



สมบัติเชิง ไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

จากทฤษฎีแถบพลังงาน สารกึ่งตัวนำมีโครงสร้างแถบพลังงานที่มีช่องว่าง ไม่เกิน 3 eV ดังนั้นที่อุณหภูมิห้องพลังงานความร้อนจะกระตุ้นอิเล็กตรอนและ โฮลจากแหล่งต่าง ๆ ภายในผลึก ไปยังแถบนำและแถบวาเลนซ์ตามลำดับดังกล่าวแล้ว ในบทที่ 2 ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิใด ๆ ของสารกึ่งตัวนำจึงขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะอิสระ เหล่านี้

ในบทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีที่เกี่ยวข้องกับความหนาแน่นของพาหะ (carrier concentration) ที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน สภาพนำไฟฟ้า และวิธีวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าซึ่ง ไซกัน โดยทั่วไปในสารกึ่งตัวนำ

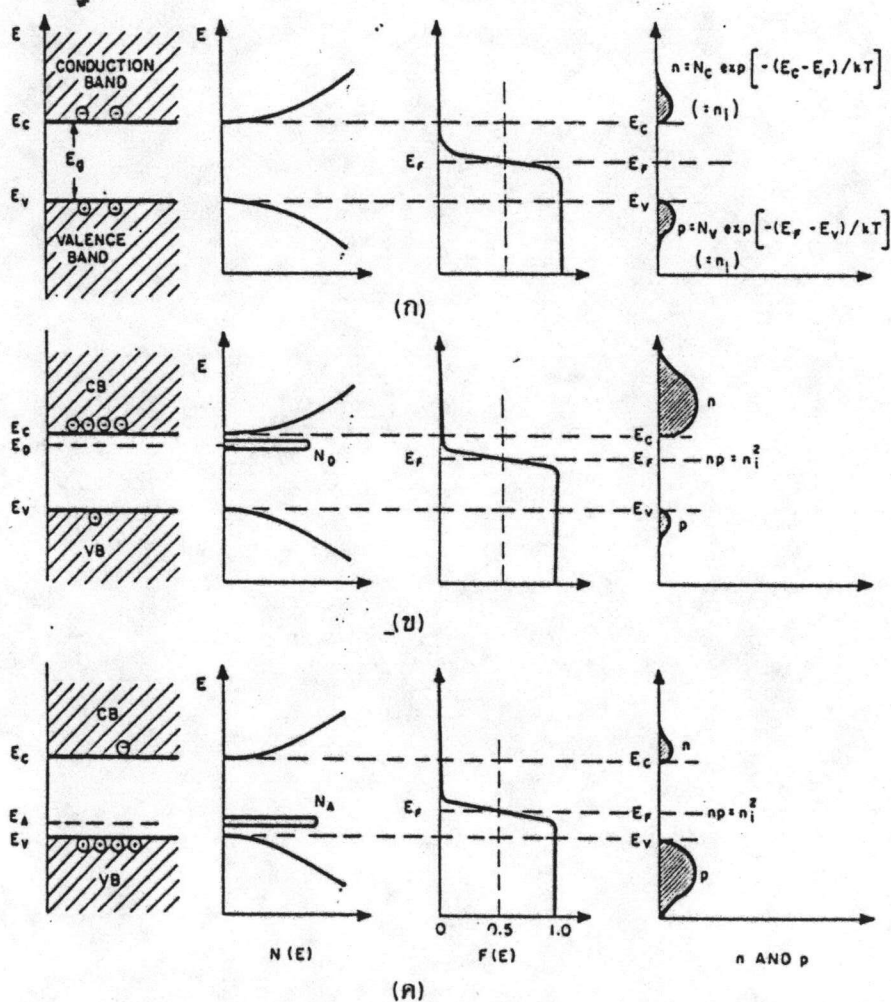
4.1 ความหนาแน่นของพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน

การนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำขึ้นอยู่กับจำนวนของพาหะอิสระ ซึ่งมีทั้งอิเล็กตรอนและโฮล กล่าวคือ ถ้าจำนวนอิเล็กตรอนในแถบนำหรือจำนวนโฮลในแถบวาเลนซ์เพิ่มขึ้นสารกึ่งตัวนำนั้นจะนำไฟฟ้า ได้ดียิ่งขึ้น ปริมาณความหนาแน่นของพาหะอิสระในสารกึ่งตัวนำขึ้นอยู่กับขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน (E_g) ความหนาแน่นของผู้ให้ (N_D) ความหนาแน่นของผู้รับ (N_A) และอุณหภูมิของผลึกสารกึ่งตัวนำในขณะนั้น ที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน โอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนเป็นไปตามฟังก์ชันการแจกแจงของ เฟอร์มี-ไดแรก (Fermi-Dirac Distribution function) [9,31]

$$f(E) = \frac{1}{\exp\langle (E-E_F)/kT \rangle + 1} \quad (4.1)$$

โดยที่	$f(E)$	คือ	โอกาสที่อิเล็กตรอนจะอยู่ได้ที่ระดับพลังงาน E
	k	คือ	ค่าคงที่โบลซมานน์ (Boltzmann constant)
	T	คือ	อุณหภูมิในหน่วยเคลวิน
	E_F	คือ	ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi energy level)

E_f คือ ระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi level) ซึ่งหมายถึงระดับพลังงานที่กำหนดสภาวะสมดุลเชิงความร้อนของระบบ ระดับพลังงานเฟอร์มีนอกจากจะขึ้นกับอุณหภูมิของระบบแล้วยังขึ้นกับปริมาณของอิเล็กตรอนทั้งหมดในระบบ ดังนั้นในการพิจารณาความหนาแน่นพาหะอิสระที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน n นี้จะได้แยกพิจารณาสำหรับกรณีของสารกึ่งตัวนำที่ไม่ได้รับการเติมสิ่งเจือปน (intrinsic semiconductor) และกรณีที่มีการเติมสิ่งเจือปน (extrinsic semiconductor) ลักษณะ ไดอะแกรมแถบพลังงาน การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี-ไดแรก ความหนาแน่นสถานะและความหนาแน่นพาหะอิสระ ได้แสดงไว้ด้วยกันในรูปที่ 4.1



รูปที่ 4.1 แสดง ไดอะแกรมแถบพลังงาน ความหนาแน่นสถานะ การกระจายของฟังก์ชันเฟอร์มี-ไดแรก และความหนาแน่นพาหะอิสระ ตามลำดับ
 (ก) สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิค
 (ข) สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น
 (ค) สารกึ่งตัวนำชนิดพี

4.1.1 สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก

สภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์จะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนขึ้นไปยังแถบนำและทิ้ง โยลจำนวนเท่ากันในแถบวาเลนซ์

ถ้ากำหนดให้ $N_c(E)dE$ เป็นจำนวนสถานะพลังงานในแถบนำต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรที่มีค่าพลังงานอยู่ระหว่าง E และ $E+dE$ ดังนั้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำที่มีค่าพลังงานอยู่ระหว่าง E และ $E+dE$ ที่อุณหภูมิ T โดยจะเท่ากับ

$$n = n(E)dE = N_c(E)f(E)dE \tag{4.2}$$

เมื่อ $n(E)dE$ = ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำที่มีค่าพลังงานอยู่ระหว่าง E และ $E+dE$

$N_c(E)$ = ความหนาแน่นของสถานะพลังงาน (density of state) [32] ของแถบนำซึ่งแสดงด้วยสมการ

$$N_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \tag{4.3}$$

m_e^* = มวลยั้งผล (effective mass) ของอิเล็กตรอนในแถบนำ

\hbar = ค่าคงที่ของพลังค์ (Planck constant)

ดังนั้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำ คือ

$$n = \int_{E_c}^{E_t} n(E)dE = \int_{E_c}^{E_t} N_c(E)f(E)dE \tag{4.4}$$

เมื่อ E_c = สถานะพลังงานที่ขอบล่างสุดของแถบนำ

E_t = สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบนำ

โดยการพิจารณาว่าช่องว่างแถบพลังงานมีค่ามากกว่าพลังงานความร้อน (kT) มาก ดังนั้นเราคิดว่าพลังงานในแถบนำไม่มีดีเจนเนอเรซี (non degeneracy) จะได้ว่าลิมิตสูงสุดของการอินทิเกรต จะเปลี่ยนจาก E_t เป็น $+\infty$ ดังนั้นสมการ (4.4) จะเปลี่ยนเป็น [31]

$$n = \int_{E_c}^{\infty} n(E)dE = \int_{E_c}^{\infty} N_c(E)f(E)dE \tag{4.5}$$

แทนสมการ (4.3) ลงในสมการ (4.5) จะได้

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2 m_e^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)^{1/2}}{\exp\langle (E - E_F) / kT \rangle + 1} dE \tag{4.6}$$

ถ้า $(E - E_F)/kT \gg 1$ แล้ว

$$n_i = 2 \left[\frac{m_e^* kT}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{E_c - E_F}{kT} \right]$$

หรือ

$$n_i = N_c \exp \left[-\frac{E_c - E_F}{kT} \right] \quad (4.7)$$

เมื่อ

$$N_c = 2 \left[\frac{m_e^* kT}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2}$$

สมการ (4.7) จะเห็นว่า คิดเหมือนกับแถบนำเป็นระดับพลังงานเดี่ยวที่มอดเด่นเนอเรซี (degeneracy) เท่ากับ N_c

ในทำนองเดียวกันเราจะ ได้ความหนาแน่นของ โฮลในแถบวาเลนซ์ดังนี้

$$p_i = 2 \left[\frac{m_h^* kT}{2\pi \hbar^2} \right]^{3/2} \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right]$$

หรือ

$$p_i = N_v \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right] \quad (4.8)$$

โดยที่ E_v = สถานะพลังงานที่ขอบบนสุดของแถบวาเลนซ์ ซึ่งในที่นี้ใช้เป็นระดับอ้างอิง

m_h^* = มวลยังผลของ โฮลในแถบวาเลนซ์

สมการ (4.8) คิดว่าแถบวาเลนซ์เป็นระดับพลังงานเดี่ยวที่มอดเด่นเนอเรซีเท่ากับ N_v นำสมการ (4.7) คูณกับสมการ (4.8) จะได้

$$n_i p_i = n_i^2 = N_c N_v \exp \left[-\frac{E_c - E_v}{kT} \right]$$

$$n_i^2 = N_c N_v \exp (-E_g/kT) \quad (4.9)$$

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp (-E_g/2kT) \quad (4.10)$$

เมื่อ E_g คือ ขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน = $E_c - E_v$

สมการ (4.9) ที่เรียกว่ากฎของกิริยาเชิงมวล (law of mass action) [9,10,31] ซึ่งหมายถึงผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองชนิดมีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดอุณหภูมิหนึ่ง โดยไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี จะเป็นไปตามความสัมพันธ์

$$E_{F_i} = \frac{1}{2} E_g + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) \quad (4.11)$$

หรือ

$$E_{F_i} = \frac{1}{2} E_g + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_h^*}{m_e^*} \right) \quad (4.12)$$

นั่นคือที่อุณหภูมิศูนย์องศาสัมบูรณ์ระดับพลังงานเฟอร์มี (E_{F_i}) ของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกจะอยู่ที่กึ่งกลางของช่องว่างแถบพลังงานและจะเปลี่ยนไปตามอุณหภูมิเพียงเล็กน้อย [9, 10, 31]

4.1.2 สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็กซทรีนสิก (extrinsic semiconductor)

เมื่อมีการเติมสิ่งเจือปนลงไปในผลึกสมบูรณ์ของสารกึ่งตัวนำ อะตอมของสิ่งเจือปนเหล่านี้จะก่อให้เกิดระดับพลังงานของสิ่งเจือปน (impurity energy level) ขึ้นในช่องว่างแถบพลังงาน การเติมสิ่งเจือปนลงในสารกึ่งตัวนำทำให้เกิดสารกึ่งตัวนำสองชนิดซึ่งขึ้นอยู่กับชนิดของสิ่งเจือปนถ้าสิ่งเจือปนเป็นชนิดผู้รับ ผลึกที่เติมสิ่งเจือปนชนิดนี้เรียกว่า สารกึ่งตัวนำชนิดพี แต่ถ้าสิ่งเจือปนที่เติมไปเป็นชนิดผู้ให้เรียกว่า สารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

ถ้าสิ่งเจือปนที่ปรากฏในสารกึ่งตัวนำมีทั้งผู้ให้และชนิดผู้รับสารกึ่งตัวนำนั้นจะแสดงชนิดการนำไฟฟ้า (conductivity type) แบบใดขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะข้างมากกว่าเกิดจากสิ่งเจือปนชนิดใด เมื่อมีการเติมสิ่งเจือปนลงไปในระดับพลังงานเฟอร์มีของสารกึ่งตัวนำจะปรับระดับเพื่อเข้าสู่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน ดังนั้นความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งอิเล็กตรอนและโฮลจะหาได้ในทำนองเดียวกันกับสารกึ่งตัวนำอินทรีนสิก นั่นคือความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำเป็น

$$n = 2 \left(\frac{m_e^* kT}{2\pi \hbar^2} \right) \exp \left[-\frac{E_c - E_F}{kT} \right]$$

หรือ

$$n = N_c \exp \left[-\frac{E_c - E_F}{kT} \right] \quad (4.13)$$

และความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์เป็น

$$p = 2 \left(\frac{m_h^* kT}{2\pi \hbar^2} \right) \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right]$$

หรือ

$$p = N_v \exp \left[-\frac{E_F - E_v}{kT} \right] \quad (4.14)$$

จากกฎของกิริยาเชิงมาล จะได้ว่า

$$np = N_c N_v \exp(-E_g/kT) \quad (4.15)$$

จากสมการ (4.15) จะเห็นว่าผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองชนิดมีค่าคงที่ที่อุณหภูมิใดอุณหภูมิหนึ่ง โดยไม่ขึ้นกับระดับพลังงานเฟอร์มี ถ้าความหนาแน่นพาหะชนิดใดเพิ่มขึ้นพาหะอีกชนิดหนึ่งต้องลดลง ดังนั้นในสารกึ่งตัวนำที่เป็นจริง (real crystal) จึงมีพาหะข้างมาก (majority carriers) และพาหะข้างน้อย (minority carriers)

จากเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าของระบบ ประจุลบที่เกิดจากอิเล็กตรอนกับคู่รับที่ถูกไอออไนซ์ (ionized acceptor) จะต้องเท่ากับประจุบวกทั้งหมดที่เกิดจากโฮลและคู่ให้ที่ถูกไอออไนซ์ (ionized donor) ดังสมการ [31]

$$n + N_A^- = p + N_D^+ \quad (4.16)$$

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

$$n + N_A + n_d = p + N_D + n_a \quad (4.17)$$

เมื่อ N_D = ความหนาแน่นของคู่ให้
 N_D^+ = ความหนาแน่นของคู่ให้ที่ถูก ไอออไนซ์
 n_d = ความหนาแน่นของคู่ให้ที่ไม่ถูก ไอออไนซ์ (un-ionized donors)
 N_A = ความหนาแน่นของคู่รับ
 N_A^- = ความหนาแน่นของคู่รับที่ถูก ไอออไนซ์
 n_a = ความหนาแน่นของคู่รับที่ไม่ถูก ไอออไนซ์ (un-ionized acceptors)

โดยที่

$$n_d = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{g} \exp\langle (E_D - E_F) / kT \rangle} \quad (4.18)$$

$$n_a = \frac{N_A}{1 + \frac{1}{g} \exp\langle (E_F - E_V) / kT \rangle} \quad (4.19)$$

เมื่อ g คือ แฟกเตอร์ดีเจเนอเรซีที่สถานะพื้นฐาน (ground-state degeneracy factor)

E_D คือ ระดับพลังงานของคู่ให้

E_A คือ ระดับพลังงานของคู่รับ

จากเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าของระบบนี้ เราสามารถแบ่งออกได้เป็น 2 กรณี ดังนี้

4.1.2.1 กรณีที่ความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีน้อยหรืออุณหภูมิสูง

(ก) กรณี $(N_D - N_A) \ll N_C$ แล้ว E_F จะอยู่ในช่วงระหว่าง E_D และ E_{F_i} แต่อยู่ค่อนข้างใกล้ E_{F_i} ดังนั้น n_0 จะน้อยกว่า N_D มากจึงตัดทิ้งได้ และความหนาแน่นของรูรับจะถูกไอออนไนซ์หมด ดังนั้นสมการ (4.17) จะกลายเป็น [31]

$$n + N_A = p + N_D \quad (4.20)$$

จากสมการที่ (4.9) และ (4.15) จะได้ว่า

$$n_0 = \frac{1}{2} [N_D - N_A + \sqrt{ (N_D - N_A)^2 + 4n_i^2 }] \quad (4.21)$$

$$p_0 = \frac{n_i^2}{n_0} \quad (4.22)$$

โดยที่ n_0 คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

p_0 คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

(ข) กรณี $(N_A - N_D) \ll N_C$ แล้ว E_F จะอยู่ในช่วงระหว่าง E_A และ E_{F_i} แต่อยู่ค่อนข้างใกล้ E_{F_i} ซึ่งคิดในทำนองเดียวกับ (ก) จะได้ว่า

$$p_p = \frac{1}{2} [N_A - N_D + \sqrt{ (N_A - N_D)^2 + 4n_i^2 }] \quad (4.23)$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \quad (4.24)$$

โดยที่ p_p คือ พาหะข้างมากของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

n_p คือ พาหะข้างน้อยของสารกึ่งตัวนำชนิดพี

ในทั้งสองกรณีนี้ $|N_D - N_A| \ll n_i$ แล้วสมการ (4.21) และ (4.23) จะกลายเป็น

$$n_0 \approx n_i + \frac{1}{2} (N_D - N_A) \quad (4.25)$$

$$p_p \approx n_i + \frac{1}{2} (N_A - N_D) \quad (4.26)$$

จากสมการ (4.25) และ (4.26) จะเห็นว่าพาหะข้างมากจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะชนิดอินทรินสิค (intrinsic carrier densities) จะยังเด่นชัดมากขึ้นเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้นช่วงอุณหภูมินี้เรียกว่าช่วงอินทรินสิค (intrinsic region) แต่ถ้า $|N_D - N_A| \gg n_i$ สมการ (4.21) และ (4.23) จะกลายเป็น

$$n_n \approx N_D - N_A \quad (4.27)$$

$$p_p \approx N_A - N_D \quad (4.28)$$

ในช่วงนี้เป็นช่วงที่อุณหภูมิไม่สูงมากนัก พาหะส่วนใหญ่จะ ได้มาจากสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์หมด ทำให้ความหนาแน่นของพาหะคงที่ เรียกช่วงนี้ว่า ช่วงเอ็กซีทรินสิค (extrinsic region)

4.1.2.2 กรณีที่ความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีค่ามากหรืออุณหภูมิต่ำ ๆ

(ก) กรณี $N_D > N_A$ พลังงานเนื่องจากความร้อนไม่สามารถจะไอออไนซ์อะตอมของสิ่งเจือปนได้หมดดังนั้น n_n ในสมการ (4.17) จึงตัดทิ้งไม่ได้ แต่โฮลในแถบวาเลนซ์ (p) และ n_a มีค่าน้อยมากจึงตัดทิ้งได้ ดังนั้นสมการ (4.17) จะกลายเป็น

$$n + N_A + n_a = N_D \quad (4.29)$$

แทนสมการ (4.18) ลงใน (4.29) จะได้

$$n = N_D - N_A - \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \exp\langle (E_D - E_F) / kT \rangle}$$

$$n = N_D - N_A - \frac{2N_D}{2 + \exp\langle (E_D - E_F) / kT \rangle}$$

$$2n + n \exp[(E_D - E_F)/kT] = N_D \exp[(E_D - E_F)/kT] - 2N_A - N_A \exp[(E_D - E_F)/kT]$$

$$\text{ให้ } N_c' = \frac{1}{2} N_c \exp(-E_d/kT) \quad \text{และ} \quad E_d = E_c - E_D$$

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

$$n^2 + (N_A + N_c')n - (N_D - N_A)N_c' = 0 \quad (4.30)$$

ดังนั้นเราจะได้

$$n = - \frac{(N_A + N_C')}{2} + \frac{1}{2} [(N_A + N_C')^2 + 4(N_D - N_A)N_C']^{1/2} \quad (4.31)$$

ที่อุณหภูมิ $E_d \gg kT$ แล้ว N_C' จะมีค่าน้อย ดังนั้นจากสมการ (4.31) เรากระจายเทอมที่ 2 ด้านขวามือด้วยอนุกรมไบนอมิเยล (binomial series) จะได้

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

แทนสมการ (4.32) ลงใน (4.31) จะได้

$$\begin{aligned} n &= - \frac{(N_A + N_C')}{2} + \frac{1}{2}(N_A + N_C') + \frac{N_C'(N_D - N_A)}{N_A + N_C'} + \dots \\ n &= \frac{N_C'(N_D - N_A)}{N_A + N_C} \quad (4.33) \end{aligned}$$

ถ้า $N_A \gg N_C'$ สมการ (4.33) จะกลายเป็น [31,33]

$$n = \frac{N_C'(N_D - N_A)}{N_A} = \frac{(N_D - N_A)}{2N_A} N_C \exp(-E_d / kT) \quad (4.34)$$

แต่ถ้า N_A มีค่าน้อยมาก นั่นคือ $N_D \gg N_C' \gg N_A$ จากสมการ (4.30) นำ N_D หาค่าตลอดจะได้

$$\begin{aligned} \frac{n^2}{N_D} - N_C' &= 0 \\ n^2 &= N_C' N_D = \frac{1}{2} N_D N_C \exp(-E_d / kT) \\ n &= \frac{1}{\sqrt{2}} (N_D N_C)^{1/2} \exp(-E_d / 2kT) \quad (4.35) \end{aligned}$$

ดังนั้นในช่วงอุณหภูมิที่ความหนาแน่นของพาหะอิสระ (n) จะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ทุกไอออนซึ่งจะเป็นไปตามสมการที่ (4.34) หรือ (4.35) ขึ้น

อยู่กับเงื่อนไขคอมเพนเซชัน (compensation) [31,33] ช่วงนี้เรียกว่า ช่วงฟรีซเอาต์ (freez-out region)

(ข) กรณี $N_A > N_D$ คิดทำนองเดียวกับ(ก) สมการ (4.17) จะกลายเป็น

$$p + n_a = N_A - N_D \quad (4.36)$$

แทนสมการ (4.19) ลงใน (4.36) และให้ $N'_v = \frac{1}{2} N_v \exp(-E_a/kT)$ โดยที่ $E_a = E_A - E_v$ จะได้

$$p_i \approx \frac{N'_v (N_A - N_D)}{N_D + N'_v} \quad (4.37)$$

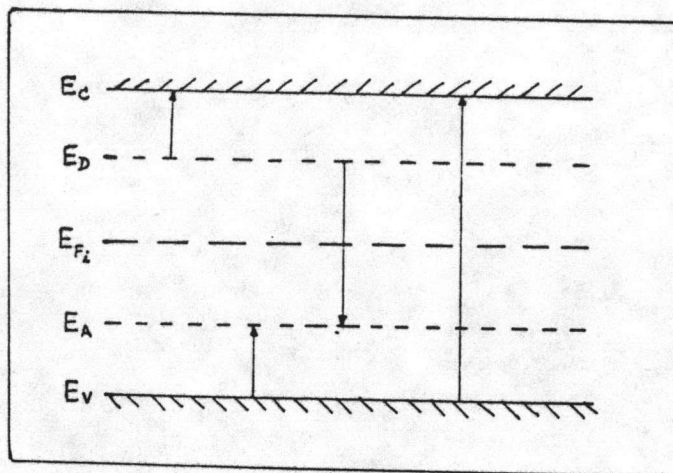
ถ้า $N_D \gg N'_v$ สมการ (4.37) จะกลายเป็น

$$p = \frac{N_A - N_D}{2N_D} N_v \exp(-E_a/kT) \quad (4.38)$$

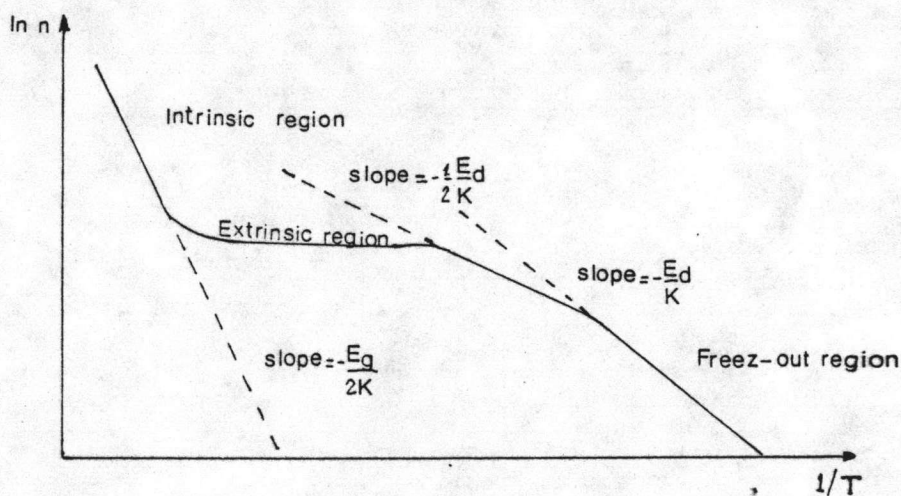
แต่ถ้า N_D มีค่าน้อยมากคือ $N_A \gg N'_v \gg N_D$ จะได้ว่า

$$p = \frac{1}{2} (N_v N_A)^{1/2} \exp(-E_a/2kT) \quad (4.39)$$

ที่อุณหภูมิต่ำๆ ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำจะน้อยกว่าความหนาแน่นของสิ่งเจือปนชนิดผู้ให้ (N_D) เนื่องจากโอกาสที่อิเล็กตรอนจะถูกไอออไนซ์ด้วยพลังงานความร้อน (kT) มีค่าน้อย และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำจะเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิช่วงนี้เรียกว่าช่วงฟรีซเอาต์ สำหรับช่วงอุณหภูมิปานกลางความหนาแน่นของอิเล็กตรอนของสิ่งเจือปนที่ถูกไอออไนซ์หมด ($n = N_D$) เรียกช่วงนี้ว่าช่วงเอ็กซ์ทรินสิค และในช่วงอุณหภูมิสูงๆอิเล็กตรอนส่วนใหญ่เป็นของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรินสิคเองและเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ เรียกช่วงนี้ว่าช่วงอินทรินสิค ดังรูปที่ 4.2 สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดพีก็เช่นเดียวกัน



รูปที่ 4.2 แสดงทิศทางการย้ายสถานะพลังงานของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำที่มีสิ่งเจือปนทั้งชนิดผู้ให้และผู้รับ



รูปที่ 4.3 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนกับส่วนกลับของอุณหภูมิ [10]

4.2 สภาพนำไฟฟ้าเนื่องจากอิเล็กตรอนและโฮล

เมื่อมีสนามไฟฟ้าใส่เข้าไปในสารกึ่งตัวนำ อิเล็กตรอนที่อยู่ในแถบนำจะตอบสนองต่อสนามไฟฟ้าเกิดการเคลื่อนที่กลายเป็นกระแสไฟฟ้าจากกฎของโอห์ม (Ohm's law) สภาพนำไฟฟ้า (σ) คืออัตราส่วนของความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า (current density, J) ต่อสนามไฟฟ้า (electric field, E) ที่ใส่เข้าไปดังสมการ [34]

$$\sigma = \frac{J}{E} \quad (4.40)$$

โดยที่ $J = nev$ (4.41)

n = จำนวนอิเล็กตรอน

e = ประจุของอิเล็กตรอน

v = ความเร็วลอยเลื่อน (drift velocity) ของอิเล็กตรอน

ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเนื่องจากอิเล็กตรอนในแถบนำคือ

$$\sigma = nq\mu_n \quad (4.42)$$

เมื่อ $\mu_n = \frac{v}{E}$ เรียกว่าสภาพเคลื่อนที่ได้ (mobility) [9] ของอิเล็กตรอนมีหน่วยเป็น $\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ และสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเนื่องจากโฮลในแถบวาเลนซ์คือ

$$\sigma = pq\mu_p \quad (4.43)$$

โดยที่ μ_p คือสภาพเคลื่อนที่ได้ของโฮล

ดังนั้นสภาพการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำเนื่องจากอิเล็กตรอนและโฮลคือ [9, 35]

$$\sigma = nq\mu_n + pq\mu_p \quad (4.44)$$

ในกรณีที่ เป็นสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก สภาพนำไฟฟ้าจะเป็นไปตามสมการ

$$\sigma = Nc q (\mu_n + \mu_p) \exp(-E_g / 2kT) \quad (4.45)$$

หรือ

$$\ln \sigma = \ln [Nc q (\mu_n + \mu_p)] - E_g / 2kT \quad (4.46)$$

จากสมการ (4.46) จะเห็นว่าสภาพนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกจะเพิ่มตามอุณหภูมิ ซึ่งเป็นสมบัติของสารกึ่งตัวนำที่ต่างไปจากสารชนิดอื่น ๆ ถ้าเขียนกราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln \sigma$ กับ $1/T$ จะได้เส้นตรงที่มีค่าความชัน (slope) เท่ากับ $-E_g/2k$ ดังนั้นจะสามารถหาค่า ช่องว่างแถบพลังงานได้โดยง่าย

สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นพาหะข้างมากจะเป็นอิเล็กตรอนในแถบนำ
สภาพนำไฟฟ้าโดยประมาณ คือ

$$\sigma = nq\mu_n \quad (4.47)$$

แทนค่า n จากสมการ (4.34) และ (4.35) ลงในสมการ (4.47) จะได้

$$\sigma = q\mu_n \frac{N_D - N_A}{2N_A} N_C \exp(-E_d / kT) \quad (4.48)$$

$$\sigma = q\mu_n \left(\frac{N_D N_C}{2} \right)^{1/2} \exp(-E_d / 2kT) \quad (4.49)$$

สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดพีพาหะข้างมากจะเป็นโฮลในแถบวาเลนซ์
สภาพนำไฟฟ้าโดยประมาณ คือ

$$\sigma = pq\mu_p \quad (4.50)$$

แทนค่า p จากสมการ (4.38) และ (4.39) ลงในสมการ (4.50) จะได้

$$\sigma = q\mu_p \frac{N_A - N_D}{2N_D} N_V \exp(-E_a / kT) \quad (4.51)$$

$$\sigma = q\mu_p \left(\frac{N_V N_A}{2} \right)^{1/2} \exp(-E_a / 2kT) \quad (4.52)$$

ดังนั้น เมื่อเขียนกราฟความสัมพันธ์ระหว่าง $\ln \sigma$ กับ $1/T$ จะได้กราฟเส้นตรง
ที่มีความชัน $-\frac{E_d}{k}$ หรือ $-\frac{E_a}{2k}$ ทำให้สามารถรู้ค่าพลังงาน ไอออไนซของระดับพลังงานสิ่ง
เจือปนได้ในทำนองเดียวกัน

4.3 การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า [23]

วิธีวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำกระทำได้หลายวิธีที่ใช้การสัมผัสโดยผ่าน
กระแสไฟฟ้าเข้าไปในชิ้นสารตัวอย่างแล้ววัดความต่างศักย์ระหว่างจุดสองจุดบนชิ้นสารตัวอย่าง
นั้น วิธีมาตรฐานที่ใช้กันอยู่ทั่วไป ซึ่งขึ้นอยู่กับชนิด รูปร่าง และขนาดของสารตัวอย่าง
จำแนกได้ดังต่อไปนี้

4.3.1 วิธีวัดโดยตรง (Direct method)

วิธีนี้เป็นวิธีที่เก่าแก่ที่สุดที่ใช้วัดกับสารตัวอย่างรูปทรงกระบอกที่ทราบขนาดแน่นอน เมื่อวัดค่าความต้านทาน (R) ได้แล้วจึงคำนวณหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จากสมการ

$$\rho = \frac{RA}{L} \quad (4.53)$$

โดยที่ A คือ พื้นที่หน้าตัดของสารตัวอย่าง

L คือ ความยาวของสารตัวอย่าง

แต่ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าที่วัดได้นี้จะรวมเอาค่าความต้านทานของรอยต่อ (contact resistance) ระหว่างสารกับขั้วนำกับขั้วสัมผัส (probe) ที่ใช้เข้าไปด้วย เพื่อลดผลของความต้านทานที่รอยต่อทำได้โดยเขียนกราฟระหว่างสภาพต้านทานไฟฟ้ากับค่าความต่างศักย์ไฟฟ้า จนค่าสภาพต้านทานไฟฟ้ามีค่าคงที่เมื่อเพิ่มความต่างศักย์ไฟฟ้า ค่าคงที่นั้นคือสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกับขั้วนำที่แท้จริง

4.3.2 วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสองขั้ว (Two Points Probe method)

วิธีนี้จะขจัดปัญหาเรื่องความต้านทานที่รอยต่อออกไปได้ ถ้าพื้นที่หน้าตัดของสารกับขั้วนำที่ใช้วัดมีค่าคงที่และกระแสไฟฟ้าที่ใช้มีค่าคงที่ และกระแสไฟฟ้าที่ใช้มีค่าไม่มากนัก โวลต์มิเตอร์ที่ใช้ต้องมีค่าอิมพีแดนซ์สูง (high impedance) วิธีวัดกระทำได้โดยวางขั้วสัมผัสของโวลต์มิเตอร์ไปบนแท่งสารกับขั้วนำที่ตำแหน่งต่างๆ โดยให้ห่างจากรอยต่อของโลหะที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้าพอสมควร เพื่อหลีกเลี่ยงการเกิดบิดเบี้ยว (distorted) ของเส้นสมศักย์ (equipotential lines) บริเวณปลายทั้งสองข้างของแท่งสารกับขั้วนำ

4.3.3 วิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสี่ขั้วตามแนวเส้นตรง (Linear Four-Point Probe method)

วิธีนี้ใช้กันอย่างกว้างขวางในโรงงานอุตสาหกรรมสารกับขั้วนำ โดยใช้ขั้วสัมผัสสี่ขั้ววางเรียงกันอยู่ในแนวเส้นตรง เส้นเดียวกันให้กระแสไฟฟ้าไหลผ่านขั้วสัมผัสคู่นอก ส่วนขั้วสัมผัสคู่ในทำหน้าที่วัดความต่างศักย์ที่เกิดขึ้นดังรูปที่ 4.3 ถ้าคิดว่าสารตัวอย่างเป็นแบบ เซมิ-อินฟินิตี (semi-infinite) จะได้ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าเป็น

$$\rho = \frac{2\pi (V/I)}{[1/s_1 + 1/s_3 - 1/(s_1 + s_2) - 1/(s_2 + s_3)]} \quad (4.54)$$

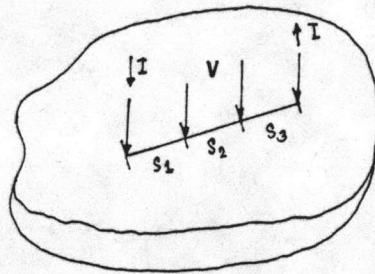
เมื่อ V คือ ความต่างศักย์

I คือ กระแสไฟฟ้า

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

(4.54) จะกลายเป็น

$$\rho = 2\pi s \frac{V}{I} \tag{4.55}$$



รูปที่ 4.3 แสดงตำแหน่งของขั้วสัมผัสตามวิธีวัดด้วยขั้วปลายแหลมสี่ขั้วในแนวเส้นตรง

4.3.4 วิธีวัดด้วยขั้วสัมผัสที่ไม่อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน
(Non-collinear Probe Spacing method)

วิธีการจัดวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสไม่อยู่ในแนวเดียวกันแต่จะเป็นรูปสี่เหลี่ยมแบบต่างๆ ตามลักษณะชั้นสารตัวอย่างหรือตามความเหมาะสมที่ผู้วัดเห็นสมควรดังรายละเอียดต่อไปนี้

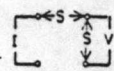



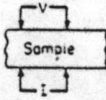
4.3.4.1 รูปสี่เหลี่ยมจัตุรัส (Square Array) วิธีนี้ใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางรูปร่างต่างๆ โดยได้มีการหาแฟลคเตอร์ค่าแก้ที่เหมาะสม ค่าที่วัดได้เป็นที่ยอมรับกันได้ สมการพื้นฐานที่ใช้คำนวณคือ

$$\rho = \frac{2\pi s V}{(2 - \sqrt{2}) I} \tag{4.56}$$

4.3.4.2 รูปสี่เหลี่ยมคางหมู (Delta Four-Point Probe) เป็นวิธีหาสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ (thin layer) ซึ่งมีสภาพต้านทานไฟฟ้าสูงกว่าฐานรอง (substrate)

4.3.4.3 ขั้วสัมผัสอยู่ด้านบน-ด้านล่าง (Over-Under Probe) วิธีการวางตำแหน่งของขั้วสัมผัสระหว่างคู่ที่ให้กระแสไฟฟ้ากับคู่ที่วัดค่าความต่างศักย์ไฟฟ้าจะอยู่คนละด้านของสารกึ่งตัวนำที่เป็นชั้นบางๆ

4.3.4.4 วิธีแวนเดอเพาว์ (van der Pauw method) วิธีนี้ใช้กับสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางหนาสมาเสมอรูปร่างไม่แน่นอนโดยการวางขั้วสัมผัสให้อยู่ที่ขอบของสารตัวอย่าง ซึ่งจะกล่าวถึงรายละเอียดในหัวข้อต่อไป

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		$\rho = \frac{2\pi S}{2 - (2/\sqrt{1 + n^2})} \frac{V}{I}$	
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

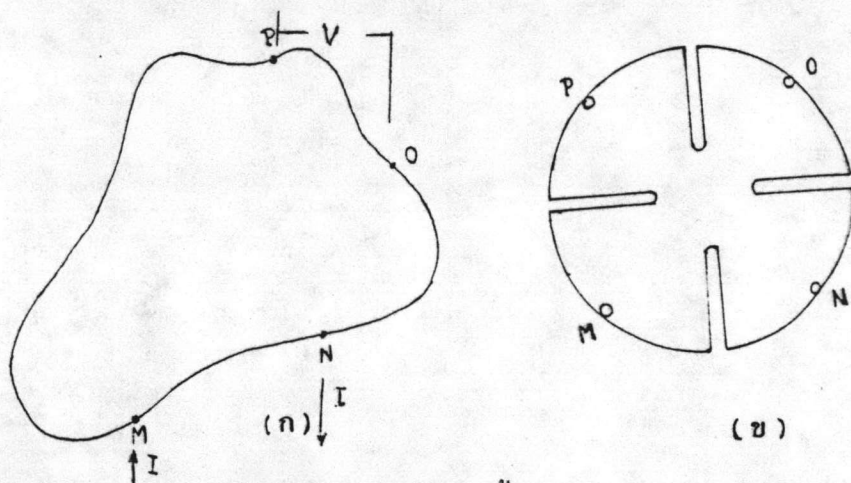
ตารางที่ 4.1 แสดงรายละเอียดในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีขั้วสัมผัส ไม่ได้อยู่ในแนวเส้นตรงเดียวกัน [36]

4.3.5 การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีแวนเดอเพอร์ [37, 38]

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีของแวนเดอเพอร์นี้จะให้ค่าที่ถูกต้องแม่นยำ ต้องเป็นไปตามเงื่อนไขดังต่อไปนี้

- 1 ขั้วสัมผัสจะต้องอยู่ที่ขอบของสารกึ่งตัวนำ
- 2 จุดสัมผัสต้องมีขนาดเล็กมากเมื่อเทียบกับขนาดของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่าง
- 3 สารตัวอย่างต้องมีความหนาทำกันตลอด
- 4 เนื้อของสารตัวอย่างจะต้องสม่ำเสมอไม่มีรูหรือรอยแยกใดๆ

เพื่อให้จุดสัมผัสมีขนาดเล็กเมื่อเทียบกับขนาดของเส้นรอบรูป ดังนั้นการเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูปของสารตัวอย่างจะช่วยลดความคลาดเคลื่อนของการวัดได้ ดังรูปที่ 4.4



รูปที่ 4.4 ก. แสดงตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชิ้นสารตัวอย่าง
ข. การเพิ่มความยาวของเส้นรอบรูป

จากรูปที่ 4.4 ถ้าให้กระแสไฟฟ้า I_{MN} ผ่านเข้าทางจุด M แล้วออกทางจุด N เราสามารถวัดความต่างศักย์ $V_{PO} = V_P - V_O$ ซึ่งจะหาค่าความต้านทานไฟฟ้า (R) ของสารได้ดังสมการ

$$R_{MN, PO} = \frac{V_P - V_O}{I_{MN}} \quad (4.57)$$

เมื่อเปลี่ยนให้กระแสไฟฟ้าเข้าทางจุด N ออกทางจุด O ก็จะได้ความสัมพันธ์เช่นเดียวกับสมการที่ (4.57) คือ

$$R_{NO,MP} = \frac{V_M - V_P}{I_{NO}} \quad (4.58)$$

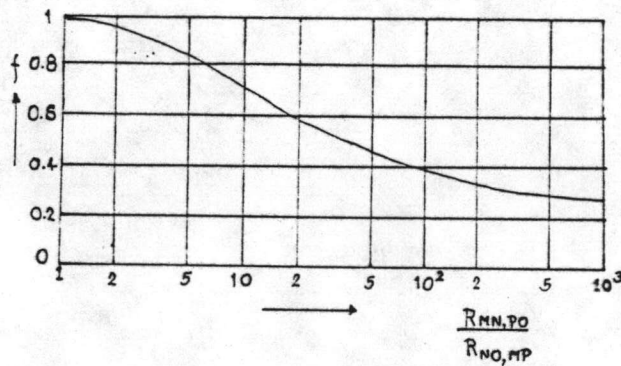
เราสามารถหาสภาพต้านทานไฟฟ้า (ρ) ได้จากความสัมพันธ์ของสมการที่ (4.57) และ (4.58) ดังนี้

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{MN,PO}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{NO,MP}\right) = 1 \quad (4.59)$$

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left(\frac{R_{MN,PO} + R_{NO,MP}}{2} \right) f \left[\frac{R_{MN,PO}}{R_{NO,MP}} \right] \quad (4.60)$$

โดยที่ d คือ ความหนาของชั้นสารตัวอย่าง
 $f \left[\frac{R_{MN,PO}}{R_{NO,MP}} \right]$ คือ แฟคเตอร์ค่าแก้ (correcting factor) ดังรูปที่ 4.5

จากสมการที่ (4.60) ทำให้สามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำรูปร่างใด ๆ ที่มีความหนาสม่ำเสมอได้



รูปที่ 4.5 แสดงแฟคเตอร์ค่าแก้ของการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยวิธีของแวนเดอเพอร์