



บทที่ 4

สมบัติบ่งชี้เชิงไฟฟ้า

การศึกษาการนำไฟฟ้าของสาร จะทำให้ได้ข้อมูลเกี่ยวกับชนิดและจำนวนของพาหะ, ระดับพลังงานในโครงสร้างแถบพลังงาน, ขบวนการชดเชย และการกระเจิง ซึ่งจะบ่งถึงอันตรกิริยาอิเล็กทรอนิกส์-โฟนอนและความไม่สมบูรณ์ของโครงผลึก การนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำสามารถทำให้เปลี่ยนแปลงได้ด้วยการโด๊ป การศึกษาพารามิเตอร์ของการโด๊ปจึงเป็นพื้นฐานที่สำคัญต่อการนำสารกึ่งตัวนำไปใช้งาน

เนื่องจากการชดเชยจากสิ่งพรัอง (ความไม่สมบูรณ์ของผลึก) มีผลอย่างมากต่อการนำไฟฟ้าของสารประกอบกลุ่ม II-VI ($ZnSe$) นี้ จึงจะ ได้กล่าวไว้ในหัวข้อแรกของบทนี้ หลักการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำโดยทั่วไปจะ ได้กล่าวในหัวข้อถัดมา ผลึกของสารประกอบกลุ่ม II-VI ($ZnSe$) ที่ไม่ได้โด๊ปจะมีสภาพต้านทานไฟฟ้าสูงมาก จึงจะ ได้กล่าวถึงการนำไฟฟ้าด้วยกระแส space-charge-limited (SCL) ในหัวข้อ 4.3 และเทคนิคการวัดสภาพยอมเชิงซ้อน (สภาพต้านทาน) ด้วยไมโครเวฟในหัวข้อ 4.6 ในหัวข้อ 4.4 จะ ได้กล่าวถึงรอยต่อโลหะ-สารกึ่งตัวนำเพื่อเป็นพื้นฐานต่อการหาความเข้มข้นพาหะ หลักการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าสาร (ที่มีสภาพต้านทานต่ำ) ด้วยวิธีแวนเดอร์เพาว์ได้กล่าวไว้ในหัวข้อ 4.5 ในหัวข้อ 4.7 เป็นการทดลองวัดสมบัติบ่งชี้เชิงไฟฟ้าของผลึก $ZnSe$ ที่ปลูกได้ (สภาพต้านทานไฟฟ้าสูง) ด้วยกระแส SCL และเทคนิคทางไมโครเวฟ วัดค่าคงที่ไดโพลีเล็กทริกเพื่อเป็นข้อมูลพื้นฐานในการหาความหนาแน่นพาหะของผลึกต่อไป และในหัวข้อ 4.8 เป็นการวัดสมบัติของผลึก $ZnSe$ ที่ลดสภาพความต้านทานไฟฟ้า (โด๊ป) แล้ว อันได้แก่ ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า ระดับพลังงานไอออไนซ์, สภาพเคลื่อนที่ได้, ชนิดและความหนาแน่นพาหะ

4.1 ส่วนพรัองกับการนำไฟฟ้า

ในสารกึ่งตัวนำ (MX) ที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้าง ($>2eV$) ขบวนการนำไฟฟ้า นอกจากจะขึ้นกับสมบัติของผลึก (อุดมคติ) และสิ่งเจือปนแล้วยังขึ้นกับส่วนพรัองในผลึก ในที่นี้

จะพิจารณาเฉพาะส่วนพร่องในศูนย์มิติคือ จุดพร่อง (point defect) อันเกิดได้เนื่องจากตัวผลึกเองและจากสิ่งเจือปน จุดพร่องจากตัวผลึก (M, X) เองได้แก่ การผิดตำแหน่งของแลตทิซ (M_x, X_m), การแทรกอยู่ในโครงผลึกหรืออินเตอร์สติเชียล (M_i, X_i), การที่แลตทิซหายไปหรือเวเคนซี (V_M, V_X) [49] จุดพร่อง (M_k) ที่ให้อิเล็กตรอนอิสระแล้วกลายเป็นประจุบวก (M_k^+) เป็นผู้ให้ เช่น V_X^+ หรือ M_i^+ ในทำนองเดียวกันกับจุดพร่องที่ให้โฮลอิสระ (X_i^-) เช่น V_M^- หรือ X_i^- จะเป็นผู้รับ ต่อไปจะพิจารณาเฉพาะผลของจุดพร่องเวเคนซีซึ่งมีอิทธิพลสำคัญต่อการนำไฟฟ้าในสารประกอบ II-VI

โดยปกติเวเคนซีจะไม่มีผลต่อการนำไฟฟ้าเพราะ V_M^- กับ V_X^+ จะชดเชย (compensate) กัน (อิเล็กตรอนของผู้ให้จะรวมตัว (recombine) กับโฮลของผู้รับ) เนื่องจากเวเคนซีเหล่านี้มีอันตรกิริยาต่อกัน V_M^- และ V_X^+ จึงมีความเข้มข้นเท่ากัน ดังเช่นเมื่อเผาสารประกอบ II-VI ในแก๊สเฉื่อยจะได้ผลึกที่มีสภาพต้านทานสูง แต่ถ้าเผาผลึกในสภาพที่ทำให้มีเวเคนซีชนิดหนึ่งมากกว่า ผลึกจะโดปตัวเอง (self-dope) [50] ให้ นำไฟฟ้าได้ดีขึ้น เช่น ในการเผาผลึก ZnSe ในโอของ Zn อะตอม Se ในผลึกจะเคลื่อนขึ้นมาที่ผิวเพื่อรวมกับ Zn ในบรรยากาศ เหลือ V_{Se} ในผลึก จึงได้ผลึกที่มีสภาพต้านทานต่ำชนิด n แต่ในการเผาผลึก ZnSe ในโอของ Se จะต้องใช้พลังงานส่วนหนึ่งแยกโมเลกุลแก๊ส Se_2 ก่อนที่จะไปรวมกับอะตอม Zn ที่ผิวผลึก พลังงานที่ใช้ในการแยก Se_2 นี้มากกว่าพลังงานที่ปลดปล่อยจากการรวมตัวกับ Zn ฉะนั้น V_{Zn} จึงเกิดขึ้นได้น้อย

ในการโดปสารประกอบกลุ่ม II-VI ด้วยสารเจือปน ผลการนำไฟฟ้าจากสิ่งเจือปนนี้จะถูกชดเชยด้วยเวเคนซีที่มีประจุตรงข้ามในทำนองเดียวกัน [51] สิ่งเจือปนผู้ให้ (ผู้รับ) จะถูกชดเชยด้วย V_M^- (V_X^+) ทำให้ผลึกยังคงมีสภาพต้านทานไฟฟ้าสูง การชดเชยนี้เกิดขึ้นได้ (ง่าย) ในผลึกที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้าง พลังงานที่ปลดปล่อยออกมาจากการรวมตัวของอิเล็กตรอน (โฮล) จากสิ่งเจือปนกับโฮล (อิเล็กตรอน) จากเวเคนซี มีค่าเท่ากับระยะห่างระหว่างระดับพลังงานของเวเคนซีกับระดับพลังงานของสิ่งเจือปน โดยปกติสิ่งเจือปนที่เติมเข้าไปจะมีระดับพลังงานต่ำ ถ้าระดับพลังงานของเวเคนซีที่ชดเชยขึ้นด้วยพลังงานที่ปลดปล่อยออกมาจึงมีค่ามาก (ประมาณเกือบเท่ากับช่องว่างแถบพลังงาน) ในผลึกที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้าง พลังงานที่ปลดปล่อยจะมากและมากกว่าพลังงานในการเกิดเวเคนซี จึงเกิดการชดเชยขึ้น (ง่าย) แต่ถ้าเวเคนซีที่ชดเชยมีระดับพลังงานลึกการชดเชยจะเกิดขึ้นได้ยาก ระดับพลังงานของเวเคนซีจะสัมพันธ์กับขนาดของเวเคนซี (ขนาดของอะตอมที่หลุด

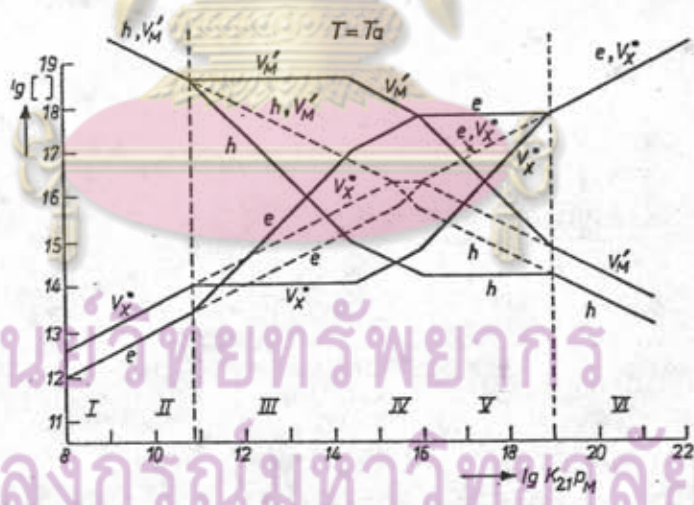
ออกไป) [52] โดยพิจารณาเวเลนซ์ด้วยบ่อศักย์ (potential well) ในบ่อศักย์ที่แคบ พลังงานสถานะพื้นจะสูง ดังนั้นเวเลนซ์ขนาดเล็กจึงมีพลังงานไอออไนซ์น้อย (ระดับต้น) และสามารถเกิดการชดเชยได้ ในผลึกของสารประกอบที่มีรัศมีของแคตไอออน (r_c) มากกว่ารัศมีของแอนไอออน (r_a) ดังในตารางที่ 4.1 ($r_c/r_a > 1$) จะมีระดับพลังงานของ V_{M} อยู่ลึกและระดับของ V_{X} จะตื้น [50] ดังนั้นการโดปผลึกเหล่านี้ด้วยสิ่งเจือปนผู้ให้ จะเกิดการชดเชยจาก V_{M} ได้น้อยจึงสามารถโดปผลึกได้เป็นชนิด n แต่ในการโดปผลึกเหล่านี้ด้วยสิ่งเจือปนผู้รับ V_{X} จะชดเชยการนำไฟฟ้าจากสิ่งเจือปนได้มาก ผลึกเหล่านี้จึงยังคงมีสภาพต้านทานสูงและไม่สามารถโดปให้เป็นชนิด p ได้ ในทางตรงกันข้าม ถ้าแคตไอออนมีขนาดเล็ก ($r_c/r_a < 1$) ผลึกจะมีแนวโน้มที่จะเป็นชนิด p

	O	S	Se	Te
	ZnO 3.2eV	ZnS 3.7eV	ZnSe 2.7eV	ZnTe 2.2eV
	$r_c/r_a=1.98$	$r_c/r_a=1.26$	$r_c/r_a=1.15$	$r_c/r_a=0.99$
Zn	n-type	n-type	n-type	p-type
	0.1 ohm-cm	10^2 ohm-cm	0.1 ohm-cm	0.1 ohm-cm
			p-type	n-type
			10^6 ohm-cm	10^5 ohm-cm
	CdO 2eV	CdS 2.4eV	CdSe 1.7eV	CdTe 1.5eV
	$r_c/r_a=2.2$	$r_c/r_a=1.42$	$r_c/r_a=1.30$	$r_c/r_a=1.12$
Cd	n-type	n-type	n-type	n-type
	0.1 ohm-cm	0.01 ohm-cm	0.01 ohm-cm	0.01 ohm-cm
				p-type
n				0.1 ohm-cm

ตารางที่ 4.1 แสดงแนวโน้มชนิดการนำไฟฟ้าในสารประกอบกลุ่ม II-VI [50].

ในผลึกที่ไม่มีสิ่งเจือปนอิเล็กตรอนอิสระ e (โฮลอิสระ h) จะเกิดจากการไอออไนซ์ของ V_{X} (V_{M}) และมีบางส่วนหายไปจากการรวมตัวกันของอิเล็กตรอนและโฮล ความ

เข้มข้นของ e, h, V_M' และ V_X° ที่ความดันไอของสาร $M (P_M)$ ต่างๆ สามารถคำนวณได้จากค่าคงที่ของ (ปฏิกิริยา) การไอออนไนซ์ (K) และเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้า [49] ดังแสดงได้ด้วยเส้นประในรูปที่ 4.1 เส้นทึบเป็นความเข้มข้นเมื่อโดยผลึกด้วยอะตอมเจือผู้ให้ (F_M มีอิเล็กตรอนในชั้นเวเลนซ์มากกว่าอะตอม M อยู่หนึ่งตัว) ซึ่งมีความเข้มข้น $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ อิเล็กตรอนจะสามารถเกิดเพิ่มได้จากการไอออไนซ์ของอะตอมเจือผู้ให้ จากรูปจะเห็นได้ว่าผลึกที่โดปจะเปลี่ยนชนิดการนำไฟฟ้าจากชนิด p ไปเป็นชนิด n ที่ความดันไอ (P_M) ต่ำกว่าผลึกที่ไม่โดป ในช่วงความดันไอ P_M ต่ำ (I และ II) และสูงมาก (VI) ความเข้มข้นจะไม่ขึ้นกับสภาพการโดป คือ มีค่าเท่ากันทั้งในผลึกที่โดปและไม่โดป ในช่วงกลาง (III ถึง V) ความเข้มข้นของ $e(h)$ ในผลึกที่โดป จะมีค่ามาก (น้อย) กว่าในผลึกที่ไม่ได้โดป ในช่วง III ทั้ง $[V_M']$ และ $[V_X^\circ]$ จะมีค่าคงที่ไม่ขึ้นกับ P_M ในช่วงนี้ผลของสิ่งเจือปนจะถูกชดเชยอย่างมากด้วยความไม่สมบูรณ์ของผลึกที่มีประจุตรงข้าม ในทำนองเดียวกันในช่วงที่ V ทั้ง $n=[e]$ และ $p=[h]$ จะไม่ขึ้นกับ P_M โดย n ในช่วงนี้จะเท่ากับ ความเข้มข้นของอะตอมเจือที่ถูกไอออไนซ์ $[F_M^\circ]$ ซึ่งมีค่าประมาณเท่ากับ $[F_M]$ ในผลึกที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้างช่วง III (ช่วงการชดเชย) จะกว้างมากกว่าช่วง V



รูปที่ 4.1 ความเข้มข้นของอิเล็กตรอนโฮลและจุดพร่องเป็นฟังก์ชันของ P_M สำหรับสารประกอบ MX ที่ไม่ได้โดป (เส้นประ) และโดป (เส้นทึบ) ด้วยผู้ให้ที่ความเข้มข้น $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [49]

4.2 การนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำ

สมบัติการนำไฟฟ้าสามารถบ่งได้ด้วยสภาพนำไฟฟ้า (σ) และสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ซึ่งนิยามได้ด้วยสัดส่วนระหว่างสนามไฟฟ้า E และความหนาแน่นกระแส $J (J = \sigma E = (1/\rho)E)$

ในสารกึ่งตัวนำ J จะเกิดจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระ (n) ในแถบนำและโฮลอิสระ (p) ในแถบเวเลนซ์ [53]

$$J = -en\langle v \rangle + ep\langle v' \rangle = e(\mu_n n + \mu_p p)E$$

$$\rho = 1/\sigma = 1/e(\mu_n n + \mu_p p) \quad (4.1)$$

เมื่อ $\langle v \rangle$, $\langle v' \rangle$, μ_n และ μ_p เป็นความเร็วลอยเลื่อนและสภาพเคลื่อนที่ได้ของอิเล็กตรอนและโฮล การเพิ่มขึ้นของจำนวนอิเล็กตรอน (โฮล) จากการไอออไนซ์เมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้น เป็นสาเหตุสำคัญที่ทำให้สารกึ่งตัวนำนำไฟฟ้าได้ดีขึ้น พิจารณา [54] กรณีที่สารกึ่งตัวนำชนิด n มีระดับผู้ให้หลัก (E_d, N_d) หนึ่งระดับ และมีระดับสิ่งเจือปน (สิ่งพร่อง) อื่นอยู่ถัดลงไปจากแถบนำ (N_c) อิเล็กตรอนจากผู้ให้หลักจำนวนเท่ากับ N_d จะรวมกับโฮลเป็นการชดเชยของผู้รับ อิเล็กตรอนที่เหลือ ($N_d - N_c$) จึงกระจายอยู่ระหว่างระดับผู้ให้หลัก (N_d) และแถบนำ (n) ซึ่งกำหนดได้ด้วยการกระจายเฟอร์มี-ดิแรก จำนวนผู้ให้ที่ถูกไอออไนซ์ทั้งหมดจึงเท่ากับ

$$n + N_c = N_d - N_{dn} = N_d / [1 + \beta^{-1} \exp(\epsilon_d + \eta)]$$

$$(n + N_c) \exp(\eta) / (N_d - N_c - n) = \beta \exp(-\epsilon_d) \quad (4.2ก)$$

เมื่อ β เป็นสภาพซ้อนสถานะสปินในระดับผู้ให้, $\epsilon_d = E_d/kT$, $\eta = (E_f - E_c)/kT$ เมื่อ E_f , E_c และ E_v เป็นระดับพลังงานเฟอร์มี, ระดับพลังงานที่ขอบล่างของแถบนำ และขอบบนของแถบเวเลนซ์ ในช่วงอุณหภูมิหนึ่ง n จะน้อยจึงประมาณด้วยการคำนวณในสภาพไม่ซ้อนสถานะ

$$n = 2(2\pi m_d kT/h^2)^{3/2} \exp(\eta) = N_c \exp(\eta) \quad (4.2ข)$$

เมื่อ N_c เป็นความหนาแน่นยังผลของสถานะในแถบนำ และ m_d เป็นมวลยังผลของอิเล็กตรอน ดังนั้นจากสมการ (4.2) จะได้

$$n(n + N_c) / (N_d - N_c - n) = \beta N_c \exp(-E_d/kT) \quad (4.3ก)$$

ในทำนองเดียวกันกับสารกึ่งตัวนำชนิด p ที่มีระดับผู้รับหลัก (E_a) จะได้ [54]

$$p(p + N_a) / (N_v - N_a - p) = (N_v/B) \exp(-E_a/kT) \quad (4.3ข)$$

สมการที่ (4.3) อยู่ในรูปสมการกำลังสองของ $n(p)$ ซึ่งมีผลเฉลยเป็น

$$n = \frac{2(N_d - N_c)}{[1 + (N_c/\beta N_c) \exp(\epsilon_d)] + \{[1 + (N_c/\beta N_c) \exp(\epsilon_d)]^2 + (4/\beta N_c)(N_d - N_c) \exp(\epsilon_d)\}^{1/2}} \quad (4.4)$$

เมื่อดีกรีของการชดเชยน้อยมาก ($N_c \ll N_d$) ย่อมมีช่วงอุณหภูมิหนึ่ง ซึ่ง n มีค่าอยู่ระหว่าง N_c และ N_d เทอม $(4N_d/\beta N_c) \exp(\epsilon_d)$ จึงมีค่ามาก ดังนั้น

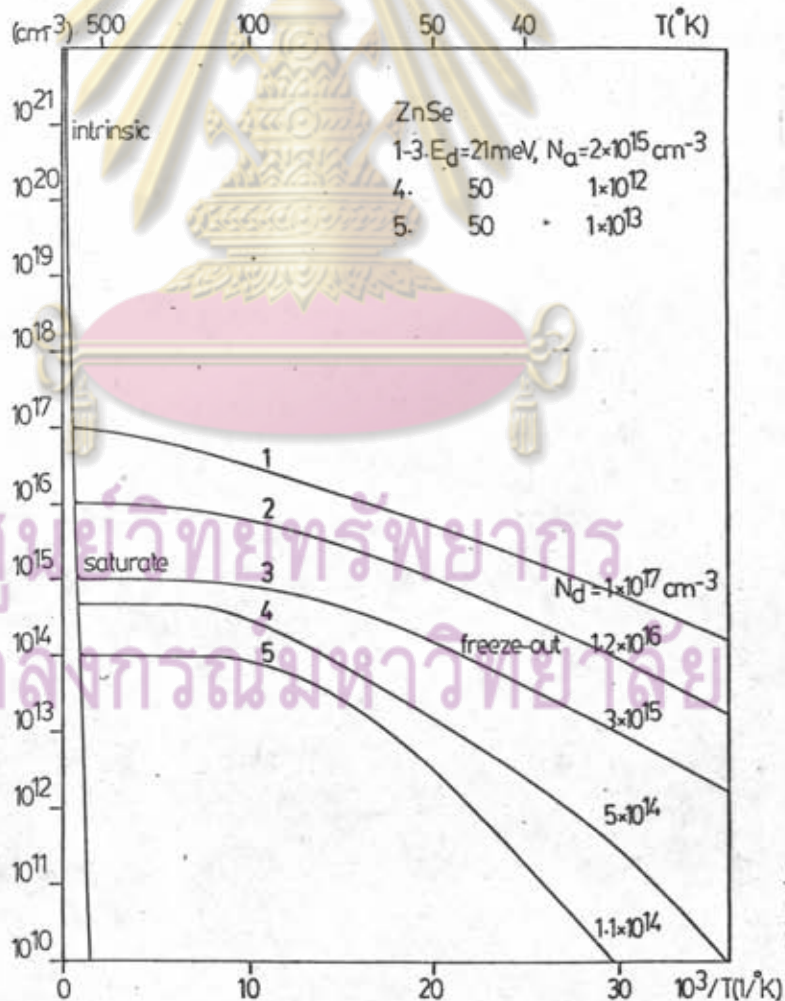
$$N_c \ll n \ll N_d : n = (\beta N_c N_d)^{1/2} \exp(-E_d/2kT) \quad (4.5)$$

และเมื่ออุณหภูมิต่ำมาก (หรือดีกรีของการชดเชยมาก) n จะมีค่าน้อยกว่า N_c เทอม

$(N_D/\beta N_C) \exp(\epsilon_D)$ จึงมีค่ามาก ดังนั้น

$$n \ll N_D < N_A : n = \beta N_C [(N_D - N_A) / N_A] \exp(-E_D / kT) \quad (4.6)$$

ดังนั้นจึงประมาณ E_D ได้จากความชันของกราฟ $\ln(n/T^{3/2})$ กับ $1/T$ ที่อุณหภูมิต่ำ ประมาณ $N_D - N_A$ ได้จากจุดเปลี่ยนจากสมการ (4.5) ไป (4.6) และประมาณค่า N_D/β ได้จาก n ที่อุณหภูมิต่ำ ที่อุณหภูมิต่ำ อะตอมเจือทั้งหมดจะถูก ไอออไนซ์ จึงไม่มีพาหะเพิ่มจากอะตอมเจือ อิเล็กตรอนในแถบเวเลนซ์ (โฮลในแถบนำ) จะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนไปเป็นอิเล็กตรอนอิสระในแถบนำ n (โฮลอิสระในแถบเวเลนซ์ p) ทำให้มีจำนวนมากขึ้น โดย n และ p ที่เพิ่มขึ้นนี้จะเพิ่มด้วยจำนวนที่เท่า ๆ กัน ดังนั้นความแตกต่างระหว่าง n กับ p จึงคงที่เท่ากับความแตกต่างระหว่างจำนวนอะตอมเจือผู้ให้กับผู้รับ ($N_D - N_A = n - p = N_D - N_A$) ดังนั้น จากกฎของมวลกิริยา ($e+h = N + \Delta E$) ของสารกึ่งตัวนำในสภาวะที่ไม่ช้อนสถานะจึงเขียนได้เป็น



รูปที่ 4.2 ความเข้มข้นของอิเล็กตรอนเป็นฟังก์ชันกับอุณหภูมิของผลึก ZnSe ที่คำนวณได้ โดยกำหนดให้ $m_{e0}^* = 0.17$, $m_{h0}^* = 0.65$, $E_g = 2.7\text{eV}$

$$[e][h] = K_i = np = n(n - N_r) = n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT) \quad (4.7)$$

เมื่อ E_g เป็นขนาดช่องว่างแถบพลังงาน สมการ (4.7) เป็นสมการกำลังสองของ n (และ p) ซึ่งมีผลเฉลยเป็น

$$n = \frac{1}{2} N_r [(1 + 4n_i^2/N_r^2)^{1/2} + 1], \quad p = \frac{1}{2} N_r [(1 + 4n_i^2/N_r^2)^{1/2} - 1]$$

ที่อุณหภูมิไม่สูงนักอิเล็กตรอน (โฮล) จะถูกกระตุ้นน้อยผลเฉลยจึงมีค่าคงที่

$$n_i \ll N_r : n = N_r + (n_i^2/N_r) ; \quad p = n_i^2/N_r \quad (4.8)$$

เรียกช่วงอุณหภูมินี้ว่าช่วงอิมิตัว และที่อุณหภูมิสูงมาก ๆ ผลเฉลยจะประมาณเท่ากับ n_i

$$n_i \gg N_r : n = n_i + \frac{1}{2} N_r ; \quad p = n_i - \frac{1}{2} N_r \quad (4.9)$$

นั่นคือครึ่งหนึ่งของอิเล็กตรอนจากอะตอมเจือที่ไม่ถูกชดเชย จะไปเพิ่มจำนวนอิเล็กตรอนในแถบนำ และอีกครึ่งหนึ่งจะลดจำนวนโฮลในแถบเวเลนซ์ (รวมกับโฮล) เรียกช่วงอุณหภูมินี้ว่า ช่วง

อินทรีนซิค ผู้วิจัยได้คำนวณค่า n ของผลึก ZnSe ในช่วงอุณหภูมิต่าง ๆ ได้ดังแสดงใน

รูปที่ 4.2 โดยใช้ค่าพารามิเตอร์ $m_{e^*} = 0.17$ [55], $m_{h^*} = 0.65$ [104], $E_g = 2.7\text{eV}$ [11]

ที่ความเข้มข้นและระดับพลังงานของสารเจือค่าต่าง ๆ จากรูปจะสังเกตได้ว่าช่วงอินทรีนซิก

จะอยู่ในช่วงที่อุณหภูมิสูงมากทั้งนี้เนื่องจาก ZnSe มีช่องว่างแถบพลังงานกว้างมาก ช่วงอิมิตัว

จะแคบลงเมื่อ E_d มีค่ามากขึ้น ในกราฟเส้นที่ 3 และ 5 (1 และ 4) ดักรีของ

การชดเชยมาก (น้อย) จะสังเกตเห็นที่กราฟเส้นตรงความชัน E_d/kT ($E_d/2kT$)

4.3 กระแส space-charge-limited (SCL)

ขบวนการสำคัญที่ใช้อธิบายการไหลของกระแสผ่านฉนวน (สารที่มีสภาพต้านทานสูงมาก) ได้แก่ tunnel emission [56], Schottky emission [57], [58] และ space-charge-limited (SCL) [59] ความสัมพันธ์ระหว่างกระแส, ความต่างศักย์และอุณหภูมิของขบวนการทั้งสามแสดงดังในตารางที่ 4.2 ในสองขบวนการแรกจะมีผลมากในฉนวนที่เป็นฟิล์มบาง ฉะนั้นในที่นี้จะได้กล่าวเฉพาะกระแส SCL กระแส SCL เป็นการเคลื่อนที่ของประจุในที่ว่าง (สูญญากาศที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กทริก K) ระหว่างอิเล็กโทรด (ที่ขั้วโลหะ) กระแส SCL เป็นขีดจำกัด (limit) ของกระแสที่ไหลในสารเนื่องจากระยะระหว่างขั้ว Smith และ Rose [60]-[61] ได้อธิบายการไหลของกระแส SCL ในเนื้อสาร และสามารถนำไปเทียบได้กับการไหลของกระแสในผลึก CdS (สารประกอบกลุ่ม II-VI) ซึ่งมีสภาพต้านทานสูงได้ การวิเคราะห์กระแส SCL (ในภาวะชั่วคราว) ทำให้ทราบข้อมูลเกี่ยวกับการแพร่ปในเนื้อสาร

Mechanism	Current-voltage	Current-temperature
Space-charge limited	$I \propto V^2$	$I \propto \mu$
Tunnel emission	$I \propto V$ for $V < \phi$ $I \propto V^2 e^{-\text{const}/V}$ for high V	None
Schottky emission	$I = \alpha \exp(\beta V^{1/2})$	$I \propto T^2 e^{-\text{const}/T}$

ตารางที่ 4.2 ความสัมพันธ์ระหว่างกระแส-ความต่างศักย์ และกระแส-อุณหภูมิของสามขบวนการนำไฟฟ้าในฉนวน [57]

พิจารณาความจุไฟฟ้า (C) ระหว่างเพลทขนาน (ขี้โลหะ) ซึ่งอยู่ห่างกัน L (cm) ประจุในฉนวนต่อพื้นที่เพลท (cm^2) $Q = (VK/4\pi L) \times 10^{-12}$ C เมื่อ K เป็นค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของฉนวน เวลาที่ประจุใช้ในการเคลื่อนที่ข้ามระหว่างสองเพลทเป็น $T = L/EM = L^2/V\mu$ เมื่อ E เป็นสนามไฟฟ้า และ μ เป็นสภาพเคลื่อนที่ได้ลอยเลื่อน (drift mobility) [59] ดังนั้นกระแส SCL ในฉนวนจึงขึ้นกับความต่างศักย์กำลังสองและระยะระหว่างขี้กำลังสาม

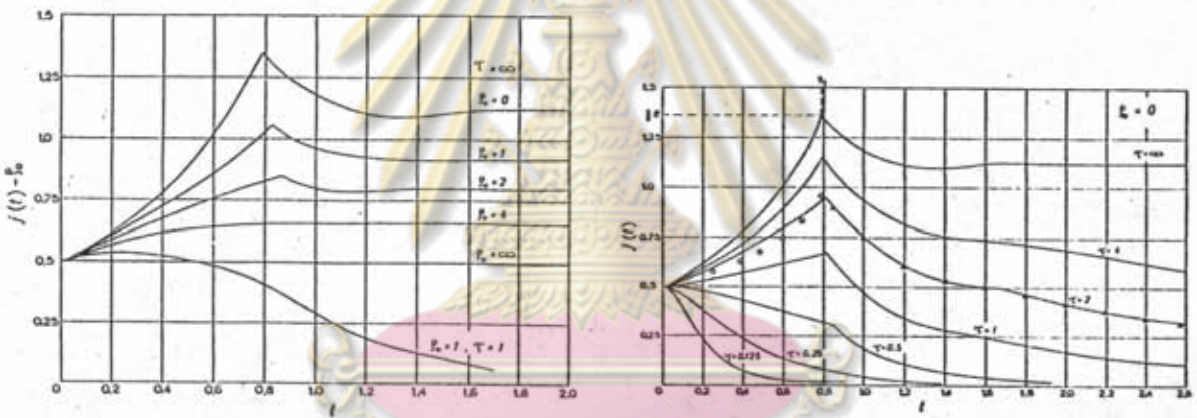
$$J = (V^2 \mu K / L^3) \times 10^{-10} \text{ A/cm}^2 \quad (4.10)$$

แต่เนื่องจากอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ในฉนวนจะชนกับการสั่นไหวของโครงผลึกเนื่องจากความร้อน (โฟนอน) และชนกับสิ่งเจือปนหรือสิ่งพร่องในฉนวน สิ่งเหล่านี้ทำให้การไหลของกระแส SCL ในฉนวนแตกต่างไปจากในไดโอดสูญญากาศ ในฉนวนที่มีระดับทรอปตัน [62] กระแส SCL ยังคงมีความสัมพันธ์เช่นเดียวกับสมการ 4.10 เพียงแต่ค่า μ ของฉนวนจะลดลงเป็น μ โดยแฟกเตอร์ θ กำหนดได้ด้วยจำนวน (N_c) และความลึก (E_c จากแถบนำ) ของระดับทรอป ถ้าฉนวนมีทรอปตันเพียงระดับเดียว แฟกเตอร์ θ จะเท่ากับ $(N_c/N_c) e^{-E_c/kT}$ สำหรับกรณีที่มีระดับทรอปกระจายได้แถบนำ ระดับเฟอร์มีจะเลื่อนไป ΔE ถ้าประมาณ N_c ด้วยความหนาแน่นของอิเล็กตรอนทั้งหมด ($= Q/Le = VC/Le$) จะได้กระแส SCL อยู่ในรูป $I =$ ค่าคงที่ $V \exp(\Delta E/KT)$ ซึ่งสามารถหาการกระจายของทรอปจากกราฟความสัมพันธ์ $I-V$ ได้โดย

$$d(\Delta E)/dV = C d(\Delta E)/dQ = (KT/V) [(V/I) (dI/dV) - 1]$$

$$dQ/d(\Delta E) = (CV/KT) [(V/I) (dI/dV) - 1] - 1 \quad (4.11)$$

การศึกษากระแสชั่วคราว SCL เป็นเครื่องมือที่สำคัญในการหาข้อมูลเกี่ยวกับกระบวนการขนส่งและการแพร่ในฉนวน Many และคณะ [63] ได้คำนวณหาการกระจายของประจุในที่ว่างและกระแส SCL ที่ขึ้นกับเวลา จากสมการความต่อเนื่อง, สมการพัวซอง, กฎการนำไฟฟ้า และสมการความสัมพันธ์ระหว่างพาหะอิสระกับแพร่ด้วยวิธีเชิงตัวเลข โดยในการคำนวณนี้ไม่ได้คำนึงถึงกระแสที่มาจากการแพร่ รูปที่ 4.3 เป็นผลที่คำนวณได้สำหรับผลิกฉนวน (ความเข้มข้นของประจุอิสระในสมดุลความร้อน $p_0=0$) และสำหรับผลิกตัวนำ ($p_0=0$) ในแกนตั้ง $J(t)$ เป็นความหนาแน่นกระแสเมื่อเทียบกับ $J' = e\mu V^2/L^3$ และในแกนนอน t เป็นเวลาเมื่อเทียบกับ $t_0 = L^2/\mu V$ τ เป็นเวลาของการแพร่ (trapping time) ซึ่งเมื่อ $\tau \rightarrow \infty$ จะเป็นกรณีที่ไม่มีการแพร่ และเมื่อ $\tau \rightarrow 0$ ประจุจะถูกแพร่อย่างรวดเร็วมาก (สมบูรณ์) กระแสจะเริ่มขึ้นที่เวลา $t=0$ ที่ความต่างศักย์คงที่ V



รูปที่ 4.3 ความหนาแน่นกระแส SCL ในภาวะชั่วคราวสำหรับ ก) ผลิกฉนวน ข) ผลิกตัวนำ[63]

ในช่วงแรกประจุจะไหลเข้าไปในฉนวนเป็นแผ่นระนาบที่ $x(t)$ ระยะระหว่างระนาบนี้กับแอนโนดจะหดสั้นลง ($L-x(t)$ น้อยลง) ค่าความจุ (C) จึงลดลง ในระหว่าง $x(t)$ ถึง L นี้จะไม่มีประจุอิสระอยู่จึงมีสนามไฟฟ้าคงที่ในช่วงนี้ สนามไฟฟ้านี้จะดึงให้ระนาบประจุเคลื่อนที่เข้าหาแอนโนด (ใช้เวลา t_1) ได้เร็วกว่าการเคลื่อนของประจุในที่ว่าง (ใช้เวลา t_0) กระแสจึงมีค่าเพิ่มขึ้นจนค่าสูงสุด (overshoot) ในช่วงเวลา t_1 เพราะว่าเป็นขณะเริ่มต้นค่าเฉลี่ยของสนามไฟฟ้าภายในเป็น $V/2L$ ดังนั้น

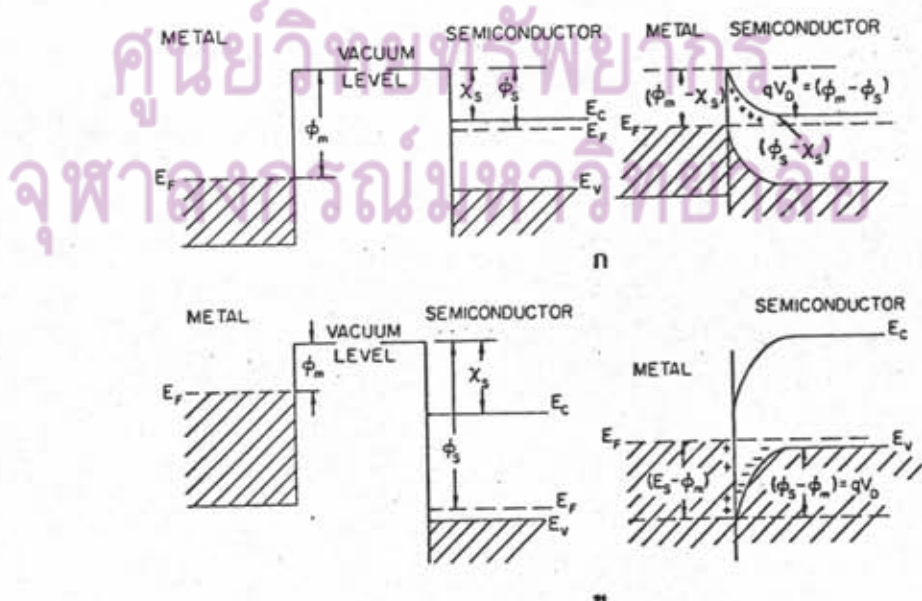
$$J(t=0) = eV/L = Q\mu V/2L^2 = e\mu V^2/2L^3 = 0.5J'$$

ความไม่ต่อเนื่องของความชันที่ t_1 เกิดจากการที่พิจารณาให้ประจุเคลื่อนที่เป็นแผ่นระนาบ (เรียบ) ไปพบกับเพลทแอนโนด ถ้าได้มีการรวมผลของการแพร่กราฟในบริเวณนี้จะมนที่ $t > t_1$ กระแสจะลดลงสู่ภาวะคงตัว โดยที่เวลา t มากกว่า t_1 เล็กน้อย กระแสจะลดลง

อย่างมาก (undershoot) เนื่องจากในขณะที่มีประจุมากเกินพออยู่แล้ว จากค่า t_1 ของกระแสชั่วคราว SCL ทำให้สามารถหาค่าสภาพเคลื่อนที่ได้โดยเลื่อนของพาหะอิสระได้จาก $\mu = 0.786L^2/t_1V$ ค่า μ ที่คำนวณได้นี้จะประมาณเท่ากับค่าที่วัดได้โดยตรงจากเทคนิค time-of-flight (ซึ่งไม่ใช่ SCL) [59] Heaton III และคณะ [64] ได้ใช้เทคนิค time-of-flight นี้วัด μ ของผลึก ZnSe ได้ $\mu_n = 50 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ ในช่วงสนามไฟฟ้า $E = 3 \times 10^4 - 8 \times 10^5 \text{ V/cm}$ และ $\mu_p = 400 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ ในช่วงสนามไฟฟ้า E ถึง $3 \times 10^5 \text{ V/cm}$

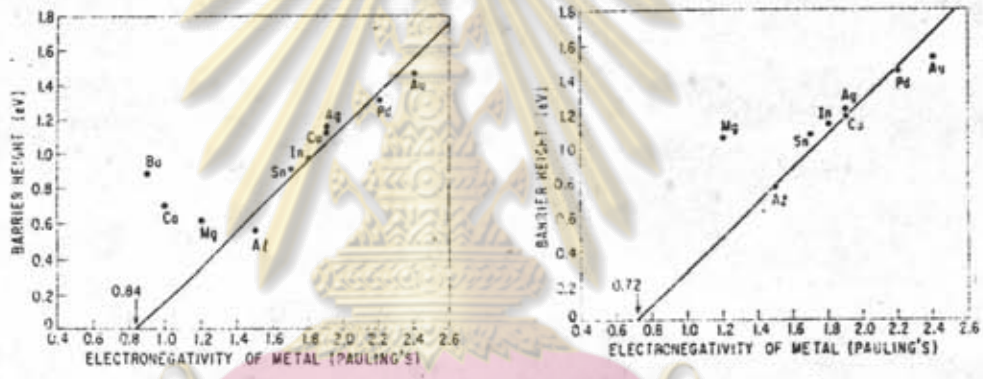
4.4 รอยต่อ โลหะ-สารกึ่งตัวนำ (MS)

เมื่อต่อโลหะกับสารกึ่งตัวนำ (รอยต่อ MS) ประจุจะถ่ายเทระหว่างรอยต่อ จนถึงสภาวะสมดุลเชิงความร้อนระดับเฟอร์มิในทั้งสองสารจะเท่ากันดังในรูปที่ 4.4 ประจุที่ถ่ายเทจากสารกึ่งตัวนำทำให้ขอบของแถบนำและแถบเวเลนซ์บริเวณใกล้รอยต่อโค้ง [65] ความสูงของกำแพงศักย์ที่ขวางการเคลื่อนของประจุระหว่างรอยต่อ (ϕ_b) ในผลึกไอออนิกจะเท่ากับความแตกต่างของค่า work function ของโลหะ (ϕ_M) กับค่าสภาพไฟฟ้าลบของสารกึ่งตัวนำ (x) นั่นคือในสารกึ่งตัวนำชนิด n จะได้ $\phi_{bn} = \phi_M - x$ และในสารชนิด p จะได้ $q\phi_{bp} = E_g - q(\phi_M - x)$ ในกรณีที่สารกึ่งตัวนำมีสถานะผิว (surface state) มาก (ผลึกโคเวเลนต์) สถานะผิวเหล่านี้จะรวมตัวกับประจุที่ถ่ายเทจากโลหะ ทำให้ความโค้งของขอบแถบเวเลนซ์และกำแพงศักย์ (ϕ_b) ไม่ขึ้นกับชนิดของโลหะ (ϕ_M) แต่จะขึ้นกับสมบัติที่ผิวของสารกึ่งตัวนำ [66]



รูปที่ 4.4 ระดับพลังงานของรอยต่อ MS บนผลึกกึ่งตัวนำชนิด ก) n และ ข) p

Swank และคณะ [67] และ Mead [68] ได้วัดความสูงของกำแพงศักย์บนผลึก ZnSe พบว่าในโลหะส่วนใหญ่กำแพงศักย์จะเพิ่มขึ้นพร้อมกับค่าสภาพไฟฟ้าลบของโลหะเป็นเส้นตรงดังในรูปที่ 4.5 ZnSe มีช่องว่างแถบพลังงานกว้างมากการโค้งงอของขอบแถบเนื่องจากประจุที่ผิวจึงไม่มีผล โลหะที่ไวต่อปฏิกิริยา Mg, Ca และ Ba ค่า ϕ_b จะลดลงเมื่อ x_m เพิ่มขึ้น อธิบายได้โดย x_m ของโลหะเหล่านี้จะต่ำกว่าของ Zn อะตอมโลหะรอยต่อเหล่านี้จึงแทนที่ Zn ในแลตทิซ และเกิดเป็นชั้นสารผสมระหว่างสารทั้งสองชั้นที่รอยต่อในโลหะที่ไวต่อปฏิกิริยามากระดับเพิ่มจึงเลื่อนลงต่ำ Al บน ZnSe จะมีกำแพงศักย์ต่ำกว่า In แต่ไม่เหมาะสมที่จะนำมาทำเป็นจุดสัมผัสโอห์มิก (จะกล่าวในหัวข้อ 4.8.2) เพราะ V_{zn} ที่เกิดขึ้นพร้อมกับการชดเชยของ Al จะทำให้เกิดชั้นที่มีสภาพต้านทานสูงที่ผิว ลักษณะเช่นเดียวกับที่เกิดรอยต่อ MS บน Cds [69]



รูปที่ 4.5 ความสูงกำแพงศักย์ของโลหะต่าง ๆ บนผิวหน้า 110 ของผลึก ZnSe [67]
 ก) ที่ถูกหักในสูญญากาศ ข) ที่ถูกกัดด้วยสารเคมี

กระแสที่ไหลผ่านรอยต่อ MS จะมีลักษณะเรียงกระแส (rectify) กล่าวคือเมื่อให้ไบแอสตรงจะมีกระแสไหลผ่านรอยต่อได้มาก แต่เมื่อให้ไบแอสกลับจะมีกระแสไหลผ่านรอยต่อได้น้อย พิจารณารอยต่อ MS ดังในรูปที่ 4.6ก เมื่อไม่ให้ไบแอสแก่รอยต่อจำนวนอิเล็กตรอนที่มีพลังงานเท่ากับ (หรือมากกว่า) qV_0 ในสารกึ่งตัวนำซึ่งจะเคลื่อนที่เข้าไปในโลหะต่อหน่วยเวลาดต่อพื้นที่หาได้จากการกระจายแบบแมกซ์เวลล์ [65]

$$J_0 = qN_0 (kT/2\pi m^*)^{1/2} \exp(-qV_0/kT)$$

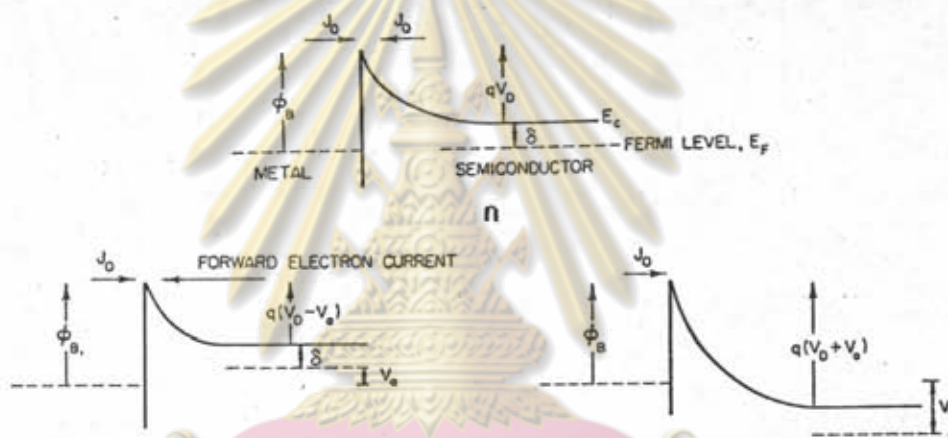
เมื่อ m^* เป็นมวลยังผลของอิเล็กตรอน เนื่องจากไม่ได้ให้แรงดันไบแอสแก่รอยต่อดังนั้นจึงไม่มีกระแสสุทธิไหลผ่านรอยต่อ ฉะนั้นจึงสามารถเขียน J ในเทอมการไหลของอิเล็กตรอนจากโลหะข้ามกำแพงศักย์ ϕ_b ไปยังสารกึ่งตัวนำ จากความหนาแน่นของสถานะยังผลที่ขอบล่างของแถบนำ (N_0) ในสารกึ่งตัวนำและความสูงกำแพงศักย์ ($\phi_b = qV_0 + \delta$)

$$N_d = N_c \exp[-(E_c - E_F)/kT] = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2} \exp(-\delta/kT)$$

$$J_0 = (4\pi q m^* k^2/h^3) T^2 \exp(-\phi_B/kT) = AT^2 \exp(-\phi_B/kT) \quad (4.12)$$

กระแสในสมการ (4.12) นี้เรียกว่ากระแส Richardson [65] เมื่อให้แรงดันไบแอสตรง (V_d) กับรอยต่อ MS (รูป 4.6 ข) กำแพงศักย์ยังผลทางด้านสารกึ่งตัวนำจะลดลงเหลือ $q(V_d - V_0)$ ในขณะที่กำแพงศักย์ทางด้านโลหะยังคงเท่าเดิม อิเล็กตรอนจึงไหลจากสารกึ่งตัวนำเข้าไปในโลหะได้มากกว่าที่ไหลกลับด้วยแพคเตอร์ $\exp(qV_d/kT)$ และเมื่อให้ไบแอสกลับจะมีผลตรงกันข้าม (แทนได้ด้วยค่าลบของ V_d) ดังนั้นความสัมพันธ์ของกระแส thermionic emission ของรอยต่อ MS จึงอยู่ในรูป [65]

$$J = J_0 [\exp(qV_d/kT) - 1] \quad (4.13)$$



รูปที่ 4.6 ระดับพลังงานของรอยต่อ MS ชนิด n ก) ภาวะไม่ไบแอส จะอยู่ในสมดุลเชิงความร้อน ข) ภาวะไบแอสตรง ค) ภาวะไบแอสกลับ

ในขณะที่ให้แรงดันไบแอสกลับกับรอยต่อ MS พหะข้างมากในสารกึ่งตัวนำจะถูกสนามไฟฟ้าจากแรงดันไบแอสผลักให้เคลื่อนที่ออกจากบริเวณรอยต่อ จึงเกิดเป็นชั้นของการพร่องพหะ (depletion layer) กว้าง W ชั้นบริเวณรอยต่อ ชั้นของการพร่องนี้จะประพฤติตัวเหมือนชั้นของไดโอดเล็กทริกในตัวเก็บประจุที่สามารถยึดหดได้ ปรมาณให้รอยต่อ MS เป็นแบบ abrupt junction คือ ที่ $x < W$, $p = qN_d$ และที่ $x > W$, $dV/dx = 0$ จากสมการของพัวซองที่ $x < W$ จะได้ [53]

$$-d^2V/dx^2 = dE/dx = \rho(x)/\epsilon_s = qN_d/\epsilon_s$$

$$E = (qN_d W/\epsilon_s)(1-x/W) = E_m(1-x/W), \quad V = E_m x(1-x/2W)$$

จากศักย์ไฟฟ้าสุทธิตระหว่างรอยต่อ $V_T = \frac{1}{2} E_m W$ ดังนั้นความกว้างของช่วงการพร่อง

$$W = (2\epsilon_s V_T/qN_d)^{1/2} = [(2\epsilon_s/qN_d)(V_{b1} - V - kT/q)]^{1/2}$$

ประจุต่อหน่วยพื้นที่ของสารกึ่งตัวนำ (Q_{sc}) และความจุของชั้นการพ้องต่อหน่วยพื้นที่ (C) เป็น

$$\begin{aligned} Q_{sc} &= qN_d W = [2q\epsilon_s N_d (V_{b_1} - V - kT/q)]^{1/2} \\ C &= dQ_{sc}/dV = [q\epsilon_s N_d / 2(V_{b_1} - V - kT/q)]^{1/2} = \epsilon_s / W \\ 1/C^2 &= (2/q\epsilon_s N_d) (V_{b_1} - V - kT/q) \\ N_d &= (2/q\epsilon_s) [-d(1/C^2)/dV]^{-1} \end{aligned} \quad (4.15)$$

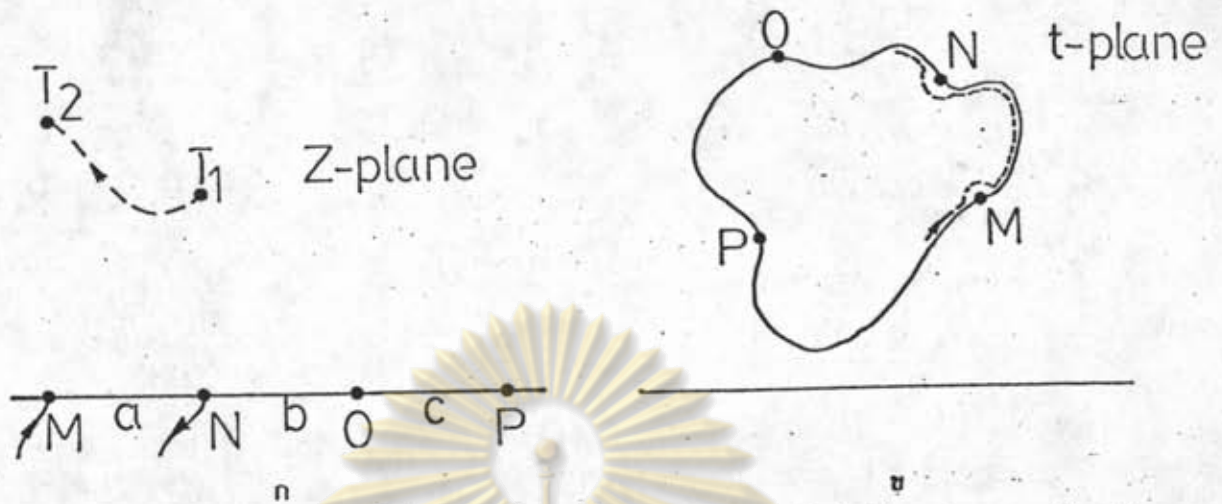
สมการนี้จะได้นำไปใช้หาความเข้มข้นของพาหะจากการวัดความจุไฟฟ้าของรอยต่อ MS ดัง
จะได้กล่าวถึงในหัวข้อ 4.8.5

4.5 การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีแวนเดอเพาว์

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ สามารถวัดได้โดยการสัมผัสกับชั้นสาร
โดยตรง (ขั้วไฟฟ้า) หรือวัดโดยไม่ต้องสัมผัสกับชั้นสาร (contactless) เช่น วัดขนาด
คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในชั้นสารในช่วงความถี่แสงหรือความถี่ไมโครเวฟ (ดังจะได้กล่าวในหัวข้อต่อไป)
การวัดสภาพต้านทานโดยใช้ขั้วไฟฟ้านิยมให้กระแสไหลผ่านสองขั้วและวัด
ความต่างศักย์คร่อมอีกสองขั้ว ทั้งนี้เพื่อลดผล (ความต้านทาน) ของรอยต่อระหว่างขั้วไฟฟ้ากับ
เนื้อสาร วิธีแวนเดอเพาว์ (van der Pauw) [70],[71] เป็นวิธีวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า
ของชั้น (แผ่น) สารตัวอย่างที่มีรูปร่างไม่แน่นอน (ใด ๆ) ด้วยขั้วไฟฟ้าสี่ขั้ว โดยแพดเตอร์
ผลลัพธ์ของรูปร่างคำนวณได้จากการเปลี่ยนขั้ววัดเรียงตามลำดับ

วิธีแวนเดอเพาว์นี้ได้แทนรูปร่างใด ๆ ของชั้นสารหนา d ด้วยการส่งแบบคอนฟอร์มมัล
(conformal mapping) ไปเป็นรูปครึ่งระนาบอนันต์ (infinite half-plane) [70]
จุดสัมผัส M, N, O และ P จะถูกส่งให้อยู่เรียงตามขอบของระนาบดังในรูปที่ 4.7 ความ
หนาแน่นกระแส (j) ที่ไหลเข้าและออกของแต่ละจุด จะกระจายออกโดยรอบอย่างสม่ำเสมอใน
แนวรัศมี (r) $j = i/\pi r d = E/\rho$ ศักย์ไฟฟ้าที่ขอบครึ่งระนาบที่ระยะ r เนื่องจาก
กระแส (i) ที่ไหลเข้าและออกจากจุดต่อที่ห่างกัน a เป็น [70]

$$\begin{aligned} V &= \int E dr = (\rho i / \pi d) \ln[(x-a)/x] \\ R_{MN,OP} &= (V_P - V_O) / i_{MN} = (\rho / \pi d) \ln[(a+b)(b+c)/b(a+b+c)] \\ \exp[-(\pi d / \rho) R_{MN,OP}] + \exp[-(\pi d / \rho) R_{NO,PM}] &= 1 \end{aligned} \quad (4.16)$$



รูปที่ 4.7 ชั้นสารตัวอย่างที่มีจุดสัมผัสที่ขอบเพื่อวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า (และปรากฏการณ์ฮอลล์)
 ก) รูประนาบเครื่องกำเนิด ข) รูปร่างใด ๆ

ต่อไปจะได้แสดงให้เห็นว่าสมการ (4.16) นี้สามารถใช้ได้กับสารรูปร่างใด ๆ ได้ด้วย
 สมมติให้ระนาบเครื่องกำเนิดเป็นส่วนบนของระนาบเชิงซ้อน $z = x + jy$ พิจารณาฟังก์ชัน

$$W = f(z) = u(x, y) + jv(x, y)$$

โดยเลือกให้ u แทนศักย์ไฟฟ้า (ในระนาบสาร) v จึงแทนศักย์ไฟฟ้าเชิงซ้อน ต่อไป
 จะได้พิจารณาว่าส่วนจินตภาพ v จะแทนได้ด้วยปริมาณอะไร? [72] พิจารณากระแสสุทธิ
 ที่ไหลข้าม (จากขวาไปซ้าย) เส้นต่อระหว่างจุด T_1 และ T_2 ใด ๆ (ให้สนามไฟฟ้าในทิศ
 ตั้งฉากกับเส้นต่อเป็น E_n)

$$i_{T_1, T_2} = (d/p) \int_{T_1}^{T_2} E_n ds = (d/p) \int_{T_1}^{T_2} [-(du/dy)dx + (du/dx)dy]$$

$f(z)$ สอดคล้องกับเงื่อนไข Cauchy-Riemann

$$i_{T_1, T_2} = (d/p) \int_{T_1}^{T_2} [(dv/dx)dx + (dv/dy)dy] = (d/p)(v_{T_2} - v_{T_1})$$

สมการข้างบนจะเห็นว่ากระแสที่ไหลผ่านเส้นต่อ T_2 กับ T_1 จะเป็นสัดส่วนกับผลต่างของส่วน
 จินตภาพ v ที่ T_2 กับ T_1 นั่นคือส่วนจินตภาพ v จะเป็นค่าที่บ่งถึงการไหลของกระแส
 (ศักย์ของกระแส) พิจารณาค่า v ตามขอบของระนาบเครื่องกำเนิด (แกนของค่าจริง)

ค่า v จาก $-\infty$ ถึง M จะมีค่าคงที่ (ไม่มีกระแสไหลข้ามเส้นต่อจาก $-\infty$ ถึง M) มีกระแส
 ไหลเข้าที่จุด M ดังนั้นค่า v จาก M ถึง N จึงมีค่าเพิ่มขึ้น π/d และมีกระแสไหลออกจาก
 จุด N ค่า v จาก N ถึง $-\infty$ จึงมีค่าลดลง π/d

เราสามารถหาฟังก์ชันวิเคราะห์ (analytic function) $t(z)$ ซึ่งจะส่งระนาบ
 เครื่องกำเนิด (ในระนาบ Z) ไปเป็นรูปร่างเช่นเดียวกับชั้นสาร (ในระนาบ $t=r+js$) โดย

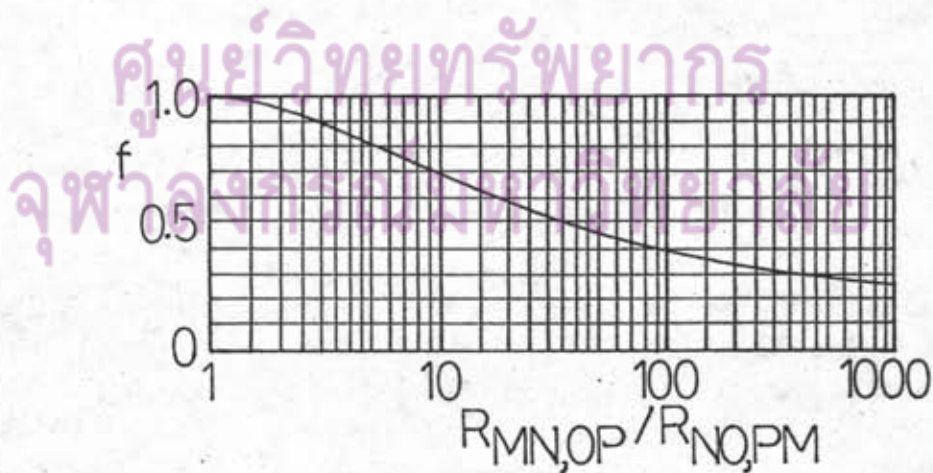
ขอบของครึ่งระนาบอินดีจะถูกส่งไปเป็นขอบของรูปชั้นสาร (จุดสัมผัส M,N,O และ P จะถูกส่งไปอยู่ที่ขอบชั้นสาร) กำหนดฟังก์ชัน $k(t)=1+jm$ มีลักษณะเช่นเดียวกับ $W=f(z(t))=k(t)$ ดังนั้น m จึงมีค่าคงที่ตามเส้นรอบรูปผลึก (ในทิศทางเข็มนาฬิกา) และจะมีค่าเพิ่มขึ้นและลดลง π/d เมื่อผ่านจุด M และ N ตามลำดับ จากสมบัติการคงที่ของมุมในการส่งแบบคอนฟอร์มเมื่อ M ในระนาบ t แทนสิ่งเดียวกันกับ v ในระนาบ Z ดังนั้น 1 จึงแทนศักย์ไฟฟ้าในระนาบ t เช่นเดียวกับ u ในระนาบ Z เพราะฉะนั้น $(V_p - V_o)d/\pi I_{MN,OP} = (d/p)R_{MN,OP}$ และ $(d/p)R_{NO,PM}$ จะไม่เปลี่ยนแปลงภายใต้การส่งแบบคอนฟอร์ม สมการที่ 4.16 จึงใช้ได้กับชั้นสารรูปร่างใด ๆ

ในทางปฏิบัติผลเฉลยของสมการ (4.16) เขียนอยู่ในรูป

$$\rho = (\pi d / \ln 2) [(R_{MN,OP} + R_{NO,PM}) / 2] f \tag{4.17}$$

$$\cosh \left[\frac{(R_{MN,OP} / R_{NO,PM}) - 1}{(R_{MN,OP} / R_{NO,PM}) + 1} \right] \frac{\ln 2}{f} = \frac{1}{2} \exp(\ln 2 / f)$$

เมื่อ f เป็นฟังก์ชันแก้ผลจากรูปร่างซึ่งขึ้นกับอัตราส่วน $R_{MN,OP} / R_{NO,PM}$ และสอดคล้องตามสมการข้างบนซึ่งมีค่าดังในรูปที่ 4.8 ในการวัด จะให้ค่าสอดคล้องกับการคำนวณเมื่อเป็นไปตามเงื่อนไข 1) จุดสัมผัสต้องอยู่ที่ขอบของผลึก 2) จุดสัมผัสต้องมีขนาดเล็ก 3) ชั้นสารต้องมีความหนาสม่ำเสมอ และ 4) เนื้อสารจะต้องสม่ำเสมอ (ไม่มีรูหรือรอยแยกใด ๆ) ความผิดพลาดเนื่องจากขนาดของจุดต่อ, ระยะห่างจากขอบ, ความไม่สม่ำเสมอขององค์ประกอบและความหนาของชั้นสารได้กล่าวไว้ใน [71], [73]

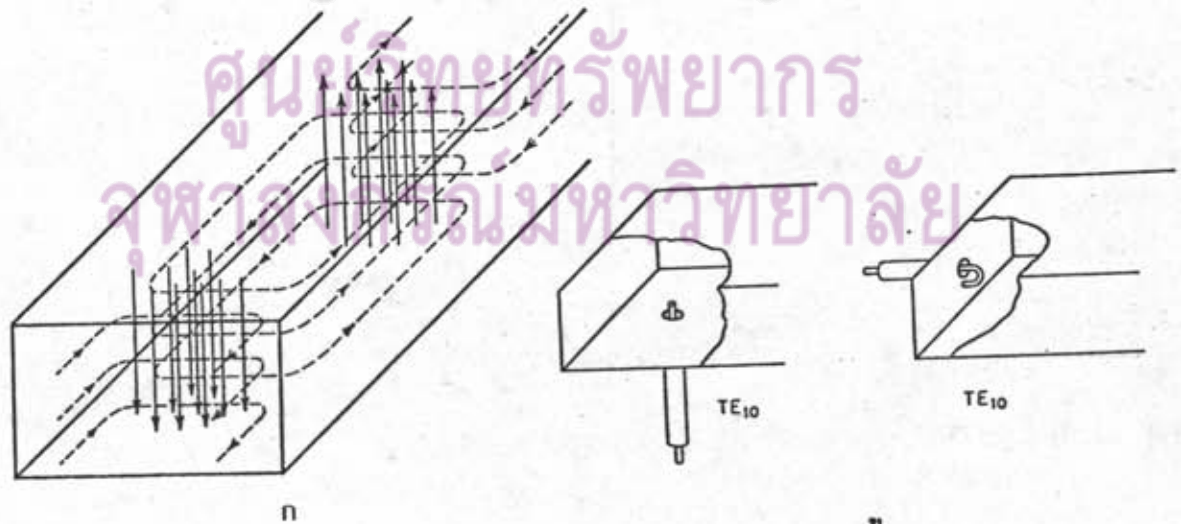


รูปที่ 4.8 ฟังก์ชันแก้ f ในการหา ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีวนเดอเพอร์ [70]

4.6 การวัดสภาพยอมเชิงซ้อนด้วยเทคนิคไมโครเวฟ

ค่าคงที่ไดอิเล็กตริก (K') และสภาพนำไฟฟ้า (σ) ในสารเป็นส่วนของค่าจริงและค่าจินตภาพของค่าสภาพยอมเชิงซ้อน (K) ในรูป $K=K'-j\sigma/\omega E$ ซึ่งค่า K นี้จะกำหนดการลดทอนและการเลื่อนเฟสของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า (ความถี่เชิงมุม ω) ที่สะท้อนหรือทะลุผ่านสารนี้ จึงเป็นหลักการนำมาใช้วัดค่า K' และ σ ของสารด้วยไมโครเวฟ เนื่องจากการสะท้อนหรือการดูดกลืนคลื่นไมโครเวฟในสารไม่มีผลกระทบจากขอบเขตของเกรน จึงทำให้การวัดด้วยไมโครเวฟมีประสิทธิภาพมากกว่าการวัดเชิงไฟฟ้า ซึ่งขอบเกรนสามารถขวางการไหลของกระแสได้ เทคนิคนี้จึงใช้ได้กับผลึกเชิงอสมมาตรด้วย [74] อีกทั้งในเทคนิคไมโครเวฟไม่ต้องต่อขั้วโลหะกับสารที่ใช้วัดจึงไม่มีความผิดพลาดเนื่องจากผลของจุดต่อโลหะ

เทคนิคไมโครเวฟสามารถหาสภาพยอมเชิงซ้อนได้จากการวัดการสะท้อน [75], การวัดการส่งผ่าน [76] หรือจาก resonance cavity [77] ในงานวิจัยนี้ได้วัดจากการสะท้อนของคลื่นในโหมด TE_{10} คลื่นโหมด TE_{10} เป็นโหมดที่สำคัญในท่อนำคลื่นสี่เหลี่ยม ($a \times b$) ซึ่งจะมีแต่สนามไฟฟ้าตามขวางเพียงทิศเดียว (E_y , ทิศขนานกับ b) สนามแม่เหล็กจะอยู่ในทิศตามการเคลื่อนที่ (H_z , แนวแกนท่อนำคลื่น) และทิศตามขวางซึ่งตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า (H_x , ทิศขนานกับ a) เส้นแรงแม่เหล็กจะวนรอบเส้นแรงไฟฟ้าดังในรูป 4.9 สำหรับคลื่น TE_{10} ที่เคลื่อนที่ไปทาง $\pm z$ (ละเทอม $\exp[j\omega t]$) ในสูญญากาศ [78] สามารถเขียนได้เป็น



รูปที่ 4.9 แผนภาพ ก) แสดงคลื่นโหมด TE_{10} ในท่อนำคลื่นสี่เหลี่ยม เส้นกับแกนสนามไฟฟ้า เส้นปะแทนสนามแม่เหล็ก ข) แสดงการกระตุ่น

$$H_z = \pm A \cos(\pi x/a) \exp(\mp j\beta z), \quad H_x = \pm (j\beta/k_c) A \sin(\pi x/a) \exp(\mp j\beta z)$$

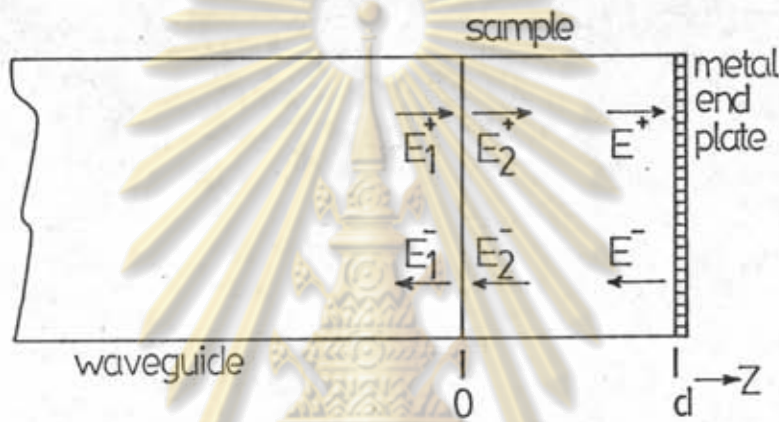
$$E_y = \mp Z_n (j\beta/k_c) A \sin(\pi x/a) \exp(\mp j\beta z)$$

เมื่อ $k_c = \pi/a$, $\beta^2 = (k_o^2 - k_c^2) = [(\omega/c)^2 - (\pi/a)^2]$, $Z_n = (k_o/\beta)Z_o$, $k_o = \omega(\mu_o * \epsilon_o)^{1/2} = \omega/c$, $Z_o = (\mu_o/\epsilon_o)^{1/2}$ ในตัวกลางไดอิเล็กทริกสมการสนามยังคงมีรูปเดิมโดยแทน ϵ_o

ด้วย ϵ ($k = \omega(\mu_o * \epsilon)^{1/2} = jKk_o$, $Z = (v_o/\epsilon)^{1/2} = Z_o/jK$, $\beta_2 = [K(\omega/c)^2 - (\pi/a)^2]^{1/2}$)

พิจารณาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าเนื่องจากการสะท้อนของสารตั้งในรูปที่ 4.10 ที่ผิวสะท้อน

ไดอิเล็กทริกสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กในแนวขนานกับผิวจะต่อเนื่อง



รูปที่ 4.10 การสะท้อนของไมโครเวฟที่สารตัวอย่างในท่อนำคลื่น

$$E_{y1}^+ + E_{y1}^- = E_{y2}^+ + E_{y2}^- ; H_{x1}^+ + H_{x1}^- = H_{x2}^+ + H_{x2}^-$$

ที่ผิวสะท้อนโลหะ (ตัวนำ) สนามไฟฟ้าจะสะท้อนกลับหมด ($E^+ = E^-$) ดังนั้น E_{y2} จึงมีขนาด

ลดลงเป็น $E_{y2}^- = E_{y2}^+ \exp(-2j\beta_2 d)$ เมื่อ d เป็นความหนาของก้อนสาร จากเงื่อนไข

ทั้งสามจะได้สัมประสิทธิ์การสะท้อนเชิงซ้อน [79]

$$R = E_1^- / E_1^+ = \rho \exp(j\theta)$$

$$\beta_1 [1 - \exp(-2j\beta_2 d)] - \beta_2 [1 + \exp(-2j\beta_2 d)] \quad \beta_1 + j\beta_2 \cot(\beta_2 d) \quad A + jB$$

$$\beta_1 [1 - \exp(-2j\beta_2 d)] + \beta_2 [1 + \exp(-2j\beta_2 d)] \quad \beta_1 - j\beta_2 \cot(\beta_2 d) \quad P + jQ$$

$$\rho = [(A^2 + B^2)/(P^2 + Q^2)]^{1/2} ; T = \tan\theta = (BP - AP)/(AP + BP) \quad (4.18)$$

ถ้าสารมี σ น้อยมาก ๆ จนละทิ้งค่าจินตภาพของ K ได้ ค่า β_2 จะเป็นปริมาณจริงและ $\rho = 1$

แต่ในกรณีที่ σ ของสารมีค่ามาก ค่า K และ β_2 จะต้องคิดเป็นจำนวนเชิงซ้อน

$\beta_2 = \beta_2' - j\beta_2'' = [K'(\omega/c)^2 - (\pi/a)^2 - j(\omega\sigma/c^2 \epsilon_o)]^{1/2}$ ค่าคงที่จึงสามารถเขียนได้เป็น

$$A = (c-a) - (c+a)C + bs ; B = (c+a)S + b + bc$$

$$P = (c+a) - (c-a)C - bS ; Q = (c-a)S - b - bc$$

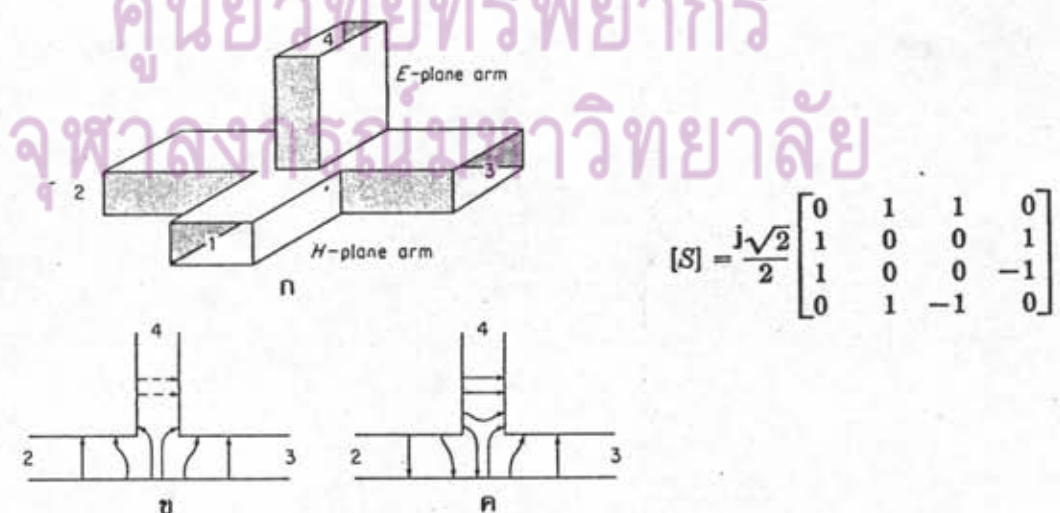
เมื่อ $a = \beta_2' d$, $b = \beta_2'' d$, $c = \beta_1 d$, $S = e^{-2\beta_2'' d} \sin 2a$ และ $C = e^{-2\beta_2'' d} \cos 2a$

ในการวัด

สัมประสิทธิ์การสะท้อนเชิงซ้อนจะอยู่ในรูปค่าการลดทอน (ρ) และการเลื่อนเฟส ($\theta, \tan\theta$) จึงใช้ความสัมพันธ์ข้างบนหาค่าคงที่ไดโวลีเก็คทริก (K') และสภาพนำไฟฟ้า (σ) แต่เนื่องจากฟังก์ชัน $\tan\theta$ ให้ค่าได้หลายค่าซึ่งจะสามารถเจาะจงได้เมื่อวัดที่หลายความหนา [79] หรือที่หลายความถี่

ในการวัดคลื่นสะท้อน สามารถจัดระบบวัดคลื่นสะท้อนโดยตรงด้วย เครื่องวัดคลื่นสถิต (standing wave detector) ที่เกิดจากการรวมกันของคลื่นตกกระทบกับคลื่นสะท้อน [80] หรือใช้ข้อต่อกำหนดทิศ (directional coupling) แยกวัดเฉพาะสัญญาณที่สะท้อนกลับ [74] อีกวิธีหนึ่งที่มีความแม่นยำมากและใช้ในงานวิจัยนี้ คือ การวัดโดยใช้เมจิกที (magic T) เป็นบริดจ์ความต้านทานเชิงซ้อนเปรียบเทียบความต้านทานเชิงซ้อนของสองแขน (แขน 2 และแขน 3) จากสมมาตรของเมจิกที จะได้เมทริกซ์ของการกระเจิงของแต่ละแขน [67] ดังในรูปที่ 4.11 เมื่อสัญญาณไมโครเวฟเข้ามาทางแขนที่ 1 (แขนระนาบ H) คลื่นจะกระเจิงแยกออกทางแขนที่ 2 และ 3 โดยมีแอมพลิจูด ($1/\sqrt{2}$) และเฟส (j) เท่ากัน ที่แขน 2 สัญญาณจะตกกระทบก่อนพลิกที่ต้องการวัดแล้วสะท้อนกลับออกจากแขน 2 แยกเข้าแขน 4 (แขนระนาบ E) และแขน 1 ด้วยขนาดและเฟสเท่ากัน ที่แขน 3 สัญญาณจะตกกระทบความต้านทานเชิงซ้อนอ้างอิง (ตัวลดทอนสัญญาณที่ทราบค่าและปรับค่าได้) และสะท้อนกลับจากปลายลัดวงจรที่ปรับระยะได้ (ปรับเฟสได้) ออกจากแขน 3 แยกเข้าแขน 4 และแขน 1 กลับเฟสกัน สัญญาณที่แขน 4 ที่มาจากแขน 2 (j) จะกลับเฟสกับสัญญาณที่แยกมาจากแขน 3 ($-j$) ดังนั้นสัญญาณรวมที่แขน 4 จะเป็นศูนย์ถ้าคลื่นสะท้อน (ความต้านทานเชิงซ้อน) มีขนาดและเฟสเท่ากัน แขน 4 จึงเป็นแขนต่อตัวตรวจวัดความเป็นศูนย์ของสัญญาณของบริดจ์

ศูนย์วิทยุทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 4.11 ก) เมจิกที แผนภาพของสนามไฟฟ้าเมื่อคลื่นตกกระทบใน ข) แขนที่ 1 ค) แขนที่ 4

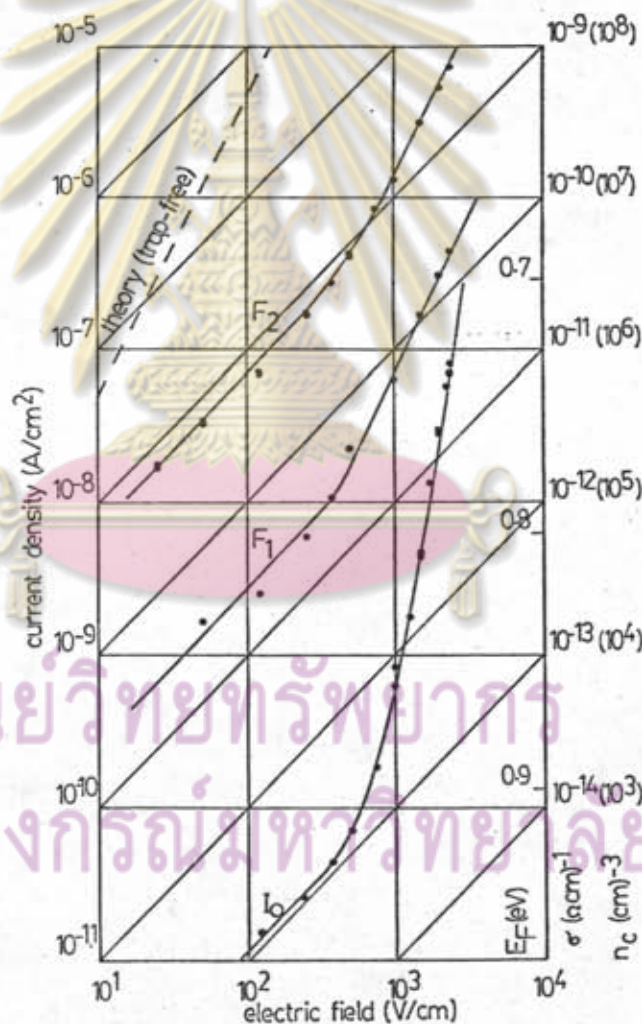
4.7 สมบัติเชิงไฟฟ้าของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้

จากการวัดความสัมพันธ์ระหว่างกระแส-ความต่างศักย์ (I-V) ระหว่างขั้วโลหะสองจุดบนผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ พบว่ามีกระแสไหลได้น้อยมากและไม่เพิ่มขึ้นเป็นเส้นตรงกับความต่างศักย์ ซึ่งในขั้นต้นพอประมาณได้ว่าขั้วโลหะเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิก เนื่องจากได้ทำขั้วโลหะในลักษณะเดียวกันกับจุดสัมผัสโอห์มมิกบนผลึกที่ลดสภาพต้านทานไฟฟ้าแล้ว (ดังจะได้กล่าวในหัวข้อ 4.8.2) ฉะนั้นกระแสที่ไหลได้น้อยมากจึงแสดงว่าผลึกมีสภาพต้านทานไฟฟ้าที่สูงมาก และการที่กระแสไม่เพิ่มเป็นเส้นตรงจึงจะอธิบายด้วยการนำไฟฟ้าด้วยกระแส SCL ซึ่งจะ ได้กล่าวในหัวข้อ 4.7.1 แต่เนื่องจากสภาพต้านทานไฟฟ้าที่ได้จากการประมาณของกระแส SCL ทำการวัดที่ความต่างศักย์สูงและมีความผิดพลาดได้มาก จึงได้ใช้เทคนิคไมโครเวฟวัดหาค่าสภาพยอมเชิงซ้อน (สภาพต้านทานและค่าคงที่ไดอิเล็กทริก) ของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ (ในหัวข้อ 4.7.3) และได้คำนวณหาค่าคงที่ไดอิเล็กทริกที่ความถี่ต่ำ (1 MHz) จากการวัดความจุไฟฟ้าของผลึก (ในหัวข้อ 4.7.3) เพื่อใช้เป็นข้อมูลพื้นฐานในการคำนวณหาความเข้มข้นพาหะจากการวัด C-V ของรอยต่อ MS (และ MIS) ในหัวข้อ 4.8.5 ต่อไป

4.7.1 การวิเคราะห์กระแส SCL

ในงานวิจัยนี้ได้วิเคราะห์กระแสที่ไหลผ่านผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ (สภาพต้านทานสูงมาก) เป็นแบบกระแส SCL โดยได้วัด I-V ระหว่างจุดสัมผัส (โอห์มมิก) โลหะผสม In สองจุด (ซึ่งจะกล่าวถึงวิธีการทำในหัวข้อ 4.8.2) ในการวัดใช้ไมโคร-ไมโครแอมป์มิเตอร์ (Keithley 410) และ พิโคแอมป์มิเตอร์ (Keithley 417) วัดกระแสซึ่งสามารถวัดกระแสได้ต่ำมากถึง 10^{-13} A และเครื่องวัดความต่างศักย์ที่ใช้จะต้องมีความต้านทานอินพุตมากกว่าความต้านทานผลึกตัวอย่างที่ใช้วัดหลายระดับขนาด เพื่อให้สามารถละลายกระแสที่ไหลผ่านเครื่องวัดได้ ซึ่งในที่นี้ได้ใช้อิเล็กโตรมิเตอร์ (Keithley 610B) ที่มีความต้านทานอินพุต 10^{14} Ω วัดความต่างศักย์ ความสัมพันธ์ I-V ในสภาวะคงตัวของผลึก ZnSe ที่วัดได้มีลักษณะดังในรูปที่ 4.12ก เนื่องจากกระแสต้องใช้เวลาราวถึงสภาวะคงตัวนานเป็นหลายนาที่ดังนั้นจึงวัดเฉพาะบางค่า (ไม่ต่อเนื่อง) เส้นกราฟ I_0 เป็นการวัดกระแสที่ไหลผ่านผลึกในที่มืด ซึ่งค่าความต่างศักย์ที่จะสามารถเริ่มวัดกระแสได้จะต้องให้ความต่างศักย์มากกว่า 100 V เมื่อความต่างศักย์เพิ่มขึ้นกระแสจะเพิ่มค่าขึ้นหลายระดับขนาด โดยกระแสจะเพิ่มค่าขึ้นกับกำลังสี่ของความต่างศักย์ กราฟ F_1 และ F_2 เป็นกระแสที่วัดได้

เมื่อฉายแสงบนผลึก โดยที่ F_2 จะมีความเข้มแสงมากกว่า F_1 ที่ความต่างศักย์เดียวกันกระแสเมื่อฉายแสงจะเพิ่มขึ้นจากกระแสในที่มืดมากกว่าสี่ระดับขนาด (กระแสนำไฟฟ้าเชิงแสง (photoconductive current) จะเพิ่มขึ้นเพียงหนึ่งระดับขนาด [60]) กราฟเมื่อฉายแสงแสดงให้เห็นว่าเมื่อเพิ่มความต่างศักย์ กระแสโอห์มมิก (เส้นตรง) จะเปลี่ยนไปเป็นกระแส SCL (กระแสเพิ่มขึ้นเป็นกำลังสองของความต่างศักย์) แสดงว่าความเป็นโอห์มมิกและ SCL ขึ้นกับความหนาแน่นพาหะที่เกิดขึ้นภายในเนื้อสารเอง (volume-generated) และความหนาแน่นของพาหะที่ถูกฉีดเข้าไป ว่าสิ่งไหนจะมีผลมากกว่ากัน การฉายแสงช่วยเพิ่มให้การเกิดพาหะในเนื้อสารเองมากขึ้น จึงสังเกตเห็นความเป็นโอห์มมิก และช่วงเส้นตรงนี้เป็นการยืนยันสภาพของจุดสัมผัสว่าเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิก [60]



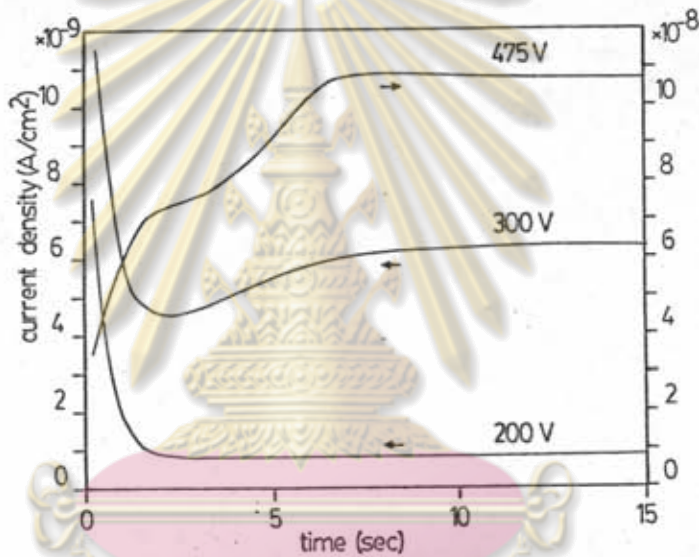
รูปที่ 4.12 ความหนาแน่นของกระแส SCL ที่ปลูกได้ (สภาพต้านทานไฟฟ้าสูง) I_0 เป็นกระแสในที่มืด และ F_1 และ F_2 เป็นกราฟเมื่อเพิ่มความเข้มแสง สภาพนำไฟฟ้า (σ), ความเข้มข้นของพาหะในแถบนำ (n_c) และกราฟทางทฤษฎี(กฎกำลังสอง)คำนวณจากค่าสภาพเคลื่อนที่ได้ $\mu=100$ และค่าคงที่ไดอิลิกทริก $K=10$

กระแสในที่มืด (I_0) จะเพิ่มขึ้นตามความต่างศักย์ยกกำลังเลขมาก (>2) ซึ่งเกิดขึ้นจากการมีแตรปกระจายอยู่ในช่วงระดับพลังงานเฟอร์มีจาก 0.75 ถึง 0.9 eV [62] ในกราฟที่ฉายแสง F_1 และ F_2 ช่วงที่เป็นกระแส SCL จะมีสัดส่วนของประจุอิสระ θ ที่คำนวณเทียบกับค่าทางทฤษฎี (ไม่คำนึงถึงผลของการแตรป) เป็น 2×10^{-9} และ .03 ตามลำดับ แสดงว่าพาหะจะถูกแตรป (จากสิ่งพร่อง) เป็นจำนวนมาก และแสงช่วยกระตุ้นประจุที่ถูกแตรป เหล่านั้น ในช่วงที่ (เมื่อฉายแสง) F_1 และ F_2 เป็นกระแสโหนดมิก สภาพนำไฟฟ้า หาได้จากค่าตามแกน σ (แนวเส้นทแยง) ซึ่งมีค่าเป็น 4×10^{-11} และ $5 \times 10^{-10} (\Omega \text{cm})^{-1}$ และในช่วงนี้ได้วัดค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีแวนเดอร์เพาว์เปรียบเทียบ โดยให้กระแส เข้าที่ขบสองจุดและวัดความต่างศักย์ตกรวมจุดที่ขบอื่นอีกสองจุด (กล่าวถึงวิธีการวัดในหัวข้อ 4.8.3) ได้สภาพต้านทานของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้เมื่อฉายแสงที่ F_2 เป็น $3 \times 10^9 \Omega \text{cm}$ ซึ่งค่าที่ได้จากการวัด โดยวิธีทั้งสองมีค่าใกล้เคียงกัน ดังนั้นจากกราฟ I_0 ซึ่งมีสภาพ นำไฟฟ้าตามแกน σ น้อยกว่า $10^{-12} (\Omega \text{cm})^{-1}$ จึงพอประมาณ [62] ได้ว่าสภาพต้านทาน ของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ในที่มืดมีค่ามากกว่า $10^{12} \Omega \text{cm}$

ได้วัดกระแสชั่วครู่ด้วยเครื่องบันทึกกับ เวลาหลังจากให้ความต่างศักย์ค่าต่าง ๆ แก่ผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ในที่มืดดังแสดงในรูปที่ 4.13 เพราะว่าเครื่องบันทึกและ แอมป์มิเตอร์ไม่เร็วพอที่จะบันทึกการเพิ่มขึ้นในช่วงแรกได้ ซึ่งตามทฤษฎี (ในรูปที่ 4.3) ค่ากระแสชั่วขณะ เริ่มต้นจะแปรกับความต่างศักย์กำลังสอง ในรูปจึงเห็นแต่ช่วงการลดลง ของกระแส ช่วงเวลาการลดลงของกระแสนานเป็นวินาที ที่ความต่างศักย์น้อย ๆ กระแสจะเข้าสู่สภาวะสมดุลได้เร็วกว่าที่ความต่างศักย์สูง โดยทั่วไปกระแสจะลดจาก ค่ากระแสสูงสุดลงสู่กระแสในสภาวะสมดุล แต่ที่ความต่างศักย์สูงของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้นี้ จะสามารถสังเกตเห็นช่วงการเพิ่มกระแสแล้วเข้าสู่สภาวะสมดุล (ค่า t_1 มีค่ามาก) เปรียบเทียบกับรูปที่ 4.3 คือเป็นกรณีที่มีปริมาณการแตรปน้อยลง (เนื่องจากความต่างศักย์มาก) [63]

กระแสที่ไหลผ่านผลึก ZnSe ในที่มืดหลังจากการฉายแสงจะลดลงอย่างช้า ๆ แบบเอกซ์โพเนนเชียล เพราะหลังจากฉายแสงผลึกและเก็บไว้ในที่มืดสมดุลเชิงความร้อน จะไม่เกิดขึ้นทันที อิเล็กตรอนจะรวมตัวกับโฮลแตรปซึ่งเกิดจากการกระตุ้นของแสง สถานะแตรปจะถูกเติมให้เต็มระหว่างการลดลงของกระแส อิเล็กตรอนที่รวมตัวกับโฮลนี้ มาจากการฉีดจากแคโทดเข้าไปในแถบนำ การฉีดอิเล็กตรอนเข้าไปในแถบนำทำให้

กระแสเริ่มต้นเมื่อฉายแสงมีค่ามาก และการรวมของอิเล็กตรอนในแถบนำกับทรอปจะทำให้กระแสในที่มืดลดลง การลดลงของกระแสจะเร็วขึ้นหากมีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำซึ่งถูกฉีดจากสนามไฟฟ้ามากขึ้น ในเริ่มแรกประจุจะถูกฉีดเข้าไปในแถบนำแล้วจึงเกิดการทรอป ซึ่งจะสามารถสังเกตเห็นได้จากการลดลงของกระแสหลังจากที่ให้ความต่างศักย์ดังในรูปที่ 4.13 ในการศึกษาการเปลี่ยนแปลงกับอุณหภูมิของกระแส SCL นี้ เนื่องจากกระแส SCL ที่อุณหภูมิต่าง ๆ จะขึ้นกับการเปลี่ยนสภาพนำไฟฟ้าของสาร ไม่มีการเปลี่ยนแปลงในขบวนการ SCL คือ ประจุที่ว่างรวมทั้งหมดในเนื้อสารไม่เปลี่ยนไปกับอุณหภูมิ [63] ดังนั้นจะได้แสดงผลของการขึ้นกับอุณหภูมิในหัวข้อ 4.8.3



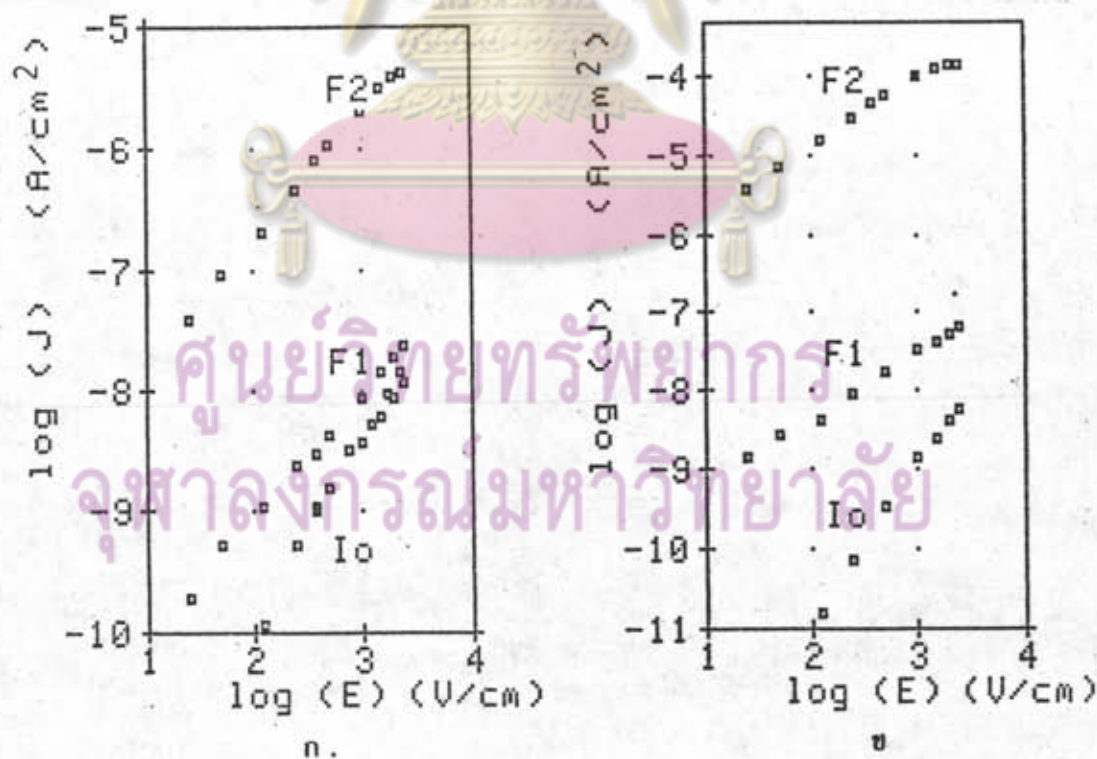
รูปที่ 4.13 ความหนาแน่นกระแส SCL ภาวะชั่วคราวในผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ ที่ความต่างศักย์ต่างๆ

นอกจากการศึกษาระแส SCL ในผลึก ZnSe ที่ปลูกได้แล้ว ยังได้ศึกษากระแส SCL ในผลึก ZnSe ที่เผาในไอของ Zn และ Se (ตามวิธีในหัวข้อ 4.8.1) ซึ่งยังคงมีสภาพต้านทานสูงอยู่ กระแสในสภาวะคงตัวแสดงได้ดังในรูปที่ 4.14 ซึ่งยังคงมีลักษณะคล้ายกับของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ (รูปที่ 4.12) แต่ในการวัดกระแสชั่วคราวหลังจากการให้ความต่างศักย์จะไม่สังเกตเห็นการเพิ่มของกระแสถึงแม้ที่ความต่างศักย์สูง

4.7.2 การหาค่าคงที่ไดอิเล็กทริกจากการวัดความจุไฟฟ้า

ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (ϵ) เป็นพารามิเตอร์ที่สำคัญในการวิเคราะห์สมบัติบ่งชี้ของสารอีกค่าหนึ่ง ซึ่งจะบ่งถึงความแรงของสนามไฟฟ้าภายในเนื้อสาร ในที่นี้ได้วัดค่าคงที่

ไดโวลีเกทริกของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ โดยการวัดค่าความจุไฟฟ้าด้วยเครื่อง Boonton Capacitance Bridge Model 75A ที่ความถี่ 1 MHz ผลึก ZnSe ที่นำมาวัดจะตัดเป็นแผ่น (หนา t) ขัดผิวทั้งสองหน้าให้มันและขนานกัน เตรียมผิวด้วยการกัดผิวหน้าด้วยสารเคมี (ตั้งในภาคผนวก ค) ใช้ซิลเวอร์เพนท์เป็นแผ่นเพลตของตัวเก็บประจุโดยด้านหนึ่งให้เพลตคลุมทั่วผิวของแผ่นผลึก และอีกด้านหนึ่งให้เพลตเป็นรูสี่เหลี่ยมกว้าง a ยาว b ผลจากการเกิดกำแพงข้อบกพร่องและจุดสัมผัสที่สามารถฉีดกระแสได้จะทำให้ความจุไฟฟ้าขึ้นกับความต่างศักย์ ผลของกำแพงข้อบกพร่องจะแสดงผลอย่างเด่นชัดเมื่อความถี่ที่ใช้วัดน้อยกว่าส่วนกลับของเวลาผ่อนคลาย (relaxation time) ซึ่งสำหรับผลึก ZnSe ค่านี้ (< 100 Hz) น้อยกว่าความถี่ที่ใช้วัด (1 MHz) มาก จากการทดลองวัดค่าความจุไฟฟ้าที่ความต่างศักย์ต่าง ๆ พบว่าความจุจะมีค่าคงที่ดังนั้นผลดังกล่าวจึงสามารถละเลยได้ ค่าความจุที่วัดได้มีความผิดพลาด 0.1% วัดความหนาด้วยไมโครมิเตอร์และวัดขนาดเพลตสี่เหลี่ยมด้วยกล้องจุลทรรศน์เคลื่อนที่ซึ่งจะได้ค่ามีความผิดพลาด 0.2% ดังนั้นค่าคงที่ไดโวลีเกทริกที่คำนวณได้จึงมีความผิดพลาดประมาณ 0.5%



รูปที่ 4.14 ความหนาแน่นกระแส SCL ในผลึก ก) ZnSe:Zn(v) และข) ZnSe:Se I₀ เป็นกระแสในที่มืด และ F₁ และ F₂ เป็นกราฟเมื่อเพิ่มความเข้มแสง

ในการหาค่าสัมบูรณ์ของค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ยังมีความผิดพลาดเนื่องจากผลของสนามไฟฟ้าที่ขอบเพลต จากลักษณะเพลตที่ใช้วัดว่าผลึกจะมีประจุติดตัวเสมือนกับแผ่นไดอิเล็กทริก ซึ่งมีระนาบตัวนำขนาดอนันต์อยู่ทางด้านหนึ่งและอีกด้านหนึ่งเป็นเพลตรูปลีเหลี่ยมผลของขอบจึงเสมือนกับเป็นผลของตัวเก็บประจุที่มีแผ่นเพลตสี่เหลี่ยมสองหน้า และมีไดอิเล็กทริกหนาเป็นสองเท่า ความจุไฟฟ้า (C_1) ของว่านผลึกในตัวอย่างที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ϵ_1 เป็น [82]

$$C_1 = (\epsilon \epsilon_0 ab/t)(1 + \alpha + \beta \epsilon_1 / \epsilon) \quad (4.19)$$

เมื่อ α เป็นค่าแก้ไขเนื่องจากสนามไฟฟ้าระหว่างขอบของเพลตสี่เหลี่ยมผ่านผลึก ไปยังอิเล็กโตรดขนาดใหญ่ และ β เป็นค่าแก้ไขเนื่องจากสนามไฟฟ้าระหว่างด้านหลังของเพลตสี่เหลี่ยมผ่านตัวกลางไปยังอิเล็กโตรดขนาดใหญ่ เพราะว่าเส้นสนามในส่วนนี้ผ่านแต่ตัวกลาง ดังนั้นเทอม $\beta \epsilon_1 \epsilon_0 ab/t$ จึงไม่ขึ้นกับ ϵ ในกรณี $\epsilon = \epsilon_1$ เทอมค่าแก้ไขสามารถคิดรวมกันเป็นเทอม $1 + \gamma$ โดย [82]

$$\gamma = \alpha + \beta = [\ln(\pi a/2t)]/(\pi a/2t) + [\ln(\pi b/2t)]/(\pi b/2t) \quad (4.20)$$

เมื่อ ϵ_1 ของตัวกลางมีค่าต่างจาก ϵ ของสาร หาอนุพันธ์ของสมการที่ 4.19 จะหาค่าแก้ไข β ได้เป็น

$$\beta = (\delta C_1 / \delta \epsilon_1) t / \epsilon_0 ab = (\epsilon_{unc} / C_1) \delta C_1 / \delta \epsilon_1 \quad (4.21)$$

เมื่อ ϵ_{unc} เป็นค่าคงที่ไดอิเล็กทริกที่ยังไม่ได้แก่ผลของขอบ ซึ่งคำนวณมาจากความจุไฟฟ้า C_{unc} ในตัวกลางอากาศ จากสมการ 4.20 และ 4.21 เมื่อวัด C_1 ที่ค่า ϵ_1 สองค่าจะสามารถหาค่าแก้ไข α และ β ได้ ดังนั้นค่าไดอิเล็กทริกที่แก่ผลของขอบ

$\epsilon = (\epsilon_{unc} - \beta) / (1 + \gamma - \beta)$ ในงานวิจัยนี้ได้วัดความจุไฟฟ้าของผลึก ZnSe ในตัวกลางอากาศ, CCl_4 และเมททานอล ซึ่งมีค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ϵ_1 เป็น 1.0006, 2.24 และ 34 ตามลำดับ [132] ค่าที่วัดได้และผลการคำนวณค่าคงที่ไดอิเล็กทริกโดยสมการ 4.20 และ 4.21 ได้แสดงในตารางที่ 4.3 เนื่องจากไม่สามารถหาสารตัวกลางที่มี ϵ_1 ใกล้เคียงกับ ϵ ของสารได้ ในการหาค่าแก้ไข β จึงได้คำนวณจากความชันของกราฟ

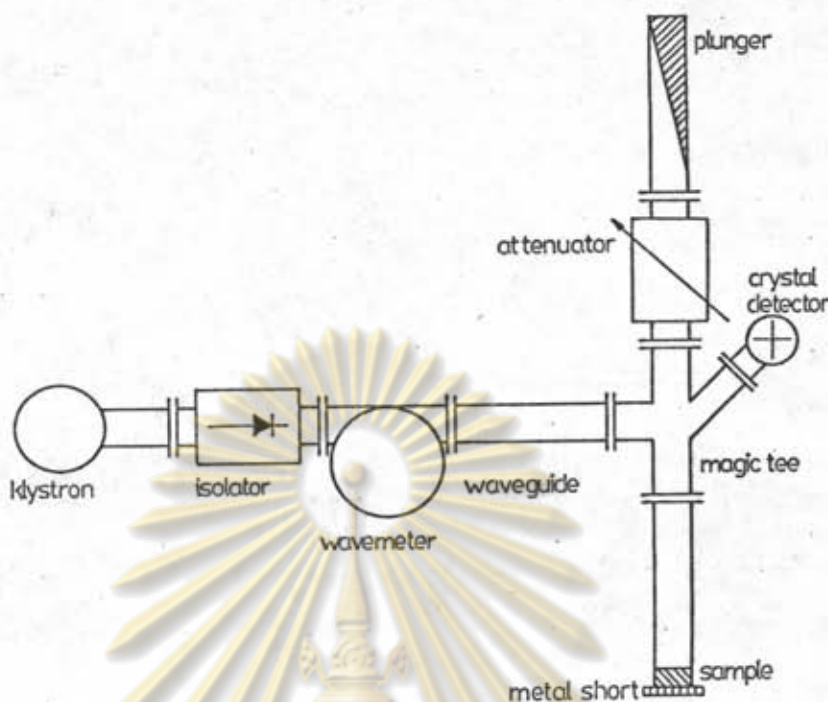
ระหว่างความจุและค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของตัวกลางต่าง ๆ ที่ใช้ ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของผลึก ZnSe ที่วัดได้มีค่ามากกว่าค่าที่ได้มีผู้รายงานไว้เล็กน้อย โดย Strzalkowski [82] ได้วัดด้วยวิธีเดียวกันนี้ แต่วัดในตัวกลาง Hexanal ($\epsilon_1 = 13.3$) ได้ $\epsilon_{ZnSe}(T=297K) = 9.25 \pm 0.02$ Aven และคณะ [9] ได้คำนวณค่าคงที่ไดอิเล็กทริกสถิติจากการวัดความจุไฟฟ้าได้ค่าเท่ากับ 8.1 ± 0.3 และ Berlincourt และคณะ [77] ได้วัดที่ความถี่ 10KHz ได้ $\epsilon_{ZnSe}(T=293K) = 9.12 \pm 2\%$

	a(cm)	b(cm)	t(cm)	C_u (pF)	ϵ_{unc}	γ	β	ϵ
ZnSe	1.08	1.02	0.1482	6.47	9.83	0.433	0.372	8.92

ตารางที่ 4.3 ข้อมูลในการหาค่าคงที่ไดอิเล็กทริก

4.7.3 วิธีหาสภาพยอมเชิงซ้อนด้วยเทคนิคไมโครเวฟ

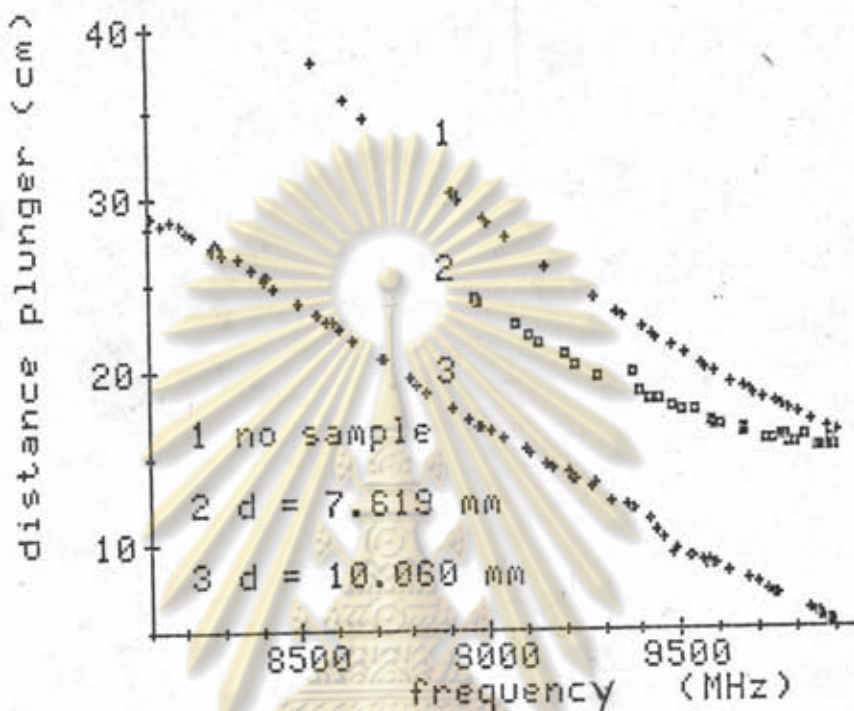
สภาพยอมเชิงซ้อนประกอบด้วยค่าคงที่ไดอิเล็กทริกในส่วนค่าจริง และสภาพนำไฟฟ้าในส่วนจินตภาพตั้งได้กล่าวมาแล้วในหัวข้อ 4.6 การหาสภาพยอมด้วยเทคนิคไมโครเวฟทำให้สามารถตัดผลของจุดสัมผัส, ขอบเกรน และจะได้ค่าในช่วงความถี่ไมโครเวฟในงานวิจัยนี้ ได้วัดสภาพยอมจากการสะท้อนของไมโครเวฟโหมด TE_{10} ด้วยเมทริกซ์บริดจ์ (หลักการกล่าวไว้ในหัวข้อ 4.6) ระบบไมโครเวฟที่ใช้วัดแสดงดังในรูปที่ 4.15 โดยสัญญาณไมโครเวฟกำเนิดจาก klystron 2K25 ในช่วงความถี่ 8.2-10GHz (แถบ X) ferrite isolator [81] จะทำหน้าที่ยอมให้มีสัญญาณไมโครเวฟผ่านในทิศเดียว ซึ่งจะป้องกันไม่ให้ไมโครเวฟที่สะท้อนกลับไปรบกวนการทำงานของ klystron wavemeter เป็นกล่องเรโซเนนซ์ (TE_{101}) ที่ปรับขนาดได้ ใช้วัดความถี่ด้วยการสังเกตสัญญาณที่ลดลง เมื่อความถี่เรโซเนนซ์ของกล่องตรงกับความถี่ของคลื่นในท่อนำคลื่น วัดความถี่ได้ละเอียดถึง $\pm 0.01\%$ ความต้านทานเชิงซ้อนอ้างอิงประกอบด้วยตัวลดทอนสัญญาณแบบแผ่นหมุน (rotary wave attenuator) และตัวลัดวงจรที่เลื่อนตำแหน่งได้ (plunger) โดยจะลดสัญญาณได้ในช่วง 0-60 db มีความละเอียด ± 0.1 db ด้วยค่าการลดทอน $P = 1/\log^{-1}(db/20)$ การเลื่อนตำแหน่งของตัวลัดวงจร (ตำแหน่งที่วัดได้มีความละเอียด ± 0.01 mm) จะทำให้เฟสของคลื่นสะท้อนกลับเปลี่ยน ซึ่งสามารถหาการเปลี่ยนเฟสได้โดยพิจารณาเมื่อบริดจ์อยู่ในสมดุล (เฟสของคลื่นสะท้อนกลับในแขน 2 และ 3 เท่ากัน สัญญาณที่แขน 4 เป็นศูนย์) เมื่อแขน 1 ไม่ได้บรรจุก่อนผลิกตำแหน่งของ plunger เป็น DT และเมื่อบรรจุก่อนผลิกหน้า d ตำแหน่งใหม่เป็น P ดังนั้นเฟส $\theta = 2\beta_1(DT-P-d)+\pi$ [79] ผลิกไดโอดที่แขน 3 จะตรวจจับคลื่นรวมแสดงบนออสซิลอโคป ซึ่งจะเห็นเป็นสัญญาณคลื่นสี่เหลี่ยมความถี่ 1KHz ที่เกิดจากการมอดูเลทกับสัญญาณไมโครเวฟที่ klystron



รูปที่ 4.15 ระบบไมโครเวฟ ที่ใช้วัดสภาพยอมเชิงซ้อนของสาร

ก่อนผลึก ZnSe ที่ใช้วัดจะต้องตัดให้เป็นรูปสี่เหลี่ยมขนาดพอดีกับท่อนำคลื่น ให้มีความหนา $\lambda/4$ เพื่อให้เห็นผลการลดทอนสัญญาณอย่างชัดเจน แต่เนื่องจากขนาดของผลึกที่ปลูกได้มีขนาดไม่ใหญ่นัก จึงได้วัดก่อนผลึก ZnSe ที่ความหนา 10.060 และ 7.619 mm ที่หลายความถี่ เนื่องจากการปรับความถี่ให้ได้ค่าตามต้องการนั้นทำได้ยาก จึงได้ประมาณตำแหน่งของ plunger ในขณะที่ยังไม่บรรจุก่อนผลึก (DT) ที่ความถี่ที่ทำการวัดการสะท้อนของก่อนผลึก ด้วยฟังก์ชันโพลาไรเซชันกำลังสองของค่าตำแหน่งที่ความถี่ใกล้เคียงด้วยวิธีประมาณกำลังสองน้อยสุดดังในรูปที่ 4.16 เมื่อบรรจุก่อนผลึกที่ปลายแขน 2 และปรับความต้านทานเชิงซ้อนจนบริดจ์อยู่ในสมดุล ค่าความต้านทานเชิงซ้อน (การลดทอน p และเฟสที่เปลี่ยนไป θ) ที่แต่ละความถี่ (ดังในรูปที่ 4.17) จะคำนวณค่า K' และ σ ได้ออกมาหลายค่า เนื่องจากฟังก์ชันหลายค่าของ $\tan\theta$ ดังในสมการที่ 4.18 จึงคิดประมาณให้ค่า K' และ σ ของสารคงที่ในช่วงความถี่ที่วัด (ซึ่งไม่กว้างมาก) แล้วเปรียบเทียบค่า p และ $\tan\theta$ ที่ความถี่ต่าง ๆ ที่วัดได้กับค่าที่คำนวณ (stimulate) จากการสมมติค่า K' และ σ ต่าง ๆ พิจารณาสมการที่ 4.18 ถ้าประมาณให้ $\beta_2 d$ มีค่าน้อยมากค่า $\tan\theta$ จะเป็นศูนย์เมื่อ $2\beta_2 d = n\pi$ ($n=1,2,3,\dots$) ความชันของ $\tan\theta$ ที่จุดตัดแกนจะมีค่าน้อยเมื่อ n เป็นเลขคู่ คือ กรณีที่ความหนาของก่อนผลึกเป็นจำนวนเท่าของครึ่งหนึ่งของความยาวคลื่นในผลึก ($d=n\lambda_2/2$) ซึ่งจะเกิดคลื่นนิ่งขึ้น เมื่อค่าไปถึงผลของ $\beta_2 d$ ค่า p จะมีค่าลดลงเป็นพีค

ประมาณที่ n เป็นเลขคี่ ซึ่งเป็นเงื่อนไขการเกิดการเรโซแนนซ์ของท่อปลายทั้งเปิดและอีกปลายหนึ่งปิด จากลักษณะทั่วไปของ p และ $\tan\theta$ ดังกล่าวข้างต้นจึงสามารถกำหนดค่าประมาณ (ค่าเริ่มต้น) ของ K' และ σ ได้

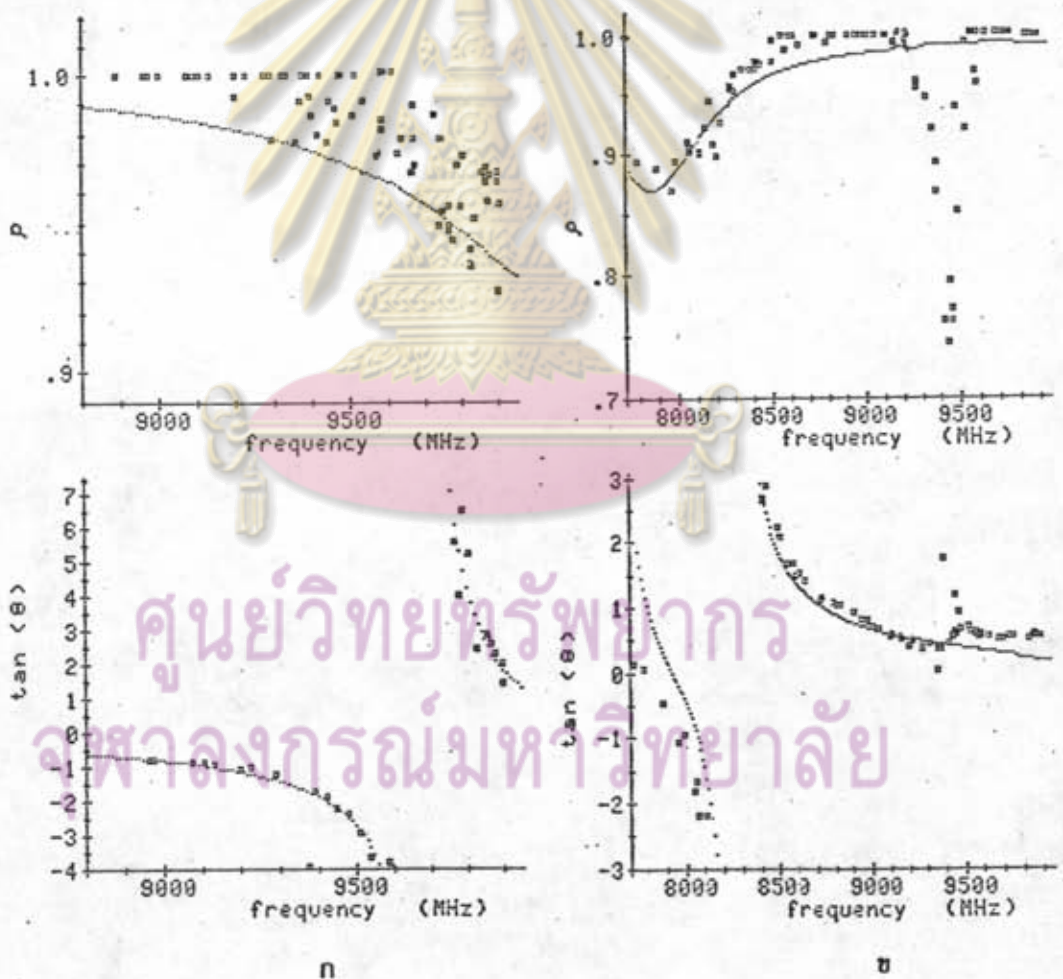


รูปที่ 4.16 ระยะพลันเซอร์ที่ปรับให้บริดจ์สมดุลที่ความถี่ต่าง ๆ เมื่อ 1) ไม่ได้ใส่สาร 2) ใส่สารหนา 7.619 mm และ 3) ใส่สารหนา 10.060 mm

เนื่องจากความสัมพันธ์ของ $p, \tan\theta$ กับ K' และ σ อยู่ในรูปแบบที่ซับซ้อน (สมการที่ 4.18) การคำนวณค่าที่ถูกต้องของ K' และ σ ทำได้โดยพิจารณาจากค่าอื่น บริเวณจุดตัดของ $\tan\theta$ มาแก้ [79] หรือการคำนวณค่า K' และ σ ที่แต่ละความถี่ (หรือความหนา) ด้วยการคำนวณแบบย้อนกลับไปมา (iterate) [80] เพื่อให้ได้ความถูกต้องมากในงานวิจัยนี้ได้หาค่า K' และ σ โดยการคำนวณย้อนกลับไปมาของข้อมูลทั้งหมด ตลอดช่วงความถี่ที่วัด โดยกำหนดค่า K' และ σ เริ่มต้นจากการประมาณข้างต้น

คำนวณค่าการสะท้อนทุกความถี่ที่วัดแล้วหาค่าผลรวมของกำลังสองของค่าผิดพลาด ปรับค่า K' และ σ ใหม่จนได้ความผิดพลาดน้อยที่สุด เนื่องจากฟังก์ชัน $\tan\theta$ มีค่าเปลี่ยนแปลงอย่างรวดเร็วเมื่อ θ เข้าใกล้ $n + \frac{1}{2}$ ($n=0, 1, 2, \dots$) ดังนั้นผลรวมของความผิดพลาดของ $\tan\theta$ จึงใช้วัดความผิดพลาดได้ไม่ดี จึงพิจารณาความผิดพลาดของเฟสในเทอม θ แต่ที่ $\tan\theta$ ค่าหนึ่งจะแทนด้วย θ ได้หลายค่า ($\theta + n\pi$) ดังนั้นจึงต้องเลือกใช้ θ ให้

เหมาะแก่ค่าที่ได้จากการวัด จากการที่ค่า $K'(\beta_2')$ มีผลอย่างมาก (ตำแหน่ง) ต่อ θ ($\tan\theta$) และค่า $\sigma(\beta_2'')$ มีผลอย่างมาก (ขนาด) ต่อ p จึงใช้เป็นแนวทางในการเลือกค่า K' และ σ ใหม่ เมื่อผลรวมกำลังสองของความผิดพลาดของ $p(\Sigma Sp^2)$ และ $\theta(\Sigma S\theta^2)$ มีค่าน้อยแล้ว พิจารณาให้ผลรวมกำลังสองของสัมประสิทธิ์การสะท้อน ($\Sigma S_R^2 = \Sigma Sp^2 + \Sigma(p^2 S\theta^2)$) มีค่าน้อยที่สุด ดังแสดงในรูปที่ 4.17 ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าสภาพนำไฟฟ้าของผลึก ZnSe เฉลี่ยทั้งสองความหนาเป็น $K'_{ZnSe} = 8.76$ และ $\sigma_{ZnSe} = 3 \times 10^{-7} (\Omega\text{cm})^{-1}$



รูปที่ 4.17 สัมประสิทธิ์การสะท้อนเชิงซ้อน p และ $\tan\theta$ ที่ความถี่ต่าง ๆ ของสารหนา ก) 7.619 mm และ ข) 10.060 mm จุดสี่เหลี่ยมแทนค่าที่วัดได้และเส้นประแทนค่าที่คำนวณเทียบเมื่อ $\epsilon=8.76$ และ $\sigma=3 \times 10^{-7} (\Omega\text{cm})^{-1}$

4.8 ผลึก ZnSe ที่ลดสภาพต้านทานไฟฟ้า

จากหัวข้อ 4.7.1 จะเห็นได้ว่าผลึก ZnSe ที่ปลูกได้มีสภาพต้านทานไฟฟ้าที่สูงมาก ไม่สะดวกต่อการศึกษาและนำไปใช้งาน ในงานวิจัยนี้จึงได้ศึกษาวิธีลดสภาพต้านทานไฟฟ้า และรวมไปถึงการโด๊ปให้เปลี่ยนชนิดการนำไฟฟ้า ซึ่งจะได้อธิบายถึงในหัวข้อ 4.8.1 กล่าวถึงวิธีทำและการตรวจสอบ (วัดความสูงของกำแพงศักย์) จุดสัมผัสโอห์มมิคในหัวข้อ 4.8.2 เพื่อใช้เป็นขั้วต่อในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า (ในหัวข้อ 4.8.3), สภาพเคลื่อนที่ได้ และความเข้มข้นของพาหะ (ในหัวข้อ 4.8.4) ในหัวข้อ 4.8.5 จะได้อธิบายถึงการหาความเข้มข้นของพาหะจากการวัดความจุไฟฟ้า-แรงดันของรอยต่อ MS และ MIS

4.8.1 วิธีลดสภาพต้านทานไฟฟ้า

ผลึก ZnSe สามารถลดสภาพต้านทานไฟฟ้าได้โดยการเผาในไอของ Zn และ Se ดังได้อธิบายมาแล้วในหัวข้อ 4.1 การเผาผลึกในไอของธาตุจะลดปริมาณจุดพร่องที่ขัดขวางการนำไฟฟ้าทำให้สภาพต้านทานไฟฟ้าลดลง จุดพร่องเหล่านี้ยังขัดขวางการโด๊ปให้มีผลลดลงด้วย การโด๊ปผลึก ZnSe (II-VI) ด้วยธาตุในหมู่ III เช่น Al[84], [85], Ga, In[29] จะทำให้ได้ผลึกชนิด n ซึ่งมีระดับพลังงานของสิ่งเจือปนต่ำกว่าการโด๊ปด้วยธาตุหมู่ VII เช่น Cl[28] สำหรับ ZnSe ชนิด p โด๊ปได้ด้วยธาตุในหมู่ I เช่น Cu[86], Li[87], Na[88] และธาตุในหมู่ V เช่น N[89], P[20] แต่ถึงอย่างไรผลึก ZnSe (แอนไอออนขนาดใหญ่) ยังมีการขัดขวางการโด๊ปให้เป็นชนิด p มาก ดังนั้นจึงยากที่จะโด๊ปให้ได้สารชนิด p ที่มีระดับพลังงานสิ่งเจือปนต่ำและมีสภาพต้านทานต่ำ ด้วยเหตุผลที่ได้กล่าวมาแล้วในหัวข้อ 4.1

ในงานวิจัยนี้ได้ลดสภาพต้านทานไฟฟ้าและเปลี่ยนชนิดการนำไฟฟ้าผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ด้วยการโด๊ปด้วย Zn, Se, Al, Ga และ Cu ตามลำดับ เตรียมผลึกโดยตัดชิ้นผลึก, ขัดผิวมัน, ทำความสะอาด และกัดผิวหน้า (ชั้นออกไซด์) ด้วยสารเคมี (ในภาคผนวก ค) ได้โดยด้วยการแพร่ในสามลักษณะดังในตารางที่ 4.4 คือ ในสภาวะของเหลว, ในสภาวะไอ และในรูปสารละลาย ในสองวิธีแรกจะบรรจุผลึกพร้อมกับสารที่จะใช้ลดสภาพต้านทานในหลอดแก้วควอทซ์ ป้อนอากาศออกจนเหลือความดัน 10^{-6} torr จึงหลอมหลอดปิด ในกรณีที่เผาผลึกใน Zn หรือ Ga ที่หลอมเหลวจะบรรจุ Zn หรือ Ga ปริมาณมาก และ

หลอดแก้วควอทซ์จะคอดตอนกลางเพื่อแยกเทให้ Zn หรือ Ga ออกจากผลึกเมื่อสิ้นสุดการเผา การเผาผลึกในสารที่หลอม (Zn หรือ Ga) จะเผาที่อุณหภูมิไม่สูงนัก (850 หรือ 600 °C) แต่ใช้เวลานาน (60 หรือ 300h) การเผาผลึก ZnSe ในไอ Zn, Se และ Al จะเผาที่อุณหภูมิสูง 1000, 700 หรือ 900 °C และจะใช้สารปริมาณน้อย (2-3mg) เพียงให้เกิดความดันไออิ่มตัวของสารนั้น การเผาจะใช้เวลานานประมาณ 1-2 วัน และจะระงับความร้อนอย่างรวดเร็วด้วยการจุ่มหลอดในน้ำทันทีเมื่อนำออกจากเตาที่อุณหภูมิที่ใช้เผา ซึ่งจะทำให้ผลึกนั้นคงสภาพในสมดุลที่อุณหภูมิสูงนั้น (ดังกล่าวไว้ในหัวข้อ 4.1) โดยผลึก ZnSe ด้วย Cu ในรูปสารละลาย [97] โดยจุ่มผลึก ZnSe ลงในสารละลาย $CuNO_3$ (มีไอออน Cu) ที่อุณหภูมิ 500 °C นาน 3 วัน ไอออนของ Cu^+ จะติดอยู่ที่ผิวแล้วจึงนำไปแอนเนลในบรรยากาศ H_2 ที่อุณหภูมิประมาณ 500 °C นาน 3 วัน ผลึกที่ได้หลังการเผาสีจะเปลี่ยนไปเล็กน้อยดังในตารางที่ 4.4

ผลึกที่เผาใน Zn จะมีสีเหลืองเขียว, ผลึก ZnSe:Ga และ ZnSe:Al มีสีเหลืองชาถึงสีเหลืองแดง ผลึก ZnSe:Cu จะมีชั้นสีน้ำตาลแดงของ Cu_2Se เคลือบอยู่ [90] ผลึกที่เผาใน Se จะมีสีเหลืองสดและผิวผลึกจะกัดออกด้วยไอของ Se ผลึกจึงมีขนาดเล็กลงและมีผิวมน ที่ผิวของผลึก ZnSe:Al จะเกิดสิ่งพร่องเนื่องจากการแพร่เป็นลักษณะจุดกระจายหรือเป็นเส้นร่างแหที่ผิวดังในรูปที่ 4.18

สารที่ใช้โดป	อุณหภูมิ (°C)	ระยะเวลา	ลักษณะผลึกที่ได้
Zn (v)	1000	2day (quench)	สีเหลืองสด
Zn (m)	850	60h	สีเหลืองเขียว
Se	700	2day (quench)	สีเหลืองสด, ผิวถูกกัดเป็นมัน
Ga	600	300h	สีเหลืองชา
Al	900	1day (quench)	สีเหลืองแดง, ผิวมีรอย
Cu	500	3day (H_2)	สีเหลือง, มีวงสีน้ำตาลแดงเคลือบ

ตารางที่ 4.4 ขบวนการลดสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึก ZnSe และลักษณะผลึกที่ได้

4.8.2 จุดสัมผัสโอห์มมิก

โดยหลักการจุดสัมผัสโอห์มมิกหมายถึงจุดสัมผัสที่ไม่เกิดกระแส และมีความสัมพันธ์ระหว่าง I-V เป็นเส้นตรงทั้งสองข้าง ในทางปฏิบัติจะพิจารณาว่าเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิก

เพียงถ้ามีความต่างศักย์ตกคร่อมจุดสัมผัสน้อยกว่าตกคร่อมสารอยู่มาก ๆ ซึ่งจะไม่รบกวนการวัดสมบัติของสาร [53] จุดสัมผัสโอห์มมิกเป็นเป็นรอยต่อ MS ที่อธิบายได้เช่นเดียวกับในรูป

4.4 มีสามวิธีหลักที่จะทำให้เกิดเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิกคือ 1) โดยการเลือกชนิดของโลหะให้เกิดกำแพงศักย์ระหว่างจุดสัมผัสน้อยเพียงพอสำหรับกระแสที่ถูกกระตุ้นด้วยความร้อน (ในสารกึ่งตัวนำชนิด n ให้ค่า work function ของโลหะน้อยกว่าสารกึ่งตัวนำ ($\phi_M < \phi_S$) และในสารชนิด p ให้ $\phi_M > \phi_S$ ดังในรูป 4.4) 2) โดยการโดปสารกึ่งตัวนำอย่างหนักกับบริเวณรอยต่อ ($n^+ - n, p^+ - p$) เพื่อให้มีการนำกระแสจากขบวนการ tunneling ลอดผ่านกำแพงศักย์ 3) โดยการทำให้เกิดศูนย์กลางการรวมตัวในสารกึ่งตัวนำ บริเวณรอยต่อเป็นจำนวนมาก ศูนย์กลางการรวมตัวนี้อาจจะเกิดจากความเสียหายของผิว (เช่นจากการขีดผิวด้วยกระดาษทราย)



รูปที่ 4.18 ภาพถ่ายผิวหน้าชั้นผลึก ZnSe ที่โดปด้วย Al แสดงความบกพร่อง (ตาข่าย) ที่เกิดขึ้นจากการแพร่

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ได้มีการรายงานการทำจุดสัมผัสโอห์มมิกกับผลึก ZnSe ชนิด n ด้วย In [10], [90] หรือโลหะผสม In เช่น In-Hg [12],[92], In-Ga [18], Hg-In-Cd [93] และชนิด p ด้วย Au [20],[87],[94] หรือโลหะผสม In (In-Ag [9],[90]) หรือซิลเวอร์เพนท์ [90] โดยในกรณี In หรือโลหะผสม In จะแอนนีลในบรรยากาศ H_2 ที่อุณหภูมิประมาณ $300^\circ C$ เป็นเวลานานหลายนาที [10],[12] ในงานวิจัยนี้ได้ทำจุดสัมผัสโอห์มมิกบนผลึก n-ZnSe ด้วย In และโลหะผสม In หลายชนิดดังในตารางที่ 4.5 [95] โดยทำความสะอาดผิวและกัดผิวหน้าผลึกด้วยสารเคมีด้วยวิธีการในภาคผนวก ค กัดโลหะ

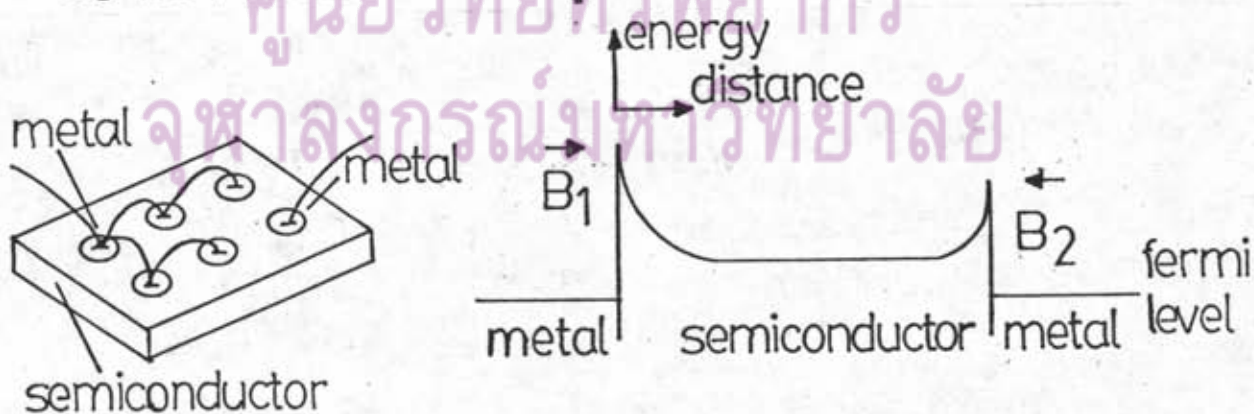
ที่จะทำจุดสัมผัสบนชั้นผลึก ด้วยเหตุนี้จึงเลือกใช้โลหะผสม In ที่อ่อน (ค่าความทนแรงดึง (tensile strength) น้อย) แอลนีลจุดต่อในบรรยากาศ H_2 ที่อุณหภูมิประมาณ $300^\circ C$ นานประมาณ 10-30 นาที การแอนนีลใน H_2 จะช่วยลดการเกิดออกไซด์ระหว่างผิวหน้ากับจุดต่อและทำให้โลหะที่กัดไว้แพร่ซึมลงไปในผลึกสารกึ่งตัวนำ ZnSe บริเวณรอยต่อ ในบริเวณรอยต่อจึงเกิดสภาวะโดปอย่างหนัก (n^+) เป็นเหตุให้จุดสัมผัสสามารถเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ดี จากการวัดความสัมพันธ์ I-V ระหว่างจุดสัมผัสสองจุดด้วย curve tester พบว่าจุดสัมผัสที่ทำด้วยโลหะผสม In เบอร์ 8 (44In42Sn14Cd) ให้ความสัมพันธ์ I-V เป็นเส้นตรงตลอดช่วงกระแสสูงกว่าเมื่อใช้โลหะผสมอื่นทำจุดต่อ ซึ่งเป็นที่น่าสังเกตว่าโลหะผสม In#8 นี้มีจุดหลอมต่ำที่สุด ($93^\circ C$) และยังสามารถใช้เป็นจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ดีกับ n-CuInSe₂ [96] อีกด้วย

Indalloy No.	Temperature $^\circ C$		Tensile Strength P.S.I.	Electrical Conductivity % of Copper	Thermal Coeff. of Expansion Micro In/ $^\circ C$ at $20^\circ C$	Thermal Conductivity Watts/ $CM^\circ C$ at $85^\circ C$	Composition
	Liquidus	Solidus					
8	93	93			24	0.36	44In 42Sn 14Cd
1	125	118	1720	11.7	20	0.34	50In 50Sn
181	145	145			24.4	0.35	51.2Sn 30.6Pb 18.2Cd
290	143	143	800	23.0	22	0.73	97In 3Ag
2	149	142	2550	13.0	10	0.43	80In 15Pb 5Ag
4	157	157	575	24.0	29	0.78	100In

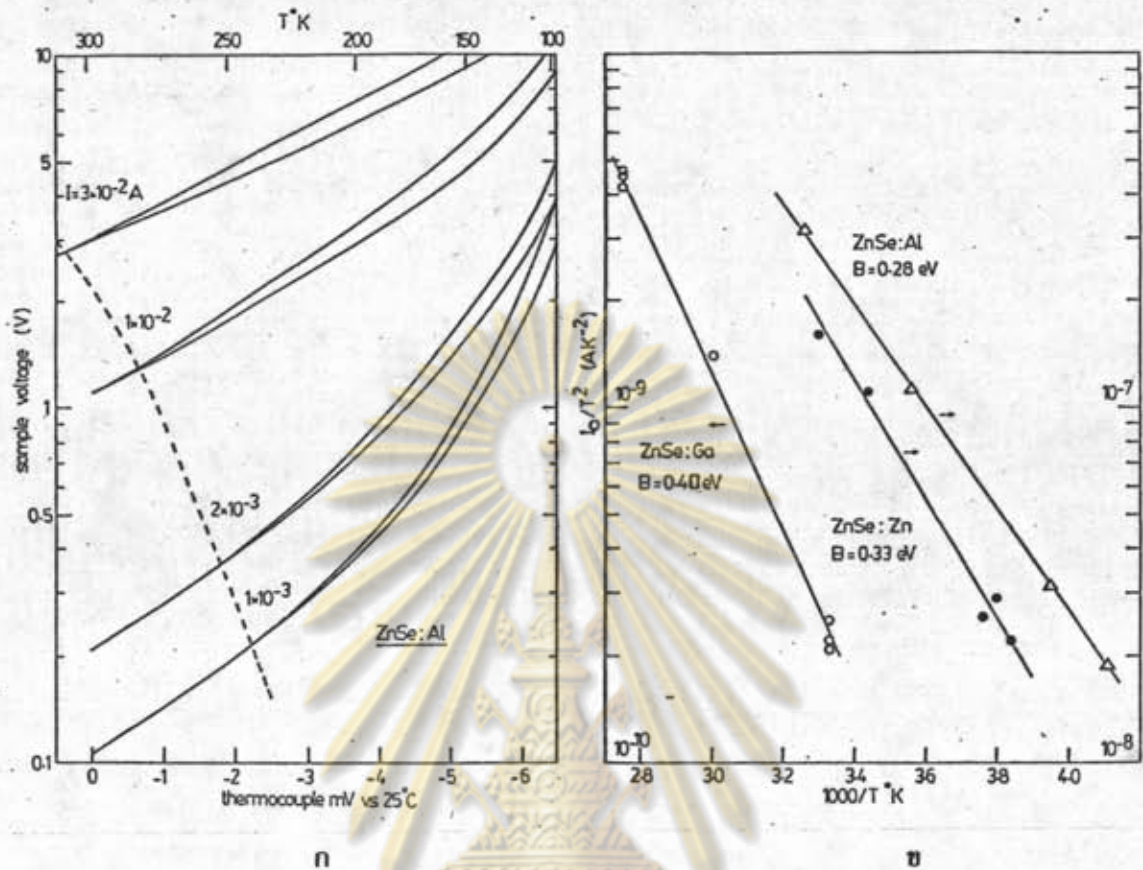
ตารางที่ 4.5 สมบัติของโลหะเจือ In ชนิดต่าง ๆ ที่ใช้ทำจุดสัมผัสโอห์มมิกผลึก n-ZnSe [95]

ในผลึก ZnSe ที่ลดสภาพต้านทานไฟฟ้าต่างกันจะให้ค่ากระแสสูงสุด (I_0) ที่ยังคงเป็นโอห์มมิก (I-V กลับซ้ายยังคงทับกันเป็นเส้นตรง) ต่างกัน I_0 ของผลึก ZnSe ที่มีสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) สูง (ZnSe:Ga) จะมีค่าน้อยกว่าผลึกที่มี ρ ต่ำ (ZnSe:Al) สำหรับในผลึก p-ZnSe:Cu จุดสัมผัสจากวิธีนี้เป็นจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ไม่ดี เพราะการแอนนีลโลหะผสม In จะเกิดเป็นสารกึ่งตัวนำชนิด n ซึ่งเป็นชนิดตรงข้ามกับชนิดของชิ้นสาร และเนื่องจากไม่สามารถโดปผลึก p-ZnSe อย่างหนัก (p^+) ได้โดยง่าย เพราะมีการชดเชยจากสิ่งบกพร่องของผลึกดังกล่าวแล้วข้างต้น จึงเปลี่ยนขบวนการทำจุดสัมผัสโอห์มมิกเป็นวิธีทำให้เกิดศูนย์กลางการรวมตัวบนผิวผลึก p-ZnSe หรือทำจุดสัมผัสด้วยโลหะที่มี ϕ_w สูง จุดสัมผัสโอห์มมิกของ p-ZnSe นี้ทำด้วยซิลเวอร์เฟ้นท์บนผิวที่ทำความสะอาดและกัดชั้นออกไซด์ออกแล้ว I-V ระหว่างจุดสัมผัสโอห์มมิกของ p-ZnSe นี้จะเป็นเส้นตรงตลอดช่วงกระแสที่สามารถวัดได้ ($>100mA$) แต่จุดสัมผัสซิลเวอร์เฟ้นท์จะใช้ไม่ได้ดีในการวัดที่มีการเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิเพราะจะลอกหลุดได้ง่าย

การระบุสภาพจุดสัมผัสโหนดที่มีดีกว่า การสังเกตการเบี่ยงเบนไปจากเส้นตรงของความสัมพันธ์ I-V คือการหาความสูงของกำแพงศักย์ที่จุดสัมผัส [97] พิจารณากระแสที่ไหลข้ามกำแพงศักย์ของรอยต่อ MS สูง B ในทิศใดทิศหนึ่ง (M → S หรือ S → M) ที่สมดุลอุณหภูมิต่อ T ในเทอมกระแส Richardson ในสมการที่ 4.12 $I_B = aAT^2 \exp(-B/KT)$ เมื่อ a เป็นพื้นที่ของจุดต่อ กระแส (I) จะไหลผ่านจุดสัมผัสโลหะหนึ่ง (a_1, B_1) เข้าไปในสารกึ่งตัวนำที่มีความต้านทาน R และออกทางจุดสัมผัสโลหะอีกจุดหนึ่ง (a_2, B_2) ดังในรูปที่ 4.19 ให้ V และ V_R เป็นความต่างศักย์คร่อมจุดสัมผัสทั้งสองและคร่อมสารกึ่งตัวนำ และให้กระแส $I = V_R/R$ ถ้า $I < I_{B2}$ แล้วกระแสในสถานะสมดุลของจุดสัมผัสทั้งสองทิศทางจะมากเพียงพอสำหรับ I ที่ไหลผ่านระบบ จึงไม่มีความต่างศักย์คร่อมจุดสัมผัส ($V_R = V$) นั่นคือความต่างศักย์คร่อมทั้งสองทิศทาง (V_1, V_2 เมื่อ 1 และ 2 แทนกรณีจุดสัมผัส 1 และ 2 ต่อกับขั้วลบ) เท่ากัน ($V_1 = V_2$) พิจารณาให้ $I_{B1} < I_{B2}$ คือในกรณีที่ $B_1 > B_2$ เมื่อ $a_1 = a_2$ หรือคือในกรณีที่ $a_1 < a_2$ เมื่อ $B_1 = B_2$ ถ้า $I_{B2} > I > I_{B1}$ จะได้ $V_2 = V_R$ เพราะ $I_{(M-S)_2} < I_{B2}$ และกำแพงศักย์ด้านสารกึ่งตัวนำโค้ง ซึ่งทำให้ไม่มีความต่างศักย์คร่อมจุดที่ 1 (ถึงแม้ว่า $I_{(S-M)_1} > I_{B1}$) แต่จะได้ $V_1 > V_R$ เพราะกำแพงศักย์ด้านโลหะสูงขึ้น เมื่อ $I_{(M-S)_1} > I_{B1}$ จึงเกิดความต่างศักย์คร่อมจุดสัมผัสที่ 1 ดังนั้นที่อุณหภูมิคงที่ เมื่อเพิ่มกระแสจน $I_{B2} > I > I_{B1}$ จะได้ $V_1 > V_2$ หรือเมื่อให้กระแส I คงที่แล้วเปลี่ยนอุณหภูมิ (I_B เปลี่ยน) การแยกกันของความต่างศักย์ก็จะเกิดขึ้นในเงื่อนไขเหมือนกัน กระแส I ที่อุณหภูมิเริ่มแยก (T_S) จะเท่ากับกระแส Richardson ที่กำแพงศักย์สูง (I_{B1}) การทดลองที่กระแสดังที่หลายค่าจะได้ข้อมูลระหว่าง I_B และ T หลายค่า จากความสัมพันธ์ของกระแส Richardson กับอุณหภูมิดังในสมการที่ 4.12 ดังนั้นจากความชันของกราฟ $\log(I/T^2)$ กับ (I/T) จึงคำนวณความสูงกำแพงศักย์ (B) ได้ [97]



รูปที่ 4.19 น) แผนภาพ ก) แสดงสิ่งประดิษฐ์โลหะ-สารกึ่งตัวนำ-โลหะ และ ข) แสดงระดับพลังงานของสิ่งประดิษฐ์



รูปที่ 4.20 ก) ความต่างศักย์ที่ตกคร่อมสิ่งประดิษฐ์โลหะ-ZnSe:Al-โลหะที่กระแสแสดงที่ค่าต่าง ๆ เป็นฟังก์ชันกับอุณหภูมิหรือค่าที่วัดได้จากเทอร์โมคัปเปิล chromel-alumel ที่แต่ละค่ากระแสแสดงที่ ที่อุณหภูมิต่ำกว่ากราฟเมื่อสลับขั้วจะแยกกัน เส้นประแยกระหว่างสมบัติของเนื้อสารกับการกั้นกระแสของจุดสัมผัส ข) การเขียนกราฟแบบ Richardson ของสิ่งประดิษฐ์ โลหะ-ZnSe-โลหะ ที่โดยด้วยสารต่าง ๆ เพื่อหาความสูงกำแพงศักย์

ได้วัดความสูงกำแพงศักย์ของจุดสัมผัสโอห์มมิกระหว่างโลหะผสม In#8 กับผลึก n-ZnSe ที่สามารถลดสภาพต้านทานได้ดี (ZnSe:Al, ZnSe:Zn (๓) และ ZnSe:Ga) โดยวัดความต่างศักย์ (กระแส) ตกคร่อมระหว่างสองจุดสัมผัสโอห์มมิที่ทำด้วย In#8 เหมือนกัน แต่มีขนาด (พื้นที่) ไม่เท่ากัน จุดสัมผัสขนาดใหญ่ทำโดยการต่อสายเชื่อมระหว่างจุดขนาดเล็กหลาย ๆ จุด [96] การจ่ายกระแสแสดงที่ในช่วง 10-20 mA และ 1-2 mA ใช้วงจรรูปกราฟแยกที่ฟ (ตัวจ่ายแรงดันอ้างอิงและเรกกูเรเตอร์สามขา) และที่กระแสแสดงที่ในช่วงต่ำกว่านี้ ใช้ความต้านทานค่ามาก (10-1000MΩ) ต่ออนุกรมกับเครื่องจ่ายแรงดันคงที่ ในผลึกที่มีสภาพต้านทานสูงมาก (ZnSe:Ga) การจ่ายกระแสแสดงที่นั้นทำได้ยาก จึงต้องใช้วิธีให้ความต่างศักย์คงที่หรือให้อุณหภูมิคงที่เป็นช่วง ๆ แล้ววัดกระแสที่แยกกันเมื่อสลับขั้ว การทำให้

อุณหภูมิคงที่ในแต่ละช่วงนั้นจะใช้เวลานานมาก และถ้าสภาพต้านทานของผลึกกึ่งตัวนำนั้น เปลี่ยนกับอุณหภูมิอย่างมาก (พลังงาน ไอออไนซ์มาก) การเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิเพียงเล็กน้อย จะทำให้จุดแยกที่วัดได้นั้นผิดพลาดมาก ในผลึกที่มีพลังงาน ไอออไนซ์มากเมื่อเทียบกับกำแพง ศักย์ที่จุดสัมผัสโอห์มมิก (หรือกำแพงศักย์ต่ำใกล้เคียงกับพลังงาน ไอออไนซ์) การแยกกันของความต่างศักย์ (กระแส) จะสังเกตได้ยาก ได้ใช้การประมาณกราฟแต่ละเส้นบริเวณจุด แยกด้วยเส้นตรงของฟังก์ชัน \log กับส่วนกลับของอุณหภูมิแล้วหาจุดตัดของเส้นตรงนี้ ลักษณะ กราฟที่วัดได้และการคำนวณค่ากำแพงศักย์แสดงดังในรูปที่ 4.20 บนผลึก $ZnSe:Al$, $ZnSe:Zn(m)$ และ $ZnSe:Ga$ จะมีกำแพงศักย์สูงน้อยและมีกระแสที่เริ่มแยกที่อุณหภูมิห้องมาก เรียงตามลำดับ ซึ่งในหัวข้อ 4.8.5 ต่อไปจะเห็นได้ว่าผลึกเหล่านี้มีความเข้มข้นพาหะ น้อยลงตามลำดับ ดังนั้นจึงสรุปได้ว่าความสูงของกำแพงศักย์ยังผลบนผลึก $ZnSe$ มีค่า ขึ้นกับความเข้มข้นของพาหะ (ตำแหน่งของระดับเฟอร์มี) ในผลึกกึ่งตัวนำ [98] ทั้งนี้ เนื่องจากมีการโด๊ปผลึกกึ่งตัวนำอย่างหนัก (n^+) บริเวณจุดสัมผัส

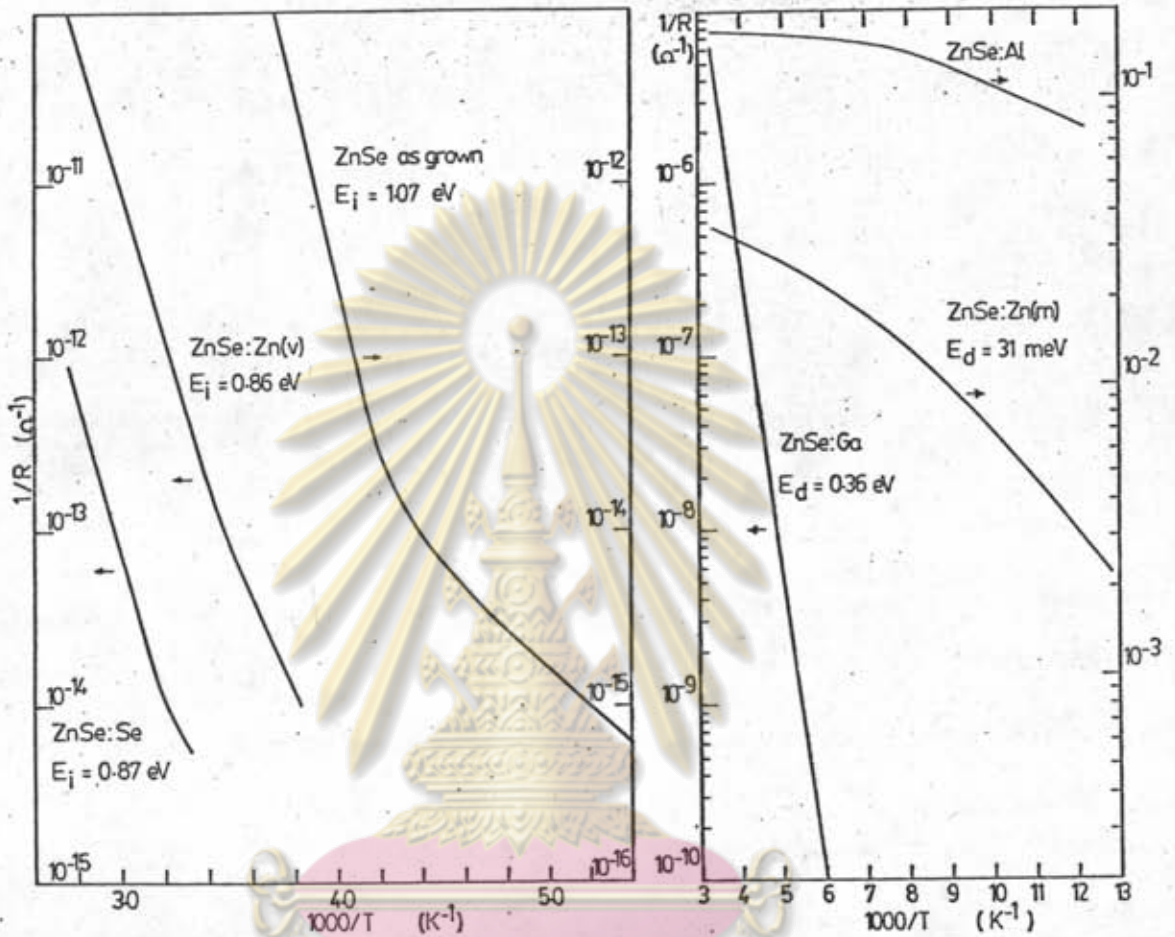
4.8.3 สภาพต้านทานไฟฟ้า

ชั้นผลึก $ZnSe$ ที่จะวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าจะเลือกให้มีเกรนเดี่ยว, ไม่มีช่องว่าง ในผลึก, ชัดผิวให้เรียบมันชนานกัน และทำจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ดี (ในหัวข้อ 4.8.2) ขนาดเล็ก รอบขอบผลึก ตรวจสอบความเป็นโอห์มมิกของจุดสัมผัสและในขณะที่วัดสภาพต้านทานผลึกต้อง ไม่ใช้กระแสเกินช่วงโอห์มมิก ในบางจุดสัมผัสจะเป็นจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ไม่ดี (เนื่องจาก ออกไซด์, การกัด โลหะหรือสภาพที่ผิวผลึก) จะนำกลับไปทำใหม่ เลือกจุดสัมผัสโอห์มมิกที่ดี สี่จุดให้อยู่ในตำแหน่งที่สมมาตรกันเพื่อลดความผิดพลาดของแพคเตอร์แก้ (f) ติดผลึกบน แท่งทองแดง (ด้วยซิลิโคนเม็แผ่นไม่กาขึ้นอยู่) เพื่อลดอุณหภูมิด้วยไนโตรเจนเหลว วัด อุณหภูมิด้วยเทอร์โมคัปเปิล และมีฝาทองแดงครอบปิดอยู่เพื่อกันหยดน้ำเกาะบนผลึกและกัน สัญญาณรบกวนจากภายนอก สายต่อจากจุดสัมผัสทั้งสองจะถูกชิลด์อย่างดี [99] เพราะต้องทำ การวัดที่กระแสต่ำ (10^{-13} A) แต่การชิลด์จะทำให้เวลาที่ใช้ในการวัด (time constant) นานขึ้น ในการวัดสภาพความต้านทานแบบแวนเดอร์เพาว์จะให้กระแสไหลเข้า (M) ออก (N) สองจุด และวัดความต่างศักย์คร่อมอีกสองจุด (O,P) โดยจุดสัมผัสจะเรียงกัน ตามลำดับ (ได้ $R_{MN,OP}$) แล้วจึงเลื่อนจุดให้กระแส (N,O) และจุดวัดความต่างศักย์ (P,M) ไปอีกหนึ่งลำดับ (ได้ $R_{NO,PM}$) การหาค่า R โดยวัด I-V ที่ค่า ๆ เดียว จะมีความผิดพลาดมาก (เนื่องจากได้รวมค่าเยื้องศูนย์ (offset)) การคำนวณ R จาก

ค่าสัมพัทธ์ (ความชันของเส้นตรง I-V) ทำให้ได้ค่าที่ถูกต้องมาก ในการวัด I-V
ถึงแม้ว่าความต่างศักย์จะไม่ได้วัดคร่อมจุดที่กระแสผ่านโดยตรง เครื่องวัดยังคงต้องมี
ความต้านทานอินพุตเชิงซ้อนมากกว่าความต้านทานผลิกระหว่างจุดสัมผัสมาก ๆ เพราะถ้า
ความต้านทานอินพุตต่ำแล้วความต้านทานอินพุตนั้นจะเป็นตัวกำหนดความต้านทานระหว่างจุดสัมผัส คือ
ไม่ขึ้นกับผลึก ความแตกต่างของ $R_{PM,OP}$ และ $R_{NO,PM}$ เป็นผลมาจากการเบี่ยงเบนไป
จากสมมาตร, เนื่องจากความไม่เหมือนกันของจุดสัมผัสโอห์มมิก และกำแพงศักย์เนื่องจากขอบ
เกรน [100] ค่าแฟคเตอร์แก๊ (f) หาได้จากกราฟรูปที่ 4.8 หรือคำนวณย้อนกลับไปมา
จากสมการที่ 4.17 โดยวิธีนิวตัน [73] สภาพต้านทานที่แก๊ผลของรูปร่างจึงคำนวณได้โดย
สมการที่ 4.17

ในการวัดสภาพต้านทานที่อุณหภูมิต่าง ๆ จะได้จากการวัดความสัมพันธ์ I-V ที่
แต่ละอุณหภูมิซึ่งควบคุมให้คงที่ด้วยเครื่องควบคุมอุณหภูมิ แต่การที่จะควบคุมให้อุณหภูมิเข้าสู่
สมดุลที่อุณหภูมิหนึ่ง ๆ จะใช้เวลานาน ในกรณีที่ต้องการวัดแต่การเปลี่ยนสภาพต้านทาน
สัมพันธ์กับอุณหภูมิเท่านั้น เช่น ต้องการหาพลังงานไอออไนซ์ในผลึกจากความชันของกราฟ จะ
วัดการเปลี่ยนความต่างศักย์สัมพันธ์กับอุณหภูมิเมื่อให้กระแสคงที่ในสองลักษณะ ($R_{PM,OP}$, $R_{NO,PM}$)
บางครั้ง เมื่อผลึกมีสภาพต้านทานเปลี่ยนแปลงมาหลายระดับขนาด กระแสที่ใช้จะไม่คงที่
การวัดจึงต้องบันทึกทั้งกระแสและความต่างศักย์เมื่ออุณหภูมิเปลี่ยนไปพร้อม ๆ กัน หรือให้สัญญาณ
กระแสและความต่างศักย์เข้าเครื่องหารสัญญาณ แล้วบันทึกสัญญาณที่หารได้ (สอดคล้องกับความ
ต้านทาน) กับการเปลี่ยนอุณหภูมิ ข้อสำคัญกระแสที่ใช้วัดจะต้องอยู่ในช่วงการเป็นโอห์มมิก
ตลอดช่วงอุณหภูมิ และต้องเพิ่มหรือลดอุณหภูมิให้ช้าเพียงพอที่ผลึก, เทอร์โมคัปเปิล และ
เครื่องวัดจะอยู่ในสภาวะสมดุลที่แต่ละอุณหภูมิ ข้อมูลที่ได้แบบนี้จะเป็นข้อมูลต่อเนื่องกับ
อุณหภูมิทำให้เห็นการเปลี่ยนแปลงที่ชัดเจนกว่าข้อมูลการวัดที่แต่ละอุณหภูมิตั้งทีละจุด โดยปกติ
สภาพต้านทานจะเพิ่มขึ้นอย่างมากหลายระดับขนาดเมื่ออุณหภูมิลดลงในช่วง 373-77K ใน
ขณะที่สภาพเคลื่อนที่ได้ (μ) จะเปลี่ยนแปลงน้อยเพียงหนึ่งระดับขนาด จึงประมาณให้ μ
คงที่เมื่อเทียบกับการเปลี่ยน ρ กับอุณหภูมิ (T) ดังนั้นการเปลี่ยนแปลงของ $1/\rho$ กับ T
จึงสามารถแทนได้ด้วยการเพิ่มความเข้มข้นพาหะ (n ; $1/\rho = ne\mu$) กับอุณหภูมิ เพราะ
ผลึก ZnSe มีการชดเชยจากสิ่งเจือปนหรือสิ่งพร่องมาก จึงประมาณให้ $1/\rho$ ขึ้นกับอุณหภูมิ
ตามสมการที่ 4.6 คือ ที่แต่ละช่วงอุณหภูมิที่ระดับผู้ให้ (ผู้รับ) หนึ่งมีอิทธิพลเด่นขึ้นมา
กราฟความสัมพันธ์ระหว่าง $\log n$ หรือ $\log 1/\rho$ กับ $1/T$ จะเป็นเส้นตรงที่มีความชันเป็น
 E_d/KT ดังแสดงในรูปที่ 4.21 พลังงานไอออไนซ์ของระดับสิ่งเจือปนนั้น (E_d) จึง

สามารถหาได้จากความชันของเส้นตรงในช่วงอุณหภูมินั้น ๆ



รูปที่ 4.21 ส่วนกลับของความต้านทานซึ่งสอดคล้องกับความหนาแน่นพาหะ เป็นฟังก์ชันกับส่วนกลับของอุณหภูมิของผลึก ZnSe ที่โด๊ปด้วยสารต่างๆ เพื่อหาพลังงานไอออไนซ์ของสิ่งเจือปน

สภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ของผลึก ZnSe:Se, ZnSe:Zn(v), ZnSe:Ga, ZnSe:Cu, ZnSe:Zn(m) และ ZnSe:Al มีค่าลดลงจากที่ $>10^{11}$ ถึง $0.2 \Omega\text{cm}$ ตามลำดับดังแสดงในตารางที่ 4.6 ผลึก ZnSe:Se มีสภาพต้านทานสูง ค่า $\rho(\text{ZnSe:Se})$ ที่ถูกต้องกว่าจึงวัดที่อุณหภูมิสูง (100°C) สภาพต้านทานของผลึก ZnSe:Se มีค่าต่ำกว่าผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ (เล็กน้อย) เนื่องจากการเพิ่มขึ้นของผู้รับชดเชยจากวาเคนซีของ Zn และจากอินเตอร์สติเชียลของ Se [94] $\rho(\text{ZnSe:Se})$ มีค่ามากกว่าที่ได้มีรายงาน [9],[94] ไว้ เป็นเพราะว่าผลึก ZnSe ที่ใช้เริ่มต้นเผา (ผลึก ZnSe ที่ปลูกได้) ในงานวิจัยนี้มีสิ่งเจือปนผู้ให้มากกว่าในงานวิจัยอื่นที่ได้รายงาน ดังนั้นการชดเชยระดับผู้ให้เหล่านี้ทั้งหมดจึงยากกว่า และการระงับความร้อนที่ไม่รวดเร็วพอเป็นสาเหตุให้อินเตอร์สติเชียลของ

Se (ซึ่งจุดหลอมเหลวต่ำ) ลดน้อยลงจากสภาพสมดุลที่อุณหภูมิที่เผา พหุอะตอมที่เหลือจึงมี น้อยกว่า สภาพต้านทาน (ρ) เพิ่มขึ้นประมาณสองระดับขนาดเมื่อลดอุณหภูมิลงถึงอุณหภูมิห้อง โดยเพิ่มเป็นเส้นตรงในกราฟ $\log \rho$ กับ $1/T$ ประมาณให้สภาพเคลื่อนที่ได้ (μ) มีการเปลี่ยนแปลงน้อย ($20-25 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$ [94]) เมื่อเทียบกับการเพิ่มของ ρ กับ T พลังงานไอออไนซ์ของผลึก ZnSe:Se ยังคงมีค่ามากดังแสดงในตารางที่ 4.6 Yu และ Park [94] ได้รายงานระดับพลังงานไอออไนซ์ 0.66-0.75 eV มาจากระดับวาเลนซ์ผู้รับของ Zn พลังงานไอออไนซ์ของผลึก ZnSe ที่ปลูกได้ (1.286eV) มีค่าเกือบเท่ากับครึ่งหนึ่งของช่องว่างแถบพลังงานของ ZnSe ซึ่งใกล้เคียงกับความชันของช่วงอินทรีนิสของ n กับ T (ในรูปที่ 4.2)

Sample	resistivity (ohm-cm)	ionization energy (eV)
ZnSe:as grown		1.07
ZnSe:Se	10^{11} (T=100 °C)	0.87
ZnSe:Zn(v)	10^9 (T=100 °C)	0.86
ZnSe:Ga	$(1-5) \times 10^4$	0.36
ZnSe:Zn(m)	1-8	0.031
ZnSe:Al	0.2-0.6	0.017
ZnSe:Cu	10-32	

ตารางที่ 4.6 สภาพต้านทานไฟฟ้า และพลังงานไอออไนซ์สิ่งเจือปนของผลึก ZnSe ต่าง ๆ

ผลึก ZnSe:Zn(v) ยังคงมีสภาพต้านทานไฟฟ้าสูงขนาดใกล้เคียงกันกับผลึก ZnSe:Se และ ZnSe ที่ปลูกได้ แต่มีค่าต่ำกว่า ZnSe:Se เนื่องจากการลดการชดเชยของเวเลนซ์ผู้รับของ Zn ทำให้มีพหุอะตอมมากขึ้น มีระดับพลังงานไอออไนซ์อยู่ในช่วงระดับพลังงานผู้ให้ของเวเลนซ์ของ Se (0.86eV[22], 0.92eV[94]) สำหรับผลึก ZnSe:Zn(m) สภาพต้านทานมีค่าลดลงมากกว่า 10 ระดับขนาด นั่นคือการเผาผลึก ZnSe ที่อุณหภูมิต่ำเป็นเวลานานทำให้ ρ ลดลงอย่างมาก (มากกว่าการเผาที่อุณหภูมิสูงในเวลาสั้น) หรือคือลดปริมาณการชดเชยจากวาเลนซ์ผู้รับของ Zn [10] ลงอย่างมาก และจะยังเกิดผู้ให้จากอินเตอร์สติเชียลของ Zn และวาเลนซ์ของ Se เพิ่มขึ้นอีกด้วย [9] Aven [12] ได้

รายงานว่าการเผาผลิกที่อุณหภูมิต่ำเป็นเวลานานจะสามารถลดความเข้มข้นของผู้รับคู่ และทำให้ได้ผลึก ZnSe ที่มีสภาพเคลื่อนที่ได้สูง ($\mu_{max} = 12000 \text{ cm}^2/\text{Vsec}$) คือ เมื่อผู้รับคู่กลายเป็นประจุเดียวกระบวนการกระเจิงของการเคลื่อนของพาหะจึงลดลง 1 ใน 4 ของประจุคู่สภาพเคลื่อนที่ได้จึงเพิ่มขึ้น พลังงานไอออไนซ์ของ ZnSe:Zn(m) นี้มีค่าใกล้เคียงกับพลังงานไอออไนซ์ที่คำนวณได้จากโมเดลไฮโดรเจน [10] ($E_d = 13.6(m^*/m)\epsilon_s^{-2} = 29 \text{ meV}$ เมื่อ $m^*/m = 0.17$, $\epsilon_s = 8.9$) นอกจากนี้ Aven และ Segall [10] ได้รายงานการเผาผลิก ZnSe ใน Zn ที่หลอม จะทำให้ผลึก ZnSe บริสุทธิ์ขึ้น คือ ปริมาณของ Cu และ Ag จะลดลง

แม้ว่า Ga และ Al จะเป็นธาตุในหมู่ III เช่นเดียวกัน แต่ผลึก ZnSe:Al มีสภาพความต้านทานที่ต่ำกว่า ZnSe:Ga มาก (4 ถึง 5 ระดับขนาด) ซึ่งเป็นเพราะ Al แพร่ใน ZnSe ได้เร็วกว่า Ga การจับคู่กันของ Al กับวาเลนซ์ของ Zn ($V_{Zn}Al$) ซึ่งเป็นระดับผู้รับเล็ก [84] ช่วยให้การแพร่เร็วขึ้นและการชดเชยน้อยลง [86] ในขณะที่ Ga จะถูกชดเชยจากวาเลนซ์ของ Zn และเกิดเป็นผู้ให้ระดับเล็ก 0.30-0.33 eV [22], [101] ของ Ga ที่เข้าไปแทนที่วาเลนซ์ของ Zn ผลึก ZnSe:Al จึงมีสภาพต้านทานไฟฟ้าต่ำที่สุดและเหมาะที่จะนำไปประยุกต์ใช้ประดิษฐ์เป็นอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำต่อไป ในผลึก ZnSe:Al ระดับผู้ให้จะตีขึ้นมาจนการเปลี่ยนสภาพต้านทานไฟฟ้าจะขึ้นกับสภาพเคลื่อนที่ได้มากกว่าพลังงานไอออไนซ์ ซึ่งจะได้อีกในหัวข้อ 4.8.4 ต่อไป

ผลึก ZnSe:Cu เป็นผลึกที่โดบเพื่อให้ได้ผลึกชนิด p ให้มีสภาพต้านทานต่ำ แต่ยังคงมีสภาพต้านทานสูงกว่า n-ZnSe:Al เพราะระดับผู้รับใน ZnSe:Cu จะถูกชดเชยจากวาเลนซ์ผู้ให้ของ Se ได้โดยง่าย ทั้งนี้เนื่องจากระดับผู้รับใน ZnSe นี้จะลึกลงมาแล้ว ในหัวข้อ 4.1 Cu ที่โดบเข้าไปจะไปแทนที่ในตำแหน่งแลตทิซของ Zn (Cu_{Zn}) หรือจะเข้าไปแทรก (อินเตอร์สติเชียล) [102] เนื่องจากในกระบวนการโดบจะให้ Cu เกาะโดยตรงที่ผิวหน้าผลึกดังนั้นสภาพต้านทานจะขึ้นกับกระบวนการกัดผิวหน้าผลึกอย่างมาก

4.8.4 สัมประสิทธิ์ของฮอลล์

การวัดสัมประสิทธิ์ของฮอลล์จะทำให้ได้สมบัติบ่งชี้เชิงไฟฟ้าพื้นฐานอื่น ๆ อีก เช่น ความเข้มข้นของพาหะ และจากข้อมูลสัมประสิทธิ์ของฮอลล์กับข้อมูลสภาพต้านทานไฟฟ้า

(ในหัวข้อ 4.8.3) จะทำให้หาค่าสภาพเคลื่อนที่ได้ ซึ่งค่าสภาพเคลื่อนที่ได้นี้จะสามารถระบุ
 ขบวนการขนส่ง (การกระเจิง) ในการนำไฟฟ้าของผลึกได้ ในที่นี้จะได้กล่าวถึงการ
 วัดสัมประสิทธิ์ของฮอลล์ด้วยเทคนิคเวนเดอร์เพอร์ การหาความหนาแน่นของพาหะและ
 สภาพเคลื่อนที่ได้ และจะได้ระบุขบวนการกระเจิงที่เกิดขึ้นในผลึก $n\text{-ZnSe:Al}$

เทคนิคเวนเดอร์เพอร์ [70] สามารถใช้วัดสัมประสิทธิ์ของฮอลล์ของแผ่นผลึก
 รูปใด ๆ ได้ โดยให้กระแสเข้าที่จุดต่อหนึ่ง (M) และออกที่จุดตรงข้าม (O) วัดความ
 ต่างศักย์คร่อมจุดที่อยู่ระหว่างจุดทั้งสอง (N,P) ได้ $R_{MO, NP}$ วัด $R_{MO, NP}$ ที่เปลี่ยน
 ไป ($\Delta R_{MO, NP}$) หลังจากให้สนามเหนี่ยวนำแม่เหล็กสม่ำเสมอ (B) ในทิศตั้งฉากกับแผ่นผลึก
 การเหนี่ยวนำแม่เหล็ก (B) บนประจุ จะทำให้เกิดแรงตั้งฉากกับสายกระแส และทิศของการ
 เหนี่ยวนำแม่เหล็ก ($F=qv \times B$ เมื่อความเร็วของประจุ $v=J/nq$, n เป็นความเข้มข้นประจุพาหะ
 และ J เป็นความหนาแน่นกระแส) หลังจากให้สนามแม่เหล็กจะไม่มีสนามไฟฟ้าในแนว
 สายกระแสและสนามไฟฟ้าในแนวขวางกับสายกระแสจะถูกหักล้างกับสนามไฟฟ้าของฮอลล์ (E_H)
 สายกระแสจึงไม่เปลี่ยนแปลงโดยสนามแม่เหล็ก แรงต่อหน่วยประจุเมื่อให้สนามแม่เหล็ก
 จะเท่ากับสนามไฟฟ้าของฮอลล์ $E_H = (1/nq)JB$ E_H จึงเป็นส่วนสัดส่วนโดยตรงกับ J และ B
 โดยขึ้นกับค่าคงที่ของฮอลล์ ($R_H = 1/nq$) การเปลี่ยนความต่างศักย์ระหว่างจุด P และ N
 ($\Delta(V_P - V_N)$) จะเท่ากับการอินทิเกรต E_H จากจุด P ตามทิศที่ตั้งฉากกับสายกระแส ถึงขอบ
 ตรงข้ามที่จุด N' (ตั้งที่จุด N และ N จะเท่ากันเพราะสายกระแสจะไหลตามขอบของแผ่นผลึก)

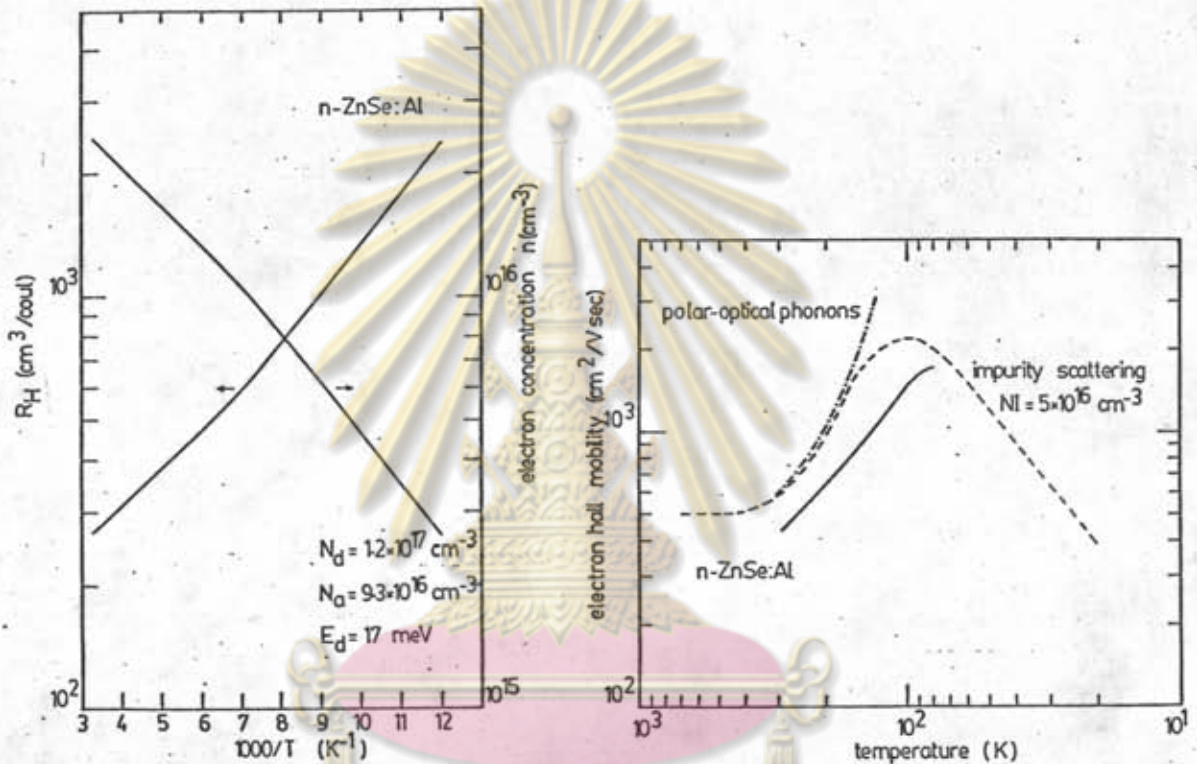
$$\Delta(V_P - V_N) = \int_P^{N'} E_H ds = R_H B \int_P^{N'} J ds = R_H B (I_{MO} / d)$$

เมื่อ d เป็นความหนาของแผ่นผลึก ดังนั้น [70]

$$R_H = (d/B) \Delta R_{MO, NP} \quad (4.22)$$

ในงานวิจัยนี้ได้วัดค่าคงที่ของฮอลล์ เพื่อหาสภาพเคลื่อนที่ได้, ความเข้มข้นพาหะ
 และขบวนการนำไฟฟ้าของผลึก $n\text{-ZnSe:Al}$ ซึ่งมีสภาพต้านทานไฟฟ้าต่ำที่สุด โดยทำจุดต่อ
 แผ่นผลึกเช่นเดียวกับการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า แต่ให้กระแสไหลเข้าออกและวัดความต่างศักย์
 คร่อมระหว่างจุดตรงข้าม $R_{MO, NP}$ (ในการวัดสภาพต้านทานจุดต่อจะเรียงตามลำดับ $R_{MN, OP}$)
 สนามแม่เหล็กที่ให้ตั้งฉากกับแผ่นผลึกมาจากแม่เหล็กถาวรขนาด 1.65 kgauss ค่าคงที่
 ของฮอลล์ (R_H) คำนวณได้จากครึ่งหนึ่งของความแตกต่างของ $R_{MO, NP}$ เมื่อกลับทิศสนาม
 แม่เหล็ก [73] ความหนาแน่นของพาหะ (n) และสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (μ_H) ของ
 ผลึก ZnSe:Al คำนวณได้จาก $n=r/qR_H$ และ $\mu_H = R_H / \rho$ [70] เมื่อแพดเตอร์ของฮอลล์

$r = \mu_H / \mu_d$ เป็นอัตราส่วนระหว่างสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์กับสภาพเคลื่อนที่ได้ลอยเลื่อน
 ในขบวนการกระเจิงแบบมีขีดจำกัดจะให้ $r=1$ [10] ได้วัดค่าคงที่ของฮอลล์เมื่อ
 เปลี่ยนอุณหภูมิ (77-300 K) โดยวัดการเปลี่ยนความต่างศักย์ (V_{NP}) เมื่อให้กระแส
 (i_{M0}) คงที่ (ในช่วงเป็นกระแสไอพ่น) ประมาณกราฟ n กับ $1/T$ ด้วยสมการที่
 4.6 ด้วยวิธีประมาณกำลังสองน้อยสุดได้ค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ ดังแสดงในรูปที่ 4.22ก



รูปที่ 4.22 ก) สัมประสิทธิ์ของฮอลล์และความเข้มข้นของอิเล็กตรอนของผลึก n-ZnSe:Al เป็นฟังก์ชันกับส่วนกลับของอุณหภูมิ คำนวณเทียบกับสมการที่ 4.3 ได้ $N_d = 1.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_a = 9.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ และ $E_d = 17 \text{ meV}$ (ข) สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ของอิเล็กตรอนที่อุณหภูมิต่าง ๆ เส้นทึบเป็นค่าที่วัดได้ของผลึก n-ZnSe:Al เส้นประเป็นค่าที่คำนวณได้ซึ่งในช่วงอุณหภูมิสูงจำกัดด้วยการกระเจิงด้วยโฟนอนเชิงแสงแบบมีขีด และในช่วงอุณหภูมิต่ำจำกัดด้วยการกระเจิงของสิ่งเจือปน (ในที่นี้ความเข้มข้นของพาหะที่ถูกไอออนไนซ์ $NI = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)

การประมาณสภาพเคลื่อนที่ได้ (μ) ขึ้นกับอุณหภูมิ (T) (ดังในรูปที่ 4.22ข) คำนวณโดยพิจารณาขบวนการกระเจิงที่มีผลมากในแต่ละช่วงอุณหภูมิ ในช่วงอุณหภูมิต่ำ (<100 K) สภาพเคลื่อนที่ได้จะลดลงกับอุณหภูมิ จากการพิจารณาขบวนการขนส่งใน

ผลึก ZnSe ด้วยการประมาณเวลาผ่อนคลาย (relaxation time approximation: $\partial f/\partial t_{\text{collision}} = -(f-f_0)/\tau$ เมื่อ f เป็นฟังก์ชันการกระจายอิเล็กตรอน, f_0 เป็น การกระจายที่สภาวะสมดุล และ τ เป็นช่วงเวลาผ่อนคลาย) ในสภาวะไม่ช้อนสถานะ [10] พบว่าเป็นการกระเจิงเนื่องจากประจุเจือปน โดย μ จะขึ้นกับ $T^{3/2}$ [10] ในช่วงอุณหภูมิ สูง (>100 K) สภาพเคลื่อนที่ได้จะลดลงเมื่อเพิ่มอุณหภูมิ ซึ่งเป็นลักษณะของการกระเจิง จากตัวแลตทิซเองอันได้แก่ โฟนอนเชิงเสียง, ศักย์การเปลี่ยนรูปร่าง (deformation potential), อันตรกิริยาแบบมีขั้วและไม่มีขั้วของโฟนอนเชิงแสง Aven และ Segall [10] ได้รายงานว่าการเปลี่ยนแปลงสภาพเคลื่อนที่ได้ของผลึก n-ZnSe ในช่วงอุณหภูมิสูงนี้ อธิบายได้จากอันตรกิริยาแบบมีขั้วของโฟนอนเชิงแสงตามยาว (LO) ในเร็ว ๆ นี้ Ruda ได้คำนวณสภาพเคลื่อนที่ได้ของอิเล็กตรอน [103] และ โฮล [104] ในผลึก ZnSe จากการแก้ สมการการขนส่ง โบลต์ซมันน์ในสนามไฟฟ้า (\mathcal{E}) และเกรเดียนของอุณหภูมิในแนวแกน X ($\partial T/\partial x$)

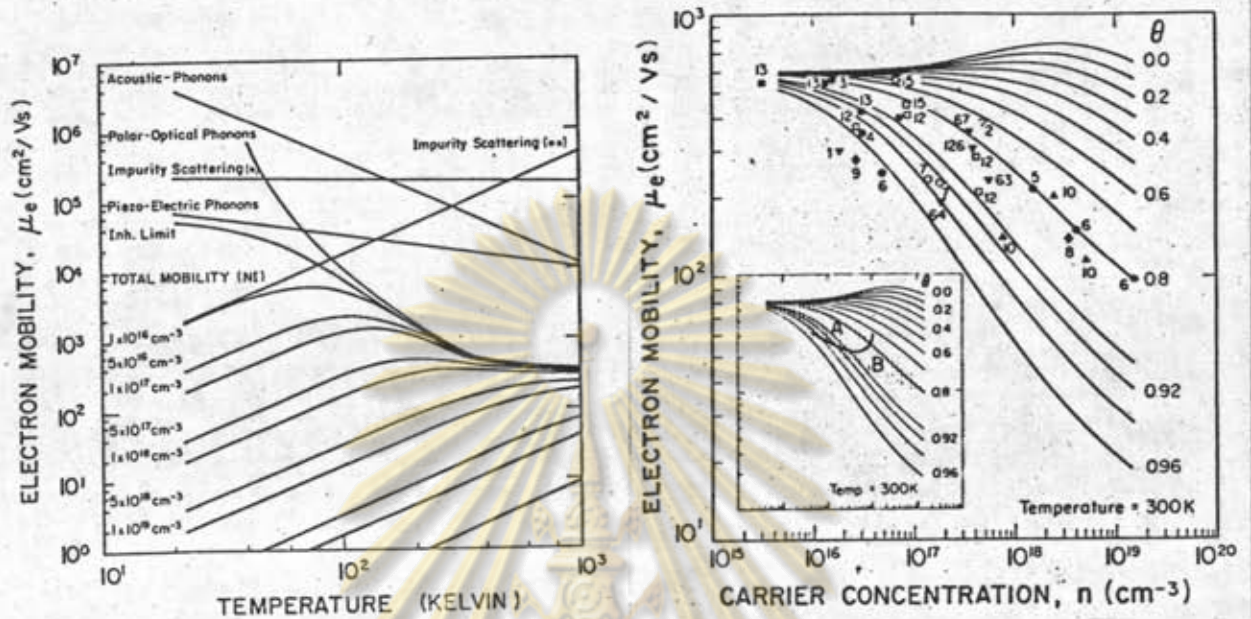
$$-v_1 \partial f_0/\partial \mathcal{E} [e\mathcal{E} + T \partial (E_c/T)/\partial x + (E_c/T) (\partial T/\partial x)] = (\partial f/\partial t)_{\text{collision}}$$

ด้วยวิธี variation กับขบวนการกระเจิงรวมทั้งหมด โดยใช้สถิติทั่วไปของเฟอร์มี-ดิแรก ได้ผลการคำนวณดังในรูปที่ 4.23 จากตำแหน่งของอุณหภูมิที่มีค่าสภาพเคลื่อนที่ได้มีค่ามากที่สุดซึ่งวัดได้ในรูปที่ 4.22x เทียบกับการคำนวณของ Ruda ในรูปที่ 4.23g จะสอดคล้องกับความเข้มข้นของสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์ ($NI = N_u^+ + N_u^-$) ประมาณ $7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (ที่ $\theta=0$) และจากความเข้มข้นของอิเล็กตรอนอิสระกับสภาพเคลื่อนที่ได้ของผลึก n-ZnSe:Al ที่วัดได้ที่ 300K เทียบกับการคำนวณ ในรูปที่ 4.23x จะได้อัตราส่วนการชดเชย ($\theta = N_u^+/N_u^-$) ประมาณ 0.9 และอยู่ในช่วงของข้อมูลของก้อนผลึกที่ปลูกได้ที่ผู้อื่นได้รายงานไว้

4.8.5 รอยต่อ MS (และ MIS) กับการหาความเข้มข้นพาหะ

เนื่องจากการวัดสมบัติป้อนและความจุ-ความต่างศักย์ (C-V) ของรอยต่อโลหะ-สารกึ่งตัวนำ (MS) ทำให้ทราบข้อมูลพื้นฐานของสารกึ่งตัวนำ โดยเฉพาะความเข้มข้นของพาหะ บริเวณรอยต่อ (การวัดความเข้มข้นพาหะของผลึกที่มีสภาพความต้านทานสูง ด้วยการวัดฮอลล์ กระทำได้ยาก [89]) ได้มีรายงานการทำรอยต่อ MS ที่เสถียรด้วยโลหะต่าง ๆ เช่น Au [20]-[22], [101] และ HgSe [17] Swank และคณะ [58] ได้ทำรอยต่อ MS บนผิวผลึก ZnSe ที่กัดด้วยสารเคมี ได้ผลใกล้เคียงกับทำบนผิวผลึกที่ถูกหัก (cleaved) ใน สภาวะปกติ ดังนั้นเพื่อความสะดวกในงานวิจัยนี้จึงได้ทำรอยต่อ MS บนแผ่นผลึก n-ZnSe ต่าง ๆ ด้วยโลหะผสม In-Ga หรือ In-Hg บนผิวผลึก ZnSe ที่กัดด้วยสารเคมี (ดูในภาคผนวก

ค) และที่ผิวตรงข้ามของแผ่นผลึก n-ZnSe ที่ทำรอยต่อ MS เป็นจุดสัมผัสโอห์มมิก (ดังในหัวข้อ 4.8.2) ขนาดใหญ่เพื่อใช้เป็นขั้ววัดของรอยต่อด้านสารกึ่งตัวนำ

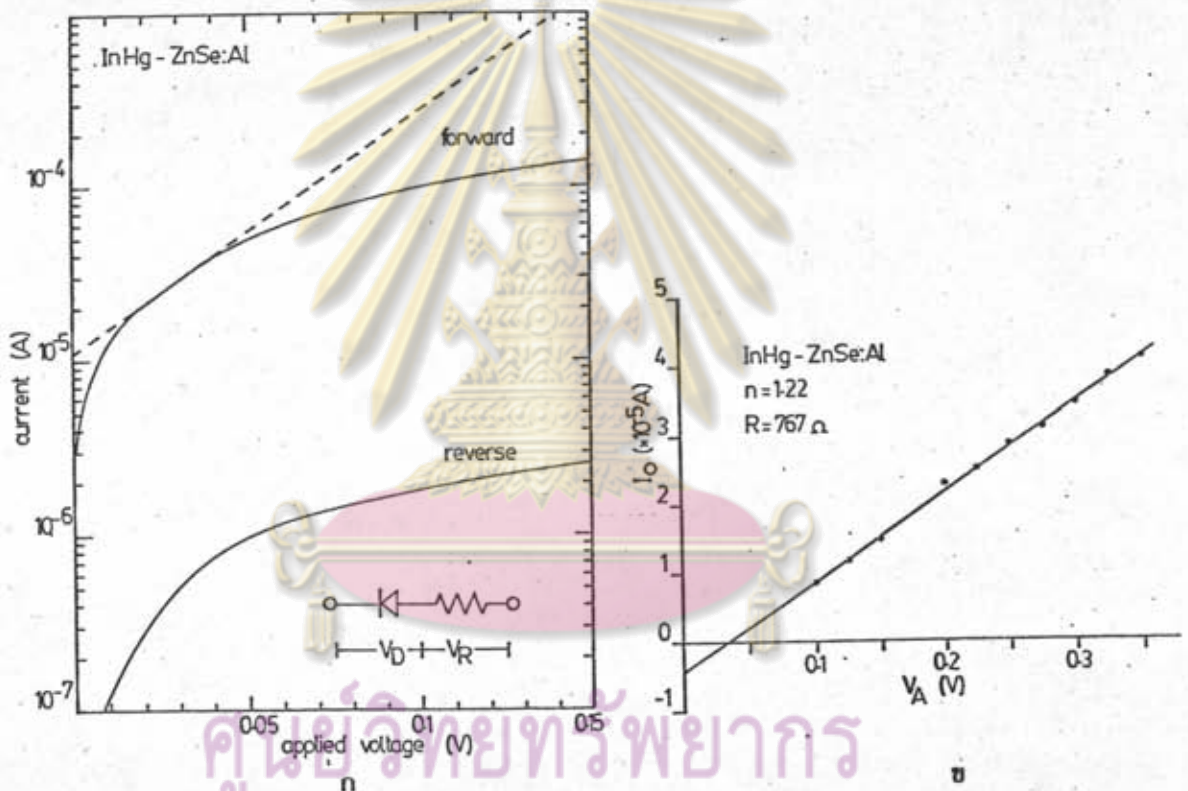


รูปที่ 4.23 สภาพเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนที่ Ruda [103] คำนวณได้ ก) เป็นฟังก์ชันกับอุณหภูมิ เนื่องจากการกระเจิงจากกระบวนการต่าง ๆ และ ข) เป็นฟังก์ชันกับความเข้มข้นพาหะอิสระที่ตัดกริการชดเชย $\theta = N_{-}^{-} / N_{+}^{+}$ ต่าง ๆ ที่ $T=300K$ จุดหมายเลขต่าง ๆ เป็นข้อมูลจากผลึกที่ปลูกจากวิธีต่าง ๆ ข้อมูลในบริเวณ A มาจากการปลูกผลึกเป็นก้อนขึ้นสารและจากวิธี MBE ในบริเวณ B มาจากการปลูกผลึกโดย MOCVD

วัดสมบัติบ่งชี้ I-V ระหว่างรอยต่อ MS กับจุดต่อโอห์มมิก เพื่อตรวจสอบสมบัติการเป็นรอยต่อ MS ซึ่งจะได้ลักษณะเรียงกระแส (rectify) สำหรับผลึก ZnSe ชนิด n เมื่อให้ไฟบวกกับโลหะของรอยต่อ MS และให้ไฟลบกับจุดสัมผัสโอห์มมิกจะเป็นไบแอสตรง คือให้กระแสไหลผ่านได้มาก ที่รอยต่อ MS เมื่อโลหะต่อกับขั้วลบและสารกึ่งตัวนำชนิด n ต่อกับขั้วบวกจะเป็นไบแอสกลับ คือ ไม่ยอมให้กระแสไหลผ่าน ลักษณะของกราฟ I-V บ่งชี้ของรอยต่อ MS บนผลึก ZnSe ที่เตรียมได้ (ดังในรูปที่ 4.24) จะเบี่ยงเบนไปจากสมการ (4.13) ที่คำนวณได้ ($I = I_{s} [\exp(\beta V_{D}/n) - 1]$ เมื่อ $\beta = q/kT$ และแฟคเตอร์อุดมคติ $n=1$) ผลการเบี่ยงเบนเกิดเนื่องมาจากมีความต้านทานสูง (R) ต่ออนุกรมกับไดโอดอุดมคติ ทำให้แฟคเตอร์อุดมคติ (n) ต่างไปจากหนึ่ง และกระแสที่ความต่างศักย์สูงจะเพิ่มขึ้นด้วยอัตราที่น้อยลง การหาค่า R, I_{s} และ n ใช้วิธีของ Norde [105] โดยที่ V มีค่ามากจึงประมาณให้ $I = I_{s} \exp(\beta(V - IR)/n)$ พิจารณาฟังก์ชัน

$$F(V) = V - V_A \ln I = V(1 - \beta V_A / n) - V_A \ln I_s + (\beta V_A / n) IR$$

เมื่อ V_A เป็นโวลต์เตจพารามิเตอร์ใด ๆ ที่ไม่ขึ้นกับ V และ I ฟังก์ชัน $F(V)$ จะมีค่าต่ำสุดที่จุด $F(V_0, I_0)$, คือเมื่อ $dF/dV=0$ ซึ่งจะได้ $I_0 = V_A / R - n / \beta R$ ฉะนั้นจากการเลือกค่า V_A (ให้สามารถหาค่าต่ำสุดของ F , $V_A > 99.5 I_s R + n / \beta$ [102]) และหาค่า I_0 ที่ให้ $F(V)$ มีค่าต่ำสุด จะสามารถหาค่า n และ R ได้จากเส้นตรง I_0 และ V_A ดังแสดงในรูปที่ 4.25 ความต้านทานเหล่านี้เกิดจากชั้นนอกไซด์หรือสารผสมที่เกิดขึ้นระหว่างชั้นรอยต่อ MS



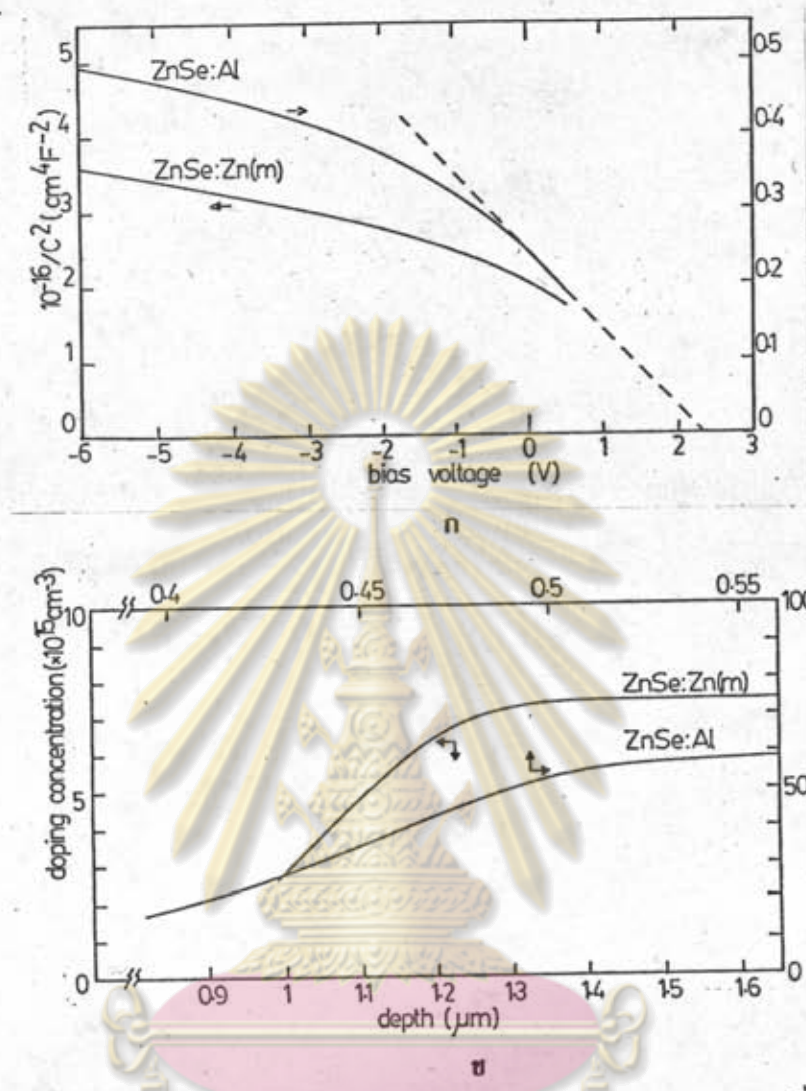
รูปที่ 4.24 รอยต่อ MS ของ InHg-ZnSe:Al ก) กราฟสมบัติบ่งชี้ความหนาแน่นกระแสกับโวลต์เตจเมื่อไบแอสตรงและกลับ ซึ่งไม่เป็นไปตามไดโอดอุดมคติของ Schottky แต่มีความต้านทานต่ออนุกรมด้วย ข) กราฟระหว่าง I_0 กับพารามิเตอร์ V_A เพื่อหาแฟกเตอร์อุดมคติและความต้านทาน

วัดสมบัติบ่งชี้ความจุ-แรงดันไฟฟ้าของรอยต่อ MS บนผลึก n-ZnSe โดยใช้เครื่องวัดความจุแบบบริดจ์ที่สามารถให้ไบแอสไฟตรงกับอุปกรณ์ที่ถูกวัดได้ ในที่นี้ใช้เครื่องวัดความจุของ Boonton โมเดล 71A ที่ความถี่สูงถึง 1MHz แรงดันที่ใช้ในการวัดน้อยมาก (15 mV_{rms}) ความผิดพลาดนี้จึงสามารถละทิ้งได้ ความจุต่ำสุดวัดได้ในช่วง 0-1pF

เต็มสเกลและวัดได้มากที่สุดถึง 3000 pF ในการวัดความจุที่เปลี่ยนแปลงเล็กน้อยสามารถใช้ขั้วต่อแบบวัดความแตกต่าง (differential input) เทียบกับตัวเก็บประจุมาตรฐาน การควบคุมการเปลี่ยนค่าแรงดันไบแอสและการบันทึกผล (C-V) สามารถทำได้โดยตรงและผ่านคอมพิวเตอร์ [106] ในการวัดความจุจะต่อสายจากรอยต่อ MS ให้สั้นที่สุดและใช้ลวดรอยต่ออย่างดีเพื่อลดความจุจากสายและลดสัญญาณรบกวน จะปรับแรงดันไบแอสให้เพิ่มขึ้นอย่างช้า ๆ เพื่อให้พาหะเคลื่อนถึงภาวะสมดุลที่ค่าไบแอสนั้น ๆ ขนาด (พื้นที่) ของโลหะของรอยต่อ MS (จุดสัมผัสโหนดมีก้านด้านหลังมีขนาดใหญ่มากเมื่อเทียบกับรอย MS นี้) วัดด้วยกล้องจุลทรรศน์ที่เลื่อนได้ ตำแหน่งที่วัดได้ผิดพลาด $\pm 0.1 \mu\text{m}$ เมื่อให้ไบแอสกลับกับรอยต่อ MS ความจุที่วัดได้จะมีค่าลดลง และเมื่อให้ไบแอสตรงค่าน้อย ๆ ความจุจะมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างต่อเนื่องกับด้านไบแอสกลับ คือ เมื่อให้ไบแอสกลับพาหะข้างมากจะเคลื่อนออกจากบริเวณรอยต่อทำให้เกิดขึ้นของการพร่องกว้างขึ้น ความจุมีค่าลดลงดังกล่าวไว้ในหัวข้อ 4.4 อัตราการเปลี่ยนความจุ จะขึ้นกับปริมาณความเข้มข้นของพาหะในชั้นของการพร่องนั้นตามสมการที่ 4.15 ความเข้มข้นของพาหะเฉลี่ยและโปรไฟล์ของการโดปจากรอยต่อ MS ของผลึก n-ZnSe ที่คำนวณได้แสดงดังในตารางที่ 4.7 และรูปที่ 4.26 ความเข้มข้นของพาหะเฉลี่ยของผลึก ZnSe:Al, ZnSe:Zn(m) และ ZnSe:Ga จะมีค่าลดลงสอดคล้องกับการเพิ่มขึ้นของสภาพความต้านทานในตารางที่ 4.6 อนึ่งจุดตัดแกนของกราฟ $1/C^2$ กับ V ตามสมการที่ 4.15 จะสอดคล้องกับความสูงของกำแพงศักย์ แต่เนื่องจากรอยต่อ MS ที่ได้มีผลของความต้านทานที่ต่ออนุกรมกับรอยต่อ MS, แทรบในชั้นของการพร่อง, พื้นที่ขั้วของรอยต่อ และชั้นของฉนวนระหว่างรอยต่อ MS [107] ดังนั้นจุดตัดแกนจึงไม่สอดคล้องกับ work function

Sample	Type	Carrier concentration (cm^{-3})		
		Hall	MS	MIS
ZnSe:Ga	n	-	$7 \times 10^{13} - 9 \times 10^{13}$	$1 \times 10^{14} - 3 \times 10^{14}$
ZnSe:Zn(m)	n	-	$2 \times 10^{15} - 7 \times 10^{15}$	$6 \times 10^{15} - 1 \times 10^{16}$
ZnSe:Al	n	2.7×10^{16}	$2 \times 10^{16} - 8 \times 10^{16}$	$4 \times 10^{16} - 9 \times 10^{16}$
ZnSe:Cu	p	-	-	$2 \times 10^{13} - 1 \times 10^{14}$

ตารางที่ 4.7 ชนิดและความเข้มข้นของพาหะอิสระของผลึกที่โดปด้วยสารต่าง ๆ จากวิธีการวัดด้วยเทคนิคฮอลล์และความจุไฟฟ้า-แรงดันของรอยต่อ MS และ MIS



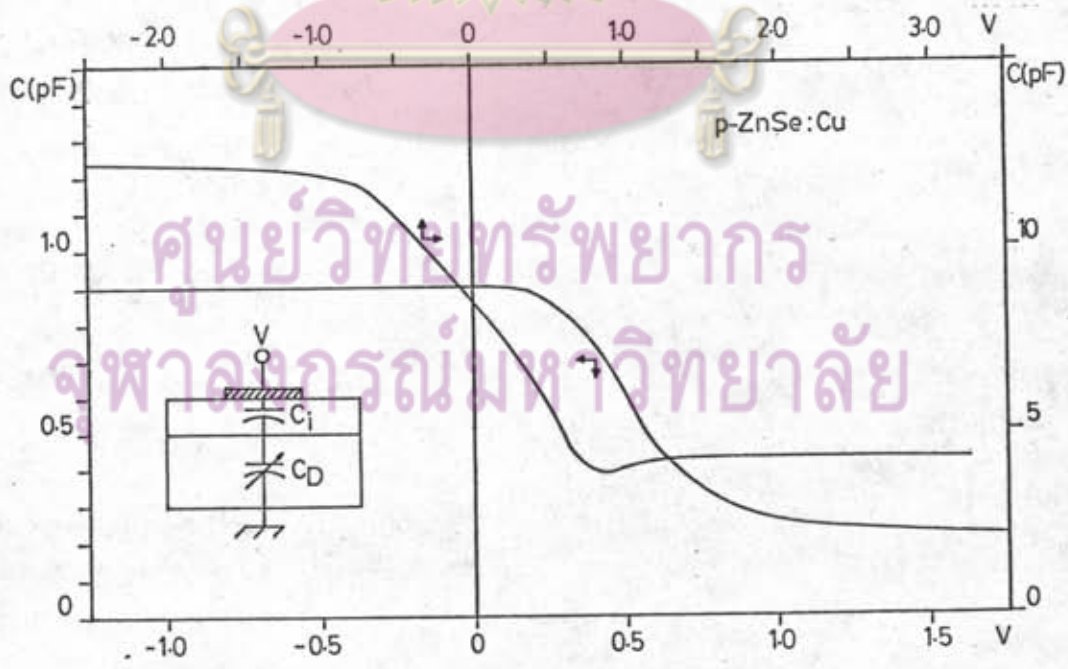
รูปที่ 4.25 รอยต่อ MS บนผลึก ZnSe:Zn(m) และ ZnSe:Al ก) การเปลี่ยน $1/C^2$ กับแรงดันไบแอส ข) โปรไฟล์ความเข้มข้นของการโดปจากการวัด C-V

ศูนย์วิทยทรัพยากร

ผลึก p-ZnSe:Cu ทำรอยต่อ MS ได้ยากเพราะชี้ตัวกับโลหะใด ๆ (work function ของโลหะสูง) จะประพุดิตัวเป็นรอยต่อโอห์มมิก จึงต้องเปลี่ยนไปทำเป็นรอยต่อโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ (MIS) ซึ่งสามารถหาความเข้มข้นของพาหะของสารกึ่งตัวนำได้คล้ายกันกับรอยต่อ MS ขึ้นฉนวนในรอยต่อ MIS ของผลึก ZnSe เตรียมจากการเผาผลึก ZnSe ในสุญญากาศ (10^{-9} torr) หรือในบรรยากาศของ O_2 ที่อุณหภูมิประมาณ 300°C ซึ่งขึ้นฉนวนที่ได้จะเป็นออกไซด์ของ Zn และอีกแบบหนึ่งใช้ photoresis ของบริษัท Kodak ทำเป็นชั้นฉนวน [108] ข้อสำคัญในการทำชั้นฉนวน คือการควบคุมความหนาให้มากพอที่จะทนแรงดันไบแอสไม่ให้ทะลุ และจะต้องบางพอที่จะไม่ให้ความจุของฉนวนน้อยจนไม่สามารถสังเกตการเปลี่ยนของความจุในสารกึ่งตัวนำได้ ความจุไฟฟ้า

ของรอยต่อ MIS เมื่อไบแอสกลับจะลดลงเช่นเดียวกับรอยต่อ MS ในช่วง depletion แต่เมื่อเพิ่มไบแอสกลับมาก พาหะข้างน้อยในชั้นของการพ่องจะเคลื่อนไปยังรอยต่อระหว่างฉนวนและสารกึ่งตัวนำและจะออกันอยู่บริเวณรอยต่อเป็นจำนวนมากพอ ที่จะกั้นสนามไฟฟ้าที่เพิ่มขึ้นไม่ให้ขึ้นของการพ่องขยายกว้างต่อไป ความจุจึงลดลงสู่ค่าคงที่ในช่วง inversion (สัญญาณที่ใช้วัดความจุมีความถี่สูง (1MHz) เกินกว่า ที่การเกิดและการรวมตัวของพาหะข้างน้อยจะตามทัน) เมื่อให้ไบแอสตรงกับรอยต่อ MIS พาหะข้างมากในสารกึ่งตัวนำจะเคลื่อนที่เข้าหารอยต่อแต่จะไม่สามารถเคลื่อนที่ข้ามชั้นฉนวนได้ ดังนั้นประจุพาหะข้างมากจึงกระจายอยู่บริเวณขอบสารกึ่งตัวนำต่อกับฉนวน ประพฤติตัวเหมือนแผ่นโลหะประกบสองข้างของฉนวน ความจุเมื่อไบแอสตรง (ช่วง accumulation) จึงมีค่าคงที่เท่ากับ ความจุของฉนวน (C_i) ความจุที่แรงดันไบแอสใด ๆ (C) จึงเป็นความจุของฉนวน (C_i) อนุกรมกับความจุในสารกึ่งตัวนำ (C_s) ($1/C = 1/C_i + 1/C_s$) ดังในรูปที่ 4.26 ในช่วง inversion ความจุของสารกึ่งตัวนำน้อยสุดจะสอดคล้องกับ ระยะการพ่องมากที่สุด ($C_{s(min)} = \epsilon_s A/W_M$) โดยการประมาณรอยต่อเป็นแบบ abrupt [53] เช่นเดียวกับ รอยต่อ MS ในหัวข้อ 4.4

$$W_M = [(2\epsilon_s/qN_D)V_T]^{1/2} = [(4\epsilon_s/q^2N_D)kT \ln(N_D/n_i)]^{1/2} \quad (4.23)$$



รูปที่ 4.26 กราฟสมบัติบ่งชี้ความจุไฟฟ้ากับแรงดันไบแอสของรอยต่อ MIS ผนวกลึก p-ZnSe:Cu

สมการที่ 4.23 เมื่อหา $C_{s(\min)}$ ได้จะหาความเข้มข้นพาหะเจือย (N_D) ได้ [109] หรืออีกวิธีหนึ่ง Tantraporn [110] ได้ประมาณ V_T ในช่วง $10^{15} < N_D < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ด้วยขนาดช่องว่างแถบพลังงาน E_g ($V_T = E_g$) ซึ่งจะได้

$$N_D = 2\epsilon_s V_T / qW_M^2 = (2E_g / q\epsilon_s) (C_{s(\min)} / A)^2 \quad (4.24)$$

ได้หาค่าความหนาแน่นของพาหะของผลึก p-ZnSe:Cu จากข้อมูล C-V ของรอยต่อ MIS ด้วยสมการที่ 4.23 ดังแสดงในรูปที่ 4.26 การเลื่อนกราฟตามแนวแรงดันไบแอสเป็นผลมาจากการโค้งของแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำก่อนให้ไบแอส เนื่องจากสถานะที่ผิวและความแตกต่างของ work function ของโลหะกับสารกึ่งตัวนำ [111] นอกจากนี้ได้เปรียบเทียบหาความเข้มข้นของพาหะผลึก n-ZnSe จากรอยต่อ MIS ดังแสดงในตารางที่ 4.7 ซึ่งจะเห็นว่าความเข้มข้นพาหะที่ได้จากการวัดฮอลล์และการวัด C-V ของรอยต่อ MS และ MIS มีค่าใกล้เคียงกัน



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย