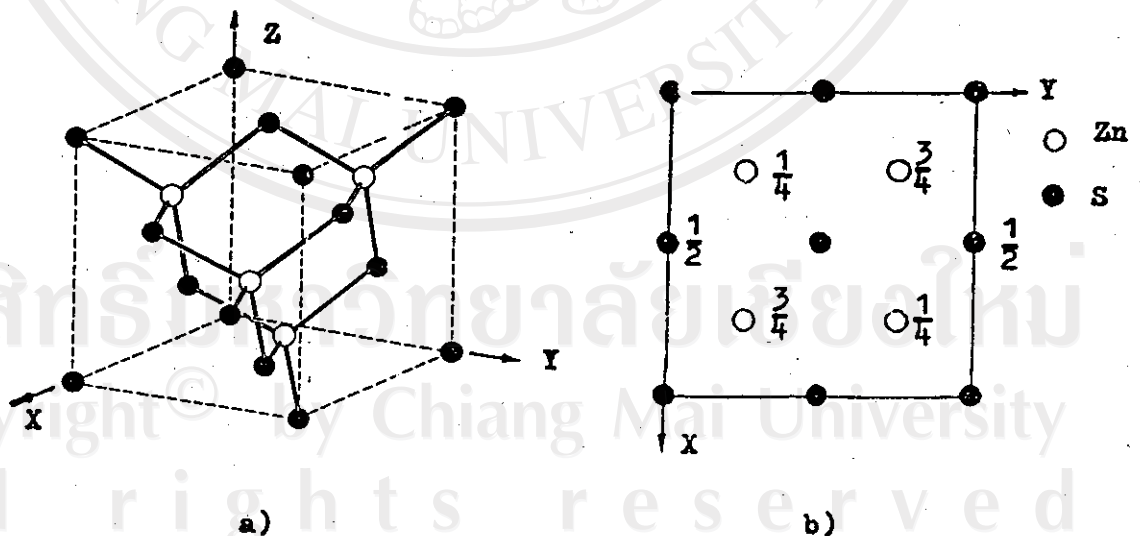


2.1 โครงสร้างของสารประกอบสังกะสีซัลไฟด์

ผลึกของสังกะสีซัลไฟด์ที่ปรากฏอยู่ตามธรรมชาติมี 2 รูปแบบ คือ Zinc blende และ Wurtzite ทั้งสองแบบมีแลตทิซโครงสร้างเป็นแบบ 4:4 (tetrahedral) แต่มีสมมาตร (symmetry) ต่างกัน มี axial ratio (a/c) เท่ากับ 1:1.635⁽⁹⁾

Zinc blende Type⁽¹⁰⁾

เป็นโครงสร้างของสังกะสีซัลไฟด์เสถียรในบรรยากาศที่อุณหภูมิและความดันปกติ มีโครงสร้างแบบ Cubic F-Lattice ใน 1 ยูนิต เซลล์จะมีอะตอมอยู่สองอะตอมที่ซ้ำกับยูนิตเซลล์ปกติ มี point group Symmetry แบบ $\bar{4}3m$ และเป็น noncentrosymmetrical ดังรูปที่ 2.1



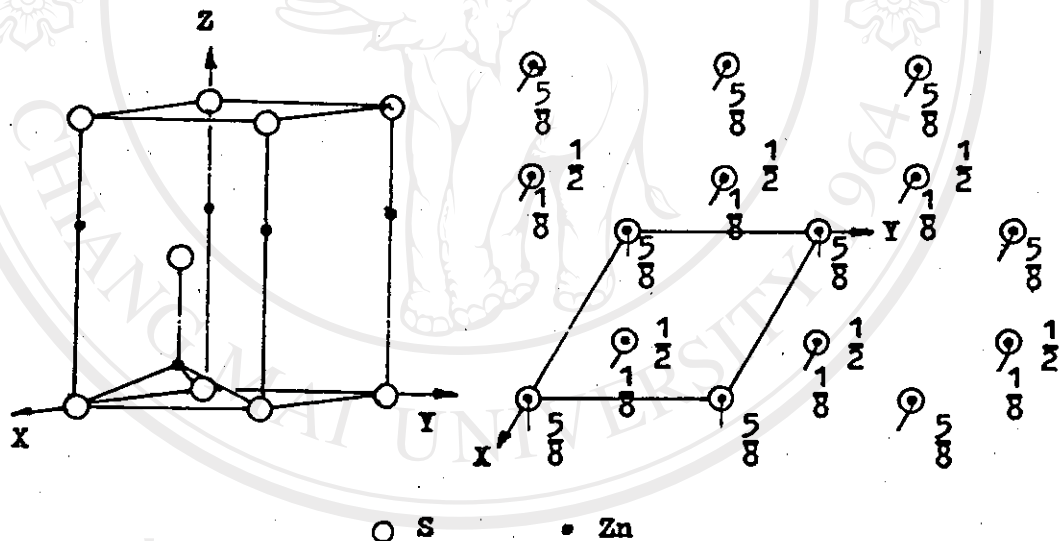
รูปที่ 2.1 แสดงโครงสร้างของ Zinc blende

- a) แสดง 1 ยูนิตเซลล์ของสังกะสีซัลไฟด์
- b) เป็นระนาบของโครงสร้างในระนาบ (001)⁽¹⁰⁾

Wurtzite type⁽¹⁰⁾

เป็นโครงสร้างอีกแบบหนึ่งของสังกะสีซัลไฟด์ เสถียรในบรรยากาศที่อุณหภูมิ 1020 องศาเซลเซียสขึ้นไป จะสามารถคงรูปร่างอยู่ที่อุณหภูมิห้องเป็นเวลานานได้ แต่การได้รับ *shearing stresses* โครงสร้างจะเปลี่ยนไปเป็นแบบ *blend* ได้⁽⁹⁾

Wurtzite มีแลตทิซแบบ *primitive* แต่ละยูนิตเซลล์มี 2 *formular units* (2 ZnS) ดังรูปที่ 2.2 (a)



a)

b)

รูปที่ 2.2 แสดงโครงสร้างแบบ Wurtzite ของ ZnS

ความแตกต่างระหว่าง Zinc blende กับ Wurtzite อยู่ที่ตำแหน่งของอะตอมที่เราถือเป็นหลักในการพิจารณาที่จัดตัวอยู่ในตำแหน่งถัดไปโดย Zinc blende อะตอม S และ Zn ในตำแหน่งที่สองมีการจัดตัวแบบ *cubic close-packing* แต่ใน Wurtzite เป็นแบบ *hexagonal close-packing* (*cubic close-*

packing มี axial ratio (c/a) กระจายออกจาก 1.63 ส่วน hexagonal close-packing Wurtzite มี axial ratio (c/a) = 1.63)

2.2 การนำไฟฟ้าผ่านฟิล์มฉนวน

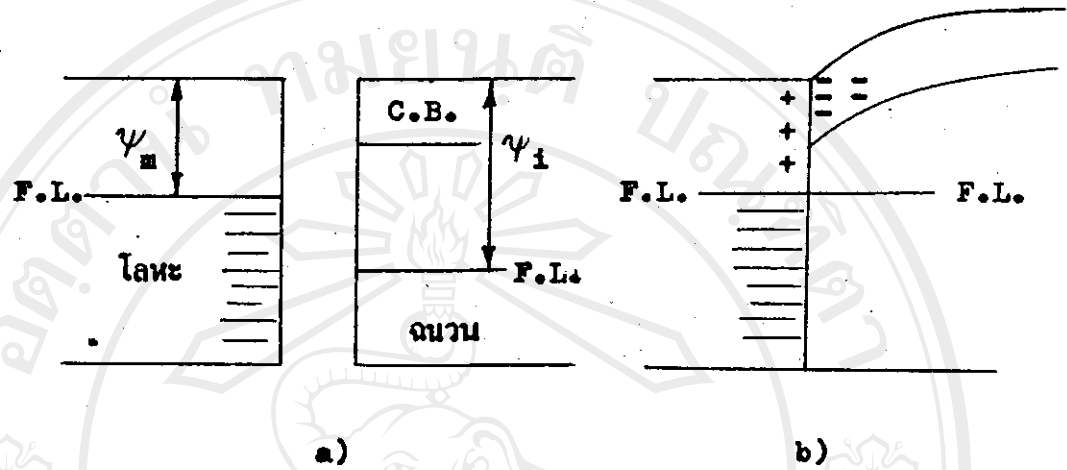
สังกะสีซัลไฟด์เป็นสารที่มีช่องว่างพลังงาน (Energy gap) ค่อนข้างกว้างคือ 3.6 eV ณ อุณหภูมิ 300°K⁽¹¹⁾ ซึ่งปกติก๊าซที่มีช่องว่างพลังงานกว้างจะนำไฟฟ้าได้น้อยหรือมีสมบัติใกล้เคียงกับฉนวน ดังนั้นในการพิจารณาการนำไฟฟ้าของฟิล์มสังกะสีซัลไฟด์จึงพิจารณาว่าเป็นการนำไฟฟ้าของฉนวน ซึ่งองค์ประกอบที่เกี่ยวข้องกับการนำไฟฟ้าของระบบฟิล์มมีหลายอย่างเช่น ธรรมชาติของ electrode ที่สัมผัสกับฉนวน สารเจือปน (impurity) ในฉนวน ตลอดจนขนาดของสนามไฟฟ้าภายนอกเป็นต้น

2.2.1 ิวสัมผัสโลหะฉนวน (metal-insulator contact)

ในการวิเคราะห์ผลไฟฟ้าที่ไหลผ่านฟิล์มฉนวน จำเป็นต้องพิจารณาไฟฟ้าสัมผัสกับผิวของฉนวน ลักษณะของิวสัมผัสจะมีผลต่อการไหลของกระแส เมื่อนำโลหะฉนวนมาสัมผัสกัน จะเกิดรอยต่อ (contact) เป็น 3 แบบด้วยกันคือ⁽¹²⁾

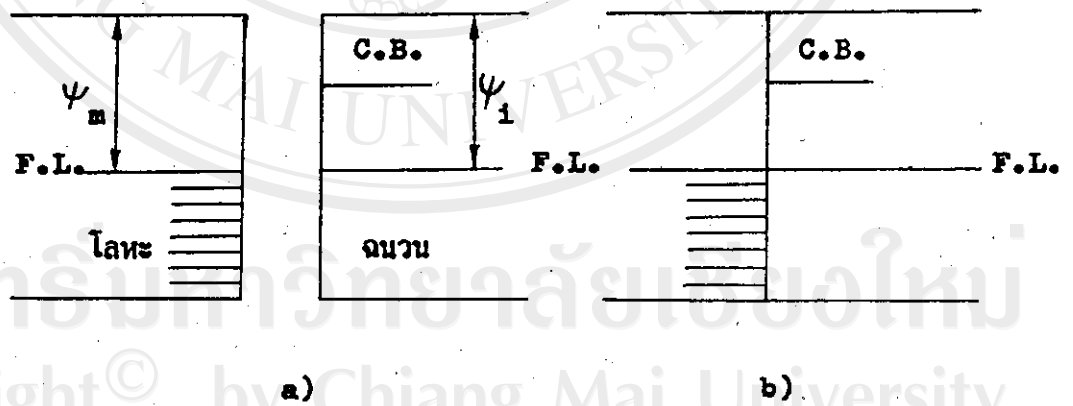
1. ohmic contact เกิดขึ้นเมื่อ work function ของโลหะ ψ_m น้อยกว่า work function ของฉนวน ψ_i ณ ภาวะสมดุลอิเล็กตรอนจะไหลจากโลหะไปยัง conduction band (C.B.) ของฉนวน และจะมีประจุบวกสะสมที่ผิวของโลหะ ดังรูป 2.3 b ทำให้ระดับพลังงานใน C.B. ของฉนวนต่ำลง ระดับพลังงาน Fermi จะสูงขึ้นไปอยู่ระดับเดียวกับระดับพลังงาน Fermi ของโลหะ ดังนั้นจะเห็นว่าไม่มีกำแพงศักย์ที่จะป้องกันการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนข้ามรอยต่ออิเล็กตรอนจึงสามารถไหลได้ทั้งสองทิศทาง

2. neutral contact จะเกิดขึ้นเมื่อนำโลหะที่มี work function เท่ากับ work function ของฉนวนมาสัมผัสกัน ในกรณีนี้จะไม่มีการถ่ายเทประจุ C.B. ของฉนวนจะไม่มีการโค้งงอ เมื่อมีการใส่สนามไฟฟ้า กระบวนการนำกระแสจะเป็นแบบ ohmic



รูปที่ 2.3 แสดงลักษณะการสัมผัสที่ทำให้เกิด ohmic contact

a) ก่อนสัมผัส b) หลังสัมผัส

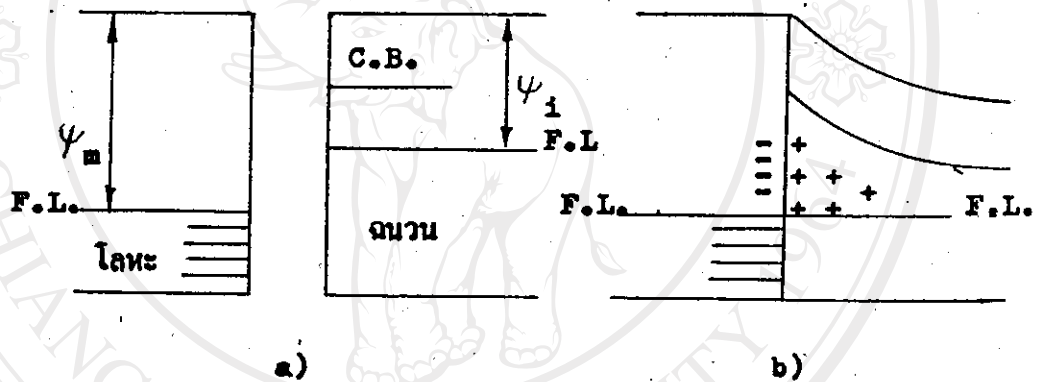


รูปที่ 2.4 ลักษณะของรอยต่อที่จะทำให้เกิด neutral contact

a) ก่อนสัมผัส b) หลังสัมผัส

3. blocking contact หรือ Schottky barrier

blocking contact จะเกิดขึ้นเมื่อ $\psi_m > \psi_1$ ในกรณีนี้อิเล็กตรอนจะย้ายจากฉนวนเข้าไปในโลหะเพื่อให้ได้อยู่ในภาวะ **Thermal equilibrium** จะมีประจุบวกสะสมในฉนวนใกล้ ๆ ผิวต่อ ซึ่งจะก่อให้เกิด **depletion region** ซึ่งจะมีกำแพงศักย์ไฟฟ้า (**potential barrier**) เกิดขึ้นด้วยขนาด $q(\psi_m - \psi_1)$ ดังแสดงในรูป 2.5 บ กำแพงศักย์ที่เกิดขึ้นนี้จะเป็นตัวจำกัดไม่ให้อิเล็กตรอนไหลจากฉนวนไปยังโลหะได้



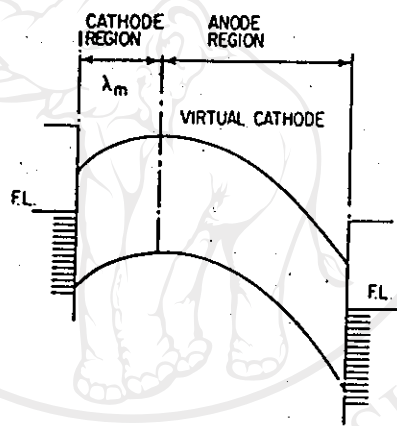
รูปที่ 2.5 ลักษณะของผิวสัมผัสจะทำให้เกิด **blocking contact**

สะดวกเมื่อเทียบกับความต่างศักย์ภายนอกจึงมีกระแสไหลได้บางทิศทางซึ่งบางครั้งเรียกว่าเกิด **rectifier contact** ขึ้น

จากที่กล่าวมาจะเห็นว่า ผิวสัมผัสระหว่างโลหะกับฉนวนจะเป็นแบบใดขึ้นอยู่กับ **work function** ของโลหะและของฉนวนที่นำมาสัมผัสกัน ซึ่งจะมีผลต่อการไหลของกระแสผ่านที่ฉนวน

2.2.2 กระแส space charge limited (SCL) ในฉนวน

ในฉนวนที่ไม่มี donor และมีความหนาแน่นมากพอที่จะไม่เกิด tunneling จะไม่สามารถนำกระแสได้ อย่างไรก็ตามถ้าเราทำ ohmic contact เข้ากับฉนวน space charge จะเข้าไปใน conduction band ของฉนวนซึ่งจะทำให้สามารถนำกระแสได้ กระบวนการนี้เรียกว่า SCL conduction ซึ่งเกิดขึ้นในฉนวนที่สัมผัสกับ ohmic contact ดังในรูปที่ 2.6



รูปที่ 2.6 แสดง cathode region และ anode region ภายใต้ SCL conduction

จากรูปที่ 2.6 เมื่อเราให้สนามไฟฟ้าภายนอกจะเป็นการเพิ่มประจุบวกให้กับขั้วแอโนด และเพิ่มประจุลบให้กับขั้วแคโทด ในขณะที่ความต่างศักย์เพิ่มขึ้นประจุบวกทางขั้วแอโนด จะเพิ่มขึ้น ส่วนทางขั้วแคโทดจะลดลง สมมติให้ประจุทางขั้วแคโทดเป็น Q_1 ขั้วแอโนดเป็น Q_2 และให้ความหนาแน่นของประจุ negative space charge เป็น $\rho(x)$

สำหรับฟิล์มหนา s จะพบว่า

$$\int_0^s \rho(x) dx = Q_1 + Q_2 \quad (2.1)$$

หรือเขียนใหม่ได้เป็น

$$\int_0^{\lambda_m} \rho(x) dx + \int_{\lambda_m}^s \rho(x) dx = Q_1 + Q_2 \quad (2.2)$$

โดยที่ λ_m เป็นจุดเลือกขึ้นมาตามเงื่อนไข

$$\int_0^{\lambda_m} \rho(x) dx = Q_1 \quad (2.3)$$

$$\int_{\lambda_m}^s \rho(x) dx = Q_2 \quad (2.4)$$

ฉนวนจะถูกแบ่งออกเป็น 2 ส่วน ดังรูปที่ 2.6 โดย λ_m เป็นเขตแบ่ง จุดสำคัญของสมการ (2.3) และ (2.4) คือ ประจุรวมบนรอยต่อ (contact) ทั้งสองจะถูกทำให้เป็นกลาง ด้วยประจุลบจำนวนเท่า ๆ กัน ที่อยู่ระหว่างรอยต่อถึงระยะ $x = \lambda_m$ ดังนั้นสนามที่เกิดจาก Q_1 จะเป็นศูนย์สำหรับ $x \gg \lambda_m$ ทำนองเดียวกันสนามจาก Q_2 จะเป็นศูนย์สำหรับ $x \ll \lambda_m$ ดังนั้นสนามจาก Q_1 และ Q_2 จะเป็นศูนย์ ณ $x = \lambda_m$ ด้วยเหตุนี้ที่ระยะ $x = \lambda_m$ จะเป็น virtual cathode และบริเวณ $0 \leq x \leq \lambda_m$ จะเป็น cathode region และบริเวณ $\lambda_m \leq x \leq s$ จะเป็น anode region จากการพิจารณาสมการ (2.3) และ (2.4) และความจริงที่ว่า Q_1 จะลดลงและ Q_2 จะเพิ่มขึ้นเมื่อเพิ่มความทางศักย์ virtual cathode จะเคลื่อนเข้าใกล้คาโทดนั่นคือ cathode region จะแคบลง ส่วน anode region จะกว้างออกไปที่สุดเมื่อ $Q_1 = 0$ virtual cathode จะทับกับคาโทดจริงในภาวะเช่นนี้ anode region จะขยายออกจนสุดฉนวน และรอยต่อแบบ ohmic จะไม่ปรากฏที่ผิวต่อระหว่างคาโทดกับฉนวน ดังนั้นเมื่อเพิ่มความทางศักย์กระบวนการณ์นำกระแสจะไม่เป็นแบบ space charge limited แต่จะเป็นแบบ emission limited

ถ้าคาโธดเป็น ohmic contact ที่ตรงรอยต่อ (นั่นคือ $\phi \sim 0$) cathode region จะมีขนาดแคบเมื่อเทียบกับความหนาของฉนวน เราจะสมมติว่าเมื่อมีความต่างศักย์ anode region จะขยายออกจนทั่วฉนวน ข้อสมมุตินี้จะทำให้ได้เงื่อนไขขอบเขต (boundary condition) ดังนี้

1. สนามที่ $x = 0$ เป็นศูนย์
2. $V = 0$ ณ $x = 0$ และ $V = V_a$ ณ $x = s$ เมื่อ V_a เป็นความต่างศักย์ภายนอก (applied voltage)

2.2.3 Trap-Free Insulator

จากการที่เราสมมติว่า anode region ขยายออกจนสุดฉนวน เราจะไม่สนใจ diffusion effect นั่นคือ

$$J = \rho(x)/\mu F \quad (2.5)$$

จากสมการของ Poisson

$$\frac{dF}{dx} = \frac{\rho(x)}{K\epsilon_0} \quad (2.6)$$

แทนค่าสมการ (2.6) ใน (2.5) จะได้

$$J = \frac{\mu K \epsilon_0 F dF}{dx} = - \frac{(\mu K \epsilon_0 / 2) dF^2}{dx} \quad (2.7)$$

จากการอินทิเกรต โดยใช้เงื่อนไขขอบเขต $F = 0$ ณ $x = 0$ จะได้

$$F = - \frac{dV}{dx} = \left(\frac{2Jx}{\mu K \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

อินทิเกรตสมการ (2.8) โดยใช้เงื่อนไข $V = 0$ เมื่อ $x = 0$ และ $V = V_a$ เมื่อ $x = s$ จะได้

$$J = \frac{9 \mu K \epsilon_0 V^2}{8 s^3} \quad (2.9)$$

สมการที่ (2.9) คิดมาครั้งแรกโดย Mett และ Gurney⁽¹³⁾ สิ่งที่น่าสนใจในสมการ (2.9) คือสมการนี้พยากรณ์ว่ากระแส SCL จะเป็นสัดส่วนกับ V^2 และเป็นสัดส่วนผกผันกับ S^3 ซึ่งได้รับการยืนยันโดยการทดลองแล้ว อย่างไรก็ตาม สมการที่ (2.9) ให้ค่ากระแสมากกว่าที่เป็นจริงและกระแส SCL ไม่เกี่ยวข้องกับอุณหภูมิ ซึ่งตรงข้ามกับการสังเกตในฉนวนจริง ๆ ซึ่งอาจจะประกอบไปด้วย trap

2.2.4 ฉนวนที่ไม่สมบูรณ์ (defect insulator)

Rose⁽¹⁴⁾ ได้พัฒนาทฤษฎีที่จะใช้อธิบายกระแส SCL ในฉนวนที่มี trap space charge ที่เข้าไปส่วนใหญ่ว่าจะ condense ซึ่งหมายความว่าประจุพาหะอิสระจะมีน้อยกว่าในฉนวนที่สมบูรณ์อย่างมาก ยิ่งกว่านั้นการเข้าครอบครอง trap จะเป็นฟังก์ชันของอุณหภูมิ ดังนั้นกระแส SCL จึงขึ้นกับอุณหภูมิกว้าง

เราจะเริ่มจากสมการที่ (2.5) และ (2.6) แต่จะแยก space charge ออกเป็นพวก trapped ρ_t และพวก free ρ_f ดังนั้น

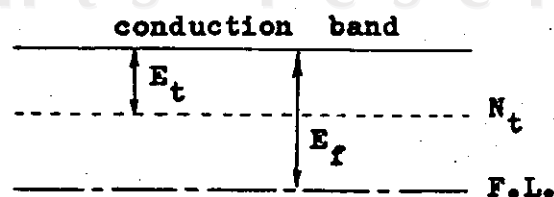
$$J = \rho_f \mu F \quad (2.10)$$

และ

$$\frac{dF}{dx} = - \frac{\rho_f + \rho_t}{K\epsilon_0} \quad (2.11)$$

2.2.5 shallow traps

ถ้าฉนวนประกอบด้วย shallow traps จำนวน N_t ตำแหน่ง และมีพลังงาน E_t ใต้ conduction band ดังรูปที่ 2.7



รูปที่ 2.7 แสดง diagram พลังงานของ shallow traps ในฉนวน

ดังนั้น $\rho_f = eN_o \exp(-E_F/KT)$

และ $\rho_t = eN_t \exp[-(E_F - E_t)/KT]$

ให้ $\theta = \frac{\rho_f}{\rho_t} = \frac{N_o}{N_t} \exp(-\frac{E_t}{KT})$ (2.12)

สมการที่ (2.12) แสดงให้เห็นว่า ρ_f สามารถตัดทิ้งได้เมื่อเทียบกับ ρ_t แทนสมการ (2.11) และ (2.12) ใน (2.10) จะได้

$$J = \frac{9}{8} \mu K_o \theta F \frac{dF}{dx} \quad (2.13)$$

โดยการเปรียบเทียบกับสมการ (2.7) และ (2.9) กับสมการ (2.13) แล้วอินทิเกรต ได้เป็น

$$J = \frac{9 \mu K_o \theta V^2}{8s^3} \quad (2.14)$$

จากสมการที่ (2.14) จะเห็นได้ว่า **shallow traps** เข้ามาเกี่ยวข้องกับการนำกระแสด้วยแฟกเตอร์ θ และ $J \propto V^2$ เหมือนกับในกรณี **trap-free**

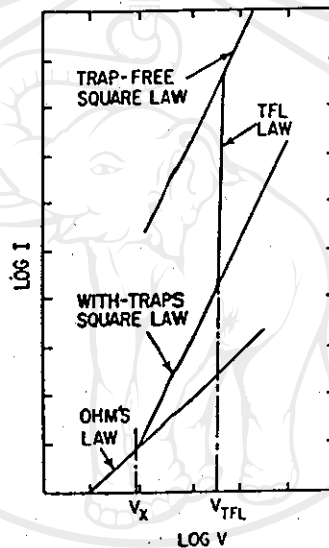
Lampert^(15,16) สังเกตพบว่าเมื่อความหนาแน่นของพาหะที่เข้าไป n_1 มากกว่าความหนาแน่นของพาหะที่มีอยู่ในแท่ง ฉนวนเอง n_o เท่านั้นที่จะสังเกตเห็นผลของ **space charge** ได้ เมื่อ $n_1 < n_o$ **volume conductivity** (ซึ่งเป็นแบบ **ohmic**) จะเด่นกว่า Lampert ได้คำนวณ **voltage V_x** ณ ตำแหน่งที่จะมีการเปลี่ยนจากการนำกระแสแบบ **ohmic** ไปเป็น **SCL** ได้คือ

$$V_x = \frac{en_o s^2}{8K_o} \quad (2.15)$$

Lampert ยังได้ชี้ให้เห็นว่า ถ้าประจุเข้าไปในฉนวนมากพอ **trap** จะถูกบรรจุจนเต็ม (**Trap Filled Limit, TFL**) ประจุที่เข้าไปใหม่จะเป็นประจุอิสระใน **conduction band** ซึ่งจะไปเป็นตัวทำให้เกิดกระแส ภายใต้ **TFL**

J-V characteristic จะเป็นไปตามสมการ (2.9) มากกว่าสมการ (2.14) และเมื่อ V มากกว่า V_{TFL} กระแสจะเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วด้วยปริมาณ e^{-1} ความต่างศักย์ที่จะเกิด TFL คือ

$$V_{TFL} = \frac{eN_t s}{2K\epsilon_0} \quad (2.16)$$



รูปที่ 2.8 SCL I-V characteristic

สำหรับฉนวนที่มี shallow traps

ในรูปที่ 2.8 แสดง I-V characteristic สำหรับฉนวนที่มี shallow trap ที่โวลต์ต่ำ ๆ ($V < V_x$) การนำกระแสจะเป็นแบบ ohmic เพราะว่า bulk generate current มากกว่ากระแส SCL ในช่วง $V_x < V < V_{TFL}$ กระแส SCL จะเกินกว่าซึ่งจะพบว่า $I \propto V^2$ ตามสมการ (2.14) เมื่อ $V = V_{TFL}$ ประจุที่เข้าไปจะบรรจุ traps ใ้พอคี่ เมื่อ $V > V_{TFL}$ I-V characteristic จะเป็นไปตาม trap free law (สมการที่ (2.9))

2.3 ความสัมพันธ์ระหว่างค่า dielectric constant กับความถี่

เมื่อใส่สนามไฟฟ้าแบบ oscillating field ให้กับสารไดอิเล็กทริก ไดโพลโมเมนต์ (dipole moment) จะพยายามหมุนตัวตามทิศของสนามตลอดเวลา เนื่องจากความเฉื่อยของการโผลาไรซ์จะทำให้เกิด relaxation ขึ้น กระบวนการ relaxation สามารถอธิบายได้โดยใช้สมการของ Debye⁽¹⁷⁾

ถ้าให้ ϵ_s (static dielectric constant) และ ϵ_∞ (optical dielectric constant) เป็นค่า relative dielectric constants เมื่อสนามมีความถี่ต่ำกว่าและสูงกว่าความถี่ธรรมชาติของการโผลาไรซ์มาก ๆ ตามลำดับ การเปลี่ยนแปลงของค่า dielectric ตามความถี่สามารถอธิบายได้ในรูปของ

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + f(\omega) \quad (2.17)$$

เมื่อ $\omega \rightarrow 0$ จะได้ว่า

$$f(0) = \epsilon_s - \epsilon_\infty \quad (2.18)$$

สมมุติว่าถ้าใส่สนามสม่ำเสมอให้กับสารไดอิเล็กทริกแล้วเอาสนามออกไปทันทีทันใด การโผลาไรซ์ในสารจะลดลงแบบ exponential ด้วยค่าคงที่ เวลา τ ซึ่งเป็นสมบัติเกี่ยวกับ relaxation time ของโมเลกุล

$$P(t) = P_0 \exp(-t/\tau) \quad (2.19)$$

ถ้า $f(\omega)$ เป็นสเปกตรัมของความถี่เนื่องมาจากฟังก์ชันของเวลา $P(t)$ ดังนั้นจาก Fourier transform

$$\begin{aligned} f(\omega) &= \int_0^\infty P(t) e^{i\omega t} dt \\ &= \int_0^\infty P_0 \exp(i\omega t - t/\tau) dt \\ &= \frac{P_0}{-i\omega + 1/\tau} \end{aligned} \quad (2.20)$$

เมื่อ $\omega = 0$ เราจะได้ว่า

$$P_0 = \epsilon_s - \epsilon_\infty \quad (2.21)$$

ดังนั้นสมการ (2.17) จะเป็น

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.22)$$

เมื่อแยก real part และ imaginary part ออกจากกันจะได้

$$\epsilon' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2.23)$$

$$\epsilon'' = \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \quad (2.24)$$

ดังนั้นสามารถเขียน $\epsilon(\omega)$ ในฟอร์มทั่ว ๆ ไปได้เป็น

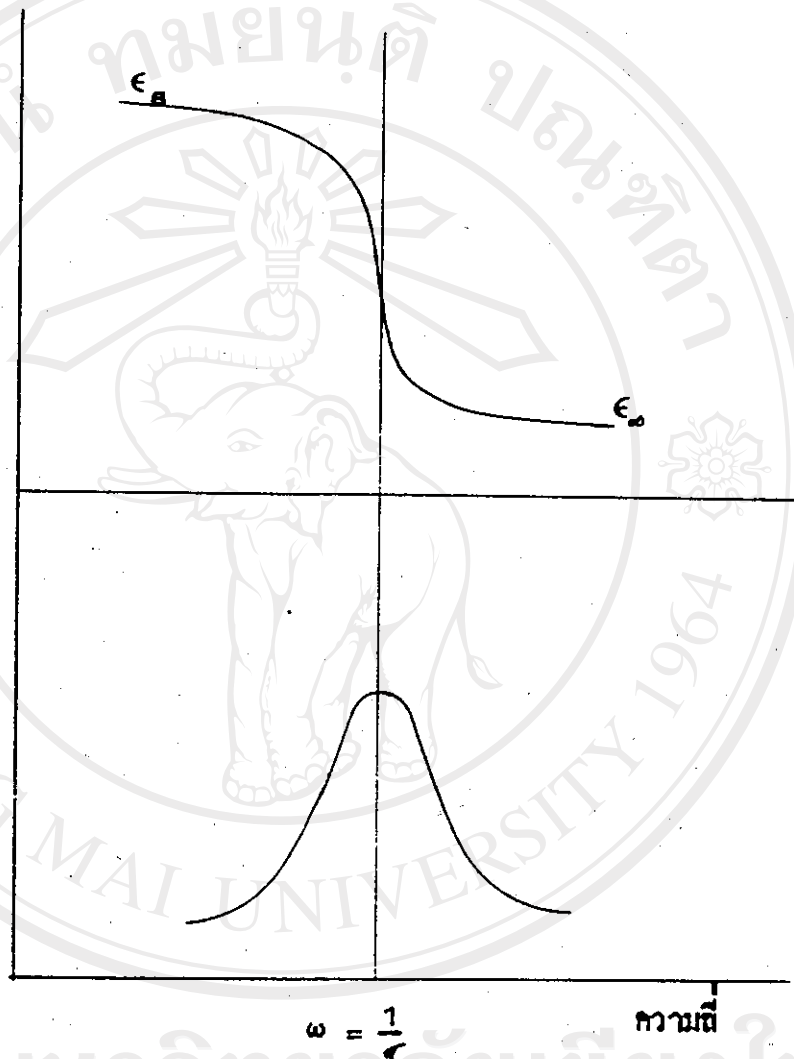
$$\epsilon(\omega) = \epsilon' - j\epsilon'' \quad (2.25)$$

เมื่อนำสารไดอิเล็กทริกไปใส่ใน capacitor ϵ' จะมีผลต่อค่าความจุ ส่วน ϵ'' จะมีผลต่อ Joule heat loss ใน capacitor รูปแบบของการเปลี่ยนแปลงตามความถี่ของ ϵ' และ ϵ'' จะเป็นดังรูปที่ 2.9

ลิขสิทธิ์มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

Copyright© by Chiang Mai University

All rights reserved



ลิขสิทธิ์มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

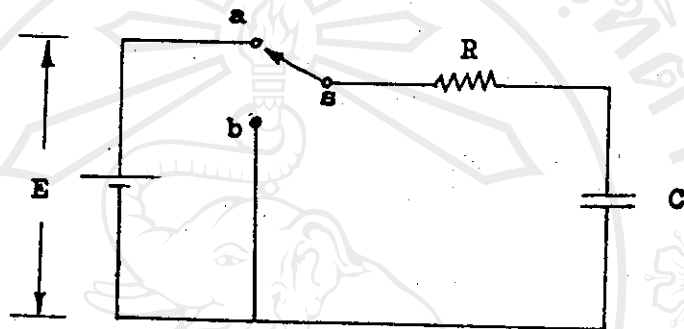
Copyright© by Chiang Mai University

All rights reserved

รูปที่ 2.9 แสดงการเปลี่ยนแปลงของ ϵ' และ ϵ''
ตามความถี่ ω

2.4 วงจร RC

เมื่อนำตัวเก็บประจุซึ่งมีค่าความจุ C มาต่อกับตัวต้านทาน R แล้วต่อกับ
แบตเตอรี่ E โดยผ่านสวิตช์ S ดังรูปที่ 2.10



รูปที่ 2.10 แสดงวงจร RC

เมื่อสับสวิตช์ S ไปที่ a จะมีประจุไหลจากแบตเตอรี่ E ผ่าน R เพื่อ
อัดประจุให้ตัวเก็บประจุ C จากกฎของเคอร์ชอฟฟ์ได้ว่า

$$V_R + V_C = E$$

หรือ

$$iR - \frac{q}{C} = E \quad (2.26)$$

จาก

$$i = \frac{dq}{dt} \quad (2.27)$$

แทนค่า i ในสมการที่ (2.26) จะได้

$$\frac{Rdq}{dt} + \frac{q}{C} = E \quad (2.28)$$

คำตอบของสมการ (2.28) จะอยู่ในรูป

$$q = CE(1 - e^{-t/RC}) \quad (2.29)$$

สมการที่ (2.29) แสดงประจุที่สะสมไว้ในตัวเก็บประจุ C เมื่อเวลาผ่านไป t ปริมาณ RC มีชื่อเป็นเวลา เรียกว่าค่าคงที่เวลาแบบคาปาซิทีฟ (capacitive time constant) แทนด้วย τ ซึ่งเป็นเวลาที่ประจุในตัวเก็บประจุเพิ่มขึ้นเป็น 63 % ของค่าสูงสุด CE จากสมการที่ (2.29) เราจะเห็นว่า $t = \tau = RC$

$$q = CE(1 - e^{-1}) = 0.63 CE \quad (2.30)$$

นั่นคือเมื่อเวลาผ่านไป τ หรือ RC ประจุที่สะสมใน C จะเป็น 63 % ของค่าสูงสุด

สมมติว่า สวิตช์ S ไปอยู่ที่ตำแหน่ง a เป็นเวลา t โดยที่ $t \gg RC$ จะถือว่าตัวเก็บประจุมีประจุอยู่เต็มที่ เมื่อสับสวิตช์ S มาที่ b ประจุที่สะสมไว้ใน C จะถูกคายออกผ่าน R จากกฎของเคอร์ชอฟฟ์ได้ว่า

$$iR + \frac{q}{C} = 0 \quad (2.31)$$

แทนค่า $i = dq/dt$ จะได้ว่า

$$Rdq/dt + q/C = 0 \quad (2.32)$$

คำตอบของสมการ (2.32) คือ

$$q = q_0 e^{-t/RC} \quad (2.33)$$

เมื่อ q_0 เป็นประจุเริ่มต้นก่อนที่จะมีการคายประจุ เราจะพบว่าเมื่อ $t = RC$ ประจุที่อยู่ในตัวเก็บประจุ C จะเป็น $q_0 e^{-1}$ หรือ 37 % ของค่าเริ่มต้น q_0

ถ้าพิจารณาความต่างศักย์คร่อมตัวเก็บประจุเรามีความสัมพันธ์ว่า $V_c = q/C$ ดังนั้น

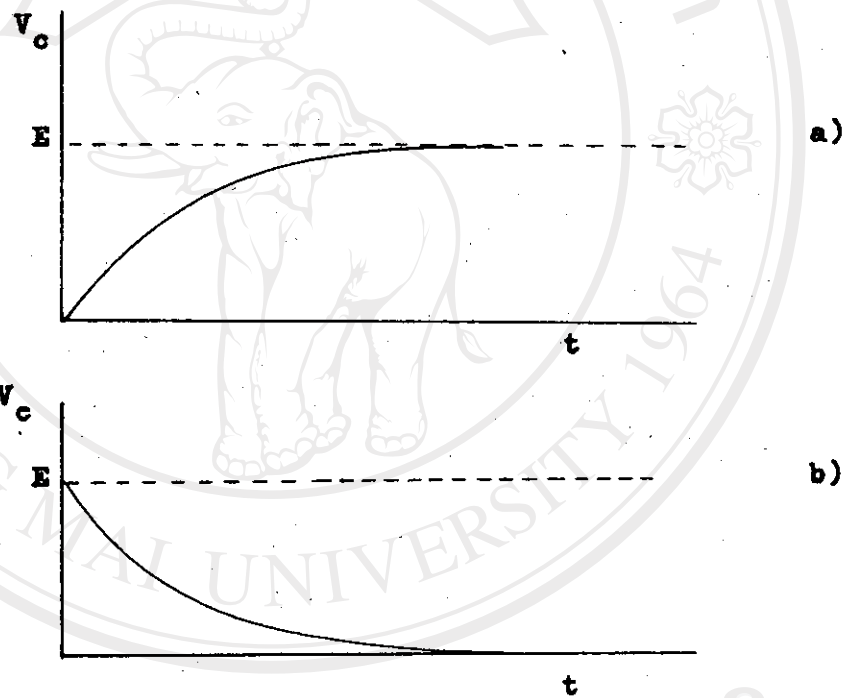
ในทอนอค์ประจุ (สมการ 2.29)

$$V_c = \frac{q}{C} = E(1 - e^{-t/RC}) \quad (2.34)$$

ในทอนคายประจุ (สมการ 2.33)

$$V_c = \frac{q}{C} = Ee^{-t/RC} \quad (2.35)$$

การเปลี่ยนแปลงของความตํานกยักรอม C ทั้งตอนอัดประจุและคายประจุ
จะเป็นดังรูปที่ 2.11



รูปที่ 2.11 แสดงความตํานกยักรอมตัวเก็บประจุทั้งตอน
อัดประจุ (a) และตอนคายประจุ (b)

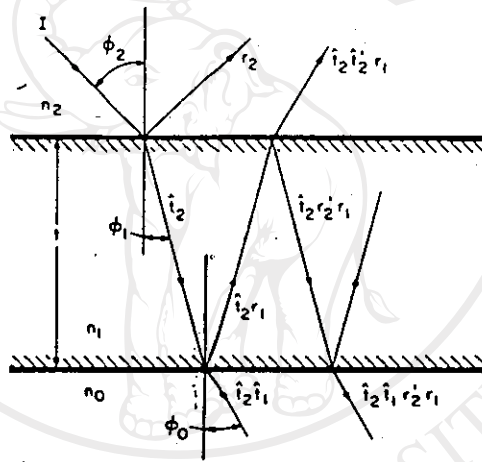
จากสมการที่ (2.34) และ (2.35) เราพบว่าเมื่อเวลาผ่านไป $t = RC = \tau$

แล้วความตํานกยักรอม C จะเป็น 63 % ของ E และ 37 % ของ E ตาม
ลำดับ ดังนั้นถ้าเราทราบเวลาที่ความตํานกยักรอม C เพิ่มขึ้นเป็น 63 % ของ E หรือ
ลดลงเป็น 37 % ของ E เราจะได้ว่า $t = \tau = RC$ นั่นคือ ถ้าเราทราบค่าความ

คำนวณ R และค่า time constant ของระบบเราจะสามารถหาค่าความถี่ C ที่ไม่ทราบค่าได้

2.5 การสะท้อนและการทะลุผ่านของแสงในฟิล์มชั้นเดียว (18)

สำหรับฟิล์มที่มีดัชนีหักเห n_1 วางอยู่ระหว่างตัวกลางที่มีดัชนีหักเห n_2 และ n_0 ดังรูปที่ 2.12



รูปที่ 2.12 แสดงการสะท้อนและการทะลุผ่านฟิล์มชั้นเดียว

การสะท้อน (reflectance) R และการทะลุผ่าน (transmittance)

T หาได้โดยการรวม multiply reflected beam จะได้

$$R = \frac{r_2 + r_1 \exp(-2i\delta_1)}{1 + r_2 r_1 \exp(-2i\delta_1)} \quad (2.36)$$

และ

$$T = \frac{t_1 t_2 \exp(-i\delta_1)}{1 + r_2 r_1 \exp(-2i\delta_1)} \quad (2.37)$$

โดยที่ r_1, r_2, t_1 และ t_2 คือสัมประสิทธิ์การสะท้อนและการทะลุผ่าน
ณ ดิวค n_0/n_1 และ n_1/n_2 และ $\delta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 t \cos \theta_1$ เป็น phase
thickness ของฟิล์ม λ เป็นความยาวคลื่นของแสงในสูญญากาศ

การสะท้อน (reflectivity) และการทะลุผ่าน (transmissivity)
อาจเขียนได้เป็น

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos 2\delta_1}{1 + r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos 2\delta_1} \quad (2.38)$$

$$T = \frac{n_0}{n_2} \frac{t_1^2 t_2^2}{1 + 2r_1 r_2 \cos 2\delta_1 + r_1^2 + r_2^2} \quad (2.39)$$

จากสมการที่ (2.38) และ (2.39) สามารถเขียนในเทอมของดัชนีหักเหใน
กรณีแสงตกกระทบบนแนวตั้งฉากจะได้

$$R = \frac{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) - 4n_0 n_1 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2) \cos 2\delta_1}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) + 4n_0 n_1 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2) \cos 2\delta_1} \quad (2.40 a)$$

$$T = \frac{8n_0 n_1^2}{(n_0^2 + n_1^2)(n_1^2 + n_2^2) + 4n_0 n_1 n_2 + (n_0^2 - n_1^2)(n_1^2 - n_2^2) \cos 2\delta_1} \quad (2.40 b)$$

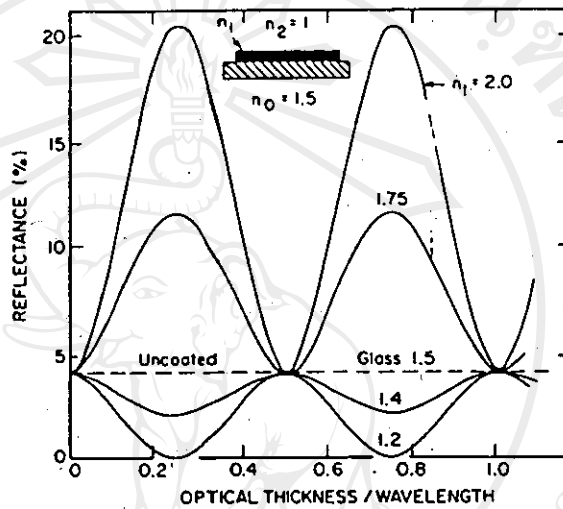
จากสมการที่ (2.40 a) และ (2.40 b) จะเห็นว่า การสะท้อนและการ
ทะลุผ่านจะเป็นแบบ oscillatory ดังแสดงในรูปที่ 2.13

สำหรับการสะท้อนแบบตั้งฉากการสะท้อนสูงสุด $R_{\max}$ และการสะท้อนต่ำสุด
 $R_{\min}$ จะสอดคล้องกับเงื่อนไข

สำหรับการนี้ $n_0 > n_1 > n_2$

$$R_{\max} = \left(\frac{n_2 - n_0}{n_2 + n_0} \right)^2 \quad \text{ณ} \quad \lambda_{\max} = \frac{2n_1 t}{m} \quad (2.41 a)$$

$$R_{\min} = \left(\frac{n_1^2 - n_0 n_2}{n_1^2 + n_0 n_2} \right)^2 \quad \text{ณ} \quad \lambda_{\min} = \frac{4n_1 t}{2m+1} \quad (2.41 \text{ b})$$



รูปที่ 2.13 แสดงการสะท้อนจากฟิล์มชั้นเดียวเมื่อ n_1 มีค่าต่าง ๆ

สำหรับกรณี $n_1 > n_0 > n_2$

$$R_{\max} = \left(\frac{n_1 + n_0 n_2}{n_1 + n_0 n_2} \right)^2 \quad \text{ณ} \quad \lambda_{\max} = \frac{4n_1 t}{2n+1} \quad (2.42 \text{ a})$$

$$R_{\min} = \left(\frac{n_2 - n_0}{n_2 + n_0} \right)^2 \quad \text{ณ} \quad \lambda_{\min} = \frac{2n_1 t}{m} \quad (2.42 \text{ b})$$

เมื่อ m เป็นจำนวนเต็มบวก สำหรับการทะลุผ่านจะพบว่าการทะลุผ่านสูงสุดจะตรงกับการสะท้อนต่ำสุด การทะลุผ่านต่ำสุดจะตรงกับการสะท้อนสูงสุด