

สมบัติเชิงไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

ในสารกึ่งตัวนำที่อุณหภูมิห้อง อิเล็กตรอนมีโอกาที่จะกระโดดขึ้นไปยังแถบการนำและโฮลไปยังแถบเวเลนซ์ดังที่กล่าวมาแล้ว โดยความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อนและชนิดของพาหะอิสระจะเป็นตัวกำหนดสภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิใดๆ ของสารกึ่งตัวนำ

บทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีที่เกี่ยวข้องกับความหนาแน่นของพาหะอิสระ (carrier concentration) ที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน สภาพนำไฟฟ้า ปรากฏการณ์ฮอลล์ พร้อมทั้งวิธีและผลของการวัดชนิดการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ สภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ และความหนาแน่นพาหะที่ใช้กันทั่วไปในสารกึ่งตัวนำ

ความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน [25,26]

สภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบเวเลนซ์ และหรือ จากผู้ให้ (donor) ถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อน (thermal energy) ให้ขึ้นไปยังแถบการนำและที่ว่างไว้ใน แถบเวเลนซ์ เรียกว่า โฮล โดยโอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนจะเป็นไปตามฟังก์ชันการแจกแจงพลังงานของเฟอร์มี - ไดแรก (Fermi - Dirac distribution function) ดังนี้

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E-E_F)/kT]+1} \quad (3.1)$$

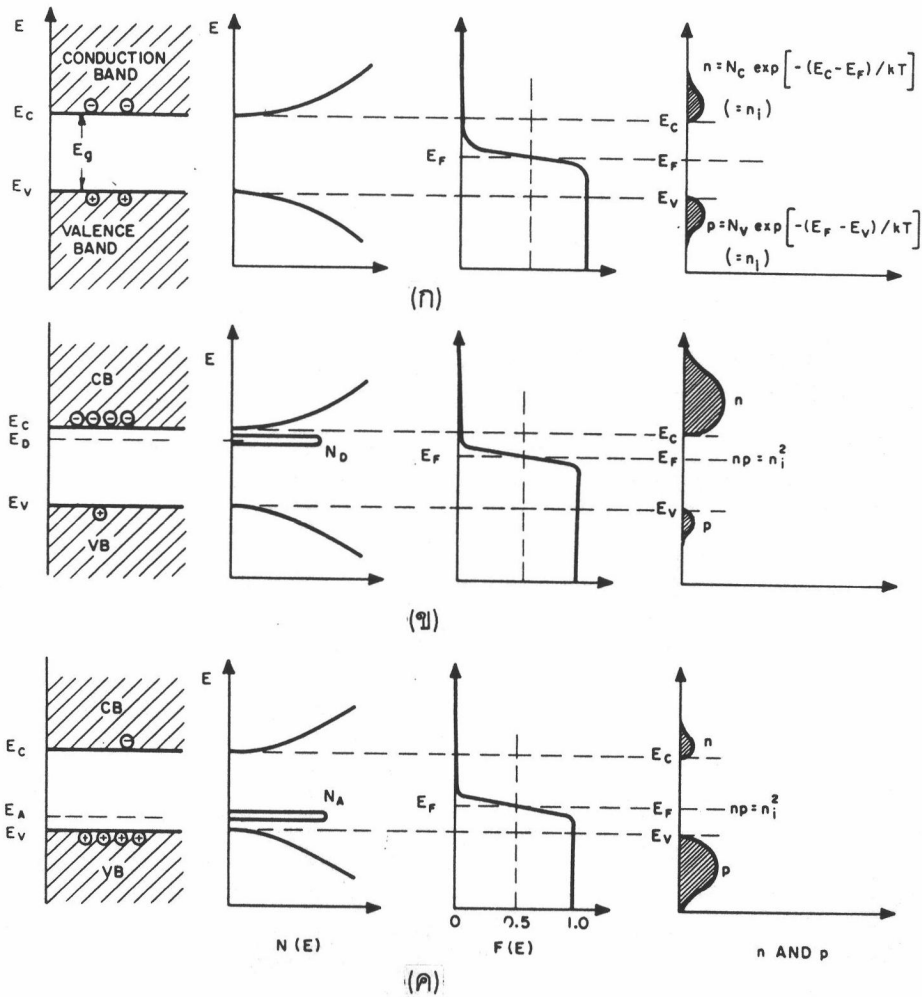
โดย $f(E)$ คือ โอกาสที่จะพบอิเล็กตรอนที่ระดับพลังงาน E เมื่อระบบสมดุลที่อุณหภูมิ T ใดๆ

E_F คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi energy level)

k คือ ค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ (Boltzmann constant)

T คือ อุณหภูมิสัมบูรณ์ในหน่วยองศาเคลวิน (K)

ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi level) คือ ระดับพลังงานที่กำหนดสภาวะสมดุลความร้อนของระบบโดยขึ้นอยู่กับอุณหภูมิและปริมาณของอิเล็กตรอนทั้งหมดในระบบ โดยความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อนสามารถแยกได้เป็นกรณีของสารกึ่งตัวนำที่ไม่ได้เติมสิ่งเจือปน (intrinsic semiconductor) และกรณีที่เติมสิ่งเจือปน (extrinsic semiconductor) ตามลักษณะแผนภาพแถบพลังงาน ความหนาแน่นของสถานะ การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี-ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ [25] ดังแสดงในรูปที่ 3.1



รูปที่ 3.1 แสดงแผนภาพแถบพลังงาน ความหนาแน่นของสถานะ การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี-ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ ตามลำดับ

- ก) สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิค
- ข) สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น
- ค) สารกึ่งตัวนำชนิดพี

สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก

สารกึ่งตัวนำชนิดนี้จะเริ่มนำไฟฟ้าได้เมื่ออุณหภูมิสูงกว่าศูนย์องศาสัมบูรณ์ เนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบเวเลนซ์จะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนให้กระโดดขึ้นไปยังแถบการนำ และทิ้งตำแหน่งว่างหรือโฮลไว้ในแถบเวเลนซ์ด้วยจำนวนเท่ากัน

หากกำหนดให้ $N_C(E)$ เป็นความหนาแน่นของสถานะของอิเล็กตรอนในแถบการนำ ดังนั้น จำนวนสถานะของอิเล็กตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรจากระดับพลังงาน E ถึง $E+dE$ ใดๆ จะมีค่าเท่ากับ $N_C(E)dE$ และเนื่องจากในแต่ละสถานะมีโอกาสที่อิเล็กตรอนจะเข้าไปครอบครองเท่ากับ $f(E)$ ดังนั้นจำนวนอิเล็กตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรในช่วงพลังงาน E ถึง $E+dE$ ใดๆ มีค่าเป็น

$$n = N_C(E) f(E) dE \quad (3.2)$$

โดย
$$N_C(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_C)^{1/2} \quad (3.3)$$

เมื่อ m_e^* คือ มวลยังผล (effective mass) ของอิเล็กตรอนในแถบการนำ

\hbar คือ ค่าคงที่ของพลังค์ (Planck constant)

E_C คือ สถานะพลังงานที่ขอบล่างสุดของแถบการนำ

และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำคือ

$$n = \int_{E_C}^{E_t} N_C(E) f(E) dE \quad (3.4)$$

เมื่อ E_t คือ สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบการนำ

เพื่อความสะดวกในการคำนวณจะกำหนดให้ระดับพลังงาน $E = 0$ อยู่ที่ขอบบนสุดของแถบเวเลนซ์ และให้มีช่องว่างแถบพลังงานเป็น E_g

ในกรณีที่ช่องว่างแถบพลังงานมีค่ามากกว่าพลังงานความร้อนมากๆ ($E_g \gg kT$) หรือ $E_C - E_{F_i} \gg kT$ สารกึ่งตัวนำจะอยู่ในสถานะที่ไม่เสื่อมสลาย (non-degenerate) ซึ่งเรา

สามารถประมาณการกระจายแบบเฟอร์มี-ไดแรก ด้วยแบบแมกซ์เวลล์ - โบลต์ซมานน์ (Maxwell - Boltzmann) และขีดจำกัดบนของการอินทิเกรตจะเปลี่ยนจาก E_c ไปเป็น ∞ ทำให้สมการ (3.4) เปลี่ยนเป็น [26]

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_C(E)f(E)dE \quad (3.5)$$

แล้วแทนสมการ (3.1) กับ (3.3) ลงในสมการ (3.5) จะได้

$$n_i = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{1/2} \exp\left(-\frac{E - E_{F_i}}{kT}\right) dE \quad (3.6)$$

ถ้าพิจารณาระดับพลังงานที่สูงกว่าพลังงานความร้อนมากๆ $\frac{E - E_{F_i}}{kT} \gg 1$ แล้ว

$$n_i = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_c - E_{F_i}}{kT}\right)$$

หรือ
$$n_i = N_C \exp\left(-\frac{E_c - E_{F_i}}{kT}\right) \quad (3.7)$$

เมื่อ
$$N_C = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

ในทำนองเดียวกัน เราสามารถหาความหนาแน่นของโฮลในแถบเวเลนซ์ได้ดังสมการ

$$p_i = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}\right)$$

หรือ
$$p_i = N_V \exp\left(-\frac{E_{F_i} - E_V}{kT}\right) \quad (3.8)$$

เมื่อ
$$N_V = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

E_V คือ สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบเวเลนซ์

m_h^* คือ มวลยังผล (effective mass) ของโฮลในแถบเวเลนซ์

และเมื่อนำสมการ (3.7) กับ (3.8) คูณกันจะได้

$$n_i^2 = n_i p_i = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.9)$$

หรือ

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.10)$$

เมื่อ E_g คือ ขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน = $E_C - E_V$

สมการ (3.9) นี้เรียกว่า กฎของกิริยาเชิงมวล (mass action law) [26] ที่สมดุลความร้อนซึ่งหมายถึงผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองที่มีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดอุณหภูมิหนึ่งโดยไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี

ในสารกึ่งตัวนำที่เป็นผลึกสมบูรณ์ (perfect crystal) และไม่มีสิ่งเจือปน ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำและความหนาแน่นของโฮลในแถบเวเลนซ์จะเท่ากันคือ $n_i = p_i$ และระดับพลังงานเฟอร์มีจะเป็นไปตามความสัมพันธ์

$$E_{F_i} = \frac{1}{2}E_g + \frac{1}{2}kT \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right) \quad (3.11)$$

หรือ

$$E_{F_i} = \frac{1}{2}E_g + \frac{3}{4}kT \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right) \quad (3.12)$$

สมการ (3.11) และ (3.12) คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี (E_{F_i}) ของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก จะอยู่ที่จุดกึ่งกลางของช่องว่างแถบพลังงาน (E_g) และเปลี่ยนไปตามอุณหภูมิไม่มากนัก [26]

สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็กซ์ทรีนสิก

สารกึ่งตัวนำที่มีการเติมสิ่งเจือปนลงไป เช่น อะตอมเจือปน จะก่อให้เกิดระดับพลังงานของสิ่งเจือปน (impurity level) ขึ้นในช่องว่างแถบพลังงาน การเติมสิ่งเจือปนลงในสารกึ่งตัวนำสามารถทำให้เกิดสารกึ่งตัวนำขึ้นสองชนิด โดยขึ้นอยู่กับชนิดของสิ่งเจือปนนั้น

ถ้าสิ่งเจือปนเป็นชนิดผู้ให้ (donor impurity) เรียกสารกึ่งตัวนำนั้นเป็นชนิดเอ็น แต่ถ้าสิ่งเจือปนเป็นชนิดผู้รับ (acceptor impurity) เรียกสารกึ่งตัวนำนั้นเป็น ชนิดพี

หากสิ่งเจือปนที่ปรากฏในสารกึ่งตัวนำมีทั้งชนิดผู้ให้และผู้รับ สารกึ่งตัวนำนี้จะมีชนิดการนำไฟฟ้า (conductivity type) แบบใดก็ขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะข้างมาก ว่าเกิดจากสิ่งเจือปนชนิดใด สารเจือปนที่เติมลงไปจะทำให้ระดับพลังงานเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำนั้นปรับระดับเข้าสู่สถานะสมดุลเชิงความร้อน ($E_{F_i} \rightarrow E_F$) ซึ่งในการคำนวณความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งอิเล็กตรอนและโฮลในสถานะที่ไม่เสื่อมสลายสามารถใช้วิธีการทำนองเดียวกันกับสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิก จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำเป็น

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_C - E_F}{kT} \right)$$

หรือ
$$n = N_C \exp \left(-\frac{E_C - E_F}{kT} \right) \quad (3.13)$$

ความหนาแน่นของโฮลในแถบเวเลนซ์เป็น

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{E_F - E_V}{kT} \right)$$

หรือ
$$p = N_V \exp \left(-\frac{E_F - E_V}{kT} \right) \quad (3.14)$$

และกฎของกิริยาเชิงมวล เขียนได้เป็น

$$n_i^2 = np = N_C N_V \exp \left(-\frac{E_g}{kT} \right) \quad (3.15)$$

จากสมการ (3.15) พบว่า ผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองชนิดจะมีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดๆ และไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี ดังในสารกึ่งตัวนำของผลึกจริง (real crystal) ที่มีทั้งพาหะข้างมากและพาหะข้างน้อย

ตามเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้า ประจุลบทั้งหมดที่เกิดจากอิเล็กตรอนและ ผู้รับที่ถูกไอออไนซ์ (ionized acceptors) ต้องเท่ากับประจุบวกทั้งหมดที่เกิดจากโฮล และผู้ให้ที่ถูก ไอออไนซ์ (ionized donors) ดังสมการ [25,26]

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (3.16)$$

$$n + (N_A - n_a) = p + (N_D - n_d)$$

$$n + N_A + n_d = p + N_D + n_a \quad (3.17)$$

เมื่อ N_A คือ ความหนาแน่นของผู้รับ
 N_A^- คือ ความหนาแน่นของผู้รับที่ถูกไอออไนซ์
 n_a คือ ความหนาแน่นของผู้รับที่ไม่ถูกไอออไนซ์
 N_D คือ ความหนาแน่นของผู้ให้
 N_D^+ คือ ความหนาแน่นของผู้ให้ที่ถูกไอออไนซ์
 n_d คือ ความหนาแน่นของผู้ให้ที่ไม่ถูกไอออไนซ์

สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นที่อยู่ในสถานะที่ไม่เสื่อมสลาย ซึ่ง ($E_C - E_F \geq 3kT$) ที่มี N_D เป็นผู้ให้และ N_A เป็นผู้รับที่ชดเชย เมื่อรวมสมการความเป็นกลางทางไฟฟ้า [27]

$$n + n_d = N_D - N_A \quad (3.18)$$

เข้ากับสมการความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำ

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (3.19)$$

จะได้

$$n_d = N_D \left[\frac{1}{1 + \beta \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)} \right] \quad (3.20)$$

โดยที่ β คือ แฟคเตอร์การเสื่อมสลายของระดับผู้ให้ (factor to take account of the degeneracy of the donor level) และจะเท่ากับ 1/2 สำหรับผู้ให้ที่ง่ายตาย

E_D คือ ระดับพลังงานของผู้ให้ และ E_F คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี

และ
$$N_C = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

แทนสมการ (3.18) และ (3.19) ลงไปในสมการ (3.20) จะได้

$$\frac{n(n+N_A)}{N_D - N_A - n} = \beta N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right) \quad (3.21)$$

ซึ่งว่า $E_C - E_D$ คือพลังงานผู้ให้ที่ไอออนไนซ์ แปลงสมการ (3.21) ให้เป็นสมการกำลังสองสำหรับ n จะได้

$$n^2 + n(N_A + N'_C) - (N_D - N_A)N'_C = 0 \quad (3.22)$$

โดยที่

$$N'_C = \beta N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right)$$

จะเห็นว่า n เปลี่ยนแปลงกับอุณหภูมิ

ที่ช่วงอุณหภูมิสูง เมื่อ $kT > (E_C - E_D)$ และ $N'_C \gg N_D$ ผู้ให้ทั้งหมดจะถูกไอออนไนซ์

$$n = (N_D - N_A) \quad (3.23)$$

ที่ช่วงอุณหภูมิต่ำกว่า จะมีบริเวณซึ่ง $N_A < n < N_D$ จะมี

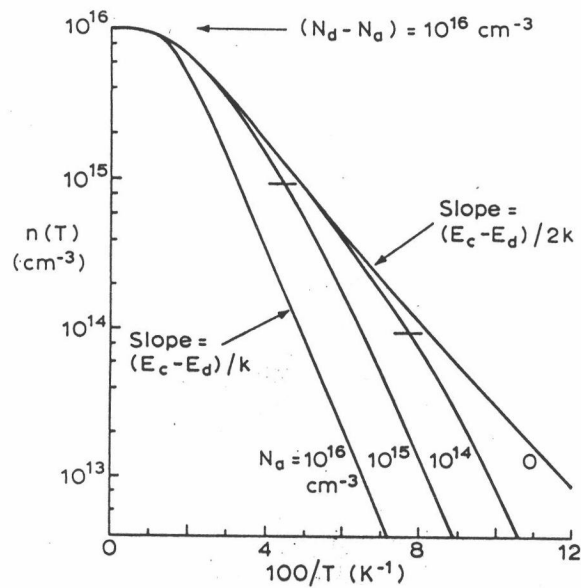
$$n \approx (\beta N_C N_D)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{2kT}\right) \quad (3.24)$$

เมื่อนำมาเขียนเป็นกราฟของ $\log n$ กับ T^{-1} จะได้ความชัน (slope) ของกราฟโดยประมาณเท่ากับ $\frac{(E_C - E_D)}{2k}$

ที่ช่วงอุณหภูมิต่ำ $n < N_A < N_D$ และจะมี

$$n \approx \frac{\beta N_C (N_D - N_A)}{N_A} \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right) \quad (3.25)$$

ซึ่งจะได้ความชันโดยประมาณเท่ากับ $\frac{E_C - E_D}{k}$



รูปที่ 3.2 แผนกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของพาหะอิสระกับส่วนกลับของอุณหภูมิสำหรับกรณี $(N_D - N_A) = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $(E_C - E_D) = 0.01 \text{ eV}$ และพิสัย ของค่า N_A

สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดพีที่ประกอบด้วย N_A และ N_D เมื่อรวมสมการความเป็นกลางทางไฟฟ้า

$$p + p_a = N_A - N_D \quad (3.26)$$

เข้ากับสมการความหนาแน่นของโฮลในแถบเวเลนซ์

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{k}\right) \quad (3.27)$$

และ

$$p_a = N_A \left[\frac{1}{1 + \frac{1}{\beta} \exp\left(\frac{E_F - E_A}{kT}\right)} \right] \quad (3.28)$$

โดยที่ E_A คือ ระดับพลังงานของผู้รับ

p_a คือ ความหนาแน่นพาหะของผู้รับที่ถูกไอออไนซ์

E_V คือ พลังงานแถบบนสุดของแถบเวเลนซ์

N_V คือ ความหนาแน่นสถานะยังผลของแถบเวเลนซ์

$$N_V = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

แทนสมการ (3.26) และ (3.27) ลงไปในสมการ (3.28) จะได้

$$\frac{p(p+N_D)}{N_A - N_D - p} = \beta N_C \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right) \quad (3.29)$$

โดยให้

$$N'_V = \frac{1}{\beta} N_V \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right)$$

โดยที่ $E_A - E_V$ คือ พลังงานของผู้รับที่ไอออนไนซ์

แปลงสมการ (3.29) ให้เป็นสมการกำลังสองสำหรับ p จะได้

$$p^2 + p(N_D + N'_V) - (N_A - N_D)N'_V = 0 \quad (3.30)$$

จะเห็นว่า p เปลี่ยนแปลงกับอุณหภูมิ

ที่ช่วงอุณหภูมิสูง เมื่อ $kT > (E_A - E_V)$ และ $N'_V \ll N_A$ ผู้รับทั้งหมดจะถูก
ไอออนไนซ์

$$p = (N_A - N_D) \quad (3.31)$$

ที่ช่วงอุณหภูมิต่ำกว่าจะมีบริเวณซึ่ง $N_D < p < N_A$ และ

$$p \approx \left(\frac{N_V N_A}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{2kT}\right) \quad (3.32)$$

เมื่อนำมาเขียนเป็นกราฟของ $\log p$ กับ T^{-1} จะได้ความชันโดยประมาณเท่ากับ $\frac{(E_A - E_V)}{2k}$

ที่ช่วงอุณหภูมิต่ำ $p < N_D < N_A$ และ

$$p \approx \frac{N_V(N_A - N_D)}{\beta N_D} \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right) \quad (3.33)$$

จะมีความชันโดยประมาณเท่ากับ $\left(\frac{E_A - E_V}{k}\right)$

การพิจารณาโดยอาศัยเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าของระบบ สามารถแบ่งได้เป็นกรณีดังนี้

กรณีความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีน้อยหรืออุณหภูมิสูง

1) กรณี $(N_D - N_A) \ll N_C$ คือ E_F จะอยู่ระหว่าง E_D และ E_{Fi} โดยอยู่ก่อนไปทาง E_{Fi} ดังนั้น n_d จะน้อยกว่า N_D มากจนตัดออกได้และความหนาแน่นของผู้รับจะถูกไอออไนซ์หมด [26] เป็นดังสมการ

$$n + N_A = p + N_D \quad (3.34)$$

จากสมการ (3.13) , (3.14) และ (3.15) จะได้

$$n_n = \frac{1}{2} \left[N_D - N_A + \sqrt{(N_D - N_A)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (3.35)$$

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \quad (3.36)$$

โดยที่ n_n คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

p_n คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

2) กรณี $(N_A - N_D) \ll N_C$ คือ E_F จะอยู่ระหว่าง E_A และ E_{Fi} โดยอยู่ก่อนไปทาง E_{Fi} ซึ่งสามารถทำได้ทำนองเดียวกันกับ 1) จะได้ว่า

$$p_p = \frac{1}{2} \left[N_A - N_D + \sqrt{(N_A - N_D)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (3.37)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \quad (3.38)$$

โดยที่ p_p คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

n_p คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

ในทั้งสองกรณีนี้ ถ้า $|N_D - N_A| \ll n_i$ แล้วสมการ (3.37) และ (3.38) จะกลายเป็น

$$n_n \approx n_i + \frac{1}{2}(N_D - N_A) \quad (3.39)$$

$$p_p \approx n_i + \frac{1}{2}(N_A - N_D) \quad (3.40)$$

จากสมการ (3.39) และ (3.40) จะเห็นว่า พาหะข้างมากจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะชนิดอินทรินสิก (intrinsic carrier density) จะชัดเจนมากขึ้นเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น ช่วงอุณหภูมินี้เรียกว่า ช่วงอินทรินสิก (intrinsic region)

แต่ถ้า $|N_D - N_A| \gg n_i$ สมการ (3.35) และ (3.37) จะกลายเป็น

$$n_n \approx N_D - N \quad (3.41)$$

$$p_p \approx N_A - N \quad (3.42)$$

ในช่วงนี้เป็นช่วงที่อุณหภูมิต่ำมาก พาหะส่วนใหญ่จะได้อาจมาจากสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์หมด ทำให้ความหนาแน่นของพาหะคงที่ เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงเอ็กซ์ทรินสิก (extrinsic region)

กรณีความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีมากหรืออุณหภูมิต่ำ

1) กรณี $N_D > N_A$ พลังงานเนื่องจากความร้อนไม่สามารถจะไอออไนซ์อะตอมสิ่งเจือปนได้หมด ดังนั้น n_d ในสมการ (3.17) จึงตัดทิ้งไม่ได้ แต่ไฮลในแถบวาเลนซ์ (p) และ n_d มีค่าน้อยมากจึงตัดทิ้งได้ ดังนั้นสมการ (3.17) จะกลายเป็น [10,26]

$$n + N_A + n_d = N_D \quad (3.43)$$

แทนสมการ (3.20) ลงใน (3.43) จะได้

$$n = N_D - N_A - \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)}$$

$$n = N_D - N_A - \frac{2N_D}{2 + \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)}$$

$$2n + n \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right) = N_D \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right) - 2N_A - N_A \exp\left(\frac{E_D - E_F}{kT}\right)$$

$$\text{ให้ } N'_C = \frac{1}{2}N_C \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad \text{และ } E_d = E_C - E_D$$

$$2n^2 + n(2N_D + 2N'_C) - 2(N_D - N_A)N'_C = 0$$

$$n^2 + (N_A + N'_C)n - (N_D - N_A)N'_C = 0 \quad (3.44)$$

ดังนั้นเราจะได้

$$n = -\frac{(N_A + N'_C)}{2} + \frac{1}{2} \left[(N_A + N'_C)^2 + 4(N_D - N_A)N'_C \right]^{1/2} \quad (3.45)$$

ที่อุณหภูมิต่ำๆ $E_d \gg kT$ แล้ว N'_C จะมีค่าน้อยมาก ดังนั้นจากสมการ (3.45) เรากระจายเทอมที่สองด้านขวามือด้วยอนุกรมไบนอมิเยล (binomial series) จะได้ [10]

$$\begin{aligned} \left[(N_A + N'_C)^2 + 4(N_D - N_A)N'_C \right]^{1/2} &= (N_A + N'_C) \left[1 + \frac{4N'_C(N_D - N_A)}{(N_A + N'_C)^2} \right]^{1/2} \\ &= (N_A + N'_C) \left[1 + \frac{2N'_C(N_D - N_A)}{(N_A + N'_C)^2} + \dots \right] \\ &= (N_A + N'_C) + \frac{2N'_C(N_D - N_A)}{(N_A + N'_C)} + \dots \end{aligned} \quad (3.46)$$

แทนสมการ (3.46) ลงใน (3.45) จะได้

$$n = \frac{N'_C(N_D - N_A)}{(N_A + N'_C)} \quad (3.47)$$

ถ้า $N_A \gg N'_C$ สมการที่ (3.47) จะกลายเป็น

$$n = \frac{N'_C(N_D - N_A)}{N_A} = \frac{(N_D - N_A)}{2N_A} N'_C \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad (3.48)$$

แต่ถ้า N_A มีค่าน้อยมากๆ นั่นคือ $N_D \gg N'_C \gg N_A$ จากสมการ (3.44) นำ N_D หาค่าตลอดจะได้

$$\frac{n^2}{N_D} - N'_C = 0$$

$$n^2 = N'_C N_D = \frac{1}{2} N_D N'_C \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right)$$

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_D N'_C)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) \quad (3.49)$$

ดังนั้นในช่วงอุณหภูมิต่ำๆ ความหนาแน่นของพาหะอิสระ (n) จะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ที่ถูกล้อออไนซ์ ซึ่งจะเป็นไปตามสมการที่ (3.48) หรือ (3.49) ขึ้นอยู่กับเงื่อนไขของการชดเชย (compensation) [26] ช่วงนี้เรียกว่า ช่วงฟรีซเอาท์ (freeze-out region)

2) กรณี $N_A > N_D$ คิดทำนองเดียวกับ 1) สมการ (3.17) จะกลายเป็น

$$p + n_a = N_A - N_D \quad (3.50)$$

แทนสมการ (3.28) ลงใน (3.50) จะได้

$$p = \frac{N'_V(N_A - N_D)}{N_D + N'_V} \quad (3.51)$$

โดยที่
$$N'_V = \frac{1}{2}N_V \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$$

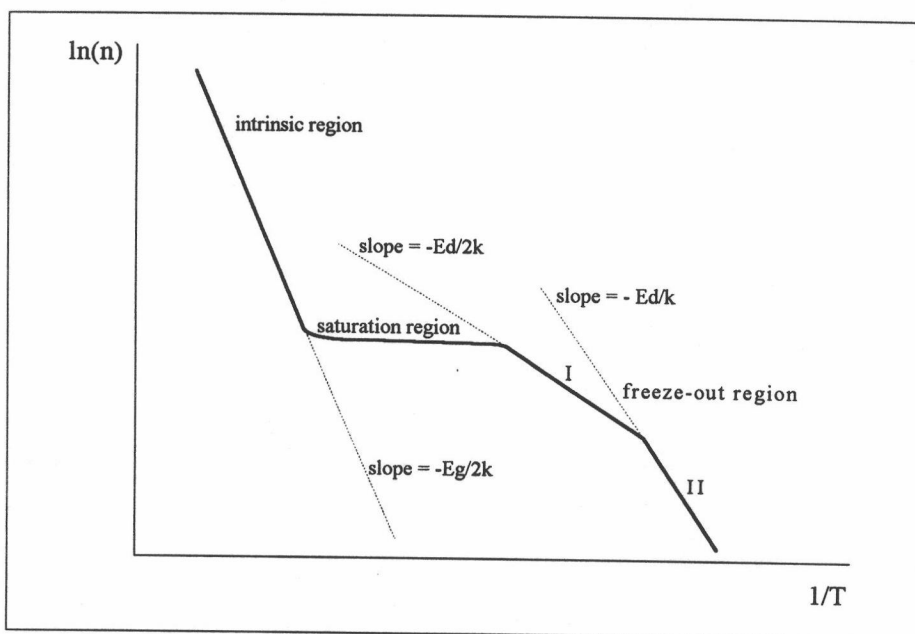
$$E_a = E_A - E_V$$

ถ้า $N_D \gg N'_V$ สมการ (3.37) จะกลายเป็น

$$p = \frac{(N_A - N_D)}{2N_D} N_V \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (3.52)$$

แต่ถ้า N_D มีค่าน้อยมากๆ คือ $N_A \gg N'_V \gg N_D$ จะได้ว่า

$$p = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_A N_V)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_a}{2kT}\right) \quad (3.53)$$



รูปที่ 3.3 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนกับส่วนกลับของอุณหภูมิ

ในรูปที่ 3.3 กราฟช่วงอุณหภูมิต่างๆพบว่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำจะน้อยกว่าความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ (N_D) เนื่องจากโอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อน (kT) มีค่าน้อย และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำจะเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ ช่วงนี้เรียกว่า ช่วงฟรีซเอาท์ (freeze-out region) สำหรับช่วงอุณหภูมิต่ำกว่าค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนได้มาจากอะตอมของสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์หมด ($n = N_D$) เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงเอ็กซ์ทรินซิก (extrinsic region) และในช่วงอุณหภูมิสูงๆ อิเล็กตรอนส่วนใหญ่เป็นของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินซิกโดย เพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงอินทรินซิก (intrinsic region)

สภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากอิเล็กตรอนและโฮล

การใส่สนามไฟฟ้าเข้าไปในสารกึ่งตัวนำ จะทำให้อิเล็กตรอนที่อยู่ในแถบการนำตอบสนองต่อสนามไฟฟ้านี้ โดยอิเล็กตรอนเกิดการเคลื่อนที่กลายเป็นกระแสไฟฟ้า จากกฎของโอห์ม (Ohm's law) สภาพนำไฟฟ้า (σ) คืออัตราส่วนของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า (current density, J) ต่อสนามไฟฟ้า (electric field, E) ที่ใส่เข้าไป [28] ดังสมการ

$$\sigma = \frac{J}{E} \quad (3.54)$$

โดยที่ $J = nev$ (3.55)

n คือ จำนวนอิเล็กตรอน

e คือ ประจุของอิเล็กตรอน

v คือ ความเร็วลอยเลื่อน (drift velocity) ของอิเล็กตรอน

ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบการนำคือ

$$\sigma = nq\mu_n \quad (3.56)$$

เมื่อ $\mu_n = \frac{v}{E}$ เรียกว่า สภาพเคลื่อนที่ได้ (mobility) ของอิเล็กตรอน [28]

สภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากโฮลในแถบเวเลนซ์คือ

$$\sigma = pq\mu_p \quad (3.57)$$

เมื่อ μ_p เรียกว่า สภาพเคลื่อนที่ได้ (mobility) ของโฮล ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของ

สารกึ่งตัวนำอันเนื่องมาจากอิเล็กตรอนและโฮลคือ

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p \quad (3.58)$$

และ

$$\mu = \frac{e\langle\tau\rangle}{m_e^*} \quad (3.59)$$

μ คือ สภาพเคลื่อนที่ได้ (mobility) โดยนิยามว่า เป็นความเร็วเฉลี่ยของพาหะอิสระที่เคลื่อนที่ภายใต้สนามไฟฟ้าขนาดหนึ่งหน่วย มีหน่วยเป็น $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ซึ่งเป็นจริงเมื่อสนามไฟฟ้าที่มาจากภายนอกมีค่าไม่มาก ($E < 1 \text{ kv/cm}$) และเรียกสภาพเคลื่อนที่ได้จากสมการ (3.59) ว่า conductivity mobility

สาระสำคัญของค่าสภาพเคลื่อนที่ได้อยู่ที่กลไกการกระเจิงของพาหะกับความไม่สมบูรณ์ในผลึกดังกล่าวข้างต้น ที่ควบคุมโดยค่าเฉลี่ยของเวลาอิสระเฉลี่ย $\langle\tau\rangle$ ในกรณีที่เป็นสารกึ่งตัวนำแบบไม่เสื่อมสลาย ค่าเวลาอิสระเฉลี่ยจะขึ้นกับพลังงานของพาหะอิสระ (E) ด้วย หลักการกระจายของโบลซ์มานน์ (Boltzmann distribution) ดังนั้น ที่อุณหภูมิ T ค่าเฉลี่ยของ τ คือ [29]

$$\langle\tau(E)\rangle = \frac{\int_0^\infty \tau(E)E^{3/2}\exp(-\frac{E}{kT})dE}{\int_0^\infty E^{3/2}\exp(-\frac{E}{kT})dE} \quad (3.60)$$

สารกึ่งตัวนำชนิดหนึ่งๆอาจมีกลไกการกระเจิงของพาหะได้หลายแบบเกิดขึ้นได้ โดยมีอุณหภูมิเป็นตัวแปรสำคัญ ซึ่งทำให้ระยะเวลาอิสระเฉลี่ยแปรเปลี่ยนไปได้ด้วยรูปแบบต่างๆ กันซึ่งส่งผลโดยตรงกับสภาพเคลื่อนที่ได้ ความสัมพันธ์ของสภาพเคลื่อนที่ได้และระยะเวลาอิสระเฉลี่ยกับอุณหภูมิของการกระเจิงแต่ละแบบได้มีการศึกษาและรวบรวมไว้ในตารางที่ 3.1

อย่างไรก็ตาม เราสามารถประมาณผลรวมของแต่ละกลไกย่อยๆเหล่านี้ด้วยกฎของ Matthiesen [30] โดย

$$\langle\tau\rangle = \left\langle \frac{1}{\tau_1^{-1} + \tau_2^{-1} + \tau_3^{-1} + \dots} \right\rangle \quad (3.61)$$

หากประมาณว่า τ_i คงที่ ดังนั้น

scattering mechanism	Relaxation time	Conductivity mobility
Neutral impurity	$\tau = \frac{m^*}{20Nnha_0}$	$\mu = \frac{e}{20Nnha_0}$
Ionized impurity	$\tau = \frac{16 \sqrt{2} m^* \pi \epsilon^2}{N_i Z^2 e^4} \cdot \frac{E^{3/2}}{[\ln(1+4k^2 \lambda^2) - \frac{4k^2 \lambda^2}{1+4k^2 \lambda^2}]}$	$\mu = \frac{128 \sqrt{2} \pi e^2 (k_B T)^{3/2}}{N_i Z^2 e^4} \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{28 m k_B T}{2 Z e^2 N^{1/3}} \right)^2 \right]^{-1}$
Deformation potential	$\tau = \frac{\pi \rho h^4 s^2 E^{-1/2}}{2 E_1^1 (m^*)^{3/2} k_B T}$	$\mu = \frac{2 \sqrt{2} \pi \rho h^4 s^2 e }{3 E_1^2 (m^*)^{5/2} (k_B T)^{3/2}}$
Piezoelectric	$\tau = \frac{2 \sqrt{2} \pi \rho h^2 s^2 \epsilon^2 E^{1/2}}{(eh_{pz})^2 (m^*)^{1/2} k_B T}$	$\mu = \frac{16 \sqrt{2} \pi h^2 s^2 \epsilon^2 e }{3 (eh_{pz})^2 (m^*)^{3/2} (k_B T)^{1/2}}$
Polar optical phonon	-	$\mu_{po} = 1.04 \times 10^5 \cdot \frac{\sqrt{F} (e^{T_{po}/T} - 1) \chi(T_{po}/T)}{T_{po}}$

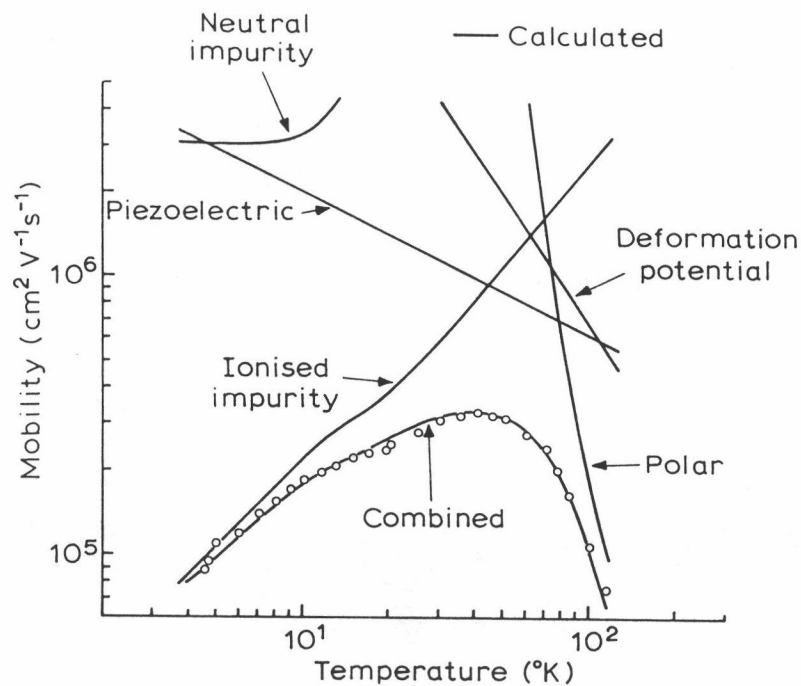
ตารางที่ 3.1 ค่าเวลาอิสระเฉลี่ยและสภาพเคลื่อนที่ได้ของพาหะที่ได้จากกลไกการกระเจิงชนิดต่างๆ [29]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots$$

และ

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} + \frac{1}{\mu_3} + \dots \quad (3.62)$$

ตัวอย่างสำหรับสารกึ่งตัวนำที่มีการศึกษาอย่างกว้างขวางคือ GaAs [29] ซึ่งมี ionized impurity scattering เป็นกลไกเด่นในช่วงอุณหภูมิต่ำ ($T < 15\text{ K}$) ในอุณหภูมิช่วงกลาง ($15\text{ K} < T < 40\text{ K}$) มี piezoelectric scattering เป็นกลไกที่เด่น และในช่วงอุณหภูมิสูง ($T > 40\text{ K}$) กลไกที่เด่นคือ polar optical phonon scattering และผลรวมของกลไกย่อยๆ เหล่านี้แสดงออกในรูปของสภาพเคลื่อนที่ได้ของพาหะที่ขึ้นกับอุณหภูมิได้แสดงในรูปที่ 3.4



รูปที่ 3.4 แสดงกลไกย่อยและกลไกรวมที่เกิดขึ้นภายใน GaAs ที่อุณหภูมิต่างๆ

นอกจาก conductivity mobility แล้วยังมีสภาพเคลื่อนที่ได้ชนิดอื่นๆ เช่น Hall mobility ที่พิจารณาจากปรากฏการณ์ฮอลล์ physical magnetoresistance mobility และ geometrical

magnetoresistance mobility ที่พิจารณาจากการเปลี่ยนแปลงสภาพต้านทานของสารที่ขึ้นกับสนามแม่เหล็กเป็นต้น อย่างไรก็ตามในงานวิจัยนี้จะมุ่งเน้นเฉพาะ Hall mobility เท่านั้น ซึ่งจะได้กล่าวถึงในส่วนต่อไป

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า [31,32]

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำสามารถวัดได้หลายวิธี คือ วิธีที่ใช้ส่วนของอุปกรณ์สัมผัสกับชิ้นสารตัวอย่าง และวิธีที่ไม่สัมผัสโดยตรง แต่ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงวิธีที่ใช้การสัมผัสโดยผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปในชิ้นผลึกตัวอย่าง แล้ววัดความต่างศักย์ระหว่างจุดสองจุดบนชิ้นผลึกตัวอย่างนั้น ซึ่งจัดว่าเป็นวิธีมาตรฐานที่ใช้กันทั่วไป โดยขึ้นอยู่กับชนิด ขนาดและรูปร่างของสารตัวอย่าง จำแนกเป็นวิธีต่างๆ ได้ดังนี้

วิธีวัดโดยตรง (direct method)

วิธีนี้ใช้วัดสารตัวอย่างรูปทรงกระบอกโดยต้องทราบขนาดที่แน่นอน เมื่อวัดค่าความต้านทาน (R) แล้วจึงคำนวณค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จาก

$$\rho = \frac{RA}{L} \quad (3.63)$$

โดยที่ A คือ พื้นที่หน้าตัดของสารตัวอย่าง

L คือ ความยาวของสารตัวอย่าง

ค่าสภาพต้านทานที่วัดด้วยวิธีนี้จะรวมเอาค่าความต้านทานของรอยต่อ (contact resistance) ระหว่างสารกึ่งตัวนำกับขั้วสัมผัส (probe) ที่ใช้นั้นเข้าไปด้วย เราสามารถลดผลของความต้านทานที่รอยต่อได้โดยเขียนกราฟระหว่างค่าสภาพต้านทานไฟฟ้ากับความต่างศักย์ไฟฟ้า ซึ่งจากกราฟค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าค่อยๆ ลดลงจนกระทั่งคงที่เมื่อเพิ่มความต่างศักย์ไฟฟ้า ค่าคงที่นี้ คือค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าที่แท้จริงของสารกึ่งตัวนำ

วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสองขั้ว (two-point probe method)

วิธีนี้จะขจัดปัญหาเรื่องความต้านทานที่รอยต่อออกไปได้ ถ้าพื้นที่หน้าตัดของสาร

กึ่งตัวนำที่ใช้วัดมีขนาดคงที่และกระแสไฟฟ้าที่ใช้ต้องมีค่าไม่สูงเกินไป เพื่อป้องกันการเปลี่ยนแปลงของสภาพต้านทานไฟฟ้าจากความร้อน และโวลต์มิเตอร์ต้องมีค่าอิมพีแดนซ์สูง (high impedance) การวัดจะกระทำโดยการวางขั้วสัมผัสของโวลต์มิเตอร์ไปบนแท่งสารกึ่งตัวนำที่ตำแหน่งต่างๆ โดยให้ห่างจากรอยต่อของโลหะที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้าพอสมควรเพื่อหลีกเลี่ยงการบิดเบี้ยว (distortion) ของเส้นสมศักย์ (equipotential lines) ที่บริเวณปลายทั้งสองข้างของแท่งสารกึ่งตัวนำ

วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสี่ขั้ว

(linear four-point probe method)

วิธีนี้จะไม่ก่อให้เกิดการเสียหายกับชิ้นสารกึ่งตัวนำที่นำมาวัด โดยใช้ขั้วสัมผัสสี่ขั้ววางเรียงกันในแนวเส้นตรงเดียวกัน ให้กระแสไฟฟ้าไหลผ่านขั้วสัมผัสคู่บนนอก ส่วนคู่สัมผัสคู่ในทำหน้าที่วัดความต่างศักย์ที่เกิดขึ้น ดังรูปที่ 3.5

ถ้าหากคิดว่าสารตัวอย่างเป็นแบบเซมิ - อินฟินิต (semi-infinite) จะได้ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าเป็น

$$\rho = \frac{2\pi V}{I} \left[\frac{1}{s_1 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right] \quad (3.64)$$

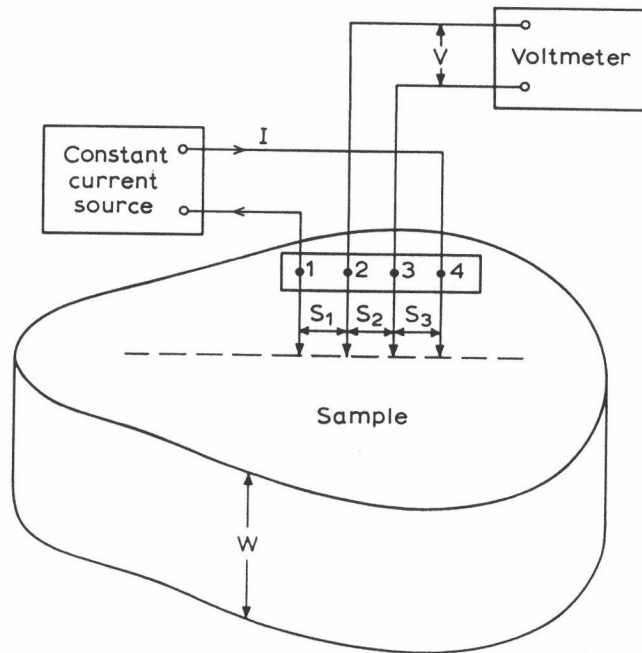
เมื่อ V คือ ความต่างศักย์ไฟฟ้า

I คือ กระแสไฟฟ้า

ถ้าระยะห่างระหว่างขั้วสัมผัสมีค่าเท่ากัน ($s_1 = s_2 = s_3 = s$) สมการที่ (3.64) จะกลายเป็น

$$\rho = 2\pi s \frac{V}{I} \quad (3.65)$$

นอกจากจะใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบาง (sheet) โดยที่มีรูปร่างเป็นสี่เหลี่ยม หรือวงกลมได้แล้ว ยังใช้ได้กับสารตัวอย่างที่มีรูปร่างเป็นทรงกระบอกตันหรือครึ่งทรงกระบอก ได้อีกด้วย



รูปที่ 3.5 แสดงตำแหน่งของขั้วสัมผัสตามวิธีวัดด้วย
ขั้วปลายแหลมสี่ขั้วในแนวเส้นตรง

วิธีวัดด้วยขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน

(non-colinear probe spacing method)

การจัดวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเดียวกัน แต่เป็นรูปสี่เหลี่ยมแบบ
ต่างๆ ตามลักษณะชั้นสารตัวอย่างหรือตามความเหมาะสมที่ผู้วัดเห็นสมควรมี รายละเอียดดังต่อ
ไปนี้

1) **รูปสี่เหลี่ยมจัตุรัส (square array)**






วิธีนี้มีการหาแฟคเตอร์ค่าแก้ที่เหมาะสม เพื่อใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางรูป
ร่างต่างๆได้ มีสมการพื้นฐานที่ใช้ในการคำนวณคือ

$$\rho = \frac{2\pi s}{(2-\sqrt{2})} \frac{V}{I} \tag{3.66}$$

2) **รูปสี่เหลี่ยมคางหมู (delta four-point probe)**

เป็นวิธีหาสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ (thin layer) ซึ่งมี
ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสูงกว่าแผ่นรองรับ (substrate) ช่วงของสภาพต้านทานที่วัดได้จะขึ้นอยู่กับ

ความหนาของชั้นบางๆ กับระยะห่างระหว่างขั้วสัมผัส และความหนากับค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของแผ่นรองรับ

Description	Geometry	Resistivity given by	Advantages
Square array		$\rho = \frac{2\pi s}{2 - \sqrt{2}} \frac{V}{I}$ $= 10.7 s \frac{V}{I}$	Given probe spacing will fit in smaller area
Square array		$R_s = \frac{2\pi}{\ln 2} \frac{V}{I}$ $= 9.06 \frac{V}{I}$	Given probe spacing will fit in smaller area
Rectangular		$\rho = \frac{2\pi s}{2 - (2/\sqrt{1 + \pi^2})} \frac{V}{I}$	
Random placement at periphery of uniform-thickness plate		See van der Pauw	Irregularly shaped samples can be measured without precalculated correction factors
Delta		See Delta	Can be used to measure thin high-resistivity layers on low-resistivity layers
Over-under		See Over-under	Can be used to measure thin high-resistivity layers on low-resistivity layers

ตารางที่ 3.2 แสดงรายละเอียดในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน [31]

3) ขั้วสัมผัสอยู่ด้านบน - ด้านล่าง (over-under probe)

วิธีการวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสระหว่างคู่ที่ให้กระแสไฟฟ้ากับคู่ที่วัดความต่างศักย์ไฟฟ้าจะอยู่คนละด้านของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ

4) วิธีแวนเดอเพาว์ (Van der Pauw method)

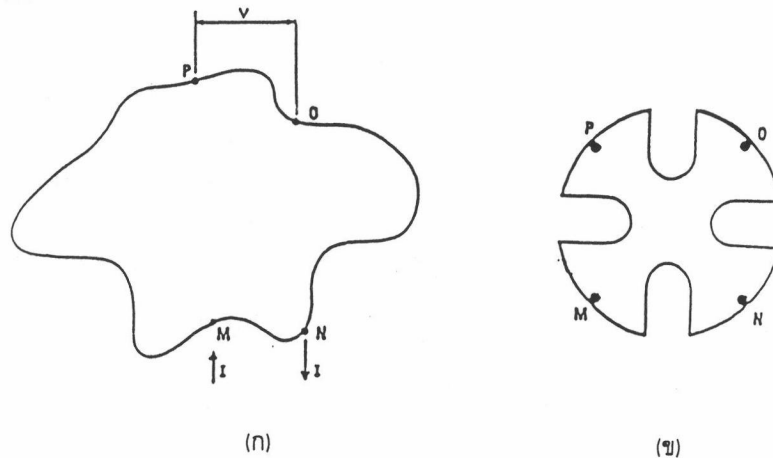
วิธีนี้ใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางรูปร่างไม่แน่นอน มีความหนาสม่ำเสมอโดยการวางขั้วสัมผัสให้อยู่ที่ขอบของชิ้นสารตัวอย่าง ดังจะกล่าวถึงรายละเอียดในหัวข้อต่อไป

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีแวนเดอเพอร์ [31]

ในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีของแวนเดอเพอร์นี้ จะให้ค่าถูกต้องแม่นยำ ต้องเป็นไปตามเงื่อนไขดังต่อไปนี้

1. ขั้วสัมผัสจะต้องอยู่ที่ขอบของสารกึ่งตัวนำ
2. จุดสัมผัสต้องมีขนาดเล็กมากเมื่อเทียบกับขนาดของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่าง
3. สารตัวอย่างต้องมีความหนาเท่ากันตลอด
4. เนื้อสารจะต้องสม่ำเสมอไม่มีรูหรือรอยแยกใดๆ

เมื่อเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่าง จะช่วยลดความคลาดเคลื่อนของการวัดได้ ดังรูปที่ 3.6



รูปที่ 3.6 ก). แสดงตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชิ้นสารตัวอย่าง
ข). การเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูป

จากรูปที่ 3.6 ถ้าให้กระแสไฟฟ้า I_{MN} ผ่านเข้าทางจุด M ออกจากจุด N เราสามารถวัดความต่างศักย์ $V_{PO} = V_P - V_O$ ซึ่งจะหาค่าความต้านทานไฟฟ้า (R) ของสารตัวอย่างได้ ดังสมการ

$$R_{MN,OP} = \frac{(V_P - V_O)}{I_{MN}} \quad (3.67)$$

ถ้าเปลี่ยนให้กระแสไฟฟ้าเข้าทางจุด N ออกจากจุด O ก็จะได้ความสัมพันธ์เช่นเดียวกับสมการ (3.67) คือ

$$R_{NO,PM} = \frac{(V_M - V_P)}{I_{NO}} \quad (3.68)$$

เราสามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จากสมการ (3.67) และ (3.68) ตามความสัมพันธ์ดังนี้คือ

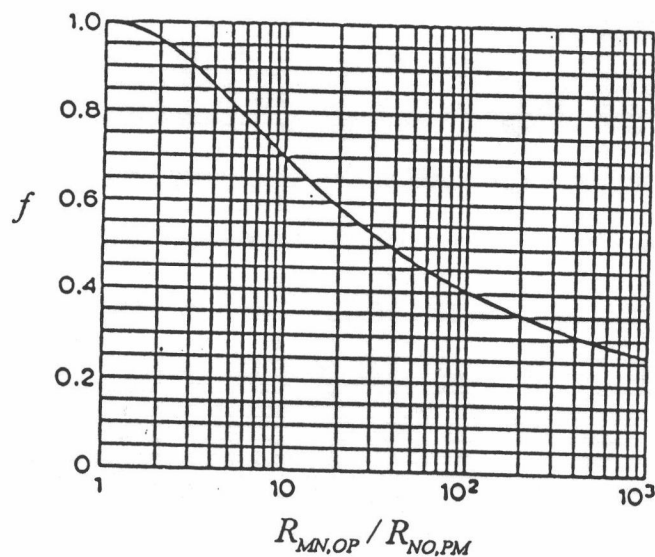
$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{MN,OP}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{NO,PM}\right) = 1 \quad (3.69)$$

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{(R_{MN,OP} + R_{NO,PM})}{2} f\left(\frac{R_{MN,OP}}{R_{NO,PM}}\right) \quad (3.70)$$

โดยที่ d คือความหนาของขั้วสารตัวอย่าง

f เป็นฟังก์ชันของ $\left(\frac{R_{MN,OP}}{R_{NO,PM}}\right)$ เรียกว่า แฟคเตอร์ค่าแก้ (correcting factor)

ดังปรากฏในรูปที่ 3.7

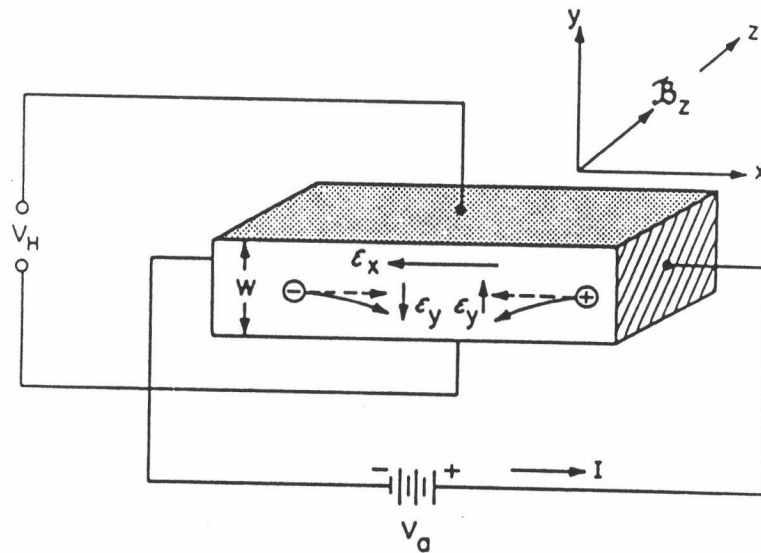


รูปที่ 3.7 แสดงแฟคเตอร์ค่าแก้ของการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีแวนเดอเพอร์ [32]

จากสมการ (3.70) สามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำรูปร่างใดๆ ที่มีความหนาสม่ำเสมอได้

ปรากฏการณ์ฮอลล์ [28]

ความหนาแน่นของพาหะและสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (Hall mobility) จัดเป็น ปริมาณ พื้นฐานในการกำหนดสมบัติของสารกึ่งตัวนำสามารถวัดได้โดยอาศัยปรากฏการณ์ฮอลล์ ดังแสดงในรูปที่ 3.8 เริ่มจากการใส่สนามไฟฟ้า E_x ในแนวแกน x , มีกระแสไฟฟ้า (current density, J_x) ไหลในแนวแกน x และมีสนามแม่เหล็กความเข้ม B_z ในแนวแกน z



รูปที่ 3.8 แสดงการวัดความหนาแน่นของพาหะ โดยอาศัยปรากฏการณ์ฮอลล์ [28]

ถ้าพิจารณาในกรณีสารตัวอย่างมีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นพี แรงลอเรนซ์ (Lorentz force) ที่เกิดขึ้นจะเท่ากับ $qv_x \times B_z$ มีทิศในแนวแกน $-y$ กระทำบนโฮลแล้วทำให้โฮลลงมากอง อยู่ข้างล่าง ส่งผลให้เกิดสนามไฟฟ้า E_y มีทิศในแนวแกน $+y$ เมื่อสมดุลจะไม่มีกระแสไหลใน แนวแกน y คือสนามไฟฟ้า E_y จะสมดุลกับแรงลอเรนซ์ $qv_x \times B_z$ ดังสมการ

$$F_y = qE_y - qv_x \times B_z = 0 \quad (3.71)$$

จะได้ว่า

$$E_y = v_x B_z \quad (3.72)$$

เราเรียก ปรากฏการณ์ของสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นในแนวแกน y ตั้งฉากกับทิศของกระแสไฟฟ้าที่ ไหลในแนวแกน x และทิศของสนามแม่เหล็กในแนวแกน z ว่า ปรากฏการณ์ฮอลล์ (Hall effect) และเรียกสนามไฟฟ้าที่ถูกชักขึ้นในแนวแกน y ว่า สนามฮอลล์ (Hall field) สนามฮอลล์สามารถ

วัดได้จากภายนอกดังนี้

$$\varepsilon_y = \left(\frac{v_y}{W} \right) = R_H J_x B_z \quad (3.73)$$

โดย

$$J_x = \sigma \varepsilon_x$$

R_H คือ สัมประสิทธิ์ของฮอลล์ (Hall coefficient)

W คือ ความกว้างของสารตัวอย่างในแนวแกน y

$$R_H = \frac{r}{q} \frac{p - b^2 n}{(p + bn)^2} \quad (3.74)$$

เมื่อ $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ q คือ ประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอน

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad (3.75)$$

τ คือ เวลาปลอดการชนเฉลี่ยระหว่างพาหะ (mean free time) หรือ เวลาผ่อนคลาย (relaxation time) ซึ่งจะขึ้นอยู่กับพลังงานของพาหะ

$$\tau = aE^{-s} \quad (3.76)$$

เมื่อ a และ s คือ ค่าคงที่

ซึ่ง $r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} = \frac{3\pi}{8} = 1.18$ สำหรับ phonon scattering

$r = \frac{315\pi}{512} = 1.93$ สำหรับ ionized impurity scattering

สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (μ_H) สามารถนิยามได้ดังนี้

$$\mu_H = |R_H \sigma| \quad (3.77)$$

จะได้ว่า

$$\text{กรณี ชนิด } n \ (n \gg p) \quad R_H = r\left(-\frac{1}{ne}\right) \quad (3.78)$$

$$\text{กรณี ชนิด } p \ (p \gg n) \quad R_H = r\left(\frac{1}{pe}\right) \quad (3.79)$$

จากสมการ (3.78) และ (3.79) พบว่า ทั้งปริมาณความเข้มข้นและชนิดของพาหะนั้นสามารถหาได้โดยตรงจากการวัดในระบบฮอลล์

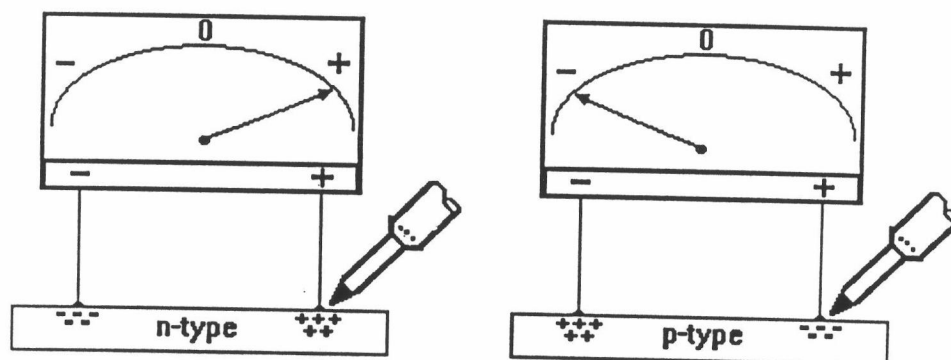
วิธีทดลองและผลการทดลอง

การตรวจสอบลักษณะเฉพาะทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

การตรวจสอบชนิดการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

ด้วยวิธีขั้วความร้อน (hot probe method)

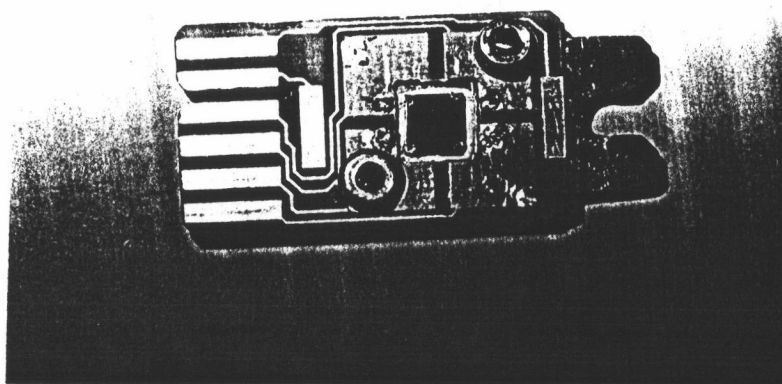
การตรวจสอบชนิดการนำไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 ด้วยวิธีขั้วความร้อนนี้เป็นวิธีที่สะดวกและรวดเร็ว มีขั้นตอนในการปฏิบัติดังนี้คือ นำผลึกกึ่งตัวนำที่เป็นชิ้นผลึก หรือ ก้อนผลึกที่ต้องการตรวจสอบมาวางบนแผ่นโลหะเหล็กกล้าไร้สนิม (stainless steel) ต่อขั้วลบของโวลต์มิเตอร์เข้ากับแผ่นโลหะ ส่วนขั้วบวกของโวลต์มิเตอร์ต่อเข้ากับชิ้นหรือก้อนผลึก จากนั้นจึงหัวแร้งบัดกรีไปที่บริเวณเหนือชิ้นหรือก้อนผลึกที่ต่อเข้ากับขั้วบวกของ โวลต์มิเตอร์โดยไม่สัมผัสกับเนื้อผลึก ถ้าเข็มของโวลต์มิเตอร์ชี้ไปทางบวกแสดงว่า ชิ้นหรือก้อนผลึกนั้นเป็นชนิดเอ็น เนื่องจากอิเล็กตรอน ซึ่งเป็นพาหะข้างมากเมื่อได้รับพลังงานความร้อนจะแพร่กระจายมายังขั้วที่เย็นกว่า ซึ่งเป็นขั้วลบของโวลต์มิเตอร์ ทำให้เข็มของโวลต์มิเตอร์ชี้ไปทางบวกถ้าชิ้นหรือก้อนผลึกนั้นเป็นชนิดพี เข็มของโวลต์มิเตอร์จะชี้ไปทางลบ เนื่องจากโฮลซึ่งเป็นพาหะข้างมากเมื่อได้รับพลังงานความร้อนจะแพร่กระจายมายังขั้วที่เย็น ซึ่งเป็นขั้วลบของโวลต์มิเตอร์ทำให้เข็มของโวลต์มิเตอร์ชี้ไปทางลบดังรูปที่ 3.9 สำหรับผลการตรวจสอบชนิดการนำไฟฟ้าของผลึกที่ปลูกได้ในครั้งนี้แสดงไว้ในตารางที่ 3.4



รูปที่ 3.9 แสดงการตรวจสอบชนิดการนำไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำ
โดยวิธีชั่วคราว

การเตรียมฐานรองชิ้นสาร (substrate holder)

ชิ้นผลึกที่ผ่านกระบวนการตัดด้วยเครื่องสตริงซอแล้วจะ กลายเป็นแผ่นผลึกบางๆ ดังที่กล่าวในบทที่ 2 และจะนำเอาไปขัดให้พื้นผิวเรียบพร้อมทั้งให้มีความหนาสม่ำเสมอทั้งแผ่น เพื่อนำไปวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของโฮลล์ และความหนาแน่นของผลึกต่อไป ก่อนจะนำชิ้นผลึกไปวัดเราจะต้องเตรียมฐานรองชิ้นผลึกเพื่อ ป้องกันการแตกร้าวของชิ้นผลึกในขณะที่ทำการวัด เพราะว่าการวัดสมบัติทางไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำต้องใช้ไฟฟ้าสัมผัสกับเนื้อสาร การกดปลายแหลมหัวไฟฟ้าอย่างแรงลงบนชิ้นผลึกนั้นทำให้แผ่นผลึกแตกได้ง่าย และยังจะได้หัวสัมผัสที่ไม่ดีอีกด้วย ฐานรองชิ้นสารนี้ทำจากแผ่นเบเคไลต์ที่ฉาบทองแดงอยู่หน้าเดียว ขนาดพื้นที่เท่ากับ $3.7 \times 1.7 \text{ cm}^2$ และความหนาประมาณ 1.5 mm แยกแผ่นทองแดงที่ฉาบอยู่หน้าแผ่นเบเคไลต์ออกเป็น 4 ส่วนด้วยกระบวนการกัดปรินต์ตาม การออกแบบให้เหมาะกับชิ้นสาร แต่แต่ละส่วนมีพื้นที่ประมาณ $3 \times 3 \text{ mm}^2$ ใช้เป็นขั้วต่อกับชิ้นผลึกกึ่งตัวนำที่ต้องการวัด ซึ่งจะเชื่อมโยงกันด้วยเส้นลวดทองแดงเล็กๆ จากแผ่นทองแดงทั้ง 4 จะมีแถบทองแดงเล็กๆ โยงออกมาเพื่อเป็นขั้วต่อให้กับเครื่องวัดอีกที จะได้แผ่นฐานรองชิ้นสาร ซึ่งพร้อมที่จะนำเข้าเครื่องวัดได้ ฐานรองชิ้นสารนี้จะใช้ได้กับระบบวัดด้วยวิธีแวนเดอร์เพาว์และระบบวัดฮอลล์ ดังแสดงในรูปที่ 3.10



รูปที่ 3.10 ภาพถ่ายแสดงฐานรองชิ้นผลึกกึ่งตัวนำสำหรับการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะ

การทำรอยต่อโอห์มมิก (ohmic contact)

สิ่งจำเป็นพื้นฐานในการวัดสมบัติเชิงไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำคือต้องมีกรต่อขั้วไฟฟ้า ออกจากสารกึ่งตัวนำ รอยต่อที่เกิดขึ้นจากโลหะ (ที่ใช้ทำเป็นขั้ว) สัมผัสกับสารกึ่งตัวนำจะต้องไม่แสดงผลในการขัดขวางการไหลของกระแสไฟฟ้า (nonblocking contact) รอยต่อดังกล่าวนี้เรียกว่า รอยต่อแบบโอห์มมิก วัสดุที่ใช้และวิธีปฏิบัติเพื่อให้ได้รอยต่อแบบโอห์มมิก ดังรายละเอียดใน ตารางที่ 3.3 [10] สำหรับในงานวิจัยนี้ได้ทำรอยต่อแบบโอห์มมิกด้วยการระเหยทอง (Au) ไป เคลือบบนแผ่นผลึกในระบบสุญญากาศ โดยทำเป็นจุดวงกลมเล็กๆ พื้นที่ประมาณ $0.5 \times 0.5 \text{ mm}^2$ และมีความหนาประมาณ 1000 \AA

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีแวนเดอเพอร์

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 โดยใช้ขั้วสัมผัสกดลงบนชิ้น ผลึกกึ่งตัวนำโดยตรงนั้น พบว่า กระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านแผ่นผลึกได้น้อยมาก เพราะเกิดความ ต่างศักย์ตกคร่อมที่รอยต่อของปลายเข็มโลหะที่ใช้ทำขั้วโลหะกับแผ่นผลึกกึ่งตัวนำ

วัสดุที่ใช้	ชนิดการนำไฟฟ้าของสาร CuInSe_2	วิธีปฏิบัติเพื่อให้ได้รอยต่อแบบโอห์มมิก
Au	p	ระเหย Au ไปเคลือบบนแผ่นผลึกในระบบสุญญากาศ
Au , Cr	p	ระเหย Cr ในระบบสุญญากาศขึ้นไปเคลือบบนแผ่นผลึกให้ได้ความหนา 70 \AA จึงระเหย Au เคลือบอีกชั้นด้วยความหนา 50 \AA
Au	p	สปัตเตอริง (sputtering) Au ลงบนแผ่นผลึก
Au	p	กด Au ชั้นเล็กๆ ให้ติดแน่นบนผิวผลึกที่ทำความสะอาดแล้ว
Au	p	นำแผ่นผลึกที่ขัดด้วยกระดาษทรายแล้วจุ่มลงในสารละลาย AuCl ที่มีอุณหภูมิ $50^\circ - 70^\circ\text{C}$ จนกระทั่ง Au เคลือบบนแผ่นผลึกหนาพอสมควร
การนำไฟฟ้า	p	ขัดแผ่นผลึกด้วยกระดาษทรายแล้วป้ายด้วยกาวนำไฟฟ้า (silver paint) ก่อนที่จะนำไปเชื่อมกับลวดอลูมิเนียม
Ni	n , p	กดด้วย Ni ชั้นเล็กๆ ให้ติดแน่น
In	n	ให้แผ่นผลึก CuInSe_2 มีอุณหภูมิ 200°C ภายในระบบสุญญากาศ ความดันต่ำกว่า 1×10^{-6} Torr แล้วระเหย In ไปเคลือบหนา 5000 \AA ปล่อยให้ไว้นาน 2 - 3 นาที จึงลดอุณหภูมิลง

ตารางที่ 3.3 แสดงวัสดุและวิธีปฏิบัติในการทำรอยต่อแบบโอห์มมิกของ CuInSe_2

กิ่งตัวนำ เพื่อให้การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าได้ค่าที่ถูกต้องจำเป็นต้องทำรอยต่อแบบโอห์มมิกขึ้นบนแผ่นผลึก โดยนำชั้นผลึกที่จะทำการวัดมาขัดด้วยกระดาษทรายให้พื้นผิวเรียบละเอียด แล้วล้างด้วยอะซิโตน ติดตามด้วยเมธานอลและน้ำดีไอออนซ์แล้วเป่าให้แห้งด้วยแก๊สไนโตรเจน หลังจากนั้นจัดการทำรอยต่อด้วยการระเหยทอง (Au) ขึ้นไปเคลือบบนแผ่นผลึกในระบบสุญญากาศ โดยทำเป็นจุดวงกลมเล็กๆ 4 จุด มีความหนาประมาณ 1000 \AA

จากนั้นวางแผ่นผลึกลงใส่ฐานรองขึ้นสารทำการต่อขั้วสัมผัสแผ่นทองแดงทั้ง 4 บน

ฐานรองขึ้นสารใส่กับจุดวงกรมทองทั้ง 4 บนแผ่นผลึกโดยปลายข้างหนึ่งของเส้นลวดทองแดงที่ใช้ ต่อจะถูกเชื่อมติดกับแผ่นทองแดงบนฐานรองขึ้นสารด้วยการทำบัดกรีตะกั่ว ส่วนอีกปลายข้างหนึ่งของลวดทองแดงจะเชื่อมติดกับจุดวงกรมทองบนแผ่นผลึกด้วยการยดกาวเงินลงไป นำฐานรองขึ้นสารที่บรรจุแผ่นผลึกเรียบร้อยแล้ววางใส่แทน ของเครื่องวัด ใช้ขั้วสัมผัสของระบบวัด กดลงบนแถบทองแดงทั้ง 4 แถบบนฐานรองขึ้นสารตามลำดับ แล้ววัดกระแส I_{MN} และ วัดความต่างศักย์ V_{PO} ค่าต่างๆ รวมทั้งค่ากระแส I_{NO} และความต่างศักย์ V_{PM} นำข้อมูลที่วัดได้มาเขียนกราฟเพื่อหาค่า $R_{MN,OP}$ และ $R_{NO,PM}$ จากความชันของกราฟตามลำดับ วัดความหนาของแผ่นผลึก (d) แล้วสามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าดังสมการ

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \frac{(R_{MN,OP} + R_{NO,PM})}{2} f\left(\frac{R_{MN,OP}}{R_{NO,PM}}\right)$$

ผลการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 (เฉพาะในชุดที่สามารถวัดได้) จะแสดงผลไว้ในตารางที่ 3.4

ผลึกกึ่งตัวนำ	ชนิดการนำไฟฟ้า	สภาพต้านทานไฟฟ้า ($\Omega\text{-cm}$)
CISA1	p	***
CISA2	p	***
CISA3	p	4.7478
CISA4	p	6.7418
CISA5	p	***
CISA6	p	***
CISB1	p, n	7.9763
CISB2	p, n	28664.2466

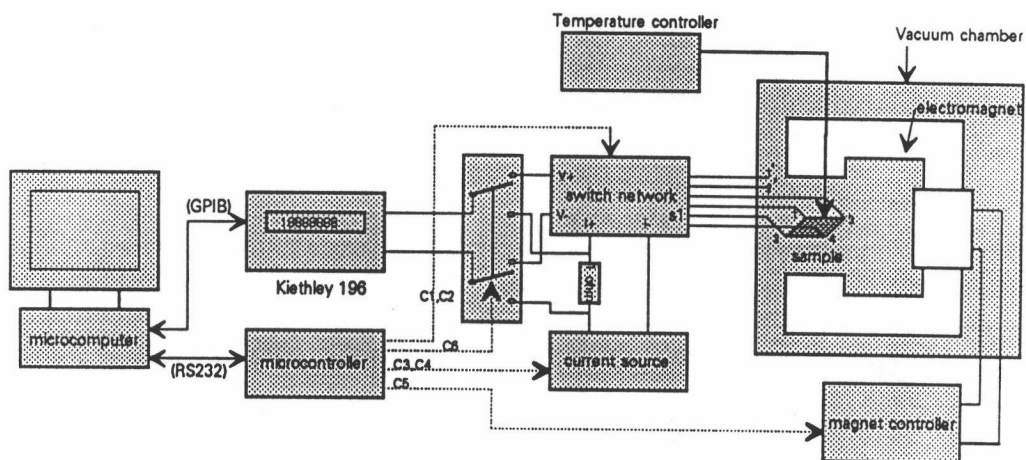
ตารางที่ 3.4 แสดงชนิดและสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำที่ปลูกได้

*** ไม่ได้ทำการวัดเนื่องจากเนื้อผลึกไม่ดี

จากการปลูกผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 ครั้งนี้พบว่า การปลูกผลึกตามปริมาณ สัมพันธ์ โดยการเติมธาตุ Se และโด๊ปด้วยสารประกอบ GaAs จะได้ผลึกที่มีการนำไฟฟ้าเป็นชนิดพีทั้งคู่ ซึ่งสอดคล้องกับทฤษฎีที่กล่าวมาข้างต้นจริง ผลึกที่ได้จากการปลูกด้วยการเติม Se มีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นชนิดพีอย่างชัดเจน ส่วนผลึกที่ได้จากการปลูกด้วยการโด๊ปด้วยสารประกอบ GaAs นั้น มีแนวโน้มเป็นชนิดพี และยังพบว่า ผลึกบางชิ้นมีแนวโน้มเป็นชนิดเอ็น แต่มีไม่มากนัก ซึ่งมีผลเนื่องมาจากการหลอมเหลวเข้ากันของสารเป็นไปไม่ดีเท่าที่ควร อาจเป็นเพราะอะตอมของ Ga จากสารประกอบ GaAs ที่ละลายในผลึกขณะที่สารกำลังหลอมเหลวนั้น จะไปจับอยู่ที่ว่างซึ่งเป็นของ In เป็นบริเวณไม่กว้างมากนัก ทำให้บริเวณนั้นมีปริมาณของ In มากขึ้น จึงทำให้เนื้อผลึกบริเวณนั้นมีการนำไฟฟ้าเป็นชนิดเอ็น In และ Ga เป็นธาตุอยู่ในกลุ่มเดียวกันคือกลุ่ม III

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ และความหนาแน่นพาหะของผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 จากระบบฮอลล์

ในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะของผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2 ที่ปลูกได้ ได้ทำการวัดด้วยระบบฮอลล์ของสมฤทธิ์ วงศ์มณีโรจน์ [33] เป็นระบบวัดและเก็บข้อมูลที่ควบคุมด้วยคอมพิวเตอร์ แสดงผังการทำงานได้ดังรูปที่ 3.11



รูปที่ 3.11 แสดงระบบวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ที่ควบคุมด้วยคอมพิวเตอร์

ในการวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ครั้งนี้ ได้เลือกเอาผลึกกึ่งตัวนำชนิด CISa3 เป็นผลึกตัวอย่างในการวัด เนื่องจากว่าผลึกตัวอย่างดังกล่าวนี้มีสภาพค่อนข้างดี เนื้อแน่นและปราศจากรอยแยกในเนื้อผลึก จากการตรวจสอบความต้านทานระหว่างคู่ขั้วไฟฟ้าพบว่า มีความต้านทานไฟฟ้าต่ำและมีค่าใกล้เคียงกัน

จากการวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ของผลึกกึ่งตัวนำ CISa3 จะได้ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะอิสระของผลึก ดังแสดงไว้ในตารางที่ 3.5 ยังพบว่า สภาพต้านทานไฟฟ้าที่ได้จากการวัดด้วยระบบฮอลล์มีค่าใกล้เคียงมากกับสภาพต้านทานไฟฟ้าที่ได้จากการวัดด้วยวิธีแวนเดอร์เพาท์ที่แสดงผลในตารางที่ 3.4

ผลึกกึ่งตัวนำ CuInSe_2	ρ ($\Omega\text{-cm}$)	μ_H ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$)	n ($1/\text{cm}^3$)
CISA3	4.6461	60.3792	2.2279×10^{16}

ตารางที่ 3.5 แสดงข้อมูลของ ρ , μ_H และ n ของผลึกกึ่งตัวนำ CISa3 ที่วัดได้จากปรากฏการณ์ฮอลล์ที่อุณหภูมิห้อง

จากทฤษฎีข้างต้นของบทนี้เราทราบว่า อุณหภูมิเป็นตัวแปรสำคัญที่กำหนดปริมาณความหนาแน่นพาหะอิสระในสารกึ่งตัวนำที่มีสิ่งเจือปนอยู่ โดยที่อุณหภูมิต่ำความหนาแน่นของพาหะอิสระจะเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ สำหรับช่วงอุณหภูมิปานกลางความหนาแน่นพาหะอิสระได้มาจากอะตอมของสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์ทั้งหมดมีค่าคงที่ และในช่วงที่มีอุณหภูมิสูงๆ พาหะส่วนใหญ่เป็นของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกเองและเพิ่มตามอุณหภูมิ ซึ่งมีความสัมพันธ์ตามสมการ (3.80) , (3.81) และ (3.82) ตามลำดับดังนี้

$$\text{ช่วงอุณหภูมิสูง} \quad n = (N_D - N_A) \quad (3.80)$$

$$p = (N_A - N_D)$$

$$\text{ช่วงอุณหภูมิปานกลาง} \quad n \approx (\beta N_C N_D)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{2kT}\right) \quad (3.81)$$

$$p \approx \left(\frac{N_A N_V}{\beta}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{2kT}\right)$$

ช่วงอุณหภูมิต่ำ

$$n \approx \frac{\beta N_C(N_D - N_A)}{N_A} \exp\left(-\frac{E_C - E_D}{kT}\right) \quad (3.82)$$

$$p \approx \frac{N_V(N_A - N_D)}{\beta N_D} \exp\left(-\frac{E_A - E_V}{kT}\right)$$

ปริมาณพาหะอิสระเป็นตัวแปรกำหนดสภาพต้านทานไฟฟ้าและสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์

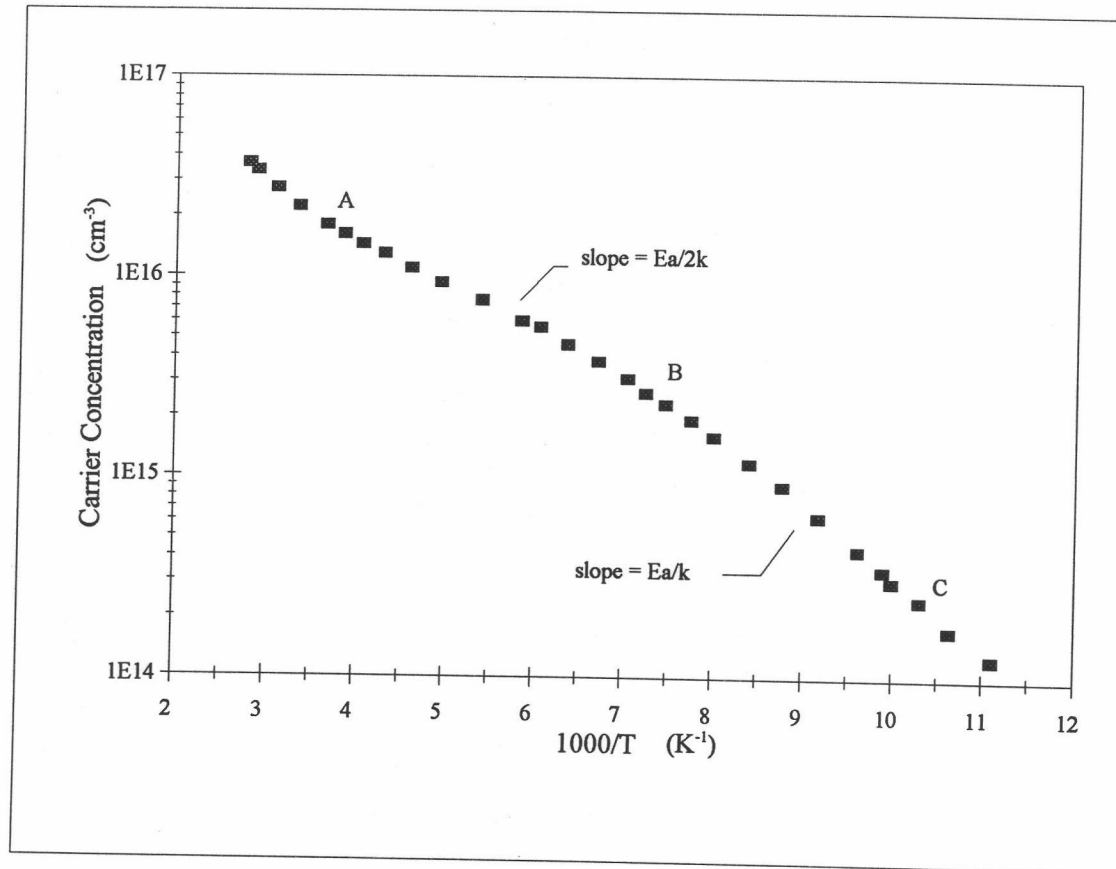
นำฐานรองขึ้นสารที่บรรจุแผ่นผลึกกึ่งตัวนำตัวอย่าง CISA3 ไว้เรียบร้อยแล้วเข้าวางไว้ในห้องวัดของระบบฮอลล์ ฐานรองขึ้นสารนี้ได้ออกแบบสำหรับการวัดฮอลล์ที่อุณหภูมิต่ำ ซึ่งประกอบด้วยแผ่นทองแดงหนาประกบติดกับแผ่นเบเคไลท์ แผ่นทองแดงมีหน้าที่นำความร้อนออกจากผลึกตัวอย่างซึ่งจะไปเสียบกับจุดติดผลึกภายในระบบวัด แผ่นผลึกวางอยู่บนแผ่นทองแดงที่มีครีมีซิลิโคนบางๆ เคลือบอยู่ มีเส้นลวดตัวนำไฟฟ้าเล็กๆ เชื่อมจากจุดขั้วไฟฟ้าแผ่นทองแดงบางๆ บนแผ่นเบเคไลท์ไปยังจุดวงกรมทองบนแผ่นผลึก จุดเชื่อมเส้นลวดไฟฟ้ากับจุดวงกรมทองบนแผ่นผลึกนั้นจะเชื่อมติดกันด้วยการกด ln ลงไปโดยการทำให้ ln ร้อน การวัดเริ่มจากการลดอุณหภูมิของผลึกตัวอย่างลงให้ต่ำสุด ทิ้งไว้ให้อุณหภูมิคงตัวประมาณ 10 - 15 นาที จึงเริ่มกระบวนการวัด ผลการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะของผลึกตัวอย่างแสดงในตารางที่ 3.6

จากผลการวัดพบว่า สมบัติไฟฟ้าทั้ง 3 แบบคือ สภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะอิสระ จะเปลี่ยนแปลงค่าตลอดช่วงอุณหภูมิที่ทำการทดลอง (90 - 358 K) โดยที่สภาพต้านทานไฟฟ้าและสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์จะเพิ่มขึ้นตามการลดลงของอุณหภูมิ ส่วนความหนาแน่นพาหะจะลดค่าลงตามการลดลงของอุณหภูมิซึ่งก็สอดคล้องกับทฤษฎีที่กล่าวมาข้างต้น

เมื่อนำข้อมูลที่วัดได้นี้ (โดยเลือกเอาเฉพาะข้อมูลของความหนาแน่นพาหะอิสระ) มาเขียนเป็นกราฟจะได้เส้นแสดงเป็นเส้นโค้ง ดังรูปที่ 3.12 ซึ่งมีรูปร่างของเส้นคล้ายกับเส้นในรูปที่ 3.3 ที่เสนอไว้ในภาคทฤษฎีข้างต้นของบทนี้ จากกราฟดังกล่าวนี้พบว่ามีสองช่วงที่มีความชันต่างกัน คือ ช่วง AB และช่วง BC จากนั้นก็คำนวณหาความชันส่วนโค้งทั้งสองช่วงด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์เพื่อวิเคราะห์หาพลังงานของผู้รับในผลึกกึ่งตัวนำต่อไป โดยแยกเป็นแต่ละกรณีให้เหมาะกับแต่ละช่วง ซึ่งถือเอาช่วง AB เป็นช่วงอุณหภูมิปานกลางและเอาช่วง BC เป็นช่วงอุณหภูมิต่ำอ้างอิงตามการวิเคราะห์ดังรูปที่ 3.2 [27] แต่ในกรณีที่สารกึ่งตัวนำที่มีการนำไฟฟ้าเป็นชนิดพี ดังนั้น สำหรับช่วง AB จึงเลือกคำนวณและพิตด้วยสมการ (3.81) โดยเปลี่ยนรูปใหม่

อุณหภูมิ (K)	ผลึกกิ่งตัวนำ CISA3		
	สภาพต้านทานไฟฟ้า (ohm-cm)	สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ (cm ² /v.s)	ความหนาแน่นพาหะอิสระ (1/cm ³)
358	3.9981	42.7399	3.6575E+16
347	4.1091	45.2792	3.3592E+16
322	4.3845	52.1805	2.7317E+16
298	4.6522	60.7388	2.2118E+16
273	4.8556	71.7257	1.7915E+16
259	4.9221	78.4754	1.6181E+16
246	4.9662	86.9361	1.4476E+16
232	5.0106	97.4181	1.2803E+16
217	5.0897	110.7118	1.1091E+16
202	5.2335	128.1928	9.3157E+15
185	5.5397	149.1039	7.5665E+15
171	6.0696	171.2787	6.0116E+15
165	6.4236	173.5301	5.6068E+15
157	7.0951	192.3143	4.5804E+15
149	8.0873	204.1867	3.7848E+15
142	9.1466	213.9008	3.1029E+15
138	10.5966	224.6671	2.6252E+15
134	11.6514	231.9894	2.3122E+15
129	13.2168	245.3814	1.9271E+15
125	15.1449	257.5915	1.6021E+15
119	18.7789	281.3983	1.1827E+15
114	22.6106	305.1885	9.0572E+14
109	28.9542	340.52001	6.3391E+14
104	38.0158	378.28544	4.3461E+14
101	44.6715	403.5876	3.4666E+14
100	49.5862	412.5288	3.0553E+14
97	59.3116	428.1999	2.4608E+14
94	76.8675	463.9991	1.7523E+14
90	100.3484	488.7603	1.2743E+14

ตารางที่ 3.6 แสดงข้อมูลที่ได้จากการวัดฮอลล์ที่อุณหภูมิต่างๆ

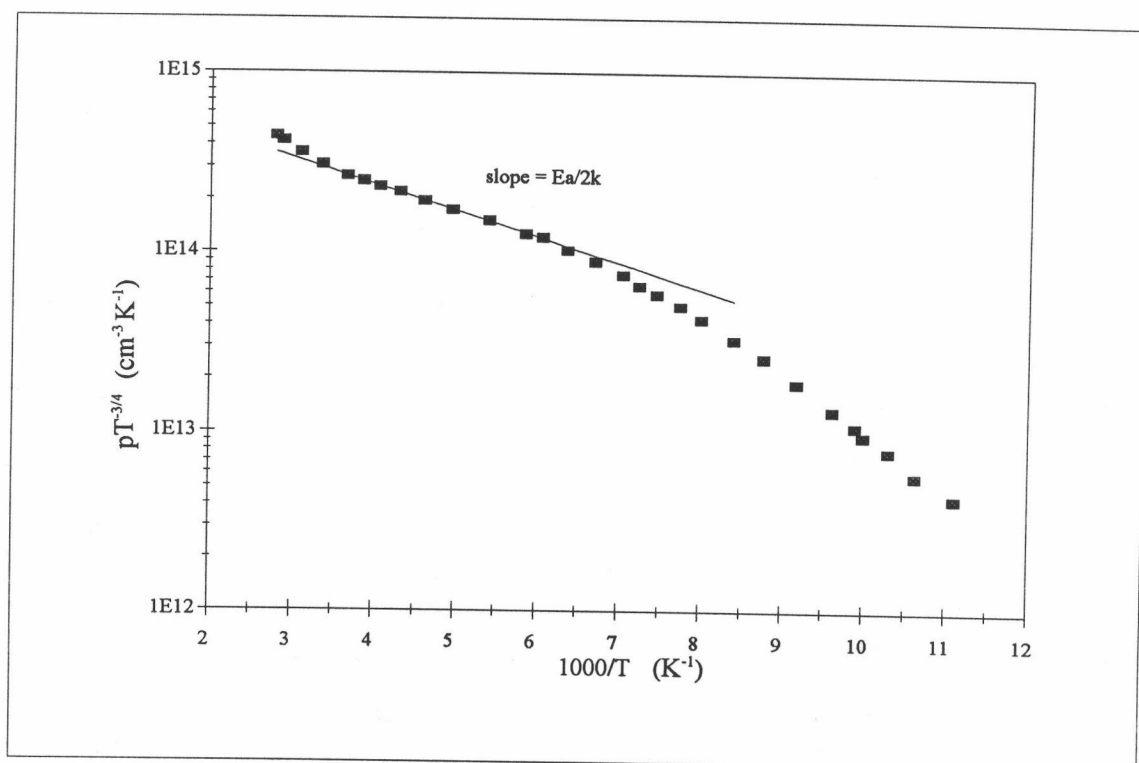


รูปที่ 3.12 กราฟแสดงข้อมูลการวัดความหนาแน่นพาหะ
ด้วยระบบวัดฮอลล์ที่อุณหภูมิต่างๆ

ให้เป็น

$$p = CT^{\frac{3}{4}} \exp\left(\frac{-E_a}{2kT}\right) \quad (3.83)$$

โดยที่ $E_a = E_A - E_V$ แล้วเขียนเป็นกราฟของความสัมพันธ์ระหว่าง $pT^{-\frac{3}{4}}$ กับ $\frac{1000}{T}$ ดังรูปที่ 3.13



Regression Output:

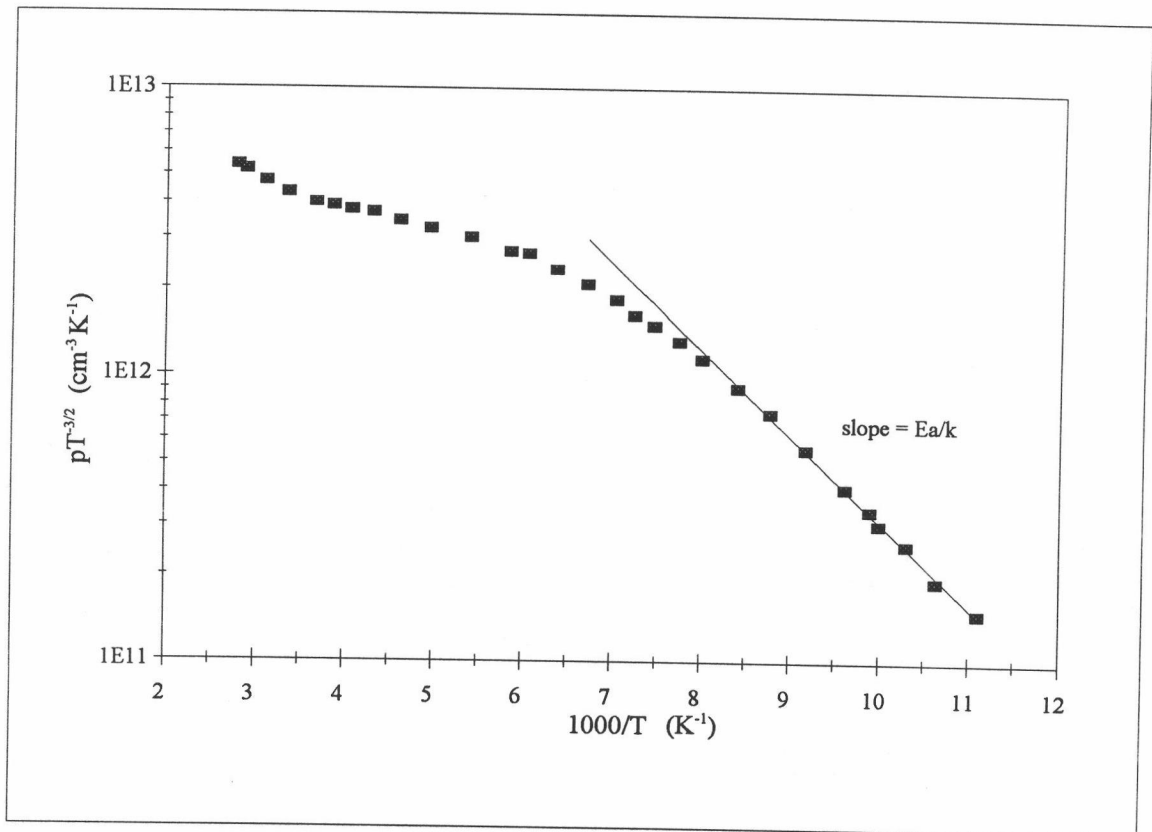
Constant	34.45492
Std Err of Y Est	0.010003
R Squared	0.998714
No. of Observations	8
Degrees of Freedom	6
X Coefficient(s)	-0.33633
Std Err of Coef.	0.004927

รูปที่ 3.13 กราฟแสดงการฟิตข้อมูลความหนาแน่นพาหะที่ช่วง
อุณหภูมิปานกลาง (ช่วง AB) เพื่อหาความชันของส่วนโค้ง

ส่วนช่วง BC สอดคล้องกับสมการ (3.82) โดยเปลี่ยนรูปใหม่ให้เป็น

$$p = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (3.84)$$

แล้วเขียนเป็นกราฟของความสัมพันธ์ระหว่าง $pT^{-\frac{3}{2}}$ กับ $\frac{1000}{T}$ ดังรูปที่ 3.14



Regression Output:

Constant	33.32943
Std Err of Y Est	0.028402
R Squared	0.998055
No. of Observations	9
Degrees of Freedom	7
X Coefficient(s)	-0.68601
Std Err of Coef.	0.011447

รูปที่ 3.14 กราฟแสดงการฟิตข้อมูลความหนาแน่นพาหะที่ช่วง
อุณหภูมิปานกลาง (ช่วง BC) เพื่อหาความชันของส่วนโค้ง

จากการพิตนี้จะได้ความชันของเส้นกราฟทั้งสองช่วง คือ ช่วง AB มีค่าเท่า - 0.336 และความชันช่วง BC มีค่าเท่า - 0.686 ดังแสดงในรูปที่ 3.13 และ 3.14 ตามลำดับ เห็นว่าช่วง BC มีความชันประมาณสองเท่าของความชันช่วง AB

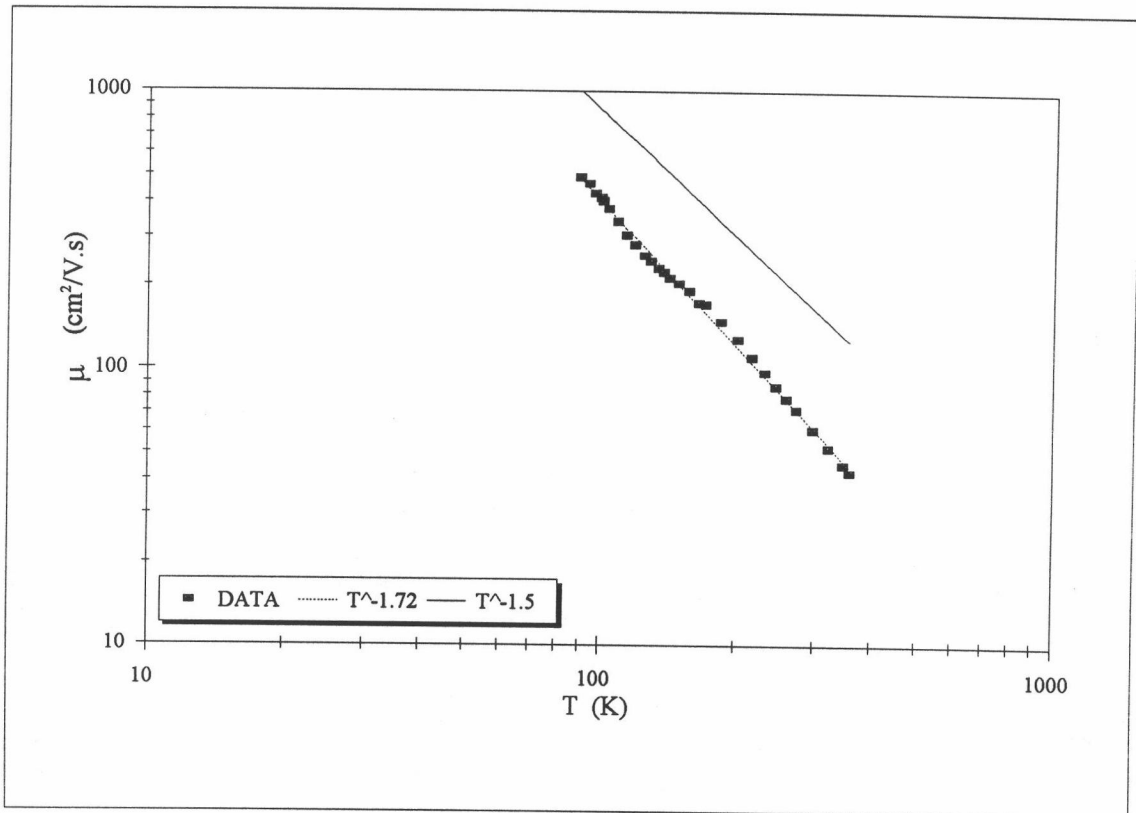
เมื่อพิจารณาจากกราฟที่ได้ประกอบกับเงื่อนไขทางทฤษฎีและข้อมูลความชันของกราฟ สามารถระบุได้ว่า ช่วง AC เป็นช่วงฟริชเอาท์ (freeze-out region) ถ้าเปรียบเทียบกับรูปที่ 3.3 แล้วก็คือช่วง I และ II ของช่วงฟริชเอ้านั่นเอง ในช่วงนี้อุณหภูมิต่ำ จะทำให้ความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์น้อยกว่าความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้รับ (N_A) เนื่องจากโอกาสที่โฮลจะถูกไอออไนซ์ด้วยพลังงานความร้อน (kT) มีค่าน้อยมาก และความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์จะมากขึ้นตามการเพิ่มขึ้นของอุณหภูมิ จากค่าของความชันนี้สามารถคำนวณหาค่าพลังงานของผู้รับ ($E_a = E_A - E_V$) ได้ โดยเฉพาะช่วง AB ที่มีความชัน $\frac{E_a}{2k}$ จะได้ค่าพลังงานของผู้รับประมาณ 58 meV สำหรับช่วง BC ที่มีความชัน $\frac{E_a}{k}$ จะได้ค่าพลังงานของผู้รับประมาณ 59 meV เห็นได้ว่าพลังงานของผู้รับในทั้งสองช่วงนี้มีค่าใกล้เคียงกันหรืออาจมีค่าเดียวโดยประมาณ 59 meV ด้วยซ้ำไป ซึ่งก็สอดคล้องกับรายงานของผู้อื่นที่รายงานไว้ [34] สำหรับช่วงที่ต่ำกว่าจุด C ลงมาไม่สามารถพิจารณาได้เนื่องจากระบบวัดไม่สามารถควบคุมอุณหภูมิให้ต่ำกว่านี้ได้ ส่วนช่วงที่เลยจุด A ขึ้นไปคาดว่า อาจเป็นช่วงอิมิตัวของพาหะและก็เป็นช่วงที่สั้นที่สุดจนแถบจะสังเกตไม่ออก หลังจากนั้นความหนาแน่นของพาหะมีค่าที่เพิ่มขึ้นแบบเอ็กซ์โปเนนเชียลในช่วงอุณหภูมิที่สูงกว่า 298 K ขึ้นไป

สำหรับข้อมูลสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์จากรายที่ 3.6 ซึ่งมีค่าเปลี่ยนแปลงในช่วง 42 ถึง 489 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ถ้านำมาเขียนเป็นกราฟก็จะได้เส้นกราฟที่แสดงถึงการแปรเปลี่ยนของสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ที่มีลักษณะการกระเจิงของพาหะ ดังแสดงในรูปที่ 3.15 ซึ่งแสดงความสัมพันธ์ของสภาพเคลื่อนที่ได้ของพาหะ μ_H กับ T^A ซึ่งเป็นเส้นตรงในช่วงอุณหภูมิแต่ 90 จนถึง 358 K จากการพิตข้อมูลสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์นี้จะได้ความชันของเส้นกราฟเท่า - 1.72 (หรือ $A = - 1.72$) หมายความว่าสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์มีการเปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมิด้วยความสัมพันธ์

$$\mu_H = CT^{-1.7} \quad (\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}) \quad (3.85)$$

จากการคำนวณสามารถรู้ค่าของ $C = 1.1 \times 10^6$ จากลักษณะการเปลี่ยนแปลงเช่นนี้แสดงให้เห็นว่า กลไกการกระเจิงของพาหะอิสระหน้าจะเป็นแบบ acoustic phonon ซึ่งเป็นผลเนื่องมาจาก deformation potential scattering ดังที่กล่าวไว้ในตารางที่ 3.1 ในทางทฤษฎีแล้วกลไกการกระเจิง

แบบ deformation potential scattering จะมีความสัมพันธ์ของ μ_H กับ $T^{-1.5}$ จากความสัมพันธ์ดังกล่าวนี้เมื่อเปรียบเทียบกับความสัมพันธ์ที่ได้จากข้อมูลที่วัดได้ก็เห็นว่ามีค่าใกล้เคียงกัน และมีแนวโน้มที่จะถือว่าเป็นกลไกการกระเจิงแบบ acoustic phonon scattering ได้



Constant	13.92914
Std Err of Y Est	0.040167
R Squared	0.997152
No. of Observations	29
Degrees of Freedom	27

X Coefficient(s)	-1.72229
Std Err of Coef.	0.017714

รูปที่ 3.15 กราฟแสดงการเปลี่ยนแปลงของสภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์ตามอุณหภูมิ และความสัมพันธ์ระหว่าง μ_H กับ T^A

จากการคำนวณความสัมพันธ์ของ μ_H กับ T^A ในกรณีการกระเจิงเป็นแบบ acoustic phonon scattering ตามทฤษฎีแล้วสามารถคำนวณได้ด้วยสมการ [35]

$$\mu_{dp} = \frac{2\sqrt{2} \pi^{\frac{1}{2}} h^4 \rho s^2 e}{3E_i^2 m^{\frac{5}{2}} (k)^{\frac{3}{2}}} T^{-\frac{3}{2}} \quad (3.86)$$

สำหรับสารกึ่งตัวนำ CuInSe_2

$|E_i| = 6.5 \text{ eV}$ คือ deformation potential

$m_h^* = 0.73 \times (9.109 \times 10^{-31}) \text{ Kg}$ คือ มวลยังผลของโฮล

$\rho = 5.77 \text{ g/m}^3$ คือ ความหนาแน่นผลึก (crystal density)

$s = 2.18 \times 10^5 \text{ cm/s}$

\hbar คือ ค่าคงที่ของพลังค์

k คือ ค่าคงที่ของโบลซ์มานน์

e คือ ประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอน หรือ โฮล

เมื่อแทนค่าดังกล่าวนี้ลงไปในสมการ (3.86) แล้วคูณให้กับ 2 เนื่องจากดีเจเนอเรซีที่ E_v จะได้ความสัมพันธ์

$$\mu_H = 8.54 \times 10^5 T^{-\frac{3}{2}} \quad (\text{cm}^2/\text{V.s}) \quad (3.87)$$

เมื่อนำสมการ (3.87) ไปเขียนเป็นกราฟก็จะได้เส้นตรง ดังแสดงในรูปที่ 3.15 เป็นการยืนยันว่ากลไกการกระเจิงของพาหะของข้อมูลที่วัดได้เป็นแบบ deformation potential scattering

สรุปและวิเคราะห์ผล

ผลึกกึ่งตัวนำที่ปลูกได้มีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นชนิดที่จริงซึ่งสอดคล้องกับแนวทฤษฎีที่กล่าวไว้ในบทที่ 2 และที่ผู้อื่นได้รายงานไว้ [10] การที่เกิดมีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นชนิดเอ็นเจือปนอยู่ในผลึกกึ่งตัวนำชุด CISB1 และ CISB2 นั้น อาจเนื่องมาจากการหลอมเหลวเข้ากันของสารไม่ดีพอ จึงทำให้อะตอมของ Ga ซึ่งทำหน้าที่คล้ายกับ In จะกระจายและจับกับอะตอมใกล้เคียงเป็นบริเวณแคบจึงทำให้เกิดมีปริมาณของ In มีมากเกินไป ทำให้ผลึกในบริเวณนั้นมีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นเอ็นได้

จากผลการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำนี้ จะทำให้ทราบถึงความเป็นเนื้อเดียวกันของผลึก เนื่องจากว่าความไม่เป็นเนื้อเดียวกัน รอยแยกในเนื้อผลึก และความไม่บริสุทธิ์ของผลึกจะทำให้ผลึกมีความต้านทานไฟฟ้าสูง เมื่อมีความต่างศักย์ตกคร่อมระหว่างสองจุดบนเนื้อผลึก กระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านจะมีค่าน้อยมาก จากการวัดครั้งนี้พบว่า ผลึกกึ่งตัวนำ CISA3 มีสภาพต้านทานไฟฟ้าค่อนข้างต่ำมาก เนื่องจากผลึกดังกล่าวมีสภาพความเป็นผลึกค่อนข้างจะสมบูรณ์กว่าทุกชุด การวัดสภาพความต้านทานไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำด้วยวิธี

แวนเดอร์เพอร์ และด้วยระบบวัดฮอลล์นั้นเห็นว่า ได้รับผลใกล้เคียงกันในกรณีที่ผลึกมีความต้านทานต่ำ โดยเฉพาะการวัดด้วยระบบฮอลล์นั้น ถ้าความต้านทานไฟฟ้าระหว่างขั้วไฟฟ้าสูงเกิน $15 \text{ M}\Omega$ จะได้ผลการวัดไม่ชัดเจน

จากการวัดฮอลล์ ทำให้เราทราบว่า อุณหภูมินั้นเป็นตัวแปรที่สำคัญของสภาพต้านทานไฟฟ้า สภาพเคลื่อนที่ได้ของฮอลล์และความหนาแน่นพาหะอิสระในผลึกกึ่งตัวนำจริง เมื่อลดอุณหภูมิลงต่ำจะพบว่า สมบัติไฟฟ้าทั้ง 3 แบบนี้มีการเปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมิ โดยที่ ρ และ μ_H จะเพิ่มขึ้นตามการลดลงของอุณหภูมิ ตรงกันข้าม n หรือ p จะลดค่าลงตามขั้นตอนของมัน การที่ ρ , μ_H และ n หรือ p จะเพิ่มหรือลดลงอย่างไรนั้นขึ้นกับความสมบูรณ์ของผลึกเอง

จากการวิเคราะห์สมบัติทางไฟฟ้าของผลึกกึ่งตัวนำ CISA3 นี้พบว่า สมบัติทางไฟฟ้าของผลึกมีความสอดคล้องกับทฤษฎีที่ได้รายงานไว้ในหนังสือต่างๆเป็นอย่างมาก