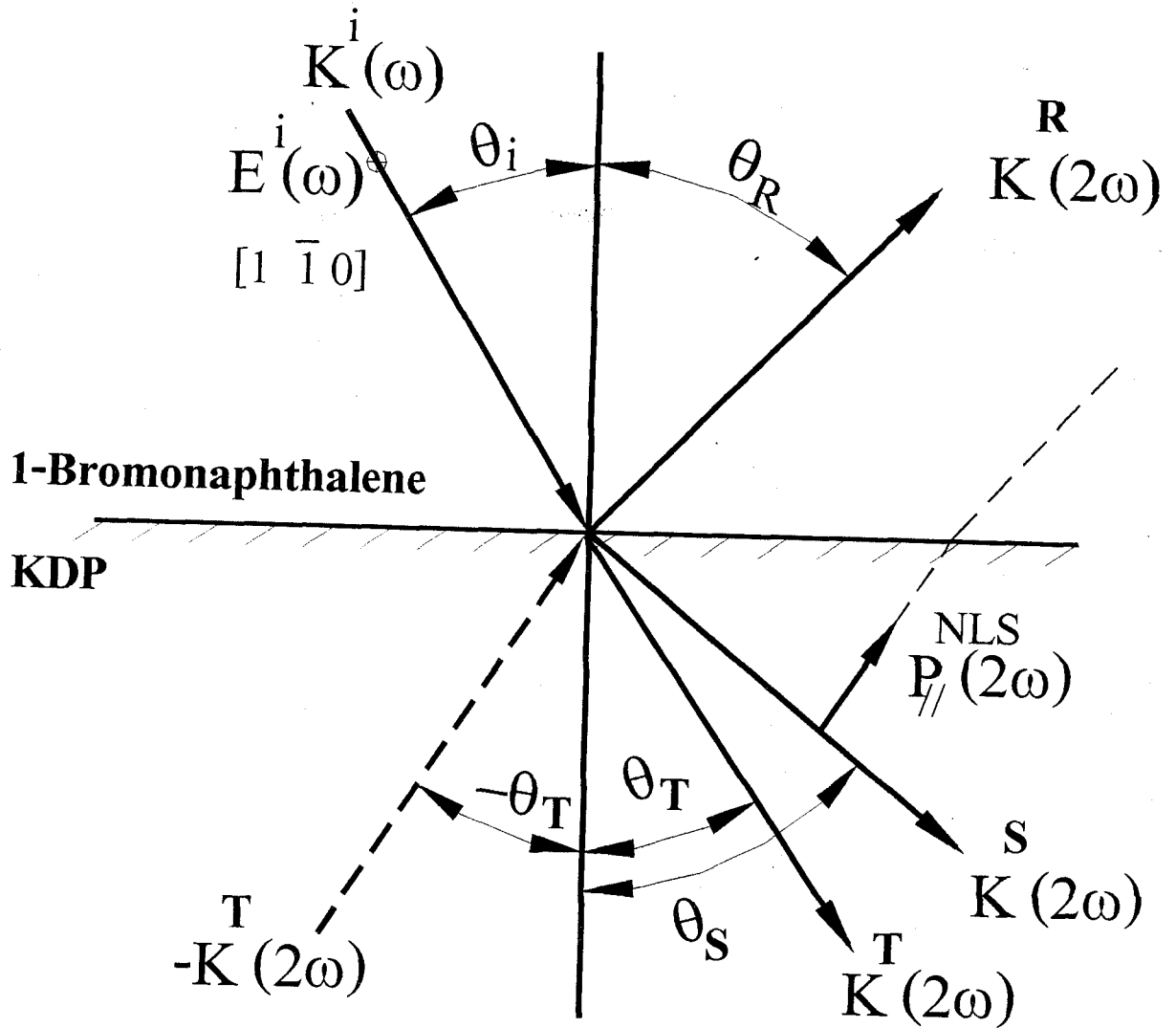
หรือ

$$\alpha + \theta_s + \theta_T = 0, n\pi \quad (2.28)$$

โดยที่ n มีค่าเท่ากับ 1, 2, 3, ...

เราพบว่าที่มุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์จะมีอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ในทิศทางเดียวกับคลื่นฮาร์โมนิค \vec{k}^{-T} จึงจะสามารถทำให้วัตถุอนลิเนียร์ไม่สามารถส่งคลื่นในแนวสะท้อนจากบริเวณผิวรอยต่อได้ แสดงดังรูปที่ 2.4

ดังนั้นสรุปได้ว่าเมื่อใดก็ตามที่เวฟเวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวทงส่งผ่าน \vec{k}^{-T} อยู่ในแนวทงเดียวกัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ ความเข้มแสงในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ จะมีค่าเท่ากับศูนย์ที่มุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์



รูปที่ 2.4 แสดงสภาวะการเกิดมมอนลิเนียร์บริวสเตอร์เมื่อ \vec{k}^{-T} อยู่ในทิศทางขนานกับทิศทางของ $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$

บทที่ 3

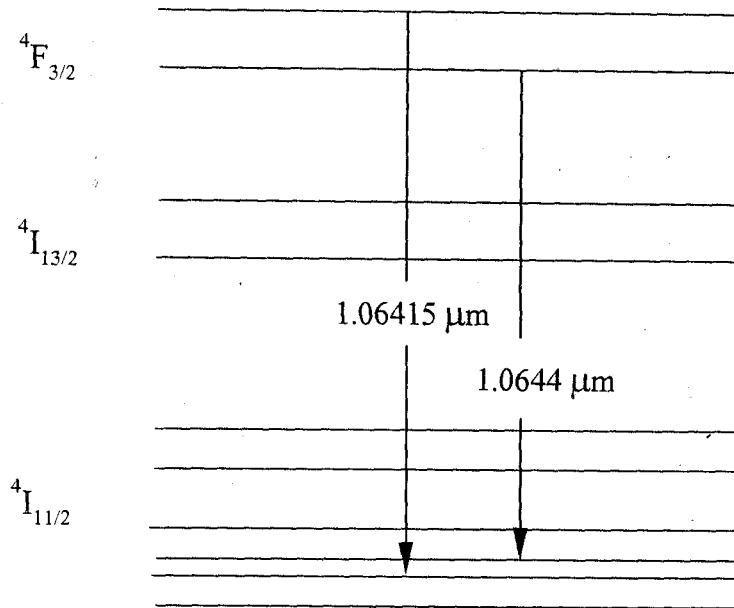
การเตรียมการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในผลึกเคดีทีพี (Preparation for Theoretical Study of Second Harmonic Generation in Potassium Dihydrogen Phosphate, KDP)

3.1 บทนำ

การศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในผลึกโพแทสเซียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต (Potassium Dihydrogen Phosphate, KDP) การกระทำโดยการใช้แสงเลเซอร์จากระบบ Nd:YAG laser ที่ $\lambda = 1064 \text{ nm}$ เป็นลำแสงหลัก (Incident Beam) ทำให้เกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกที่ $\lambda = 532 \text{ nm}$ การที่เราใช้แสงจาก Nd:YAG เลเซอร์นั้นก็เพราะ ผลึก KDP และ ADP มีคุณสมบัติที่เหมาะสมในการที่จะเปลี่ยนแสงเลเซอร์จากระบบ Nd:YAG เลเซอร์ให้เป็นแสงเช็คกันฮาร์โมนิกได้ง่าย ประกอบกับ Nd:YAG laser เป็นระบบเลเซอร์มาตรฐานหาได้ง่ายทั่วไปและมีคุณสมบัติเหมาะสมที่จะใช้เป็นแสงกระตุ้น (Incident Light) ทั้งนี้เพราะ Nd:YAG laser นั้นสามารถผลิตแสงเลเซอร์ออกมาอย่างต่อเนื่อง (Continuous, CW) หรือผลิตออกมาเป็นช่วง (Pulse) ได้ โดยได้แสดงระดับพลังงานของ Nd:YAG laser ไว้ในรูปที่ 3.1 แต่สำหรับการศึกษาเชิงทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan นั้นเราใช้ระบบ Nd:YAG laser ที่ให้แสงเลเซอร์เป็นช่วงๆ โดยจะเป็นแบบ Q-switched หรือ Picosecond laser ก็ได้ ซึ่งจะให้พิคเพาเวอร์ตั้งแต่ 1 MW จนถึงประมาณ 1 GW ตามลำดับ ดังนั้น Nd:YAG laser จึงเป็นระบบที่เหมาะสมที่จะใช้เป็นเครื่องมือที่จะทำการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกที่ความยาวคลื่น 532 nm และเพื่อเป็นประโยชน์ต่อไปในการทดสอบในเชิงปฏิบัติต่อไป

3.2 ผลึก (Crystal)

เพื่อให้การศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกตามผลการทำนายของทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นไปอย่างมีประสิทธิภาพ ศึกษาได้หลายแง่มุมและเป็นประโยชน์ต่อการศึกษาเรื่องนี้ในเชิงปฏิบัติต่อไปข้างหน้า จึงได้มีการเลือกเฟ้นหาผลึกที่เหมาะสมที่จะบรรลุวัตถุประสงค์ที่ได้กล่าวไว้ในตอนต้น จากการศึกษาคุณสมบัติของผลึกพบว่าผลึก KDP เป็นผลึกที่เหมาะสมที่สุดผลึกหนึ่งเพราะเป็นผลึกโปร่งแสงที่ช่วงคลื่น Nd:YAG laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) และที่ช่วงคลื่นแสงเช็คกันฮาร์โมนิก ($\lambda = 532 \text{ nm}$) นอกจากนี้ยังพบว่า



รูปที่ 3.1 แสดงแผนภาพระดับพลังงานของ Nd:YAG laser

ผลึก KDP เป็นผลึกที่มีความทนทานต่อการเสียหายเมื่อมีแสงเลเซอร์กำลังสูงส่อง กระแทบ (High Threshold Damage) ซึ่งเหมาะที่จะใช้กับแสงเลเซอร์แบบคิววิตซ์หรือแบบพิโคเซคกัณฑ์พัลส์เลเซอร์ นอกจากนี้ KDP มีโครงสร้างของผลึกที่มี point group เป็น $\bar{4}2m$ ซึ่งเป็นผลึกที่มีคุณสมบัติแบบนอนเซนโตซิมเมตริก หรือเป็นผลึกที่ขาดคุณสมบัติสมมาตรของตำแหน่ง (Lack of Center of Inversion) และเป็นผลึกแบบ piezoelectric crystal อีกด้วย ผลึก KDP เป็นผลึกแบบเนกกาทีฟยูนิแอกเซียล (Negative Uniaxial Crystal) ที่มีค่าดัชนีของการหักเห 2 ค่าต่อหนึ่งช่วงคลื่นแสงเดี่ยว (Monochromatic) ที่วิ่งผ่านผลึกคือ ออดินารีเรย์อินเด็กซ์ (Ordinary Ray Index, n_o) และเอ็กตราออดินารีเรย์อินเด็กซ์ (Extrodinary Ray Index, n_e) โดยที่ $n_o^\omega > n_e^\omega$ และ $n_o^{2\omega} > n_e^{2\omega}$ สำหรับ ค่าดัชนีหักเหของ KDP ที่ความยาวคลื่นแสงเลเซอร์ความยาวคลื่น 1064 nm และแสงเซ็คกัณฑ์ฮาร์โมนิคที่ความยาวคลื่น 532 nm

สำหรับ KDP [33] [35]

ที่ความยาวคลื่น 1064 nm

$$n_o^\omega = 1.4943$$

ที่ความยาวคลื่น 532 nm

$$n_o^{2\omega} = 1.5131 \quad n_e^{2\omega}(\pi/2) = 1.4708$$

การหาค่ามุมเฟสแมชชิง (Phase Matching) θ_m ของผลึกเนกกาทีฟยูนิแอกเซียล เป็นไปตามความสัมพันธ์สมการ index of ellipsoid ดังนี้

การหาค่ามุมเฟสแมชชิง (Phase Matching) θ_m ของผลึกเนกาทาที่ฟยูนิแอ็กเซียล เป็นไปตามความสัมพันธ์สมการ index of ellipsoid ดังนี้

$$\frac{1}{[n_o(\omega)]^2} = \frac{\cos^2 \theta_m}{[n_o^{2\omega}]^2} + \frac{\sin^2 \theta_m}{[n_e^{2\omega}(\pi/2)]^2} \quad (3.1)$$

$$\theta_m = \sin^{-1} \left\{ \frac{(n_o^\omega)^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}}{(n_e^{2\omega}(\pi/2))^{-2} - (n_o^{2\omega})^{-2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

เมื่อเราแทนค่าดัชนีหักเหของ KDP ลงในสมการ (3.2) แล้วเราจะพบว่าค่ามุมเฟสแมชชิง θ_m จะมีค่าเท่ากับ

$$\theta_m = \sin^{-1} \left\{ \frac{(1.4943)^{-2} - (1.5131)^{-2}}{(1.4708)^{-2} - (1.5131)^{-2}} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\theta_m = 41.20^\circ \quad (3.3)$$

3.3 สารละลายวันโบรโมเน็พทาไลน์ (Denser Fluid 1- Bromonaphthalene)

ในการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแ่งมุมต่างๆ นั้น ได้มีการศึกษาถึงกรณี การเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนที่มุมสะท้อนกลับหมด และการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกที่มุมตกกระทบมีค่ามากกว่ามุมวิกฤต (Critical Angle) ดังนั้นเพื่อให้การศึกษานี้เป็นไปด้วยดีในเชิงทฤษฎีและพร้อมจะนำไปทดสอบในเชิงปฏิบัติ จึงจำเป็นต้องทำให้มีสภาวะของแสงเลเซอร์ตกกระทบวังจากตัวกลางที่มีค่าดัชนีหักเหมากกว่าค่าดัชนีหักเหของตัวกลางนอนลิเนียร์ KDP แล้วจึงต้องกระทบมายังผลึก KDP จากสภาวะการณนี้การสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) จึงจะสามารถเกิดขึ้นได้ ดังนั้นจึงมีความจำเป็นที่จะต้องให้ผลึก KDP จมอยู่ในของเหลว Isotropic Media และของเหลวนี้ต้องมีคุณสมบัติไม่ทำปฏิกิริยา (Noncorosive Liquid) กับผลึก KDP นอกจากนี้แล้วจะต้องเป็นของเหลวที่โปร่งแสงในช่วงคลื่นของลำแสงหลักของเลเซอร์ ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) และแสงเช็คกันฮาร์โมนิก ($\lambda = 532 \text{ nm}$) และจะเป็นการดีมากถ้าของเหลวนั้นมีสภาพคงตัว (Stable) ต่อการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิและไอระเหยไม่ให้โทษต่อร่างกาย นอกจากนี้ของเหลวต้องสามารถทนต่อแสงที่มีความเข้มสูงของแสงเลเซอร์ที่มีรูปแบบเป็นควสวิตซ์พัลส์และพิโคเช็คกันพัลส์เราพบว่าสารประกอบ 1-Bromonaphthalene เป็นของเหลวที่มีคุณสมบัติสอดคล้องกับวัตถุประสงค์ดังกล่าวข้างต้น โดยที่ดัชนีหักเหของ 1-Bromonaphthalene มีค่า (Lee, Bhanthumnavin, 1976)

ที่ความยาวคลื่น 1064 nm

$$n_L^\omega = 1.6262$$

ที่ความยาวคลื่น 532 nm

$$n_L^{2\omega} = 1.6701$$

พิจารณาการเกิดการสะท้อนกลับหมดของแสงเชคกันฮาร์โมนิค เมื่อเลเซอร์ความคลื่น 1064 nm ส่องผ่านของเหลว 1-Bromonaphthalene ไปยังผลึก KDP สามารถเกิดปรากฏการณ์การสะท้อนกลับหมดของแสงได้ 2 ครั้ง เนื่องจากค่าดัชนีหักเหของ KDP มี 2 ค่าคือที่ n_o^ω และ $n_e^{2\omega}$ ทำให้ได้ค่ามุมวิกฤต 2 ค่าคือ θ_{cr}^ω และ $\theta_{cr}^{2\omega}$ ตามลำดับ และจากสมการของสเนลสามารถเขียนความสัมพันธ์ที่ค่ามุมวิกฤตทั้งสองได้ดังนี้ สำหรับผลึก KDP

$$\begin{aligned}\theta_{cr}^\omega &= \sin^{-1}\left(\frac{n_o^\omega}{n_L^\omega}\right) \\ &= \sin^{-1}\left(\frac{1.4943}{1.6262}\right) \\ \theta_{cr}^\omega &= 66.76^\circ\end{aligned}\quad (3.5ก)$$

$$\begin{aligned}\theta_{cr}^{2\omega} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_L^\omega}\right) \\ \theta_{cr}^{2\omega} &= \sin^{-1}\left(\frac{1.6701}{1.6262}\right)\end{aligned}\quad (3.5ข)$$

3.4 การศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan

จากการที่ Bloembergen และ Pershan ได้ตั้งทฤษฎีเกี่ยวกับการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิค ในตัวกลางนอนลิเนียร์ โดยได้แสดงไว้อย่างละเอียดในบทที่ 2 ของรายงานการวิจัยนี้ ซึ่งได้มีการเตรียมศึกษาเชิงทฤษฎีโดยใช้ทฤษฎีดังกล่าวกับผลึก KDP โดยได้มีการจัดเตรียมการวางตัวของผลึก (Crystallographic Orientation) ในรูปแบบต่างๆ ซึ่งจะได้แสดงไว้อย่างละเอียดในบทต่อไป ในการศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคได้มีการกำหนดให้แสง Nd:YAG laser ส่องกระทบผลึก KDP โดยที่ลำแสงเลเซอร์ตกกระทบมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ เมื่อเทียบกับแกนออฟติกของผลึกและกำหนดให้โพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าที่ตั้งฉากกับระนาบของการตกกระทบ (Plane of Incidence) ด้วยการจัดให้โพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าของแสงเลเซอร์ดังกล่าว ทำให้เมื่อแสงเลเซอร์วิ่งผ่านเข้าไปในผลึก KDP จะทำให้เกิด $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในแนวแกนออฟติก (แกน Z) ของผลึกดังสมการที่ (2.21)

$$P_z^{NLS}(2\omega) = 2d_{36}E_xE_y \quad (2.21)$$

อย่างไรก็ตามเราจะต้องเตรียมผลึก KDP ให้แกนออปติกซึ่งวางตัวอยู่ในแนวเดียวกับ $P_z^{NLS}(2\omega)$ โดยที่ $P_z^{NLS}(2\omega)$ อยู่บนระนาบของการหักเห (Plane of Reflection) ดังนั้นการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงฮาร์โมนิกในผลึก KDP นี้ จะเป็นการศึกษาเฉพาะกรณีที่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของแสงเลเซอร์ทำปฏิกิริยากับกลุ่มอิเล็กตรอนในผลึกแล้วทำให้เกิด $P_z^{NLS}(2\omega)$ อยู่ในแนวแกนออปติก (Z axis) และวางตัวอยู่ในระนาบของการหักเห ซึ่ง $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ (ในที่นี้คือ $P_z^{NLS}(2\omega)$) ที่จะกล่าวต่อไปนี่จึงเป็น $P_{//}^{NLS}(2\omega)$ เท่านั้น และที่การวางตัวของนอนลิเนียร์ โพลาริเซชัน $P_{//}^{NLS}(2\omega)$ นี้เป็นการตอบสนองกับจุดประสงค์ของการศึกษาการเกิดนอนลิเนียร์ บริวสเตอร์ ($I^R(2\omega)=0$) ซึ่ง Bloembergen และ Pershan ได้ตั้งทฤษฎีทำนายถึงการเกิดมูนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ในกรณีที่ $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ วางตัวขนานกับระนาบของการหักเห นอกจากนี้สมการต่างๆ ที่ได้แสดงไว้ในบทที่ 2 จะถูกนำมาใช้ให้สอดคล้องกับการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกที่ได้มาจากแหล่งกำเนิด $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ กล่าวคือในกรณีของลิเนียร์เฟสแมทริกซ์ F_T^L นอนลิเนียร์เฟสแมทริกซ์ $F_{R//}^{NL}$ ความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ เป็นไปตามสมการ (2.27) ดังต่อไปนี้

$$I^R(2\omega) \equiv |F_{T,\perp}^L|^4 |F_{R//}^{NL}|^2 \frac{\cos \theta_R}{\cos \theta_i} \quad (2.27)$$

เมื่อ

$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sin \theta_{cr} \cos \theta_s} \quad (2.25ก)$$

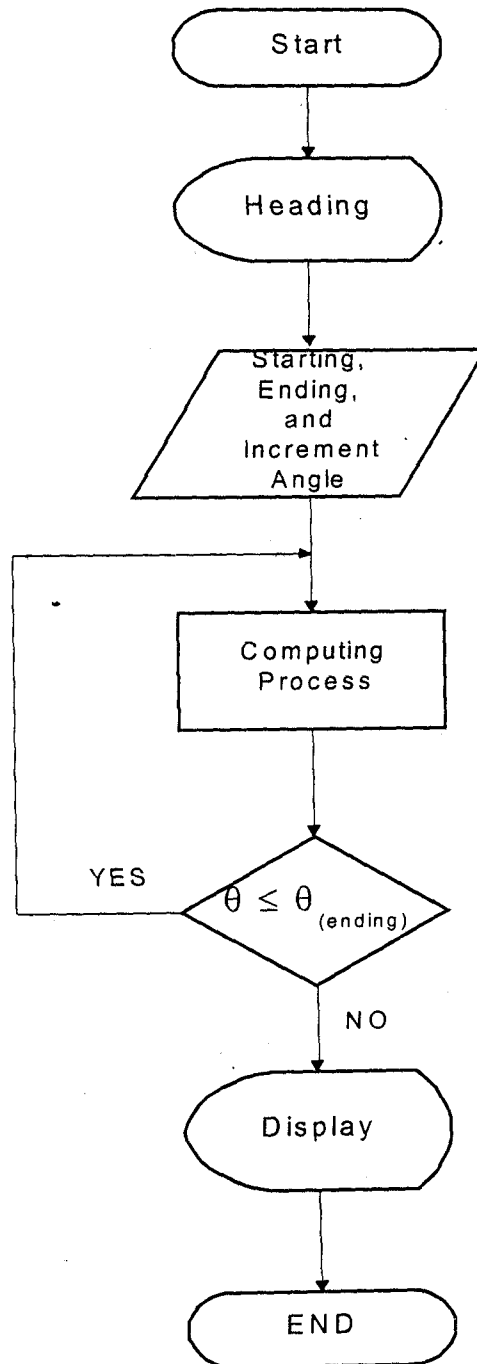
$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \sin \theta_s \cos \theta_i}{\sin(\theta_s + \theta_i)} \quad (2.25ข)$$

$$F_{R//}^{NL} = \frac{\sin \theta_s \sin^2 \theta_T \sin(\alpha + \theta_s + \theta_T)}{\epsilon_R \sin \theta_R \sin(\theta_T + \theta_s) \sin(\theta_T + \theta_R) \cos(\theta_T - \theta_R)} \quad (2.16)$$

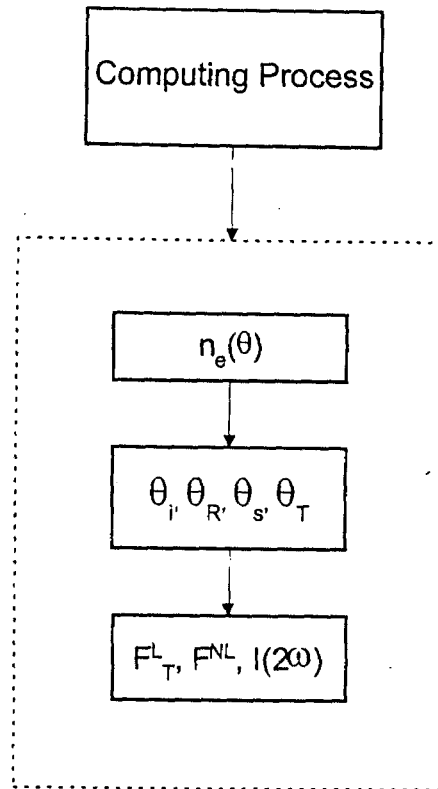
3.5 คอมพิวเตอร์โปรแกรม

ในงานวิจัยนี้เราใช้ภาษา Turbo C++ version 3.1 ในการเขียนโปรแกรมสำหรับการคำนวณค่าความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิก โดยมีจุดประสงค์ในการคำนวณค่าความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนกับมุมตกกระทบ เพื่อที่จะนำผลการคำนวณค่าดังกล่าวไปแสดงผลในรูปแบบแผนภาพ โดยซอฟต์แวร์ Excell for windows version 5.0 โดยแสดงรายละเอียดการทำงานของโปรแกรมการคำนวณค่าความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิก ได้ดังแผนภาพรูปที่ 3.2

กันฮาร์โมนิก โดยโปรแกรมรับค่ามุมเริ่มต้น (Starting Angle) มุมสุดท้าย (ending Angle) และค่าการเพิ่มขึ้น (Increment Angle) ของมุมที่ใช้ในการคำนวณจากผู้ใช้งานทางคีย์-บอร์ด จากนั้นโปรแกรมจะเข้าสู่กระบวนการคำนวณ (Computing Process) ซึ่งมีรายละเอียดของ



รูปที่ 3.2 แสดงขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมคำนวณค่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก



รูปที่ 3.3 แสดงส่วนประกอบและขั้นตอนของขบวนการคำนวณ (Computing Process)

การคำนวณดังรูปที่ 3.3 จากนั้นโปรแกรมจะเพิ่มค่ามุม θ ที่ใช้ในการขบวนการคำนวณ (ซึ่งมีค่าเท่ากับค่าการเพิ่มขึ้นของมุมที่ผู้ใช้ป้อนผ่านทางคีย์บอร์ด) จนกระทั่ง $\theta > \theta_{(ending)}$ โปรแกรมจึงออกจากขบวนการคำนวณและแสดงผลการคำนวณความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน รวมทั้งค่ามุมตกกระทบและค่ามุมหักเหบนหน้าจอคอมพิวเตอร์ อีกทั้งผลการคำนวณค่าความเข้มแสงและค่ามุมตกกระทบที่ได้จะถูกเก็บในรูปแบบ text file เพื่อใช้เป็นข้อมูลอินพุต (Input) สำหรับซอฟต์แวร์ Excell ในการแสดงผลด้วยกราฟ

เราสามารถสรุปสูตรที่ใช้ในการขบวนการคำนวณได้ดังนี้

1. การคำนวณค่าดัชนีหักเหของเอกตราออร์ดิเนรีเรย์ $n_e^{2\omega}$ ที่ความถี่ 2ω อาศัยสมการ index of ellipsoid จากสมการ (2.10)

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\pi/2)} \quad (3.7)$$

โดย θ แทนค่ามุมระหว่างทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเชคกันฮาร์โมนิก \vec{k}^T ที่ความถี่ 2ω กระทบกับแกนออฟติก

และเราสามารถหาค่า $n_e^{2\omega}(\theta)$ ที่ค่ามุม θ ได้ดังสมการต่อไปนี้

$$n_e^{2\omega}(\theta) = \sqrt{\frac{1}{\frac{\cos^2 \theta}{n_o^{2\omega}} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^{2\omega}(\pi/2)}}} \quad (3.8)$$

การคำนวณค่ามุมฮาร์โมนิก θ_i , θ_R , θ_S และ θ_T โดยอาศัยสมการ (2.22) ของสเนล สามารถเขียนได้ดังนี้

$$\begin{aligned} n_e^{2\omega}(\theta) \sin(\theta_T) &= n_L^\omega \sin \theta_i \\ &= n_L^{2\omega} \sin \theta_R \\ &= n_o^\omega \sin \theta_S \end{aligned} \quad (3.9)$$

โดย θ_T แทนค่ามุมระหว่างทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก \vec{k}^T ที่ความถี่ 2ω กระทบกับแกนปกติ

(2.27) การคำนวณค่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ อาศัยสมการ

$$I^R(2\omega) \cong |F_{T,\perp}^L|^4 |F_{R,\parallel}^{NL}|^2 \frac{\cos \theta_R}{\cos \theta_i} \quad (2.27)$$

โดยที่

$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sin \theta_i \cot \theta_S} \quad (2.25ก)$$

$$F_{T,\perp}^L = \frac{2 \sin \theta_S \cos \theta_i}{\sin(\theta_S + \theta_i)} \quad (2.25ข)$$

เราไม่นำเทอมซึ่งเป็นค่าคงที่ ε_R มาพิจารณาทำให้เขียน $F_{R,\parallel}^{NL}$ จากสมการ (2.16) ได้ใหม่ดังนี้

$$F_{R,\parallel}^{NL} = \frac{\sin \theta_S \sin^2 \theta_T \sin(\alpha + \theta_S + \theta_T)}{\sin \theta_R \sin(\theta_T + \theta_R) \cos(\theta_T - \theta_R) \sin(\theta_T + \theta_S)} \quad (3.10)$$

บทที่ 4

ผลการศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนเชิงทฤษฎี

(Results of Reflected Second Harmonic Generation under Theoretical Study)

การศึกษาการเกิดเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนนั้น ได้ทำการศึกษาโดยอาศัยทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan สำหรับผลึก KDP โดยใช้แสง Nd:YAG laser ที่ช่วงคลื่น 1064 nm มีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ส่งไปยังผลึก KDP (หรือ ADP) ซึ่งยังผลให้เกิดนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $P_z^{NLS}(2\omega)$ ของผลึกอยู่ในแกนออฟติค (Z axis) และในการศึกษาเชิงทฤษฎีในงานวิจัยนี้จะเน้นเฉพาะ $P_z^{NLS}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในระนาบของการหักเหทั้งนี้ก็เพื่อการศึกษา มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์โดยเฉพาะ โดยทำการศึกษาแยกเป็น 2 กรณี กรณีที่แรกเป็นการศึกษาความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ ที่มีการจัดวางตัวในลักษณะที่ทำให้เกิดสภาวะเฟสแมชชิงที่ผิวรอยต่อ กรณีที่ 2 เป็นการศึกษาความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิคที่ $I^R(2\omega) = 0$ คือการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบมีค่า $\theta_i = 45^\circ$ และ $\theta_r = \theta^0$

4.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)

ในการศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนตามทฤษฎีเราพบว่าในบางกรณีของการวางตัวของผลึกที่มี $P^{NLS}(2\omega)$ อยู่ในระนาบการหักเหสามารถก่อให้เกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ได้ กล่าวคือ ณ ที่มุม θ_i^{NL} นี้ค่า $I^R(2\omega) = 0$ ซึ่งเป็นสถานภาพที่คล้ายคลึง (Analogue) กับกรณีของลิเนียร์ออฟติค

ที่ค่ามุม θ_i^{NL} สำหรับกรณีนี้วิเคราะห์ได้ว่า จากกรณีที่ $I^R(2\omega)$ ในสมการ (2.27) แปรตามเทอม $F_{R//}^{NL}$ ซึ่งประกอบไปด้วยเทอม $\sin(\alpha + \theta_s + \theta_r)$ ในสมการ (2.44ก) ทำให้ $I^R(2\omega)$ มีค่าเท่ากับศูนย์ก็ต่อเมื่อ

$$\sin(\alpha + \theta_s + \theta_r) = 0$$

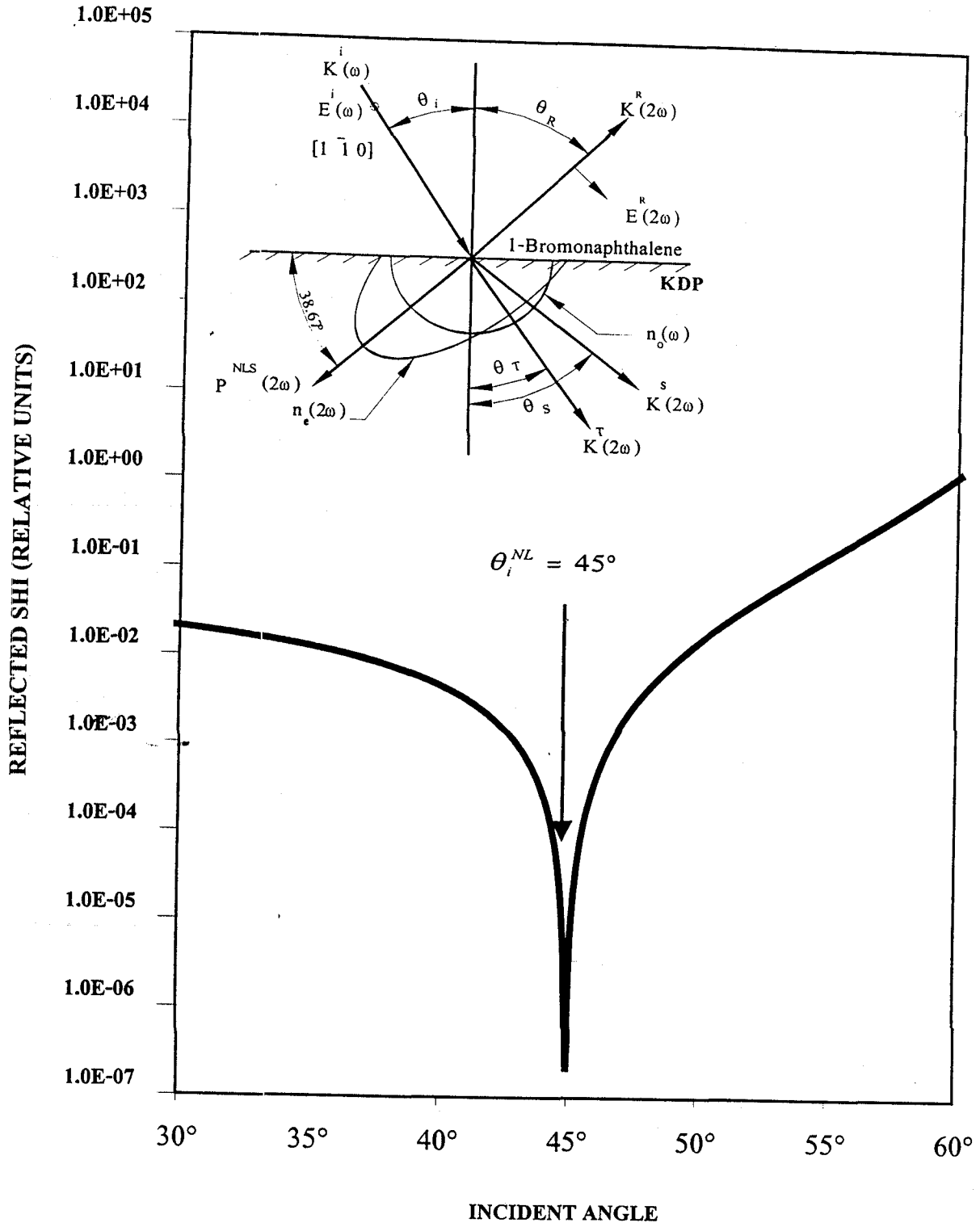
หรือ

$$\alpha + \theta_s + \theta_r = 0, n\pi \quad (2.28)$$

เมื่อ n มีค่าเท่ากับ 1,2,3,...

4.1.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ของ KDP ที่ $P^{NLS}(2\omega)$ ทำมุม 38.67° กับผิวตกกระทบ

จากรูปที่ 4.1 พบว่า KDP มีความเข้มแสง $I^R(2\omega)$ น้อยที่สุดและเข้าใกล้ศูนย์ที่มุมตกกระทบนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ $\theta_i^{NL} = 45^\circ$ เนื่องจากทิศทางของเวฟเวกเตอร์เชคกันฮาร์โมนิคเป็น



รูปที่ 4.1 แสดงความเข้มแสงเช็ดกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนที่มุมตกกระทบ θ_i มีค่าเท่ากับ 45° เมื่อ $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ ของ KDP ทำมุม 38.67° กับผิวตกกระทบ

ไปตามสภาวะการเกิดนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ในสมการ (2.28) กรณีที่ผลึกการจัดวางตัวดังรูป 4.1 ให้ $\alpha + \theta_s + \theta_T = 2\pi$ โดยที่ $\alpha + \theta_s = 270^\circ + 38.67^\circ = 308.67^\circ$ เสมอ ดังนั้นเมื่อ $\theta_T = 51.33^\circ$ จะทำให้ $I^R(2\omega)$ มีค่าน้อยที่สุด เราสามารถหาค่ามุมตกกระทบ θ_i^{NL} โดยการใช้ Snell's law เมื่อ $\theta_T = 51.33^\circ$ ได้ดังนี้

$$\begin{aligned}\theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_L^\omega} \sin 51.33^\circ\right) \\ \theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{1.4715}{1.6262} \sin 51.33^\circ\right) \\ &= 45^\circ\end{aligned}$$

การเปลี่ยนแปลงค่า $I^R(2\omega)$ ต่อค่ามุมตกกระทบ θ_i ค่ามุมเช็กกันฮาร์โมนิก θ_s θ_T และ θ_r แสดงในสมการ (2.27) เมื่อเปรียบเทียบการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดมูม θ_i^{NL} และลักษณะความสัมพันธ์ระหว่าง $I^R(2\omega)$ และ θ_i โดยทั่วไปสำหรับผลึก KDP (สำหรับการวางตัวของผลึกดังรูปที่ 4.1) กับการทดสอบในห้องปฏิบัติการซึ่งมีการวางตัวของผลึกในลักษณะเดียวกัน พบว่าผลที่ได้ในกรณีของ KDP (รูปที่ 4.1) เป็นไปตามรูปแบบของ $I^R(2\omega)$ กระทำกับ θ_i ในรูปแบบของ KDP ซึ่งได้การมีการตีพิมพ์แล้ว (Lee, Bhanthumnavin, 1976) ทุกประการ

4.1.2 การเกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบวิกฤต (Nonlinear Brewster Angle at Total Reflection)

จากการวิเคราะห์เชิงทฤษฎีของการเกิดความเข้มแสงเช็กกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนกลับพบว่าเราสามารถทำให้เกิดมากที่สุดด้วยวิธีการเฟสแมชชิงที่มุมวิกฤตตามที่ได้ศึกษาไว้แล้ว (Lee and Bhanthumnavin, 1976) แต่เป็นที่น่าสนใจอย่างมากที่ควรศึกษาปรากฏการณ์ของการเกิดแสงเช็กกันฮาร์โมนิกที่มุมวิกฤตนอกเหนือจากการศึกษาดังกล่าว

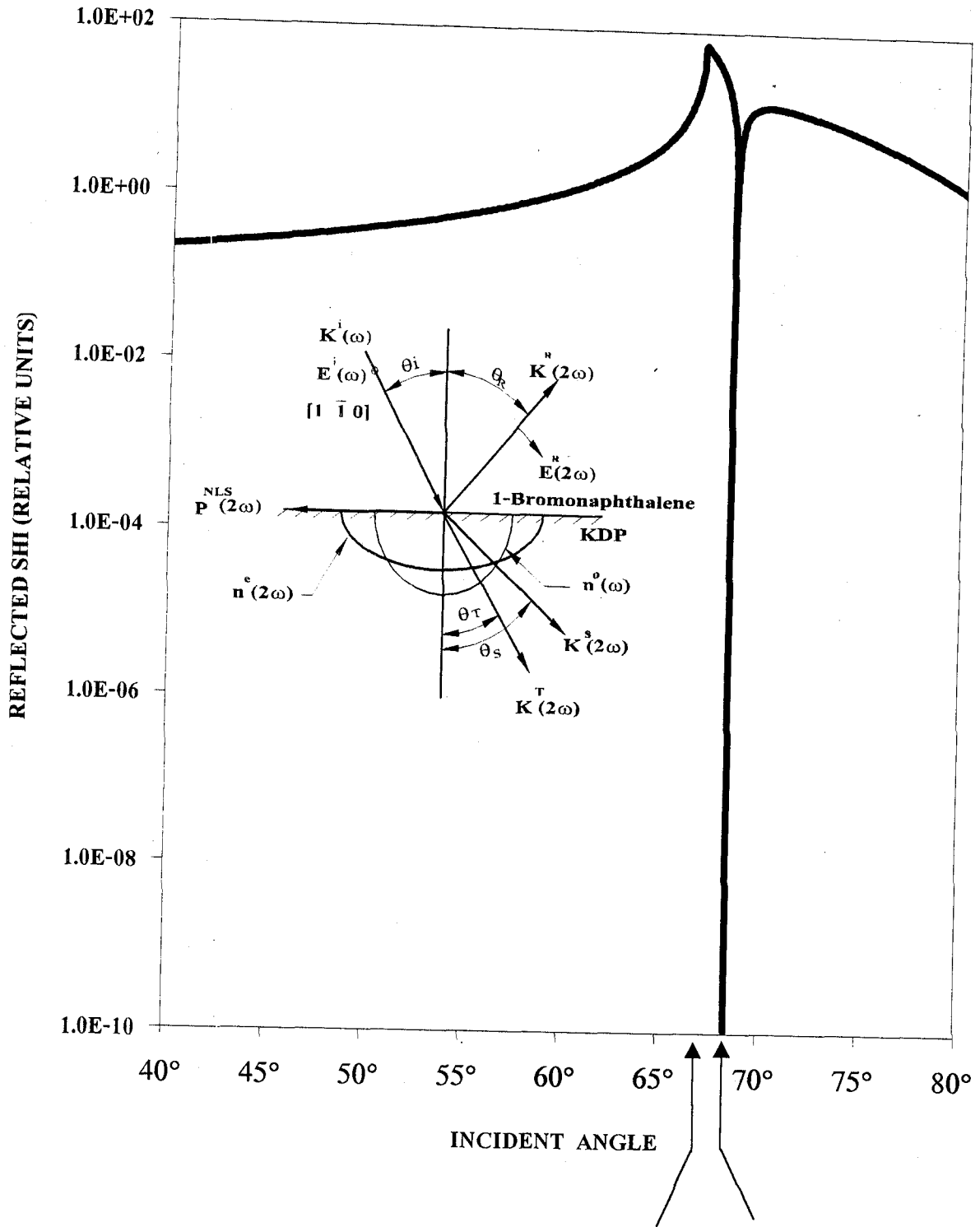
เมื่อเราทำการวิเคราะห์สภาวะการเกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} เราพบว่ามีความเป็นไปได้ที่จะทำให้เกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ที่สภาวะของการเกิดมูมวิกฤตกรณีนี้เป็นกรณีพิเศษที่น่าสนใจหลายประการทั้งนี้เพราะที่สภาวะนี้ $I^R(2\omega) = 0$ ตามที่ได้กล่าวมาแล้วในเบื้องต้นของการศึกษาความเข้มแสงเช็กกันฮาร์โมนิกจากผลึก KDP Lee และ Bhanthumnavin (1976) พบว่าที่ค่ามุมวิกฤต $I^R(2\omega)$ มีค่ามากที่สุด (maximum) และมี single peak ที่ให้ค่ามากที่สุดในการกรณีที่เฟสแมชชิงอยู่ในแนวขนานกับผิวตกกระทบของผลึก (รูปที่ 4.1) ซึ่งนั่นก็คือ Phase matching at total reflection แต่ในกรณีกรณีที่จะทำการศึกษาในหัวข้อนี้มีปรากฏการณ์ที่น่าสนใจเป็นพิเศษ กล่าวคือที่ค่ามุมวิกฤตของ $\theta_{cr}^{2\omega}$ แทนที่ $I^R(2\omega)$ จะมีค่ามากที่สุดแต่กลับมีค่าน้อยที่สุด ($I^R(2\omega) = 0$)

กรณีนี้ $\theta_{cr}^{2\omega} = \theta_i^{NL}$ ดังในรูปที่ 4.2 และเมื่อ $\theta_i > \theta_{cr}^{2\omega}$ $\Gamma^R(2\omega)$ จะมีค่าเพิ่มขึ้นและต่อจากนั้นก็จะมีค่าลดลงตามลำดับ การเกิดมุม θ_i^{NL} ที่สภาวะการเกิดมุมตกกระทบวิกฤตเป็นไปตามทฤษฎีที่ได้ทำนายไว้ โดยการจัดวางตัวของผลึกในรูป 4.2 ให้ $\Gamma^R(2\omega) = 0$ ก็ต่อเมื่อ $\alpha + \theta_s + \theta_T = \pi$ โดยที่ $\alpha + \theta_s = 90^\circ$ เสมอ ดังนั้น $\theta_T = 90^\circ$ โดยการใช้กฎของสเนลที่ $\theta_T = 90^\circ$ เราจะได้สำหรับผลึก KDP

$$\begin{aligned}\theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_L^\omega} \sin \theta_T^\circ\right) \\ \theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{1.4715}{1.6262} \sin 90^\circ\right) \\ &= 68.51^\circ\end{aligned}$$

จากการพิจารณารูปที่ 4.2 สำหรับ KDP เมื่อมุม θ_i มีค่าอยู่ระหว่าง 50° ถึง 75° ($50^\circ \leq \theta_i \leq 75^\circ$) เราจะพบว่า $\Gamma^R(2\omega)$ มีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อ $\theta_i \geq 50$ ตามลำดับ และมีพีค (cusps) เกิดขึ้นที่มุมตกกระทบวิกฤต θ_{cr}^ω แต่เมื่อ $\theta_i > \theta_{cr}^\omega$ เพียงเล็กน้อยค่า $\Gamma^R(2\omega)$ แทนที่จะเพิ่มขึ้นดังในกรณีที่แล้วๆ มา แต่กลับลดลงอย่างรวดเร็วและมีค่าต่ำสุดที่มุมตกกระทบวิกฤต $\theta_{cr}^{2\omega}$ และเมื่อ $\theta_i > \theta_{cr}^{2\omega}$ เพียงเล็กน้อย $\Gamma^R(2\omega)$ ก็จะเพิ่มขึ้นและลดลงตามลำดับดังปรากฏในรูปที่ 4.2 การที่เกิดปรากฏการณ์เช่นนี้ก็เพราะการวางตัวของผลึก KDP มี $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ขนานกับผิวตกกระทบของผลึก ซึ่งยังผลให้เกิดสภาวะมมนอนลิเนียร์บริว-สเตอร์เมื่อ $\theta_i^{NL} = \theta_{cr}^{2\omega}$ เมื่อพิจารณาคุณภาพรวมของการเกิด $\Gamma^R(2\omega)$ ที่บริเวณการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ณ มุมวิกฤตนั้น แสดงให้เห็นอย่างชัดเจนว่าการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เป็นการเกี่ยวข้องกับ θ_T หรืออีกนัยหนึ่ง k^T มิใช่ θ_s หรือ k^S

การวิเคราะห์ในกรณีนี้ได้ชี้แนะและขยายความเกี่ยวกับการเกิดมุม θ_i^{NL} ให้ชัดเจนยิ่งขึ้นและเพิ่มเติมจากทฤษฎีของ Bleombergen และ Pershan ที่ได้กล่าวไว้ในภาพรวม ซึ่งได้แสดงไว้ในรูปที่ 2.4 ในบทที่ 2 จากรูปดังกล่าวได้แสดงไว้ว่าเมื่อ \bar{k}^{-T} ขนานกับ \bar{P}^{NLS} จะเกิดปรากฏการณ์นอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ขึ้น ซึ่งสอดคล้องอย่างชัดเจนกับกรณีของการเกิด θ_i^{NL} ในรูป 4.2 และปรากฏในกรณีนี้เป็นสิ่งที่แสดงให้เห็นว่าไม่เป็นจริงเสมอไปที่ค่า $\Gamma^R(2\omega)$ จะมีค่ามากที่สุดที่มุมวิกฤต อย่างไรก็ตามแนวโน้มของการเกิด cusp ในบริเวณมุมวิกฤตก็ยังเป็นจริง



$$\theta_{cr}(\omega) = 66.82^\circ \quad \theta_{cr}(2\omega) = 68.51^\circ$$

รูปที่ 4.2 แสดงความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected SHI) เมื่อนอน-
 ลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ที่ผิวตกกระทบของ KDP และพบว่าเกิดมุม θ_i^{NL}
 นอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับหมดที่ $\theta_i = 68.51^\circ$

บทที่ 5

ข้อเสนอแนะและข้อสรุป

(Discussion and Conclusion)

ได้มีการศึกษาเกี่ยวกับปฏิสัมพันธ์ทางแสงแบบนอนลิเนียร์ (Nonlinear Optical Interaction) ในผลึก piezoelectric ทั้งในทางทฤษฎีและปฏิบัติไว้เป็นจำนวนมากนับตั้งแต่ปีค.ศ. 1961 เป็นต้นมา (Franken et al 1961) อย่างไรก็ตามในการศึกษาปฏิสัมพันธ์ทางแสงแบบนอนลิเนียร์ที่เกิดขึ้นโดยการใช้แสง Nd:YAG laser ทำปฏิสัมพันธ์กับผลึก KDP แล้วก่อให้เกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคขึ้นของงานวิจัยนี้ เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีเพิ่มเติมต่อจากการศึกษาในอดีตที่เกี่ยวกับการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิค โดยการศึกษาครั้งนี้ได้เพิ่มความเข้าใจการเกิดเชคกันฮาร์โมนิคจากผลึก KDP ที่มี point group แบบ $\bar{4}2m$ ในสภาวะที่แตกต่างไปจากอดีต ความรู้ที่ได้จากการศึกษาเชิงทฤษฎีนี้สามารถพร้อมนำไปทดสอบในเชิงปฏิบัติการ (Experimental Verification) ซึ่งจะได้มีข้อเสนอแนะเกี่ยวกับการเตรียมทดสอบเชิงปฏิบัติกับผลึกเชิงทฤษฎีไว้ในตอนท้ายบทนี้ไว้ด้วย

ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวระฆอนจากผลึก KDP โดยใช้แสงจาก Nd: YAG laser ที่ความยาวคลื่น 1064 nm เป็นตัวกระตุ้นและทำให้เกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคที่ความยาวคลื่น 532 nm ในงานวิจัยนี้ พบว่าได้ผลดีเป็นไปตามทฤษฎีและสอดคล้องกับผลที่ได้เคยศึกษาในเชิงปฏิบัติมาแล้วกับผลึก KDP (Lee, Bhanthumnavin, 1976) ที่มี point group เดียวกัน ในการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ได้ศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิค ดังกล่าวโดยกำหนดให้ผลึก KDP มีการจัดวางตัว (Crystallographic Orientation) ในรูปแบบที่แตกต่างจากที่เคยทำกับผลึก KDP ในอดีต พบว่าผลที่ได้สามารถอนุโลมและสอดคล้องเป็นอย่างดีกับผลการวิจัยในลักษณะใกล้เคียงกันของผลึก KDP นอกจากศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวระฆอนโดยทั่วไปแล้ว การวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ยังได้เน้นการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคเชิงทฤษฎีถึงสภาวะการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวระฆอนที่ให้ค่าความเข้มแสง $I^R(2\omega)$ มีค่าต่ำสุด โดยเฉพาะในการเกิดค่า $I^R(2\omega)$ เข้าใกล้ศูนย์นั้นเป็นสภาวะที่เรียกว่า “มูนนอนลิเนียร์บริวสเตอร์” เมื่อมีการเปรียบเทียบผลการวิจัยกับผลงานที่ได้นำเสนอในอดีตสำหรับผลึก KDP พบว่าสอดคล้องกันเป็นอย่างดีและเป็นการตอกย้ำถึงความถูกต้องของทฤษฎี Bloembergen และ Pershan อย่างไรก็ตามผลการวิจัยครั้งนี้ได้พิสูจน์ถึงการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคที่น้อยที่สุด (Null Reflected Second Harmonic Intensity) ในสภาวะการที่เรียกว่ามูนนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่ได้แสดงไว้ในหลักการตามทฤษฎี การวิจัยครั้งนี้ได้เพิ่มความเข้าใจอย่างลึกซึ้งถึงการเกิดมูนนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ไว้อย่างชัดเจน กล่าวคือ การเกิดมูนนอนลิเนียร์บริวสเตอร์จะต้องขึ้นอยู่กับ การวางตัวของผลึกที่แน่นอนและเหมาะสม จึงจะทำให้เกิด $I^R(2\omega) \approx 0$ ได้ จุดเด่นอีกประการหนึ่งของการศึกษาเชิงทฤษฎีของงานวิจัยนี้ก็คือผลของการวิจัยได้

แสดงให้เห็นถึงการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคน้อยที่สุด (Minimum) ในสภาวะที่มุมตกกระทบวิกฤต (Total Reflection Condition) โดยได้อธิบายรายละเอียดพอสรุปได้คือ ที่สภาวะตกกระทบวิกฤตเราสามารถทำให้เกิดความเข้มของแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ มีค่ามากที่สุดแต่ในขณะเดียวกันที่สภาวะการณนี้ (Total Reflection) เราได้แสดงให้เห็นว่าความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนในแนวสะท้อนมีค่า $I^R(2\omega) \rightarrow 0$ ตามผลการวิจัยที่ได้แสดงไว้หัวข้อ 4.1.2 สภาวะดังกล่าวนี้เป็นสภาวะที่น่าสนใจเป็นพิเศษเพราะโดยปกติแล้วไม่ว่าการวางตัวของผลึกจะเป็นแบบทั่วไปหรือแบบเฟสแมชชิงที่การสะท้อนกลับหมดเราจะได้ $I^R(2\omega)$ มีค่ามากที่สุดซึ่งได้แสดงในหัวข้อ 4.1 แต่ผลการวิจัยในหัวข้อที่เกี่ยวกับมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับ (Nonlinear Brewster at Total Reflection) ในหัวข้อ 4.1.2 เราพบว่า $I^R(2\omega) \rightarrow 0$ การเกิด $I^R(2\omega)$ ที่สภาวะเดียวกัน (ที่ Total reflection condition) แต่มีค่าแตกต่างกันเช่นนี้ สามารถอธิบายได้โดยทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan และเป็นการแสดงให้เห็นเป็นครั้งแรกในเชิงทฤษฎีโดยได้แสดงเงื่อนไขที่สำคัญที่ทำให้เกิดปรากฏการณ์เช่นนี้ได้ (ดังรายละเอียดของการวิเคราะห์ในหัวข้อ 4.1.2) ก็เพราะการวางตัวของผลึกแตกต่างกัน การวิเคราะห์เชิงทฤษฎีและเปรียบเทียบผลการวิจัยที่ได้จากหัวข้อ 4.1.2 นั้น ทำให้เกิดความเข้าใจอย่างลึกซึ้งในการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนในแนวสะท้อน และสภาวะมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ หรืออีกนัยหนึ่งก็คือเป็นการอธิบายเพิ่มเติมให้ละเอียดลึกซึ้งมากขึ้นเกี่ยวกับทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan

ผลที่ได้จากการวิจัยเชิงทฤษฎีในงานวิจัยนี้จะเป็นเหตุให้ได้มีการเตรียมการทดลองในทางปฏิบัติทั้งนี้หากจะมีการเตรียมการทดลองเพื่อทดสอบผลจากการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ผู้วิจัยมีข้อเสนอดังต่อไปนี้

1. ควรใช้ Nd: YAG laser ที่ให้แสงเลเซอร์เป็นแบบโพโลเซ็คกันพัลส์ หรือถ้าเป็นไปได้ก็ควรใช้ระบบเฟมโตเซ็คกันเลเซอร์ที่ให้แสงที่มีความกว้างของพัลส์แคบมาก (10^{-15} วินาที) ทั้งนี้ก็เพราะพิคเพาเวอร์ของแสงเลเซอร์ดังกล่าวจะมีค่าประมาณ 1 จิกาวัดต์ถึง 1 เทราวัตต์ ในระยะเวลาอันสั้น โดยจะทำให้เกิดความเสียหายแก่ผลึกน้อยมาก (Low Crystal Damage) และความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนที่เกิดขึ้นจะสูงมาก ซึ่งจะเป็นสภาวะการที่เหมาะสมในการศึกษาเกี่ยวกับมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ $I^R(2\omega) \rightarrow 0$ ทั้งนี้ที่สภาวะดังกล่าว จะทำให้การตรวจวัดสัญญาณ (Signal Detection) ทำได้ง่าย

2. ควรใช้ผลึก KDP เป็นตัวกลางนอนลิเนียร์ โดยเตรียมผลึกให้มีการวางตัวของผลึกสอดคล้องกับผลของการวิจัยเชิงทฤษฎี

3. ในด้านเทคนิคของการวัดความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนที่มีค่าน้อยมากนั้น ควรจะต้องมีความระมัดระวังและใช้เครื่องมือที่ละเอียดอ่อนเป็นพิเศษที่มีศักยภาพในการแยกความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนที่เกิดจากผลึก KDP ออกจากความเข้มของแสงเช็คกันฮาร์โมนิคนที่เกิดขึ้นเพราะแสง

เลเซอร์ไปตกกระทบวัตถุทางแสงต่างๆไปและสะท้อนแสงนั้นปะปนมาเข้าเครื่องมือตรวจวัด (Detector) ความเข้มแสงเช่นนี้เรียกว่า “spurious signal” ซึ่งไม่มีโพลาไรเซชันที่แน่นอน (Random Polarization) แต่สำหรับความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกที่เกิดจากการวางตัวของผลึกที่มีนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในระนาบของการหักเห (Plane of Refraction) จะมีโพลาไรเซชันที่แน่นอนเป็นไปตามทฤษฎี ดังนั้นจะทำให้ตรวจวัดได้ง่ายเมื่อเราใช้การตรวจที่มีการกำกับทิศทางโพลาไรเซชัน

เราสามารถสรุปผลการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ได้ว่าได้มีการศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Light) ตลอดจนการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ในการวางตัวตามลักษณะพิเศษของการวางตัวของผลึก (Specific Crystal Orientation) โดยเฉพาะได้มีการศึกษานั่นการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวทางสะท้อนกลับที่สภาวะมมตกกระทบวิกฤต ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้สอดคล้องกับผลการวิจัยเชิงทฤษฎีและปฏิบัติกับผลึก KDP ที่ได้มีการจัดวางผลึกในสภาวะที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันวางตัวในสภาวะที่ทำให้เกิดเฟสแมชชิงที่บริเวณผิวรอยต่อระหว่างตัวกลาง (Lee, Bhanthumnavin, 1976) โดยการวิจัยเชิงทฤษฎีสำหรับงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาเพิ่มเติมในกรณีที่ผลึก KDP มีการจัดวางตัวในสภาวะที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันอยู่ที่ผิวรอยต่อการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้ให้ส่วนที่เพิ่มเติมก็คือการพบปรากฏการณ์ ใหม่เป็นครั้งแรกสำหรับการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่สภาวะมมตกกระทบวิกฤต (ซึ่งเป็นการแสดงถึงความเป็นไปได้ในการที่ทำให้เกิด $I^R(2\omega) = 0$ ที่มมตกกระทบวิกฤต) ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้เป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นอย่างดีทุกประการ

บรรณานุกรม

บรรณานุกรม

- จุฑาณี พันธุมนาวิณ (2536) เลเซอร์ฟิสิกส์ หจก.เอกซ์เพรสมีเดีย : กรุงเทพฯ
- Abella, I.D., Kurnit, N.A. and Hartman, S.R. (1966) Photon echoes, **Phys.Rev.** 141 : 391
- Armstrong, J.A., Bloembergen, N., Ducuing, J. and Persham, P.S. (1962). Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. **Phys.Rev.** 127 : 1918.
- Basov, N.G., Vul, B.M. and Popov, Y.M. (1965). Quantum Mechanical semiconductor generators of electromagnetic Oscillations. **Soviet Phys. JETP.** 10.416.
- Bhanthumnavin, V. and Lee, C.H.(1990). Reflection And transmission in second harmonic generation of light in KDP crystal. **Microwave Opt.Technol. Lett.** 3 : 279
- Bhanthumnavin, V. and Ampole, N.(1990). Theoretical Prediction of Nonlinear Brewster Angle in ADP. **Microwave Opt. Technol. Lett.** 3 : 239.
- Bhanthumnavin, V. and Lee, C.H. (1994). Optical Second harmonic generation at total reflection in Potassium dihydrogen phosphate crystal, **Phys.Rev.A.** 50 : 2579.
- Bloembergen, N.(1956). Proposal for a new hyperfine Structure in the microwave spectrum of NH_3 **Phys. Rev.** 104 : 324
- Bloembergen, N., Pershan, P.S.(1964). Light waves at The boendary of nonlinear media. **Phys.Rev.**128 : 606
- Bleombergen, N., Simoni, H.J., and Lee, C.H.(1969). Total Reflection phenoncnna in second harmonic generation of light. **Phys. Rev.** 181 : 1261.
- Born, M. and Wolf, E. (1970). **Principle of optics.** Pergamon Press. 4th ed : London.
- Chaio, E., Garmire, E. and Townes, C.H.(1964) Self trapping of optical beams. **Phys.Rev.Lett.** 13 : 479
- Chang, R.K., Bloembergen, N.(1966). Experimental Verification of the Laws for the reflected Intensity, **Phys.Rev.** 144 : 775
- Demaria, A.J., Glenn, W.H., Brienza, M.J. And Mack, M.E.(1969). Picosecond laser Pulses, **Proceeding of IEEE.** 57 : 2
- Ducuing, J. and Bloembergen, N. (1963). Observation of reflected light harmonics at The boendary of piczoelectric crystals. **Phys.Rev.Lett.** 10 : 474
- Franken, P.A., Hill, A.E., Peters, C.W. and Weinrich, G. (1961).Generation of optical harmonics. **Phys.Rev.** 7 : 118
- Fork, R.L., Greens, B.I. and shank, C.V.Z1981) Generation of optical pulses sharter than 0.1

- Picosecond by colliding pulse mode locking *Appl. Phys. Lett.* 38 : 671
- Giordmaine, J.A.(1962). Mixing of light beams in Crystals. **Phys.Rev.Lett.** 8: 19 Hall, R.N., Fenner, G.E. and Kingsley, J.D.(1962) Coherent light emission from GaAs junctions. **Phys. Rev. Lett.** 9 : 366
- Hecht, E.(1987). **Optics**. Addison – Wesley Publishing Company : U.S.A
- Hellwarth, R.W.(1961). **Advances in Quantum Electronics**. Columbia University Press : New York.
- Hellwarth, R.W.(1966). **Lasers**. Marcel Dekker : New York.
- Kelly, P.L.(1965). Self focusing of optical beams. *Phys. Rev.Lett.* 15 : 1005.
- Kurnit, N.A., Abella, I.D., Hartman, S.R.(1964). Observation of a photon echo. **Phys.Rev. Lett.** 13 : 567
- Lee, C.H. and Bhanthumnavin, V.(1976). Observation Of Nonlinear Brewster Angle in KDP. *Opt. Comm.* 18 : 326
- Maimann, T.H.(1961). Stimulated optical Radiation in ruby. **Nature.** 187 : 493.
- Maker, P.D., Terhune, R.W., Nisenoff, M. and Savage, C.M.(1962). Effect of dispersion and focusing on the production of optical harmonics. **Phys.Rev.Lett.** 8 : 21
- Marvin, J.W.(1986). **CRC handbook of lasers Science and technology. III**. CRC Press:Florida.
- McCall, S.L. and Hahn, E.L.(1967). Self induced Transparency by pulsed coherent light. **Phys.Rev.Lett.** 18 : 908
- Nye, J.F.(1979). **Physical properties of crystals**. Oxford University press : London.
- Patel, C.K.N.(1964a). Interpretation of CO₂ Optical maser experiments. **Phys.Rev.Lett.** 12 : 588.
- Patel, C.K.N.(1964b). Continuous wave laser Action on vibration rotational transitions of O₂. **Phys Rev. A** : 1187
- Schaefer, F.P., Schlamdt, W. and Volze, J.(1966) Organic dye solution laser. **Appl. Phys. Lett.** 9 : 306
- Schalow, A.L. and Townes, C.H.(1958). Infrared And optical Maser. **Phys. Rev.** 112 : 1940
- Schank, C.V., Fork, R.L., Yen, R. and Toomlinson; W.J.(1982). Compression of Femto second Optical pulses. **Appl. Phys. Lett.** 40 : 761
- Sorokin, P.P. and Lankardt, J.R.(1966). Stimulated emission observed from an organic dye, Chloroaluminum phthalocyanine. **IBM J.Res.Develop.** 10 : 162
- Sorokin, P.P., Lankarat, J.R., Hammond, E.C. and Moruzzi, V.L. (1967). Stimulated emission from organic dyes : Experimental studies and analytical Cibaosuis, **IBM J.Rev. Develop.**

11 : 130

Vendeyen, J.T.(1955). **Laser electronics**. Prentice – Hall International : U.S.A

Yariv, A.(1989). **Quantum electronics**. John Wiley and Sons : Singapore

Zernik, Jr.(1964). Reflective indices of ammonium dihydrogen phosphate and Potassium dihydrogen phosphate between 2000°A and 1.5μ . **J.Opt.Soc.Am.** 54 : 1215

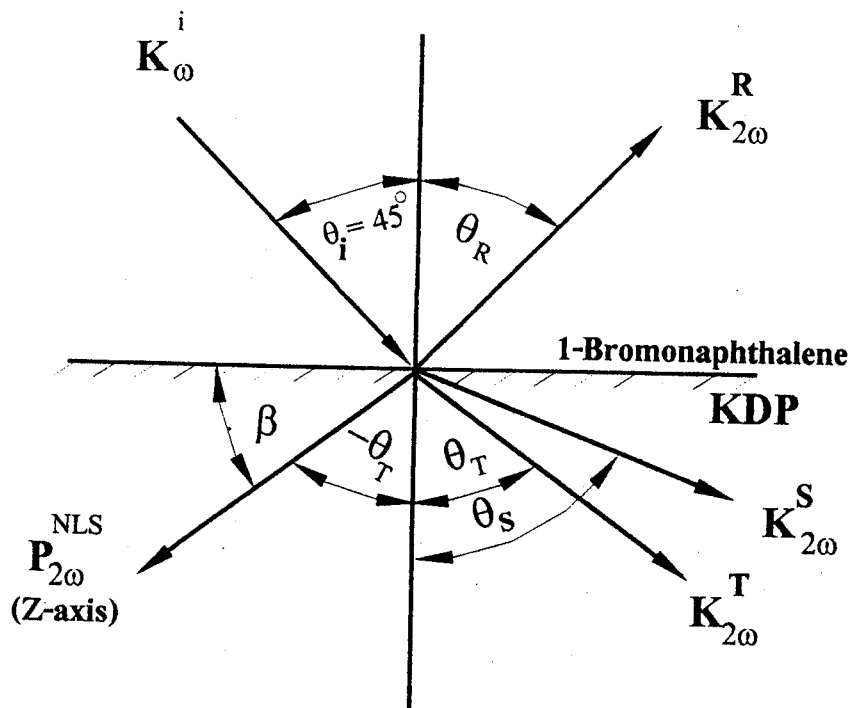
ภาคผนวก

ภาคผนวก

การคำนวณหาค่ามุม β ของการวางตัวของ $P_{2\omega}^{NLS}$
เพื่อที่จะทำให้เกิดมุมอนลิเนียร์ ที่ $\theta_i^{NL} = 45^\circ$

การคำนวณ

กำหนดให้ $P_{2\omega}^{NLS}$ ซึ่งอยู่ในแนวออปติก (z-axis) ทำมุม β° กับผิวตกกระทบของผลึก(ดูในรูป)



รูปแสดงการวางตัวของ $P_{2\omega}^{NLS}$ ที่ทำให้เกิดมุมอนลิเนียร์ $\theta_i^{NL} = 45^\circ$

จากรูปจะพบว่า

$$|-\theta_T| = \theta_T = 90^\circ - \beta \quad (1)$$

K_T จะทำมุม $\theta = 180^\circ - 2\beta$ กับแนวออปติก ดังนั้นจาก Snell's law เราจะได้

$$n_{liq}^\omega \sin 45^\circ = n_e^{2\omega} \sin \theta_T \quad (2)$$

จากสมการของ index of ellipsoid

$$\frac{1}{[n_e^{2\omega}(180^\circ - 2\beta)]^2} = \frac{\cos^2(180^\circ - 2\beta)}{(n_o^\omega)^2} + \frac{\sin^2(180^\circ - 2\beta)}{(n_e^{2\omega}(\pi/2))^2}$$

หาค่า $\sin^2 \theta_T$ จากสมการ (1) ได้

$$\sin^2 \theta_T = \frac{n_{liq}^2}{2} \left[\frac{1}{n_e^{2\omega}(180^\circ - 2\beta)} \right]^2 \quad (3)$$

แทนค่า β จากสมการ (1) ลงในสมการ (2) จะได้

$$\frac{1}{[n_e^{2\omega}(180^\circ - 2\beta)]^2} = \frac{\cos^2(2\theta_T)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(2\theta_T)}{n_e^2(\pi/2)} \quad (4)$$

จากสมการ (4) หาค่า $\sin^2 \theta_T$ และแทนค่าลงในสมการ (3) จะได้

$$\sin^2 \theta_T = \frac{n_{liq}^2}{2} \left[\frac{\cos^2(2\theta_T)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(2\theta_T)}{n_e^2(\pi/2)} \right] \quad (5)$$

เนื่องจาก $\cos 2\theta_T = 1 - 2\sin^2 \theta_T$ ดังนั้นสมการ (5) เราจะได้

$$\sin^2 \theta_T = \frac{n_{liq}^2}{2n_o^2 n_e^2(\pi/2)} \left[n_e^2(1 - 4\sin^2 \theta_T + 4\sin^4 \theta_T) + n_o^2 \sin^2(2\theta_T) \right] \quad (6)$$

เนื่องจาก

$$\sin^2(2\theta_T) = 4\sin^2 \theta_T - 4\sin^4 \theta_T \quad (7)$$

แทนค่า(7) ลงใน (6) จะได้

$$\sin^2 \theta_T = \frac{n_{liq}^2}{2n_o^2 n_e^2(\pi/2)} \left[n_e^2(1 - 4\sin^2 \theta_T + 4\sin^4 \theta_T) + n_o^2(4\sin^2 \theta_T - 4\sin^4 \theta_T) \right] \quad (8)$$

จัดเทอมใหม่ใน (8) จะได้

$$n_e^4 - 4n_e^2(\pi/2)\sin^2 \theta_T + 4n_e^2(\pi/2)\sin^4 \theta_T + 4n_o^2 \sin^2 \theta_T - 4n_o^2 \sin^4 \theta_T - \frac{2n_o^2 n_e^2(\pi/2)}{n_{liq}^2} \sin^2 \theta_T = 0 \quad (9)$$

กำหนดให้ $\sin \theta_T \equiv x$ จากสมการ (9) เราจะได้

$$x^4(4n_e^2(\pi/2) - 4n_o^2) + x^2(4n_o^2 - 4n_e^2(\pi/2)) - \frac{2n_o^2 n_e^2(\pi/2)}{n_{liq}^2} + n_e^2 = 0 \quad (10)$$

แทนค่า

$$\begin{aligned} n_e(\pi/2) &= 104708 \\ n_o &= 1.5130 \\ n_{liq} &= 1.6262 \end{aligned}$$

แก้สมการ (10) ซึ่งเป็น quadratic equation เราจะได้

$$\begin{aligned} x^2 &= 0.60962 \\ x &= 0.78078 \end{aligned}$$

ดังนั้น $\sin \theta_T \equiv x = 0.78078$ เราจะได้

$$\theta_T = 51.33^\circ \quad (11)$$

และได้

$$\beta = 90^\circ - 51.33^\circ$$

$$\beta = 38.67^\circ$$

(12)

เราจะได้การวางตัวของ $P_{2\omega}^{NLS}$ ที่จะทำมุม $\beta = 38.67^\circ$ กับผิวตกกระทบของผลึก การวางตัวของ $P_{2\omega}^{NLS}$ ในแนวนี้จะทำให้เกิดมุม $\theta_i^{NL} = 45^\circ$ นั่นก็คือที่ $\theta' = 45^\circ$ เราจะได้ $I_R^{2\omega} \rightarrow 0$ ซึ่งเป็นเงื่อนไขของมูนอนลิเนียร์

การทดสอบว่า $\beta = 38.67^\circ$ จะทำให้เกิดมูนอนลิเนียร์ $\theta_i^{NL} = 45^\circ$

จาก Snell's law

$$n_{liq} \sin \theta_i^{NL} = n_e^{2\omega}(2\theta_T) \sin \theta_T$$

ดังนั้น

$$\theta_i^{NL} = \sin^{-1} \left[\frac{n_e^{2\omega}(2\theta_T) \sin 51.33^\circ}{1.6262} \right] \quad (13)$$

เราทราบว่า $n_e^{2\omega}(2\theta_T) = n_e^{2\omega}(2 \times 51.33^\circ)$ โดยใช้สมการ index of ellipsoid โดยให้

$$2\theta_T = 102.66$$

เราจะได้

$$n_e^{2\omega}(2\theta_T) = 1.4727 \quad (14)$$

นำค่า $n_e^{2\omega}(2\theta_T)$ จากสมการ (14) ไปแทนในสมการ (13) เราจะได้

$$\theta_i^{NL} = \frac{1.4727 \times \sin(51.33^\circ)}{1.6262} = 45^\circ$$

$$\boxed{\theta_i^{NL} = 45^\circ}$$

ซึ่งเป็นจริง

A. // C++ program for the calculation of reflected SHI generated from KDP crystal (1064 nm)

with $\theta_i^{NL} = 45^\circ$ //

```
#include <iostream.h>
```

```
#include <math.h>
```

```
#include <iomanip.h>
```

```
#include <stdio.h>
```

```
#include <conio.h>
```

```
#include <complex.h>
```

```
complex nee(complex);
```

```
double ref(complex,complex);
```

```
int show(double, complex, double, int);
```

```
complex Oig;
```

```
void main()
```

```
float AngS, AngE, AngEE, Add;
```

```
complex OiD,OR,Os,OTT,SHI, Degg;
```

```
complex nE2, OT, OTD;
```

```
double x=0;
```

```
const float nO1w=1.4943;
```

```
const float nO2w=1.5130;
```

```
const float nE2w=1.4708;
```

```
const float nL1w=1.6262;
```

```
const float nL2w=1.6701;
```

```
const float Pi=3.1415927;
```

```
complex O_s, Oi;
```

```
clrscr();
```

```
FILE *stream;
```

```
FILE *index;
```

```
stream=fopen("SHI45.txt","w+");
```

```

index=fopen("KDP_0n.txt", "w+");
cout << "\n\nTransmitted Angle: Starting "; cin >> AngS;
cout << "Transmitted Angle: Ending "; cin >> AngE;
cout << "Transmitted Angle : Increasing ";cin >> Add;
cout << endl << setw(10)<< " Inci(deg) ";
cout << setw(12) << " index of KDP";
cout << setw(15) << " reflected of SHI" << endl;
OTD = AngS;
AngEE = AngE;
int i=0;
while(imag(OTD) >= 90-AngEE) {
    OT=OTD*Pi/180;
    nE2=nee(OT);
    SHI = ref(OT, nE2);
    Degg = real(abs(Oig)*180/Pi);
    fprintf(stream, "%6.31f\t%15.81g\n", real(Degg), real(SHI));
    fprintf(index, "%7.6lf, %7.31f\n", nE2, Degg);
    i = show(real(Degg), nE2, real(SHI), i);
    if(real(OTD)<90)
    {
        if(real(OTD) == 89) OTD+=0.0001;
        else OTD+=Add;
    }
    else {
        if(imag(OTD) > -1) x-=0.0001;
        else x=Add;
        OTD=complex(90, x);
    }
}
fclose(stream);

```

```

fclose(index);
cout << "Completely Calculating";
getch();
}

complex nee(complex OT)
{
    complex O_s,ss, xx;
    const float nL1w= 1.6262;
    const float nO2w = 1.5130;
    const float nE2w = 1.4708;
    const float nO1w = 1.4943;
    const float pii =3.1415927;
    xx=1/sqrt(pow(cos(51.332*pii/180+OT),2)/(nO2w*nO2w)+pow(sin
(51.332*pii/180+OT),2)/(nE2w*nE2w));
    complex nE2 = abs(xx);
    return nE2;
}

double ref(complex O_t, complex nE2)
{
    complex tt;
    const float Piii=3.1415927;
    const float nO1w=1.4943;
    const float nL1w=1.6262;
    const float nL2w=1.6701;

    complex ii=nE2*sin(O_t)/nL1w;
    complex Oi=asin(ii);
    Oig = real(abs(Oi));
}

```

```

Oi = Oig;
complex OR=asin(nL1w*sin(Oi)/nL2w);
complex ss = nL1w*sin(Oi)/nO1w;
complex O_s = asin(ss);
complex crit_w=asin(nO1w/nL1w);
complex FLm =2*cos(Oi)/((sin(crit_w)*cos(O_s))+cos(Oi));
complex FNLm=(sin(O_s)*sin(O_t)*sin(O_t)*sin(O_t+ (308.668*Piii/180)))/
              (sin(OR)*sin(O_t+OR)*cos(O_t-OR)*sin(O_t+O_s));
double Ir = real(abs(pow(abs(FLm), 4.0)*pow(abs(FNLm), 2.0)*cos(OR)/cos(Oi)));
return Ir;
}

```

```

int show(double Degg, complex nE2, double SHI, int i)

```

```

{
    printf("%8.3lf |", Degg);
    printf("%10.6lf |", real(nE2));
    printf("%15.8lg \n",SHI);
    if(i>20)
    { i=0;
      getch();
    }
    i++;
    return i;
}

```

B. // C++ program for the calculation of reflected SHI generated from KDP crystal (1064 nm)

with P^{NLS} inclining at 90° from the interface //

```
#include <iostream.h>
```

```
#include <math.h>
```

```
#include <iomanip.h>
```

```
#include <stdio.h>
```

```
#include <conio.h>
```

```
#include <complex.h>
```

```
complex nee(complex);
```

```
double reff(complex,complex);
```

```
int show(double, complex, double, int);
```

```
complex Oig;
```

```
void main()
```

```
{
```

```
    float AngS, AngE, AngEE, Add;
```

```
    complex OiD,OR,Os,OTT,SHI, Degg;
```

```
    complex nE2, OT, OTD;
```

```
    double x=0;
```

```
    const float nO1w=1.4943;
```

```
    const float nO2w=1.5130;
```

```
    const float nE2w=1.4708;
```

```
    const float nL1w=1.6262;
```

```
    const float nL2w=1.6701;
```

```
    const float Pi=3.1415927;
```

```
    complex O_s, Oi;
```

```
    clrscr();
```

```
    FILE *stream;
```

```
    FILE *index;
```

```
    stream=fopen("SHI3.txt","w+");
```

```

index=fopen("nKDP.txt", "w+");
cout << "\n\nTransmitted Angle: Starting "; cin >> AngS;
cout << "Transmitted Angle: Ending "; cin >> AngE;
cout << "Transmitted Angle : Increasing ";cin >> Add;
cout << endl << setw(10)<< " Inci(deg) ";
cout << setw(12) << " index of KDP";
cout << setw(15) << " reflected SHI" << endl;
OTD = AngS;
AngEE = AngE;
int i=0;
while(imag(OTD) >= 90-AngEE) {
    OT=OTD*Pi/180;
    nE2=nec(OT);
    SHI = ref(OT, nE2);
    Degg = real(abs(Oig)*180/Pi);
    fprintf(stream, "%6.31f\t%15.8lg\n", real(Degg), real(SHI));
    fprintf(index, "%7.6lf, %7.31f\n", nE2, Degg);
    i = show(real(Degg), nE2, real(SHI), i);
    if(real(OTD)<90)
    {
        if(real(OTD) == 89) OTD+=0.0001;
        else OTD+=Add;
    }
    else {
        if(imag(OTD) > -1) x-=0.0001;
        else x-=Add;
        OTD=complex(90, x);
    }
}
fclose(stream);

```



```

    fclose(index);
    cout << "Completely Calculating";
    getch();
}

complex nee(complex OT)
{
    complex O_s,ss, xx;
    const float nL1w= 1.6262;
    const float nO2w = 1.5130;
    const float nE2w = 1.4708;
    const float nO1w = 1.4943;
    const float pii =3.1415927;
    xx=1/sqrt(pow(cos(90.00*pii/180+OT),2)/(nO2w*nO2w)+pow(sin
(90.00*pii/180+OT),2)/(nE2w*nE2w));
    complex nE2 = abs(xx);
    return nE2;
}

double ref(complex O_t, complex nE2)
{
    complex tt;
    const float Piii=3.1415927;
    const float nO1w=1.4943;
    const float nL1w=1.6262;
    const float nL2w=1.6701;
    complex ii=nE2*sin(O_t)/nL1w;
    complex Oi=asin(ii);
    Oig = real(abs(Oi));
    Oi = Oig;
}

```

```

complex OR=asin(nL1w*sin(Oi)/nL2w);
complex ss = nL1w*sin(Oi)/nO1w;
complex O_s = asin(ss);
complex crit_w=asin(nO1w/nL1w);
complex FLm = 2*cos(Oi)/((sin(crit_w)*cos(O_s))+cos(Oi));
complex FNLm = (sin(O_s)*sin(O_t)*sin(O_t)*sin(O_t+(270.00*Piii/180)))/
               (sin(OR)*sin(O_t+OR)*cos(O_t-OR)*sin(O_t+O_s));
double Ir = real(abs(pow(abs(FLm), 4.0)*pow(abs(FNLm), 2.0)*cos(OR)/cos(Oi)));
return Ir;
}

```

```

int show(double Degg, complex nE2, double SHI, int i)

```

```

{
    printf("%8.3lf |", Degg);
    printf("%10.6lf |", real(nE2));
    printf("%15.8lg \n",SHI);
    if(i>20)
    { i=0;
      getch();
    }
    i++;
    return i;
}

```


- **The First Sawar Razmi Prize** ด้านการพัฒนาและเผยแพร่ความรู้ทางด้าน Laser และ Optics จาก
International Center for Theoretical Physics (ICTP)
UNESCO/IAEA, Trieste, Italy ค.ศ. 1991

ดำรงตำแหน่งคณบดีคนแรกของสำนักวิชาวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี
นครราชสีมา

ปัจจุบันดำรงตำแหน่งหัวหน้าสาขาวิชาเทคโนโลยีเลเซอร์และโฟตอนิกส์ สำนักวิชาวิทยาศาสตร์
มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี นครราชสีมา

ที่อยู่ปัจจุบัน 26 ถนนเสรี หมู่บ้านเสรี 1 แขวงหัวหมาก เขตบางกะปิ กรุงเทพฯ 10250 โทรศัพท์ 02-
7190207 โทรสาร 02-3196875