

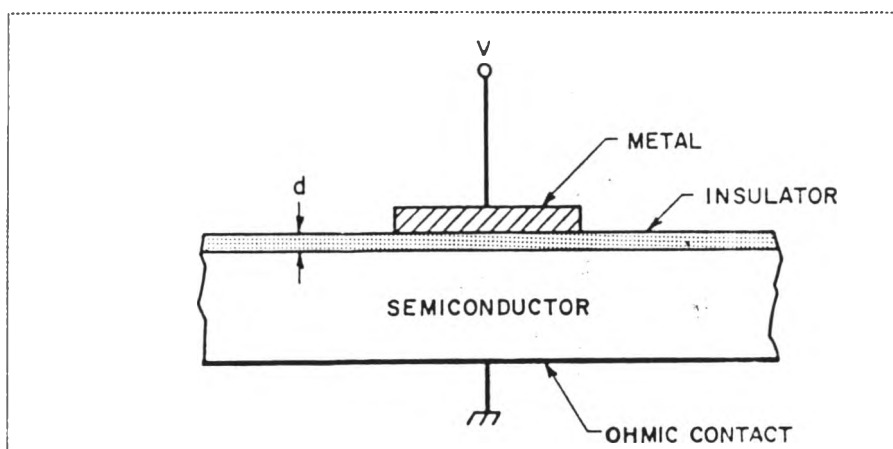
บทที่ 4

โครงสร้าง โลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ

อุปกรณ์ที่มีโครงสร้างแบบรอยต่อโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ (MIS) เป็นอุปกรณ์ที่เหมาะสมสำหรับการศึกษาศักยภาพของสารกึ่งตัวนำ เนื่องจากโครงสร้างข้างต้นมีเสถียรภาพไม่ซับซ้อน จึงนิยมใช้โครงสร้างนี้เป็นหลักการขั้นพื้นฐานต่อการทำความเข้าใจถึงสิ่งที่เกิดขึ้นที่ผิวของสารกึ่งตัวนำ เพื่อการพัฒนาเป็นอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ที่มีประสิทธิภาพอื่น ๆ ต่อไป

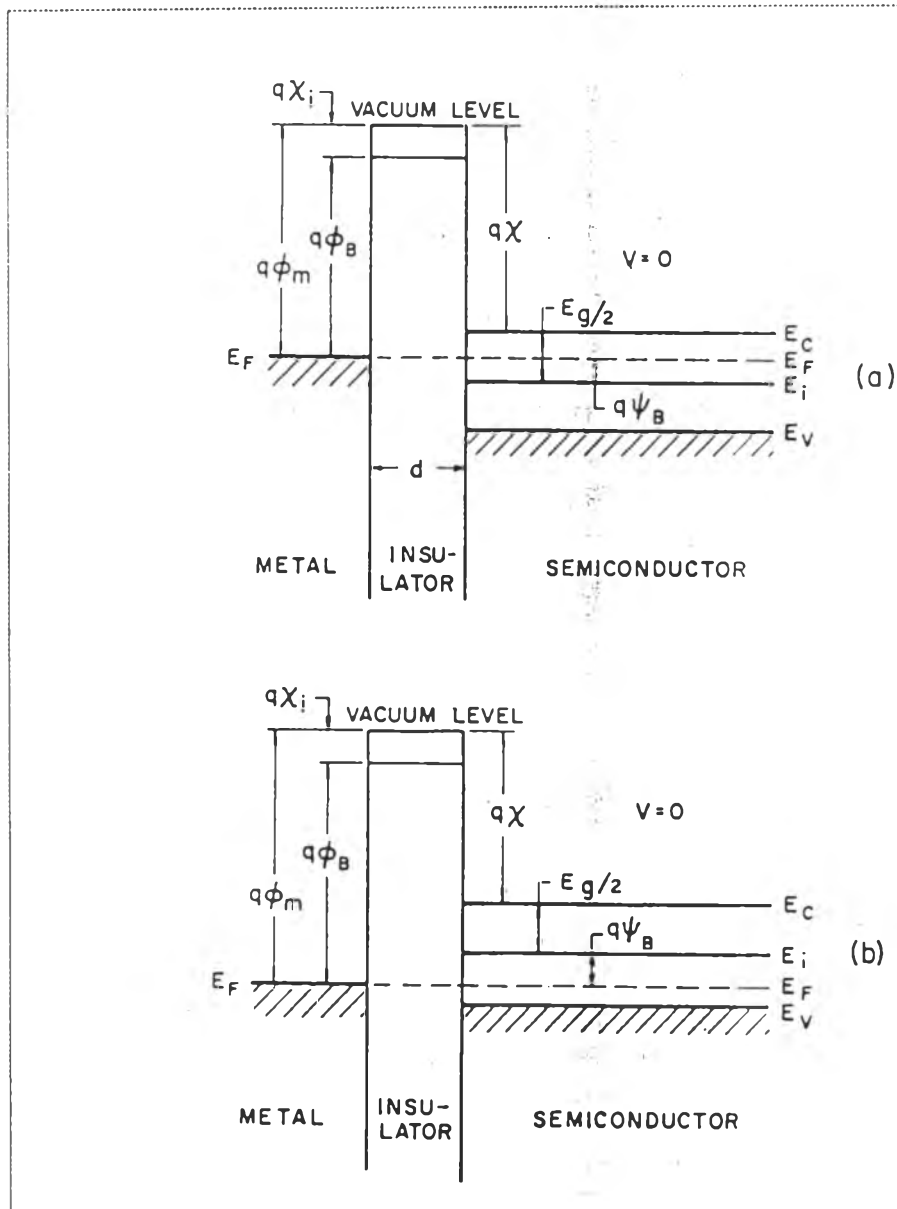
โครงสร้างโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำในอุดมคติ

โครงสร้างโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ ที่แสดงดังรูปที่ 4.1 เป็นโครงสร้างในแบบง่าย ๆ ไม่ซับซ้อนเมื่อ d คือความหนาของชั้น ฉนวนและ V คือค่าศักย์ที่ใส่ให้ทางด้านชั้นโลหะ เราพิจารณาว่าค่า ศักย์ V เป็นเครื่องหมายบวกเมื่อมีการไบแอสด้วยศักย์ค่าบวกเข้าที่ด้านโลหะเมื่อเทียบกับทางด้านชั้นสารกึ่งตัวนำ และ V เป็นลบเมื่อทางด้านชั้นโลหะมีการไบแอสด้วยค่าศักย์ลบเมื่อเทียบกับด้านชั้นสารกึ่งตัวนำ



รูปที่ 4.1 โครงสร้างของไดโอดโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ

แถบพลังงานของโครงสร้างโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำในอุดมคติสำหรับ ค่า $V=0$ แสดงดังรูปที่ 4.2 เมื่อ รูปที่ 4.2a และ 4.2b แสดงถึงโครงสร้างที่มีสารกึ่งตัวนำเป็นชนิด n และ ชนิด p ตามลำดับ



รูปที่ 4.2 แสดงแถบพลังงานของไดโอดโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำในอุดมคติ ที่ $V=0$

(a) สารกึ่งตัวนำชนิด n

(b) สารกึ่งตัวนำชนิด p

ลักษณะไดโอดในอุดมคติมีนิยามดังนี้

1. การไบแอสด้วยศักย์เป็นศูนย์ ($V = 0$) ความแตกต่างระหว่างค่าเวิร์กฟังก์ชันของโลหะ ϕ_m และค่าเวิร์กฟังก์ชันของสารกึ่งตัวนำมีค่าเป็นศูนย์ หรือกล่าวได้ว่าค่าความแตกต่างของเวิร์กฟังก์ชัน $\phi_{ms} = \phi_m - \phi_s$ มีค่าเป็นศูนย์

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \psi_B \right) = 0 \quad \text{สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด n} \quad (4.1a)$$

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \psi_B \right) = 0 \quad \text{สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด p} \quad (4.1b)$$

เมื่อ	ϕ_m	คือค่าเวิร์กฟังก์ชันของโลหะ
	ϕ_s	คือค่าเวิร์กฟังก์ชันของสารกึ่งตัวนำ
	χ	คือค่าelectron affinity ของสารกึ่งตัวนำ
	E_g	คือค่าช่องว่างแถบพลังงาน
	ϕ_B	คือค่าค่าแฟงศักย์ระหว่างโลหะและฉนวน
	ψ_B	คือค่าผลต่างของศักย์ระหว่างระดับพลังงานเฟอร์มี E_F กับระดับพลังงานเฟอร์มีอินทรินสิค E_i

อีกนัยหนึ่งก็คือ แถบพลังงานจะเรียบเมื่อยังไม่มีไบแอส (flat-band condition) ความหนาแน่นของพาหะจะมีความสม่ำเสมอตลอดในชั้นสารกึ่งตัวนำ และ ไม่มีการมาชุมนุมกันของพาหะที่บริเวณผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน

2. ประจุจะเกิดขึ้นที่บริเวณผิวหน้ารอยต่อทางด้านสารกึ่งตัวนำเมื่อมีการไบแอสเกิดขึ้นเท่านั้น โดยจำนวนของประจุที่เกิดขึ้นจะมีจำนวนที่เท่ากับที่เกิดที่ด้านของโลหะ แต่เป็นชนิดประจุตรงกันข้าม

3. ไม่มีกระแสไหลของพาหะผ่านชั้นของฉนวนภายใต้การไบแอส เพราะถือได้ว่าสภาพด้านทานของฉนวนมีค่าเป็นอนันต์

ตามทฤษฎีไดโอด โลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ ในอุดมคติจะทำการศึกษาเพื่อให้เกิดความเข้าใจกับโครงสร้างโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำ และใช้ในการศึกษาสถานะที่ผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำ

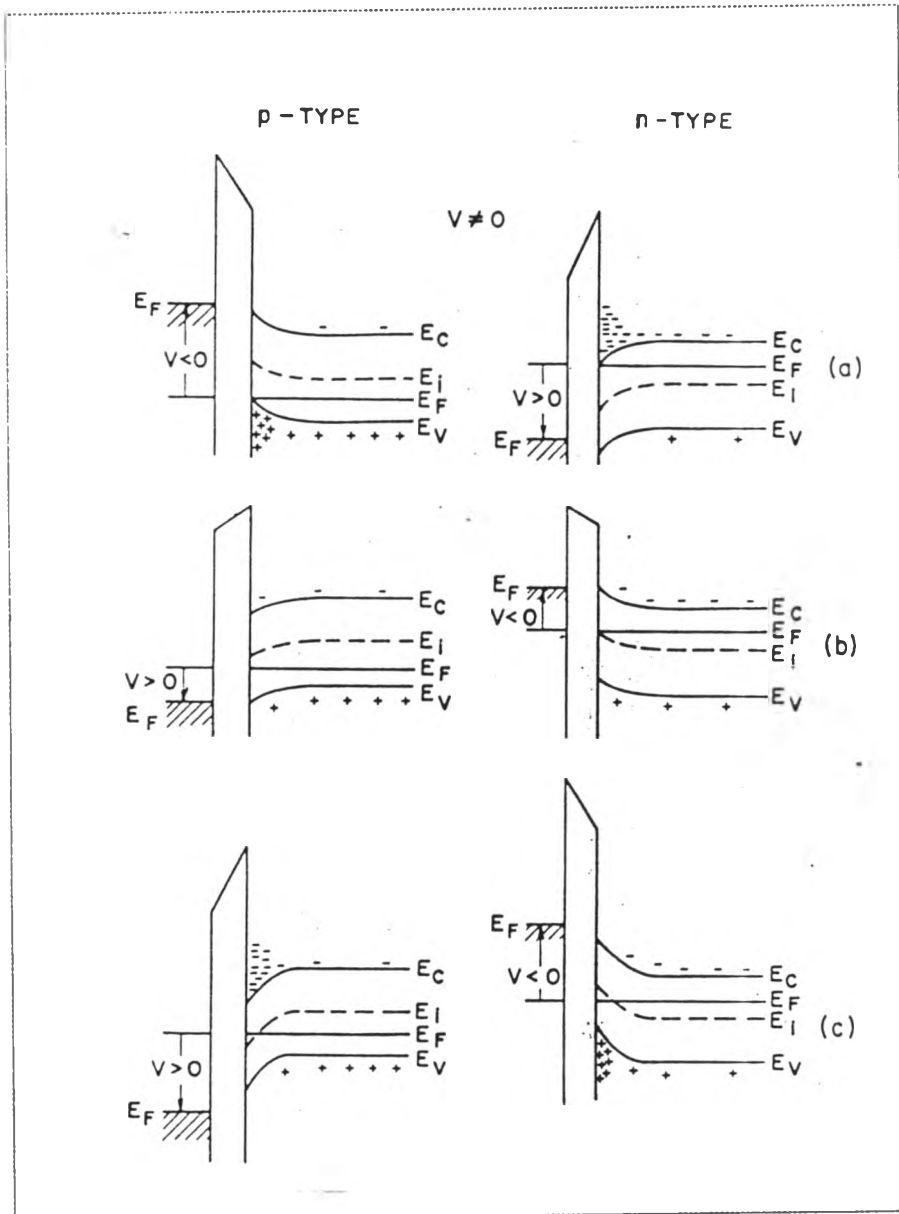
เมื่อไดโอดในอุดมคติได้รับการไบแอสด้วยความต่างศักย์บวกและลบ โดยพื้นฐานแล้วจะเกิดการเปลี่ยนแปลงของประจุขึ้น 3 กรณีที่ผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน ดังนี้คือ (แสดงดังรูปที่ 4.3)

1. พิจารณาเมื่อศักย์ลบได้ไบแอสเข้าทางด้านขั้วโลหะ ด้านบนของแถบพลังงานวาเลนซ์ของสารกึ่งตัวนำชนิด p จะโค้งขึ้นและเข้าใกล้กับระดับเฟอร์มิ (รูปที่ 4.3a) สำหรับไดโอดในอุดมคติ จะไม่มีกระแสไหลในโครงสร้าง (หรือ $d(\text{Imref})/dx = 0$) ดังนั้น ระดับพลังงานเฟอร์มิจึงมีค่าคงที่ในสารกึ่งตัวนำ เนื่องจากความหนาแน่นของพาหะจะขึ้นกับความแตกต่างพลังงาน ($E_F - E_V$) แบบเอ็กซ์โปเนนเชียล การโค้งของแถบพลังงานก็เนื่องมาจากการมารวมกันของพาหะข้างมาก(holes) ที่บริเวณใกล้กับผิวของสารกึ่งตัวนำ จึงเรียกกรณีที่เกิดขึ้นว่า กรณีแอคคิวมูเลชัน (accumulation case)

2. เมื่อศักย์ค่าบวกน้อยๆ ไบแอสเข้าไป พาหะข้างมากจะถูกผลักออกเป็นผลให้แถบพลังงานโค้งลง (ดังรูปที่ 4.3b) กรณีนี้เรียกว่า กรณีดีพลีชัน (depletion case)

3. เมื่อมีการไบแอสด้วยค่าบวกที่มากขึ้น แถบพลังงานจะโค้งมากยิ่งขึ้นจนระดับพลังงานอินทริสิก E_i ที่บริเวณผิวรอยต่อสารกึ่งตัวนำกับฉนวน โค้งต่ำกว่าระดับพลังงานเฟอร์มิ E_F (รูปที่ 4.3c) ที่จุดนี้จำนวนของอิเล็กตรอนที่เป็นพาหะข้างน้อยที่ผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำจะมีจำนวนมากกว่าจำนวนโฮลซึ่งเป็นพาหะข้างมาก นั่นคือที่ผิวรอยต่อเกิดการอินเวอร์ส และเรียกกรณีนี้ว่า กรณีอินเวอร์ชัน (inversion case)

ในการทำงานเดียวกันกับสารกึ่งตัวนำเป็นชนิด n ที่มี โครงสร้าง MIS แต่ขั้วการไบแอสจะเป็นในทางตรงกันข้ามกับชนิด p การไบแอสตรงจะทำให้เกิดกรณีแอกคิวมูเลชัน และเมื่อไบแอสกลับจะเกิดกรณีดีพลีชันและอินเวอร์ชันเช่นกัน



รูปที่ 4.3 แสดงลักษณะของแถบพลังงาน โครงสร้าง MIS ในอุดมคติเมื่อ $V \neq 0$

ในกรณี (a) แอคคิวเมชัน, (b) ดีพลีชัน, (c) อินเวอร์ชัน

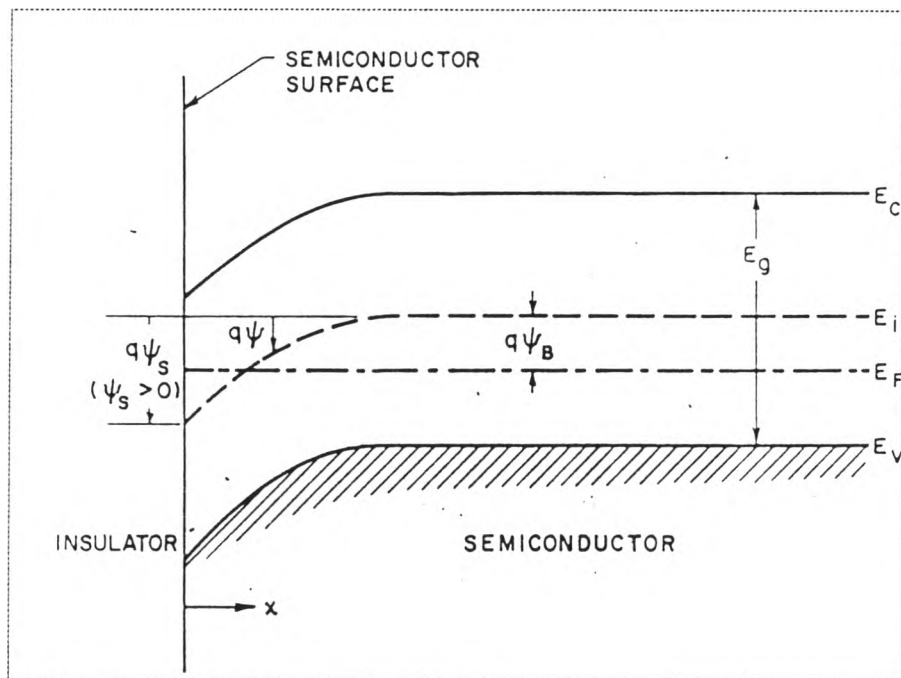
การกระจายของประจุที่บริเวณผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน¹

ในส่วนของหัวข้อนี้จะกล่าวถึงความสัมพันธ์ระหว่างศักย์ไฟฟ้า จำนวนประจุ และ สนามไฟฟ้า (electric field) ที่ผิวรอยต่อระหว่างสารกึ่งตัวนำกับฉนวน และในช่วงดีพลีชันในสารกึ่งตัวนำ ความสัมพันธ์เหล่านี้จะใช้อธิบายลักษณะเฉพาะ ความจุ-ความต่างศักย์ของ โครงสร้างโลหะ-ฉนวน-สารกึ่งตัวนำในอุดมคติ ซึ่งจะกล่าวต่อไป

รูปที่ 4.4 แสดงรายละเอียดของแถบพลังงานที่บริเวณผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำชนิด p กับฉนวน ศักย์ ψ เป็นศักย์ไฟฟ้าเทียบกับระดับพลังงานเฟอร์มิอินทรินสิก E_F และ เบี่ยงเบนไปจากระดับสมดุลง ในเนื้อสารที่ห่างไกลจากผิว จะนิยามเป็น ศูนย์ ดังภาพที่ผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน $\psi = \psi_s$, และ ψ_s เรียกว่าศักย์ที่ผิว(surface potential) ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและ โฮลเป็นฟังก์ชันของ ψ เป็นไปตามความสัมพันธ์ดังนี้

$$n_p = n_{po} \exp\left(\frac{q\psi}{kT}\right) = n_{po} \exp(\beta\psi) \quad (4.2)$$

$$p_p = p_{po} \exp\left(\frac{-q\psi}{kT}\right) = p_{po} \exp(-\beta\psi) \quad (4.3)$$



รูปที่ 4.4 แสดงแถบพลังงานที่ผิวรอยต่อสารกึ่งตัวนำชนิด p กับฉนวน แสดงให้เห็นชั้นดีพลีชันและชั้นอินเวอร์ชัน เมื่อค่าศักย์ ψ เป็นศูนย์ในชั้นสารกึ่งตัวนำ เมื่อวัดเทียบกับระดับพลังงานเฟอร์มิอินทริสิก E_i ศักย์ที่ผิว ψ_s มีค่าเป็นบวก

เมื่อแถบพลังงาน โค้งลง ที่ค่าของ ψ เป็นบวก (ดังรูปที่ 4.4) n_{po} และ p_{po} เป็นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและ โฮลที่สภาพสมดุลในชั้นสารกึ่งตัวนำห่างจากรอยต่อที่ระยะไกล ๆ และ $\beta \equiv q/kT$

ความหนาแน่นที่ผิวรอยต่อจะเป็นดังสมการ

$$n_s = n_{po} \exp(\beta \psi_s) \quad (4.4)$$

$$p_s = p_{po} \exp(-\beta \psi_s)$$

จากปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นเมื่อมีการไบแอสดังที่กล่าวมาแล้วข้างต้น ศักย์ที่เกิดขึ้นที่บริเวณผิวรอยต่อแยกตามลักษณะต่าง ๆ ได้ดังนี้

$\psi_s < 0$	กรณีแอกคิวมูเลชันของโฮล (แถบพลังงานโค้งขึ้น)
$\psi_s = 0$	กรณีแถบพลังงานเรียบ(ไม่มีการไบแอส)
$\psi_B > \psi_s > 0$	กรณีดีพลีชันของโฮล (แถบพลังงานโค้งลง)
$\psi_s = \psi_B$	กึ่งกลางของแถบพลังงานว่าง ที่ $n_s = p_s = n_i$ (ความหนาแน่นอินทรินสิก)
$\psi_s > \psi_B$	กรณีอินเวอร์ชัน (อิเล็กตรอนเพิ่มขึ้น แถบพลังงานโค้งลง)

ศักย์ไฟฟ้า ψ ที่เป็นฟังก์ชันของระยะทางสามารถหาได้จากการแก้สมการปัวซงง (Poisson's equation) หนึ่งมิติดังต่อไปนี้

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (4.5)$$

เมื่อ ϵ_s คือ สภาพซึมซับ (permittivity) ของสารกึ่งตัวนำ และ $\rho(x)$ คือความหนาแน่นประจุทั้งหมดในช่วงดีพลีชันของสารกึ่งตัวนำ ดังสมการ

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p) \quad (4.6)$$

เมื่อ N_D^+ และ N_A^- เป็นความหนาแน่นของผู้ให้และผู้รับที่ถูกละอองไอออนซ์ ในช่วงดีพลีชัน ซึ่งในชั้นสารกึ่งตัวนำที่ห่างจากผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน ใช้เงื่อนไขความเป็นกลางของสารได้ว่า, $\rho(x) = 0$ และ $\psi = 0$ จะได้ว่า

$$N_D^+ - N_A^- = n_{po} - p_{po} \quad (4.7)$$

โดยทั่วไปแล้วสำหรับความหนาแน่นของพาหะที่ขึ้นกับ ψ ใด ๆ ที่ได้จากสมการที่ (4.2) และ (4.3)

$$p_p - n_p = p_{po} \exp(-\beta\psi) - n_{po} \exp(\beta\psi). \quad (4.8)$$

ผลลัพธ์ของสมการปัวซงงที่จะต้องแก้ต่อไปคือ

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p_{po}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po}(e^{\beta\psi} - 1)]. \quad (4.9)$$

ทำการอินทิเกรตสมการที่ (4.9) จากระยะในชั้นสารถึงผิวรอยต่อของสารกึ่งตัวนำกับฉนวน

$$\int_0^{\psi/\partial x} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) d \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^{\psi} [p_{po}(e^{-\beta\psi} - 1) - n_{po}(e^{\beta\psi} - 1)] d\psi \quad (4.10)$$

จะได้ความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้า ($\mathcal{E} \equiv -d\psi/dx$) และศักย์ ψ :

$$\epsilon'^2 = \left(\frac{2kT}{q}\right)^2 \left(\frac{qp_{po}\beta}{2\epsilon_s}\right) \left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{po}}{p_{po}}(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right] \quad (4.11)$$

เมื่อกำหนดให้ L_D คือ ความยาวเดอบาย อินทรินสิค (intrinsic Debye length) สำหรับ โพลีอิเล็กโทรไลต์ ซึ่งนิยาม:

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT\epsilon_s}{p_{po}q^2}} \equiv \sqrt{\frac{\epsilon_s}{qp_{po}\beta}} \quad (4.12)$$

และ

$$F\left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}}\right) \equiv \left[(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + \frac{n_{po}}{p_{po}}(e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1) \right]^{1/2} \geq 0 \quad (4.13)$$

จะได้สนามไฟฟ้าจากสมการที่ (4.11) เป็น

$$\epsilon' = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = \pm \frac{\sqrt{2} kT}{qL_D} F\left(\beta\psi, \frac{n_{po}}{p_{po}}\right) \quad (4.14)$$

สำหรับในกรณีที่ $\psi > 0$ จะใช้สมการที่เป็นเครื่องหมายบวก ซึ่งเป็นกรณีดีพลีซัน และ กรณีที่ $\psi < 0$ จะใช้สมการที่เป็นเครื่องหมายลบแสดงว่าสนามไฟฟ้ามีทิศตรงข้ามซึ่งเป็นกรณีที่เกิดการแอควิวเลซัน

สามารถคำนวณหาสนามไฟฟ้าที่รอยต่อได้ โดยให้ $\psi = \psi_s$

$$\epsilon'_s = \pm \frac{\sqrt{2} kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}}\right) \quad (4.15)$$

ทำนองเดียวกันจาก Gauss's law ประจุต่อหน่วยพื้นที่ที่ทำให้เกิดสนามไฟฟ้าดังกล่าวเป็นดังสมการ

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s = \pm \frac{\sqrt{2} \epsilon_s kT}{qL_D} F\left(\beta\psi_s, \frac{n_{po}}{p_{po}}\right) \quad (4.16)$$

การเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นของโฮล Δp และอิเล็กตรอน Δn ต่อหน่วยพื้นที่เมื่อ ψ ที่ผิวรอยต่อเปลี่ยนจากศูนย์ไปยังค่าสุดท้าย ψ_s

$$\begin{aligned} \Delta p &= p_{po} \int_0^\infty (e^{-\beta\psi} - 1) dx \\ &= \frac{qp_{po}L_D}{\sqrt{2} kT} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{-\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{po}/p_{po})} d\psi \quad \text{cm}^{-2} \end{aligned} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{po} \int_0^\infty (e^{\beta\psi} - 1) dx \\ &= \frac{qn_{po}L_D}{\sqrt{2} kT} \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{\beta\psi} - 1}{F(\beta\psi, n_{po}/p_{po})} d\psi \quad \text{cm}^{-2} \end{aligned} \quad (4.18)$$

ตัวอย่างของความหนาแน่นประจุ (space-charge density) Q_s เป็นฟังก์ชันของศักย์ที่ผิวรอยต่อ ψ_s แสดงดังรูปที่ 4.5 สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด p สำหรับกรณีของซิลิกอน ที่มี $N_A = 4 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ จะได้ว่า ψ_s มีค่าเป็นลบ และขณะที่ Q_s มีค่าเป็นบวกและสอดคล้องกับช่วงของการเกิดแอกคิวมูเลชัน ฟังก์ชัน F ของสมการที่ (4.13) จะแสดงความเด่นชัดในเทอมแรก ที่มี $Q_s \sim \exp(q|\psi_s|/2kT)$ สำหรับ $\psi_s = 0$, เป็นกรณีของแถบพลังงานเรียบ จะได้ว่า $Q_s = 0$ สำหรับ $\psi_B > \psi_s > 0$, Q_s จะมีค่าเป็นลบ ซึ่งเป็นกรณีของการดีพลีชัน ฟังก์ชัน F จะแสดงความเด่นชัดโดยเทอมที่สอง คือ $Q_s \sim \sqrt{\psi_s}$ สำหรับกรณีที่ $\psi_s \gg \psi_B$ ซึ่งเป็นกรณีอินเวอร์ชัน ฟังก์ชัน F จะแสดงความเด่นชัดในเทอมที่สี่ คือ $Q_s \sim -\exp(q\psi_s/2kT)$ ดังนั้นในกรณีอินเวอร์ชันอย่างมากศักย์ที่ผิวรอยต่อจะเป็น

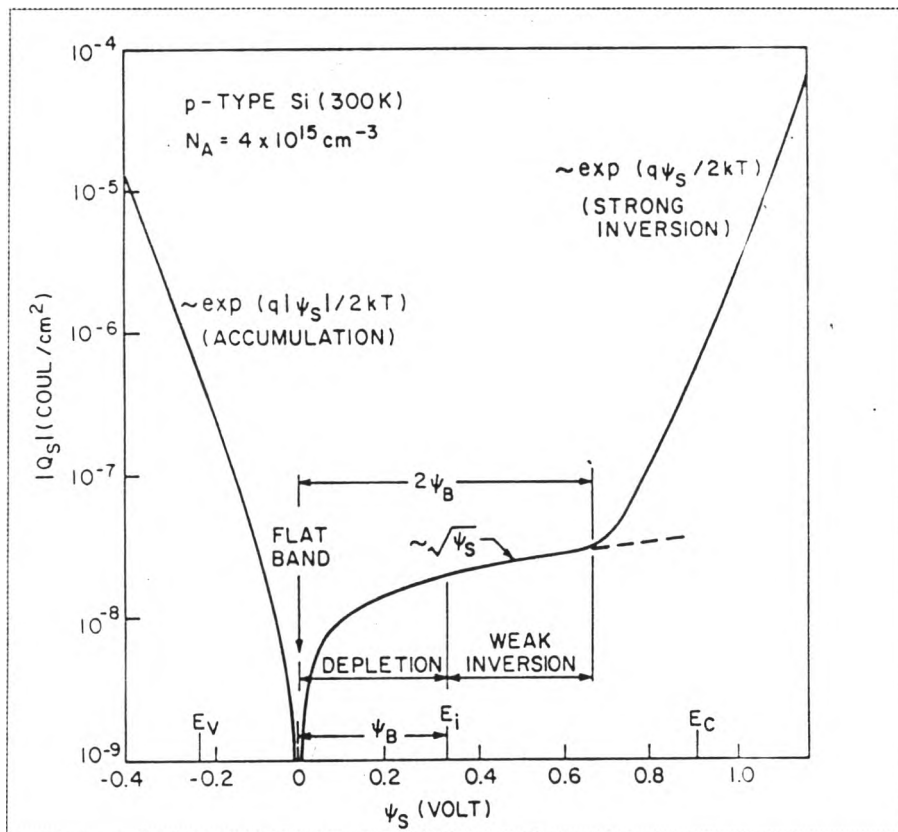
$$\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_B = \frac{2kT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (4.19)$$

ค่าประจุที่ชั้นดีพลีชันของสารกึ่งตัวนำเป็นไปตามสมการดังนี้

$$C_D \equiv \frac{\partial Q_s}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2} L_D} \frac{[1 - e^{-\beta\psi_s} + (n_{po}/p_{po})(e^{\beta\psi_s} - 1)]}{F(\beta\psi_s, n_{po}/p_{po})} \quad \text{F/cm}^2 \quad (4.20)$$

ขณะที่แถบพลังงานราบเรียบได้ค่า $\psi_s = 0$, ค่าของ C_D จะสามารถหาได้จาก การกระจายสมการในเทอมเอกซ์โปเนนเชียลเป็นอนุกรมได้ผลสุดท้ายคือ

$$C_D(\text{flat-band}) = \frac{\epsilon_s}{L_D} \quad (4.21)$$



รูปที่ 4.5 แสดงการกระจายของประจุในสารกึ่งตัวนำที่เป็นฟังก์ชันของศักย์ที่ผิวรอยต่อ ψ_s

ของสารกึ่งตัวนำซิลิกอนชนิด p ที่มี $N_A = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ที่อุณหภูมิห้อง เมื่อ ψ_B เป็นศักย์แตกต่างระหว่างระดับพลังงานเฟอร์มิ E_F กับระดับพลังงานอินทรินสิก E_i ของสารกึ่งตัวนำ

ลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์ของโครงสร้าง MIS ในอุดมคติ¹

รูปที่ 4.6 a แสดงลักษณะของแถบพลังงานของโครงสร้าง MIS ในอุดมคติที่มีการโค้งของแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำเช่นเดียวกับรูปที่ 4.4 การกระจายของประจุที่ตำแหน่งต่าง ๆ ของโครงสร้าง แสดงดังรูปที่ 4.6b

ประจุในระบบที่เกิดขึ้นในสภาพเป็นกลางทางไฟฟ้าจึงเป็น

$$Q_M = Q_n + qN_A W = Q_s \quad (4.22)$$

เมื่อ	Q_M	ประจุทางด้านโลหะต่อหน่วยพื้นที่
	Q_n	อิเล็กตรอนต่อหน่วยพื้นที่ในชั้นอินเวอร์ชัน
	$qN_A W$	ประจุผู้รับที่ถูกไอออนในซ์ต่อหน่วยพื้นที่ในช่วงดีพลีชัน
	W	ความกว้างของช่วงดีพลีชัน
	Q_s	ประจุทั้งหมดในชั้นสารกึ่งตัวนำต่อหน่วยพื้นที่

ค่าศักย์ที่ตกคร่อมฉนวนและสารกึ่งตัวนำมีความสัมพันธ์กับค่าศักย์ที่ไบ-แอสดังนี้

$$V = V_i + \psi_s \quad (4.23)$$

เมื่อ V_i ศักย์ตกคร่อมระหว่างฉนวน ซึ่งสามารถหาได้จาก

$$V_i = \frac{Q_s}{\epsilon_i} d \left(\equiv \frac{|Q_s|}{C_i} \right) \quad (4.24)$$

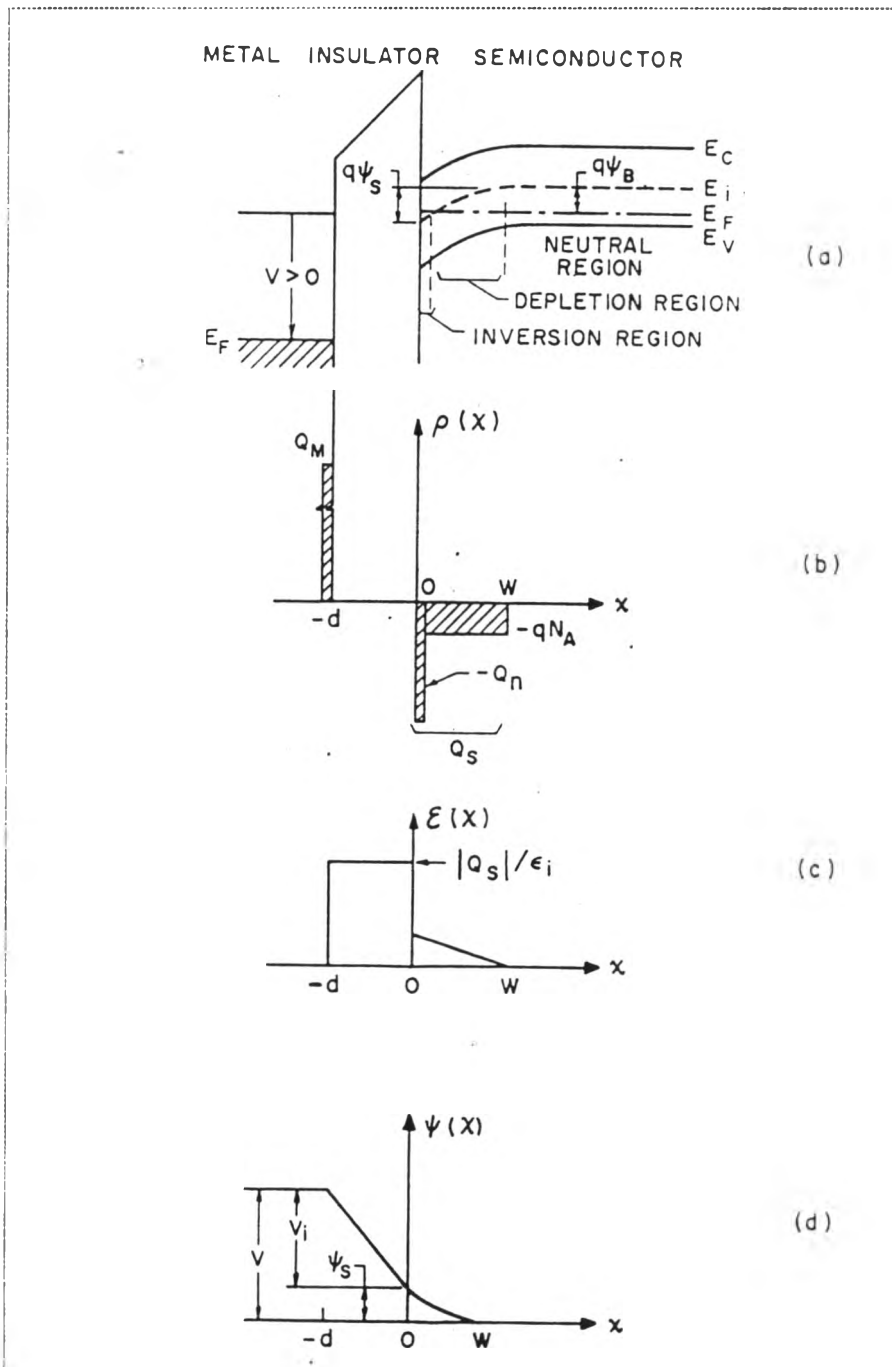
เมื่อ ความจุรวมของระบบเป็นผลรวมของความจุของชั้นฉนวน C_i ($= \epsilon_i/d$) ที่อนุกรมกับความจุของชั้นดีพลีชัน C_D ค่าความจุรวม

$$C = \frac{C_i C_D}{C_i + C_D} \quad \text{F/cm}^2 \quad (4.25)$$

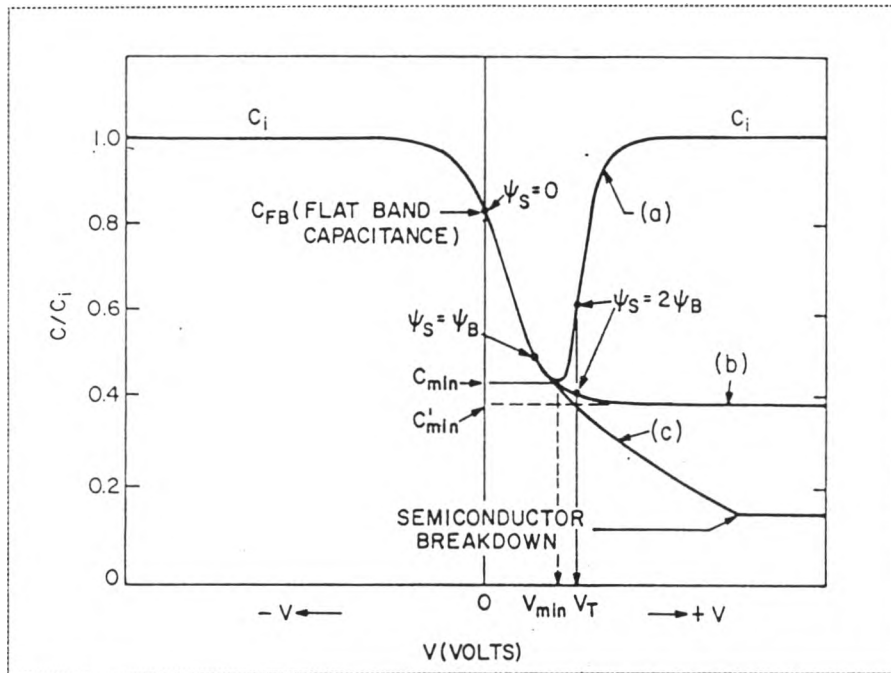
สำหรับสารกึ่งตัวนำหนึ่งที่มีความหนา d ค่าของ C_i จะมีค่าคงที่และสอดคล้องกับค่าความจุสูงสุดของระบบ ความจุ C_D ดังสมการที่ (4.20) จะมีค่าขึ้นกับค่าความต่างศักย์ ผลของสมการที่ (4.20), (4.23), (4.24) และ (4.25) จะแสดงถึงเส้นโค้งของโครงสร้าง MIS ในอุดมคติดังรูปที่ (4.7) เมื่อ a เป็นค่าของความจุรวมขณะที่ยังไม่มีกระแสหรือแถบพลังงานเรียบ $\psi_s = 0$ ดังนั้นจากสมการที่ (4.21) และ สมการที่ (4.25) เราจะได้

$$C_{FB}(\psi_s = 0) = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s)L_D} = \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s)\sqrt{kT\epsilon_s/p_{po}q^2}} \quad (4.26)$$

เมื่อ	ϵ_i	สภาพซึมซาบของฉนวน
	ϵ_s	สภาพซึมซาบของสารกึ่งตัวนำ
	L_D	ความยาวเดอบายอินทรีนสิก เป็นไปตามสมการที่ (4.12)



รูปที่ 4.6 c,d แสดงสนามไฟฟ้าและศักย์ได้จากการอินทิเกรตสมการปัวร์ซอง



รูปที่ 4.7 แสดงลักษณะความสัมพันธ์ความจุ-ความต่างศักย์ของ โครงสร้าง MIS

(a) แสดงลักษณะเมื่อวัดที่ความถี่ต่ำ, (b) แสดงลักษณะเมื่อวัดที่ความถี่สูง,

(c) แสดงลักษณะของการดีพลีชันระดับลึก

ทางด้านซ้ายของเส้นกราฟ มีลักษณะการไบแอสเป็นลบ แสดงการแอกคิวลุ่มเลชันของโฮลเกิดขึ้นและค่าความจุของสารกึ่งตัวนำมีค่าสูงขึ้น ค่าความจुरวมของระบบมีค่าเข้าใกล้กับค่าความจุของฉนวน และเมื่อทำการไบแอสด้วยศักย์ลบที่ลดลง ช่วงความกว้างของชั้นดีพลีชันซึ่งประพุดิตัวเสมือนเป็นตัวเก็บประจุที่ต่อเป็นอนุกรมที่ใกล้ ๆ กับรอยต่อฉนวนกับสารกึ่งตัวนำมีขนาดลดลงเป็นผลให้ ค่าของความจुरวมมีค่าลดลง ค่าความจุลดลงจนเข้าใกล้ค่าต่ำสุด และเพิ่มขึ้นอีกเมื่อมีการอินเวอร์ชันของอิเล็กตรอนที่รอยต่อฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ ค่าความจุต่ำสุด C_{min} จะสอดคล้องกับค่าของความต่างศักย์ต่ำสุด V_{min} แสดงดังรูปที่ 4.7 จะเห็นได้ว่าการเพิ่มขึ้นของความจุของระบบจะเกิดขึ้นอีกเมื่อมีการรวมกลุ่มของอิเล็กตรอนซึ่งเป็นไปตามความต่างศักย์ไบแอสที่ใส่เข้าไป การเกิดเช่นนี้

จะมีเฉพาะในกรณีของความถี่ต่ำเมื่ออัตราการรวมตัวและการเกิดของพาหะข้างน้อย(ในตัว-
 อย่างนี้คืออิเล็กตรอน)จะเปลี่ยนตามการแปรความต่างศักย์น้อย ๆ และ ทำให้เกิดการแลกเปลี่ยน
 ประจุกับชั้นอินเวอร์ชัน ตามการทดลองพบผลเช่นนี้ในระบบ โลหะ-SiO₂-Si ที่ทำ
 การวัดที่ความถี่ระหว่าง 5 และ 100 เฮิรตซ์ แต่ผลการวัดลักษณะของMIS ที่ความถี่สูงจะ
 ไม่แสดงการเพิ่มขึ้นของความจุทางด้านขวามือดังรูปที่ 4.7 เส้นโค้ง b ในรูป 4.7 c แสดง
 เส้นโค้งของความจุภายใต้เงื่อนไขของการตีพลิซันระดับลึก (เงื่อนไข สัญญาณ pulse
 condition) ซึ่งสัมพันธ์โดยตรงกับปฏิบัติการ CCD ที่ ความต่างศักย์สูงขึ้น การไอออไนซ์
 จะเกิดขึ้นที่รอยต่อของสารกึ่งตัวนำมากยิ่งขึ้นซึ่งเป็นผลใน ไดโอดแบบMIS

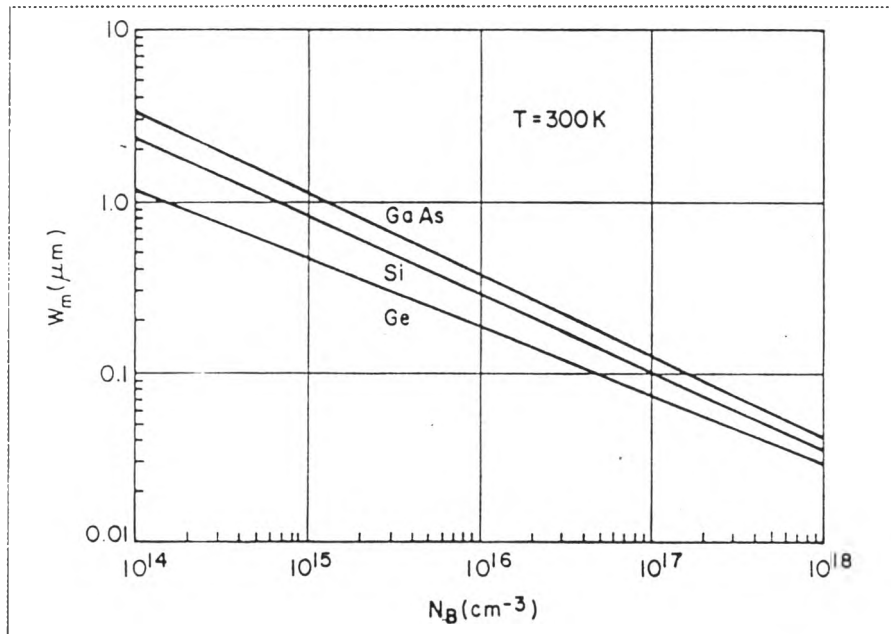
รูปที่ 4.7 แสดงศักย์ที่ผิวรอยต่อที่สอดคล้องกันสำหรับโครงสร้าง MIS ใน
 อุดมคติในขณะที่แถบพลังงานราบเรียบความจุขณะที่ $V=0$ เมื่อ $\psi_s = 0$ จะมีช่วงตีพลิซันที่
 สอดคล้องกับศักย์ที่ผิวรอยต่ออยู่ในช่วงที่ $\psi_s = 0$ ถึง $\psi_s = \psi_B$ และช่วงที่เป็นการอิน-
 เวอร์ชันอย่างอ่อนจะเริ่มที่ $\psi_s = \psi_B$ ซึ่งค่อนข้างน้อยกว่า V_{min} และ การอินเวอร์ชันอย่าง
 แรงจะเกิดที่ $\psi_s = 2\psi_B$ ดังภาพ

ที่ความถี่สูงสามารถใช้การประมาณเช่นเดียวกับกรณีของรอยต่อ p-n แบบ
 กลับกันได้ เมื่อนิยามให้ที่ผิวรอยต่อสารกึ่งตัวนำถูกตีพลิซันหมด กล่าวคือประจุผู้รับที่ถูกไอ-
 ออไนซ์ในช่วงตีพลิซันซึ่งจะมีค่าเท่ากับ $-qN_A W$ เมื่อ W เป็นความกว้างของช่วงตีพลิซัน
 ทำการอินทิเกรตสมการปัวซง์ของก็จะได้การกระจายศักย์ในช่วงตีพลิซันดังสมการ

$$\psi = \psi_s \left(1 - \frac{x}{W}\right)^2 \quad (4.27)$$

เมื่อ ศักย์ที่ผิวรอยต่อ ψ_s เป็นดังสมการ

$$\psi_s = \frac{qN_A W^2}{2\epsilon_s} \quad (4.27a)$$



รูปที่ 4.8 แสดง ความกว้างสูงสุดของช่วงดีพลีชันกับความหนาแน่นสิ่งเจือของสารกึ่งตัวนำ Ge, Si และ GaAs ภายใต้การอินเวอร์ชันอย่างหนัก

เมื่อความต่างศักย์ที่ไบแอสมีค่าเพิ่มขึ้น จะทำให้ ψ_s และ W เพิ่มขึ้นด้วย ถึงแม้ว่าจะเกิดการอินเวอร์ชันมากขึ้นดังในรูปที่ 4.5 การอินเวอร์ชันอย่างมากจะเริ่มที่ $\psi_s(\text{inv}) \approx 2\psi_B$ เมื่อมีการอินเวอร์ชันอย่างมากเกิดขึ้น ความกว้างของช่วงดีพลีชันจะเข้าใกล้ค่าสูงสุด แถบพลังงาน โค้งลงมากจนถึงระดับที่ $\psi_s = 2\psi_B$ สารกึ่งตัวนำจะถูกกั้นโดยชั้นอินเวอร์ชันไม่ให้สนามไฟฟ้าทะลุผ่านเข้าไปและแถบพลังงานจะ โค้งเพิ่มน้อยมากซึ่งสอดคล้องกับความกว้างของชั้นดีพลีชันที่เพิ่มขึ้นเล็กน้อยนี้ เป็นผลให้ความหนาแน่นประจุที่อยู่ภายในชั้นอินเวอร์ชันเพิ่มขึ้นอย่างมาก สัมพันธ์กับความกว้างสูงสุดของชั้นดีพลีชันที่รอยต่อภายใต้เงื่อนไขสถานะคงที่ซึ่งสามารถได้จากสมการที่ 4.19 และ 4.27a

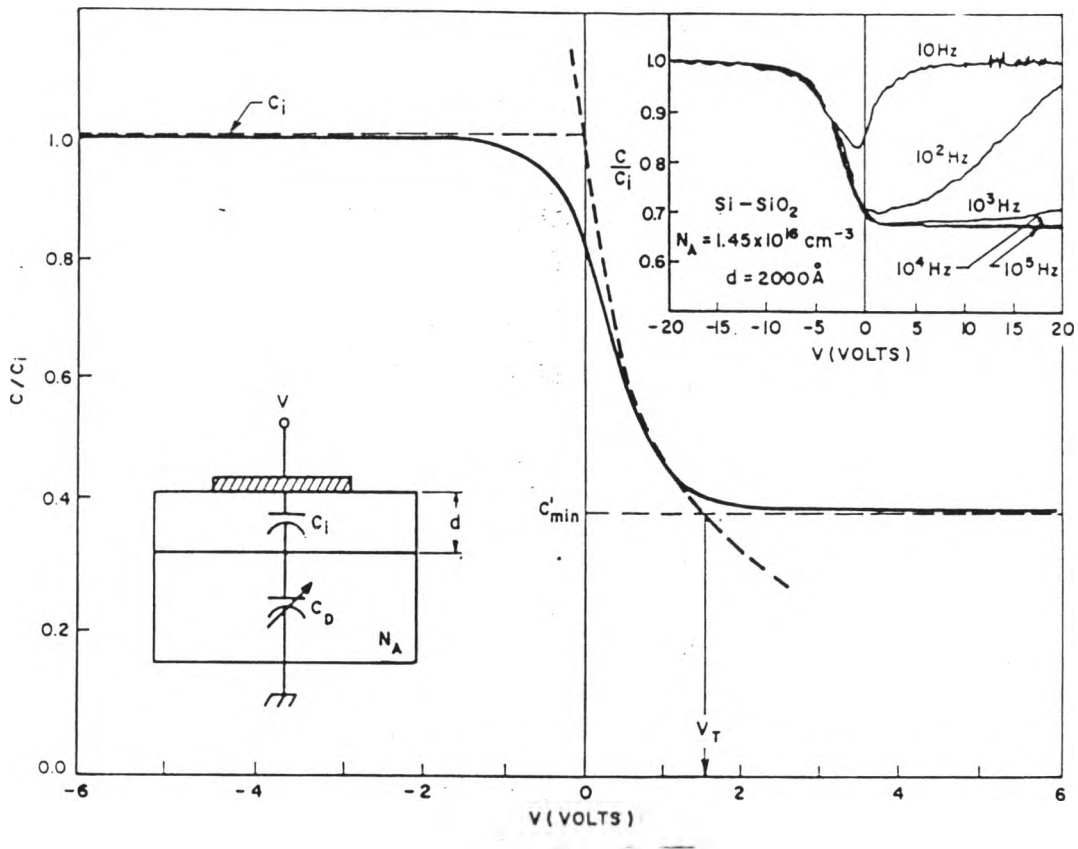
$$W_m \cong \sqrt{\frac{2\epsilon_s \psi_s(\text{inv})}{qN_A}} = \sqrt{\frac{4\epsilon_s kT \ln(N_A/n_i)}{q^2 N_A}} \quad (4.28)$$

ความสัมพันธ์ระหว่าง W_m และความหนาแน่นของพาหะเจือดังแสดงที่ในรูปที่ 4.8 เมื่อ N_B มีค่าเท่ากับ N_A สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด p และเท่ากับ N_D สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด n อีกปริมาณหนึ่งที่น่าสนใจเรียกว่า ความต่างศักย์เปิด V_T (turn on voltage) คือจุดที่เกิดการอินเวอร์ชันอย่างมาก จากสมการที่ 4.19 และ 4.23 จะได้

$$V_T(\text{strong inversion}) = \frac{Q_s}{C_i} + 2\psi_B \quad (4.29)$$

เพราะว่าที่จุดเริ่มมีการอินเวอร์ชันอย่างมาก $Q_s = qN_A W$ จากสมการที่ 4.22 ความต่างศักย์เปิด หรือเรียกอีกอย่างว่าความต่างศักย์ขีดเริ่ม (threshold voltage) จึงเป็นดังสมการ

$$V_T \cong \frac{\sqrt{2\epsilon_s q N_A (2\psi_B)}}{C_i} + 2\psi_B \quad (4.29a)$$



รูปที่ 4.9 แสดงลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์ของ โครงสร้าง MIS ในความถี่สูง

ความจุสูงสุดที่สอดคล้องกันจะเป็นดังสมการ

$$C'_{\min} \cong \frac{\epsilon_i}{d + (\epsilon_i/\epsilon_s)W_m} \quad (4.30)$$

ในรูปที่ 4.9 แสดงความสัมพันธ์ของความจุ-ความต่างศักย์ที่ความถี่สูง เส้นประในกราฟแสดงถึงการประมาณค่า และรูปเล็กที่แทรกนั้นแสดงความสัมพันธ์ที่วัดได้จากความถี่ต่ำต่าง ๆ

โครงสร้าง MIS ที่เบี่ยงเบนจากลักษณะอุดมคติ^{1,3,13}

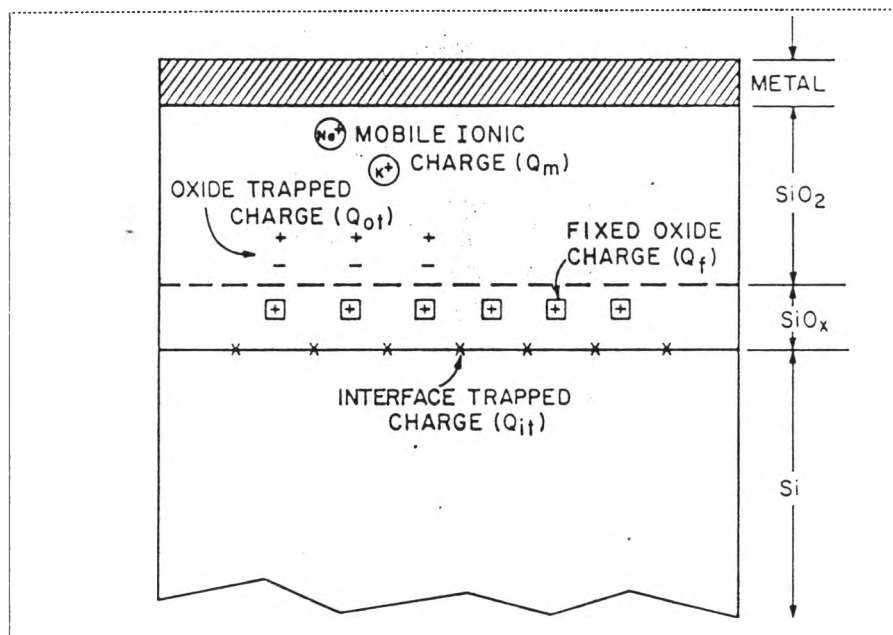
ในอุปกรณ์โครงสร้างแบบ MIS ทั่วไปผลของการวัดลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์มักได้ผลที่แตกต่างไปจากทฤษฎีเชิงอุดมคติ เนื่องจากสาเหตุหลายประการ คือ เวิร์กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำไม่เท่ากัน อีกทั้งฉนวนไม่ได้มีค่าความต้านทานสูงมากจนเป็นอนันต์ มีประจุไฟฟ้าและกับดักประจุเกิดขึ้นในบริเวณระหว่างรอยต่อเนื่องจากความไม่สมบูรณ์ของรอยต่อ กับดักประจุในฉนวน และกับดักประจุภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำที่เกิดจากความไม่สมบูรณ์ของผลึก เป็นต้น ซึ่งปัจจัยต่าง ๆ เหล่านี้มีผลทำให้กราฟความสัมพันธ์ระหว่างความจุ-ความต่างศักย์ เปลี่ยนแปลงไปจากอุดมคติด้วย

ประจุในชั้นฉนวน

ประจุในชั้นฉนวนประกอบไปด้วย กับดักประจุที่บริเวณรอยต่อระหว่างโลหะกับฉนวน กับดักประจุตรงบริเวณรอยต่อระหว่างฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ กับดักประจุในชั้นฉนวน ประจุในฉนวนชนิดที่อยู่กับที่ และชนิดที่เคลื่อนที่ได้ ประจุในกับดักประจุเหล่านี้มีผลทำให้ลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติ ดังแสดงในรูปที่ 4.10

1. กับดักประจุที่รอยต่อ

กับดักประจุที่รอยต่อมีชื่อเรียกอีกอย่างว่า สถานะรอยต่อ(interface state), สถานะรวดเร็ว (fast state) หรือสถานะผิว (surface state) กับดักประจุนี้จะเกิดขึ้นที่บริเวณรอยต่อระหว่างโลหะกับฉนวน และที่รอยต่อระหว่างฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ ซึ่งจะประพาดตัวเป็นได้ทั้งผู้ให้ หรือผู้รับ ถ้าเป็นผู้ให้จะมีประจุเป็นกลางหรือเป็นบวกโดยการให้อิเล็กตรอนออกมา และเมื่อประพาดตัวเป็นผู้รับจะมีประจุเป็นกลางหรือเป็นลบโดย



รูปที่ 4.10 แสดงประจุชนิดต่าง ๆ ที่เกิดในชั้นฉนวน

การรับอิเล็กตรอน ฟังก์ชันของการกระจายสำหรับกับดักประจุนี้จะเหมือนกับการแจกแจงของระดับพลังงานในชั้นสาร สำหรับกับดักประจุผู้ให้จะเป็นดังสมการ

$$F_{SD}(E_t) = \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \right] = \frac{1}{1 + g \exp\left(\frac{E_F - E_t}{kT}\right)} \quad (4.31a)$$

และสำหรับกับดักประจุผู้รับ

$$F_{SA}(E_t) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_t - E_F}{kT}\right)} \quad (4.31b)$$

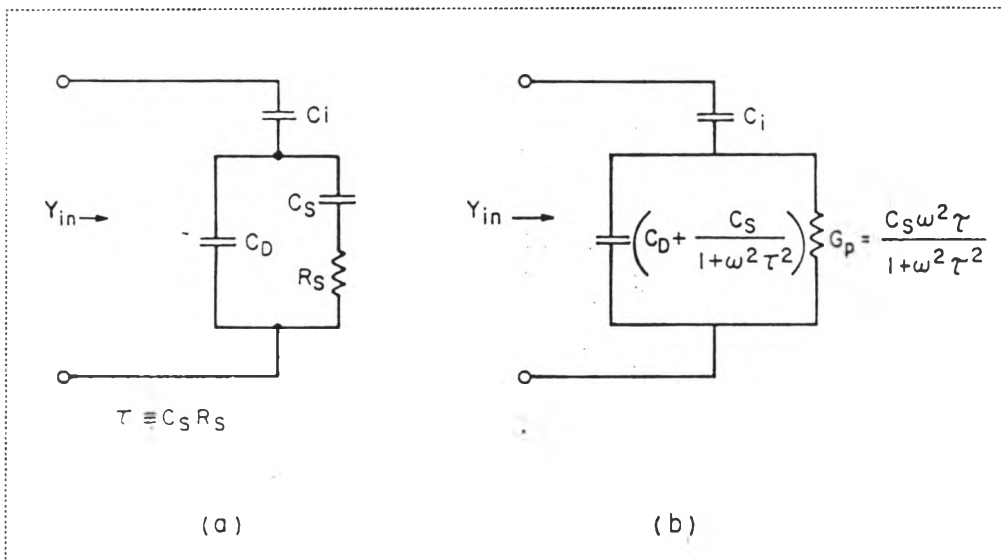
เมื่อ E_g เป็นพลังงานของกัณฑ์ประจุและค่า g หมายถึง ground-state degeneracy ซึ่งมีค่าเป็น 2 สำหรับประจุผู้ให้ และ เป็น 4 สำหรับประจุผู้รับ

เมื่อมีการไบแอส ระดับพลังงานของกัณฑ์ประจุจะมีการโค้งขึ้นและลงตามแถบนำและแถบวาเลนซ์ขณะที่ ระดับพลังงานเฟอร์มิยังอยู่คงที่ การปลอมแปลงประจุในกัณฑ์ประจุมีส่วนกระทบต่อโครงสร้าง MIS และเปลี่ยนแปลงกราฟแบบอุดมคติ จะมีลักษณะของวงจรถูกสมมูลแสดงดังรูปที่ 4.11 a เมื่อ C_i และ C_D เป็นความจุในชั้นฉนวน และความจุในช่วงดีฟลีชันตามลำดับ C_s และ R_s เป็นความจุและความต้านทานของกัณฑ์ประจุที่รอยต่อซึ่งเป็นฟังก์ชันของศักย์ที่ผิวรอยต่อ และผลคูณของ $C_s R_s$ นิยามว่าเป็นช่วงชีวิตของกัณฑ์ วงจรขนานของตัวเก็บประจุที่เป็นกัณฑ์ประจุแสดงดังภาพ สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของความจุที่สัมพันธ์กับความถี่ ได้ดังรูปที่ 4.11 b เมื่อ

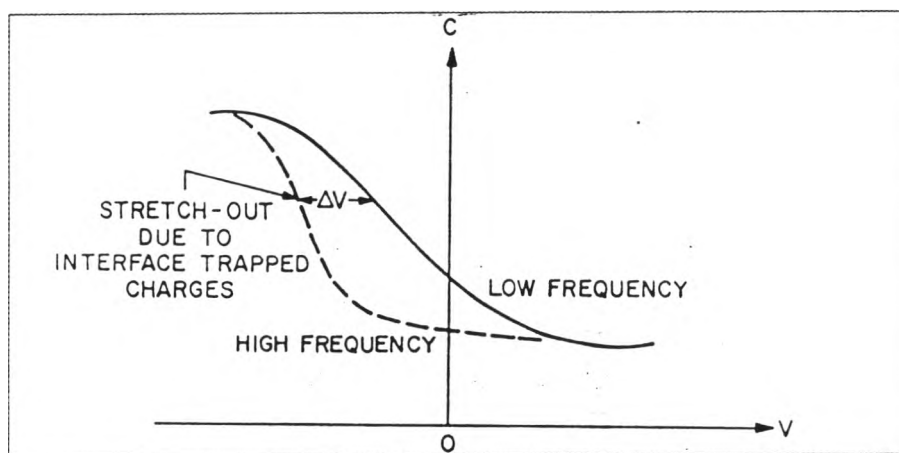
$$C_p = C_D + \frac{C_s}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.32)$$

และ

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_s \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (4.33)$$



รูปที่ 4.11 แสดงวงจรสมมูลกับกับดักประจุที่รอยต่อ เมื่อ C_D และ R_S สอดคล้องกับความหนาแน่นของกับดักประจุที่รอยต่อ



รูปที่ 4.12 แสดงความจุที่เบี่ยงเบนไปเนื่องจากกับดักประจุที่รอยต่อ

เมื่อ $\tau \equiv C_s R_s$ ค่าของ input admittance Y_{in} จะเป็นตามสมการ

$$Y_{in} \equiv G_{in} + j\omega C_{in} \quad (4.34)$$

เมื่อ

$$G_{in} = \frac{\omega^2 C_s \tau C_i^2}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2}$$

และ

$$C_{in} = \frac{C_i}{C_i + C_D + C_s} \left[C_D + C_s \frac{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 C_D (C_i + C_D)}{(C_i + C_D + C_s)^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_D)^2} \right]$$

2. ประจุในชั้นฉนวน

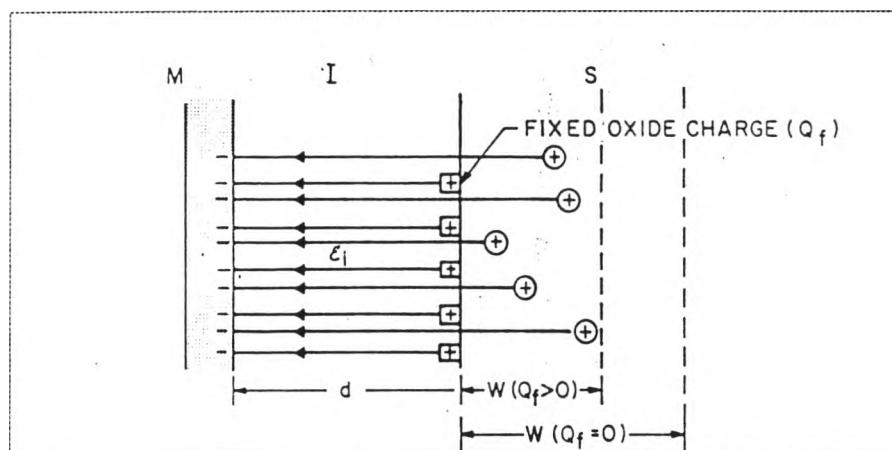
ประจุในชั้นฉนวนแบ่งออกได้เป็น 3 ชนิดคือ

1. ประจุชนิดที่อยู่กับที่ (fixed charge) Q_f
2. กักตักประจุในชั้นฉนวน Q_{ot}
3. ประจุชนิดที่เคลื่อนที่ได้ Q_m

กักตักประจุในชั้นฉนวนนี้เกิดจากความไม่สมบูรณ์ภายในชั้นฉนวน กักตักเหล่านี้ประจุเหล่านี้จะกระจายอยู่ทั่วไปในเนื้อฉนวน และสามารถเพิ่มปริมาณขึ้นได้ โดยการฉายแสงที่มีพลังงานสูงหรือฉายรังสีเอ็กซ์หรือการระดมยิงด้วยอิเล็กตรอนพลังงานสูง ฉนวนที่มีคุณภาพดีควรมีกักตักประจุชนิดนี้น้อยที่สุด ซึ่งสามารถลดปริมาณได้โดยการแอนนihilate ที่อุณหภูมิไม่สูงมากนักในขั้นตอนสุดท้ายของการสร้างชั้นฉนวน

2.1 ประจุชนิดที่อยู่กับที่ (Q_f)

ประจุชนิดที่อยู่กับที่นี้จะมีสมบัติดังนี้คือ จะอยู่กับที่และไม่สามารถถูกชาร์จหรือ ดิสชาร์จได้ ในช่วงกว้างของ ψ_s โดยประจุชนิดนี้จะอยู่ในฉนวนที่ระยะความลึกเข้าไปในเนื้อฉนวนห่างจากรอยต่อประมาณ 30 Å ความหนาของชั้นฉนวน หรือชนิดของสิ่งเจือในสารกึ่งตัวนำไม่มีผลต่อความหนาแน่นของประจุมากนัก แต่ปริมาณของประจุจะขึ้นอยู่กับเงื่อนไขการสร้างชั้นฉนวน การแอนนีส และทิศทางของระนาบผิวหน้าสารกึ่งตัวนำซึ่งมักพบอยู่ในสารกึ่งตัวนำที่เตรียมได้จากการเพิ่มปริมาณธาตุให้ต่างไปจากสโตยคิโอเมตริกเล็กน้อย ประจุที่อยู่กับที่นี้เกิดจากอะตอมของสารกึ่งตัวนำ ที่อยู่ในรูปของไอออนได้เคลื่อนที่เข้ามาในชั้นฉนวน และหยุดอยู่กับที่เมื่อสิ้นสุดขบวนการสร้างชั้นฉนวน หรืออาจเกิดจากกับดักประจุที่รอยต่อถูกกำจัดออกไปด้วยการแอนนีสชั้นฉนวนในขั้นตอนท้ายสุดของการสร้างชั้นฉนวน ดังรูปที่ 4.13

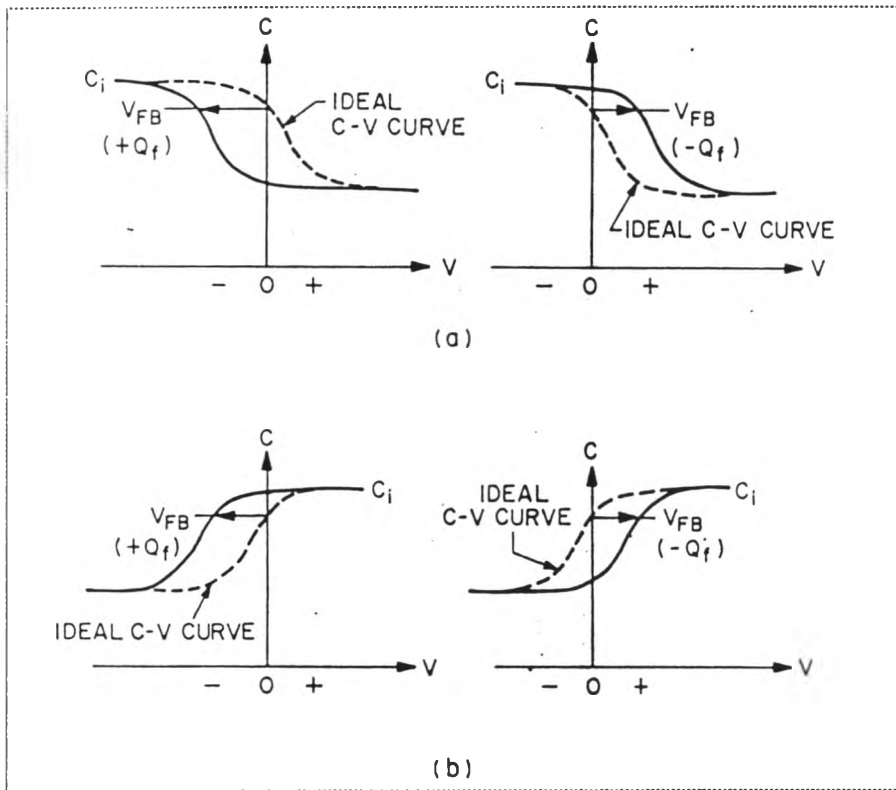


รูปที่ 4.13 แสดงประจุชนิดที่อยู่กับที่ใน โครงสร้าง MIS ซึ่งเป็นการเคลื่อนที่ของไอออนผู้ให้ที่ถูกไอออนไนซ์แล้วจากสารกึ่งตัวนำเข้าไปในชั้นฉนวน

ในรูปที่ 4.14 แสดงการเลื่อนไปตามแกนศักย์ไฟฟ้าของความจุ ความถี่สูง ขณะที่ Q_f เป็นบวกหรือลบปรากฏที่ผิวรอยต่อ การเลื่อนไปของศักย์วัดเทียบกับกราฟในอุดมคติ ขณะที่ Q_f เป็นศูนย์ สำหรับสารกึ่งตัวนำที่มีฐานเป็นทั้งชนิด n และชนิด p พบว่าเมื่อมีประจุชนิดอยู่กับที่ที่เป็นบวกในชั้นฉนวน จะทำให้ลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์เลื่อนไปทางค่าความต่างศักย์ที่ไบแอสด้านเกททางลบมากขึ้น ในขณะที่ประจุลบจะทำให้ลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์เลื่อนไปทางบวกมากขึ้น

สาเหตุที่ทำให้ลักษณะเฉพาะความจุ-ความต่างศักย์เลื่อนไปนั้นเนื่องจากผลการไบแอสและการชดเชยของประจุที่เกิดจากไอออนของผู้ให้ที่ถูกล้อออไนซ์แล้ว ซึ่งในกรณีที่เป็นอุดมคตินั้น $Q_f = 0$ การชดเชยประจุทั้งหมดมาจากประจุผู้ให้ที่ถูกล้อออไนซ์เกิดสภาพเป็นกลางทางไฟฟ้า และในโครงสร้าง MIS ที่มีประจุบวก Q_f ความกว้างของช่วงดีพลีชันจะต้องมีค่าน้อยกว่าในกรณีอุดมคติ ทำให้ค่าความจุจึงสูงกว่ากรณีอุดมคติด้วย ดังนั้นการเลื่อนของกราฟความจุ-ความต่างศักย์จึงเลื่อนไปทางลบ (ทางด้านซ้ายมือของรูปที่ 4.14b) และสำหรับประจุลบจะทำให้กราฟเลื่อนไปทางบวก ขนาดของการเลื่อนไปแสดงดังสมการ

$$\Delta V_f = \frac{Q_f}{C_i} \quad (4.35)$$



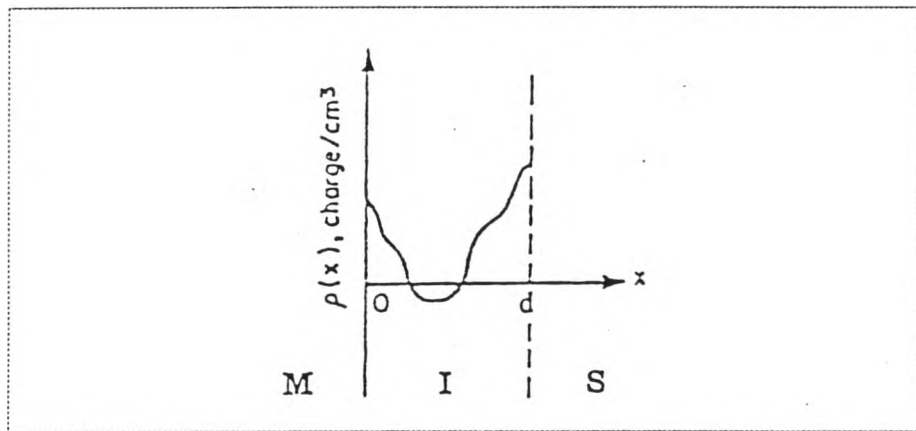
รูปที่ 4.14 แสดงลักษณะของความจุ-ความต่างศักย์ที่เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติทั้งทางบวก และลบเมื่อมีประจุชนิดที่อยู่กับที่ที่เป็นประจุลบและบวกในชั้นฉนวน

a) สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด p b) สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด n

2.2 ประจุในฉนวนชนิดที่เคลื่อนที่ได้ (Q_m)

ประจุเหล่านี้คือ ไอออนของธาตุบางชนิดที่ปลอมปนเข้ามาในขบวนการ การสร้างชั้นฉนวน ซึ่งสามารถเคลื่อนที่ได้ภายในฉนวนทำให้เกิดช่องขึ้นทั้ง ๆ ที่ยังไม่มี การไบแอสกลับแก่โครงสร้าง MIS ทำให้มีการนำกระแสเกิดขึ้นเป็นต้นเหตุให้อุปกรณ์ที่ ใช้งานไม่คงทนถาวร ประจุที่เคลื่อนที่ได้นี้มักเป็นพวกไอออนของโลหะอัลคาไล เช่น Na^+ , K^+ , Li^+ เป็นต้น ประจุพวกนี้จะกระจายอยู่ทั่วไปภายในชั้นฉนวน โดยเฉพาะตรงบริเวณ รอยต่อจะมีปริมาณมากมายดังรูปที่ 4.15 และสามารถเคลื่อนที่ได้ง่ายเมื่อตัวเก็บประจุแบบ

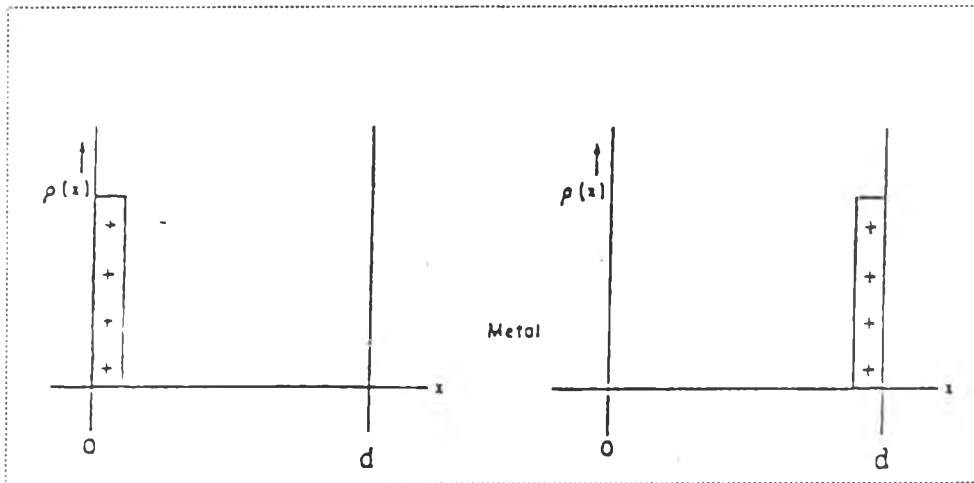
MIS ถูกไบแอส จากรูปที่ 4.16 จะเห็นได้ว่าการไบแอสกลับทางจะทำให้สนามไฟฟ้าผลัก ไอออนบวกเหล่านี้ เข้าไปที่รอยต่อระหว่างโลหะกับฉนวน ความต่างศักย์ที่ทำให้แถบพลังงานเรียบจะเป็นไปตามกรณีอุดมคติ หรืออาจเลื่อนไปจากกรณีอุดมคติเพียงเล็กน้อย และเมื่อมีการไบแอสตรง ไอออนบวกจะถูกสนามไฟฟ้าผลักให้ไปอยู่ที่รอยต่อระหว่างฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ ความต่างศักย์ที่ทำให้แถบพลังงานเรียบ ในกรณีนี้จะเลื่อนไปมากที่สุด



รูปที่ 4.15 แสดงการกระจายของประจุภายในชั้นฉนวน

ที่ค่าไบแอสสูงมาก ๆ ประจุในฉนวนชนิดเคลื่อนที่ได้สามารถลอดผ่านชั้นฉนวนไปยังโลหะ ผ่านออกสู่วงจรภายนอก จึงกล่าวได้ว่าอิทธิพลของประจุเหล่านี้สามารถทำให้เกิดสภาวะพังทลายที่ค่าไบแอสต่ำกว่าค่าไบแอสที่ทำให้เกิดสภาวะพังทลายในอุดมคติ

ประจุในฉนวนมีมากมายหลายชนิด แต่ละชนิดต่างก็มีผลทำให้ลักษณะเฉพาะของความจุ-ความต่างศักย์เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติทั้งสิ้น เพื่อให้ง่ายจะพิจารณาว่าประจุทั้งหมดรวมกันเป็นความหนาแน่นประจุสุทธิในฉนวน Q_i ดังสมการ



รูปที่ 4.16 แสดง a) V_{FB} มีค่าเท่ากับศูนย์เมื่อไอออนบวกถูกสนามไฟฟ้าผลักมาอยู่ที่รอยต่อระหว่างโลหะกับฉนวน

b) V_{FB} มีค่าสูงสุด เมื่อไอออนบวกถูกสนามไฟฟ้าผลักมาอยู่ที่รอยต่อระหว่างฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ

$$Q_i = Q_{it} + Q_f + Q_m + Q_{ot} \quad (4.36)$$

เมื่อ	Q_i	คือ ประจุสุทธิในฉนวน
	Q_{it}	คือกับดักประจุที่รอยต่อ
	Q_f	คือประจุชนิดที่อยู่กับที่
	Q_m	คือประจุชนิดที่เคลื่อนที่ได้
	Q_{ot}	คือกับดักประจุในชั้นฉนวน

ประจุสุทธิในฉนวนเหล่านี้จะเหนี่ยวนำให้เกิดประจุชนิดตรงกันข้ามขึ้นที่โลหะเกตและสารกึ่งตัวนำ ถ้ายังไม่คิดผลของความแตกต่างระหว่างเวิร์กฟังก์ชันของโลหะสารกึ่งตัวนำ (กำหนดให้ $\phi_{mn} = 0$) แถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำจะโค้งเนื่องจากเกิดการ

แอดคิวิตีของประจุที่ถูกเหนี่ยวนำดังกล่าว ดังนั้นต้องไปแสกกลับทางกันด้วยค่าความต่างศักย์ที่ทำให้แถบพลังงานราบเรียบ (V_{FB}) ซึ่งจะมีค่าดังสมการ

$$V_{FB} = -\phi_i x_o \quad (4.37)$$

เมื่อ ϕ_i คือค่าสนามไฟฟ้าภายในฉนวน

จากการคำนวณโดยใช้กฎของเกาส์ จะได้ว่าประจุสุทธิต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ (Q_i) ที่ก่อให้เกิดสนามไฟฟ้างกล่าวมีค่าเท่ากับ

$$Q_i = \epsilon_i \phi_i \quad (4.38)$$

แทน (4.38) ลงในสมการ (4.37) จะได้ว่า

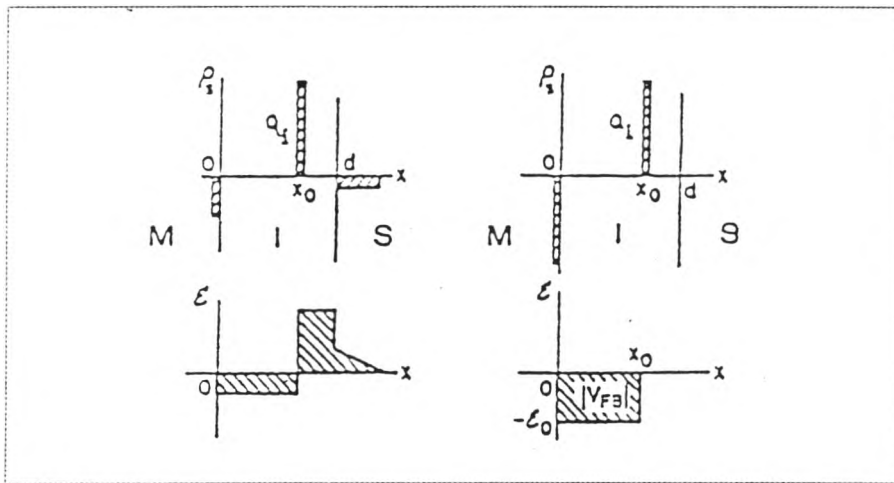
$$\begin{aligned} V_{FB} &= -\frac{Q_i}{\epsilon_i} x_o \\ &= -\frac{Q_i x_o}{C_i d} \end{aligned} \quad (4.39)$$

โดยที่ประมาณว่าประจุสุทธิในฉนวน (Q_i) อยู่ห่างจากโลหะเป็นระยะ x_o ดังรูปที่

4.17

ดังนั้นกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าความจุ-ความต่างศักย์ จะเลื่อนไปทางซ้าย เมื่อ Q_i เป็นประจุบวก และจะเลื่อนไปทางขวา เมื่อ Q_i เป็นประจุลบจากกรณีกราฟเชิงอุดมคติ ดังรูปที่ 4.18 ความต่างศักย์ที่ทำให้แถบพลังงานราบเรียบจะขึ้นอยู่กับความหนา-

แน่นและตำแหน่ง (x_0) ของประจุสุทธิ ถ้าประจุสุทธิเหล่านี้อยู่ใกล้กับโลหะ เช่น เมื่อ $x_0 = 0$ แล้วจะไม่มีประจุสะสมอยู่ที่ผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำ ดังนั้นความต่างศักย์ที่ทำให้แถบ



- รูปที่ 4.17 a). แสดงประจุสุทธิในฉนวนเสมือนว่าอยู่รวมกัน และห่างจากโลหะเป็นระยะ x_0 ในกรณีที่ยังไม่มีการไบแอส
- b). แสดงประจุสุทธิในฉนวน เมื่อมีการไบแอสกลับทางเพื่อให้ได้เงื่อนไขกรณีแถบพลังงานเรียบ

พลังงานเรียบจะมีค่าเท่ากับศูนย์ ดังรูปที่ 4.18a. ถ้าประจุสุทธิเหล่านี้อยู่ที่บริเวณใกล้ ๆ กับสารกึ่งตัวนำ เช่น $x_0 = d$ จากสมการที่ (4.39) จะได้ว่า

$$V_{FB} = -\frac{Q_i}{C_i} \quad (4.40)$$

นั่นคือ ความต่างศักย์ที่ทำให้แถบพลังงานเรียบ (V_{FB}) จะมีค่ามากที่สุด และจะเลื่อนไปทางซ้ายเมื่อประจุสุทธิเป็นประจุลบ ด้วยเหตุนี้จากการสังเกตทิศการเลื่อน

ของกราฟไปจากกรณีอุดมคติ จะสามารถนำมาใช้บอกชนิดของประจุได้ว่าเป็นประจุสุทธิ ชนิดบวกหรือชนิดลบ

สำหรับกรณีที่ประจุสุทธิกระจายทั่วไปในชั้นฉนวน จะได้ว่า

$$V_{FB} = \frac{1}{C_i} \left[\frac{q}{d} \int_0^{x_0} x \rho(x) dx \right] \quad (4.41)$$

ซึ่ง $\rho(x)$ คือความหนาแน่นของประจุสุทธิในฉนวนต่อหน่วยปริมาตร ซึ่งเป็นผลรวมของความหนาแน่นของกับดักประจุในฉนวน $[\rho_{ot}(x)]$ ความหนาแน่นของประจุในฉนวนที่อยู่กับที่ $[\rho_t(x)]$ และความหนาแน่นของประจุในฉนวนชนิดที่เคลื่อนที่ได้ $[\rho_{mo}(x)]$

สมมติว่าระยะทางเฉลี่ยที่ความหนาแน่นประจุสุทธิกระจายในฉนวนเท่ากับ \bar{x} โดยมีนิยามว่า

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{x_0} x \rho(x) dx}{\int_0^{x_0} \rho(x) dx} \quad (4.42)$$

และเนื่องจาก ประจุสุทธิต่อหน่วยพื้นที่ทั้งหมด (Q_i) มีค่าดังสมการ

$$Q_i = q \int_0^{x_0} \rho(x) dx \quad (4.43)$$

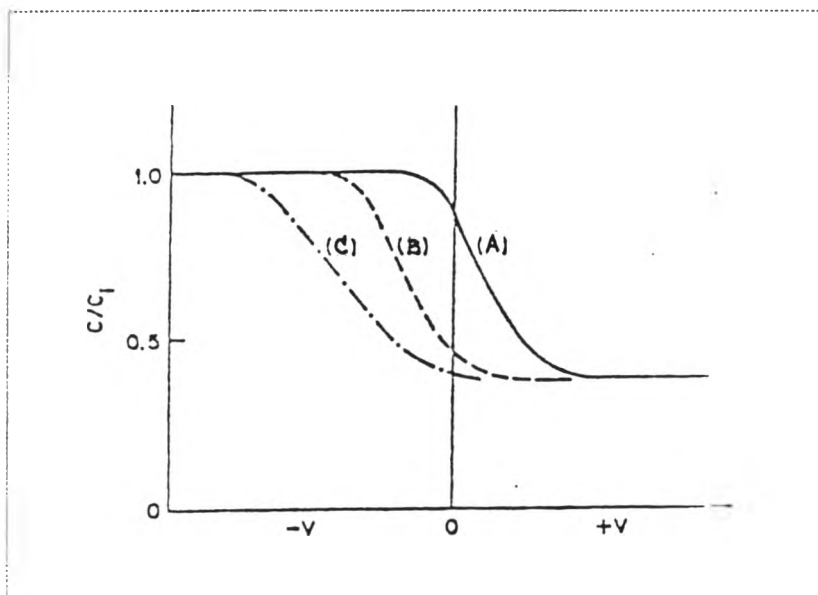
แทนสมการที่ (4.42), (4.43) ลงในสมการที่ (4.41) จะได้ว่า

$$V_{FB} = \frac{Q_i \bar{x}}{C_i d} = \frac{\bar{x} Q_i}{\epsilon_i} \quad (4.44)$$

ดังนั้นค่าศักย์ที่เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติอันเนื่องมาจากประจุในชั้นฉนวนจะเป็นดังสมการ

$$\Delta V = \frac{Q_i}{C_i} = \frac{Q_f + Q_m + Q_{ot} + Q_{it}}{C_i} \quad (4.45)$$

ประจุในฉนวนซึ่งอาจเป็นประจุที่อยู่กับที่ และหรือประจุที่เคลื่อนที่ได้ และ/หรือ กับดักประจุในฉนวน จะมีผลทำให้กราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าความจุ-ความต่างศักย์ เลื่อนไปจากกรณีอุดมคติ ดังรูปที่ 4.18b แต่ถ้ามีกับดักประจุที่รอยต่อ นอกจากกราฟจะเลื่อนไปจากกรณีอุดมคติแล้วความชันของกราฟยังเบี่ยงเบนไปจากเดิม เนื่องจากกราฟจะยืดออกจากกรณีอุดมคติ ดังรูปที่ 4.18c. นอกจากนี้ยังมีผลทำให้ค่าความจุกรณีช่วงที่เกิดแอกคิวลุมเลชันมีค่าคงที่ที่ค่าไบแอสตรงสูงมากด้วย



รูปที่ 4.18 แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าความจุ-ความต่างศักย์ ในกรณี (a) อุดมคติ (b) ผลเนื่องจากประจุในฉนวนชนิดที่อยู่กับที่ (c) ผลเนื่องจากกับดักประจุที่รอยต่อ .

กัณฑ์ประจุภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำ

กัณฑ์ประจุภายในเนื้อสารกึ่งตัวนำ มักเกิดจากความไม่สมบูรณ์ของผลึก เช่น ตรงบริเวณขอบของเกรนผลึกเอกพันธ์แต่ละเกรน เป็นต้น กัณฑ์ประจุชนิดนี้จะมีสถานะทางพลังงานกระจายอยู่ภายในช่องว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำ มีทั้งระดับพลังงานผู้ให้และผู้รับ ดังนั้น เมื่อไบแอสแก่ตัวเก็บประจุด้วยความต่างศักย์สูง หรือเมื่อมีการฉายแสง ฉายรังสี เพิ่มอุณหภูมิแก่ตัวเก็บประจุขณะมีการไบแอสคงที่ค่าหนึ่ง จะเกิดขบวนการสร้างประจุขึ้นมาจากกัณฑ์ประจุเหล่านี้ เนื่องจากประจุของพาหะที่ถูกไอออไนซ์ออกมาจากกัณฑ์ประจุเหล่านี้ จะเคลื่อนที่มาชุมนุมอยู่ที่บริเวณผิวหน้าสารกึ่งตัวนำบริเวณรอยต่อกับฉนวน จึงเป็นต้นเหตุทำให้ แถบพลังงานโค้ง ค่าความจุจึงเพิ่มขึ้นจากกรณีอุดมคติ

ค่าเวร็กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำแตกต่างกัน^{1.13}

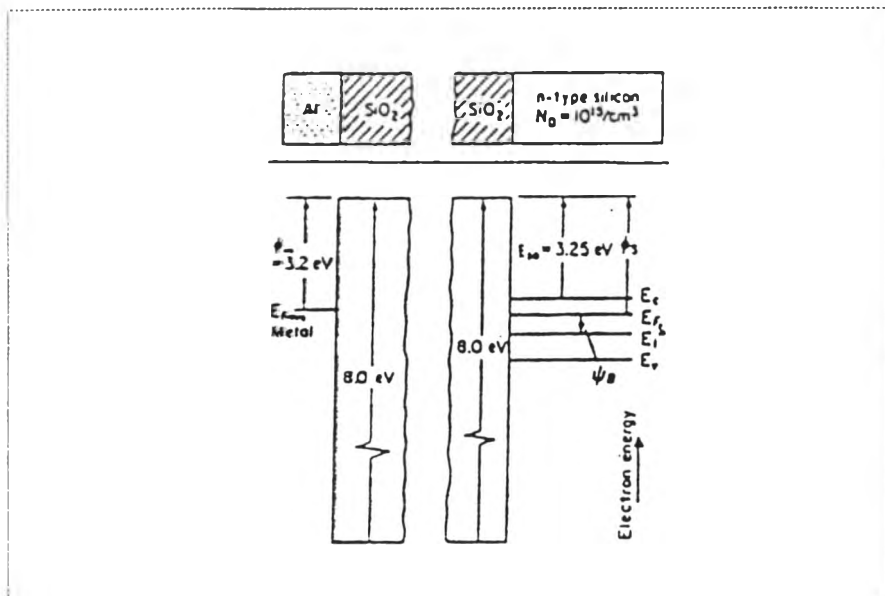
การที่ค่าเวร็กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำแตกต่างกันเป็นเหตุทำให้ลักษณะของความจุ-ความต่างศักย์เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติด้วย จากนิยามเวร็กฟังก์ชันของโลหะและสารกึ่งตัวนำ(ϕ_m, ϕ_s) คือพลังงานในการยกอิเล็กตรอนจากระดับพลังงานเฟอร์มิของโลหะและสารกึ่งตัวนำขึ้นไปยังระดับสุญญากาศ สำหรับในโครงสร้าง MIS ในอุดมคติค่าความแตกต่างของค่าเวร็กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำจะเป็นตามสมการ 4.46 สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด n จะมีค่าเป็นศูนย์

$$\phi_{ms} \equiv \phi_m - \phi \quad (4.46)$$

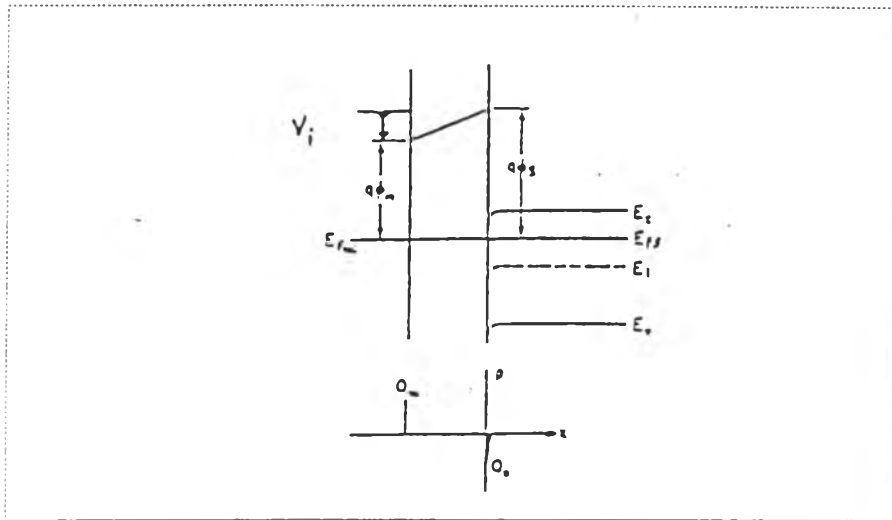
เมื่อขณะที่สารกึ่งตัวนำและโลหะอยู่ห่างกัน แถบพลังงานของโลหะที่ต่อกับฉนวน และแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำที่ต่อกับฉนวนจะไม่มี การโค้งเกิดขึ้น ดังรูปที่ 4.19 เมื่อนำสารกึ่งตัวนำมาต่อกับโลหะโดยมีฉนวนกั้นกลาง ระบบจะเข้าสู่สภาวะสมดุล

ทางความร้อนทำให้ระดับพลังงานเฟอร์มิของทั้งโลหะและสารกึ่งตัวนำจะอยู่ในระดับเดียวกัน เนื่องจากการถ่ายเทประจุให้กันและกันจนเข้าภาวะสมดุล ประจุจะสะสมอยู่ที่บริเวณผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำในปริมาณที่เท่ากับประจุที่อยู่ด้านโลหะ แต่เป็นชนิดตรงกันข้ามจึงเป็นผลให้แถบพลังงานที่ผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำตรงที่ต่อกับฉนวน โคล้งลง ทั้ง ๆ ที่ยังไม่มี การไบแอส ดังรูปที่ 4.20 ในถารที่จะทำให้แถบพลังงานราบเรียบจึงต้องมีการไบแอสกลับ ด้วยศักย์ค่าหนึ่งเพื่อให้แถบพลังงานราบเรียบ นั่นคือความต่างศักย์ที่ไบแอสเข้าไปก็คือ ความต่างศักย์ที่แถบพลังงานราบเรียบนั่นเอง ซึ่งมีค่า ดังสมการ

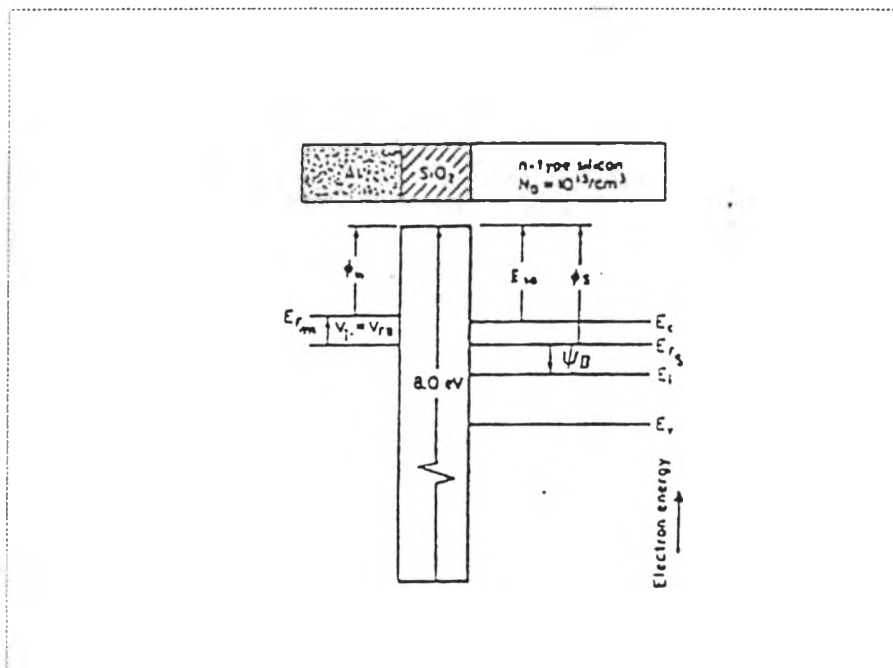
$$V_{FB} = \phi_{ms} \quad (4.47)$$



รูปที่ 4.19 แสดงบริเวณรอยต่อของโลหะกับฉนวน และรอยต่อของฉนวนกับสารกึ่งตัวนำ



รูปที่ 4.20 แสดงประจุที่มารวมกันอยู่ที่บริเวณผิวหน้าของสารกึ่งตัวนำที่ต่อกับฉนวน เนื่องจากความแตกต่างของค่าเวรีกฟังก์ชัน



รูปที่ 4.21 แสดงค่า V_{FB} ที่ทำให้แถบพลังงานราบเรียบในกรณีที่สารกึ่งตัวนำเป็นชนิด n

จากรูปที่ 4.19 จะได้ว่า

$$\phi_s = E_{so} + E_{VL} + \frac{E_g}{2} - q\psi_B \quad (4.48)$$

และ

$$\phi_m = \frac{E_{mo} + E_{VL}}{q}$$

เมื่อ

E_{so} คือ ความสูงของกำแพงศักย์ ระหว่างขอบของแถบนำของฉนวน กับแถบวาเลนซ์ของสารกึ่งตัวนำ

E_{mo} คือ ความสูงของกำแพงศักย์ระหว่างขอบล่างสุดของแถบนำของ ฉนวนกับระดับพลังงานเฟอร์มิของโลหะ

E_{VL} คือ ผลต่างของค่าพลังงานระหว่างระดับสุญญากาศกับแถบนำ ของฉนวน

$\frac{E_g}{2} + q\psi_B$ คือผลต่างของค่าพลังงานระหว่างระดับพลังงานเฟอร์มิกับ แถบวาเลนซ์ของสารกึ่งตัวนำ

โดยที่สำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด n ($\psi_B > 0$)

$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_D}{n_i}\right) \quad (4.49)$$

และสำหรับสารกึ่งตัวนำชนิด p ($\psi_B < 0$)

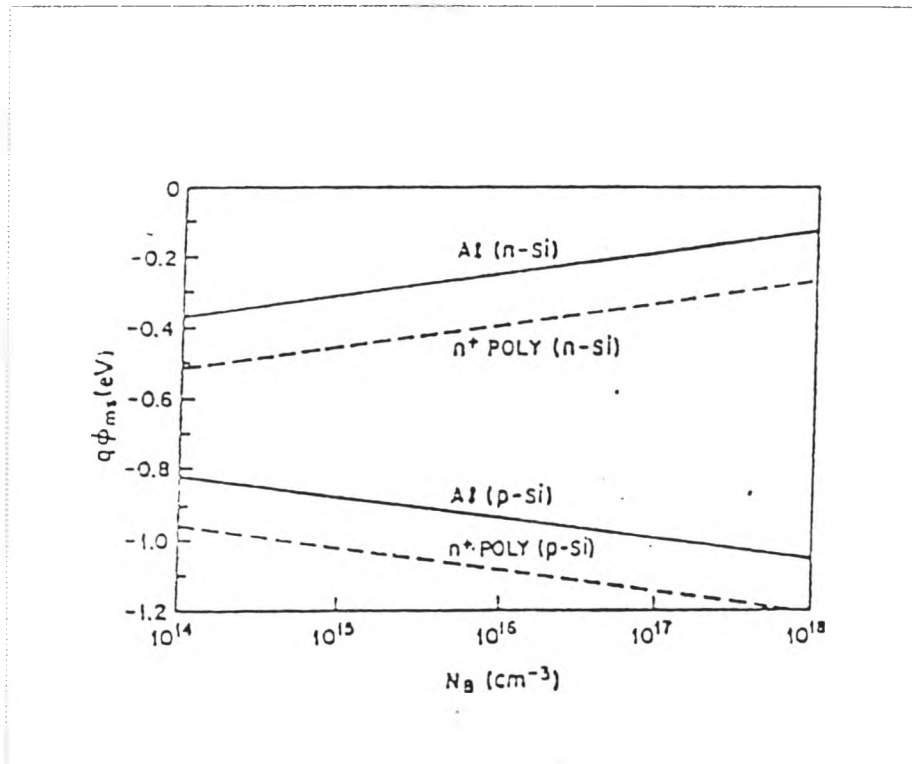
$$\psi_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_i}{N_A} \right) \quad (4.50)$$

นั่นคือจะได้

$$V_{FB} = \phi_{ms} = \frac{\left(E_{mo} - E_{so} + \frac{E_g}{2} + q\psi \right)}{q} \quad (4.51)$$

จากสมการที่ 4.51 จะเห็นได้ว่าความแตกต่างของค่าเวิร์กฟังก์ชันทำให้ลักษณะความจุ-ความต่างศักย์ที่เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติจะขึ้นกับค่าของ ϕ_{ms} ดังนี้ เมื่อ ϕ_{ms} มีค่าเป็นบวก ลักษณะความสัมพันธ์จะเลื่อนไปทางศักย์ค่าบวกหรือ V_{FB} มีค่ามากกว่าศูนย์ และเมื่อ ϕ_{ms} เป็นลบ ลักษณะความสัมพันธ์จะเลื่อนไปทางศักย์ค่าลบหรือ V_{FB} มีค่าน้อยกว่าศูนย์

เนื่องจากความแตกต่างระหว่างค่าเวิร์กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำ (ϕ_{ms}) วัดจากระดับพลังงานเฟอร์มิของโลหะไปยังระดับสุญญากาศกับระดับพลังงานเฟอร์มิของสารกึ่งตัวนำไปยังระดับสุญญากาศ ดังนั้นขนาดของ ϕ_{ms} จึงขึ้นอยู่กับชนิดของการนำไฟฟ้า ความหนาแน่นของสารที่ใช้เจือ และชนิดของโลหะที่เป็นเกต ดังรูปที่ 4.22



รูปที่ 4.22 แสดงค่า ϕ_{ms} ที่เปลี่ยนแปลงไปตามค่าความหนาแน่นของสารที่เจือและชนิดของโลหะ

ความแตกต่างระหว่างค่าเวิร์กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำสามารถวัดได้จากวิธีการวัดการตอบสนองต่อแสง (photoresponse measurement) และวิธีการวัดความสัมพันธ์ระหว่างค่าความจุ-ความต่างศักย์ ของโครงสร้าง MIS

ลักษณะเฉพาะของความจุ-ความต่างศักย์ เปลี่ยนแปลงไปจากกรณีอุดมคติ เนื่องจากผลของความแตกต่างของค่าเวิร์กฟังก์ชันของโลหะกับสารกึ่งตัวนำและเนื่องจากค่าประจุในชั้นฉนวนจึงเป็นดังสมการ

$$V_{FB} = \phi_{ms} - \frac{Q_f + Q_{mo} + Q_{ot} + Q_{it}}{C_i} \quad (4.52)$$