บทที่ 4

สมบัติทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

ความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน [15,16,17]

สมบัติการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำจะอธิบายได้โดยใช้ทฤษฎีแถบพลังงาน ในสารกึ่งตัวนำจะประกอบด้วย แถบพลังงานวาเลนซ์ แถบพลังงานต้องห้าม แถบการนำ การนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำนั้นพาหะที่จะเป็นตัวนำไฟฟ้าจะมีทั้งอิเล็กตรอนและโฮล ซึ่งจะเคลื่อนที่สวนทางกัน การนำไฟฟ้าจะเกิดขึ้นได้เมื่ออิเล็กตรอนจากแถบวาเลนซ์ได้รับพลังงานแล้ว กระโดดขึ้นไปในแถบการนำไฟฟ้า แล้วจะเกิดโฮลเกิดขึ้นในแถบวาเลนซ์เมื่อพิจารณาในสภาวะสมดุลเชิงความร้อนการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำจะขึ้นกับความหนาแน่น และความคล่องตัวของอิเล็กตรอนในแถบการนำและโฮลในแถบวาเลนซ์ ดังนั้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอน n ที่มีพลังงานอยู่ระหว่าง E กับ $E+dE$ มีค่าเป็น

$$n(E)dE = N_e(E)f_e(E)dE \qquad (4.1)$$

และความหนาแน่นของโฮล p ที่มีพลังงานอยู่ระหว่าง E กับ $E+dE$ คือ

$$p(E)dE = N_h(E)f_h dE \qquad (4.2)$$

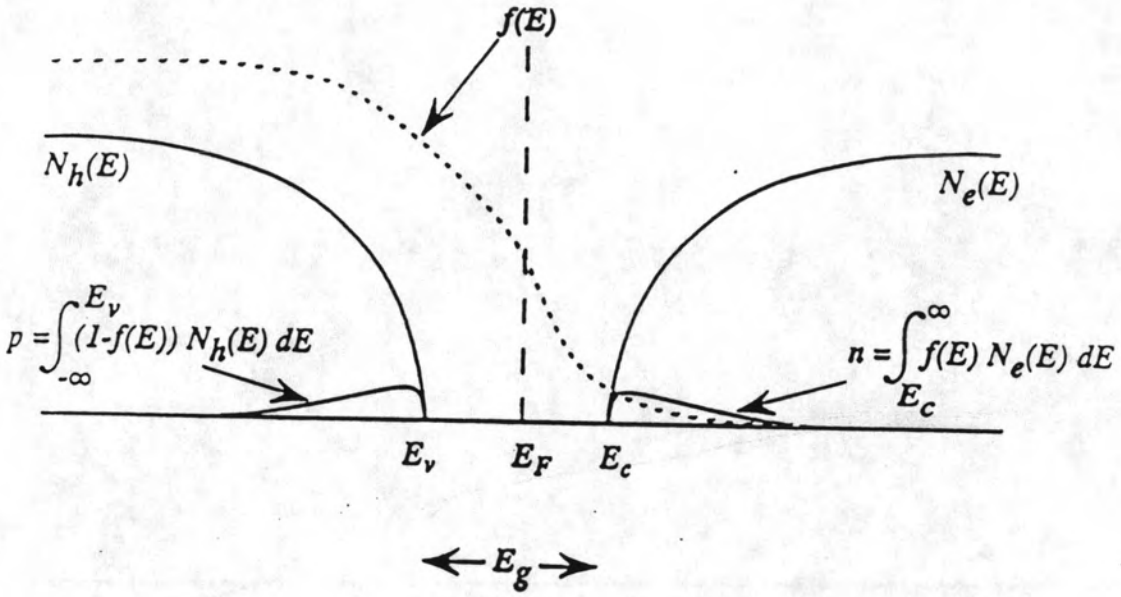
$N_e(E)$ คือ สถานะความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในหนึ่งหน่วยปริมาตร

$N_h(E)$ คือสถานะความหนาแน่นของโฮลในหนึ่งหน่วยปริมาตร

$f_e(E)$ คือฟังก์ชั่นเฟอร์มิ-ดิแรกสำหรับอิเล็กตรอน

$f_h(E)$ คือฟังก์ชั่นเฟอร์มิ-ดิแรกสำหรับโฮล

หอสมุดกลาง สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 4.1 แสดงความหนาแน่นสถานะของแถบการนำและแถบวาเลนซ์

สารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ [16,17]

การนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำแบบบริสุทธิ์จะสัมพันธ์กับช่องว่างแถบพลังงาน และอุณหภูมิ กล่าวคือการนำไฟฟ้าจะเกิดขึ้นเมื่อสารกึ่งตัวนำมีอุณหภูมิสูงเพียงพอที่จะทำให้อิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์มีพลังงานมากกว่าแถบว่างพลังงาน แล้วเปลี่ยนสถานะขึ้นไปอยู่ในแถบการ

นำไฟฟ้า ในแถบวาเลนซ์เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ออกไปแล้ว ก็จะเกิดโฮลขึ้นแทนที่ซึ่งจำนวนของโฮลและอิเล็กตรอนจะมีจำนวนเท่ากัน การกระจายของอิเล็กตรอนในแถบการนำไฟฟ้าและโฮลในแถบวาเลนซ์จะเป็นดังรูปที่ 4.1 E_c คือสถานะพลังงานต่ำสุดของแถบการนำ E_v คือสถานะพลังงานสูงสุดของแถบวาเลนซ์ E_F คือ พลังงานเฟอร์มิ E_g คือ ช่องว่างแถบพลังงาน ดังนั้นสมการของสถานะความหนาแน่น คือ

ในแถบการนำ
$$N_e(E)dE = \frac{\sqrt{2}\,(m_e^*)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2\hbar^3}\sqrt{(E-E_c)}\,dE \qquad (4.3)$$

ในแถบวาเลนซ์
$$N_h(E)dE = \frac{\sqrt{2}\,(m_h^*)^{\frac{3}{2}}}{\pi^2\hbar^3}\sqrt{(E_v-E)}\,dE \qquad (4.4)$$

m_e^* คือมวลยังผลของอิเล็กตรอนในแถบการนำ

m_h^* คือมวลยังผลของโฮลในแถบวาเลนซ์

ส่วนการกระจายของอิเล็กตรอนและโฮลในแถบการนำไฟฟ้าและแถบวาเลนซ์ จะเป็นไปตามฟังก์ชั่นการกระจายของเฟอร์มิ-ดิแรก เมื่อพิจารณาตามรูปที่ 4.1 จะได้ว่า

ในกรณที่ $E-E_F >> K_BT$ ฟังก์ชั่นเฟอร์มิ-ดิแรกประมาณได้เป็นฟังก์ชั่นโบลทซ์มานซ์ (Boltzmann approximation) ดังนี้

$$f_e(E) = \frac{1}{1+\exp(\frac{E-E_F}{KT})} \cong \exp-\left[\frac{(E-E_F)}{K_BT}\right] \qquad (4.5)$$

กรณีโฮลในแถบวาเลนซ์ $E_F-E >> K_BT$ ดังนั้นฟังก์ชั่นการแจกแจงของโฮลจะหาได้ดังนี้

$$f_h = 1-f_e(E) = 1-\frac{1}{\exp(\frac{E-E_F)}{K_BT})+1}$$

$$= \frac{1}{\exp\left[\frac{(E_F-E)}{K_BT}\right]+1}$$

$$\cong \exp\left[-\frac{(E_F - E)}{K_B T}\right] \qquad (4.6)$$

K_B คือ ค่าคงที่ของโบสท์มานซ์

T คือ อุณหภูมิสัมบูรณ์

แทนสมการ (4.3) และ (4.5) ลงในสมการที่ (4.1) จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนดังนี้

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_e(E) f(E) dE$$

$$= \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e^*}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(\frac{E_F}{K_B T}\right) \int_{E_c}^{\infty} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E}{K_B T}\right) dE$$

$$= 2\left(\frac{m_e^* K_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[(E_F - E_c)/K_B T\right]$$

$$n \equiv N_c \exp\left[(E_F - E_c)/K_B T\right] \qquad (4.7)$$

โดยที่

$$N_c = 2\left(\frac{m_e^* K_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}$$

N_c คือ สถานะความหนาแน่นยังผลของอิเล็กตรอนในแถบการนำ

และความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์มีค่าเป็น

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} N_h(E)(1 - f(E)) dE$$

$$= N_v \exp\left[(E_v - E_F)/K_B T\right] \qquad (4.8)$$

$$N_v = 2\left(\frac{m_h^* K_B T}{2\pi\hbar^2}\right)$$

N_v คือ สถานะความหนาแน่นยังผลของโฮลในแถบวาเลนซ์

สำหรับสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์จำนวนอิเล็กตรอนในแถบการนำจะเท่ากับจำนวนโฮลในแถบวาเลนซ์ ถ้าเราคูณสมการที่ (4.7) และสมการที่ (4.8) เข้าด้วยกันนั่นคือ

$$np = 4\left(\frac{K_{BT}}{2\pi\hbar^2}\right)^3 (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} \exp\left(-E_g/K_B T\right) \qquad (4.9)$$

$E_g = E_c - E_v$ คือ ขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน

และเมื่อแทน $n = n_i = p = p_i$ ลงในสมการที่ (4.9) จะได้ความหนาแน่นพาหะของสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ดังนี้

$$n_i = p_i = 2\left(\frac{K_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}} (m_e^* m_h^*)^{\frac{3}{4}} \exp\left[-E_g/2K_B T\right] \qquad (4.10)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (4.7) และ (4.8) เมื่อใช้เงื่อนไข $n = p$ จะสามารถหาพลังงานเฟอร์มิ (Fermi energy) ได้ดังสมการ

$$\exp(2E_{F_i}/K_B T) = (m_h^* m_e^*)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-E_g/2K_B T\right]$$

$$E_F = E_i = \frac{E_g}{2} + \tfrac{3}{4} K_B T \ln(m_h^*/m_e^*)$$

$$= \frac{E_g}{2} + \frac{3K_B T}{4} \ln\left(\frac{m_h^*}{m_e^*}\right) \qquad (4.11)$$

สมการที่ (4.11) บอกให้รู้ว่าระดับพลังงานเฟอร์มิของสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์อยู่ใกล้กึ่งกลางแถบว่างพลังงาน

สารกึ่งตัวนำแบบไม่บริสุทธิ์ [15,16]

เมื่อสารกึ่งตัวนำถูกเติมด้วยสารเจือปนที่มีวาเลนซ์อิเล็กตรอนสูงกว่าอะตอมเดิมเรียกสารเจือปนนี้ว่าผู้ให้ (donor) และที่มีวาเลนซ์อิเล็กตรอนน้อยกว่าอะตอมเดิมเรียกสารเจือปนนี้ว่าผู้รับ (acceptor) จะทำให้ในบริเวณแถบช่องว่างพลังงานของสารกึ่งตัวนำมีสถานะพลังงานของสารเจือเพิ่มขึ้นมาคือสถานะพลังงานผู้ให้ และสถานะพลังงานผู้รับ สถานะพลังงานผู้ให้จะเป็นกลางเมื่อมีอิเล็กตรอนบรรจุอยู่ และเป็นบวกถ้าขาดอิเล็กตรอน ส่วนสถานะพลังงานผู้รับจะเป็นกลางถ้าไม่มีอิเล็กตรอน และถ้ามีอิเล็กตรอนบรรจุอยู่จะเป็นลบ การที่มีสถานะพลังงานของสารเจือนี้จะทำให้สารกึ่งตัวนำแบ่งเป็นชนิดเอน และชนิดพี ดังที่แสดงในรูปที่ 4.2 สารกึ่งตัวนำชนิดเอนจะมีจำนวนอิเล็กตรอนในสถานะผู้ให้มากกว่าจำนวนอิเล็กตรอนในสถานะผู้รับ ส่วนสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีจำนวนอิเล็กตรอนในสถานะผู้รับมากกว่าในสถานะผู้ให้ ถ้าพิจารณาสารกึ่งตัวนำชนิดเอน สถานะพลังงานผู้ให้และสถานะพลังงานผู้รับจะรับจำนวนอิเลกตรอนหรือโฮลได้เพียง 1 ตัว ดังนั้นการแจกแจงอิเล็กตรอนในสถานะผู้ให้จะมีค่าเป็นไปตามฟังก์ชั่นการกระจายของเฟอร์มิ-ดิแรกดังนี้

$$f(E_D) = \frac{1}{1+\frac{1}{2}\exp\left(\left(E_D - E_F\right)/K_BT\right)} \qquad (4.12)$$

และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสถานะผู้ให้

$$n_D = N_D f(E)$$

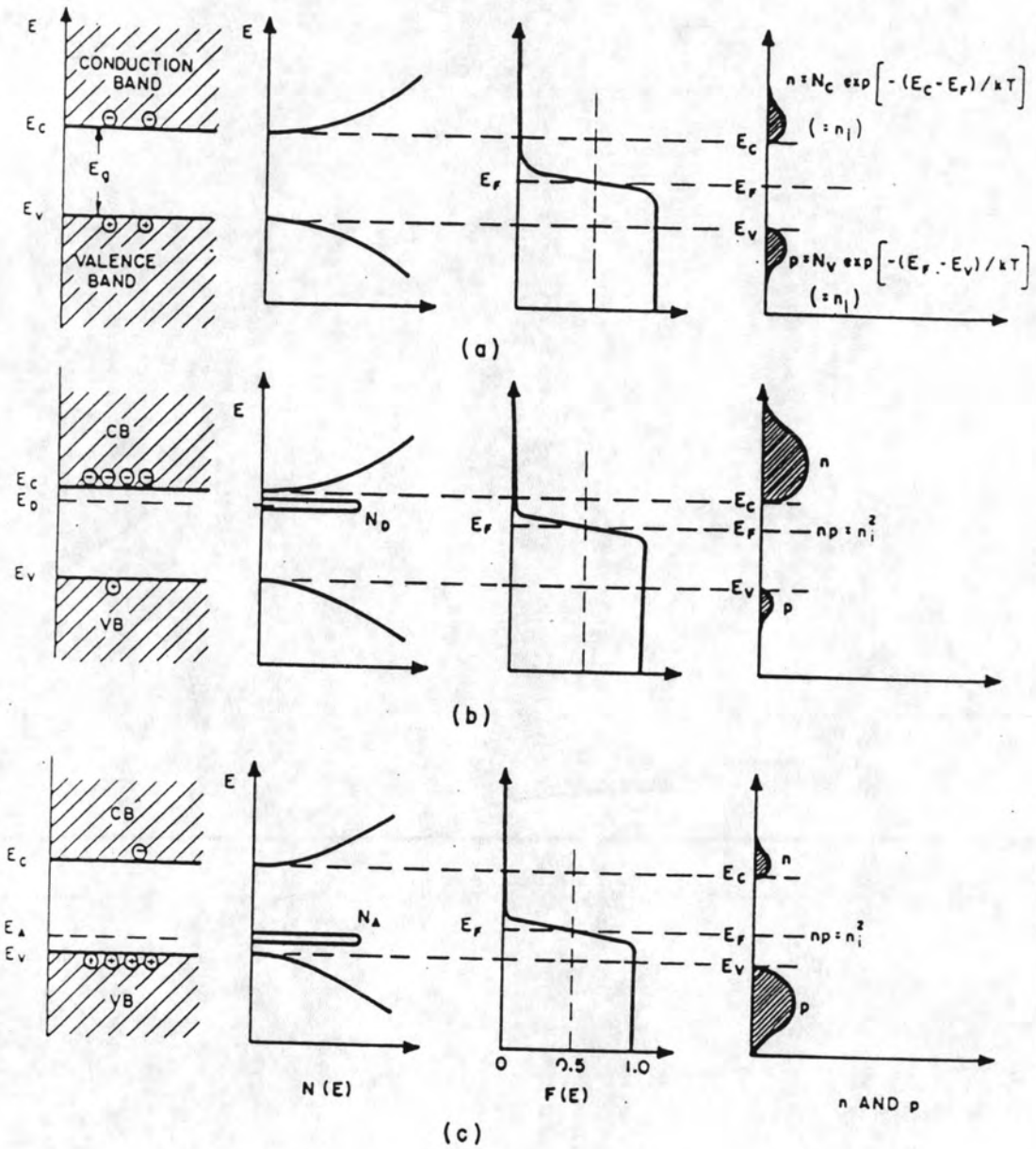
$$= N_D \Big/ \left[1 + \frac{1}{2}\exp\left(\frac{E_D - E_F}{K_BT}\right)\right] \qquad (4.13)$$

N_D คือ ความหนาแน่นของผู้ให้

E_D คือ ระดับสถานะพลังงานผู้ให้

E_F คือ ระดับสถานะพลังงานเฟอร์มิ

ส่วนในระดับผู้รับจะรับอิเล็กตรอนที่ตกลงมาจากผู้ให้และอิเล็กตรอนที่กระโดดขึ้นมาจากแถบวาเลนซ์ ดังนั้นการแจกแจงอิเล็กตรอนในระดับผู้รับจะมีค่าเป็น



[16] รูปที่ 4.2 แสดงไดอะแกรมแถบพลังงาน ความหนาแน่นของสถานะ การกระจายของฟังก์ชั่นเฟอร์มิ-ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ

ก) สารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์

ข) สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

ค) สารกึ่งตัวนำชนิดพี

$$f(E_A) = \frac{1}{\left(1+2\exp\frac{(E_A - E_F)}{K_B T}\right)} \qquad (4.14)$$

จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสถานะผู้รับ

$$n_A = \frac{N_A}{\left(1+2\exp\left(\frac{E_A - E_F}{K_B T}\right)\right)} \qquad (4.15)$$

N_A คือ ความหนาแน่นผู้รับ

E_A คือ ระดับสถานะพลังงานผู้รับ

การนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำไม่บริสุทธิ์ พิจารณาได้จากเงื่อนไขความเป็นกลางของประจุดังสมการ

$$n + N_A^- = p + N_D^+$$

$$n + (N_A - n_A) = p + (N_D - n_D) \qquad (4.16)$$

N_D^+ คือจำนวนของผู้ให้ที่เกิดไอโอไนซ์เป็นประจุบวก

n_D คือจำนวนของผู้ให้ที่ไม่ได้ถูกไอโอไนซ์

N_A^- คือจำนวนของผู้รับที่เกิดไอโอไนซ์เป็นประจุลบ

n_A คือจำนวนของผู้รับที่ไม่ได้ถูกไอโอไนซ์

แยกพิจารณาเป็นกรณีดังนี้

1. กรณีที่อุณหภูมิต่ำ $(E_c - E_D)/K_B T >> 1$ ระดับเฟอร์มิเข้าใกล้สถานะผู้ให้ โฮลจะถูกไอโอไนซ์ อิเล็กตรอนในสถานะผู้รับบางส่วนกระโดดขึ้นไปในสถานะผู้ให้ ทำให้อิเล็กตรอนในสถานะผู้รับน้อยลง ดังนั้นในสมการที่ (4.16) n_A, p ตัดทิ้งได้และเขียนได้ใหม่เป็น

$$n = N_D - N_A - n_D$$

แทนค่า n_D จากสมการที่ (4.13) ลงไปจะได้

$$n = N_D - N_A - \frac{N_D}{1+\frac{1}{2}\exp\frac{(E_D-E_F)}{K_BT}} \qquad (4.17)$$

ให้ $N_c' = \frac{1}{2}N_c\exp\left(\frac{E_D-E_c}{K_BT}\right)$ ดังนั้นสมการที่ (4.17) สามารถเขียนได้ใหม่เป็น

$$n^2 + n(N_A + N_c') - N_c'(N_D - N_A) = 0 \qquad (4.18)$$

คำตอบสมการที่ (4.18) คือ

$$n = -\frac{1}{2}(N_A + N_c') + \frac{1}{2}\left\{(N_A + N_c')^2 + 4N_c'(N_D - N_A)\right\}^{\frac{1}{2}} \qquad (4.19)$$

ที่อุณหภูมิต่ำค่า N_c' จะมีค่าน้อย และ $N_A >> N_c'$ ดังนั้นสมการที่ (4.19) จะประมาณได้เป็น

$$n = \frac{N_c'(N_D-N_A)}{N_A} = \left(\frac{N_D-N_A}{2N_A}\right)N_c\exp\left(-\frac{(E_c-E_D)}{K_BT}\right) \qquad (4.20)$$

เมื่อ N_A มีค่าน้อยๆจนกระทั่ง $N_A << N_c' << N_D$ จากสมการที่ (4.20) จะประมาณได้ว่า

$$n = (N_c'N_D)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(N_DN_c)^{\frac{1}{2}}\exp\left(-\frac{(E_c-E_D)}{2K_BT}\right) \qquad (4.21)$$

n คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบการนำ

จากรูปที่ 4.3 จะใช้สมการที่ (4.20) และ (4.21) อธิบายได้ว่า curveที่อุณหภูมิต่ำสารเจือปนส่วนมากจะถูก frozen out นั่นคือสถานะพลังงานผู้ให้จะมีคุณสมบัติเปรียบเสมือนกับเป็นแถบวาเลนซ์ที่อยู่ในสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ และสถานะพลังงานเฟอร์มิจะอยู่กึ่งกลางระหว่างขอบล่างของแถบการนำและสถานะผู้ให้

จากสมการที่ (4.20) เราสามารถหาสถานะพลังงานเฟอร์มิได้โดยการแทนค่า n ลงไปจะได้

$$E_F = -(E_c - E_D) + K_BT\ln\frac{(N_D-N_A)}{2N_A} \qquad (4.22)$$

นั่นคือถ้ามีสารเจือปนผู้รับสถานะพลังงานเฟอร์มิจะอยู่เหนือระดับพลังงาน $-(E_c - E_D)$ และจากสมการที่ (4.21) ในกรณีที่ $N_A = 0$ สารกึ่งตัวนำจะมีแต่เฉพาะสารเจือปนผู้ให้ ดังนั้นสถานะพลังงานเฟอร์มิจะอยู่ที่ประมาณครึ่งหนึ่งของสถานะผู้ให้และแถบการนำดังสมการ

$$E_F = -\frac{1}{2}(E_c - E_D) + \frac{1}{2}K_B T \ln\left(\frac{N_D}{N_c}\right) \qquad (4.23)$$

2. กรณีที่อุณหภูมิกลางๆ $(E_c - E_D) << K_B T << E_g$ ดังนั้น $\exp\frac{(E_c - E_D)}{K_B T} \approx 1$ ในกรณีนี้สารเจือปนในสถานะผู้ให้จะถูกไอโอไนซ์ ดังนั้นพาหะส่วนใหญ่จะได้มาจากสถานะผู้ให้ที่ถูกไอโอไนซ์

$$n \cong N_D \exp\left[(E_D - E_c)/K_B T\right] \cong N_D \qquad (4.24)$$

และ เมื่อแทนสมการที่ (4.7) ในสมการที่ (4.24) จะได้

$$E_F = E_D + K_B T \ln(N_D/N_c) \qquad (4.25)$$

จากสมการที่ (4.24) และสมการที่ (4.25) แสดงว่าสถานะพลังงานเฟอร์มิเคลื่อนลงเข้าใกล้กับสถานะผู้ให้ และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนจะมีค่าคงที่ไม่ขึ้นกับอุณหภูมิเราเรียกอุณหภูมิย่านนี้ว่า saturation region หรือ exhaustion region ดังรูปที่ 4.3

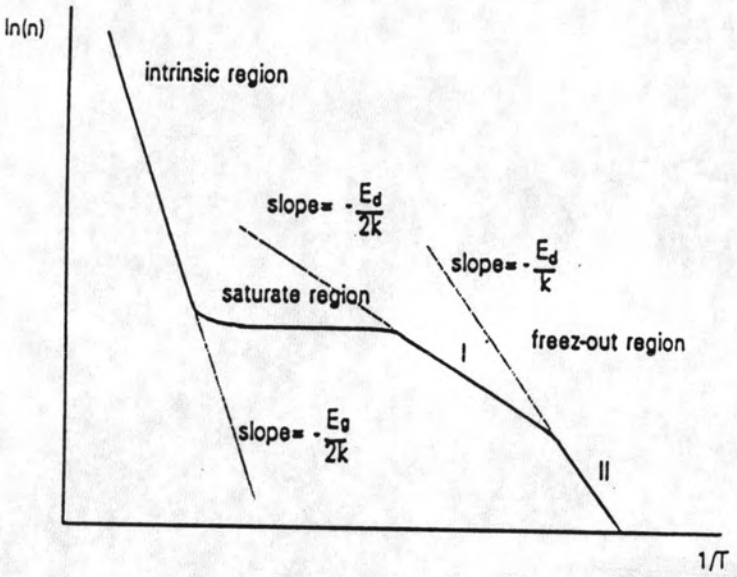
3. กรณีที่อุณหภูมิสูงมากๆ สารกึ่งตัวนำไม่บริสุทธิ์จะมีคุณสมบัติคล้ายสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ เนื่องจากความร้อนจะกระตุ้นให้อิเล็กตรอนที่อยู่ในแถบวาเลนซ์สามารถกระโดดขึ้นไปอยู่ในแถบชั้นการนำไฟฟ้าได้มาก จากเงื่อนไขความเป็นกลางของประจุ

$$n + N_A^- = p + N_D^+$$

ดังนั้น

$$n = p \qquad (4.26)$$

และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน พลังงานเฟอร์มิจะเหมือนกันกับสมการที่ (4.10) และสมการที่ (4.11) เราเรียกอุณหภูมิย่านนี้ว่า intrinsic region ดังรูปที่ 4.3



รูปที่ 4.3 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนกับส่วนกลับของอุณหภูมิ

สภาพต้านทานไฟฟ้า [18,19]

ถ้าป้อนสนามไฟฟ้าเข้าไปในวัสดุยาว l มีพื้นที่ภาคตัดขวาง A จะเกิดความต่างศักย์ไฟฟ้าซึ่งสัมพันธ์กับสนามไฟฟ้าดังสมการ

$$V = El \qquad (4.27)$$

และมีการไหลของกระแสไฟฟ้าเกิดขึ้นโดย

$$I = nqv_d A \qquad (4.28)$$

ความหนาแน่นของกระแสไฟฟ้าหาได้จาก

$$J = \frac{I}{A} = nqv_d = nq\mu E \qquad (4.29)$$

n คือ ความหนาแน่นของพาหะ

q คือ ขนาดประจุไฟฟ้า

v_d คือ อัตราเร็วของพาหะ

μ คือ สภาพคล่องตัว

E คือ ค่าสนามไฟฟ้า

โดยที่ $v_d = \mu E$ และจากกฎของโอห์ม $I = \frac{V}{R}$ และ $J = \sigma E$ เทียบกับสมการ (4.28) และ (4.29) จะได้

$$\sigma = \frac{l}{RA} \qquad (4.30)$$

และ

$$\sigma = nq\mu \qquad (4.31)$$

สำหรับในสารกึ่งตัวนำการนำไฟฟ้าจะเกิดจากพาหะคืออิเล็กตรอนและโฮล ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าเขียนได้เป็น

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \qquad (4.32)$$

และจากความสัมพันธ์ระหว่างสภาพนำไฟฟ้ากับสภาพต้านทานไฟฟ้า $\sigma = \frac{1}{\rho}$ ดังนั้นสภาพต้านทานไฟฟ้ามีค่าเป็น

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(\mu_n n + \mu_p p)} \qquad (4.33)$$

หรือเทียบกับสมการที่ (4.30) จะได้

$$R = \frac{\rho l}{A} \qquad (4.34)$$

ถ้า $n >> p$ จะเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดเอนดังนั้นสภาพต้านทานไฟฟ้าจะมีค่าเป็น

$$\rho = \frac{1}{q\mu_n n} \qquad (4.35)$$

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า [18,20]

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของฟิล์มบางมีหลายวิธีด้วยกัน เช่นวิธี Van der Pauw วิธี Two point probe เป็นต้น แต่ส่วนใหญ่จะใช้โพรบวัดบนผิวหน้าของฟิล์ม และวิธีที่ใช้กันมากก็คือ การใช้แบบ 4 ขั้ว (Four point probe) และรูปแบบของรอยต่อ (contact) ที่เหมาะสมสำหรับการวัดโดยวิธีนี้ ก็มีหลายรูปแบบด้วยกัน ดังที่แสดงวิธีการวัดตามรูปที่ 4.4

รูปที่ 4.4a Four terminal method เป็นวิธีที่ใช้การวัดแบบ 4 ขั้ว มีหลักการวัดคือ 2 ขั้วนอกจ่ายกระแสไฟฟ้า 2 ขั้วในวัดความต่างศักย์ไฟฟ้า วิธีนี้จะไม่มีปัญหาเรื่องความต้านทานของรอยต่อและความต้านทานจะคำนวณได้จากกฎของโอห์ม และถ้ารู้ขนาดของฟิล์มก็จะคำนวนหาสภาพต้านทานไฟฟ้าได้ ส่วนใหญ่แล้วมักจะรายงานค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าอยู่ในเทอมของความต้านทานแผ่น (sheet resistance) ซึ่งมีหน่วยเป็น Ω/□

เมื่อพิจารณาฟิล์มยาว l กว้าง w และหนา d ตามรูปที่ 4.5 จากกฎของโอห์มและใช้สมการ (4.34) จะคำนวณหาความต้านทานฟิล์มได้ดังนี้

$$R = \frac{V}{I} = \frac{\rho l}{A}$$

$$= \frac{\rho l}{wd} \qquad \Omega \qquad (4.36)$$

ในกรณีที่ฟิล์มเป็นรูปสี่เหลี่ยม (l=w) ดังนั้นสมการที่ (4.36) เขียนได้ใหม่เป็น

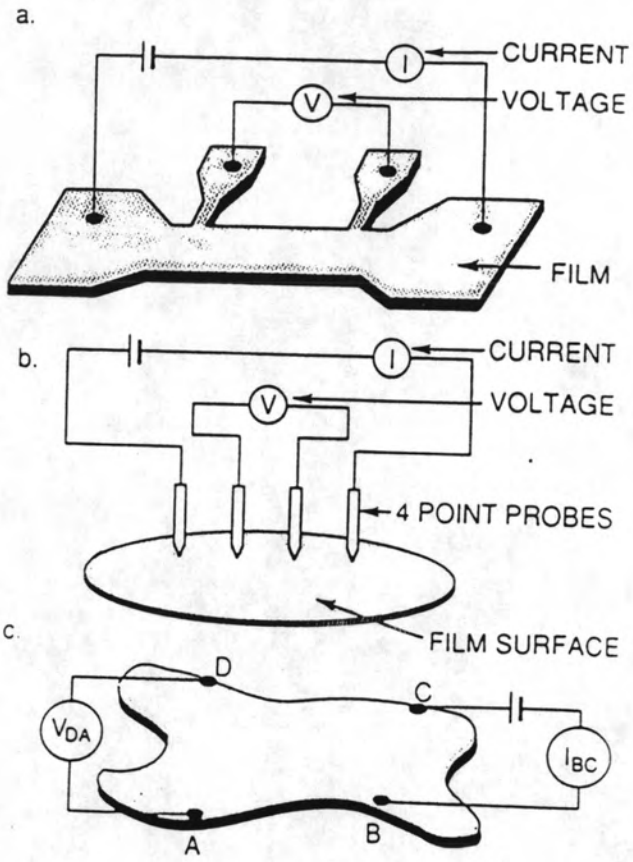
$$R = R_S = \frac{\rho}{d} \qquad \Omega/\square \qquad (4.37)$$

R_S คือ ความต้านทานแผ่น (sheet resistance)

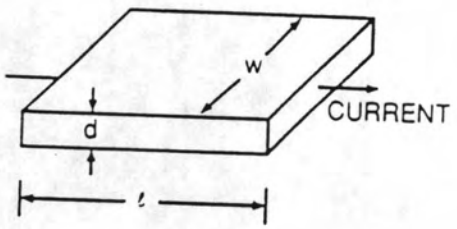
ρ คือ สภาพต้านทานไฟฟ้า

โดยที่ความต้านทานแผ่นไม่ขึ้นกับขนาดของฟิล์ม

รูปที่ 4.4b Four-point probe เป็นวิธีที่ใช้สำหรับการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของฟิล์มแบบ 4 ขั้ว โดยวัดบนผิวหน้าของฟิล์มที่มีรูปแบบใดๆก็ได้ แต่ตำแหน่งของขั้วทั้งสี่จะต้อง



รูปที่ 4.4 แสดงวิธีการวัดความต้านทานแผ่นของฟิล์มบาง [18]



รูปที่ 4.5 แสดงขนาดของฟิล์มยาว l กว้าง w หนา d

วางเรียงอยู่ในแนวเดียวกัน โดย 2 ขั้วนอกวัดกระแสไฟฟ้า และ 2 ขั้วในวัดความต่างศักย์ไฟฟ้า เมื่อพิจารณาจากการวัดตามรูปที่ 4.4b เราจะหาสภาพต้านทานไฟฟ้าได้จากสมการดังนี้

$$\rho = \frac{2\pi\left(\frac{V}{I}\right)}{\left[\frac{1}{s_1}+\frac{1}{s_3}-\frac{1}{(s_1+s_2)}-\frac{1}{(s_2+s_3)}\right]} \qquad (4.38)$$

โดยที่ s คือช่องว่างระหว่างขั้ว ในกรณีที่ $s_1 = s_2 = s_3$ สมการที่ (4.38) จะเขียนได้ใหม่เป็น

$$\rho = \frac{2\pi SV}{I} \qquad (4.39)$$

และ ความต้านทานแผ่นหาได้จากสมการ

$$R_S = F^*\left(\frac{V}{I}\right) \qquad (4.40)$$

โดยที่ F* คือ correction factors ซึ่งจะสัมพันธ์กับการวัดกระแสไฟฟ้าและความต่างศักย์ไฟฟ้า ดังแสดงในตารางที่ 4.1

	1 ↓	2 ↓	3 ↓	4 ↓

Current probes	Voltage probes	Correction factor F^* for thin layer
1-4	2-3	$(\pi/\ln 2) \simeq 4.532$
1-2	3-4	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) \simeq 21.84$
1-3	2-4	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) \simeq 15.50$
2-4	1-3	$2\pi/(\ln 3 - \ln 2) \simeq 15.50$
3-4	1-2	$2\pi/(\ln 4 - \ln 3) \simeq 21.84$
2-3	1-4	$(\pi/\ln 2) \simeq 4.532$

ตารางที่ 4.1 แสดงค่า correction factor สำหรับการวัดฟิล์ม

รูปที่ 4.4c Van der Pauw method เป็นวิธีการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าที่สมบูรณ์ที่สุด และใช้กันอย่างแพร่หลาย โดยการใช้ขั้วไฟฟ้า 4 ขั้ว ซึ่ง 2 ขั้ววัดกระแสไฟฟ้า อีก 2 ขั้ววัดความต่างศักย์ไฟฟ้า การวัดจะวัดที่ตำแหน่งใดๆของตำแหน่ง A,B,C,D ก็ได้ และค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าจะหาได้จากสมการดังนี้

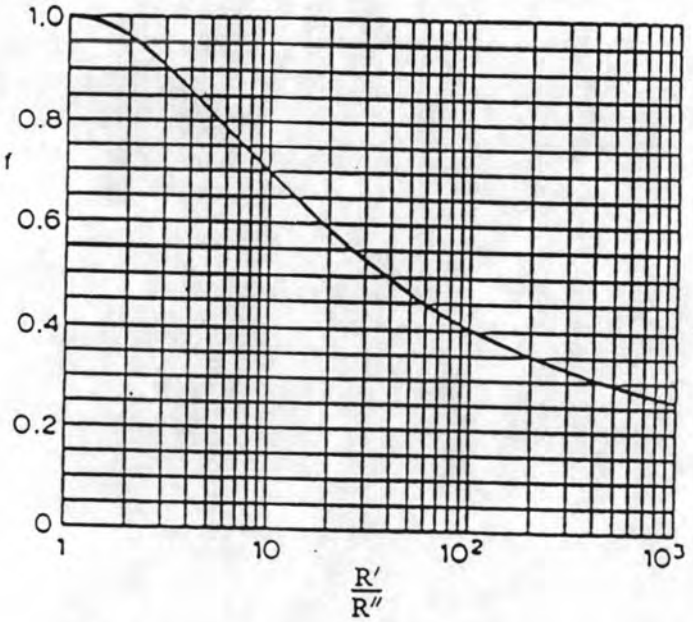
$$R_S = \frac{\pi}{2\ln 2}(R' + R'')f(\frac{R'}{R''}) \qquad (4.41)$$

โดยที่ $f(\frac{R'}{R''})$ คือ Vander Pauw's functtion ซึ่งจะมีความสัมพันธ์ดังแสดงในรูปที่ 4.6

R' คือความต่างศักย์ไฟฟ้าระหว่างรอยต่อ A และ D ต่อหน่วยกระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านที่ไหลผ่านรอยต่อ C และ B

R'' คือความต่างศักย์ไฟฟ้าระหว่างรอยต่อ A และ B ต่อหน่วยกระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านรอยต่อ C และ D

ถ้ารอยต่อวางอยู่ในตำแหน่งลักษณะที่สมมาตรกันแล้ว ดังนั้น $\frac{R'}{R''} = 1$ และฟังก์ชั่นของ vander Pauw ก็เป็น 1 ด้วย และที่สำคัญอีกอย่างหนึ่งก็คือการวัดวิธีนี้รอยต่อจะต้องเล็กมาก และความหนาของฟิล์มต้องสม่ำเสมอ



รูปที่ 4.6 แสดงค่า correction factor ของการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธี van der Pauw

T 13762409