



รายงานการวิจัย

การศึกษาการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบตั้งฉากและ
มุมตกกระทบวิกฤตของแสงเลเซอร์ที่ผลึกแอมโมเนียมไดไฮโดรเจน
ฟอสเฟต

**The Study of Nonlinear Brewster Angle at Normal and Critical
Incident Angles of Laser Light on Ammonium Dihydrogen
Phosphate (ADP) Crystal**

คณะผู้วิจัย

หัวหน้าโครงการ

ศาสตราจารย์ ดร. วุฑฒิ พันธมนาวิน
สาขาเทคโนโลยีเลเซอร์และโฟตอนิกส์
สำนักวิชาวิทยาศาสตร์

ได้รับทุนอุดหนุนการวิจัยจากมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ปีงบประมาณ 2543

ผลงานวิจัยเป็นความรับผิดชอบของหัวหน้าโครงการวิจัยแต่เพียงผู้เดียว

สิงหาคม 2543

กิตติกรรมประกาศ

ผู้ดำเนินการวิจัยขอขอบพระคุณเป็นอย่างสูงต่อมหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี ที่ได้เล็งเห็นความสำคัญให้การสนับสนุนในการวิจัยและพัฒนาด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยีขั้นสูง โดยได้มอบทุนอุดหนุนการวิจัยแก่ผู้วิจัย ประจำปีพ.ศ. 2543 เป็นจำนวนเงินทั้งสิ้น 100,000 บาท (หนึ่งแสนบาทถ้วน) จนทำให้การวิจัยสำเร็จลงด้วยดี

ผู้วิจัยขอขอบพระคุณ สาขาวิชาเทคโนโลยีเลเซอร์และโฟตอนิกส์ มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารีที่ได้ให้การสนับสนุนจนรายงานนี้สำเร็จได้ด้วยดี ผู้วิจัยขอขอบคุณไว้ ณ ที่นี้เป็นอย่างยิ่ง

(ศาสตราจารย์ ดร. วุฑฒิ พันธมนาวิน)

หัวหน้าโครงการวิจัย

สิงหาคม 2543

บทคัดย่อ

การวิจัยเชิงทฤษฎีนี้เป็นการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิก (Second Harmonic Generation, SHG) โดยใช้ทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan จากผลึกเอดีพี ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, ADP) ที่วางตัวอยู่ในของเหลว 1-Bromonaphthalene ทั้งนี้ได้ใช้แสงเลเซอร์ที่มีพัลส์วิดธ์ที่แคบมากและมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ของผลึกในการวิจัยนี้ได้มีการศึกษาเกี่ยวกับการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflection) ที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) แต่ในการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้เราได้พบเป็นครั้งแรกว่าในสภาวะมุมตกกระทบวิกฤตนั้น เราสามารถทำให้มีค่าเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิกน้อยที่สุด (Null Intensity) $I^R(2\omega) = 0$ ที่มุมตกกระทบวิกฤตโดยจัดให้มีการวางตัวของนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน P^{NLS} ในแนวขนานกับผิวของผลึกและนอกจากนี้ยังพบการเกิดมุมนอนลิเนียร์เมื่อแสงเลเซอร์พุ่งตกกระทบตั้งฉากกับผิวตกกระทบของผลึก ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีกรณีนี้สอดคล้องเป็นอย่างดีกับการวิจัยเคดึพีที่ได้เผยแพร่แล้วในทฤษฎีและมีการทดลองสนับสนุนของผลึก ADP ที่มีการวางตัวของผลึกและแสงตกกระทบมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าเช่นเดียวกัน

Abstract

Theoretical investigation of second harmonic generation (SGH) from Ammonium Dihydrogen Phosphate, ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, ADP) using ultrashort pulsed laser as an incident beam was performed basing on Bloembergen and Pershan Theory. The intensity of reflected second harmonic light generated from ADP crystal immersed in an optically denser fluid 1-Bromonaphthalene have been calculated as function of incidence angle θ_i of the incident beam of the laser. It is for the first time that Nonlinear Brewster Angles are predicted to be occurred at normal and critical incident angles. The laser pulses have the polarization in $[1\bar{1}0]$ direction with respect to ADP crystallographic axes. The theoretical study agrees very well to as to the previous experimental case of KDP having similar crystal orientation and the same polarization of electric field of the incident laser.

สารบัญเรื่อง

	หน้า
กิตติกรรมประกาศ	ก
บทคัดย่อภาษาไทย	ข
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	ค
สารบัญเรื่อง	ง
สารบัญภาพ	ฉ
คำอธิบายสัญลักษณ์	ช
บทที่ 1 บทนำ (Introduction)	1
1.1 การเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Generation)	3
1.2 วัสดุประสงค์	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 เอดีพี (Preparation for Theoretical Study of Second Harmonic Generation in ADP)	17
3.1 บทนำ	17
3.2 ผลึก (Crystal)	17
3.3 สารละลายวันโบรโมเน็บตาลน (Denser Fluid 1-Bromonaphthalene)	18
3.4 การศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan	19
3.5 คอมพิวเตอร์โปรแกรม	20

	หน้า
บทที่ 4 ผลการศึกษาเชิงทฤษฎีการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Result of Reflected Second Harmonic Generation under Theoretical Study)	25
4.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)	25
4.1.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ของ ADP ที่มุมตกกระทบ ทำมุม $\theta_i = 0^\circ$	25
4.1.2 การเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบวิกฤต (Nonlinear Brewster Angle at Total Reflection)	27
บทที่ 5 ข้อเสนอแนะและข้อสรุป (Discussion and Conclusion)	30
เอกสารอ้างอิง	33
ภาคผนวก	37
ภาคผนวก ก	38
ภาคผนวก ข	

สารบัญภาพ

รูปที่	หน้า
2.1 แสดงคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าและทิศทางการเคลื่อนที่ของลำแสงเลเซอร์ ที่ความถี่ ω และแสงเช็คกันฮาร์โมนิคความถี่ 2ω ที่บริเวณผิวรอยต่อ ระหว่าง vacuum และ ADP	7
2.2 แสดงความสัมพันธ์ของแสงเช็คกันฮาร์โมนิคกรณี $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่บนระนาบหักเหและทำมุม α กับทิศทางการเคลื่อนที่ของ $\vec{k}^s(2\omega)$	9
2.3 แสดงทิศทางการเคลื่อนที่ของลำแสงฮาร์โมนิคบริเวณผิวรอยต่อระหว่าง 1-Bromonaphthalene และ ADP โดยลำแสงหลักในแนวผ่าน $\vec{k}^i(\omega)$ มี ทิศทางเดียวกับลำแสงเช็คกันฮาร์โมนิคอินโฮโมจีเนียสในแนวส่งผ่าน $\vec{k}^s(2\omega)$	12
2.4 แสดงสภาวะการเกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เมื่อ \vec{k}^{-T} อยู่ในทิศทาง ขนานกับทิศทางของ $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$	16
3.1 แสดงขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมคำนวณค่าความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิค	21
3.2 แสดงส่วนประกอบและขั้นตอนของขบวนการคำนวณ (Computing Process)	22
4.1 แสดงความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนเมื่ออนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ ตั้งฉากกับผิวตกกระทบเกิด มูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ $\theta_i^{NL} = 0$ ที่มุมตกกระทบ $\theta_i = 0^\circ$	26
4.2 แสดงความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected SHI) เมื่ออนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ที่ผิวตกกระทบของ ADP และพบว่าเกิดมูม θ_i^{NL} นอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับหมด ที่ $\theta_i = 69.82^\circ$	28

คำอธิบายสัญลักษณ์

A	= พื้นที่ด้านแสงตกกระทบบที่ผิวรอยต่อ
\hat{a}	= เวกเตอร์หนึ่งหน่วยในแนว face normal
d	= นอนลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตี้ใน 2 dimension
dd	= ผลคูณของขนาดความกว้างและความยาวของสไลด์
\vec{E}	= สนามไฟฟ้า
\vec{E}_2^R	= สนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นสะท้อนที่ความถี่ 2ω
\vec{E}_1^t	= สนามไฟฟ้าตกกระทบบที่ความถี่ ω_1
\vec{E}_2^t	= สนามไฟฟ้าตกกระทบบที่ความถี่ ω_2
\vec{E}_2^T	= สนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นส่งผ่านที่ความถี่ 2ω
\hat{e}_R	= เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน
\hat{e}_T	= เวกเตอร์หนึ่งหน่วยของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน
$F(x)$	= แรงที่กระทำต่ออิเล็กตรอนที่ตำแหน่ง x
F_T^L	= ลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์
$F_{T,\perp}^L$	= ลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ในกรณีที่สนามไฟฟ้าตกกระทบบอยู่ในระนาบตั้งฉากกับระนาบตกกระทบบ
F^{NL}	= นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์
F_{\perp}^{NL}	= นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ ในกรณีที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันตั้งฉากกับระนาบหักเห
$F_{//}^{NL}$	= นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ ในกรณีที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันอยู่ในระนาบหักเห
$F_{R,S,T}^{NL}$	= นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแฟกเตอร์ สำหรับแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน(R) ส่งผ่านในแนวทางของคลื่นอินโฮโมจีเนียส(S) และโฮโมจีเนียส(T) ตามลำดับ โดยที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันอยู่ในระนาบหักเห
\vec{H}	= สนามแม่เหล็ก
\vec{H}_2^R	= สนามแม่เหล็กเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นสะท้อนที่ความถี่ 2ω
\vec{H}_2^T	= สนามแม่เหล็กเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวคลื่นส่งผ่านที่ความถี่ 2ω
$I^{R,S,T}(2\omega)$	= ความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน(R) หักเหในแนวทางของคลื่นส่งผ่านแบบอินโฮโมจีเนียส(S) และโฮโมจีเนียส(T) ตามลำดับ

\vec{k}^i	= เวกเตอร์ของลำแสงตกกระทบในแนวส่งผ่าน
\vec{k}^s	= เวกเตอร์ของ source term
\vec{k}^T	= เวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน
\vec{k}^R	= เวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน
$\vec{k}_1(\omega)$	= ทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเลเซอร์ในเนื้อวัตถุ
$\vec{k}_2(2\omega)$	= 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_{ijk}	= 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
\mathcal{E}_2^R	= แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน
\mathcal{E}_2^S	= แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวส่งผ่าน
θ_i	= มุมตกกระทบ
θ_1^N	= มุมตกกระทบนอนลิเนียร์บริวสเตอร์

- θ_i^m = มุมตกกระทบที่สภาวะของเฟสแมชชิง
- θ_m = มุมเฟสแมชชิงที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก กรณีของโคลิเนียร์เฟสแมชชิง
- ϕ_m = มุมเฟสแมชชิงที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก กรณีของนอนโคลิเนียร์เฟสแมชชิง
- θ_{cr} = มุมวิกฤต
- θ_s = มุมที่แสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวส่งผ่านของคลื่นอินโฮโมจีเนียส (\vec{k}^s) กระทบกับ normal vector
- θ_R = มุมที่แสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (\vec{k}^R) ที่กระทบกับ normal vector
- θ_T = มุมที่แสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวส่งผ่านของคลื่นโฮโมจีเนียส (\vec{k}^T) ที่กระทบกับ normal vector

บทที่ 1

บทนำ

การประดิษฐ์เครื่องเลเซอร์ (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, LASER) ได้สำเร็จเป็นครั้งแรกโดย Maiman (1960) ยังผลให้นักวิทยาศาสตร์ได้มีแหล่งกำเนิดแสงที่บริสุทธิ์เท่าที่จะสามารถทำขึ้นได้มาใช้ในการวิจัยและพัฒนา แสงบริสุทธิ์เลเซอร์ถูกผลิตขึ้นเป็นครั้งแรกโดยใช้ผลึกรูบี้ (Ruby, Al_2O_3) เป็นแสงเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่น 694.3 nm แสงบริสุทธิ์ที่ได้จากเลเซอร์ในครั้งนั้นเป็นแสงที่นอกจากจะมีความยาวคลื่นและความถี่เดียว (Monochromatic Light) แล้ว ยังมีกำลัง (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 ขึ้นไปและแสงจะต้องบริสุทธิ์เป็นแบบโมนโคโรเมติก ภายหลังจากที่ได้มีการประดิษฐ์รูบี้เลเซอร์ได้สำเร็จเป็นเลเซอร์เครื่องแรก (Maiman, 1960) โดยอาศัยการขึ้นาและผลงานในอดีตเกี่ยวกับเมเซอร์ (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation, MASER) โดย Shawlow และ Townes (1958) และทฤษฎีเกี่ยวกับออปติกเมเซอร์ (Optical Maser) ของ Bloembergen (1956) ต่อมาในปีค.ศ. 1961 Franken Hill Peters และ Weinreich (1960) ได้ใช้รูบี้เลเซอร์ ซึ่งขณะนั้นได้ให้แสงเลเซอร์แบบฟรีรันนิ่ง (Free Running) โดยไม่เป็นแบบควิวิตซ์ (Q-Switched) โฟกัสไปยังแผ่นควอทซ์ (Quartz) และได้พบว่าสามารถทำให้เกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิก (Second Harmonic Light) ที่มีความถี่เป็น 2 เท่าของความถี่ของแสงรูบี้เลเซอร์ กล่าวคือแสงเช็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นจากแผ่นควอทซ์จะมีความยาวคลื่นเท่ากับ 397.15 nm ซึ่งอยู่ในย่านไวโอเล็ต อย่างไรก็ตามในการผลิตแสงเช็คกันฮาร์โมนิกครั้งแรกนี้ประสิทธิภาพในการผลิตแสงเช็คกันฮาร์โมนิกมีเพียง 10^{-8} แต่ก็สามารถให้ความเข้มแสงเพียงพอที่จะสามารถสังเกตได้จากการเกิดรอยดำบนแผ่นฟิล์ม ปรากฏการณ์ดังกล่าวนี้บ่งชี้ได้ว่า Franken และคณะ (1960) เป็นผู้เปิดทางแขนงวิชาใหม่เกี่ยวกับนอนลิเนียร์ออปติกเป็นครั้งแรกและต่อมาก็มีการใช้แสงเลเซอร์เป็นตัวกระตุ้นให้เกิดปรากฏการณ์ต่างๆ อาทิเช่น การพบปรากฏการณ์โฟตอนเอ็คโค (Photon Echo) โดย Kurnit Abella และ Hartman (1964) ซึ่งใช้รูบี้เลเซอร์เป็นตัวกระตุ้นให้เกิดปรากฏการณ์ด้วยเหตุการณเหล่านี้ทำให้นักวิทยาศาสตร์ได้หันความสนใจมาทำการศึกษาทางด้านนอนลิเนียร์ออปติก อย่างมากโดยใช้

เลเซอร์ศึกษาปรากฏการณ์ต่าง ๆ ทางนอนลิเนียร์ออฟติค ซึ่งในเวลาต่อมาได้มีการปรับปรุงประสิทธิภาพในการผลิตแสงเช้คกันฮาร์โมนิคให้สูงขึ้นโดย Maker Terhune Nisenoff และ Savage (1962) Giordmaine (1962) ในระยะเวลาต่อมาได้มีการศึกษาพัฒนาระบบเลเซอร์ต่าง ๆ ที่ให้ช่วงความยาวคลื่นเดี่ยวออกมาเช่น ได้มีการประดิษฐ์คาร์บอนไดออกไซด์เลเซอร์ (CO₂ Laser) สำเร็จเป็นครั้งแรกที่ความยาวคลื่น 10.6 nm โดย Patel (1964a,1964b) เวลาต่อมา Sorokin และคณะ (1966,1967) ที่บริษัทไอบีเอ็มประเทศสหรัฐอเมริกาและ Schäfer และคณะ (1966) ที่มหาวิทยาลัยมาเบิร์ก (Marburg University) ประเทศเยอรมันต่างก็ได้ค้นพบเลเซอร์ของเหลว (Liquid Laser) ที่เรียกว่าดาเยเลเซอร์ (Dye Laser) ในเวลาใกล้เคียงกัน และเป็นครั้งแรกที่สามารถผลิตแสงเลเซอร์ที่สามารถเปลี่ยนความยาวคลื่นของแสงเลเซอร์ (Tunable Wave Length) ได้สำเร็จเป็นผลให้มีการศึกษานอนลิเนียร์ออฟติคได้อย่างกว้างขวางในช่วงคลื่นต่าง ๆ นับว่าเป็นการเปิดกว้างสำหรับการศึกษานอนลิเนียร์ออฟติคได้อีกครั้งหนึ่ง Hall และคณะ (1964) ประสบผลสำเร็จในการผลิตเซมิคอนดักเตอร์เลเซอร์ (Semiconductor Laser) เป็นครั้งแรกในระยะเวลาใกล้เคียงกันที่ประเทศสหภาพโซเวียต Basov Vul และ Popov (1965) ได้ตั้งทฤษฎีเกี่ยวกับการเกิดแสงเลเซอร์จากสารกึ่งตัว Hellwarth (1966,1967) ได้ประสบผลสำเร็จในการประดิษฐ์คิดค้นดัดแปลงแสงจากระบบรูบี้เลเซอร์ซึ่งปลดปล่อยแบบพัลส์หนึ่งให้เป็นแสงที่ปลดปล่อยออกมาเป็นช่วงแบบ Giant pulse ซึ่งต่อมาเรียกว่าคิวสวิตช์พัลส์ (Q-Switched Pulse) จึงทำให้นักวิทยาศาสตร์สามารถนำคิวสวิตช์เลเซอร์พัลส์ (Q-switched Laser Pulse) ไปศึกษาปรากฏการณ์นอนลิเนียร์-ออฟติคได้อย่างกว้างขวางออกไปอีก อาทิเช่น การศึกษา self induce transparency โดย McCall และ Hahn (1967) และ self focusing โดย Chiao Garmire และ Townes (1964) และโดย Kelley (1965) และได้มีการพยายามศึกษาแสงให้มีความกว้างของพัลส์แคบในระดับพิโคเซคกัน (Picosecond) 10⁻¹² วินาที โดย Demaria Glenn Brienza และ Mack (1969) ต่อมา Shank และคณะ (1981,1982) ที่มหาวิทยาลัย Stanford ในปีค.ศ. 1982 สามารถพัฒนาแสงเลเซอร์ที่มีความกว้างของพัลส์ในระดับเฟมโตเซคกัน (Femtosecond) 10⁻¹⁵ วินาที ได้เป็นผลสำเร็จ

จากการประดิษฐ์แหล่งกำเนิดแสงที่เรียกว่าเลเซอร์และพัฒนากำเนิดแสงเลเซอร์แบบพัลส์ (Laser Pulse) ที่มีพีคเพาเวอร์สูงระดับกิกาวัตต์ (gigawatt, GW) และความกว้างของพัลส์ในระดับเฟมโตเซคกัน จึงเป็นแรงจูงใจให้มีการศึกษาปรากฏการณ์นอนลิเนียร์ออฟติค ในของแข็งของเหลว และก๊าซอย่างมากมาย ซึ่งการศึกษานี้จะทำให้เข้าใจถึงโครงสร้างของการกระจายของอิเล็กตรอน (Electron Distribution) ในอะตอมผลึกและการศึกษาไดโพลโมเมนต์ (Dipole Moment) ตลอดจนการวางตัวในโมเลกุลใหญ่ทางเคมีได้ละเอียดชัดเจนยิ่งขึ้น ในการศึกษาคุณสมบัติพื้นฐานของสารประกอบของธาตุต่างๆ จะเห็นว่าด้านหนึ่งได้มาจากการศึกษาการเกิดแสงเช้คกันฮาร์โมนิคจากสารประกอบนั้น ๆ ซึ่งในงานวิจัยนี้ได้มีการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช้คกันฮาร์โมนิค

จากผลึกแอมโมเนียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต หรือเรียกว่าผลึก ADP (Ammonium Dihydrogen Phosphate, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$) โดยใช้แสงเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่น 1000 nm เป็นลำแสงตกกระทบ (Incident Light) โดยที่แสงเลเซอร์นี้เป็นแสงเลเซอร์ในรูปแบบควิวิตซ์พัลส์ หรือ พิคโอเซคกันพัลส์ หรือ อาจจะใช้เทคนิคแบบ pulse compression ทำแสงเลเซอร์ดังกล่าวให้เป็น subpicosecond pulse ก็ได้ การศึกษาเชิงทฤษฎีดังกล่าวนี้ได้อาศัยทฤษฎีการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่ได้ตั้งโดย Bloembergen และ Pershan (1962) เป็นทฤษฎีหลักในการทำนายเชิงทฤษฎีในการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก และได้มีผู้ทดสอบเชิงปฏิบัติในแง่มุมต่าง ๆ ซึ่งได้ผลสอดคล้องเป็นอย่างดี ดิตลอคมา (Ducuing, Bloembergen 1963), (Chang, Bloembegen 1966), (Bloembergen, Simon and Lee, 1969), (Lee, Bhanthumnavin 1976), (Bhanthumnavin, Ampole, 1990) ทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan (1962) เป็นผลงานหลักอันหนึ่งที่ทำเป็นผลให้ในเวลาต่อมา Bloembergen ได้รับรางวัลโนเบลสาขาฟิสิกส์ในปี ค.ศ. 1981

1.1 การเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Generation)

Ducuing และ Bloembergen (1963) ได้ทำการทดลองผลิตแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนสำเร็จเป็นครั้งแรกเมื่อโดยใช้รูบี้เลเซอร์ส่องไปยังผลึก GaAs โดยทิศทางของลำแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นเป็นไปตามกฎของสเนล (Generalized Snell's Law) ซึ่งได้ตั้งขึ้นมาใช้กับกรณีที่เป็นนอนลิเนียร์ออฟติกโดย Bloembergen และ Pershan ได้มีการใช้ค่าดัชนีหักเหที่ค่าความถี่ของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกทำให้เป็นแนวทางในการขยายขอบเขตของการใช้ กฎของสเนลครอบคลุมนอกเหนือไปจากค่าของลิเนียร์ออฟติก และลำแสงในแนวสะท้อนที่เกิดขึ้นแปรเปลี่ยนสัมพันธ์กับค่ามุมตกกระทบของแสงรูบี้เลเซอร์และนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ (Nonlinear Polarization) ในผลึก GaAs ต่อมา Chang และ Bloembergen (1966) ประสบผลสำเร็จเป็นครั้งแรกในการทำให้เกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) โดยใช้แสงจาก Raman laser ที่ความยาวคลื่น 970 nm ส่องไปยังผลึก GaAs แต่เนื่องจาก GaAs มีค่า nonlinear susceptibility χ_{ijk} เป็นเลขเชิงซ้อน จึงทำให้ปรากฏการณ์ความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เกิดขึ้นไม่ชัดเจนนักแต่พอสังเกตได้ ซึ่งต่อมา Lee และ Bhanthumnavin (1976) ได้ประสบผลสำเร็จเป็นครั้งแรกในการแสดงให้เห็นอย่างเด่นชัดว่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนมีค่าเข้าใกล้ศูนย์ที่มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์โดยใช้ Nd:Glass Laser ส่องกระทบผลึก ADP ไปรับแสงในช่วงคลื่นเลเซอร์ตกกระทบและคลื่นแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกนอกจากนี้ Bhanthumnavin และ Ampole (1990) ได้ทำการวิเคราะห์เชิงทฤษฎีของการเกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์สำหรับผลึก Ammonium Dihydrogen Phosphate (ADP) การวิจัยเกี่ยวกับแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในแนวทางสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) ได้กระทำเป็นครั้งแรกโดย Bloembergen

Simon และ Lee (1967) และต่อมาโดย Bhanthumnavin และ Lee (1976,1990,1994) พบว่าเป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen ทุกประการ

1.2 วัตถุประสงค์

การวิจัยนี้มีวัตถุประสงค์เพื่อศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนโดยมีการศึกษาเพิ่มเติมในบริเวณที่มุมตกกระทบวิกฤต (Critical Angle) เพื่อศึกษาการเกิดมมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle) จากผลึกแอมโมเนียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต (ADP) โดยใช้แสงเลเซอร์ที่เป็นแบบ คิวสวิตช์พัลส์ (Q-Switched Pulse) หรือพิโคเช็คกันพัลส์ (Picosecond Pulse) เลเซอร์ ที่ให้ความยาวคลื่นแสงเลเซอร์ $\lambda = 1000 \text{ nm}$

บทที่ 2

ทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Theory of Reflected Second Harmonic Generation)

2.1 คลื่นแสงเช็คกันฮาร์โมนิก

ทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนเป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan ซึ่งได้เป็นที่ยอมรับอย่างแพร่หลาย ทฤษฎีนี้ได้คำนึงว่าเลเซอร์ที่ใช้มีความเข้มสูง มีจำนวนโฟตอนในลำแสงมาก ดังนั้นจึงสามารถเขียนทฤษฎีออกมาเป็นแบบ Semiclassical approach คือใช้สมการแมกซ์เวลล์ (Maxwell Equations) เป็นตัวแสดงพฤติกรรมของคลื่นแสงเลเซอร์และแสงเช็คกันฮาร์โมนิก สมการแมกซ์เวลล์เขียนได้ดังนี้

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

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

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

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

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

โพลาริเซชัน \vec{P} ประกอบด้วยส่วนลิเนียร์โพลาริเซชัน และนอนลิเนียร์โพลาริเซชัน \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

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

สำหรับคลื่นอนเซ็นโตริมเมตริกที่มีคุณสมบัติไม่นำไฟฟ้า ϵ เป็นสเกลาร์และโดยที่ $\mu=1$ เราสามารถเขียนสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของเช็คกันฮาร์โมนิกได้ดังนี้

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

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

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 $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ทำหน้าที่เป็นตัวการที่ทำให้เกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคซึ่งจะได้แสดงรายละเอียดในคอนต่อไป

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

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

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

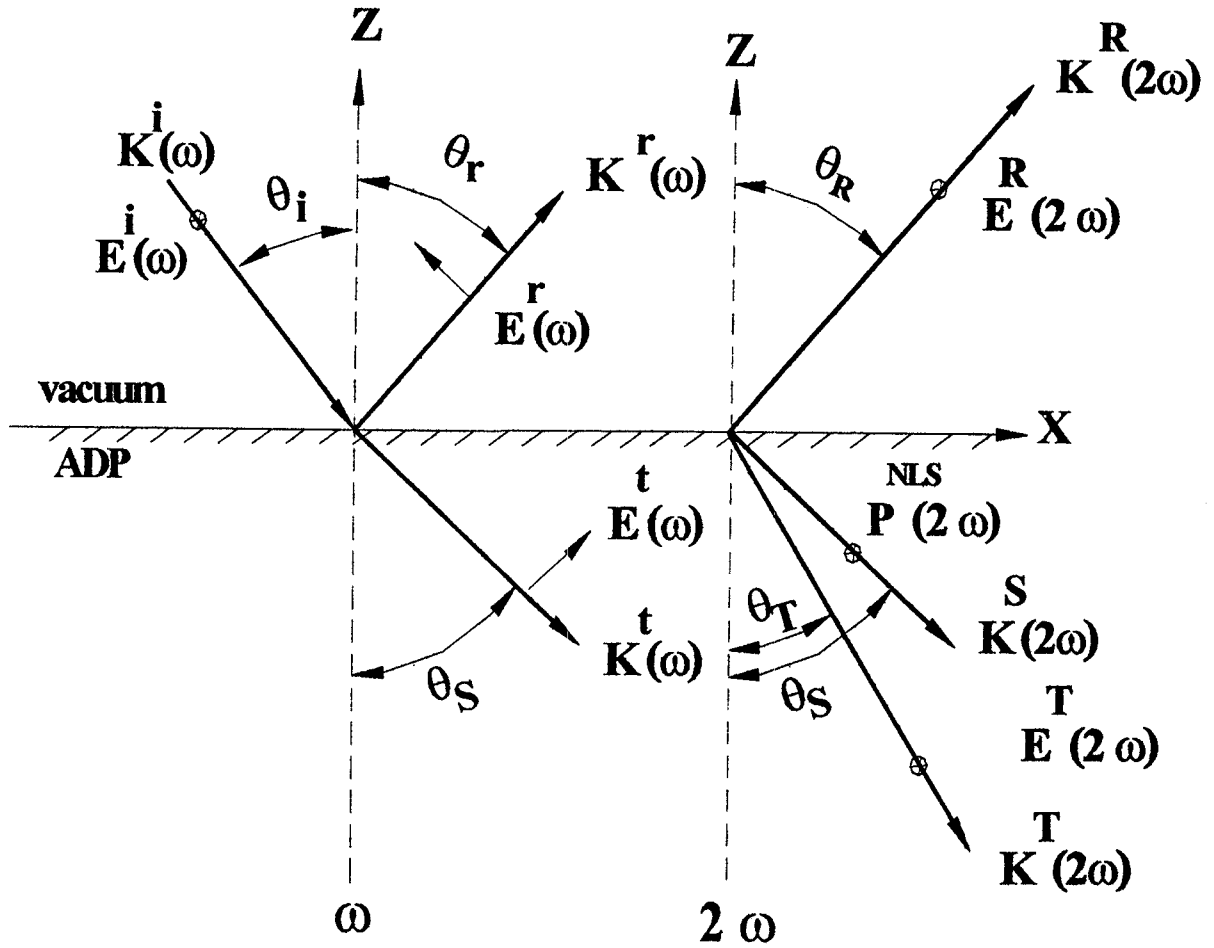
\bar{E}^t แทน สนามไฟฟ้าของลำแสงหลักในแนวส่งผ่าน (Transmitted Electric Field)

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

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

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

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



รูปที่ 2.1 แสดงคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าและทิศทางการเคลื่อนที่ของลำแสงเลเซอร์ที่ความถี่ ω และแสงเช็คกันฮาร์โมนิค ความถี่ 2ω ที่บริเวณผิวรอยต่อระหว่าง vacuum และ ADP

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

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 $\bar{k}^T(\omega)$ เนื่องจากข้อกำหนดที่ว่า $\bar{k}^S = 2\bar{k}^T(\omega)$

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

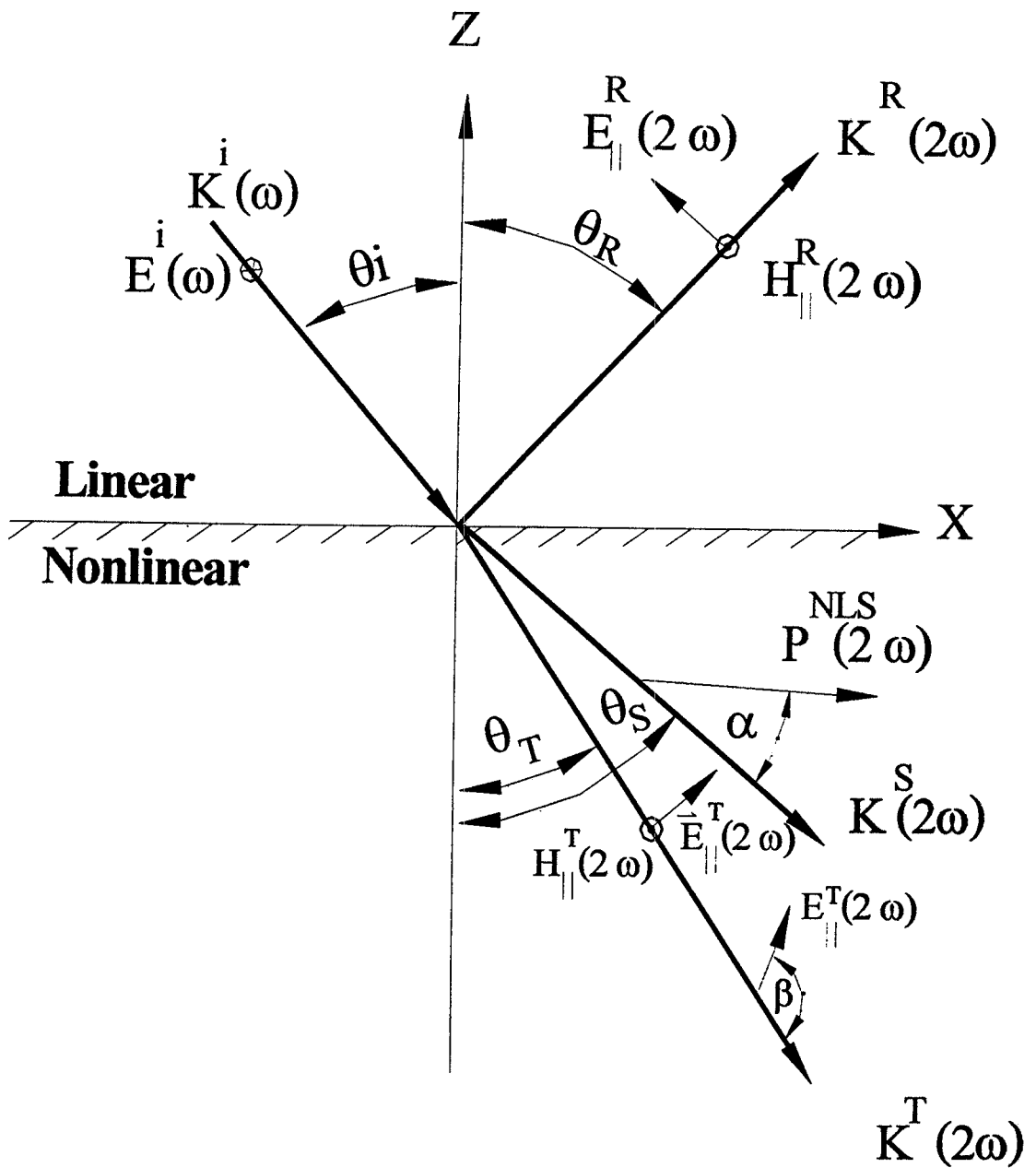
$$\sqrt{\epsilon^i} \sin \theta_i = \sqrt{\epsilon^R} \sin \theta_R = \sqrt{\epsilon^T} \sin \theta_T = \sqrt{\epsilon^S} \sin \theta_S \quad (2.10)$$

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 แสดงความสัมพันธ์ของแสงเชคกันฮาร์โมนิคกรณี $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่บนระนาบหักเห และทำมุม α กับทิศทางการเคลื่อนที่ของ $\bar{k}^S(2\omega)$

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

หรือ

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

สนามไฟฟ้าเชิงกึ่งฮาร์โมนิกที่ได้จากสมการ (2.14) ประกอบไปด้วยเทอมนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ จากสมการดังกล่าว เราจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าเห็นว่าเป็น source term ของการเกิดแสงเชิงกึ่งฮาร์โมนิกที่ความถี่ 2ω สนามไฟฟ้าเชิงกึ่งฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นในสมการดังกล่าว จึงสามารถเขียนอยู่ในรูปทั่วไปซึ่งประกอบด้วย $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ได้ดังนี้

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

โดยที่ $E^R(2\omega)$ เป็นสนามไฟฟ้าเชิงกึ่งฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน และมีเวกเตอร์ \vec{k}^R ค่า F^{NL} ในสมการ (2.15) คือนอนลิเนียร์เฟรสเนลแฟคเตอร์ (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] เราพบว่าค่าเฉลี่ยกำลังของแสงเชิงกึ่งฮาร์โมนิกต่อหนึ่งหน่วยเวลา มีค่าขึ้นกับปริมาณพื้นที่ A ของลำแสงตกกระทบบนผิวรอยต่อของผลึก และค่าจริงของ Poynting vector มีค่า

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

$I^R(2\omega)$ เป็นค่าผลรวมกำลังของแสงเชิงกึ่งฮาร์โมนิกที่เกิดขึ้นในบริเวณพื้นที่ 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 คือพื้นที่หน้าตัดของลำแสงตกกระทบบน ซึ่งสามารถกำหนดได้จากความกว้างและความยาวของสลิต (Slit) โดยที่ θ_R เป็นค่ามุมสะท้อนของลำแสงเชคกันฮาร์โมนิก ส่วน θ_i เป็นค่ามุมตกกระทบบนของลำแสงหลักกระทบบนกับ normal vector ของผิวตกกระทบบน

ตัวกลางนอนลิเนียร์ ADP อยู่ใน class $\bar{4}2m$ มีค่าอนลิเนียร์ซัสเซ็ปติบิลิตีเฉพาะที่ 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)

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

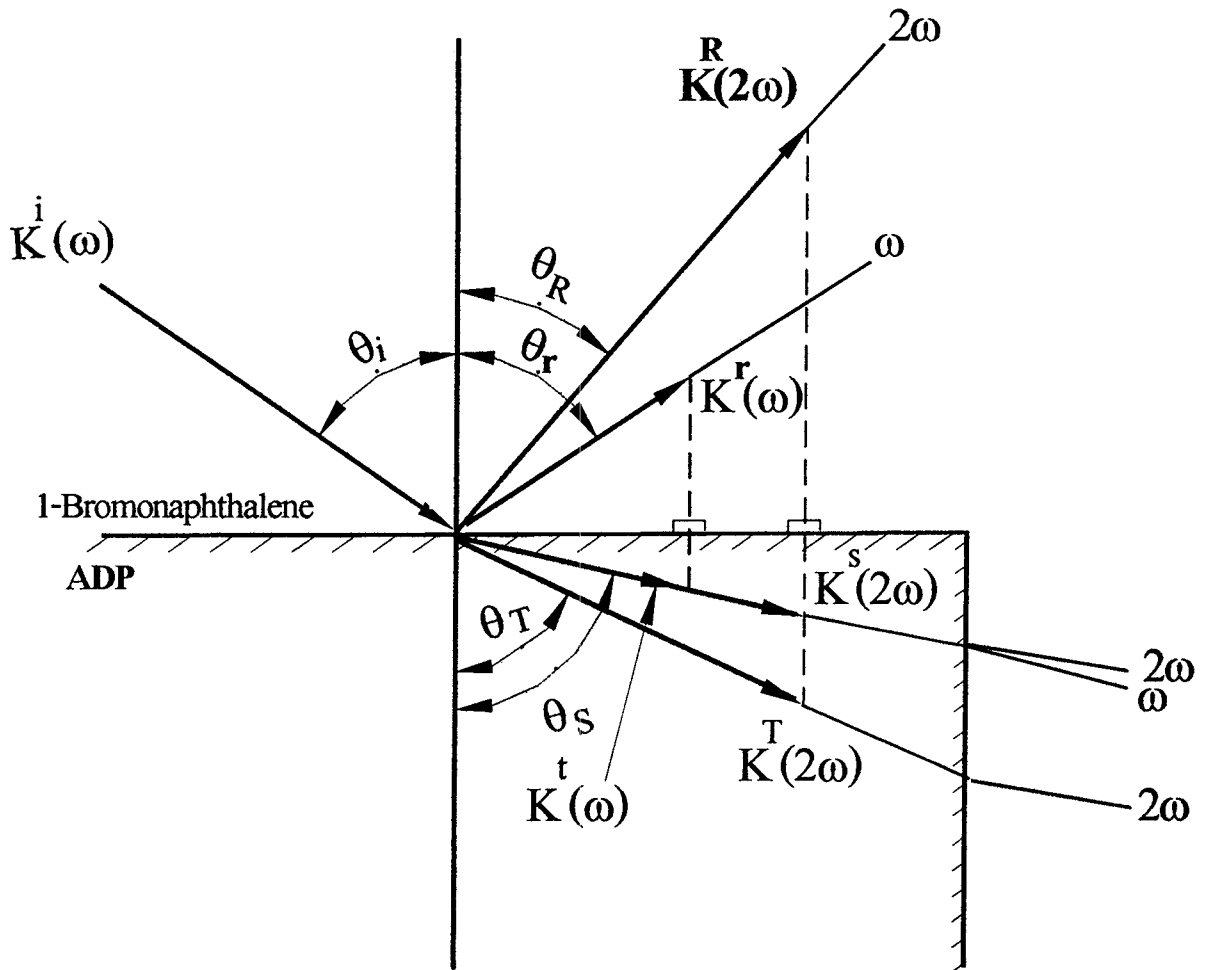
สำหรับกรณีของผลึก ADP นอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\bar{P}^{NLS}(2\omega)$ ในแกน X Y และ Z (Optic Axis) มีค่า

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

ถ้าเรากำหนดให้เลเซอร์มีความยาวคลื่น 1000 นาโนเมตรมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าในแนวแกน X และ -Y กล่าวคือวางตัวอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ของผลึก ADP โดยมีแกน Z เป็นแกนออฟติคของผลึกส่องกระทบบนผลึก ADP จากสมการ (2.20) เราจะพบว่าเราจะได้นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก ADP วางตัวอยู่ในแนวแกน Z หรือแกนออฟติคของผลึก ADP 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



รูปที่ 2.3 แสดงทิศทางการเคลื่อนที่ของลำแสงฮาร์โมนิคบริเวณผิวยอดต่อระหว่าง ADP และ 1-Bromonaphthalene โดยลำแสงหลักในแนวส่งผ่าน $\vec{k}^i(\omega)$ มีทิศทางเดียวกับ ลำแสงเช็คกันฮาร์โมนิคอินโฮโมจีเนียสในแนวส่งผ่าน $\vec{k}^s(2\omega)$

เวฟเวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน \vec{k}^R แนวส่งผ่านของคลื่นอินโฮโมจิเนียส \vec{k}^S และแนวส่งผ่านของคลื่นโฮโมจิเนียส \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 ADP โดยมีค่าดัชนีหักเห n_L และ n เป็นค่าดัชนีหักเหของของเหลวและ ADP 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 ADP ที่ความถี่ ω และ 2ω ตามลำดับ

ในกรณีของการศึกษาเกี่ยวกับการสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) ของงานวิจัยนี้ เราให้ผลึก ADP 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 ดังนั้นเราจึงต้องอาศัยเทอมลิเนียร์เฟรสเนลแฟคเตอร์ F_T^L (Linear Fresnel Factor) ที่แสดงถึงอัตราส่วนแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าส่งผ่านในเนื้อผลึกต่อสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ที่ตกกระทบ E_0 และเทอม Geometrical Factor η ซึ่งเป็นค่าคงที่ที่เกิดจากผลจากการวางตัวของสนามไฟฟ้าของเลเซอร์และนอนลิเนียร์โพลาไรเซชันที่เกิดขึ้นในเนื้อผลึก ที่มีการวางตัวในลักษณะหนึ่งๆ เข้ามาช่วย และเราจึงสามารถเขียนนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $P_z^{NLS}(2\omega)$ ในเทอมแอมพลิจูดของแสงเลเซอร์ 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 $F_{T,1}^L$ เป็น

ลิเนียร์เฟรตต์เนลแฟกเตอร์ในกรณีลำแสงตกกระทบ (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

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

ดังนั้นเราสามารถเขียนสมการความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนจากสมการ (2.17) ในกรณีที่เลเซอร์มีความยาวคลื่น 1000 nm มีโพลาไรเซชันอยู่ในระนาบ X และ -Y เดินทางจากของเหลวโดยตกกระทบผลึก ADP และทำให้เกิดอนลิเนียร์โพลาไรเซชันอยู่ในระนาบของการหักเห โดยอาศัยสมการ (2.15) (2.16) (2.18) (2.24) และ (2.25) ได้ดังนี้

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

จากสมการ (2.26) เทอม $\frac{c}{8\pi} \sqrt{\epsilon_R} |E_0|^4 dd' (4\pi\chi_{36}^{NL})^2 \eta^2$ มีค่าคงที่สำหรับการจัดวางตัวของผลึกและสนามไฟฟ้าตกกระทบที่สถานะหนึ่ง เราจึงสามารถหาความเข้มของลำแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Intensity) $I^R(2\omega)$ ได้ใหม่ในรูปสมการ

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

2.2 มุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)

ตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan ได้มีการทำนายและแสดงถึงโอกาสที่จะเกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} (Nonlinear Brewster) ได้ ในเรื่องของนอน-ลิเนียร์ออปติกมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้นมีคุณสมบัติเหมือนกับ (Analogue to) มุม ลิเนียร์บริวสเตอร์ในกรณีของลิเนียร์ออปติก (Linear Optics) กล่าวคือในกรณีที่เกิดมุมอน ลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้น เราจะพบว่า ที่มุมตกกระทบนี้จะไม่มีความเข้มของแสงเช็คกัน-ฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน ($I^R(2\omega) = 0$) แต่อย่างไรก็ตามการเกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} นั้นจะเกิดขึ้นได้เฉพาะกรณี ที่ $\tilde{P}^{NLS}(2\omega)$ ของตัวกลางนอนลิเนียร์วางตัวอยู่บนระนาบของการหักเหเท่านั้น (Bloembergen, N. and Pershan, S.1962) และจากการศึกษาเชิงทฤษฎีและปฏิบัติในอดีตพบว่าปรากฏการณ์ของ มุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์เป็นจริงตามทฤษฎีที่ Bloembergen และ Pershan ได้ทำนายไว้ ซึ่งพบในวัตถุที่

แสงโดย Bloembergen และ Chang (1966) และต่อมาในวัตถุโปร่งแสง KDP โดย Lee และ Bhanthumnavin (1976) อย่างไรก็ตามในการศึกษาเชิงทฤษฎีของงานวิจัยนี้ได้ขยายความเข้าใจเกี่ยวกับเงื่อนไขของการเกิดมูมอนลิเนียร์บริวสเตอร์เพิ่มเติมจากทฤษฎีและผลการทดลองในอดีตขั้นอีก ซึ่งสรุปได้ว่าการเกิดมูม θ^{NL} ในตัวกลางอนลิเนียร์อันใดอันหนึ่งนั้นเราสามารถทำให้เกิด θ^{NL} โดยมี $\Gamma^R(2\omega) = 0$ ได้หลายค่า ทั้งนี้ขึ้นอยู่กับกรวางตัวของผลึก (Crystallographic Orientation) และการกำหนดทิศทางโพลาไรเซชันของ $\vec{E}(\omega)$ ของแสงเลเซอร์ตกกระทบ และได้มีการค้นพบทางทฤษฎีเป็นครั้งแรกสำหรับการเกิดมูมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับหมด โดยใช้เงื่อนไขที่ทำนายไว้ในทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นแนวทางในการศึกษางานวิจัยนี้ Bloembergen และ Pershan (1962) ได้แสดงให้เห็นว่าการเกิดมูมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL} จะต้องอยู่ภายใต้สภาวะที่อนลิเนียร์โพลาไร-เซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ 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 (สภาวะของการเกิดมูมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ^{NL}) ก็ต่อเมื่อ

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

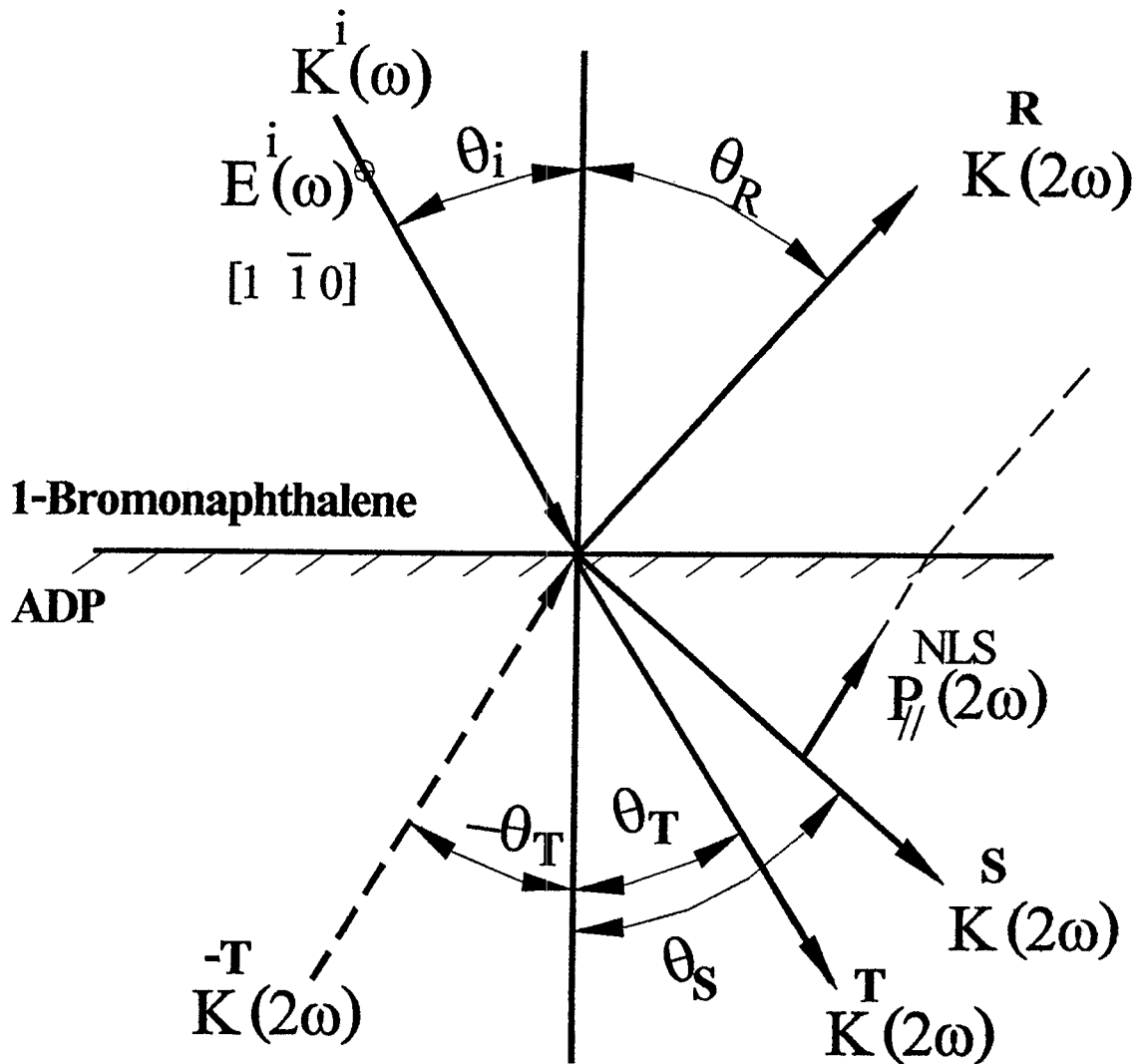
หรือ

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

โดยที่ n มีค่าเท่ากับ 1, 2, 3, ...

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

ดังนั้นสรุปได้ว่าเมื่อใดก็ตามที่เวกเตอร์ของคลื่นเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวทางส่งผ่าน \vec{k}^{-T} อยู่ในแนวทางเดียวกัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ ความเข้มแสงในแนวสะท้อน $\Gamma^R(2\omega)$ จะมีค่าเท่ากับศูนย์ที่มูมอนลิเนียร์บริวสเตอร์



รูปที่ 2.4 แสดงสถานะการเกิดมุนอนลิเนียร์บริวสเตอร์เมื่อ \vec{k}^{-T} อยู่ในทิศทางขนาน
กับทิศทางของ $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$

บทที่ 3

การเตรียมการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในผลึกเอดีพี (Preparation for Theoretical Study of Second Harmonic Generation in Ammonium Dihydrogen Phosphate, ADP)

3.1 บทนำ

การศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในผลึกแอมโมเนียมไดไฮโดรเจนฟอสเฟต (Ammonium Dihydrogen Phosphate, ADP) การกระทำโดยการใช้แสงเลเซอร์ที่ $\lambda = 1000 \text{ nm}$ เป็นลำแสงหลัก (Incident Beam) ทำให้เกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่ $\lambda = 500 \text{ nm}$ การที่เราใช้แสงเลเซอร์นั้นก็เพราะผลึก ADP มีคุณสมบัติที่เหมาะสมในการที่จะเปลี่ยนแสงเลเซอร์ให้เป็นแสงเช็คกันฮาร์โมนิคได้ สำหรับการศึกษาเชิงทฤษฎีครั้งนี้เราใช้แสงเลเซอร์เป็นช่วงๆโดยจะเป็นแบบ Q-switched หรือ Picosecond laser ก็ได้ ซึ่งจะให้พีคเพาเวอร์ตั้งแต่ 1 MW จนถึงประมาณ 1 GW ตามลำดับ

3.2 ผลึก (Crystal)

เพื่อให้การศึกษาเชิงทฤษฎีของการแสงเช็คกันฮาร์โมนิคตามผลการทำนายของทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นไปอย่างมีประสิทธิภาพ ศึกษาได้หลายแง่มุมและเป็นประโยชน์ต่อการศึกษาเรื่องนี้ในเชิงปฏิบัติต่อไปข้างหน้า จึงได้มีการเลือกเฟ้นหาผลึกที่เหมาะสมที่จะบรรลุดังกล่าวไว้ในตอนต้น จากการศึกษาคุณสมบัติของผลึกพบว่าผลึก ADP เป็นผลึกที่เหมาะสมที่สุดผลึกหนึ่งเพราะเป็นผลึกโปร่งแสงที่ช่วงคลื่น ($\lambda = 1000 \text{ nm}$) และที่ช่วงคลื่นแสงเช็คกันฮาร์โมนิค ($\lambda = 500 \text{ nm}$) นอกจากนี้ยังพบว่า ผลึก ADP เป็นผลึกที่มีความทนทานต่อการเสียหายเมื่อมีแสงเลเซอร์กำลังสูงส่อง กระทบ (High Threshold Damage) ซึ่งเหมาะที่จะใช้กับแสงเลเซอร์แบบคิววิตซ์หรือแบบพิโคเซคกัณฑ์เลเซอร์ นอกจากนี้ ADP มีโครงสร้างของผลึกที่มี point group เป็น $\bar{4}2m$ ซึ่งเป็นผลึกที่มีคุณสมบัติแบบอนเซนโตซิมเมตริก หรือเป็นผลึกที่ขาดคุณสมบัติสมมาตรของตำแหน่ง (Lack of Center of Inversion) และเป็นผลึกแบบ piezoelectric crystal อีกด้วย ADP เป็นผลึกแบบเนกาทีฟยูนิแอกเซียล (Negative Uniaxial Crystal) ที่มีค่าดัชนีของการหักเห 2 ค่าต่อหนึ่งช่วงคลื่นแสงเดียว (Monochromatic) ที่วิ่งผ่านผลึกคือ ออดินารีเรย์อินเด็กซ์ (Ordinary Ray Index, n_o) และเอ็กตราออดินารีเรย์อินเด็กซ์ (Extrodinary Ray Index, n_e) โดยที่ $n_o > n_e$ และ $n_o^{2\omega} > n_e^{2\omega}$ สำหรับ ค่าดัชนีหักเหของ ADP ที่ความยาวคลื่นแสงเลเซอร์ความยาวคลื่น 1000 nm และแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่ความยาวคลื่น 500 nm

สำหรับ ADP

ที่ความยาวคลื่น 1000 nm

$$n_o^\omega = 1.5087$$

ที่ความยาวคลื่น 500 nm

$$n_o^{2\omega} = 1.5298 \quad n_e^{2\omega}(\pi/2) = 1.4833$$

การหาค่ามุมเฟสแมชชิง (Phase Matching) θ_m ของผลึกเนกกาที่ฟลูนิแอ็กเซียล 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 ADP ลงในสมการ (3.2) แล้วเราจะพบว่าค่ามุมเฟสแมชชิง θ_m จะมีค่าเท่ากับ

$$\theta_m = \sin^{-1} \left\{ \frac{(1.5087)^{-2} - (1.5298)^{-2}}{(1.4833)^{-2} - (1.5298)^{-2}} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

$$\theta_m = 41.29^\circ \dots\dots$$

(3.3)

3.3 สารละลายวันโบรโมเน็ปทาเลน (Denser Fluid 1- Bromonaphthalene)

ในการศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแง่มุมต่างๆ นั้น ได้มีการศึกษาถึงกรณี การเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนน้อยที่สุดที่มุมสะท้อนกลับหมด การศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคที่มุมตกกระทบมีค่ามากกว่ามุมวิกฤต (Critical Angle) ดังนั้นเพื่อให้การศึกษานี้เป็นไป ด้วยดีในเชิงทฤษฎีและพร้อมจะนำไปทดสอบในเชิงปฏิบัติ จึงจำเป็นต้องให้มีสถานะของแสง เลเซอร์ตกกระทบวิ่งจากตัวกลางที่มีค่าดัชนีหักเหมากกว่าค่าดัชนีหักเหของตัวกลางอนดิเนียร์ ADP แล้วจึงส่องกระทบมายังผลึก ADP จากสถานะการณี่การสะท้อนกลับหมด (Total Reflection) จึงจะสามารถเกิดขึ้นได้ ดังนั้นจึงมีความจำเป็นที่จะต้องให้ผลึก ADP จมอยู่ในของเหลว Isotropic Media และของเหลวนี้ต้องมีคุณสมบัติไม่ทำปฏิกิริยา (Noncorosive Liquid) กับผลึก ADP นอกจากนี้แล้วจะต้องเป็นของเหลวที่โปร่งแสงในช่วงคลื่นของลำแสงหลักของเลเซอร์ ($\lambda = 1000 \text{ nm}$) และแสงเชคกันฮาร์โมนิค ($\lambda = 500 \text{ nm}$) และจะเป็นการดีมากถ้าของเหลวนี้มีสภาพ

คงตัว (Stable) ต่อการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิและไอระเหยไม่ให้โทษต่อร่างกาย นอกจากนี้ของเหลวต้องสามารถทนต่อแสงที่มีความเข้มสูงของแสงเลเซอร์ที่มีรูปแบบเป็นควิวดิววิตซ์พัลส์ และพิโคเซ็คกันพัลส์ เราพบว่าสารประกอบ 1-Bromonaphthalene เป็นของเหลวที่มีคุณสมบัติสอดคล้องกับวัตถุประสงค์ดังกล่าวข้างต้น โดยที่ดัชนีหักเหของ

1-Bromonaphthalene มีค่าดังนี้

ที่ความยาวคลื่น 1000 nm

$$n_L^\omega = 1.6298$$

ที่ความยาวคลื่น 500 nm

$$n_L^{2\omega} = 1.6781$$

พิจารณาการเกิดการสะท้อนกลับหมดของแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก เมื่อเลเซอร์ความคลื่น 1000 nm ส่องผ่านของเหลว 1-Bromonaphthalene ไปยังผลึก ADP สามารถเกิดปรากฏการณ์การสะท้อนกลับหมดของแสงได้ 2 ครั้ง เนื่องจากค่าดัชนีหักเหของ ADP 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 ADP

$$\begin{aligned}\theta_{cr}^\omega &= \sin^{-1}\left(\frac{n_o^\omega}{n_L^\omega}\right) \\ &= \sin^{-1}\left(\frac{1.5087}{1.6298}\right) \\ \theta_{cr}^\omega &= 67.76^\circ\end{aligned}\tag{3.6ก}$$

$$\begin{aligned}\theta_{cr}^{2\omega} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_e^{2\omega}(\pi_2)}{n_L^\omega}\right) \\ \theta_{cr}^{2\omega} &= \sin^{-1}\left(\frac{1.4833}{1.6298}\right) = 65.52^\circ\end{aligned}\tag{3.6ข}$$

3.4 การศึกษาการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan

จากการที่ Bloembergen และ Pershan ได้ตั้งทฤษฎีเกี่ยวกับการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกในตัวกลางนอนลิเนียร์ โดยได้แสดงไว้อย่างละเอียดในบทที่ 2 ซึ่งได้มีการเตรียมศึกษาเชิงทฤษฎีโดยใช้ทฤษฎีดังกล่าวกับผลึก ADP โดยได้มีการจัดเตรียมการวางตัวของผลึก (Crystallographic Orientation) ในรูปแบบต่างๆ ซึ่งจะได้แสดงไว้อย่างละเอียดในบทต่อไป ในการศึกษาการเกิดแสงเซ็คกันฮาร์โมนิกได้มีการกำหนดให้แสงเลเซอร์ ส่องกระทบผลึก ADP โดยที่ลำแสงเลเซอร์ตกกระทบมีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ เมื่อเทียบกับแกนออฟติกของผลึกและกำหนดให้โพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าที่ตั้งฉากกับระนาบของการตกกระทบ (Plane of Incidence)

ด้วยการจัดให้โพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าของแสงเลเซอร์ดังกล่าว ทำให้เมื่อแสงเลเซอร์วิ่งผ่านเข้าไปในผลึก ADP จะทำให้เกิด $\vec{P}^{\text{NLS}}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในแนวแกนออฟติก (แกน Z) ของผลึกดังสมการที่ (2.21)

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

อย่างไรก็ตามเราจะต้องเตรียมผลึก ADP ให้แกนออฟติกซึ่งวางตัวอยู่ในแนวเดียวกับ $P_z^{\text{NLS}}(2\omega)$ โดยที่ $P_z^{\text{NLS}}(2\omega)$ อยู่บนระนาบของการหักเห (Plane of Reflection) ดังนั้นการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงฮาร์โมนิกในผลึก ADP นี้ จะเป็นการศึกษาเฉพาะกรณีที่เกิดคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าของแสงเลเซอร์ทำปฏิกิริยากับกลุ่มอิเล็กตรอนในผลึกแล้วทำให้เกิด $P_z^{\text{NLS}}(2\omega)$ อยู่ในแนวแกนออฟติก (Z axis) และวางตัวอยู่ในระนาบของการหักเห ซึ่ง $\vec{P}^{\text{NLS}}(2\omega)$ (ในที่นี้คือ $P_z^{\text{NLS}}(2\omega)$) ที่จะกล่าวต่อไปนี้จึงเป็น $P_{//}^{\text{NLS}}(2\omega)$ เท่านั้น และที่การวางตัวของนอนลิเนียร์ โพลาไรเซชัน $P_{//}^{\text{NLS}}(2\omega)$ นี้เป็นการตอบสนองกับจุดประสงค์ของการศึกษาการเกิดนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ ($I^{\text{R}}(2\omega)=0$) ซึ่ง Bloembergen และ Pershan ได้ตั้งทฤษฎีทำนายถึงการเกิดมูนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ในกรณีที่มี $\vec{P}^{\text{NLS}}(2\omega)$ วางตัวขนานกับระนาบของการหักเห นอกจากนี้สมการต่างๆ ที่ได้แสดงไว้ในบทที่ 2 จะถูกนำมาใช้ให้สอดคล้องกับการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกที่ได้มาจากแหล่งกำเนิด $\vec{P}^{\text{NLS}}(2\omega)$ กล่าวคือในกรณีของลิเนียร์เฟรส์เนลแพกเตอร์ F_T^{L} นอนลิเนียร์เฟรส์เนลแพกเตอร์ $F_{R//}^{\text{NL}}$ ความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน $I^{\text{R}}(2\omega)$ เป็นไปตามสมการ (2.27) ดังต่อไปนี้

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

เมื่อ

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

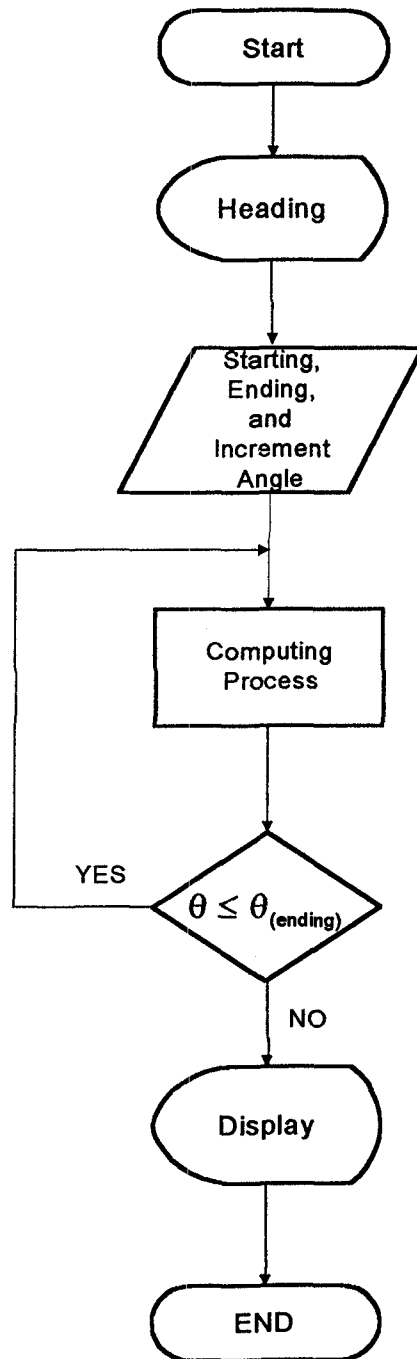
$$F_{T,\perp}^{\text{L}} = \frac{2 \sin\theta_{\text{s}} \cos\theta_{\text{i}}}{\sin(\theta_{\text{s}} + \theta_{\text{i}})} \quad (2.25\text{ข})$$

$$F_{R//}^{\text{NL}} = \frac{\sin\theta_{\text{s}} \sin^2\theta_{\text{T}} \sin(\alpha + \theta_{\text{s}} + \theta_{\text{T}})}{\varepsilon_{\text{R}} \sin\theta_{\text{R}} \sin(\theta_{\text{T}} + \theta_{\text{s}}) \sin(\theta_{\text{T}} + \theta_{\text{R}}) \cos(\theta_{\text{T}} - \theta_{\text{R}})} \quad (2.16)$$

3.5 คอมพิวเตอร์โปรแกรม

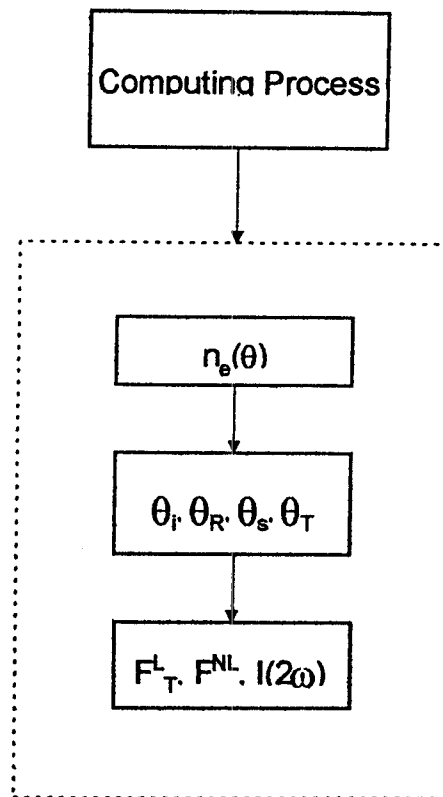
ในงานวิจัยนี้เราใช้ภาษา Turbo C++ version 3.1 ในการเขียนโปรแกรมสำหรับการคำนวณค่าความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิก โดยมีจุดประสงค์ในการคำนวณค่าความเข้มแสงเชคกัน

ฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนกับมุมตกกระทบ เพื่อที่จะนำผลการคำนวณค่าดังกล่าวไปแสดงผลในรูปแบบแผนภาพ โดยซอฟต์แวร์ Excell for windows version 5.0 โดยแสดงรายละเอียดการทำงานของโปรแกรมการคำนวณค่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก ได้ดังแผนภาพรูปที่ 3.1



รูปที่ 3.1 แสดงขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมคำนวณค่าความเข้มแสงเซ็คกันฮาร์โมนิก

เมื่อเริ่มจาก Heading ซึ่งจะแสดงข้อมูลให้ผู้ใช้ทราบว่า โปรแกรมนี้เป็นโปรแกรมการคำนวณค่าความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน สำหรับผลึก KDP หรือ ADP และแจ้งให้ผู้ใช้โปรแกรมทราบว่าต้องมีการป้อนค่ามุมตกกระทบ หรือค่ามุมส่งผ่านแบบไฮโมจีเนียส ของแสงเช็คกันฮาร์โมนิก โดยโปรแกรมรับค่ามุมเริ่มต้น (Starting Angle) มุมสุดท้าย (ending Angle) และค่าการเพิ่มขึ้น (Increment Angle) ของมุมที่ใช้ในการคำนวณจากผู้ใช้ผ่านทางคีย์บอร์ด จากนั้นโปรแกรมจะเข้าสู่ขบวนการคำนวณ (Computing Process) ซึ่งมีรายละเอียดของ



รูปที่ 3.2 แสดงส่วนประกอบและขั้นตอนของขบวนการคำนวณ (Computing Process)

การคำนวณดังรูปที่ 3.2 จากนั้นโปรแกรมจะเพิ่มค่ามุม θ ที่ใช้ในการขบวนการคำนวณ (ซึ่งมีค่าเท่ากับค่าการเพิ่มขึ้นของมุมที่ใช้ป้อนผ่านทางคีย์บอร์ด) จนกระทั่ง $\theta > \theta_{(ending)}$ โปรแกรมจึงออกจากขบวนการคำนวณและแสดงผลการคำนวณความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน รวมทั้งค่ามุมตกกระทบและค่ามุมหักเหบนหน้าจอกอมพิวเตอร์ อีกทั้งผลการคำนวณค่าความเข้มแสงและ

ค่ามุมตกกระทบที่ได้จะถูกเก็บในรูปแบบ text file เพื่อใช้เป็นข้อมูลอินพุต (Input) สำหรับซอฟต์แวร์ Excell ในการแสดงผลด้วยกราฟ

เราสามารถสรุปสูตรที่ใช้ในการขบวนการคำนวณได้ดังนี้

1. การคำนวณค่าดัชนีหักเหของเอกตราออร์ดิเนรีรี $n_o^{2\omega}$ ที่ความถี่ 2ω อาศัยสมการ index of ellipsoid

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

โดย θ แทนค่ามุมระหว่างทิศทางการเคลื่อนที่ของแสงเชิงคิกนฮาร์โมนิค \vec{k}^T ที่ความถี่ 2ω กระทบกับแกนออฟติก และเราสามารถหาค่า $n_o^{2\omega}(\theta)$ ที่ค่ามุม θ ได้ดังสมการต่อไปนี้

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

การคำนวณค่ามุมฮาร์โมนิค θ_i θ_R θ_s และ θ_T โดยอาศัยสมการ (2.22) ของสมณสามารถเขียนได้ดังนี้

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

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

(2.27) การคำนวณค่าความเข้มแสงเชิงคิกนฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ 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

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

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

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

ผลการศึกษาเชิงทฤษฎีการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน

(Results of Reflected Second Harmonic Generation under Theoretical Study)

การศึกษาการเกิดเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนนั้นได้ทำการศึกษาโดยอาศัยทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan สำหรับผลึก ADP โดยใช้แสงเลเซอร์ที่ช่วงคลื่น 1000 nm มีโพลาไรเซชันของสนามไฟฟ้าอยู่ในแนว $[1\bar{1}0]$ ส่งไปยังผลึก ADP ซึ่งยังผลให้เกิดนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $P_Z^{NLS}(2\omega)$ ของผลึกอยู่ในแกนออฟติค (Z axis) และในการศึกษาเชิงทฤษฎีในงานวิจัยนี้จะเน้นเฉพาะ $P_Z^{NLS}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในระนาบของการหักเหซึ่งนี้ก็เพื่อการศึกษามุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์โดยเฉพาะ โดยทำการศึกษาแยกเป็น 2 กรณี กรณีที่แรกเป็นการศึกษาความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน $I^R(2\omega)$ ที่มีการจัดวางตัวของ P^{NLS} ในลักษณะที่ทำให้เกิดมุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบ $\theta_i=0^\circ$ กรณีที่ 2 เป็นการศึกษาความเข้มแสงเชคกันฮาร์โมนิก $I^R(2\omega)$ ที่เกิดจากการที่มีการวางตัวของ $P_Z^{NLS}(2\omega)$ ในลักษณะ $P_Z^{NLS}(2\omega)$ วางตัวขนานกับผิวตกกระทบของผลึก ADP

4.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ (Nonlinear Brewster Angle)

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

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

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

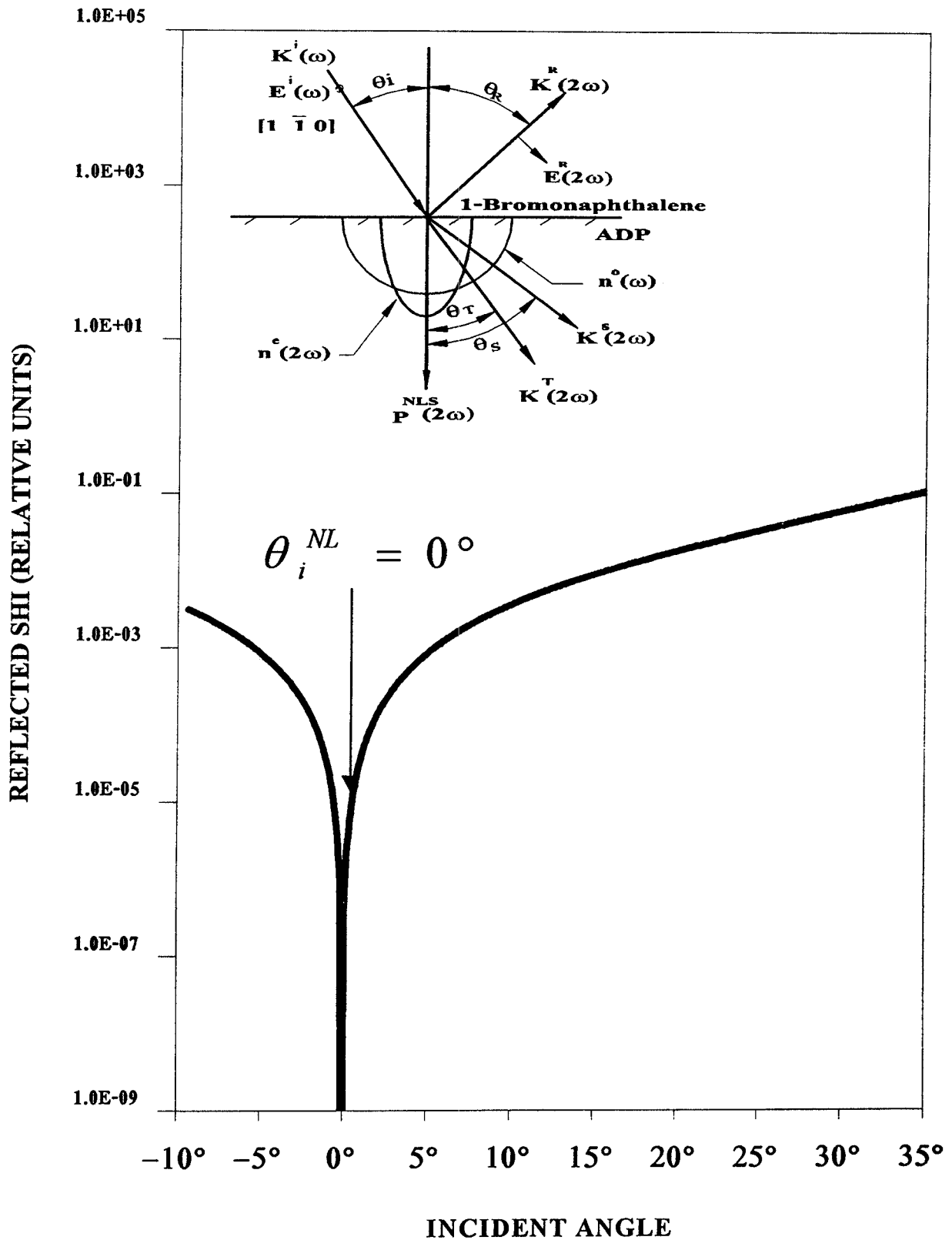
หรือ

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

เมื่อ n มีค่าเท่ากับ 1,2,3,...

4.1.1 มุมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ของ ADP ที่มุมตกกระทบ $\theta_i=0^\circ$ ที่ $P^{NLS}(2\omega)$ ทำมุมตั้งฉาก กับผิวตกกระทบ

จากรูปที่ 4.1 พบว่าสำหรับ ADP จะเกิดความเข้มแสง $I^R(2\omega)$ น้อยที่สุดและเข้าใกล้ศูนย์ที่มุมตกกระทบ $\theta_i^{NL}=0^\circ$ สำหรับสภาวะการเกิดนอนลิเนียร์บริวสเตอร์แสดงดังสมการ (2.28)



รูปที่ 4.1 แสดงความเข้มของแสงเช็กกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนเหมือนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $P^{NLS}(2\omega)$ ตั้งฉากกับผิวตกกระทบ เกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ $\theta_i^{NL}=0^\circ$ ที่มุมตกกระทบ $\theta_i=0^\circ$

กรณีที่เกิดการหักเหของตัวตั้งรูป 4.1 นี้ให้ $\alpha + \theta_s + \theta_T = 0^\circ$ โดยที่ $\theta_s = \theta = 0^\circ$ และ $\alpha = 0^\circ$ เสมอ ดังนั้นเมื่อ $\theta_T = 0^\circ$ จะทำให้ $I^R(2\omega)$ มีค่าน้อยที่สุด โดยการใช้ Snell's law เมื่อ $\theta_T = 0^\circ$ พบว่า

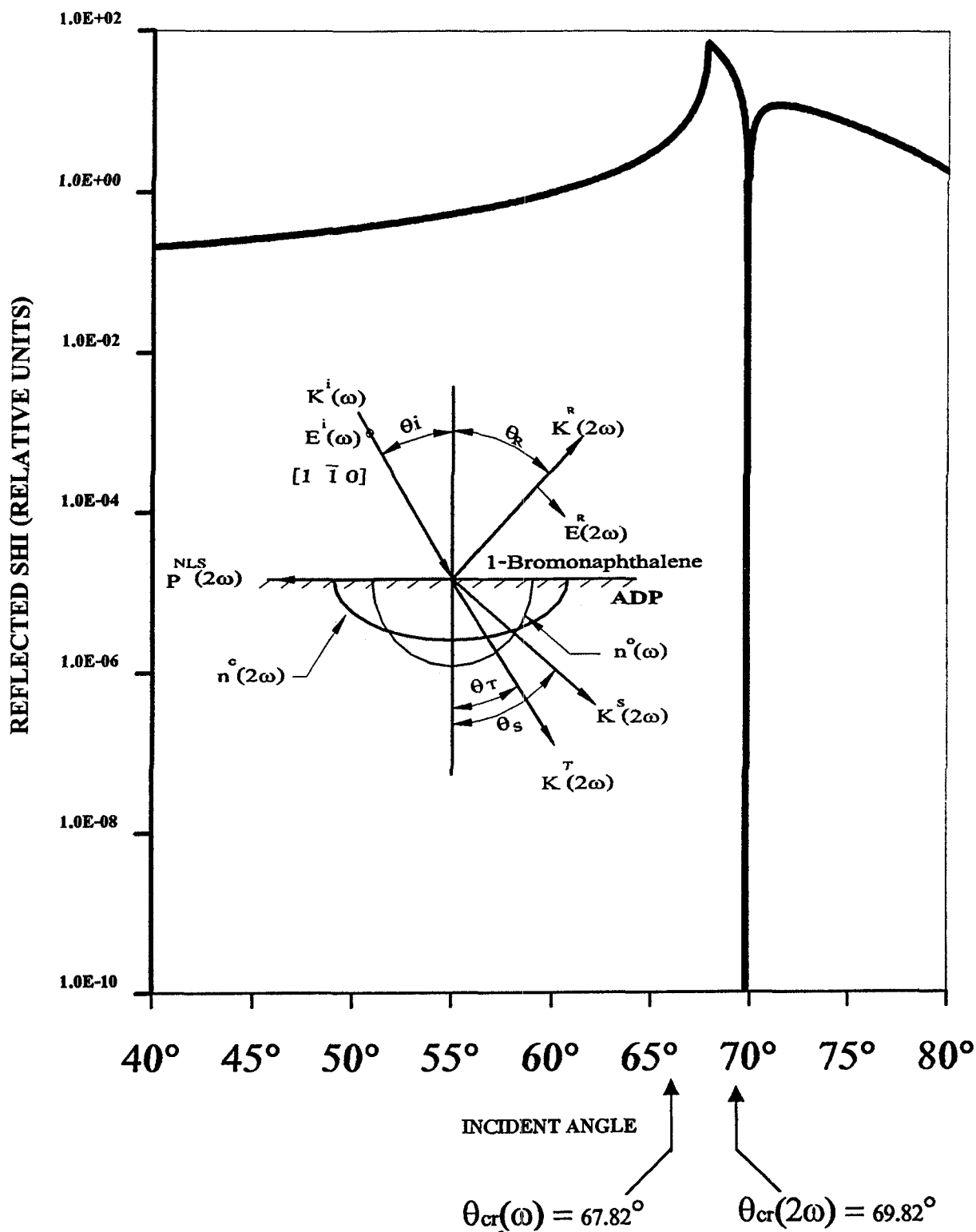
$$\begin{aligned}\theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_e^{2\omega}}{n_L^\omega} \sin 0^\circ\right) \\ &= 0^\circ\end{aligned}$$

การเปลี่ยนแปลงค่า $I^R(2\omega)$ ต่อค่ามุมตกกระทบ θ_i ค่ามุมสะท้อนฮาร์โมนิก θ_s , θ_T และ θ_r แสดงในสมการ (2.27) เมื่อเปรียบเทียบการศึกษาเชิงทฤษฎีของการเกิดมุม θ_i^{NL} และลักษณะความสัมพันธ์ระหว่าง $I^R(2\omega)$ และ θ_i โดยทั่วไปสำหรับผลึก ADP (สำหรับการวางตัวของผลึกดังรูปที่ 4.1) กับการทดสอบในห้องปฏิบัติการซึ่งมีการวางตัวของผลึกในลักษณะเดียวกัน พบว่าผลที่ได้ในกรณีของ ADP (รูปที่ 4.1) เป็นไปตามรูปแบบของ $I^R(2\omega)$ กระทำกับ θ_i ในรูปแบบของ KDP ซึ่งได้การมีการตีพิมพ์แล้ว (Bhanthumnavin, V. and Lee, C.H. 1994) ทุกประการ

4.1.2 การเกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่มุมตกกระทบวิกฤต (Nonlinear Brewster Angle at Total Reflection)

จากการวิเคราะห์เชิงทฤษฎีของการเกิดความเข้มแสงฮาร์โมนิกในแนวสะท้อนกลับ $I^R(2\omega)$ พบว่าเราสามารถทำให้เกิด $I^R(2\omega)$ มากที่สุดด้วยวิธีการเฟสแมชชิง ที่มุมวิกฤตตามที่ได้ศึกษาไว้แล้ว (Bhanthumnavin, V. and Ampole, N., 1990) แต่เป็นที่น่าสนใจอย่างมากที่ควรศึกษาปรากฏการณ์ของการเกิดแสงฮาร์โมนิกที่มุมวิกฤตนอกเหนือจากการศึกษาดังกล่าว

เมื่อเราทำการวิเคราะห์สภาวะการเกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} เราพบว่ามีความเป็นไปได้ที่จะทำให้เกิดมุมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ที่สภาวะของการเกิดมุมวิกฤตกรณีนี้เป็นกรณีพิเศษที่น่าสนใจหลายประการทั้งนี้เพราะที่สภาวะของมุมตกกระทบวิกฤต $\theta_i^{cr}(\omega)$ เราจะได้ $I^R(2\omega) = 0$ ตามที่ได้กล่าวมาแล้วในเบื้องต้นของการศึกษาความเข้มแสงฮาร์โมนิกจากผลึก ADP ตามที่ได้กล่าว (Lee, C.H. and Bhanthumnavin, V., 1976) และจะเห็นว่าที่ค่ามุมวิกฤต $I^R(2\omega)$ มีค่ามากที่สุด (maximum) และมี single peak ที่ให้ค่ามากที่สุด ในกรณีที่เฟสแมชชิงอยู่ในแนวขนานกับผิวตกกระทบของผลึก ซึ่งนั่นก็คือ Phase matching at total reflection แต่ในกรณีกรณีที่จะทำการศึกษาในหัวข้อนี้มีปรากฏการณ์ที่น่าสนใจเป็นพิเศษ กล่าวคือที่ค่ามุมวิกฤตของ 2ω ($\theta_{cr}^{2\omega}$) แทนที่ $I^R(2\omega)$ จะมีค่ามากที่สุดแต่กลับมีค่าน้อยที่สุด ($I^R(2\omega) = 0$) จึงทำให้ที่กรณีนี้



รูปที่ 4.2 แสดงความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อน (Reflected SHI) เมื่ออน-
 ดิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ อยู่ที่ผิวตกกระทบของ ADP และพบว่าเกิดมุม θ_i^{NL}
 นอนดิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับหมดที่ $\theta_i = 69.82^\circ$

$\theta_{\alpha}^{2\omega} = \theta_i^{NL}$ ดังในรูปที่ 4.2 และเมื่อ $\theta_i > \theta_{\alpha}^{2\omega}$ $\Gamma^R(2\omega)$ 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 $\theta_T = 90^\circ$ โดยการใช้กฎของสเนลล์ที่ $\theta_T = 90^\circ$ เราจะได้

$$\begin{aligned}\theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{n_o^{2\omega}}{n_L} \sin \theta_T^o\right) \\ \theta_i^{NL} &= \sin^{-1}\left(\frac{1.5298}{1.6298} \sin 90^\circ\right) \\ &= 69.82^\circ\end{aligned}$$

จากการพิจารณารูปที่ 4.2 สำหรับ ADP 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 $\theta_{\alpha}^{2\omega}$ แต่เมื่อ $\theta_i > \theta_{\alpha}^{2\omega}$ เพียงเล็กน้อยค่า $\Gamma^R(2\omega)$ แทนที่จะเพิ่มขึ้นดังในกรณีที่แล้วๆ มา แต่กลับลดลงอย่างรวดเร็วและมีค่าต่ำสุดที่มุมตกกระทบวิกฤต $\theta_{\alpha}^{2\omega}$ และเมื่อ $\theta_i > \theta_{\alpha}^{2\omega}$ เพียงเล็กน้อย $\Gamma^R(2\omega)$ ก็จะมีเพิ่มขึ้นและลดลงตามลำดับดังปรากฏในรูปที่ 4.2 การที่เกิดปรากฏการณ์เช่นนี้ก็เพราะการวางตัวของผลึก ADP มี $\vec{P}^{NLs}(2\omega)$ ขนานกับผิวตกกระทบของผลึก ซึ่งยังผลให้เกิดสภาวะมมอนลิเนียร์บริวสเตอร์เมื่อ $\theta_i^{NL} = \theta_{\alpha}^{2\omega}$ เมื่อพิจารณาคุณภาพรวมของการเกิด $\Gamma^R(2\omega)$ ที่บริเวณการเกิดมมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ณ มุมวิกฤตนั้น แสดงให้เห็นอย่างชัดเจนว่าการเกิดมมอนลิเนียร์บริวสเตอร์เป็นการเกี่ยวข้องกับ 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 \vec{k}^{-T} ขนานกับ $\vec{P}_{//}^{NLs}$ จะเกิดปรากฏการณ์มมอนลิเนียร์บริวสเตอร์ θ_i^{NL} ขึ้น ซึ่งสอดคล้องอย่างชัดเจนกับกรณีของการเกิด θ_i^{NL} ในรูป 4.2 และในกรณีนี้ได้แสดงให้เห็นอย่างชัดเจนว่าไม่เป็นจริงเสมอไปที่ค่า $\Gamma^R(2\omega)$ จะมีค่ามากที่สุดที่มุมวิกฤต อย่างไรก็ตามแนวโน้มของการเกิด cusp ในบริเวณมุมวิกฤตก็ยังเป็นจริง

บทที่ 5

ข้อเสนอแนะและข้อสรุป

(Discussion and Conclusion)

ได้มีการศึกษาเกี่ยวกับปฏิสัมพันธ์ทางแสงแบบนอนลิเนียร์ (Nonlinear Optical Interaction) ในผลึก piezoelectric ทั้งในทางทฤษฎีและปฏิบัติไว้เป็นจำนวนมากนับตั้งแต่ปีค.ศ. 1961 เป็นต้นมาโดยที่ Franken และคณะ (1961) ได้เริ่มเป็นครั้งแรก อย่างไรก็ตามในการศึกษาปฏิสัมพันธ์ทางแสงแบบนอนลิเนียร์ที่เกิดขึ้นโดยการใช้แสงเลเซอร์ ทำปฏิสัมพันธ์กับผลึก ADP แล้วก่อให้เกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคขึ้นของงานวิจัยนี้ เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีเพิ่มเติมต่อจากการศึกษาในอดีตที่เกี่ยวกับการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิค โดยการศึกษาครั้งนี้ได้เพิ่มความเข้าใจการเกิดเชคกันฮาร์โมนิคจากผลึก ADP ที่มี point group แบบ $\bar{4}2m$ ในสภาวะที่แตกต่างไปจากอดีต ความรู้ที่ได้จากการศึกษาเชิงทฤษฎีนี้สามารถพร้อมนำไปทดสอบในเชิงปฏิบัติการ (Experimental Verification) ซึ่งจะได้มีข้อเสนอแนะเกี่ยวกับการเตรียมทดสอบเชิงปฏิบัติกับผลึกที่เชิงทฤษฎีไว้ในตอนท้ายบทนี้ไว้ด้วย

ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีของการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวระนาบจากผลึก ADP โดยใช้แสงจากเลเซอร์ ที่ความยาวคลื่น 1000 nm เป็นตัวกระตุ้นและทำให้เกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคที่ความยาวคลื่น 500 nm ในงานวิจัยนี้ พบว่าได้ผลดีเป็นไปตามทฤษฎีและสอดคล้องกับผลที่ได้เคยศึกษาในเชิงปฏิบัติมาแล้วกับผลึก KDP (Lee, C.H. and Bhanthumnavin, V., 1976), (Bhanthumnavin, V. and Lee, C.H. 1994) ที่มี point group เดียวกัน ในการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ได้ศึกษาการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิค ดังกล่าวโดยกำหนดให้ผลึก ADP มีการจัดวางตัวในรูปแบบที่แตกต่างจากที่เคยทำกับผลึก ADP (Bhanthumnavin, V. and Anpole, N.1990) ในอดีต พบว่าผลที่ได้ นั้นสามารถอนุโลมและสอดคล้องเป็นอย่างดีกับผลการวิจัยในอดีตในลักษณะใกล้เคียงกันของผลึก ADP ได้มีการวิจัยเชิงทฤษฎีถึงสภาวะการเกิดแสงเชคกันฮาร์โมนิคในแนวระนาบที่ให้ค่าความเข้มแสง $I^R(2\omega)$ มีค่าต่ำสุด โดยเฉพาะในการเกิดค่า $I^R(2\omega)$ เข้าใกล้ศูนย์นั้นเป็นสภาวะที่เรียกว่า “มูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์” เมื่อมีการเปรียบเทียบผลการวิจัยกับผลงานที่ได้นำเสนอในอดีตสำหรับผลึก ADP พบว่าสอดคล้องกันเป็นอย่างดีและเป็นการตอกย้ำถึงความถูกต้องของทฤษฎี Bloembergen และ Pershan การวิจัยครั้งนี้ได้เพิ่มความเข้าใจอย่างลึกซึ้งถึงการเกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ไว้อย่างชัดเจน กล่าวคือ การเกิดมูมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์จะต้องขึ้นอยู่กับ การวางตัวของผลึกที่แน่นอนและเหมาะสม จึงจะทำให้เกิด $I^R(2\omega) \approx 0$ ได้ จุดเด่นอีกประการหนึ่งของการศึกษาเชิงทฤษฎีของงานวิจัยนี้ก็คือผลของการวิจัยได้แสดงให้เห็นถึงการเกิดแสงเชคกันฮาร์-

โมนิคมากที่สุดที่มีค่าน้อยที่สุด (Minimum) ในสภาวะที่มุมตกกระทบวิกฤต (Total Reflection Condition) ตามผลการวิจัยที่ได้แสดงไว้หัวข้อ 4.1.2 ตามสภาวะดังกล่าวนี้เป็นสภาวะที่น่าสนใจเป็นพิเศษเพราะโดยปกติแล้วไม่ว่าการวางตัวของผลึกจะเป็นแบบทั่วไปหรือแบบเฟสแมชชิงที่การสะท้อนกลับหมด เราจะได้ $I^R(2\omega)$ มีค่ามากเสมอ (Lee, C.H. and Bhanthumnavin V., 1976) แต่ผลการวิจัยในหัวข้อที่เกี่ยวกับมมูนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่การสะท้อนกลับ (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 และเป็น การแสดงให้เห็นเป็นครั้งแรกในเชิงทฤษฎีโดยได้แสดงเงื่อนไขที่สำคัญที่ทำให้เกิดปรากฏการณ์เช่นนี้ได้ (ดังรายละเอียดของการวิเคราะห์ในหัวข้อ 4.1.2) ก็เพราะการวางตัวของผลึกแตกต่างกัน การวิเคราะห์เชิงทฤษฎีและเปรียบเทียบผลการวิจัยที่ได้จากหัวข้อ 4.1.2 นั้น ทำให้เกิดความเข้าใจอย่างลึกซึ้งในการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิคในแนวสะท้อนที่เกี่ยวกับเฟสแมชชิง และสภาวะมมูนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ หรืออีกนัยหนึ่งก็คือเป็นการอธิบายเพิ่มเติมให้ละเอียดลึกซึ้งมากขึ้นเกี่ยวกับทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan

ผลที่ได้จากการวิจัยเชิงทฤษฎีในงานวิจัยนี้จะเป็นเหตุให้ได้มีการเตรียมการทดลอง ในทางปฏิบัติทั้งนี้หากจะมีการเตรียมการทดลองเพื่อทดสอบผลจากการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ผู้วิจัยมีข้อเสนอดังต่อไปนี้

1. ควรใช้ระบบเลเซอร์ ที่ให้แสงเลเซอร์เป็นแบบโพลาไรซ์กันพัลส์ หรือถ้าเป็นไปได้ก็ควรใช้ระบบเฟมโตเซ็คกันเลเซอร์ที่ให้แสงที่มีความกว้างของพัลส์แคบมาก (10^{-15} วินาที) ทั้งนี้ก็เพราะพิคเพาเวอร์ของแสงเลเซอร์ดังกล่าวจะมีค่าประมาณ 1 จิกาวัดต์ถึง 1 เทราวัตต์ ในระยะเวลาอันสั้น โดยจะทำให้เกิดความเสียหายแก่ผลึกน้อยมาก (Low Crystal Damage) และความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่เกิดขึ้นจะสูงมาก ซึ่งจะเป็นสภาวะการที่เหมาะสมในการศึกษาเกี่ยวกับมมูนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ $I^R(2\omega) \rightarrow 0$ ทั้งนี้ที่สภาวะดังกล่าว จะทำให้การตรวจวัดสัญญาณ (Signal Detection) ทำได้ค่อนข้างง่าย

2. ควรใช้ผลึก ADP เป็นตัวกลางนอนลิเนียร์ โดยเตรียมผลึกให้มีการวางตัวของผลึกสอดคล้องกับผลของการวิจัยเชิงทฤษฎี

3. ในด้านเทคนิคของการวัดความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่มีค่าน้อยมากนั้น ควรจะต้องมีความระมัดระวังและใช้เครื่องมือที่ละเอียดอ่อนเป็นพิเศษที่มีศักยภาพในการแยกความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่เกิดจากผลึก ADP ออกจากความเข้มของแสงเช็คกันฮาร์โมนิค ที่เกิดขึ้นเพราะแสงเลเซอร์ไปตกกระทบวัตถุทางแสงทั่ว ๆ ไปและสะท้อนแสงนั้นปะปนมาเข้าเครื่องมือตรวจวัด (Detector) ความเข้มแสงเช่นนี้เรียกว่า "spurious signal" ซึ่งไม่มีโพลาไร-เซชันที่แน่นอน (Random Polarization) แต่สำหรับความเข้มแสงเช็คกันฮาร์โมนิคที่เกิดจากการวางตัวของผลึกที่

มีนอนลิเนียร์โพลาไรเซชัน $\vec{P}^{NLS}(2\omega)$ วางตัวอยู่ในระนาบของการหักเห (Plane of Refraction) จะมีโพลาไรเซชันที่แน่นอนเป็นไปตามทฤษฎี ดังนั้นจะทำให้ตรวจวัดได้ง่ายเมื่อเราใช้การตรวจที่มีการกำกับทิศทางโพลาไรเซชัน

เราสามารถสรุปผลการวิจัยเชิงทฤษฎีครั้งนี้ได้ว่า ได้มีการศึกษาการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวสะท้อน (Reflected Second Harmonic Light) การเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ในการวางตัวตามลักษณะพิเศษของการวางตัวของผลึก (Specific Crystal Orientation) โดยเฉพาะได้มีการศึกษาเน้นการเกิดแสงเช็คกันฮาร์โมนิกในแนวทางสะท้อนกลับที่สภาวะมมตกกระทบวิกฤต ผลการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้สอดคล้องกับผลการวิจัยเชิงทฤษฎีและปฏิบัติกับผลึก ADP ที่ได้มีการจัดวางผลึกในสภาวะที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันวางตัวในผลึก ADP โดยการวิจัยเชิงทฤษฎีสำหรับงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาเพิ่มเติมในกรณีที่ผลึก ADP มีการจัดวางตัวในสภาวะที่นอนลิเนียร์โพลาไรเซชันขนานกับผิวตกกระทบและวางตัวตั้งฉากกับผิวตกกระทบของผลึกการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้ให้ส่วนที่เพิ่มเติมก็คือการพบปรากฏการณ์ ใหม่เป็นครั้งแรกสำหรับการเกิดมมนอนลิเนียร์บริวสเตอร์ที่สภาวะมมตกกระทบวิกฤต (ซึ่งเป็นการแสดงถึงความเป็นไปได้ในการที่ทำให้เกิด $I^R(2\omega) = 0$ ที่มมตกกระทบวิกฤต) โดยสรุปการทำกรวิจัยเชิงทฤษฎีนี้ได้ทำในแนวทางที่เหมือนกับการศึกษาเชิงทฤษฎีและปฏิบัติในผลึก KDP และ ADP ในอดีตและผลการวิจัยเชิงทฤษฎีนี้เป็นไปตามทฤษฎีของ Bloembergen และ Pershan เป็นอย่างดีทุกประการ

บรรณานุกรม

บรรณานุกรม

- วาทณี พันธุมนาวิน (2536) : เลเซอร์ฟิสิกส์ หก.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.Teclmol. 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., Simon, H.J., and Lee, C.H.(1969). Total Reflection phenoncna 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 King sley, 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., Hartmon, 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., Nisen off, 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., Sclamid, 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 Fento second Optical pulses. **Appl. Phys. Lett.** 40 : 761
- Sorokin, P.P. and Lankardt, J.R.(1966). Stimulated emission observed from an arganic dye, Chloroaluminum phtalocyaninc. *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 Ciboarusuibs, **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 ก

ค่าดัชนีหักเหของสารละลายวันโบรโมเน็ฟทาลินที่ความยาวคลื่น 1000 นาโนเมตร และ 500 นาโนเมตรสามารถหาได้จากความสัมพันธ์ตามสมการของ Cauchy

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad (\text{A.1})$$

เมื่อ A, B และ C คือค่าคงที่ เพื่อที่จะหาค่า A, B และ C นั้นจะต้องรู้ค่าของดัชนีหักเหอย่างน้อยสามค่าที่ความยาวคลื่นต่างๆ กันซึ่งจะทำให้เราได้สมการที่เขียนในรูปเมตริกคือ

$$\begin{bmatrix} 1 & 1/\lambda_1^2 & 1/\lambda_1^4 \\ 1 & 1/\lambda_2^2 & 1/\lambda_2^4 \\ 1 & 1/\lambda_3^2 & 1/\lambda_3^4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

โดยการใช้กฎของ Cramer จะสามารถหาค่า A, B และ C ได้

$$A = \frac{\begin{vmatrix} n_1 & 1/\lambda_1^2 & 1/\lambda_1^4 \\ n_2 & 1/\lambda_2^2 & 1/\lambda_2^4 \\ n_3 & 1/\lambda_3^2 & 1/\lambda_3^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1/\lambda_1^2 & 1/\lambda_1^4 \\ 1 & 1/\lambda_2^2 & 1/\lambda_2^4 \\ 1 & 1/\lambda_3^2 & 1/\lambda_3^4 \end{vmatrix}}, B = \frac{\begin{vmatrix} 1 & n_1 & 1/\lambda_1^4 \\ 1 & n_2 & 1/\lambda_2^4 \\ 1 & n_3 & 1/\lambda_3^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1/\lambda_1^2 & 1/\lambda_1^4 \\ 1 & 1/\lambda_2^2 & 1/\lambda_2^4 \\ 1 & 1/\lambda_3^2 & 1/\lambda_3^4 \end{vmatrix}}, C = \frac{\begin{vmatrix} 1 & 1/\lambda_1^2 & n_1 \\ 1 & 1/\lambda_2^2 & n_2 \\ 1 & 1/\lambda_3^2 & n_3 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & 1/\lambda_1^2 & 1/\lambda_1^4 \\ 1 & 1/\lambda_2^2 & 1/\lambda_2^4 \\ 1 & 1/\lambda_3^2 & 1/\lambda_3^4 \end{vmatrix}} \quad (\text{A.3})$$

จากนั้นแทนค่า A, B และ C ในสมการ (A.1) เพื่อหาค่าดัชนีหักเหของวันโบรโมเน็ฟทาลินทั้งที่ความยาวคลื่น 1000 นาโนเมตร

$$n_{(900)} = A + \frac{B}{900^2} + \frac{C}{900^4}, \quad (\text{A.4})$$

และที่ความยาวคลื่น 500 นาโนเมตร

$$n_{(450)} = A + \frac{B}{450^2} + \frac{C}{450^4} \quad (\text{A.5})$$

ในงานวิจัยนี้ได้เลือกใช้ค่าดัชนีหักเหของวันโบรโมเน็ฟทาลินที่ความยาวคลื่นต่างๆกันจำนวนสามกลุ่ม(ดูตาราง A.1) จากนั้นนำมาเฉลี่ยเพื่อให้ได้ค่าดัชนีหักเหของวันโบรโมเน็ฟทาลินที่ 1000 และ 500 นาโนเมตรที่น่าเชื่อถือ

ตาราง A.1 แสดงค่าดัชนีหักเหของวัน โบร โมแน็ฟทาลินที่ความยาวคลื่นต่างซึ่งใช้สำหรับหาค่าดัชนีหักเหที่ความยาวคลื่น 1000 และ 500 นาโนเมตร

กลุ่มที่ 1		กลุ่มที่ 2		กลุ่มที่ 3	
λ (nm)	n	λ (nm)	n	λ (nm)	n
1064	1.6262	977	1.6340	1064	1.6262
532	1.6701	532	1.6701	532	1.6701
434	1.7041	488.5	1.6810	486.1	1.68173
$n_L(\omega) = 1.627962$		$n_L(\omega) = 1.633387$		$n_L(\omega) = 1.628126$	
$n_L(2\omega) = 1.6786799$		$n_L(2\omega) = 1.67778$		$n_L(2\omega) = 1.677865$	
$n_L(\omega) _{(\text{เฉลี่ย})} = 1.6293$					
$n_L(2\omega) _{(\text{เฉลี่ย})} = 1.6781$					

ภาคผนวก ข

ข.1 // C++ program for calculation of reflected SHI generated from ADP (1000 nm) with

P^{NLS} inclining at 0° 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 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=1.5087;

const float nO2w=1.5298;

const float nE2w=1.4833;

const float nL1w=1.6298;

const float nL2w=1.6781;

const float Pi=3.1415927;

complex O_s, Oi;

clrscr();

FILE *stream;

FILE *index;

```

stream=fopen("SHI0.txt","w+");
index=fopen("nADP.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 ADP";
cout << setw(15) << " Reflected 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);
    if(real(OTD) < 0) Degg = -Degg;
    fprintf(stream, "%6.3lf\t%15.8lg\n", real(Degg), real(SHI));
    fprintf(index, "%7.6lf, %7.3lf\n", nE2, Degg);
    i = show(real(Degg), nE2, real(SHI), i);
    if(real(OTD)<90)
    {
        if(real(OTD) == 89) OTD+=0.01;
        else OTD+=Add;
    }
    else {
        if(imag(OTD) > -1) x=-0.01;
        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= 1.6298;
    const float nO2w = 1.5298;
    const float nE2w = 1.4833;
    const float nO1w = 1.5087;
    const float pii =3.1415927;
    xx=1/sqrt(pow(cos(OT),2)/(nO2w*nO2w)+pow(sin(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=1.5087;
    const float nL1w=1.6298;
    const float nL2w=1.6781;
    complex ii=nE2*sin(O_t)/nL1w;
    complex Oi=asin(ii);
    Oig = real(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)/
               (sin(OR)*sin(O_t+OR)*cos(O_t-OR)*sin(O_t+O_s));
double Ir = real(eps*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;
}

```

4.2 // C++ program for calculation of reflected SHI generated from ADP crystal of

fundamental beam 1000nm //

```
#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=1.5087;
```

```
    const float nO2w=1.5298;
```

```
    const float nE2w=1.4833;
```

```
    const float nL1w=1.6298;
```

```
    const float nL2w=1.6781;
```

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

```
    complex O_s, Oi;
```

```
    clrscr();
```

```
    FILE *stream;
```

```
//    FILE *index;
```

```
    stream=fopen("SHI90.txt","w+");
```

```
//    index=fopen("ADP_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(10) << " Tran(deg)";
cout << setw(12) << " index of ADP";
cout << setw(15) << " reflected of 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);
    fprintf(stream, "%6.3lf\t%15.8lg\n", real(Degg), real(SHI));
    fprintf(index, "%7.6lf, %7.3lf\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);
cout << "Completely Calculating";
getch();
}
complex nec(complex OT)

```

```

{
    complex O_s,ss, xx;
    const float nL1w= 1.6298;
    const float nO2w = 1.5298;
    const float nE2w = 1.4833;
    const float nO1w = 1.5087;
    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=1.5087;
    const float nL1w=1.6298;
    const float nL2w=1.6781;
    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("%10.5lf |", OiD);  
    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

ปัจจุบันดำรงตำแหน่งหัวหน้าสาขาวิชาเทคโนโลยีเลเซอร์และฟิสิกส์ สำนักวิชาวิทยาศาสตร์
มหาวิทยาลัยเทคโนโลยีสุรนารี นครราชสีมา

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