



บทที่ 5

สมบัติบ่งชี้เชิงแสง

Bloch ได้อธิบายผลึกเสมือนจุดเมทริกซ์สมมาตรของการย้ายตำแหน่ง การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในผลึกอธิบายได้ เหมือนกับการแผ่กระจายของคลื่นผ่านจุดเมทริกซ์เหล่านี้ คลื่นอิเล็กตรอนจะสะท้อนกลับอย่างสมบูรณ์ถ้าเป็นไปตามเงื่อนไขของ Bloch (eigen state) ของพลังงานอิเล็กตรอนที่สอดคล้องเงื่อนไขจึงไม่สามารถมีได้ เกิดเป็นช่องว่างแถบพลังงานในโครงสร้างผลึก การศึกษาสมบัติบ่งชี้เชิงแสงทำให้ได้ข้อมูลเกี่ยวกับโครงสร้างแถบพลังงาน เช่น สมมาตร และตำแหน่ง (ขนาด) ของระดับพลังงานในแถบนำและแถบเวเลนซ์ในบริลลันโซน (brillouin zone)

สมมาตรผลึก ทำให้มีความรู้เกี่ยวกับ ลักษณะแถบพลังงานที่จุดสมมาตรต่าง ๆ ในบริลลันโซน และความสัมพันธ์ระหว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำกับสารประกอบกึ่งตัวนำจะนำไปสู่ความเข้าใจในแถบพลังงานของสารประกอบกลุ่ม II-VI (ZnSe) โดยเฉพาะการมีช่องว่างแถบพลังงานกว้างแบบตรงซึ่งจะได้กล่าวถึงในหัวข้อ 5.1 โครงสร้างแถบพลังงานจะมีบทบาทต่อสมบัติเชิงแสงของสารกึ่งตัวนำเชิงควอนตัม การย้ายสถานะในโครงสร้างแถบพลังงานจะทำให้เกิดเป็นยอดหรือเป็นขอบของการดูดกลืนหรือการสะท้อนแสงดังจะได้กล่าวในหัวข้อ 5.2 การย้ายสถานะระหว่างช่องว่างแถบพลังงานสอดคล้องกับการดูดกลืนหรือการสะท้อนหลักมูล ในงานวิจัยนี้ได้วัดสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง (ในหัวข้อ 5.3) ของผลึก ZnSe ชนิดต่าง ๆ ในช่วงอุณหภูมิ 11-300 K ในบริเวณขอบการดูดกลืนหลักมูลและที่พลังงานโฟตอนที่ต่ำกว่า

5.1 โครงสร้างแถบพลังงานของผลึก ZnSe ซิงค์เบลนด์

ระดับพลังงานที่อิเล็กตรอนสามารถอยู่(มี)ได้ในผลึก จะกระจายในปริภูมิของแลตทิซ ส่วนกลับ $E_n(k)$ ซึ่งเขียนได้เป็นโครงสร้างแถบพลังงาน ลักษณะของการกระจายมาจากสมมาตรของการเคลื่อนที่ของแลตทิซ สมมาตรของระดับพลังงานในแลตทิซส่วนกลับจึงสัมพันธ์

กับสมมาตรของผลึก แลตทิซของผลึก ZnSe ซึ่งเซลล์มีสมมาตรของการเลื่อนที่เป็นแบบ
เฟซเซ็นเตอร์คิวบิก (FCC) ดังได้กล่าวมาแล้วในหัวข้อ 3.11 เขียนเวกเตอร์การเลื่อนที่
ปฐมฐาน (primitive translation vectors) ได้เป็น

$$\mathbf{a}_1 = \frac{1}{2}\mathbf{a}(1,1,0), \quad \mathbf{a}_2 = \frac{1}{2}\mathbf{a}(1,0,1), \quad \mathbf{a}_3 = \frac{1}{2}\mathbf{a}(0,1,1)$$

และเขียนเวกเตอร์มูลฐาน (basic vector) เวกเตอร์ระหว่างแกนไอออนและแคทไอออนใน
เซลล์หน่วย) ได้เป็น $\mathbf{b} = \frac{1}{4}\mathbf{a}(1,1,1)$ เวกเตอร์การเลื่อนที่ปฐมฐานของแลตทิซส่วนกลับ
(\mathbf{K}_1) หาได้จากความสัมพันธ์ $\mathbf{K}_1 \cdot \mathbf{a}_j = 2\pi\delta_{1j}$ ซึ่งจะได้เป็นโครงสร้างแบบบอดีเซ็นเตอร์
(body centered cubic) อันได้แก่

$$\mathbf{K}_1 = 2\pi\mathbf{a}^{-1}(1,1,-1), \quad \mathbf{K}_2 = 2\pi\mathbf{a}^{-1}(1,-1,1), \quad \mathbf{K}_3 = 2\pi\mathbf{a}^{-1}(-1,1,1)$$

เช่นเดียวกับการสร้าง Wigner Seitz cell จาก \mathbf{a}_j ในปริภูมิจริง บริลลันโซนจะสร้างจาก
 \mathbf{K}_j ในปริภูมิ k [112] ซึ่งจะได้เป็นรูปทรงแปดหน้าดังในรูปที่ 5.1 ในรูปได้ระบุดจุดและ
เส้นที่มีสมมาตรเฉพาะไว้ด้วยกรุปของตัวดำเนินการสมมาตร (S) โดยเมื่อ S ดำเนินการ
กับแต่ละค่า \mathbf{K} ที่จุดหรือเส้นเหล่านั้น จะสอดคล้องกับ $S\mathbf{K} = \mathbf{K} + \mathbf{K}_n$ กรุปของ S ที่สอดคล้อง
กับความสมมาตรนี้เรียกว่ากรุปของเวกเตอร์คลื่น (group of wave vector) ในผลึก
ซึ่งเซลล์ที่จุดและเส้น $\Delta, \Lambda, \Gamma, Z, X, W$ และ L จะมีกรุปของเวกเตอร์คลื่นที่สอดคล้องกันเป็น
 $C_{2v}, C_{3v}, T_d, C_2, D_{2d}, S_4$ และ C_{3v} ตามลำดับ [113]



รูปที่ 5.1 บริลลันโซนของแลตทิซที่มีสมมาตรการเลื่อนที่แบบเฟซเซ็นเตอร์คิวบิก (เช่น
ซิงค์เบลนด์และไดมอนด์) แสดงเส้นและจุดสมมาตรที่สำคัญ

ตาราง character, การแยก (split) เนื่องจากสปีนและกฎการเลือกย้ายสถานะ
(selection rules) ของกรุป T_d (จุด Γ , ที่ $k=0$) แสดงไว้ในตารางที่ 5.1 [112]
character ของ class E จะบอกถึงวิธีการของการซ้อนสถานะสมมาตร (สอดคล้องกับจำนวน
ตัวแทนที่ไม่สามารถลดทอนได้ (irreducible representation)) ตัวอย่างเช่น Γ_7 และ

Γ_6 จะสามารถมีจำนวนอิเล็กตรอนชั้นสถานะกันได้ 2 และ 4 ตัวตามลำดับ อันตรกิริยา
 สปิน-ออร์บิตจะทำให้รูปของเวกเตอร์คลื่นที่คูณเพิ่มขึ้นเป็นสองเท่า แต่ในที่นี้ character
 ที่ที่คูณชั้นใหม่ของ class $3C_4^2$ และ $6C_2$ มีค่าเท่าเดิม จึงมีเพียง Γ_6, Γ_7 และ Γ_8
 ที่เพิ่มขึ้น จากผลคูณโดยตรงของ Γ_4 ในตารางจะเห็นได้ว่าสถานะ Γ_{15} เดิม (การ
 ชั้นสถานะเป็น $3*2, L=1$) จะแยกเป็น $\Gamma_7 (2, J=1/2)$ และ $\Gamma_8 (4, J=3/2)$ กฎ
 การเลือกย้ายสถานะเนื่องจากเทอมไดโพลไฟฟ้า (ในที่นี้ใช้ตัวแทนที่มีการแปลงเช่นเดียวกับไดโพล
 (เช่น x, y, z) เป็น $\Gamma_4 = \Gamma_{15}$) ไปยัง Γ_4 พิจารณาได้ในรูปของผลคูณโดยตรง ($\Gamma_4 \times \Gamma_4$)
 ดังในตารางที่ 5.1 ซึ่งจะเห็นได้ว่าการย้ายสถานะระหว่าง Γ_7 กับ Γ_8 หรือ Γ_6

Γ	E	\bar{E}	$6C_4^1$	$8C_3$	$8C_2$	$6C_4^3$	$6C_2$	$12C_2$
Γ_1	1	1	1	1	1	1	1	1
Γ_2	1	1	1	1	1	-1	-1	-1
Γ_{12}	2	2	2	-1	-1	0	0	0
Γ_{15}	3	3	-1	0	0	-1	-1	1
Γ_{15}	3	3	-1	0	0	1	1	-1
Γ_6	2	-2	0	1	-1	$\sqrt{2}$	$-\sqrt{2}$	0
Γ_7	2	-2	0	1	-1	$-\sqrt{2}$	$\sqrt{2}$	0
Γ_8	4	-4	0	-1	1	0	0	0
Γ_4	Γ_1	Γ_2	Γ_{12}	Γ_{15}	Γ_{23}			
$\Gamma_4 \times \Gamma_4$	Γ_6	Γ_7	Γ_6	$\Gamma_7 + \Gamma_8$	$\Gamma_6 + \Gamma_8$			

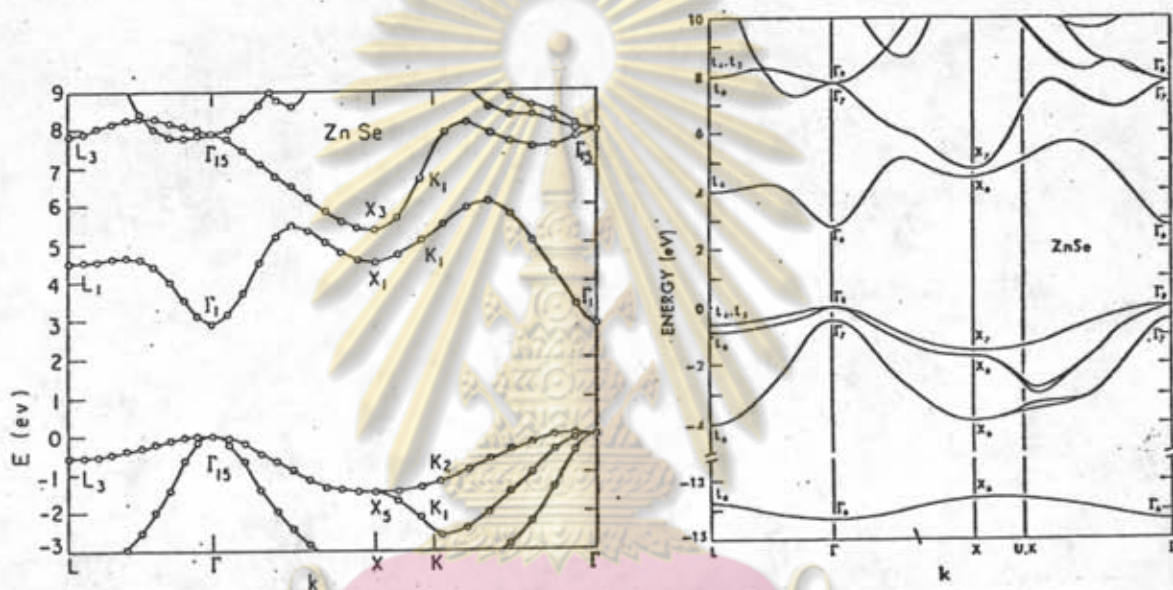
Selection rules

Γ_1	Γ_1	Γ_2	Γ_{12}	Γ_{15}	Γ_{23}	Γ_6	Γ_7	Γ_8
$\Gamma_4 \times \Gamma_4 (= \Gamma_{15})$	Γ_{12}	Γ_{23}	$\Gamma_{12} + \Gamma_{23}$	$\Gamma_1 + \Gamma_{12} + \Gamma_{15} + \Gamma_{23}$	$\Gamma_2 + \Gamma_{12} + \Gamma_{15} + \Gamma_{23}$	$\Gamma_7 + \Gamma_8$	$\Gamma_6 + \Gamma_8$	$\Gamma_6 + \Gamma_7 + 2\Gamma_8$

ตารางที่ 5.1 character table ของกรุปที่คูณ Γ (ที่ $k=0$ ของผลึกซิงค์เบลนด์)

โครงสร้างแถบพลังงานของผลึก ZnSe ซิงค์เบลนด์ตามแกนสมมาตร [111], [100]
 และ [110] ที่คำนวณโดยวิธี pseudo potential แสดงไว้ในรูปที่ 5.2 [112], [113]
 เนื่องจากระดับพลังงานของออร์บิทัล 4s และ 4p ในแลตทิซย่อยของแอนไอออน (Se) ต่ำกว่า
 ระดับพลังงานของออร์บิทัล 4s และ 4p ในแลตทิซย่อยของแคตไอออน (Zn) ดังนั้นระดับ
 พลังงานต่ำสุดในแถบเวเลนซ์ (Γ_1) จึงเป็นของ s ออร์บิทัลของไอออน ระดับพลังงานที่
 สูงกว่านั้นจึงเป็นผลรวมของ s และ p ออร์บิทัลของทั้งแอนไอออนและแคตไอออน การ
 รวมกัน (สร้างพันธะ) ของแต่ละออร์บิทัลจะมีได้สองสถานะ คือ เมื่อแอมพลิจูดของฟังก์ชันคลื่น
 ระหว่างอะตอมมีค่ามาก (มีการจับยึดกันอย่างแน่น) เป็นสถานะ bonding ซึ่งจะมีระดับพลังงาน
 อยู่ในแถบเวเลนซ์ และอีกสถานะหนึ่งเป็นสถานะ antibonding ซึ่งจะมีระดับพลังงาน
 อยู่ในแถบนำ แถบพลังงานของผลึก ZnSe (สำหรับประกอบ II-VI) มีลักษณะสัมพันธ์กับ

แถบพลังงานของ Ge (ธาตุหมู่ IV) โดยเพิ่มผลของความแตกต่างระหว่างศักย์ของแอนไอออน และแคตไอออน ที่ $k=0$ สถานะ Γ_{15v} กับ Γ_{15c} และ Γ_{1v} กับ Γ_{1c} จะมีอันตรกิริยากันมาก จึงทำให้ช่องว่างแถบพลังงานของผลึก ZnSe (พลังงานระหว่าง Γ_{15v} กับ Γ_{1c}) กว้างมาก และที่จุดสมมาตรอื่นอันตรกิริยาทำให้ระดับพลังงานแยกกันมากด้วยเช่นเดียวกัน โดยอัตราส่วน การแยกของระดับพลังงานที่ $k=0$ จะมีค่ามากกว่าที่จุดสมมาตรอื่น ทำให้ผลึก ZnSe (II-VI) มีช่องว่างแถบพลังงานแบบตรงที่ $k=0$ ดังในรูปที่ 5.2



รูปที่ 5.2 โครงสร้างแถบพลังงานของ ZnSe ตามแกนสมมาตร [111], [100] และ [110] ก) ไม่รวมผลของสปิน-ออร์บิต [112] ข) รวมผลของสปิน-ออร์บิต [114]

5.2 สมบัติเชิงแสงของสารกึ่งตัวนำ

ศูนย์วิทยุทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ในการพิจารณาการดูดกลืนแสงของสารกึ่งตัวนำจะแบ่งออกได้เป็นสามช่วง ช่วงแรก ย่านพลังงานโฟตอนต่ำการดูดกลืนแสงจะต่ำมาก ประกอบด้วยการดูดกลืนของแลตทิซ (พลังงานโฟตอนเท่ากับพลังงานของการสั่นของแลตทิซ), การดูดกลืนของพาหะอิสระ และการดูดกลืนระหว่างระดับพลังงานในแถบเดียวกัน ซึ่งจะได้กล่าวถึงในการวิเคราะห์สัมประสิทธิ์การดูดกลืนที่ไกลจากขอบการดูดกลืนหลักของผลึก ZnSe ในหัวข้อ 5.3.5 ช่วงที่สอง อยู่ในย่านพลังงานโฟตอนไม่กว้างนัก โดยการดูดกลืนแสงจะเพิ่มขึ้นทันทีที่พลังงานสอดคล้องกับการย้ายอิเล็กตรอนระหว่างจุดสูงสุดของแถบเวเลนซ์กับจุดต่ำสุดของแถบนำ เรียกว่า "ขอบการดูดกลืนหลักมูล" การศึกษาการดูดกลืนหลักมูลทำให้สามารถหาขนาดช่องว่างแถบพลังงานได้

ซึ่งจะได้กล่าวโดยหลักการในหัวข้อ 5.2.1 ช่วงที่สามเป็นการดูดกลืนที่พลังงานโฟตอนสูง ซึ่งจะมีลักษณะเป็นยอดแหลมที่พลังงานโฟตอนสอดคล้องกับการย้ายอิเล็กตรอนระหว่างสถานะอื่นในแถบเวเลนซ์และแถบนำ

การดูดกลืนแสง สามารถคำนวณได้โดยตรงจากการวัดการส่งผ่านแสงในสารกึ่งตัวนำ หรือจากการวัดขบวนการอื่น [115] เช่น การนำไฟฟ้าเชิงแสง, โฟโตโวลเทอิก, โฟโตลูมิเนสเซนซ์ (photoluminescence), และการวัดการสะท้อนแสง ในงานวิจัยนี้ได้ศึกษาการดูดกลืนแสงจากการวัดการส่งผ่านแสงบริเวณขอบการดูดกลืนหลักมูล และที่พลังงานโฟตอนต่ำกว่า พิจารณาความเข้มของคลื่นแสงที่สะท้อนจากผิว (I_r) และที่ทะลุผ่าน (I_t) สารหนา d โดยไม่คิดผลของการแทรกสอด ให้แสงตกกระทบเกิดตั้งฉากกับผิว เพื่อประมาณให้การสะท้อนที่ระนาบโพลารไรซ์ต่าง ๆ เท่ากัน ถ้าให้สัมประสิทธิ์การดูดกลืนและการสะท้อนเป็น α และ R ตามลำดับ เมื่อแสงตกกระทบที่ผิวหน้าสารแสงบางส่วนจะสะท้อน ดังนั้นแสงที่ผ่านผิวแรกจึงลดลงเหลือ $(1-R)I_0$ สารจะดูดกลืนแสงที่ผ่านผิวแรก แสงที่มาถึงผิวที่สองจึงลดลงเหลือ $(1-R)I_0 \exp(-\alpha d)$ ที่ผิวที่สองจะมีการสะท้อนอีกแสงที่ทะลุออกจึงเหลือเพียง $(1-R)^2 I_0 \exp(-\alpha d)$ แสงจะสะท้อนกลับไปมาแล้วทะลุออกมาทั้งสองข้าง แต่มีขนาดลดลงดังในรูปที่ 5.3 ผลรวมของแสงที่ทะลุผ่านและสะท้อนกลับเขียนได้เป็น [116]

$$T = \frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad ; \quad \frac{I_r}{I_0} = \frac{R[1-\exp(-2\alpha d)]}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (5.1)$$

ฉะนั้นจากการวัด I_r , I_t และ I_0 ที่พลังงานโฟตอนต่าง ๆ จะทำให้สามารถคำนวณหา α และ R ที่พลังงานโฟตอนต่าง ๆ ได้ ดังจะได้กล่าวถึงในหัวข้อ 5.3.1



รูปที่ 5.3 ปริมาณการถ่ายเทพลังงานในระบบที่มีการสะท้อนกลับภายในหลายครั้ง

5.2.1 การดูดกลืนหลักมูล

เมื่อฉายแสงที่มีพลังงานโฟตอนประมาณเท่ากับขนาดช่องว่างแถบพลังงาน (ระยะระหว่างจุดสูงสุดของแถบเวเลนซ์ถึงจุดต่ำสุดของแถบนำ) อิเล็กตรอนจำนวนมากในแถบเวเลนซ์จะ (ดูดกลืนพลังงานโฟตอน) ย้ายสถานะไปยังแถบนำเกิดเป็นขอบการดูดกลืนหลักมูล ถ้าอิเล็กตรอนย้ายสถานะที่ k เดียวกันจะเป็นการย้ายสถานะโดยตรง ซึ่งจะเกิดมากในผลึกที่มีช่องว่างแถบพลังงานแบบตรง (จุดสูงสุดของแถบเวเลนซ์และจุดต่ำสุดของแถบนำอยู่ที่ k เดียวกัน) และถ้ามีการย้ายสถานะที่ k ต่างกันจะเป็นการย้ายสถานะแบบเฉียง การย้ายสถานะ (กระเจิง) ของอิเล็กตรอนจะเป็นไปตามกฎการอนุรักษ์โมเมนตัมและพลังงาน เนื่องจากความยาวคลื่นของแสง ($\lambda = h/p$) ที่ใช้วัด น้อยกว่าความยาวคลื่นของอิเล็กตรอนในผลึกมาก ฉะนั้นจึงสามารถประมาณให้อิเล็กตรอนยังคงอนุรักษ์โมเมนตัม (เวกเตอร์คลื่น ($k=p/h$) ไม่เปลี่ยนแปลงเนื่องจากโฟตอน) ในการย้ายสถานะแบบตรงของแถบโพล่าโบลิก (การประมาณมวลยังผล) กฎการอนุรักษ์พลังงานเขียนได้เป็น

$$E_f - E_g = \hbar^2 k^2 / 2m_0^* \quad ; \quad E_i = -\hbar^2 k^2 / 2m_n^* \\ (E_f - E_i) - E_g = h\nu - E_g = (\hbar^2 k^2 / 2) (1/m_0^* + 1/m_n^*) = \hbar^2 k^2 / 2\mu$$

และความหนาแน่นของสถานะในช่วง $h\nu$ ถึง $h\nu + d(h\nu)$ เขียนได้เป็น

$$N(h\nu)d(h\nu) = [8\pi / (2\pi)^3] k^2 dk = [(2\mu)^{3/2} / 2\pi^2 \hbar^3] (h\nu - E_g)^{1/2} d(h\nu)$$

สัมประสิทธิ์การดูดกลืน (α) เป็นสัดส่วนโดยตรงกับโอกาส (P_{if}) ในการย้ายจากสถานะเริ่มต้น (E_i) ไปสถานะสุดท้าย (E_f) และความหนาแน่นสถานะเริ่มต้น (n_i) กับสถานะสุดท้าย (n_f) โดยจะต้องรวมทั้งหมดทุกการย้ายสถานะที่เป็นไปได้ [116]

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f \quad (5.2)$$

ในกรณีของการย้ายสถานะแบบขินยอม (allowed transition) ได้แก่ กรณีที่ P_{if} คงที่ไม่ขึ้นกับ k สัมประสิทธิ์การดูดกลืนจึงสามารถเขียนได้ในรูป

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (5.3)$$

ถ้าฟังก์ชันคลื่นของแถบเวเลนซ์และแถบนำมีลักษณะคล้ายสถานะ s และ p การย้ายสถานะหลักมูลจะเป็นการย้ายสถานะแบบขินยอม จากกฎการเลือกการย้ายสถานะโดยตรงของสถานะ d จะเป็นการย้ายสถานะแบบต้องห้าม (forbidden transition) คือ ที่ $k=0$ จะไม่สามารถย้ายสถานะได้แต่ที่ $k \neq 0$ จะสามารถย้ายสถานะได้ โอกาสของการย้ายสถานะแบบต้องห้ามจะเพิ่มขึ้นกับ $k^2 \propto (h\nu - E_g)$ [116] ดังนั้นสัมประสิทธิ์การดูดกลืนของการย้ายสถานะโดยตรงแบบต้องห้ามจึงสามารถเขียนอยู่ในรูป

$$\alpha(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2} \quad (5.4)$$

ค่าคงที่ A และ A' ในสมการที่ 5.3 และ 5.4 จะประกอบด้วยแฟคเตอร์ $1/h\nu$ [115] ซึ่งจะเปลี่ยนแปลงซ้ำเมื่อเทียบกับเทอม $(h\nu - E_g)$

การย้ายสถานะแบบเฉียงเป็นการย้ายสถานะสองขั้น คือ มีการเปลี่ยนแปลงทั้งพลังงานและโมเมนตัม โดยโมเมนตัมจะถูกอนุรักษ์ด้วยอันตรกิริยาของโฟนอน (E_p) สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแบบเฉียงจะเป็นผลรวม (อินทิเกรต) ของผลคูณระหว่างความหนาแน่นสถานะเริ่มต้น ($E_1^{1/2}$) และสถานะสุดท้าย $(h\nu - E_g \pm E_p + E_1)^{1/2}$ กับโอกาสในการทำอันตรกิริยากับโฟนอน (ขึ้นกับจำนวนโฟนอนซึ่งเป็นไปตามสถิติ Bose-Einstein) ตามสมการที่ 5.2 ดังนั้น สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแบบเฉียงจึงเพิ่มขึ้นแบบกำลังสองของพลังงานโฟตอน [115] ในสารกึ่งตัวนำที่มีแถบพลังงานตรงอิเล็กทรอนิกส์อนในสถานะเริ่มต้นในแถบเวเลนซ์ จะสามารถย้ายไปยังสถานะอื่นที่ว่างในแถบนำที่ k ใด ๆ ด้วยการย้ายสถานะแบบเฉียง แต่จะมีโอกาสน้อยกว่าการย้ายสถานะโดยตรง

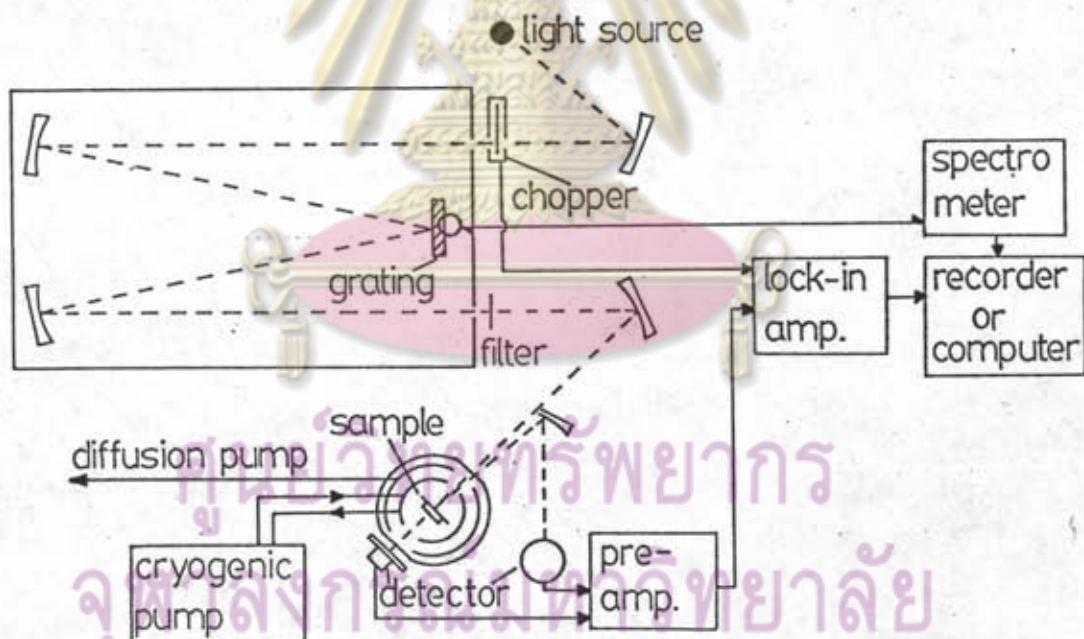
5.3 สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงของผลึก ZnSe

ในงานวิจัยนี้ได้วัดสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้, ZnSe:Zn(m), ZnSe:Ga และ ZnSe:Al ด้วยการวัดการส่งผ่านแสง ดังจะกล่าวถึงในหัวข้อ 5.3.1 วิเคราะห์การดูดกลืนหลักมูล (ตามหัวข้อ 5.2.1) เพื่อหาขนาดช่องว่างแถบพลังงานในหัวข้อ 5.3.2 ทำการวัดที่อุณหภูมิ 11-300 K เพื่อศึกษาการเปลี่ยนแปลงขนาดช่องว่างแถบพลังงานกับอุณหภูมิ และปัจจัยที่ผลต่อการเปลี่ยนการดูดกลืนแสงกับอุณหภูมิในหัวข้อ 5.3.4 ศึกษาตลอดช่วงบริเวณส่วนหางของการดูดกลืนหลักมูล (ในหัวข้อ 5.3.3) และการดูดกลืนที่ความยาวคลื่นในช่วงใกล้อินฟราเรด (ในหัวข้อ 5.3.5)

5.3.1 การวัดสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง

ระบบการวัดสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงด้วยการส่งผ่านแสงในงานวิจัยนี้ได้แสดงไว้ในรูปที่ 5.4 ใช้หลอดไฟทังสเตนฮาโลเจนขนาด 250 วัตต์เป็นแหล่งกำเนิดแสงกระจายแสงให้มีความยาวคลื่นเดี่ยว ด้วยสเปกโทรมิเตอร์ (SPEX) แบบเกรตติงสะท้อน แว่นผลึกขนาดบางมากจะติดบนแผ่นทองแดงที่เจาะรูกำหนดขนาดให้แสงผ่าน ผลึกจะอยู่

ในห้องสุญญากาศของเครื่องลดอุณหภูมิด้วยฮีเลียมเหลว ซึ่งสามารถควบคุมอุณหภูมิได้ในช่วง 11-300 K ในการวัดที่ช่วงความยาวคลื่นสั้น (2,000-5,000 Å) จะใช้หลอดไฟโคมัลติฟล่ายเออร์ (Oriel 7060) เป็นหัววัดสัญญาณแสง และในช่วงความยาวคลื่นยาวจะใช้หัววัดแบบเจอร์มาเนียม (Ge) ซึ่งตอบสนองได้ดีในช่วงใกล้อินฟราเรด ผลการตอบสนองของหัววัดสามารถเปรียบเทียบได้จากหัววัดเทอร์โมไพล์ (thermopile) อนึ่ง การกระจายแสงด้วยเกรตติงที่ความยาวคลื่นยาว จะมีแสงความยาวคลื่นสั้นในลำดับที่สองหรือมากกว่ารวมอยู่ด้วย จึงต้องมีฟิลเตอร์กันแสงที่ความยาวคลื่นออกไป โดยการควบคุมการหมุนของเกรตติง (เปลี่ยนมุมของแสงตกและสะท้อนจากเกรตติง) แสงที่ตกทะลุผ่านผลึกจะมีความยาวคลื่นเปลี่ยนไป สัญญาณแสงจากหัววัดจะถูกขยายขึ้นต้นด้วยเครื่องขยายขึ้นต้น (EG&G 113) เพื่อลดสัญญาณรบกวนจากภายนอกได้ตัดแสงเป็นจังหวะที่ความถี่ต่ำด้วย chopper และขยายสัญญาณเฉพาะที่จังหวะเดียวกันด้วยเครื่องขยายแบบล็อกอิน (EG&G 5101) สัญญาณจะถูกบันทึกด้วยเครื่องบันทึกสัญญาณหรือแปลงเป็นสัญญาณดิจิทัลบันทึกด้วยคอมพิวเตอร์ [117]

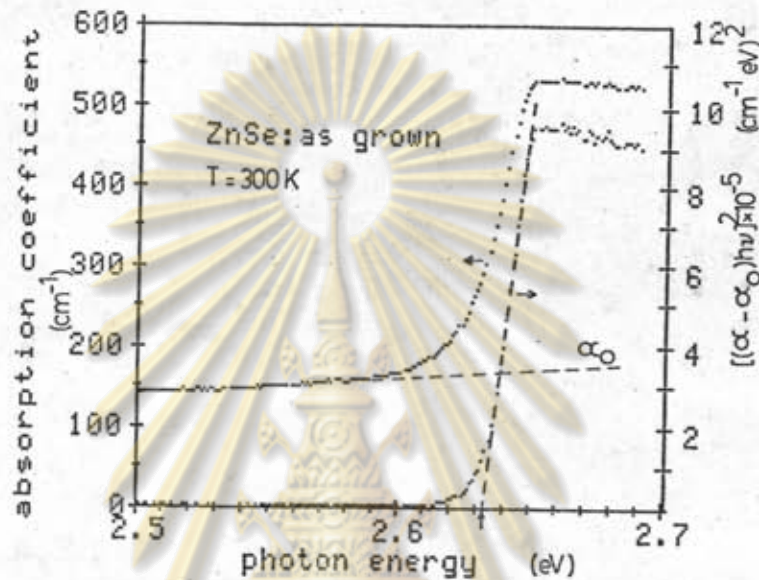


รูปที่ 5.4 แผนภาพระบบทางเดินแสง สัญญาณไฟฟ้า และระบบทำความเย็น ในการวัดสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสง

สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงสามารถคำนวณได้จากสมการที่ 5.1 ซึ่งเป็นสมการกำลังสองของ $\exp(-\alpha d)$

$$\alpha = -(1/d) \ln \{ - (1-R)^2 + [(1-R)^4 + 4T^2 R^2]^{1/2} \} / 2TR^2$$

เมื่อ d เป็นความหนาของผลึก, R เป็นสัมประสิทธิ์การสะท้อนและ T เป็นสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน ซึ่งเท่ากับ I_t/I_0 เมื่อ I_t และ I_0 เป็นความเข้มแสงเมื่อทะลุผ่านผลึกและที่ตกกระทบผลึก เนื่องจาก R มีการเปลี่ยนแปลงกับความถี่แสงน้อยมาก (ไม่ถึงหนึ่งระดับขนาด) เมื่อเทียบกับการเปลี่ยนแปลงของ α (เปลี่ยนถึงสามระดับขนาด) ในการคำนวณหา α จึงประมาณให้ R มีค่าคงที่ประมาณ 0.18 [11]



รูปที่ 5.5 สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงบริเวณขอบการดูดกลืนหลักมุมของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ที่ 300K และกราฟของฟังก์ชัน $[(\alpha - \alpha_0)hv]^2$ กับ hv ส่วนของเส้นตรงสอดคล้องกับการย้ายสถานะโดยตรง จุดตัดแกนของเส้นตรง (ลูกศร) เป็นขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน

5.3.2 ขอบการดูดกลืนหลักมุม

เป็นการเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วของสัมประสิทธิ์การดูดกลืน เนื่องจากการย้ายสถานะระหว่างจุดสูงสุดของแถบเวเลนซ์กับจุดต่ำสุดของแถบนำ ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของสัมประสิทธิ์การดูดกลืนกับพลังงาน โฟตอนจะบ่งบอกชนิดการย้ายสถานะ ซึ่งสอดคล้องกับลักษณะขอบของแถบพลังงานระหว่างช่องว่างแถบพลังงานดังกล่าวแล้ว ในหัวข้อ 5.2.1 ในการที่จะใช้สมการของโมเดลการดูดกลืนหลักมุมมาอธิบายสัมประสิทธิ์การดูดกลืนที่วัดได้ในช่วงนี้ จะต้องหักลบผลการดูดกลืนจากสาเหตุอื่นออกก่อน จากโมเดลการดูดกลืนหลักมุมจะเริ่มมีค่ามากขึ้นทันทีที่พลังงานโฟตอนค่าหนึ่ง (เช่น สอดคล้องกับ E_g) ที่พลังงานโฟตอนต่ำกว่านั้นไม่มีการดูดกลืน ดังนั้นจึงเอกรักษาไปเลยค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงจากที่พลังงานโฟตอนต่ำ (α_0) ด้วยเส้นตรง

ไบท์กออกจากค่าในช่วงการดูดกลืนหลักมูล ($\alpha - \alpha_0$) ดังแสดงในรูปที่ 5.5 จากรูปจะเห็นได้ว่าการดูดกลืนหลักมูล ($\alpha - \alpha_0$) ของผลึก ZnSe จะแปรผันกับพลังงานยกกำลัง $\frac{1}{2}$ (การเพิ่มของ $(\Delta E)^{3/2}$ และ $(\Delta E)^2$ จะช้ากว่านี้) ซึ่งสอดคล้องกับการย้ายสถานะโดยตรงแบบยินยอม (สมการที่ 5.3) สอดคล้องกับการที่จุดต่ำสุดของแถบนำและจุดสูงสุดของแถบเวเลนซ์ของผลึก ZnSe อยู่ตำแหน่งเดียวกันในปริภูมิ k (ที่จุด Γ ในรูปที่ 5.2) จากสมการที่ 5.3 เส้นตรงของกราฟระหว่าง $[(\alpha - \alpha_0) h\nu]^2$ กับ $h\nu$ จะไปตัดแกนที่พลังงานสอดคล้องกับขนาดช่องว่างแถบพลังงาน (E_g) E_g ของผลึก ZnSe ที่คำนวณได้จะได้อีกกล่าวถึงในหัวข้อ 5.3.4

5.3.3 ส่วนหางของเออภาค

จากการเปรียบเทียบข้อมูลการดูดกลืนหลักมูลกับสมการที่ 5.3 ดังในรูปที่ 5.6 จะพบว่าสมการจะสามารถปรับให้พอดีกับข้อมูลได้บางส่วนเท่านั้น ในบริเวณที่มีพลังงานโฟตอนต่ำกว่าขอบการดูดกลืนนั้นจะมีลักษณะเป็นเส้นตรงในกราฟ \log คือมีการลดลงแบบฟังก์ชันเอกซ์โพเนนเชียลตามกฎของเออภาค (Urbach's rule) [116] ซึ่งสอดคล้องกับการย้ายสถานะจากแถบพาราโบลิกไปยังส่วนหางของแถบตรงข้าม ในกรณีการวัดสารกึ่งตัวนำชนิด p(n) จะบ่งบอกลักษณะส่วนหางของแถบนำ (แถบเวเลนซ์) โดยความหนาแน่นสถานะเริ่มต้น N_1 จะเป็นสัดส่วนกับ $E_1^{-1/2}$ และความหนาแน่นของสถานะสิ้นสุด N_2 จะอยู่ในรูปของส่วนหางเอกซ์โพเนนเชียล

$$N_2 = N_0 \exp[(E - E_1)/E_0]$$

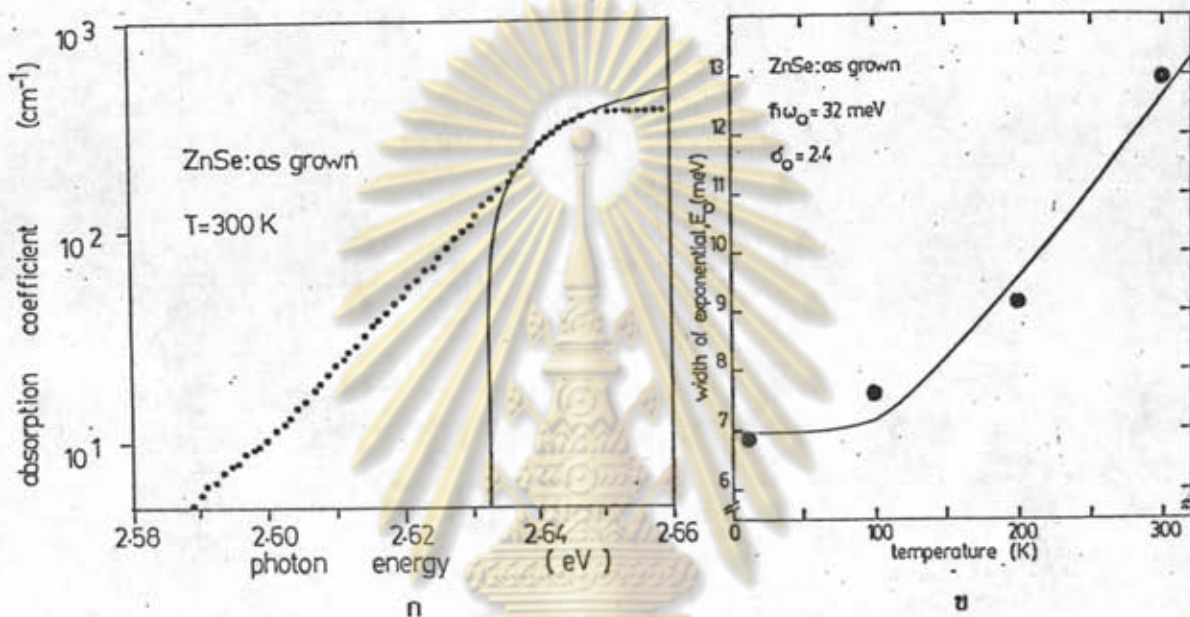
เมื่อ E_1 เป็นขนาดช่องว่างแถบพลังงานยังผล และ E_0 เป็นพารามิเตอร์จากการทดลอง ซึ่งสอดคล้องกับการกระจายสถานะส่วนหาง สมมติให้การย้ายสถานะมีการอนุรักษ์โมเมนตัมและโอกาสการย้ายสถานะคงที่ ($h\nu = E - E_1$) ดังนั้นจากสมการที่ 5.2 สัมประสิทธิ์การดูดกลืนจึงสามารถเขียนได้อยู่ในรูป

$$\alpha = \alpha_0 \exp[(h\nu - E_1)/E_0] \quad (5.5)$$

เนื่องจากสนามไฟฟ้า สามารถทำให้ขอบของแถบพลังงานลาดเอียง (ส่วนหาง) ได้ตามผลของ Franz-Keldysh [116] ส่วนหางของแถบที่เกิดขึ้นเอง (ส่วนหางของเออภาค) นี้จึงสามารถอธิบายได้ด้วยสนามไฟฟ้าย่อยภายใน จากการคำนวณสัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงเมื่อให้สนามไฟฟ้าภายนอก F_0 จะได้ลักษณะเช่นเดียวกับสมการที่ 5.5 เพียงแต่แทน E_0 ด้วย F_0/C เมื่อ C เป็นค่าคงที่ ในระบบที่ไม่มีระเบียบ เช่น ในสารอสัณฐานหรือผลึกพหุพันธ์ สนามเฉลี่ย (F) จะกระจายแบบสุ่มจึงไม่ขึ้นกับอุณหภูมิ ดังนั้น E_0 เนื่องจากความไม่เป็น

ระเบียบเนื่องจาก โคร่งผลึกจึงไม่ขึ้นกับอุณหภูมิ สำหรับในผลึกเดี่ยวสนามไฟฟ้าจะมาจาก โฟนอนหรือประจุเจือปนซึ่งจะขึ้นกับอุณหภูมิและความเข้มข้นของสิ่งเจือปน E_0 ขึ้นกับอุณหภูมิ [118] ดังสมการ

$$E_0 = (\hbar\omega_0/2\sigma_0) \coth(\hbar\omega_0/2kT) \tag{5.6}$$

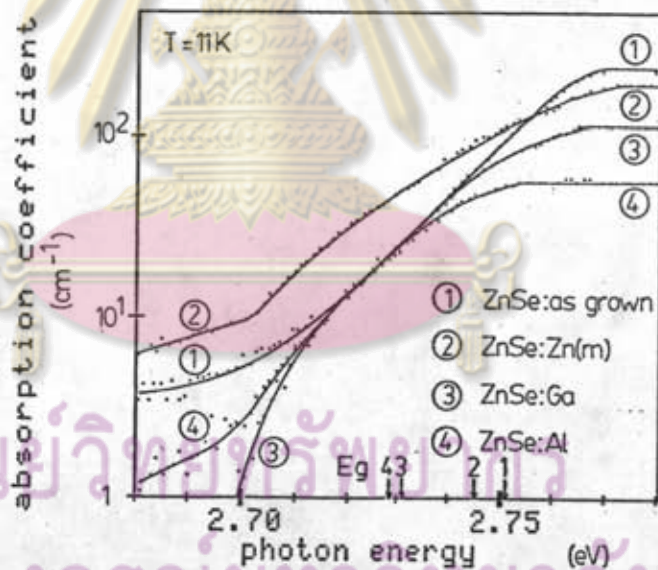


รูปที่ 5.6 ก) ขอบของการดูดกลืนหลักมูลของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ แสดงส่วนหางของเออबाट (แนวจุด) เส้นทึบเป็นการคำนวณการดูดกลืนหลักมูลเทียบจากสมการที่ 5.3 ข) เปรียบเทียบพารามิเตอร์ความกว้างของเอกซ์โพเนนเชียลกับอุณหภูมิที่วัดได้กับที่คำนวณได้จากสมการที่ 5.6

ศูนย์วิทยทรัพยากร

เมื่อ σ_0 เป็นค่าคงที่และ $\hbar\omega_0$ เป็นพลังงานโฟนอนในผลึก พารามิเตอร์ $1/E_0$ จะเทียบได้กับความชันของเส้นตรงของกราฟ \log (รูปที่ 5.6ก) เนื่องจากค่าพารามิเตอร์ $1/E_0$ ที่คำนวณได้จากข้อมูลของผลึก ZnSe จะเปลี่ยนกับอุณหภูมิ จึงได้เปรียบเทียบค่า $1/E_0$ ที่คำนวณได้ในช่วงอุณหภูมิ 11-300 K กับสมการอธิบายการเกิดส่วนหางจากโฟนอน (สมการที่ 5.6) ด้วยวิธีกำลังสองน้อยสุดดังในรูปที่ 5.6ข พลังงานโฟนอน ($\hbar\omega_0$) ที่คำนวณได้สอดคล้องกับพลังงานโฟนอนเชิงแสงตามยาว ($E_{p(LO)} = 31.4$ meV [118]) สอดคล้องกับการทดลองของ Samuel และคณะ [118] ที่ได้วัดการดูดกลืนส่วนหางของผลึก ZnSe และได้พบว่าในช่วงที่อุณหภูมิสูงกว่า 90 K พลังงาน $\hbar\omega_0 = 31$ meV ซึ่งสอดคล้องกับโฟนอนเชิงแสงตามยาว (LO) และที่อุณหภูมิต่ำกว่า 90 K พลังงาน $\hbar\omega_0 = 10$ meV ซึ่งสอดคล้องกับพลังงานของโฟนอนเชิงเสียงตามยาวแบบพิโซอิเล็กทริก (LA) Hite และคณะ [11]

ได้ศึกษาขอการดูดกลืนแสงของผลึก ZnSe เช่นเดียวกัน โดยในช่วงอุณหภูมิที่สูงกว่า 100K การดูดกลืนแสงจะเพิ่มขึ้นแบบเอกซ์โพเนนเชียลตามกฎของเอออบาค แต่ในช่วงอุณหภูมิต่ำกว่า 100 K เขาได้อธิบายว่าเป็นการดูดกลืนของเอกซ์ซิตรอนโดยตรงซึ่งมีโฟนอนเชิงแสงตามยาวร่วมด้วย (LO phonon assisted direct exciton absorption) คือ โฟตอนจะกระตุ้นอิเล็กตรอนจากสถานะพื้น ($E=0, K=0$) ไปยังสถานะที่ถูกกระตุ้นใด ๆ ของเอกซ์ซิตรอน ($K \neq 0$) และขึ้นต่อมาโฟนอน LO (เวกเตอร์คลื่น q) จะทำให้เอกซ์ซิตรอนกระเจิงไปยังสถานะสุดท้าย ($K=q, E=hw + \hbar\omega_0$) พลังงานสถานะพื้นของเอกซ์ซิตรอน (E_{x1}) ที่อุณหภูมิต่าง ๆ ได้จากตำแหน่งยอดของสัมประสิทธิ์การสะท้อนแสง ซึ่ง $E_{x1} - \hbar\omega_0$ จะสอดคล้องกับตำแหน่งความชันสูงสุดของขอการดูดกลืนแสง ส่วนหางขอการดูดกลืนของผลึก ZnSe ที่โดได้ด้วยสารต่าง ๆ ที่อุณหภูมิต่ำกว่า 11 K แสดงไว้ในรูปที่ 5.7 การดูดกลืนส่วนหางของผลึกที่มีระดับพลังงานสิ่งเจือปนต้น จะสอดคล้องกับการย้ายสถานะระหว่างขอบบนของแถบเวเลนซ์กับระดับพลังงานของสิ่งเจือปน (ในสารชนิด n) [116]



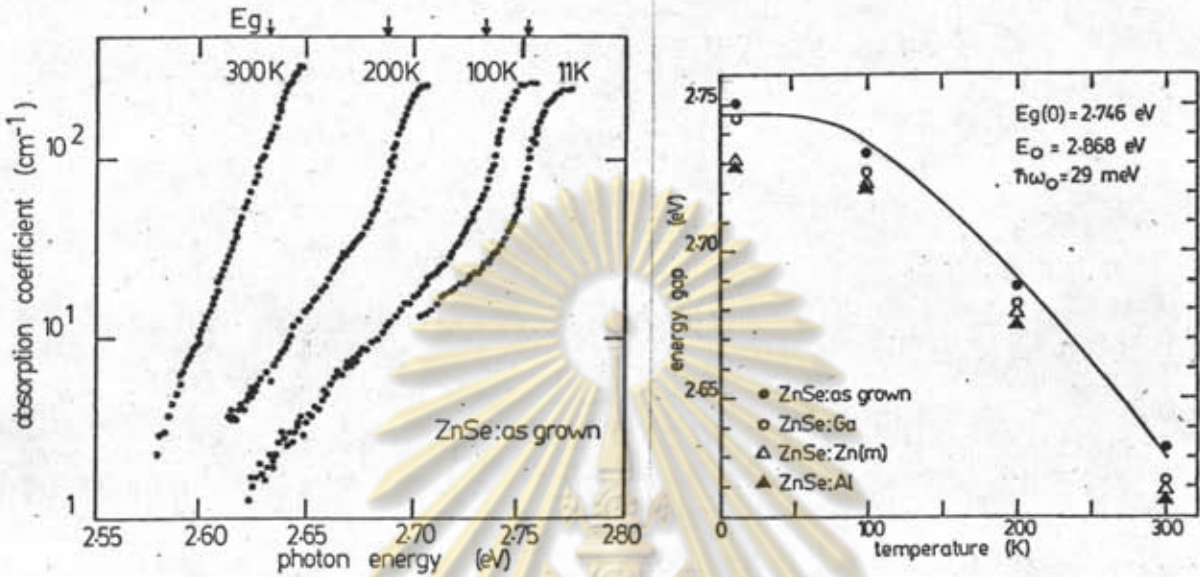
รูปที่ 5.7 ขอการดูดกลืนหลักมูลที่ 11 K ของผลึก ZnSe ที่โดได้ด้วยสารต่าง ๆ

5.3.4 ขนาดช่องว่างแถบพลังงานที่อุณหภูมิต่าง ๆ

จากการคำนวณหาขนาดช่องว่างแถบพลังงานจากการดูดกลืนหลักมูล ดังในหัวข้อ 5.3.2 ที่อุณหภูมิต่าง ๆ ช่องว่างแถบพลังงานจะกว้างขึ้นเมื่อลดอุณหภูมิลดลงดังในรูปที่ 5.8 การขยายตัวของโครงผลึกและการสั่นของแลตทิซที่อุณหภูมิต่ำสูงเป็นสองสาเหตุที่สำคัญที่ทำให้ช่องว่างแถบพลังงานลดลง โดยทั่วไปที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิ Debye (T_D), E_g จะเป็นสัดส่วนกับ

T^2 ในขณะที่เมื่อ $T > T_D$, E_g จะแปรเชิงเส้นกับ T ดังนั้นจึงสามารถเขียนได้เป็น

$$E_g(T) = E_g(0) - T^2 / (T+B)$$



รูปที่ 5.8 ก) ขอบการดูดกลืนหลักมูลของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ที่อุณหภูมิต่าง ๆ ลูกศรที่แกนพลังงานโฟตอนด้านบนเป็นขนาดช่องว่างแถบพลังงานที่แต่ละอุณหภูมิ ข) การเปลี่ยนขนาดช่องว่างแถบพลังงานที่อุณหภูมิต่าง ๆ ของผลึก ZnSe ที่โดปด้วยสารต่าง ๆ เส้นทึบเป็นการคำนวณด้วยสมการที่ 5.8 เทียบกับข้อมูลผลึก ZnSe ที่ปลูกได้

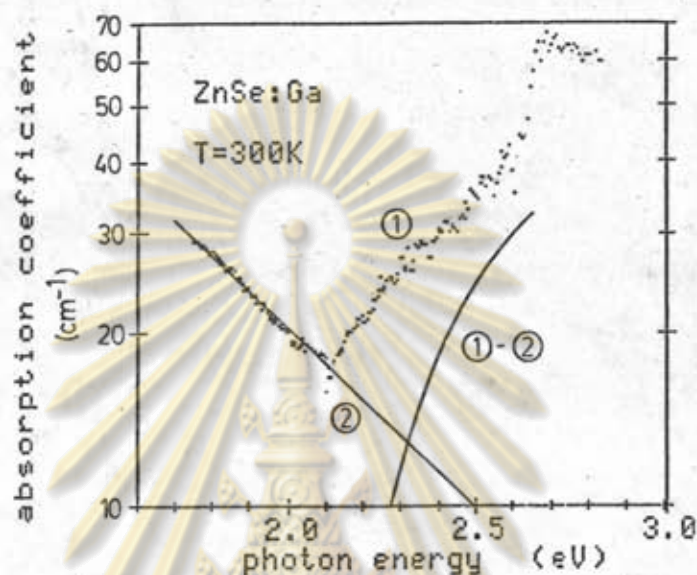
เมื่อ $E_g(0)$ เป็นขนาดช่องว่างแถบพลังงานที่ 0 K และ B เป็นค่าคงที่ ในผลึกสารประกอบกลุ่ม II-VI การสั่นของแลตทิซจะมีผลอย่างมากต่อการเปลี่ยนแปลงของช่องว่างแถบพลังงานกับอุณหภูมิ Samuel และ คณะ [119] ได้ใช้หลักการดูดกลืนแสงในสนามไฟฟ้าคำนวณการเปลี่ยนขนาดช่องว่างแถบพลังงานของผลึก ZnSe โดยคิดว่าโฟนอน LO จะทำให้เกิดสนามไฟฟ้าข้อยกภายในผลึก ขอบแถบพลังงานจึงขยับออกไปในช่องว่างแถบพลังงานตามผลของ Franz-Keldysh ดังกล่าวแล้วในหัวข้อ 5.3.3 จากสมการที่ 5.5 และ 5.6 ให้สัมพันธ์กับการดูดกลืนที่พลังงานโฟตอนเท่ากับช่องว่างแถบพลังงานมีค่าคงที่ไม่เปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมิจะได้

$$(E_g(0) - E_1) / E_0(0) = (E_g(T) - E_1) / E_0(T)$$

$$E_g(T) \tanh(\hbar\omega_0 / 2kT) = E_g(0) - E_1 [1 - \tanh(\hbar\omega_0 / 2kT)] \quad (5.7)$$

สมการที่ 5.7 นี้เป็นสมการเชิงเส้นระหว่างฟังก์ชันของ $E_g(T)$ กับ T โดยการใช้วิธีวิเคราะห์กำลังสองน้อยสุดของสมการเส้นตรงกับข้อมูลการเปลี่ยน E_g กับ T ของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้จะสอดคล้องกันดังในรูปที่ 5.8 พลังงานโฟนอนที่คำนวณได้สอดคล้องกับพลังงาน

โฟนอนเชิงแสงตามยาว (LO) ที่ได้สมมติไว้ นั่นคือการเลื่อนของขอบการดูดกลืนหลักมูลของผลึก ZnSe มีสาเหตุหลักมาจากสนามไฟฟ้าย่อยที่เกิดจากโฟนอนเชิงแสงตามยาว ในรูปที่ 5.8 ขนาดช่องว่างแถบพลังงานของผลึก ZnSe โด๊ป (ZnSe:Ga และ ZnSe:Al) จะมีขนาดเล็กกว่าผลึก ZnSe ที่ไม่ได้โด๊ปเล็กน้อย

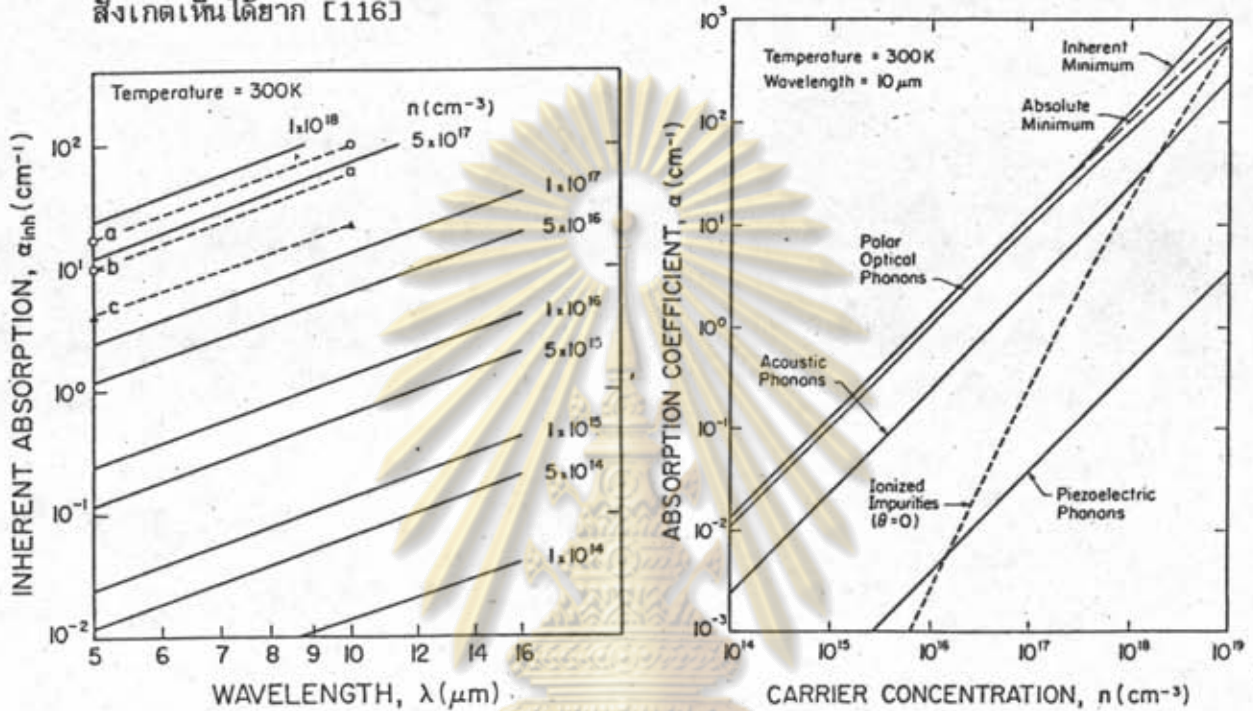


รูปที่ 5.9 สัมประสิทธิ์การดูดกลืนแสงที่พลังงานต่ำกว่าขอบการดูดกลืนหลักมูล การดูดกลืนรวมที่วัดได้ 1 หักกับการดูดกลืนจากพาหะอิสระ 2 จะได้การดูดกลืนภายในแถบ 1-2

5.3.5 การดูดกลืนที่พลังงานต่ำกว่าขอบการดูดกลืนหลักมูล

จากหัวข้อที่กล่าวมาแล้วข้างต้นจะเห็นได้ว่า ที่พลังงานโฟตอนต่ำกว่าขอบการดูดกลืนหลักมูล (เลขจากส่วนหางของขอบการดูดกลืน) ยังคงมีการดูดกลืนที่สามารถวัดได้ดังแสดงในรูปที่ 5.9 การเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วที่พลังงานสูง (ทางด้านขวาในรูป) เป็นการดูดกลืนหลักมูลและการเพิ่มขึ้นที่พลังงานต่ำ (ทางด้านซ้าย) เป็นการดูดกลืนจากพาหะอิสระ การดูดกลืนระหว่างกลางที่มีลักษณะโค้งเอียงลง เป็นการดูดกลืนเนื่องจากการย้ายสถานะภายในแถบพลังงานเดียวกัน ในผลึกกึ่งตัวนำชนิด n เป็นการย้ายสถานะระหว่างขอบล่างของแถบนำ การพิจารณาการดูดกลืนภายในแถบพลังงานนี้ จะต้องเอกรัทราไปเลขสัมประสิทธิ์การดูดกลืนจากพาหะอิสระด้วยเส้นตรง ไปหักออกจากค่าการดูดกลืนบริเวณพลังงานโฟตอนที่กำลังพิจารณาลักษณะการดูดกลืนภายในแถบพลังงานที่ได้ จะมีลักษณะ เช่นเดียวกับบริเวณการดูดกลืนหลักมูล ตำแหน่งขอบการดูดกลืนภายในแถบจะสอดคล้องกับพลังงานระหว่างสถานะ (ในการดูดกลืนหลักมูลสอดคล้องกับ E_g) พลังงานที่ขอบของการดูดกลืนภายในของผลึก ZnSe (ในรูปที่ 5.9)

มีค่าประมาณ 2.1 eV ซึ่งค่าพลังงานนี้สอดคล้องกับการย้ายสถานะแบบเฉียงระหว่างจุด $\Gamma_1(000)$ กับ $X_1(100)$ ที่ขอบล่างของแถบนำ (ดูรูปที่ 5.2) จากแผนภาพแถบพลังงานของผลึก ZnSe ในรูปที่ 5.2 การย้ายสถานะโดยตรงระหว่าง X_1 และ X_0 ในแถบนำจะทำให้เกิดขอบการดูดกลืนที่ประมาณ 1 eV โดยรวมอยู่กับการดูดกลืนจากพาหะอิสระจึงทำให้สังเกตเห็นได้ยาก [116]



รูปที่ 5.10 สัมประสิทธิ์การดูดกลืนจากพาหะอิสระที่ Ruda [120] คำนวณได้เป็นฟังก์ชันกับ ก) ความยาวคลื่น ข) ความเข้มข้นพาหะที่ $\lambda=10\mu\text{m}$ โดย a, b และ c ในรูป ก เป็นผลการทดลองที่ความเข้มข้นพาหะ $5.7 \cdot 10^{17}$, $2.6 \cdot 10^{17}$, และ $1.6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ตามลำดับ

การดูดกลืนของพาหะอิสระ ได้แก่ การที่อิเล็กตรอนดูดกลืนโฟตอนแล้วย้ายไปที่สถานะที่มีพลังงานสูงกว่าบนเส้นโค้ง E-k เดียวกัน โดยโมเมนต์อนุรักษ์เกิดจากอันตรกิริยากับแลตทิซด้วย โฟนอนหรือ โดยการกระเจิงจากสิ่งเจือปนที่แตกตัว การดูดกลืนของพาหะอิสระเนื่องจากการกระเจิงจากโฟนอนเชิงเสียง, โฟนอนเชิงแสง และสิ่งเจือปนที่แตกตัวจะเพิ่มขึ้นกับความยาวคลื่นในรูป $\lambda^{1.5}$, $\lambda^{2.5}$ และ λ^0 (หรือ $\lambda^{0.5}$) ตามลำดับ การดูดกลืนจากพาหะอิสระของผลึก ZnSe:Ga ในรูปที่ 5.9 จะแปรตาม λ ยกกำลังประมาณ 2.9 ซึ่งสอดคล้องกับการกระเจิงเนื่องจากสิ่งเจือปนที่ถูกไอออนไนซ์ เช่นเดียวกับที่ Marple [55] ได้ทดลองวัดกับ ZnSe:Al Ruda [120] ได้คำนวณสัมประสิทธิ์การดูดกลืนของพาหะอิสระของ

ผลึก n-ZnSe โดยได้คำนึงถึงขบวนการกระเจิงรวมทุกขบวนการและรวมผลของการบัง (screening) ได้ผลการคำนวณดังในรูปที่ 5.10 ซึ่งจะเห็นได้ว่าการกระเจิงของโฟนอนเชิงแสงแบบมีขั้วและจากสิ่งเจือปนที่แตกตัวจะมีผลอย่างมากต่อการดูดกลืน ค่าการดูดกลืนต่ำสุดสัมบูรณ์เป็นผลรวมของการดูดกลืนจากการกระเจิงโฟนอนทั้งหมด ส่วนค่าการดูดกลืนต่ำสุดรวมทั้งหมดที่มีอยู่ (inherent minimum) ได้รวมผลจากสิ่งเจือปนที่แตกตัวด้วย



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย