

บทที่ 4

การกระเจิงแบบรามานของแกเลียมอาร์เซไนด์ที่ถูกเจือด้วยเบริลเลียม ในปริมาณสูง

4.1 บทนำ

4.1.1 หลักการการกระเจิงแบบรามาน

การกระเจิงแบบรามาน (Raman scattering) เป็นการกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นของโฟตอน (photon) โดยแบ่งการเกิดออกเป็นสองแบบด้วยกันคือ แบบสโตกส์ (Stokes) และ แอนตี้สโตกส์ (Anti-Stokes) โดยในกรณีของสโตกส์เกิดขึ้นในกรณีที่ฉายแสงตกกระทบสารตัวอย่างแล้วทำให้เกิดกลุ่มการสั่นในโครงร่างผลึกซึ่งเรียกว่าโฟนอน (phonon) เกิดขึ้นและกระเจิงให้แสงที่มีความถี่น้อยกว่าความถี่เดิมของแสงที่ฉายเข้าไป ในกรณีนี้จะเป็นการสร้างโฟนอน กรณีที่สองเป็นกรณีที่เรียกว่า แอนตี้สโตกส์ โดยแสงที่ฉายตกกระทบสารตัวอย่างจะรวมตัวกับโฟนอนซึ่งมีอยู่แล้วในสารเนื่องจากพลังงานความร้อนทำให้กระเจิงให้แสงที่มีความถี่สูงกว่าความถี่เดิม ในกรณีนี้เป็นการทำลายโฟนอน โดยรูปที่ 4.1 แสดงแผนภาพการกระเจิงแบบรามานโดยสามารถเขียนความสัมพันธ์เป็น

$$\omega = \omega' \pm \Omega \quad (4.1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}' \pm \vec{K} \quad (4.2)$$

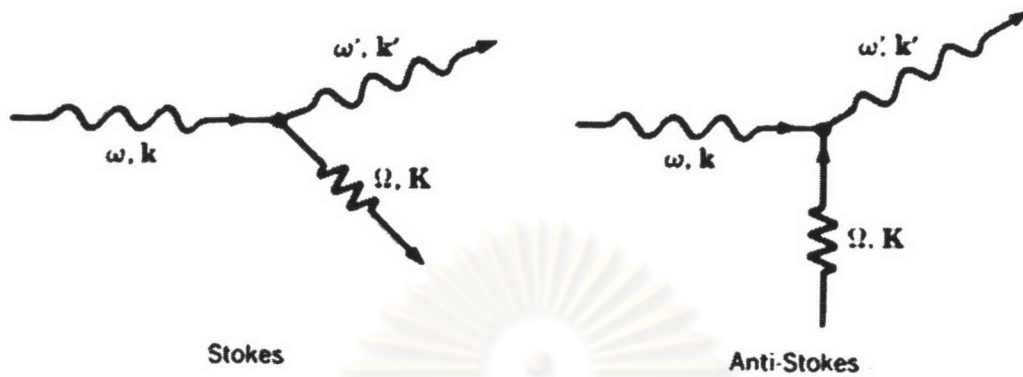
เมื่อ ω, \vec{k} คือความถี่และโมเมนตัมของแสงที่กระเจิงออกมา

ω', \vec{k}' คือความถี่และโมเมนตัมของแสงที่ตกกระทบ

Ω, \vec{K} คือความถี่และโมเมนตัมของโฟนอน

โดยใช้เครื่องหมายบวกในกรณี Anti-Stokes และเครื่องหมายลบใช้ในกรณี Stokes

รูปแบบการสั่นของการกระเจิงแบบรามานสามารถพิจารณาได้ดังนี้ เมื่อวางอะตอมที่เป็นกลางในสนามไฟฟ้า (\vec{E}) ในกรณีนี้จะอะตอมประกอบด้วยประจุบวก (โปรตอน) อยู่ตรงกลาง(นิวเคลียส) และประจุลบ (อิเล็กตรอน) กระจายอยู่รอบๆนิวเคลียสอย่างสมมาตรแบบทรงกลม อิทธิพลของสนามไฟฟ้าจะผลักดันนิวเคลียสไปในทิศเดียวกับสนาม และดึงอิเล็กตรอนให้ไปในทิศตรงข้าม ถ้าความเข้มสนามมีมากพอประจุอาจถูกดึงออกให้หลุดออกจากกันอย่างสมบูรณ์ ในกรณีที่สนามไฟฟ้ามีความเข้มไม่พอดึงประจุให้แยกจากกัน สนามไฟฟ้าจะยังคงทำให้ศูนย์กลางมวลของอิเล็กตรอนเลื่อนออกจากศูนย์กลางมวลของนิวเคลียส การที่ศูนย์กลางมวลประจุสองชนิดแยกออกกันนี้เรียกว่าเกิดโพลาไรซ์เซชัน



รูปที่ 4.1 แสดงหลักการเกิดการกระเจิงแบบรามาน[12] เมื่อฉายแสงที่มีความถี่ ω ตกกระทบสารตัวอย่างมีผลให้เกิดการกระเจิงแบบรามาน 2 แบบด้วยกันคือ กรณี Stokes แสงที่ตกกระทบทำให้เกิดการสั่นภายในโครงผลึกซึ่งเป็นการสร้างโฟนอนที่มีความถี่ Ω และกระเจิงให้แสงที่มีความถี่ ω' ซึ่งเป็นความถี่ที่ต่ำกว่าความถี่ของแสงที่ตกกระทบ กรณีที่สอง Anti-Stokes เป็นกรณีที่เป็นการทำลายโฟนอนโดยแสงที่ตกกระทบจะรวมตัวกับโฟนอนที่มีอยู่แล้วในโครงผลึกซึ่งมีความถี่ Ω และกระเจิงให้แสงที่มีความถี่สูงกว่าความถี่เดิม (ω') ออกมา สามารถเขียนสมการพลังงานได้เป็น $\hbar\omega' = \hbar\omega \pm \hbar\Omega$ โดยในกรณีของ Stokes ใช้เครื่องหมายลบและใช้เครื่องหมายบวกในกรณีของ Anti-Stokes

(polarization) อะตอมมีลักษณะเป็นขั้วคู่ไฟฟ้าเล็กๆและมีเวกเตอร์โมเมนต์ขั้วคู่ \vec{p} ชี้ไปในทิศเดียวกับสนาม \vec{E} ถ้าความเข้มสนามไฟฟ้าไม่มากเกินไปไดโพลโมเมนต์เหนี่ยวนำ (induced dipoles) แปรผันตรงกับสนามไฟฟ้า

$$\vec{p} = \alpha \vec{E} \quad (4.3)$$

เรียก α ว่าโพลาไรเซบิลิตีของอะตอม (atomic polarizability) สามารถเขียนเป็นความสัมพันธ์ในรูปอนุกรมกำลังกับขนาดของโฟนอน (u) ได้เป็น

$$\alpha = \sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n u^n(t) \quad (4.4)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 u + \alpha_2 u^2 + \dots$$

โดยที่ฟังก์ชันการสั่นของโฟนอนที่มีความถี่ Ω มีสมการเป็น $u = u_0 \cos(\Omega t)$ และให้สนามไฟฟ้าที่ตกกระทบสารตัวอย่างมีสมการเป็น $E = E_0 \cos \omega t$ เมื่อ ω คือความถี่ของสนามที่ตกกระทบสารตัวอย่าง สามารถเขียนไดโพลโมเมนต์ได้เป็น

$$\begin{aligned} p &= E_0 \cos \omega t (\alpha_0 + \alpha_1 u + \alpha_2 u^2 + \dots) \\ &= E_0 \cos \omega t (\alpha_0 + \alpha_1 u_0 \cos \Omega t + \alpha_2 u_0^2 \cos^2 \Omega t + \dots) \\ &= \alpha_0 E_0 \cos \omega t + \alpha_1 u_0 E_0 \cos \omega t \cos \Omega t + \alpha_2 u_0^2 E_0 \cos \omega t \cos^2 \Omega t + \dots \end{aligned} \quad (4.5)$$

พิจารณาในพจน์ที่ 2

$$\alpha_1 u_0 E_0 \cos \omega t \cos \Omega t = \alpha_1 u_0 E_0 \left[\frac{1}{2} (\cos(\omega + \Omega)t + \cos(\omega - \Omega)t) \right] \quad (4.6)$$

ซึ่งจะเห็นว่าโฟตอนที่ความถี่ $\omega + \Omega$ และ $\omega - \Omega$ มีความสัมพันธ์กับการดูดกลืน (absorption) และการปลดปล่อย (emission) ของโฟนอนที่มีความถี่ Ω นิยมแสดงผลสเปกตรัมการกระเจิงแบบรามานในรูปของความเข้มของแสงที่กระเจิงเทียบกับผลต่างของความถี่ระหว่างแสงที่ตกกระทบและแสงที่กระเจิงออกมา ซึ่งผลต่างของความถี่นี้เรียกว่า ความถี่รามาน (Raman shift) ซึ่งแสดงถึงความถี่ของโฟนอน หน่วยความถี่ที่นิยมใช้คือ wavenumber (cm^{-1}) โดยที่ 1 cm^{-1} มีค่าเทียบเท่ากับความถี่ $3 \times 10^{10} \text{ Hz}$ หรือเทียบเท่ากับพลังงาน 0.1239 meV โดยเรียกลสเปกตรัมที่ความถี่ $\omega - \Omega$ ว่า stokes line และเรียกลสเปกตรัมที่ความถี่ $\omega + \Omega$ ว่า anti-stokes line โดยสามารถเขียนความสัมพันธ์ของความเข้มแสงการกระเจิงในกรณีของ stokes ได้เป็น

$$I(\omega - \Omega) \propto \langle n_K + 1 | u | n_K \rangle^2 \propto n_{K+1} \quad (4.7)$$

เมื่อ n_K คือประชากรเริ่มต้นของโฟนอน (initial population of phonon) ที่มีเวกเตอร์คลื่น \vec{K} และสามารถเขียนความสัมพันธ์ของความเข้มแสงการกระเจิงในกรณีของ anti-stokes ได้เป็น

$$I(\omega + \Omega) \propto \langle n_K - 1 | u | n_K \rangle^2 \propto n_K \quad (4.8)$$

ถ้าเริ่มต้นโฟนอนสมดุลความร้อนที่อุณหภูมิ T อัตราส่วนความเข้มจะเป็น [12]

$$\frac{I(\omega + \Omega)}{I(\omega - \Omega)} = \frac{\langle n_K \rangle}{\langle n_K + 1 \rangle} = e^{-\frac{\hbar\Omega}{k_B T}} \quad (4.9)$$

เมื่อ $\langle n_K \rangle$ เป็นไปตาม Planck distribution function โดยจะพบว่าความเข้มของ Anti-stokes line จะเป็นศูนย์เมื่อ $T \rightarrow 0$ เพราะที่จุดนี้โฟนอนไม่สามารถเกิดขึ้นได้

การกระเจิงแบบรามานสามารถเกิดขึ้นได้ต้องเป็นไปตามกฎการเลือก (selection rule) โดยขึ้นอยู่กับทิศทางการเคลื่อนที่และทิศโพลาไรซ์ของแสงที่ตกกระทบและแสงที่กระเจิง ซึ่งสามารถแสดงได้โดยรามานเทนเซอร์ (R) [13]

4.1.2 ฟังก์ชันค่าคงที่ไดอิเล็กตริกในสารกึ่งตัวนำที่มีการเติมอะตอมเจือปน

การเติมอะตอมสารเจือในสารกึ่งตัวนำเป็นการทำให้เกิดพาหะอิสระ (free carrier) ขึ้นในสาร และทำให้เป็นการเปลี่ยนแปลงฟังก์ชันค่าคงที่ไดอิเล็กตริก โดยจะต้องเพิ่มพจน์จากผลการเติมอะตอมเจือปนนี้เข้าไปในสมการที่ (2.13a) โดยค่าคงที่ไดอิเล็กตริกที่เพิ่มเข้าไปคือ

$$4\pi\chi_{fc} = \frac{-\epsilon_\infty\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \quad (4.10)$$

เมื่อ χ_{fc} คือ ซ์พเซพติบิลิตีของพาหะอิสระ (free-carrier susceptibility)

ω_p คือ ความถี่พลาสมา (plasma frequency)

Γ คือ ค่าคงที่การหน่วงพลาสมอน (plasmon damping constant)

ซึ่งทำให้ฟังก์ชันค่าคงที่ไดอิเล็กตริกเป็น

$$\epsilon = \epsilon_\infty + 4\pi\chi_{ph} + 4\pi\chi_{fc} \quad (4.11)$$

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)} \right) \quad (4.12)$$

ซึ่งหากไม่พิจารณาค่าคงที่การหน่วงของทั้งโฟนอนและพลาสมอน สามารถคำนวณความถี่ที่ทำให้ $\epsilon = 0$ เป็น

$$\omega_{\pm}^2 = \left(\frac{\omega_{LO}^2 + \omega_p^2}{2} \right) \pm \sqrt{\frac{(\omega_{LO}^2 + \omega_p^2)^2 - 4\omega_p^2\omega_{TO}^2}{4}} \quad (4.13)$$

โดยที่ความถี่ ω_+ และ ω_- เรียกว่าเป็นรูปแบบการสั่นควบคู่ของโฟนอนทรานส์คอนสตรัคทีฟตามยาวและพลาสมอน (Longitudinal optical phonon-plasmon coupled modes, LOPC modes)

4.1.3 รูปแบบการสั่นควบคู่ของโฟนอนทรานส์คอนสตรัคทีฟตามยาวและพลาสมอน (Longitudinal Optical phonon-Plasmon Coupled modes, LOPC modes)

การศึกษาในรูปแบบการสั่น LOPC [14-16] ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นของ GaAs พบว่าสามารถสังเกตพบยอดที่ความถี่ ω_+ และ ω_- ซึ่งให้ผลที่แตกต่างจากการทดลองในสารกึ่งตัวนำชนิดพีของ GaAs โดยสามารถสรุปผลงานที่ได้ศึกษาก่อนหน้านี้ดังนี้

Fukasawa และคณะ[17] ได้ทำการศึกษาทฤษฎีของการกระเจิงแบบรามานจากรูปแบบการสั่น LOPC และจากรูปแบบการสั่นโฟนอนทรานส์คอนสตรัคทีฟตามยาว (ω_{LO}) ในสารกึ่งตัวนำที่มีการเติมอะตอมเจือปน ผลการวิเคราะห์แสดงให้เห็นว่าจะสามารถสังเกตยอดด้านความถี่ต่ำของรูปแบบการสั่น LOPC (ω_-) ในบริเวณใกล้กับความถี่ของโฟนอนทรานส์คอนสตรัคทีฟตามขวาง (ω_{TO})

Yuasa และ Ishii[18] ได้รายงานสเปกตรัมรามานจากระนาบ (100) ของ GaAs:Be โดยความเข้มข้นพาหะอยู่ในช่วง $1 \times 10^{16} - 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ สามารถสังเกตเห็นยอดทางด้านความถี่สูงของรูปแบบการสั่น LOPC (ω_+) โดยมีความถี่สูงกว่า ω_{LO} ในสารตัวอย่างที่มีความเข้มข้นพาหะ $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ และ สังเกตเห็น ω_- ใกล้กับความถี่ ω_{TO} ในสารตัวอย่างที่มีความเข้มข้นพาหะ $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ โดยได้สรุปว่ารูปแบบการสั่น LOPC ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีของ GaAs มีลักษณะเช่นเดียวกับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ซึ่งการแปลความเช่นนี้ขัดแย้งกับผลการทดลองในภายหลัง

Wan และคณะ[3, 19] ได้ทำการทดลองการกระเจิงแบบรามานใน GaAs:Be ที่มีความเข้มข้นพาหะในช่วง $1 \times 10^{18} - 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ พบว่ารูปแบบการสั่น LOPC ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นให้ผลที่แตกต่างกัน ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะพบรูปแบบการสั่นเพียงแบบเดียว และเมื่อความเข้มข้นพาหะเพิ่มขึ้นรูปแบบการสั่นนี้จะมีการเลื่อนไปทางด้านพลังงานต่ำและมีความถี่อยู่ในช่วงระหว่าง ω_{LO} และ ω_{TO} นอกจากนี้ยังได้ทำการปรับแก้สเปกตรัมกับสมการซึ่งมีการพิจารณาการเปลี่ยนสถานะภายในแถบวาเลนซ์ระหว่างโฮลหนัก (heavy-hole) และโฮลเบา (light-hole) อีกด้วย

Mlayah และคณะ[2] ได้ทำการทดลองการกระเจิงแบบรามานกับ GaAs:Be ที่มีความเข้มข้นพาหะอยู่ในระดับสูงในช่วง $1 \times 10^{19} - 1.4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ พบว่าสามารถสังเกตยอดจากรูปแบบการสั่น

LOPC เพียงยอดเดียวที่มีความถี่ใกล้เคียงกับ ω_{TO} และยังทำการวิเคราะห์สเปกตรัมการกระเจิงแบบรามานโดยการพิจารณาอิทธิพลของค่าคงที่การหน่วงด้วย นอกจากนี้ยังพบว่าที่ระดับความเข้มข้นพาหะสูงกว่า $1.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ มวลยังผลของโฮลจะมีค่าเพิ่มขึ้นจาก $0.378m_0$ เป็น $0.7m_0$ แต่ก็ยังไม่สามารถอธิบายเหตุที่เกิดขึ้นได้

Fukasawa และ Perkowitz ได้ทำการศึกษาถึงผลของรูปแบบการสั่น LOPC ทั้งการทดลองการกระเจิงแบบรามาน [1, 20] และการทดลอง Far-Infrared Reflectance [21] พบว่ารูปแบบการสั่น LOPC ที่สังเกตในสารตัวอย่าง GaAs:Be ที่มีความเข้มข้นพาหะ $6.3 \times 10^{17} - 2.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ รูปแบบการสั่นที่พบมีเพียงแบบเดียว (ω_-) โดยคาดว่าอีกรูปแบบการสั่น (ω_+) ที่ไม่สามารถสังเกตได้เป็นผลจากการหน่วงในปริมาณมากของพลาสมอน โดยยังได้ทำการปรับแก้สมการของ Fukasawa และคณะ [17] กับสเปกตรัมที่ได้จากการทดลองการกระเจิงแบบรามาน เพื่อหาค่าคงที่การหน่วงของพลาสมอน และได้นำผลการปรับแก้สมการมาคำนวณหาสภาพเคลื่อนที่ได้ (mobility) ซึ่งความสัมพันธ์ระหว่างสภาพเคลื่อนที่ได้โดยวิธีการทางแสง ($\mu_{optical}$) และสภาพเคลื่อนที่ได้จากการวัดฮอลล์ (μ_{Hall}) มีความสัมพันธ์ $\frac{\mu_{optical}}{\mu_{Hall}}$ มีค่าในช่วง 1.5 – 2.6

Seon และ Holtz [22] ได้ทำการทดลองกับ GaAs:C ที่ความเข้มข้นพาหะอยู่ในช่วง $2.3 \times 10^{19} - 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ก็พบรูปแบบการสั่น LOPC เพียงแบบเดียว โดยคาดว่าเป็นผลจาก ค่าคงที่การหน่วงของพลาสมอนที่มีค่ามากและผลของมวลยังผลของโฮล (effective hole mass) จึงทำให้ไม่สามารถสังเกตเห็นความถี่ ω_+ ได้

Irmer และคณะ [4] ได้ศึกษารูปแบบการสั่น LOPC ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีในกลุ่ม III-V และเสนอว่ารูปแบบการสั่น LOPC ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีเพียงความถี่เดียวเนื่องจากพาหะที่ถูกหน่วงในปริมาณมาก นอกจากนี้ Irmer และคณะได้เสนอว่าประสิทธิภาพการกระเจิง (scattering efficiency) ของรูปแบบการสั่น LOPC ขึ้นอยู่กับ 3 ส่วนด้วยกันคือ ส่วนแรกขึ้นกับการเลื่อนตำแหน่งของโฟนอน (phonon displacement, u) ซึ่งเป็นผลให้เกิด deformation potential (DP) ส่วนที่สองเกิดจากสนามไฟฟ้า (E) ซึ่งเป็นผลให้เกิด electro-optic mechanism และส่วนสุดท้ายเป็นผลจากการแปรปรวนของความหนาแน่นประจุ (charge-density fluctuation) สำหรับในกรณีที่มีพาหะชนิดเดียว (โฮล) และเวกเตอร์คลื่นของโฟนอนประมาณเท่ากับศูนย์ ($k \cong 0$) ค่ามวลยังผลของพาหะซึ่งมีค่ามากทำให้ประสิทธิภาพการกระเจิงของแสงจะขึ้นกับ deformation potential และ electro-optic mechanism โดยสามารถละทิ้งผลเนื่องจากการแปรปรวนของความหนาแน่นประจุได้ ความเข้มแสงของการกระเจิงแบบรามาน (I) จากรูปแบบการสั่น LOPC สามารถเขียนเป็นสมการได้ว่า [4]

$$I = A(n_\omega + 1) \text{Im} \left\{ \frac{\varepsilon_\infty b^2 4\pi\chi_{ph} + [\varepsilon_\infty + (1-b)^2 4\pi\chi_{ph}] 4\pi\chi_{fc}}{\varepsilon} \right\} \quad (4.14)$$

$$b = 1 - \frac{C_{FH} \omega_{TO}^2}{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2} \quad (4.15)$$

เมื่อ C_{FH} คือ สัมประสิทธิ์ Faust – Henry ซึ่งแสดงผลอัตราส่วนระหว่างผลของ deformation potential และ electro-optic mechanism ที่มีในการกระเจิงของรูปแบบการสั่น LOPC

A คือค่าคงที่

โดยผลการเปรียบเทียบการใช้สมการที่ (4.14) และ (4.15) กับผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานใน GaAs:Zn พบว่าได้ผลที่สอดคล้องกัน

4.2 การทดลอง

การทดลองการกระเจิงแบบรามานของแกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ถูกเจือด้วยเบริลเลียมในปริมาณสูงได้ถูกจัดขึ้นโดยใช้เครื่อง RM1000 ของบริษัท Renishaw โดยสารตัวอย่างจะถูกฉายด้วยแสงที่มีความยาวคลื่น 488 nm ซึ่งได้จาก Ar⁺ เลเซอร์ สารตัวอย่างที่ใช้ในการทดลองได้แก่แกลเลียมอาร์เซไนด์ที่ถูกเจือด้วยเบริลเลียมในปริมาณสูง ความเข้มข้นพาหะได้ถูกวัดด้วยปรากฏการณ์ฮอลล์ (Hall measurement) พบว่ามีค่าในช่วง $2.81 \times 10^{18} - 7.44 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ดังแสดงในตารางที่ 3.1 การวัดการกระเจิงแบบรามานได้ถูกจัดขึ้นจากระนาบ (001) ในรูปแบบการกระเจิงย้อนกลับ (back scattering) ทำการวัดความถี่รามานในช่วงความถี่ 250 - 400 cm^{-1} ทั้งนี้ความถี่ต่ำสุดที่สามารถวัดได้คือ 250 cm^{-1} นั้นเป็นผลมาจากแผ่นกรองแสงที่ใช้ ทำให้ไม่สามารถวัดค่าที่ต่ำกว่าได้

4.3 ผลการทดลองและวิเคราะห์ผลการทดลอง

4.3.1 ผลการทดลอง

ผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานของ GaAs:Be แสดงในรูปแบบที่ 4.2 โดยรูป (ก) เส้นทึบ แสดงผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานที่ความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) มีค่า $2.81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ซึ่งสังเกตเห็นยอด (peak) ที่ 2 ตำแหน่ง โดยมียอดเล็กๆที่ตำแหน่ง 267.51 cm^{-1} คาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น TO ซึ่งโดยปกติตามกฎการเลือกเราไม่สามารถสังเกตเห็นรูปแบบการสั่น TO ได้จากระนาบ (001) ในการกระเจิงแบบกลับทางเดิม แต่ผลที่เกิดขึ้นคาดว่าเกิดจากการทดลองที่ไม่ได้เป็นการกระเจิงย้อนกลับอย่างแท้จริง ซึ่งผลการทดลองก่อนหน้านี้ [23] ที่ระดับค่าความเข้มข้นพาหะใกล้เคียงกันก็ให้ผลเช่นเดียวกัน อีกยอดหนึ่งมีตำแหน่งที่ 290.00 cm^{-1} สังเกตได้ว่ามีความสูงมากกว่า

ยอดแรก คาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LO ที่ไม่เกิดการควบคู่กับพลาสมอนและเกิดจากผิวหน้าของสารตัวอย่าง

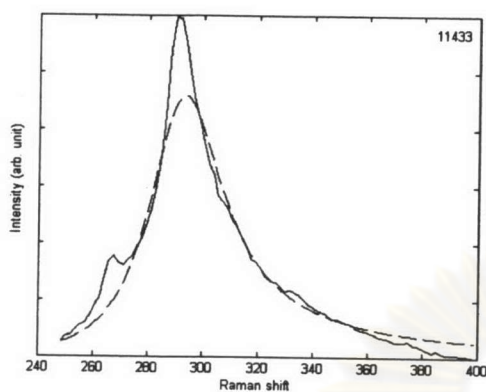
รูป (ข) เส้นทึบแสดงผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานที่ความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) มีค่า $1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ สังเกตเห็นยอดที่สองตำแหน่งมีความสูงของยอดต่างกันพอสมควร โดยยอดแรกมีตำแหน่งที่มีความถี่สูงกว่ารูปแบบการสั่น TO เล็กน้อยซึ่งคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LOPC และยอดที่สองที่มีความถี่น้อยกว่ายอดแรกมีตำแหน่งที่ 290.00 cm^{-1} โดยคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LO

รูป (ค) เส้นทึบแสดงผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานที่ความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) มีค่า $2.83 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ สังเกตเห็นยอดที่สองตำแหน่งซึ่งมีความสูงของยอดต่างกันมาก โดยยอดแรกมีตำแหน่งที่ 265.78 cm^{-1} ซึ่งคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LOPC จะมีความสูงของยอดมากกว่ายอดที่สองมาก โดยยอดที่สองเป็นยอดเล็กๆที่มีตำแหน่งที่ 284.84 cm^{-1} ซึ่งคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LO

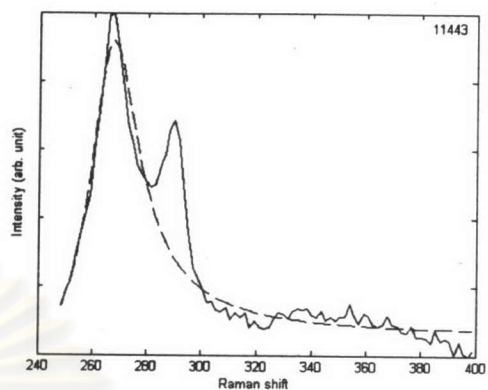
รูป (ง) เส้นทึบแสดงผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานที่ความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) มีค่า $7.44 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ สังเกตเห็นยอดที่สองตำแหน่งเช่นกัน โดยที่ยอดแรกมีความสูงของยอดมากกว่า มีตำแหน่งที่ 265.18 cm^{-1} ซึ่งคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LOPC และยอดที่สองที่ตำแหน่ง 289.46 cm^{-1} ซึ่งคาดว่าเป็นยอดของรูปแบบการสั่น LO จะมีขนาดเล็กกว่ามาก

จากผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานที่ได้ แสดงให้เห็นว่า ที่ระดับความเข้มข้นพาหะน้อย ยอดของรูปแบบการสั่น LOPC ก็จะมีค่าน้อยด้วย แต่เมื่อความเข้มข้นพาหะเพิ่มมากขึ้น ความสูงของยอดก็จะมากขึ้นด้วย ทั้งนี้เป็นผลมาจากการที่ความเข้มข้นพาหะมากขึ้น ความเข้มข้นพาหะที่มากขึ้นก็จะเป็นการเพิ่มจำนวนพลาสมอนในสาร การควบคู่กันระหว่างโฟนอนและพลาสมอนจึงมากขึ้นด้วย และสังเกตได้ว่ายอดของรูปแบบการสั่น LOPC จะมีการเลื่อนไปทางด้านความถี่ต่ำเมื่อความเข้มข้นพาหะเพิ่มมากขึ้น

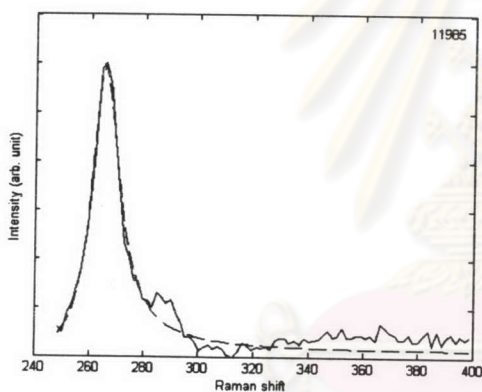
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



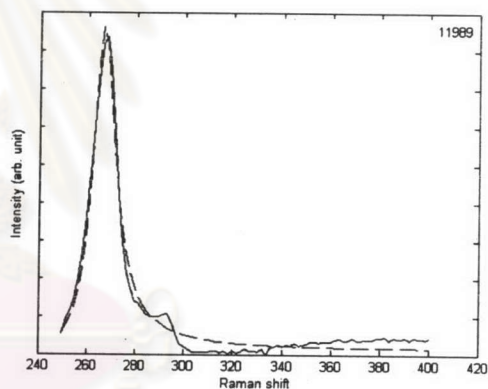
(ก)



(ข)



(ค)



(ง)

รูปที่ 4.2 แสดงสเปกตรัมการกระเจิงแบบรามานของ GaAs:Be โดยเส้นทึบแสดงผลการทดลองการกระเจิงแบบรามาน และเส้นประแสดงผลการปรับแก้สมการที่ (4.14) กับสเปกตรัมที่ได้จากการทดลองการกระเจิงแบบรามาน โดยรูป (ก) สารตัวอย่างมีความเข้มข้นพาหะ $2.81 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ รูป (ข) สารตัวอย่างมีความเข้มข้นพาหะ $1.04 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ รูป (ค) สารตัวอย่างมีความเข้มข้นพาหะ $2.83 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ รูป (ง) สารตัวอย่างมีความเข้มข้นพาหะ $7.44 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

4.3.2 รูปแบบการสั่นโฟนอนทรานส์เวอร์ซัล (Longitudinal Optical phonon mode, LO)

ในส่วนของรูปแบบการสั่น LO นั้นจะพบว่าเมื่อความเข้มข้นพาหะเพิ่มมากขึ้นความสูงของยอดก็จะน้อยลง การที่สารสามารถแสดงให้เห็นผลของรูปแบบการสั่น LO ได้นั้นเป็นผลจากบริเวณผิวหน้าของสารตัวอย่างส่วนที่สัมผัสกับอากาศซึ่งเป็นบริเวณที่ปลอดพาหะอิสระ พาหะจะถูกกวาดออกไปจากบริเวณนี้แล้วเข้าไปในเนื้อสารลึกลงไปโดยผลของสนามไฟฟ้าที่เกิดจากแกนไอออนของตัวสารเจือ ส่งผลต่อเนื่องให้เกิดการโค้งงอของแถบพลังงานที่เรียกว่า band bending ปรากฏการณ์นี้จะเกิดขึ้นจนกว่าจะเข้าสู่สภาวะสมดุลการกระจายของพาหะจึงจะคงตัว ในบริเวณผิวหน้าจะมีพาหะอยู่น้อยกว่าในเนื้อสาร เนื่องจากบริเวณที่ผิวจะมองเห็นพลังงานศักย์ที่สูงกว่าของเนื้อสาร บริเวณนี้จึงแสดงสมบัติคล้ายสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ เราจึงสามารถเห็นรูปแบบการสั่น LO ได้ ชั้นที่เป็นบริเวณปลอดพาหะนี้เรียกว่า depletion layer (d_L) หรือ space-charge region (SCR) การที่ความเข้มของรูปแบบการสั่น LO ลดลงเมื่อความเข้มข้นพาหะเพิ่มมากขึ้นนี้เป็นผลจากการที่บริเวณปลอดพาหะลดลง โดยความเข้มแสงของการกระเจิงแบบรามานจากรูปแบบการสั่น LO ที่มีความเข้มข้นพาหะ p เป็นไปตามสมการ [2]

$$I_{LO}(p) = I_{LO}(0)[1 - \exp(-2\alpha_i d_L)] \quad (4.16)$$

โดย

$$d_L^2 = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 \phi_B}{e^2 p} \quad (4.17)$$

เมื่อ $I_{LO}(0)$ คือความเข้มแสงของรูปแบบการสั่น LO ของสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์

α_i คือสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง (Optical absorption coefficient)

ε_s คือค่าคงที่ไดอิเล็กตริกสถิต (static dielectric constant)

$e\phi_B$ คือความสูงของกำแพงศักย์ (Barrier height)

p คือความเข้มข้นพาหะ

โดยค่าพารามิเตอร์แสดงในตารางที่ 4.1 การทดลองการกระเจิงแบบรามานสามารถนำมาคำนวณความหนาของชั้นปลอดพาหะได้ โดยการวัดความสูงของยอดรูปแบบการสั่น LO ในสารที่มีการเติมอะตอมเจือปนแล้วนำมาเปรียบเทียบกับความสูงของรูปแบบการสั่น LO ในกรณีที่เป็นสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ โดยการใส่สมการที่ (4.16) ผลการคำนวณชั้นปลอดพาหะในการทดลองครั้งนี้แสดงในตารางที่ 4.2 ซึ่งทำการเทียบความเข้มของยอด LO ในแต่ละสารตัวอย่างกับความเข้มของยอด LO ใน GaAs

บริสุทธิ์ พบว่าความหนาของชั้นปลดพาหะอยู่ในระดับนาโนเมตร ผลการวิเคราะห์ที่ได้ให้ค่าที่อยู่ในช่วงเดียวกับผลงานของ Shen และคณะ [16] และ Songprakob[23]

ตารางที่ 4.1 แสดงค่าพารามิเตอร์ของ GaAs ชนิดพี ที่อุณหภูมิ 300 K

ω_{LO}	LO-phonon frequency	290 cm ^{-1 a}
ω_{TO}	TO-phonon frequency	266.5 cm ^{-1 a}
ϵ_{∞}	Optical dielectric constant	10.9 ^b
ϵ_s	Static dielectric constant	12.8 ^c
C_{FH}	Faust-Henry coefficient	-0.59 ^d
m_{hh}	Heavy-hole mass	0.45m _e ^e
m_{lh}	Light-hole mass	0.082m _e ^e
m_h^*	Average hole effective mass	0.34m _e
α	Optical absorption coefficient	1.24x10 ⁵ cm ^{-1 f}
$e\phi_B$	Barrier height	0.5eV ^g
γ	Phonon damping constant	2.5 cm ^{-1 h}

^a ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [1]

^b ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [6]

^c ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [5]

^d ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [24]

^e ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [25]

^f ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [26]

^g ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [27]

^h ข้อมูลจากรายการอ้างอิงที่ [28]

ตารางที่ 4.2 แสดงผลการคำนวณ depletion layer (d_L) จากความเข้มของรูปแบบการสั่น LO

Sample No.	Carrier concentration (cm^{-3})	Intensity (arb. Unit)	Depletion layer (nm)
GaAs	0	36775.86	-
11433	2.81×10^{18}	7925.6	9.79
11443	1.04×10^{19}	2472.2	2.81
11985	2.83×10^{19}	2399.1	2.72
11989	7.44×10^{19}	2127	2.40

4.3.3 รูปแบบการสั่นการควบคู่ระหว่างโฟนอนทรานส์คอนสตรัคทีฟตามยาวและพลาสมอน (Longitudinal Optical phonon Plasmon Coupled modes, LOPC modes)

รูปแบบการสั่น LOPC สามารถเห็นได้ในทุกระดับความเข้มข้นพาหะที่ใช้ทดลองยกเว้นสารตัวอย่างที่ระดับความเข้มข้นพาหะต่ำสุดเนื่องจากค่าผลการเจืออะตอมพาหะยังมีปริมาณน้อยโดยความเข้มของแสงที่เกิดจากรูปแบบการสั่น LOPC นั้นมีแถบกว้างและมีความเข้มแสงน้อยกว่าความเข้มของรูปแบบการสั่น LO ดังนั้นความเข้มของรูปแบบการสั่น LO จึงมีอิทธิพลมากกว่า ทำให้ไม่สามารถสังเกตยอดได้อย่างชัดเจนเหมือนในสารตัวอย่างอื่น โดยรูปแบบการสั่น LOPC ที่สามารถสังเกตได้พบว่าตำแหน่งของยอดจะเลื่อนไปทางความถี่ต่ำ

ได้ทำการปรับแก้ตัวแปร Γ , ω_p และค่าคงที่ในสมการที่ (4.14) กับสเปกตรัมการกระเจิงแบบรามานที่ได้จากการทดลอง โดยผลการปรับแก้สมการที่ได้แสดงเป็นเส้นประในรูปที่ 4.2 และพารามิเตอร์ที่ได้จากการปรับแก้สมการแสดงในตารางที่ 4.3 ผลของความถี่พลาสมา (ω_p) ที่ได้นี้สามารถนำมาหาค่าความเข้มข้นพาหะได้จากความสัมพันธ์

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon_\infty m_h^*} \quad (4.18)$$

ในการทดลองการกระเจิงแบบรามานนี้จะใช้ค่า $m_h^* = 0.34m_0$ ค่านี้ได้จากการคำนวณมวลยังผลแบบการเคลื่อนที่ (transport) ที่มีสมการเป็น [23]

$$m_h^* = \frac{m_{hh}^2 + m_{lh}^2}{\frac{1}{m_{hh}^2} + \frac{1}{m_{lh}^2}} \quad (4.19)$$

ค่ามวลของโฮลหนัก (m_{hh}) และโฮลเบา (m_{lh}) ที่ใช้สำหรับการปรับแก้สมการได้แสดงไว้ในตารางที่ 4.1 ค่าความเข้มข้นพาหะที่คำนวณได้จากสมการที่ (4.18) ได้แสดงในตารางที่ 4.4 รูปที่ 4.3 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มข้นพาหะที่วัดจากปรากฏการณ์ฮอลล์ (p_{Hall}) และที่วัดจากการทดลองการกระเจิงแบบรามาน (p_{Raman}) ความสัมพันธ์ที่ได้กับสมการเส้นตรงแสดงเป็นเส้นประในรูปที่ 4.3 เขียนได้เป็น

$$p_{Raman} = (1.03 \pm 0.05) p_{Hall} \quad (4.20)$$

ผลการปรับแก้ข้อมูลของความเข้มข้นพาหะที่วัดจากการกระเจิงแบบรามานให้ค่าที่สอดคล้องค่อนข้างดีกับความเข้มข้นพาหะที่วัดได้จากปรากฏการณ์ฮอลล์ ความคลาดเคลื่อนที่เกิดขึ้นนี้อยู่ในช่วงค่าที่อาจเกิดขึ้นได้ในปรากฏการณ์ฮอลล์คือ 30% [11] ฉะนั้นจึงมีความเป็นไปได้ที่จะใช้การกระเจิงแบบรามานในการวัดความเข้มข้นพาหะ

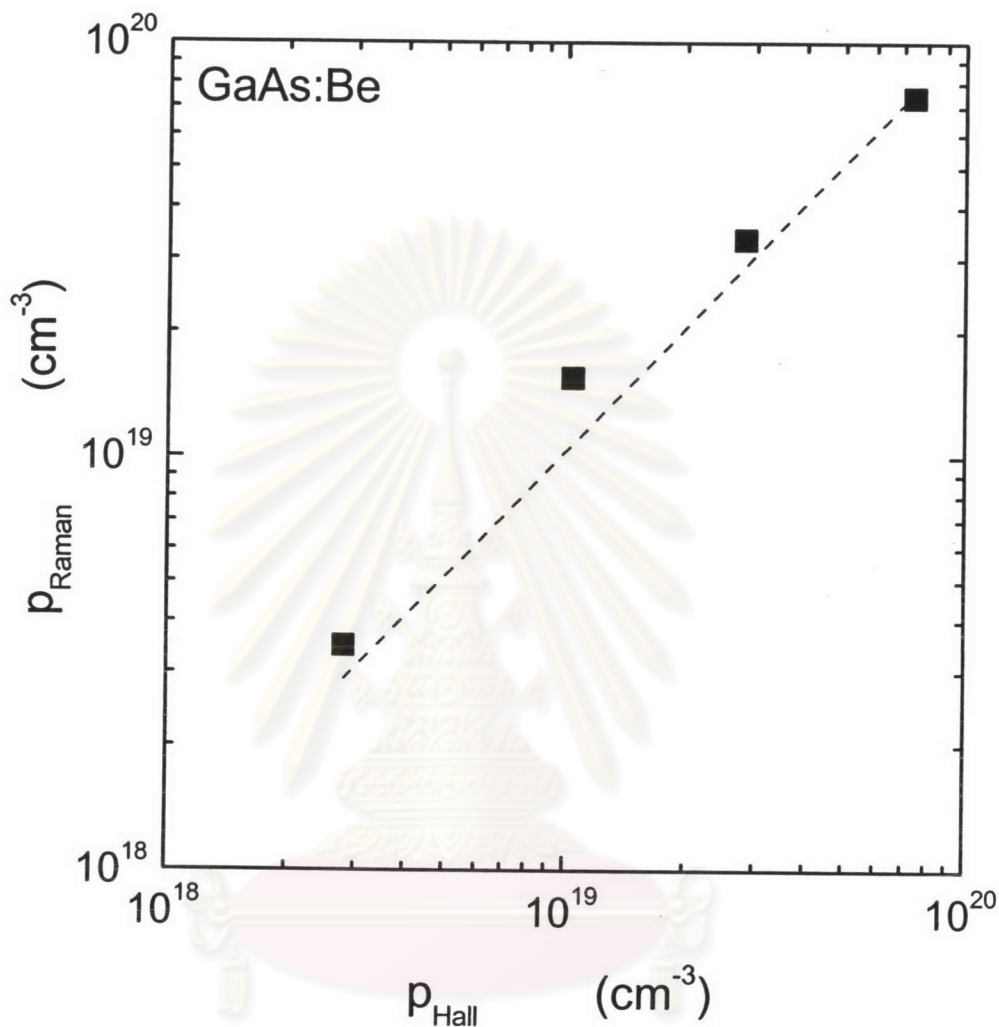
ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ตารางที่ 4.3 แสดงผลการปรับแก้สมการที่ (4.14) กับผลการทดลองการกระเจิงแบบรามานของ GaAs:Be

Sample No.	Carrier concentration (cm^{-3})	Phonon damping constant (cm^{-1})	Plasmon damping constant (cm^{-1})	Plasma frequency (cm^{-1})	Constant (A)
11433	2.81×10^{18}	2.5	273.96	290.09	73.29
11443	1.04×10^{19}	2.5	520.53	612.21	7.26
11985	2.83×10^{19}	2.5	526.28	899.16	5.00
11989	7.44×10^{19}	2.5	1217.1	1336.8	26.58

ตารางที่ 4.4 แสดงผลการคำนวณความถี่พลาสมาเป็นความเข้มข้นพาหะโดยสมการที่ (4.18)

Sample	Carrier concentration	
	Hall measurement (cm^{-3})	Raman measurement (cm^{-3})
11433	2.81×10^{18}	3.48×10^{18}
11443	1.04×10^{19}	1.55×10^{19}
11985	2.83×10^{19}	3.35×10^{19}
11989	7.44×10^{19}	7.39×10^{19}



รูปที่ 4.3 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มข้นพาหะที่วัดจากปรากฏการณ์ฮอลล์ (p_{Hall}) และความเข้มข้นพาหะที่วัดจากการทดลองการกระเจิงแบบรามาน (p_{Raman}) เส้นประแสดงผลการปรับแก้ข้อมูลที่ได้จากการทดลองกับสมการเชิงเส้นซึ่งมีความสัมพันธ์ $p_{Raman} = (1.03 \pm 0.05)p_{Hall}$

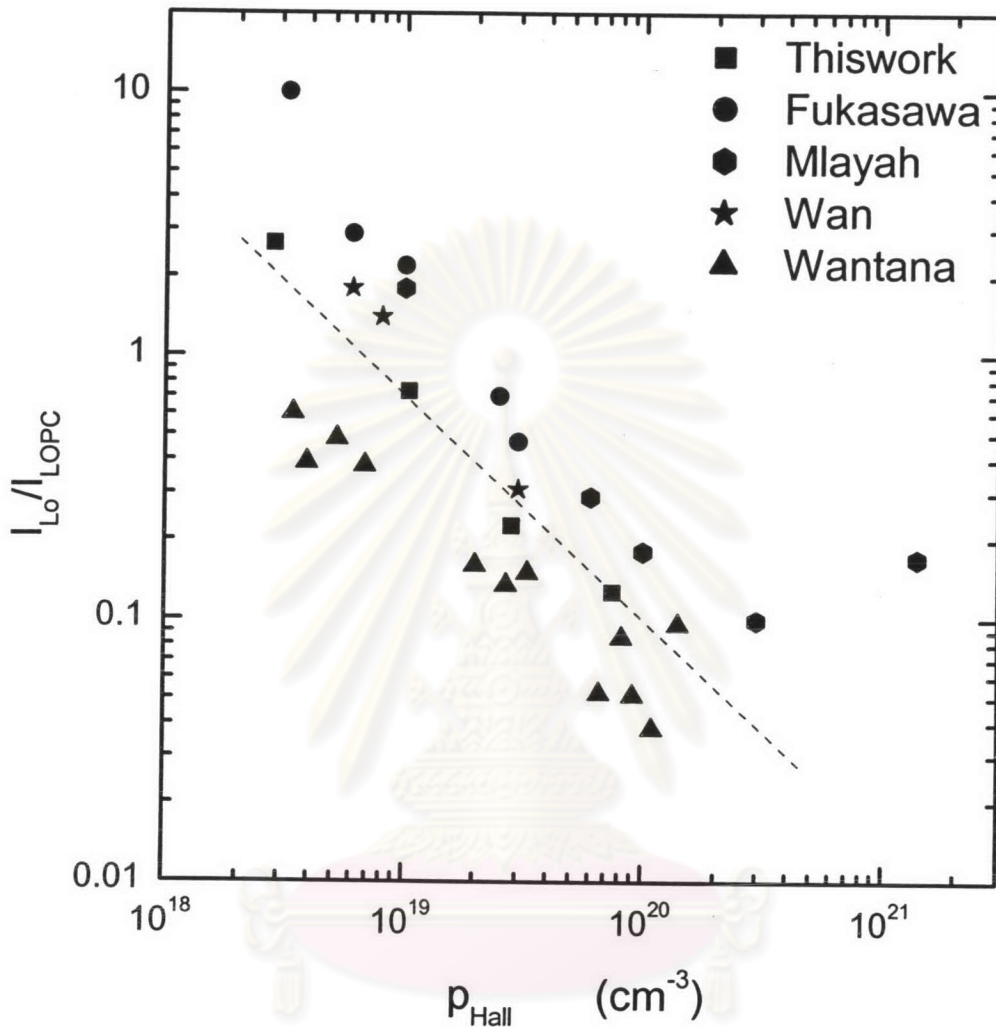
อัตราส่วนความเข้มแสงของรูปแบบการสั่น LO ต่อรูปแบบการสั่น LOPC (I_{LO}/I_{LOPC}) มีค่าแสดงในรูปที่ 4.4 ซึ่งได้รวมผลของ I_{LO}/I_{LOPC} ของ Fukasawa และคณะ[1], Mlayah และคณะ[2], Songprakob[23] และ Wanและคณะ [19] ซึ่งได้ทดลองการกระเจิงแบบรามานใน GaAs:Be และ GaAs:C ซึ่งผลการทดลองอยู่ในช่วงความเข้มชั้นพาหะ $1 \times 10^{18} - 1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ โดยข้อมูลทั้งหมดแสดงให้เห็นว่า I_{LO}/I_{LOPC} มีแนวโน้มลดลงเมื่อระดับความเข้มชั้นพาหะเพิ่มขึ้น ซึ่งมีลักษณะเป็นเชิงเส้นในสเกล log - log และได้ทำการปรับแก้ข้อมูลที่มีกับสมการเส้นตรงให้ผลเป็น

$$\log\left(\frac{I_{LO}}{I_{LOPC}}\right) = (16.02 \pm 2.75) - (0.85 \pm 0.14)\log(p) \quad (4.21)$$

การหาอัตราส่วนระหว่างความเข้มแสงของรูปแบบการสั่น LO ต่อรูปแบบการสั่น LOPC สามารถใช้ในการประมาณความเข้มชั้นพาหะได้คร่าวๆ แต่เป็นค่าที่ไม่แน่นอนเท่าที่ควร เนื่องจากอัตราส่วนนี้เป็นการเปลี่ยนแปลงความเข้มแสงทั้งของรูปแบบการสั่น LO และรูปแบบการสั่น LOPC

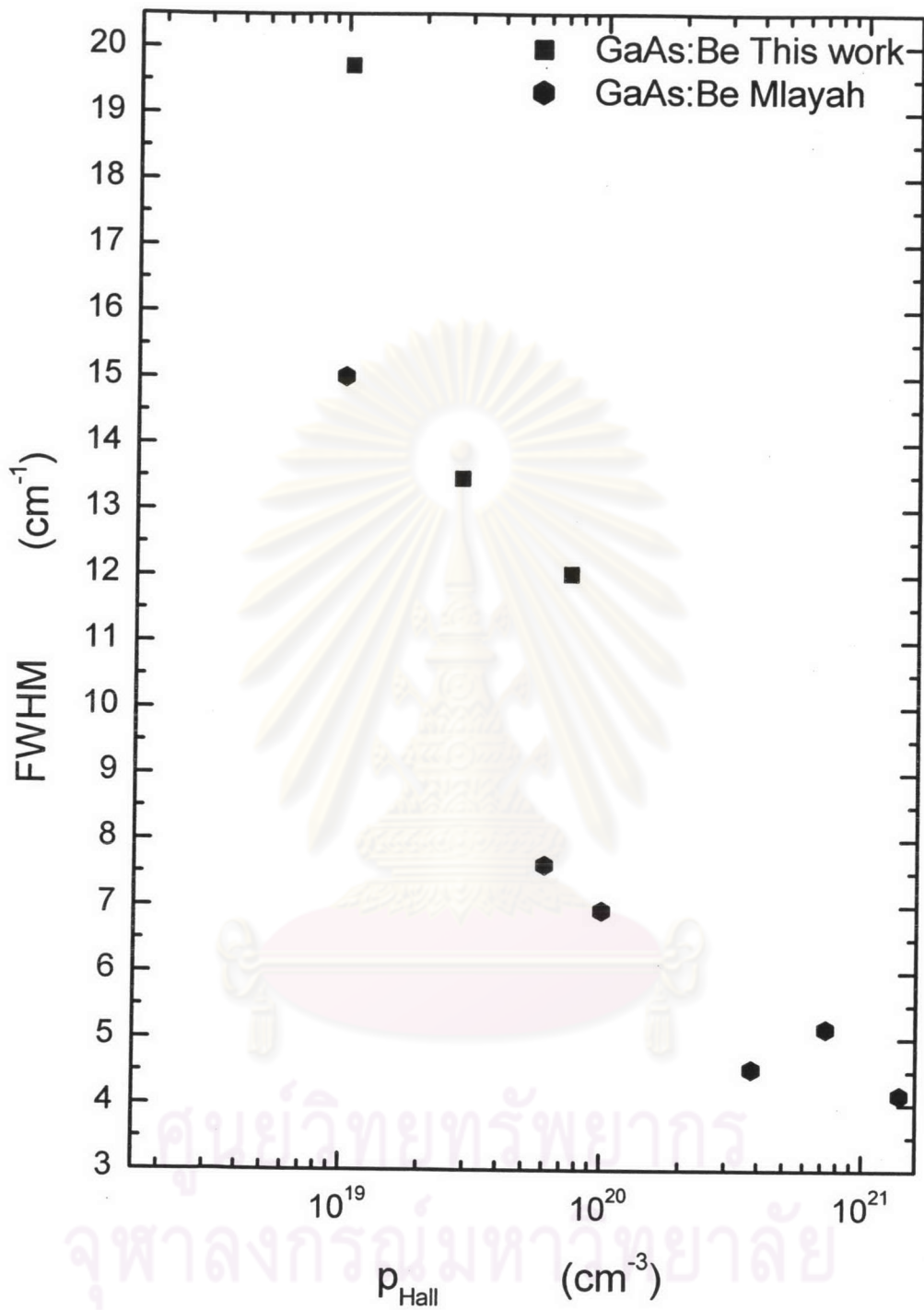
รูปที่ 4.5 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มชั้นพาหะและความกว้างสเปกตรัมของรูปแบบการสั่น LOPC ทำการวัดที่ตำแหน่งความสูงครึ่งยอด (Full width at half maximum, FWHM) ซึ่งได้รวมข้อมูลจากการทดลองของ Mlayah และคณะ[2] ไว้ด้วย ผลการทดลองแสดงให้เห็นว่าเมื่อความเข้มชั้นพาหะเพิ่มขึ้น FWHM จะมีค่าลดลง ทั้งนี้เป็นผลจากการที่มีอะตอมเจือปนเพิ่มขึ้นทำให้รูปแบบการสั่น LOPC สามารถแสดงผลได้ชัดเจนขึ้น ซึ่งเป็นการยืนยันว่าข้อมูลที่ได้เป็นรูปแบบการสั่นที่เกิดจาก LOPC จริง

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 4.4 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) กับอัตราส่วนความเข้มแสงของ รูปแบบการสั่น LO ต่อรูปแบบการสั่น LOPC (I_{LO}/I_{LOPC}) โดยได้รวมงานของ Fukasawa และคณะ[1] (●), Mlayah และคณะ[2] (◈), Wan และคณะ [19] (★) และ Songprakob[23] (▲) โดยข้อมูลทั้งหมด ถูกนำมาปรับแก้เพื่อหาความสัมพันธ์และให้ความสัมพันธ์

$$\log\left(\frac{I_{LO}}{I_{LOPC}}\right) = (16.02 \pm 2.75) - (0.85 \pm 0.14) \log(p)$$



รูปที่ 4.5 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มข้นพาหะ (p_{Hall}) กับความกว้างสเปกตรัมของรูปแบบการสั่น LOPC โดยทำการวัดที่ครึ่งหนึ่งของความเข้มแสง (Full Width at Half Maximum, FWHM) โดย ■ แสดง FWHM ของการทดลองครั้งนี้และ ● แสดง FWHM จากการทดลองของ Mlayah และคณะ [2] ซึ่งทำการทดลองใน GaAs:Be เช่นเดียวกัน

4.4 สรุปผลการทดลอง

ผลการทดลองแสดงให้เห็นว่าสามารถใช้การวิเคราะห์ลักษณะของรูปแบบการสั่น LOPC ในการวัดความเข้มข้นพหุระได้ การปรับแก้สมการของรูปแบบการสั่น LOPC ที่เสนอโดย Irmer และคณะ [4] กับสเปกตรัมการกระเจิงแบบรามานที่ได้จากการทดลอง ทำให้ได้ค่าคงที่การหน่วงของพลาสมอน (Γ) และความถี่พลาสมา (ω_p) โดยค่าความถี่พลาสมาสามารถนำมาคำนวณเป็นความเข้มข้นพหุระได้จากสมการที่ (4.18) ผลการทดลองที่ได้ถูกนำมาเปรียบเทียบกับความเข้มข้นพหุระที่ได้จากการวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ ผลจากการปรับแก้ความสัมพันธ์ที่ได้โดยใช้รูปแบบสมการเชิงเส้นทำให้ได้ความสัมพันธ์เป็น $p_{Raman} = (1.03 \pm 0.05)p_{Hall}$ ซึ่งเห็นว่าความเข้มข้นพหุระที่วัดจากการกระเจิงแบบรามานและความเข้มข้นพหุระที่ได้จากการวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ให้ค่าที่สอดคล้องกัน



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย