

บทที่ 4

ผลการจำลองแบบ และการอภิปรายผล

บทนี้จะกล่าวถึงผลการคำนวณที่ได้จากการจำลองแบบเชิงจลน์ของการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน โดยจะแบ่งการนำเสนอออกเป็น 2 ส่วน คือ การแสดงผลการคำนวณเชิงตัวเลขของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน และอัตราการเพิ่มพูนของแสงในโครงสร้างควอนตัมเวลล์ หรือในระบบให้กำเนิดเลเซอร์แบบ 4 ระดับพลังงานย่อย พร้อมทั้งอภิปรายผลการคำนวณที่ได้ว่ามีค่าขึ้นกับลักษณะโครงสร้างอย่างไร

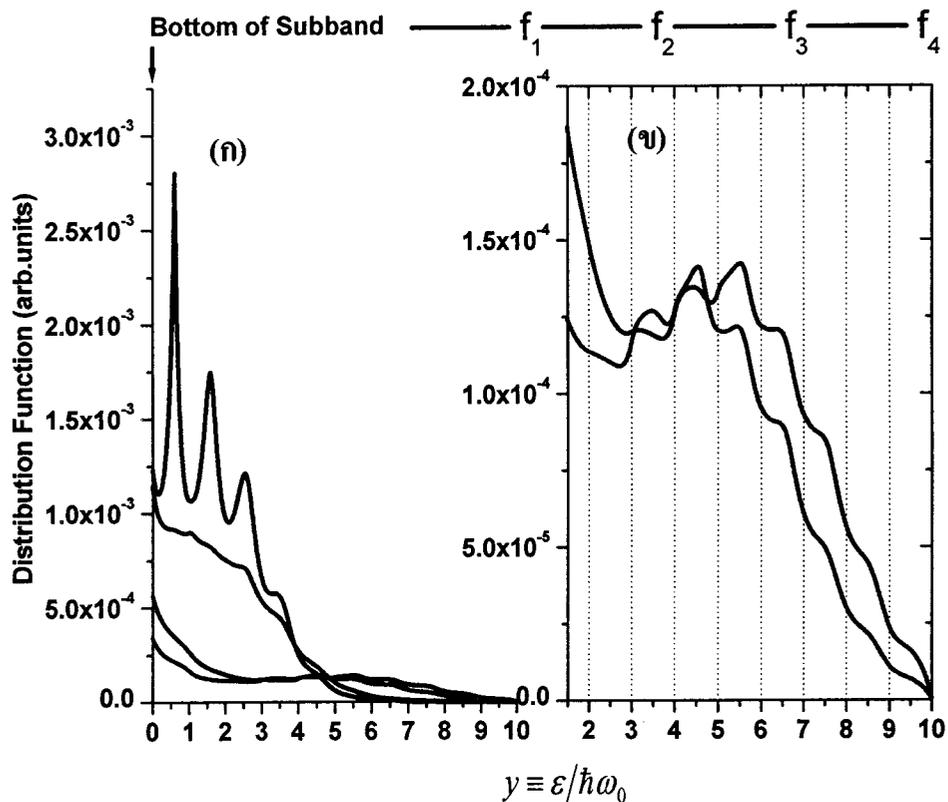
4.1 ฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน

(Kinetic energy distribution function)

โดยอาศัยแบบจำลองการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน [21] ในแหล่งกำเนิดเลเซอร์ที่ประกอบด้วย 4 ระดับพลังงานย่อย ดังที่กล่าวไว้ในหัวข้อ 3.4 และการแก้สมการเชิงจลน์โดยวิธีเชิงตัวเลข (Numerical method) ทำให้ได้ฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน ณ ระดับพลังงานย่อย E_1 , E_2 , E_3 และ E_4 ภายใต้เงื่อนไขต่างๆ ของโครงสร้างที่ได้ออกแบบไว้ ดังที่แสดงไว้ในภาพที่ 3.5

จากผลการจำลองแบบทำให้ได้ฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอนใน 4 ระดับพลังงานย่อย ได้แก่ $f_1(y)$, $f_2(y)$, $f_3(y)$ และ $f_4(y)$ เมื่อ $y = \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega_0}$ ซึ่งจะพบพีก (Peak) ของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในระดับพลังงาน E_4 เป็นผลจากผ่อนคลายพลังงานจลน์เนื่องจากกระบวนการกระเจิงในรูปแบบต่าง ๆ หลังจากถูกอัดฉีด (Pumping) อิเล็กตรอน ที่สถานะพลังงานจลน์ $\varepsilon_4 = 0.6\hbar\omega_0$ หลังจากนั้นอิเล็กตรอนจะมีการ ตัวอย่างเช่น กระบวนการกระเจิงของอิเล็กตรอนเนื่องจากโฟนอนซึ่งเป็นกระบวนการที่เด่นชัดที่สุด และนับได้ว่าเป็นกลไกสำคัญของการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในระดับพลังงานย่อย E_4 เรียกว่า กระบวนการกระเจิงของอิเล็กตรอนเนื่องจากโฟนอนในระดับพลังงานย่อยเดียวกัน (Intrasubband electron-LO-phonon scattering) โดยจะพบพีกที่สถานะพลังงานจลน์ $\varepsilon_4 = 1.6\hbar\omega_0$, $\varepsilon_4 = 2.6\hbar\omega_0$ และ $\varepsilon_4 = 3.6\hbar\omega_0$ ดังแสดงในภาพที่ 4.1 (ก) นอกจากนี้ยังสามารถสังเกตเห็นพีกของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในระดับพลังงาน E_1 และ E_2 ที่สถานะพลังงาน $\varepsilon_1 = 5.6\hbar\omega_0$ และ $\varepsilon_2 = 4.6\hbar\omega_0$ ตามลำดับ ดังแสดงในภาพที่ 4.1 (ข) ซึ่งเป็นค่าเฉพาะที่ขึ้นกับลักษณะของโครงสร้างแบบ 4 ระดับพลังงานย่อยที่ได้ทำการศึกษา และสามารถอธิบายได้ว่าเกิดขึ้นเนื่องจากอิเล็กตรอนที่ถูกอัดฉีดเข้าสู่ระบบมีการรับ หรือคาย

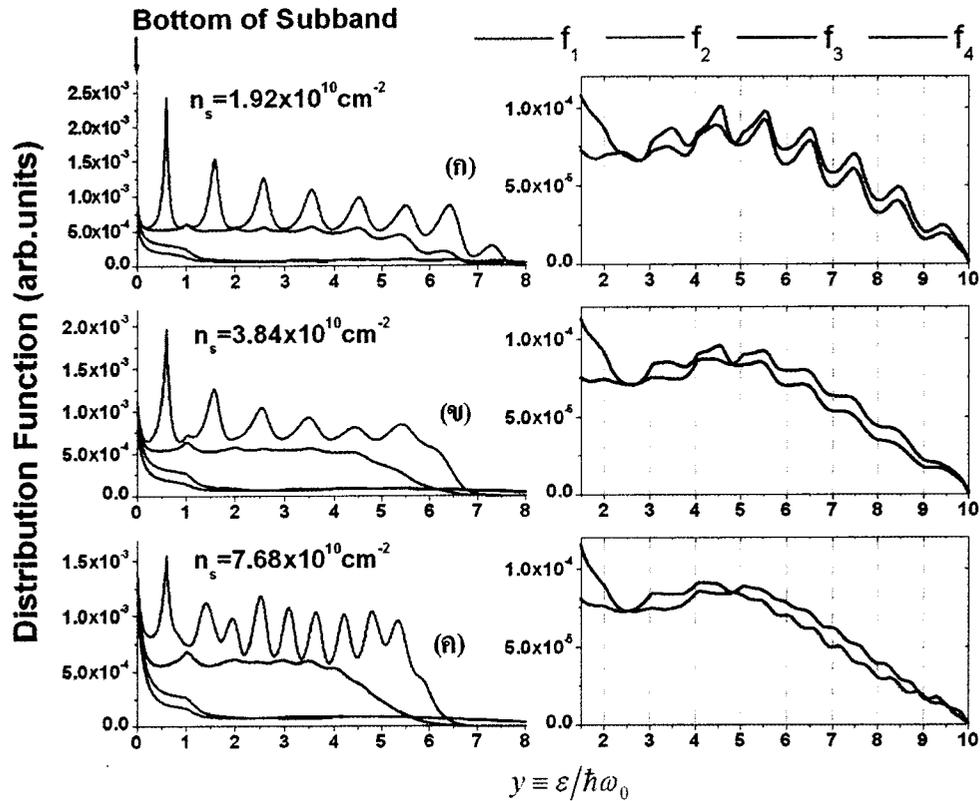
พลังงานด้วยค่าพลังงาน $\varepsilon_1 = \hbar\Omega_0 + 2\hbar\omega_0 + \varepsilon_4 \pm \hbar\omega_0$ และ $\varepsilon_2 = \hbar\Omega_0 + \hbar\omega_0 + \varepsilon_4 \pm \hbar\omega_0$ แล้วเปลี่ยนสถานะไปอยู่ในระดับพลังงาน E_1 และ E_2 ตามลำดับ กระบวนการกระเจิงของอิเล็กตรอนในกรณีดังกล่าวนี้เรียกว่า การกระเจิงของอิเล็กตรอนเนื่องจากโฟนอนระหว่างระดับพลังงานย่อย (Intersubband electron-LO-phonon scattering)



ภาพที่ 4.1 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน ที่มีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0\delta(y-0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ที่อุณหภูมิ $T = 300\text{K}$ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน $7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ และ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ (ก) ฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนทั้ง 4 ระดับพลังงานย่อย (ข) แผนภาพขยายฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน f_1 และ f_2

ในลำดับต่อไปจะแสดงผลการคำนวณที่ได้จากการจำลองแบบเชิงจลน์ของการผ่อนคลายพลังงานของอิเล็กตรอนในกรณีต่าง ๆ สำหรับการอธิบายผลของความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ผลของอุณหภูมิของอิเล็กตรอน ผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอน และผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าสู่ระบบ ต่อลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน

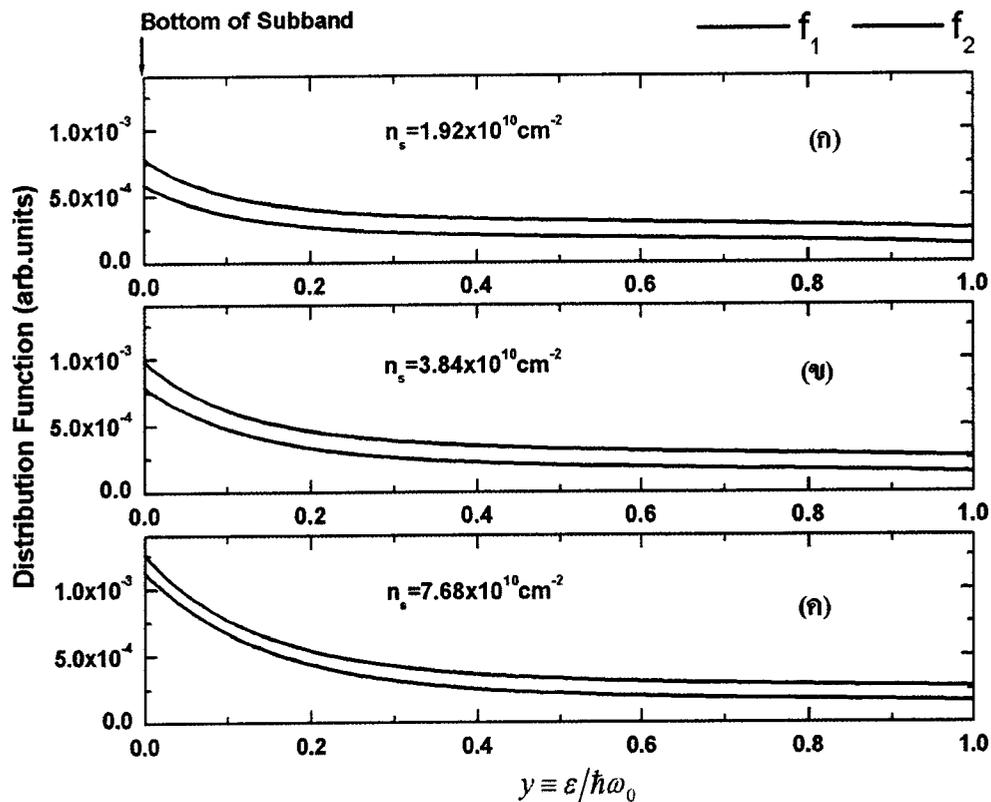
4.1.1 ผลของความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่อลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน



ภาพที่ 4.2 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0 \delta(y - 0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ที่อุณหภูมิของอิเล็กตรอน $T = 77\text{ K}$ และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนเป็นดังนี้: (ก) $1.92 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (ข) $3.84 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (ค) $7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

ภาพที่ 4.2 แสดงลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอนใน 4 ระดับพลังงานย่อยในกรณีที่ระบบมีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนแตกต่างกัน พบว่าที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ กระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอนจะเด่นชัดมากกว่าการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอน ซึ่งสังเกตได้จากลักษณะของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ที่ปรากฏพีคของฟังก์ชันการแจกแจง ณ สถานะพลังงานจลน์ $y = y_4 + n$ เมื่อ $n = 1, 2, 3, \dots$ ดังที่แสดงในภาพที่ 4.2 (ก) แต่เมื่อความหนาแน่นอิเล็กตรอนในระบบมีค่าเพิ่มขึ้น ลักษณะพีคของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ f_1, f_2, f_3 และ f_4 มีความสูงลดลงและมีการแผ่ขยาย (Broadening) ของพีคมากขึ้น ดังภาพที่ 4.2 (ข) ลักษณะดังกล่าวแสดงให้เห็นว่า กระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนมีค่าเพิ่มขึ้น และภาพที่ 4.2 (ค)

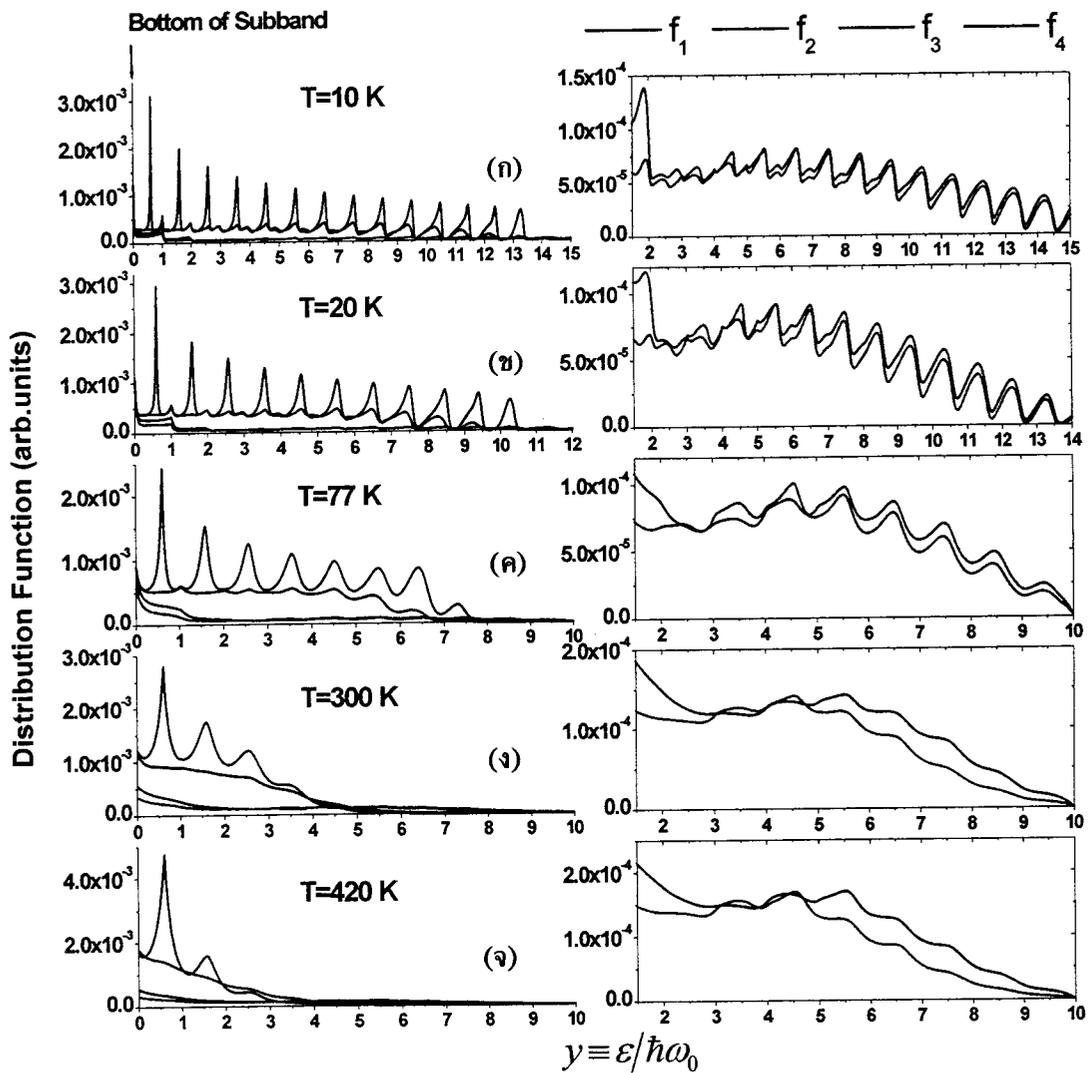
ความหนาแน่นอิเล็กตรอนในระบบมีค่ามาก จะสังเกตเห็นพีคที่ตำแหน่ง $y=n$ เมื่อ $n=2, 3, 4, \dots$ ของ f_4 ซึ่งเกิดจากอิเล็กตรอนที่ถูกอัดฉีดเข้าสู่ระบบผ่านคลายพลังงานด้วยกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนไปยังสถานะพลังงานจลน์ต่ำ (บริเวณ $y \approx 0$) ได้ดีกว่าจะผ่านคลายพลังงานด้วยกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอนไปยังสถานะพลังงานจลน์ที่สูงขึ้น จากนั้นอิเล็กตรอนที่บริเวณ $y \approx 0$ จะเกิดการกระเจิงกับโฟนอนไปยังสถานะพลังงานจลน์ที่สูงขึ้น



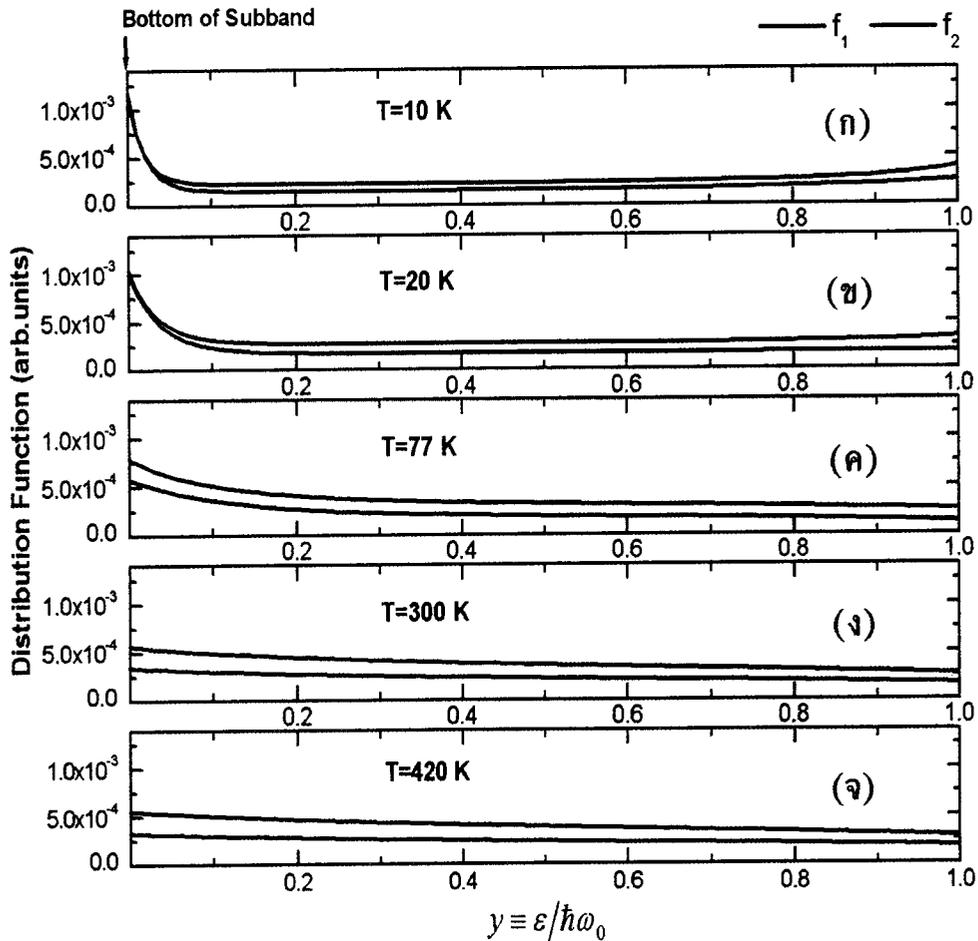
ภาพที่ 4.3 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน f_1 และ f_2 ณ สถานะพลังงานจลน์ $\varepsilon < \hbar\omega_0$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0\delta(y-0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ที่อุณหภูมิของอิเล็กตรอน $T = 77\text{K}$ และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนเป็นดังนี้: (ก) $1.92 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (ข) $3.84 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (ค) $7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

นอกจากนี้ยังพบอีกว่าที่สถานะพลังงานจลน์ $\varepsilon < \hbar\omega_0$ หรือ $y < 1$ จะมีกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนเด่นชัดกว่ากระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอน ดังจะเห็นได้จากฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์มีลักษณะคล้ายการแจกแจงแบบแมกซ์เวลเลียน (Maxwellian distribution) ดังแสดงในภาพที่ 4.3 โดยพิจารณาจากลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ f_1 และ f_2 เปรียบเทียบกับภาพที่ 3.2

4.1.2 ผลของอุณหภูมิต่อลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน



ภาพที่ 4.4 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน ที่ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0 \delta(y - 0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนคงที่ $3.84 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ที่อุณหภูมิต่างกัน : (ก) $T=10 \text{ K}$ (ข) $T=20 \text{ K}$ (ค) $T=77 \text{ K}$ (ง) $T=300 \text{ K}$ (จ) $T=420 \text{ K}$



ภาพที่ 4.5 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน f_1 และ f_2 ณ สถานะพลังงานจลน์ $\varepsilon < \hbar\omega_0$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0\delta(y-0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนคงที่ $3.84 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ที่อุณหภูมิต่างกัน : (ก) T=10 K (ข) T=20 K (ค) T=77 K (ง) T=300 K (จ) T=420 K

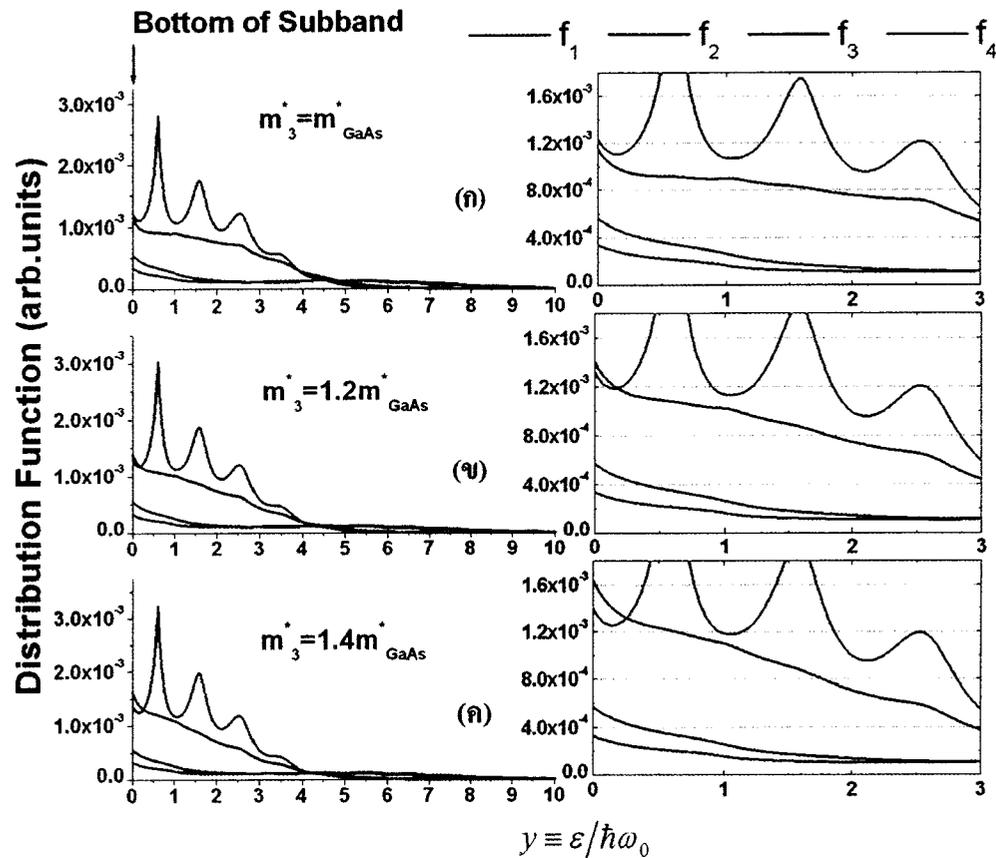
ภาพที่ 4.4 แสดงผลของอุณหภูมิต่อการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน จากลักษณะของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอนใน 4 ระดับพลังงานย่อย กรณีที่ระบบมีอุณหภูมิต่างกัน พบว่าจำนวนพีดในระดับพลังงานย่อย E_4 จะลดลงเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น ดังภาพที่ 4.4 (ก), (ข) และ (ค) ซึ่งมีจำนวนพีด เท่ากับ 14, 11 และ 8 พีด ตามลำดับ ลักษณะเช่นนี้เนื่องจาก ในระบบที่มีอุณหภูมิต่ำจะมีจำนวนของโฟนอนอยู่น้อย ($N_0 \ll 1$) ทำให้อิเล็กตรอนที่ถูกอัดฉีด (Pumping) เข้าไปในระดับพลังงานย่อย E_4 สามารถผ่อนคลายพลังงานจลน์โดยการถ่ายเทพลังงานให้กับโฟนอนได้ในจำนวนที่น้อยด้วย ดังนั้นจึงมีโอกาที่อิเล็กตรอน

จะเกิดการกระเจิงโดยโฟนอนได้หลายครั้ง ซึ่งเป็นสาเหตุสำคัญที่ทำให้พบพีคของฟังก์ชันการแจกแจงมีจำนวนมากในระบบที่มีอุณหภูมิต่ำ

สำหรับกรณีในระบบที่มีอุณหภูมิใกล้เคียงกับอุณหภูมิห้อง และอุณหภูมิของโฟนอน ดังที่แสดงในภาพที่ 4.4 (ง) และ (จ) ตามลำดับ จะเห็นได้ว่าพีคที่เกิดขึ้นมีจำนวนน้อย เนื่องจากระบบมีจำนวนโฟนอนมากขึ้นเมื่ออุณหภูมิของระบบสูงขึ้น อิเล็กตรอนจำนวนมากจึงสามารถผ่อนคลายพลังงานกับโฟนอน และขนาดของพีคที่เกิดขึ้นมีการแผ่ขยาย (Peak broadening) เกิดจากการที่อิเล็กตรอนจำนวนมากที่เปลี่ยนสถานะพลังงานโดยโฟนอน เกิดการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนได้ในปริมาณที่มากขึ้นด้วย

นอกจากนี้ที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิห้อง ($T < 300\text{K}$) จะสังเกตเห็นได้ว่าพีคของอิเล็กตรอนในระดับพลังงานย่อย E_4 ที่สถานะพลังงานจลน์สูงกว่าพลังงานของโฟนอน ($y = \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega_0} > 1$) มีพื้นที่ใต้พีค (ซึ่งหมายถึงจำนวนของอิเล็กตรอน) ใกล้เคียงกับพื้นที่ใต้พีคที่สถานะพลังงานจลน์ต่ำ ($y < 1$) เราเรียกลักษณะเช่นนี้ว่า ระบบอยู่ในสถานะไม่สมดุล (Non-equilibrium states) แต่เมื่อพิจารณาภาพที่ 4.5 จะเห็นได้ว่าลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน f_1 และ f_2 ภายใต้สถานะพลังงานจลน์ $y = \frac{\mathcal{E}}{\hbar\omega_0} < 1$ ที่อุณหภูมิต่ำจะมีลักษณะใกล้เคียงกับฟังก์ชันการแจกแจงแบบแมกเวลล์เลียนมากกว่าที่อุณหภูมิสูง เนื่องจากระบบที่มีอุณหภูมิต่ำจะมีจำนวนโฟนอนน้อย ดังนั้นอัตราการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนจึงมีความเด่นชัด

4.1.3 ผลของมวลยังผลในระดับพลังงานย่อย E_3 ต่อลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน

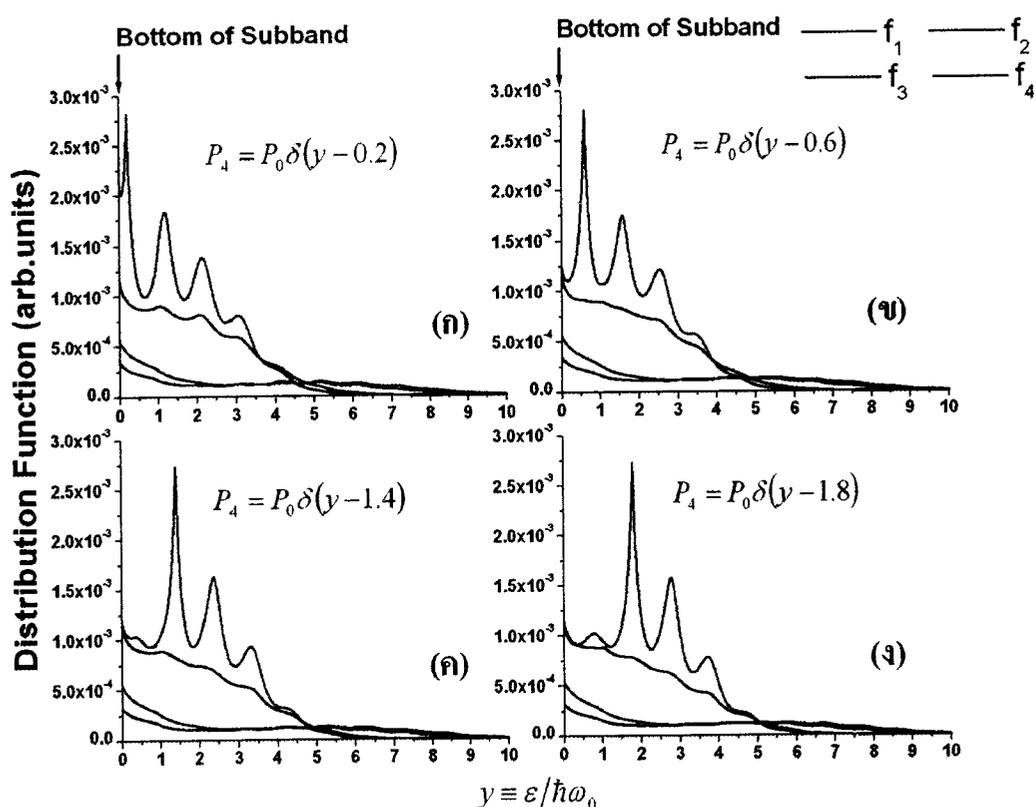


ภาพที่ 4.6 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอนที่มีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0\delta(y-0.6)$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ที่อุณหภูมิ $T = 300\text{K}$ และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน $7.68 \times 10^{10}\text{cm}^{-2}$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* \cong m_{GaAs}^*$ และ m_3^* มีค่าเป็นดังนี้ คือ
(ก) $m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ (ข) $m_3^* \cong 1.2m_{GaAs}^*$ (ค) $m_3^* \cong 1.4m_{GaAs}^*$

ภาพที่ 4.6 แสดงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงานย่อย E_3 ต่อลักษณะการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน โดยในที่นี้จะทำการเปรียบเทียบเพียง 3 กรณี คือกรณีที่อิเล็กตรอนในระดับพลังงานย่อย E_3 มีมวลยังผลเป็น $m_3^* = m_{GaAs}^*$, $m_3^* = 1.2m_{GaAs}^*$ และ $m_3^* = 1.4m_{GaAs}^*$ ดังภาพที่ 4.8 (ก), (ข) และ (ค) ตามลำดับ พบว่าในระบบที่มวลยังผลมีค่ามาก ฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนในระดับพลังงานย่อย E_3 (หรือ f_3) ที่สถานะพลังงานจลน์ต่ำ ($y = \frac{\epsilon}{\hbar\omega_0} < 1$) มีค่าสูงกว่าระบบที่มีมวลยังผลน้อย หรือกล่าวได้ว่ามี

จำนวนอิเล็กตรอนมากกว่านั่นเอง สาเหตุที่เป็นเช่นนี้เนื่องมาจากเมื่อมวลยังผลของระบบมีค่ามากขึ้น ทำให้ระบบมีความหนาแน่นสถานะ (Density of state, DOS) สูงขึ้น และขณะเดียวกันก็ทำให้อิเล็กตรอนมีพลังงานจลน์น้อยลง จึงเป็นผลทำให้ระบบมีโอกาสที่จะสะสมอิเล็กตรอนที่สถานะพลังงานจลน์ต่ำได้สูงขึ้น

4.1.4 ผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าสู่ระบบ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่อลักษณะฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน



ภาพที่ 4.7 แผนภาพแสดงฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของอิเล็กตรอน ที่ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_3^* \cong m_{GaAs}^*$ ณ อุณหภูมิคงที่ $T = 300\text{K}$ และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน $7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอน $P_4 = P_0 \delta(y - y_{\text{pump}})$ ณ ระดับพลังงานย่อย E_4 ที่สถานะพลังงานจลน์ดังต่อไปนี้ :

(ก) $y_{\text{pump}} = 0.2$ (ข) $y_{\text{pump}} = 0.6$
 (ค) $y_{\text{pump}} = 1.4$ (ง) $y_{\text{pump}} = 1.8$

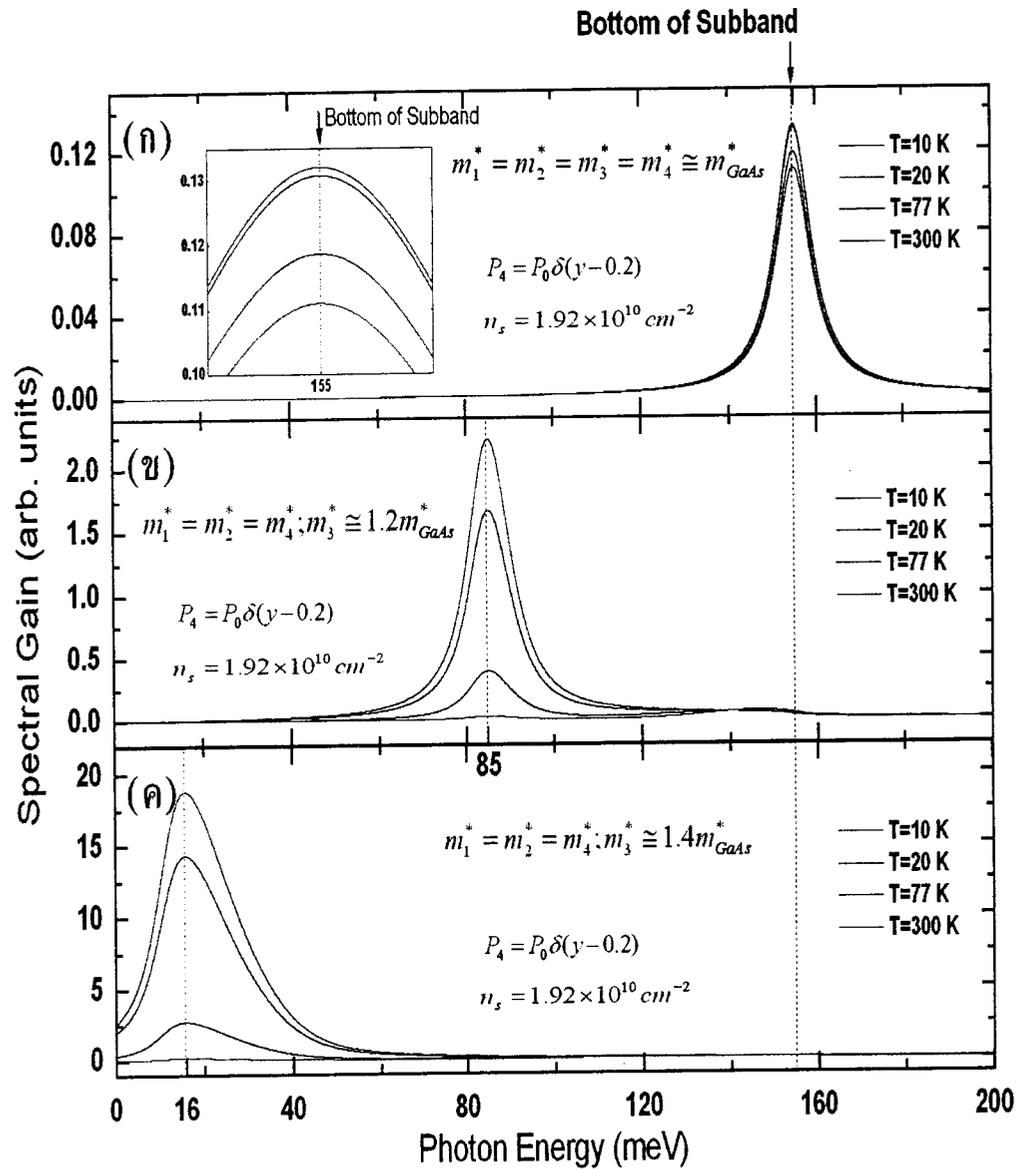
ภาพที่ 4.7 แสดงผลของพลังงานจลน์เริ่มต้นของอิเล็กตรอนที่อัดฉีด (Pumping) เข้าสู่ระบบต่อลักษณะการผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน ผลการคำนวณดังภาพที่ 4.7 (ก) (ข) (ค) และ (ง) แสดงให้เห็นว่ารูปร่างของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนมีลักษณะที่แตกต่างกัน กล่าวคือสำหรับระบบที่ถูกอัดฉีดเข้าไปด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานจลน์ต่ำ การผ่อนคลายพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน โดยกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนไปยังสถานะพลังงานจลน์ต่ำ ($y \approx 0$) จะเกิดขึ้นได้ดีกว่าในระบบที่ถูกอัดฉีดเข้าไปด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานจลน์สูง และพบพีคที่ตำแหน่ง $y = n$ เมื่อ $n = 1, 2, 3$ ของ f_3 เด่นชัด ดังภาพที่ 4.7 (ก) และ (ข) ซึ่งสามารถอธิบายได้ในทำนองเดียวกันกับหัวข้อ 4.1.1 ส่วนในกรณีของระบบที่ถูกอัดฉีดเข้าไปด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานจลน์สูง อิเล็กตรอนจะยังคงมีพลังงานจลน์ที่สูง จึงทำให้อิเล็กตรอนมีการผ่อนคลายพลังงานจลน์เนื่องจากกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับโฟนอน ทำให้พบพีคของฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่ตำแหน่ง y มีค่าสูงกว่าตำแหน่งที่มีการอัดฉีดพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอน ดูภาพที่ 4.5 (ค) และ (ง) ประกอบ

4.2 อัตราการเพิ่มพูนของแสง (Spectral density of gain)

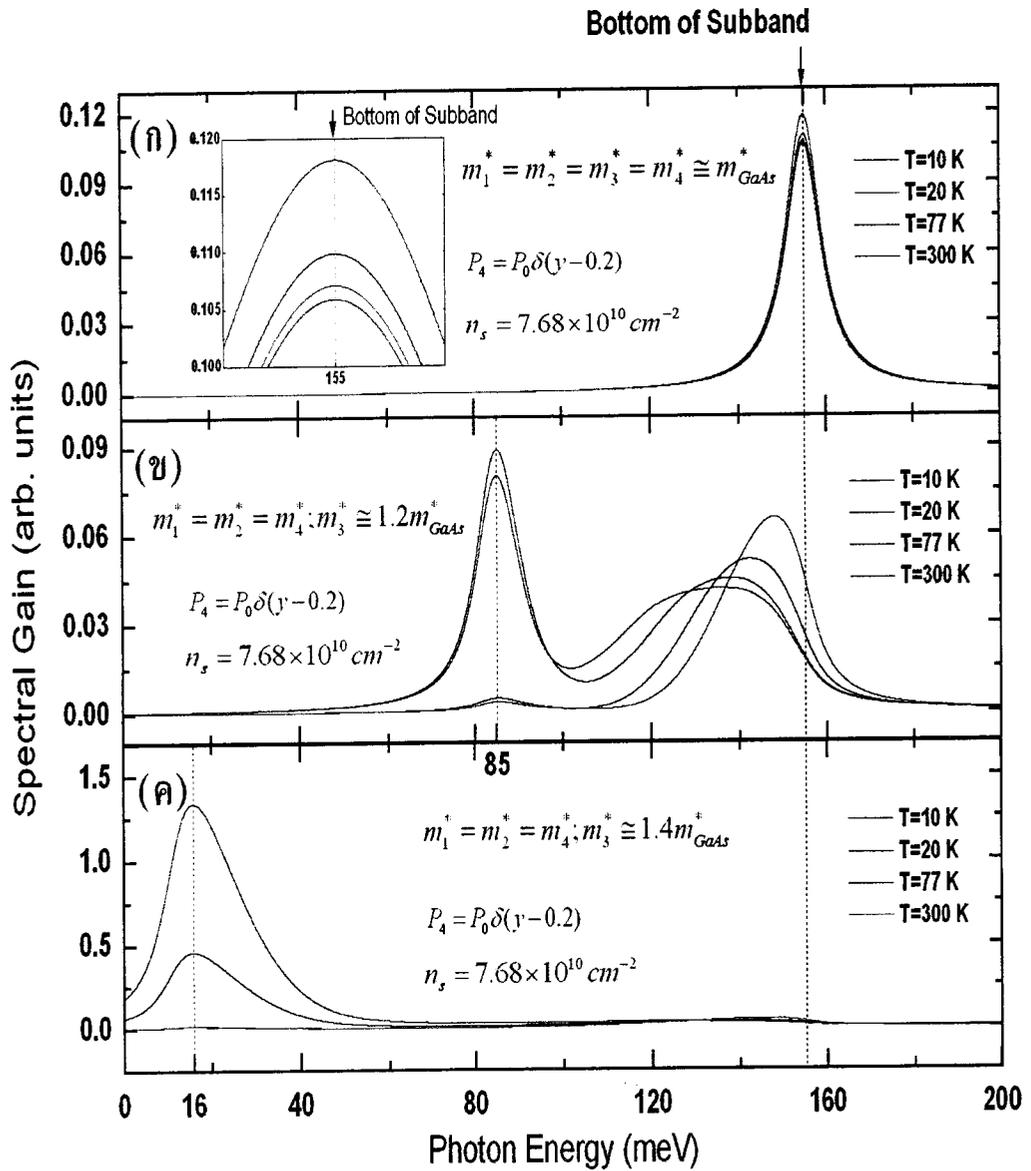
อัตราการเพิ่มพูนของแสงเป็นตัวบ่งชี้ว่าโครงสร้างที่ทำการศึกษาคือ จะสามารถให้กำเนิดแสงที่มีค่าพลังงานใดได้บ้าง และมีค่าขึ้นกับตัวแปรโครงสร้าง หรือเงื่อนไขของการให้กำเนิดแสงอะไรบ้าง ในงานวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาค่าผลของอุณหภูมิของระบบ พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปในระบบ รวมถึงผลของมวลยังผลของอิเล็กตรอนต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ และระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง

4.2.1 ผลของอุณหภูมิต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนแตกต่างกัน

จากผลการจำลองแบบ พบว่า เมื่อความหนาแน่นอิเล็กตรอนในระบบมีค่าน้อย ซึ่งในที่นี้มีค่าเป็น $n_s = 1.92 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ โดยมีการอัดฉีดอิเล็กตรอนที่สถานะพลังงานจลน์ $\epsilon_4 = 0.6\hbar\omega_0$ เข้าสู่โครงสร้างของวัสดุที่มีลักษณะเป็นแบบพาราโบลิก (Parabolic materials) นั่นคือ $m_4^* = m_3^* = m_2^* = m_1^* = m_{GaAs}^*$ ดังแสดงในภาพที่ 4.8 (ก) จะปรากฏพีกที่พลังงานเท่ากับ 155 meV ซึ่งเป็นค่าผลต่างของระดับพลังงานย่อย E_3 กับ E_2 และพบว่าในระบบที่มีอุณหภูมิต่ำ ค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงจะมีค่ามากกว่าในระบบที่อุณหภูมิสูง เนื่องมาจากที่อุณหภูมิต่ำมีจำนวนโฟนอนน้อย ดังนั้นอัตราการผ่อนคลายพลังงานของอิเล็กตรอนโดยการให้กำเนิดโฟตอนออกมาจึงมีค่าสูงกว่าอัตราการกระเจิงของอิเล็กตรอนโดยโฟนอน เป็นผลทำให้อัตราการเพิ่มพูนของแสงมีค่าเพิ่มขึ้นในขณะที่อุณหภูมิต่ำของระบบมีค่าลดลง และเมื่อพิจารณาของวัสดุที่เป็นแบบนอนพาราโบลิก (Nonparabolic materials) กล่าวคือ $m_4^* = m_2^* = m_1^* \cong m_{GaAs}^*$ แต่ $m_3^* \cong 1.2m_{GaAs}^*$ และ $m_3^* \cong 1.4m_{GaAs}^*$ จะปรากฏพีกชัดเจนที่ค่าพลังงานประมาณ 85 meV และ 16 meV ตามลำดับ ดังที่แสดงในภาพที่ 4.8 (ข) และ (ค) โดยพิจารณาได้จากลักษณะโครงสร้างแถบพลังงาน กล่าวคือเมื่อระบบของวัสดุมีความเป็นนอนพาราโบลิกมากขึ้นจะทำให้ความหนาแน่นสถานะ (Density of state) ในระดับพลังงานย่อย E_3 มีมากขึ้นด้วย ซึ่งทำให้อิเล็กตรอนมีการผ่อนคลายพลังงานมาอยู่ที่สถานะพลังงานจลน์ที่สูงขึ้นได้ จึงให้กำเนิดโฟตอนที่มีพลังงานลดลง ($\hbar\Omega_k = 85 \text{ meV}$ และ 16 meV ดังแสดงในภาพที่ 3.5) และผลของอุณหภูมิต่อค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบวัสดุแบบนอนพาราโบลิกจะมีลักษณะเป็นไปในทำนองเดียวกันกับในระบบวัสดุแบบพาราโบลิก แต่มีค่าสูงกว่าในระบบวัสดุแบบพาราโบลิกมาก เนื่องจากความหนาแน่นสถานะที่มากขึ้น ซึ่งลักษณะเช่นนี้สอดคล้องกับผลในเชิงการทดลอง [31]



ภาพที่ 4.8 แสดงผลของอุณหภูมิต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสง ที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ $n_s = 1.92 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ โดย $P_4 = P_0 \delta(y - 0.2)$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_{GaAs}^*$ และ m_3^* มีค่าเป็นดังนี้ คือ
 (ก) $m_3^* = m_{GaAs}^*$ (ข) $m_3^* = 1.2 m_{GaAs}^*$ (ค) $m_3^* = 1.4 m_{GaAs}^*$

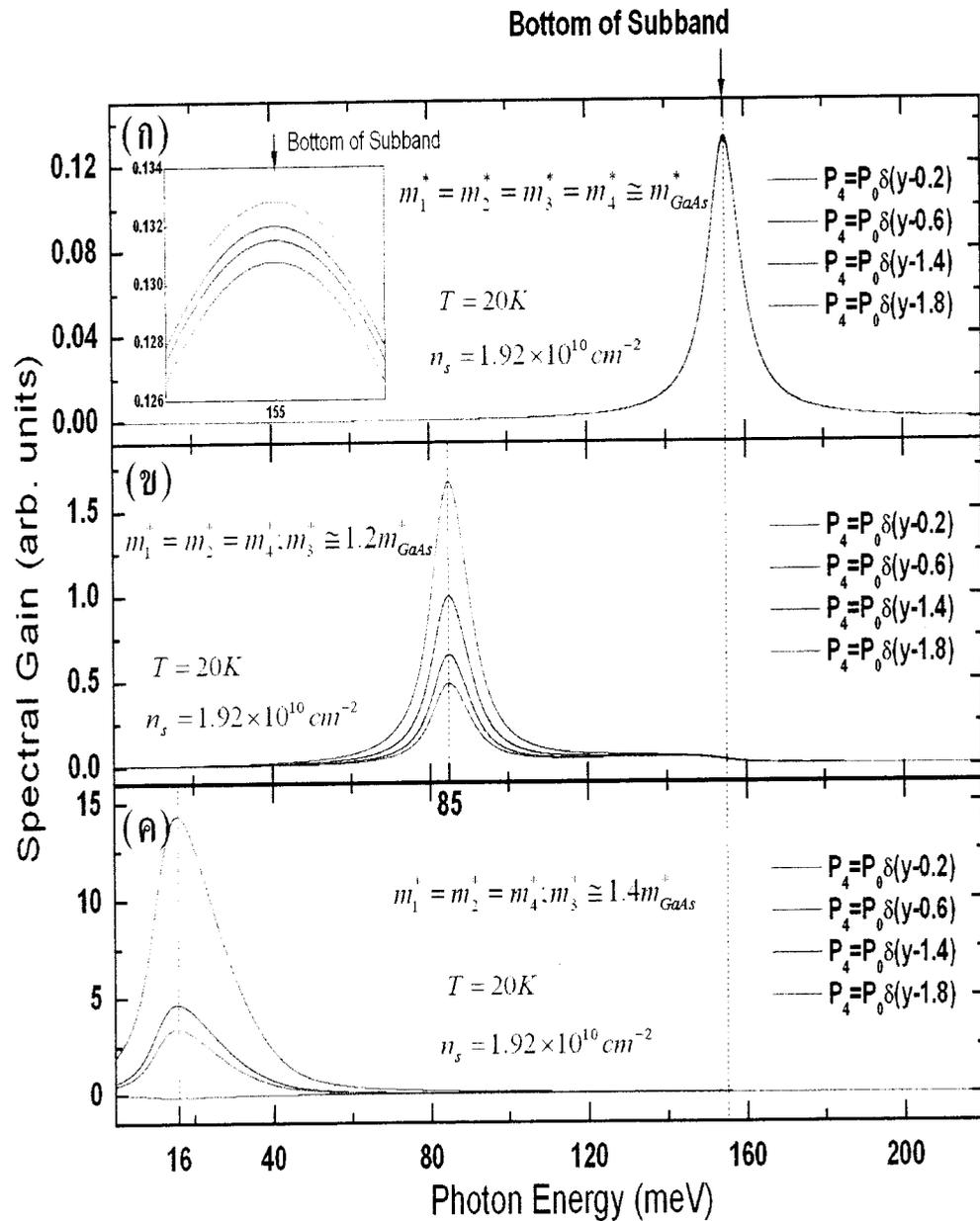


ภาพที่ 4.9 แสดงผลของอุณหภูมิต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสง ที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง $n_s = 7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ โดย $P_4 = P_0 \delta(y-0.2)$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_{GaAs}^*$ และ m_3^* มีค่าเป็นดังนี้ คือ
 (ก) $m_3^* = m_{GaAs}^*$ (ข) $m_3^* = 1.2 m_{GaAs}^*$ (ค) $m_3^* = 1.4 m_{GaAs}^*$

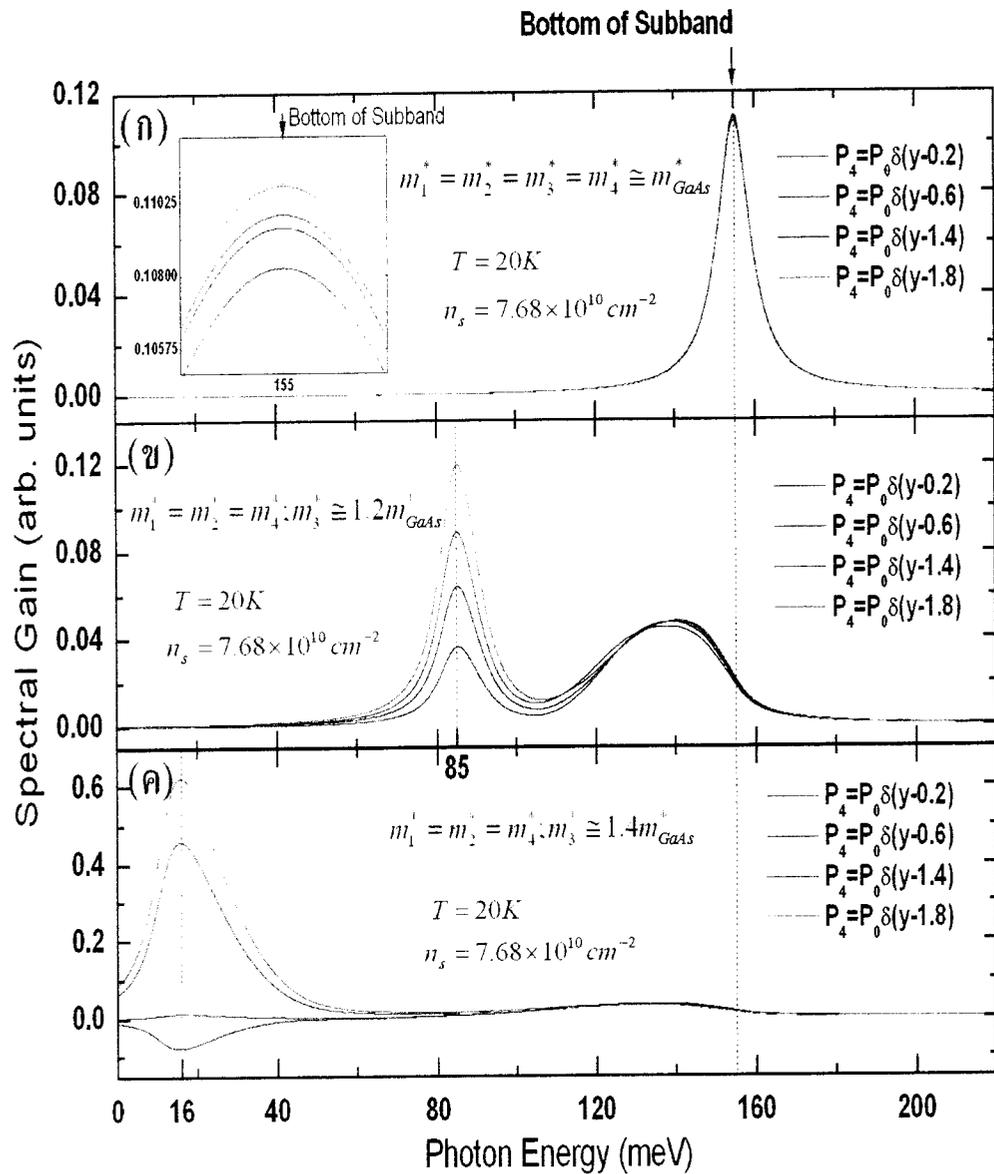
ภาพที่ 4.9 แสดงค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง ในที่นี้มีค่าเป็น $n_s = 7.68 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ พบว่าในโครงสร้างที่ประกอบด้วยระบบวัสดุแบบพาราโบลิค ดังภาพที่ 4.9 (ก) ผลของอุณหภูมิต่อค่าอัตราการเพิ่มพูนแสง จะมีลักษณะเหมือนกันกับในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ แต่ในกรณีของระบบวัสดุที่เป็นแบบนอนพาราโบลิค ดังภาพที่ 4.9 (ข) และ (ค) พบว่าพีคของอัตราการเพิ่มพูนของแสงที่บริเวณพลังงาน 85 meV และ 16 meV ตามลำดับ มีค่าต่ำกว่าในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ สาเหตุสำคัญที่ทำให้ได้ผลเช่นนี้น่าจะเนื่องมาจากการที่อิเล็กตรอนมีอัตราการผ่อนคลายพลังงานจลน์โดยกระบวนการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนมากขึ้นในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง จึงทำให้อัตราการผ่อนคลายพลังงานโดยการให้กำเนิดโฟตอนมีค่าลดลง นอกจากนี้เมื่อพิจารณาภาพที่ 4.9 (ข) ยังพบว่าพีคของอัตราการเพิ่มพูนของแสงที่บริเวณพลังงาน 155 meV จะเลื่อนมาอยู่บริเวณที่มีพลังงานต่ำกว่าเล็กน้อย เนื่องจากการกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอน ทำให้อิเล็กตรอนบริเวณนั้นมีพลังงานจลน์สูงขึ้น แต่ความสูงของพีคมีค่าลดลง เพราะอิเล็กตรอนบางส่วนไปอยู่ที่สถานะพลังงานจลน์อื่น โดยที่อุณหภูมิต่ำ การกระเจิงระหว่างอิเล็กตรอนกับอิเล็กตรอนเกิดขึ้นน้อย จึงทำให้ความกว้างของพีคมีค่าน้อยด้วย

4.2.2 ผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าสู่ระบบ ต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนแตกต่างกัน

เมื่อพิจารณาผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่อค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ จากผลการคำนวณพบว่า พลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 มีผลต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่ประกอบด้วยโครงสร้างของวัสดุที่มีลักษณะเป็นแบบพาราโบลิคน้อยมาก ดูภาพที่ 4.10 (ก) ประกอบ ส่วนในกรณีของระบบวัสดุที่เป็นแบบนอนพาราโบลิค ดังแสดงในภาพที่ 4.10 (ข) และ (ค) พบว่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงของระบบดังกล่าว จะมีค่าขึ้นกับพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 อย่างเด่นชัด โดยมีแนวโน้มลดลงตามค่าของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่ถูกอัดฉีดเข้าไปในระบบ ในขณะที่ค่าสูงสุดของพีคจะมีค่าเพิ่มขึ้น เมื่อระบบวัสดุมีลักษณะเป็นแบบนอนพาราโบลิคสูงขึ้น



ภาพที่ 4.10 แผนภาพแสดงผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสง ที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ $n_s = 1.92 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ณ อุณหภูมิ $T = 20K$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_{GaAs}^*$ และ m_3^* มีค่าเป็นดังนี้ คือ
 (ก) $m_3^* = m_{GaAs}^*$ (ข) $m_3^* = 1.2 m_{GaAs}^*$ (ค) $m_3^* = 1.4 m_{GaAs}^*$



ภาพที่ 4.11 แผนภาพแสดงผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่ออัตราการเพิ่มพูนของแสง ที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง $n_s = 7.68 \times 10^{10}\text{ cm}^{-2}$ ณ อุณหภูมิ $T = 20\text{ K}$ เมื่อ $m_4^* = m_2^* = m_1^* = m_{GaAs}^*$ และ m_3^* มีค่าเป็นดังนี้ คือ
 (ก) $m_3^* = m_{GaAs}^*$ (ข) $m_3^* = 1.2m_{GaAs}^*$ (ค) $m_3^* = 1.4m_{GaAs}^*$

ภาพที่ 4.11 แสดงผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่อค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสงในระบบที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูง พบว่าในโครงสร้างที่ประกอบด้วยระบบวัสดุแบบพาราโบลิค ดังภาพที่ 4.11 (ก) ผลของพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปที่ระดับพลังงานย่อย E_4 ต่อค่าอัตราการเพิ่มพูนของแสง จะมีลักษณะเหมือนกันกับในระบบที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ แต่ในกรณีของระบบวัสดุที่เป็นแบบนอนพาราโบลิค ดังภาพที่ 4.11 (ข) และ (ค) อัตราการเพิ่มพูนของแสงมีค่าน้อยกว่าในกรณีที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่ำ โดยค่าสูงสุดของพีคที่เกิดขึ้นจะมีค่าเปลี่ยนแปลงตามค่าพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปในระบบอย่างเด่นชัด และพบว่าพีคของอัตราการเพิ่มพูนของแสงที่บริเวณพลังงาน 155 meV จะเลื่อนมาอยู่ที่บริเวณพลังงานประมาณ 140 meV แต่มีค่าไม่ขึ้นกับพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่อัดฉีดเข้าไปในระบบ นอกจากนี้เมื่อพิจารณาภาพที่ 4.11 (ค) จะเห็นได้ว่า เมื่ออัดฉีดอิเล็กตรอนที่มีพลังงานจลน์ $\varepsilon_4 = 1.4\hbar\omega_0$ อัตราการเพิ่มพูนของแสงมีค่าเป็นลบ แสดงว่าเกิดการดูดกลืนแสง (Absorption) ขึ้น