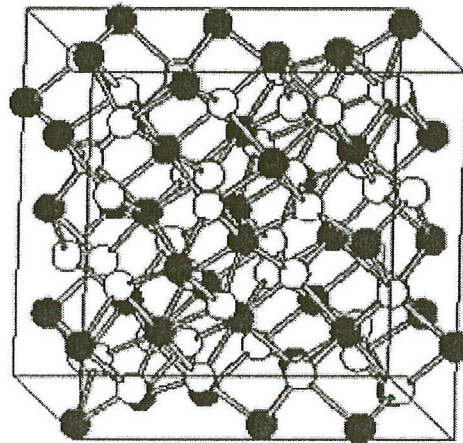


บทที่ 2 ทฤษฎีที่เกี่ยวข้อง

2.1 สมบัติทางกายภาพของอินเดียมทินออกไซด์

ออกไซด์ของอินเดียมที่เจือด้วยดีบุกหรือที่เรียกกันว่า ITO มีโครงสร้างผลึกแบบ Bixbite ชนิดที่สาม (bixbite c-type rare earth; I3a) มีค่าคงที่ผลึกอยู่ระหว่าง 10.117 – 10.310 อังสตรอม และมีค่าพลังงานของแถบต้องห้าม (Energy gap) ในช่วง 3.5 – 4.6 อิเล็กตรอนโวลต์ ค่าดัชนีหักเหทางแสงอยู่ระหว่าง 1.8 – 2.1



○ oxygen ● indium

รูปที่ 2.1 โครงสร้างผลึกของ ITO [28]

ลักษณะโครงสร้างของ ITO สามารถเกิดความบกพร่อง (Defect) ในโครงสร้างผลึกได้ เช่น เกิดช่องว่างจากการขาดออกซิเจน (Oxygen vacancy) ซึ่งส่งผลให้เกิดอิเล็กตรอนอิสระขึ้น 2 ตัว ต่อออกซิเจน 1 อะตอม หรือเกิดการแทนที่อะตอมของอินเดียม (In^{3+}) ด้วยอะตอมของดีบุก (Sn^{4+}) ดีบุกมีสถานะทางประจุไฟฟ้าและขนาดที่ต่างออกไปจากอินเดียมทำให้เกิดสถานะใหม่ขึ้นในแถบต้องห้าม เรียกว่า สถานะโดเนอร์ (Donor state) อยู่ที่ตำแหน่งต่ำกว่าแถบการนำ (Conduction band) ประมาณ 0.03 อิเล็กตรอนโวลต์ ความบกพร่องของผลึกในกรณีนี้จะช่วยเพิ่มความหนาแน่นของพาหะ (Carrier concentration; n) ซึ่งก็คืออิเล็กตรอนในแถบการนำให้มากขึ้น นอกเหนือจากอิทธิพลที่มีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระ ความเป็นผลึกยังมีความสำคัญต่อสภาพคล่องในการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน (Carrier mobility; μ) อีกด้วย ผลึกที่มีความเป็นเนื้อเดียวกันหรือมีความเป็นผลึกเดี่ยวที่สมบูรณ์มาก อิเล็กตรอนจะสามารถเคลื่อนที่อย่างอิสระสมบัติทางไฟฟ้าจะดีขึ้นด้วย จากสมบัติเหล่านี้จึงทำให้ ITO

เป็นวัสดุที่นิยมนำมาใช้เป็นขั้วไฟฟ้าโปร่งแสงโดยเมื่อเตรียมเป็นฟิล์มบางแล้ว ฟิล์ม ITO จะให้ค่าการส่งผ่านแสงในช่วงตามองเห็นที่สูง

2.2 ทฤษฎีครูด (Drude Theory) [29]

ในการอธิบายสมบัติทางไฟฟ้า สมบัติทางรังสี และสมบัติทางความร้อนของฟิล์ม ITO นั้นจะอาศัยทฤษฎีของครูดซึ่งมีความสัมพันธ์ซึ่งกันและกัน โดยขึ้นกับความหนาแน่น (Density) และความคล่องตัว (Mobility) ของพาหะ

พิจารณาการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระ (Free Electron) ภายใต้อิทธิพลของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า $\vec{E}(x,t)$ และ $\vec{H}(y,t)$ เคลื่อนที่ในทิศ Z สามารถพิจารณาแรงเนื่องจากสนามไฟฟ้าที่กระทำต่ออิเล็กตรอนเพียงอย่างเดียวเพราะมีค่ามากกว่าแรงจากสนามแม่เหล็กมากประมาณ 10^{10} เท่า อิเล็กตรอนจะมีการชนกันเองและชนกับอะตอมอื่น ๆ ที่เจือปน โอกาสของการชนต่อหน่วยเวลาเท่ากับ $\frac{1}{\langle \tau \rangle}$ เมื่อ $\langle \tau \rangle$ คือค่าเฉลี่ยเวลาผ่อนคลาย (Average Relaxation Time) ซึ่งก็คือช่วงเวลาเฉลี่ยระหว่างการชนของอิเล็กตรอนโดยไม่ขึ้นกับความเร็วและตำแหน่งของอิเล็กตรอนอิสระในวัสดุ การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแสดงดังสมการที่ (2.1)

$$m \left[\frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\bar{x}}{dt} \right] = -e\vec{E}(x,t) \quad (2.1)$$

โดยที่ $\gamma = \frac{1}{\langle \tau \rangle}$ เมื่อ γ คือ Attenuation Factor หรือ Relaxation Frequency หรือ Collision Frequency สนามไฟฟ้าจะมีการเปลี่ยนแปลงตามเวลามีลักษณะเป็นคลื่น Sinusoidal ที่ความถี่ ω ตามฟังก์ชัน $e^{-i\omega t}$ ทำให้ได้ผลเฉลยของสมการเป็น

$$\bar{x} = -\frac{e}{m} \frac{\vec{E}(x,t)}{(\omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (2.2)$$

พิจารณา Displacement \bar{x} ดังกล่าวของอิเล็กตรอนอิสระจากตำแหน่งสมดุล จะทำให้เกิด Electric Dipole Moment โดยผลรวมของโมเมนต์ต่อปริมาตรจะให้ค่า Electric Polarization (\vec{P}) ดังสมการ

$$\vec{P} = -Ne\bar{x} = -\frac{Ne^2}{m} \frac{\vec{E}(x,t)}{(\omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (2.3)$$

เมื่อ N คือ จำนวนอิเล็กตรอนอิสระต่อปริมาตรของวัสดุ

ความสัมพันธ์ของค่า \vec{P} กับค่า Dielectric Susceptibility χ ของวัสดุแสดงดังสมการ

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (2.4)$$

ในสมการที่ (2.3) ค่า Polarization อาจเกิดจาก Displacement ของอิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์ (อิทธิพลของสนามไฟฟ้าทำให้ศูนย์กลางของประจุลบเนื่องจาก bound electron ไม่อยู่ที่ตำแหน่ง

เดียวกับศูนย์กลางของประจุบวกที่นิวเคลียส) และจากโฟนอนทำให้ค่า Dielectric Displacement (\vec{D}) ที่มีความสัมพันธ์กับค่า \vec{E} และ \vec{P} ดังสมการ

$$\vec{D} = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.5)$$

เมื่อ $\tilde{\epsilon}$ คือ ค่าคงที่ไดอิเล็กตริก (Dielectric Constant) ค่าคงที่นี้มีความสัมพันธ์ที่เกิดจากอิทธิพลของปรากฏการณ์ต่าง ๆ ดังสมการ

$$\tilde{\epsilon} = 1 + \chi_{VE} + \chi_{FC} + \chi_{PH} + \dots \quad (2.6)$$

เมื่อ χ_{VE} คือ Susceptibility ที่เกิดจากอิเล็กตรอนแถบวาเลนซ์
 χ_{FC} คือ Susceptibility ที่เกิดจากพาหะอิสระ
 χ_{PH} คือ Susceptibility ที่เกิดจากโฟนอน

ค่าของ χ_{VE} จะคงที่ทุกความถี่ ω ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า กำหนดให้ค่าคงที่ไดอิเล็กตริกที่ความถี่สูงเป็น $\epsilon_\infty = 1 + \chi_{VE}$ โดยไม่พิจารณาค่า χ_{FC} และ χ_{PH} หรือปัจจัยอื่น ๆ เพราะความถี่ในช่วงตามองเห็นจะไม่มีผลต่อค่า polarization ของโฟนอน ค่าคงที่ไดอิเล็กตริกในสมการที่ (2.6) สามารถเขียนได้เป็น

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \tilde{n}^2 = \epsilon_\infty - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{(\omega^2 - i\omega\gamma)} \quad (2.7)$$

จะเห็นว่าค่าคงที่ไดอิเล็กตริก $\tilde{\epsilon}$ และดัชนีหักเหเชิงซ้อน \tilde{n} ของวัสดุขึ้นกับความถี่ของแม่เหล็กไฟฟ้า ทฤษฎีของครูดใช้สำหรับการพิจารณาวัสดุที่มีอิเล็กตรอนอิสระซึ่งอิเล็กตรอนเหล่านี้จะไม่อยู่ภายใต้อิทธิพลของแรงดึงดูดและแรงผลักใด อิเล็กตรอนเหล่านี้จะเคลื่อนที่เสมือนมีมวล m (Rest Mass) เท่ากับ 9.1×10^{-31} กิโลกรัม แต่ถ้าพิจารณาวัสดุจริงอิเล็กตรอนจะไม่เป็นอิเล็กตรอนอิสระอย่างสมบูรณ์ เนื่องจากอิเล็กตรอนที่นำไฟฟ้าอยู่ในแถบการนำนั้นจะอยู่ภายใต้แรงดึงดูดจาก Valence Electron หรือ Bound Electron และนิวเคลียส ค่าพลังงานศักย์ไม่เป็นศูนย์โดยมีลักษณะเป็นคาบ (Periodic Potential Field) ทำให้การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนภายใต้แรงจากสนามไฟฟ้าและมีอิทธิพลของพลังงานศักย์ดังกล่าวทำตัวเหมือนมีมวลประสิทธิผล (Effective Mass, m_{eff}) ดังสมการ

$$\frac{1}{m_{eff}} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2\psi}{dk^2} \quad (2.8)$$

เมื่อ $\frac{d^2\psi}{dk^2}$ คือ Band Bending of Conduction Band

ψ คือ พลังงานของอิเล็กตรอน

k คือ เวกเตอร์ของอิเล็กตรอน

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$, h คือ ค่าคงที่ของพลังค์เท่ากับ 6.626×10^{-27} erg-s

ผลของสมการนี้เป็นการพัฒนามาจากอิเล็กตรอนอิสระซึ่งถ้านำค่ามวลประสิทธิผล m_{eff} ไปแทนที่ m ในสมการที่ (2.7) ก็สามารถหาความสัมพันธ์ของค่าคงที่ไดอิเล็กตริกและความถี่ได้ พิจารณา

ความสัมพันธ์ของความถี่พลาสมาและดัชนีหักเหเชิงซ้อนโดยจากสมการ (2.7) เขียนให้อยู่ในรูปของ ส่วนจริง (Real part) และส่วนจินตภาพ (Imaginary part) ได้เป็น

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = (n - ik)^2 = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} - i \frac{\omega_p^2(\gamma/\omega)}{\omega^2 + \gamma^2} \right) \quad (2.9)$$

เมื่อเปรียบเทียบส่วนจริงและส่วนจินตภาพจะได้ความสัมพันธ์ของดัชนีหักเหค่าจริงเป็น

$$n(\omega) = \epsilon_\infty^{1/2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

และสัมประสิทธิ์การดูดกลืน

$$k(\omega) = \epsilon_\infty^{1/2} \left(\frac{\omega_p^2(\gamma/\omega)}{\omega^2 + \gamma^2} \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

โดยที่

$$\omega_p = \left(\frac{Ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_\infty m_{eff}} \right)^{1/2} \quad (2.12)$$

เมื่อ ω_p คือ ความถี่พลาสมา (Plasma Frequency) ซึ่งจะขึ้นกับความหนาแน่นของอิเล็กตรอนการนำ และมวลประสิทธิผลของอิเล็กตรอนในวัสดุ

พิจารณาความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้ากับความหนาแน่นกระแส \vec{J} และ Complex Conductivity ($\tilde{\sigma}$) ของวัสดุ จากสมการของแมกเวลล์

$$\vec{J} = \tilde{\sigma}(\omega) \vec{E} \quad (2.13)$$

สามารถแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง Complex Permittivity ($\tilde{\epsilon}(\omega)$) และ Complex Resistivity ($\tilde{\rho}(\omega)$) = $\frac{1}{\tilde{\sigma}(\omega)}$ ได้เป็น

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{i}{\epsilon_0 \omega \tilde{\rho}(\omega)} \quad (2.14)$$

จากสมการ (2.9) และ (2.14) ทำให้ได้ความสัมพันธ์ใหม่ระหว่างสมบัติทางไฟฟ้าและความถี่พลาสมา ดังนี้

$$\tilde{\rho}(\omega) = \frac{\gamma + i\omega}{\epsilon_0 \epsilon_\infty \omega_p^2} \quad (2.15)$$

ค่าของ $\tilde{\rho}(\omega)$ มีทั้งส่วนจริงและส่วนจินตภาพโดยที่ส่วนจริงเป็นกรณีของค่า ω เข้าใกล้ศูนย์ โดยถูกกำหนดเป็น

$$\rho = \frac{1}{Ne\mu} \quad (2.16)$$

เมื่อ ρ คือ ส่วนจริงของ Complex Conductivity

μ คือ ความคล่องตัวของอิเล็กตรอน (Electron Mobility)

เปรียบเทียบสมการ (2.16) กับส่วนจริงของสมการ (2.15) และนำสมการ (2.12) มาแทนค่าจะได้ความสัมพันธ์ของเวลาผ่อนคลายและความคล่องตัวของอิเล็กตรอนเป็น

$$\gamma = \frac{i}{\langle \tau \rangle} = \frac{e}{m_{ef} \mu} \quad (2.17)$$

พิจารณาสมบัติการสะท้อนแสงของวัสดุที่ขึ้นอยู่กับความยาวคลื่นแสงที่ตกกระทบ จากทฤษฎีที่กล่าวมาข้างต้นจะได้กรณีจำกัด 2 กรณี ดังนี้

1. ที่ความถี่แม่เหล็กไฟฟ้าค่าสูง $\omega \gg \omega_p, \gamma$

สมการที่ (2.9) จะประมาณได้ดังนี้

$$\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon_\infty \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 - i \frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3} \right] \quad (2.18)$$

ทำให้ได้ค่าดัชนีหักเหค่าจริงและสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเป็นดังนี้

$$n(\omega) \approx \varepsilon_\infty^{1/2} \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

$$k(\omega) \approx \varepsilon_\infty^{1/2} \left[\frac{\omega_p^2 \gamma}{\omega^3} \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

จากสมการ (2.19) ค่าดัชนีหักเหค่าจริงมีค่าเข้าใกล้ $\varepsilon_\infty^{1/2}$ เมื่อความถี่สูงกว่าความถี่พลาสมา ส่วนในสมการ (2.20) ค่าสัมประสิทธิ์การดูดกลืน $k(\omega)$ จะเข้าใกล้ศูนย์ ซึ่งบอกได้ว่าถ้าความถี่คลื่นแสงมีค่ามากกว่าความถี่พลาสมาจะทำให้วัสดุนั้นโปร่งแสง

2. ที่ความถี่แม่เหล็กไฟฟ้าค่าต่ำ $\omega \ll \omega_p, \gamma$

สมการที่ (2.09) จะประมาณได้ดังนี้

$$\varepsilon(\omega) \approx \varepsilon_\infty \left[1 - \left(\frac{\omega_p}{\gamma} \right)^2 - i \frac{\omega_p^2}{\omega \gamma} \right] \quad (2.21)$$

ทำให้ได้ค่าดัชนีหักเหค่าจริงและสัมประสิทธิ์การดูดกลืนเป็นดังนี้

$$n(\omega) \approx k(\omega) \approx \omega_p \left(\frac{\varepsilon_\infty}{2\omega \gamma} \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

จากสมการค่า $\omega \ll \omega_p$ ทำให้ได้ค่า n กับ k มีค่ามากกว่า 1 มาก ๆ ดังนั้นการสะท้อนจึงมีค่าสูง เมื่อพิจารณาค่าการสะท้อนแบบตั้งฉากสามารถเขียนสมการใหม่ดังนี้

$$R(\omega) = \frac{(n(\omega) - 1)^2 + k(\omega)^2}{(n(\omega) + 1)^2 + k(\omega)^2} \approx 1 - \frac{2}{k(\omega)} = 1 - 2(2\rho\omega\epsilon_0)^{1/2} \quad (2.23)$$

ความสัมพันธ์ดังกล่าวสามารถอธิบายได้ว่า ค่าการสะท้อนจะลดลงตามค่าความถี่เชิงมุมของคลื่นแสง และค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าของวัสดุซึ่งความสัมพันธ์ของ Hagen - Rubens

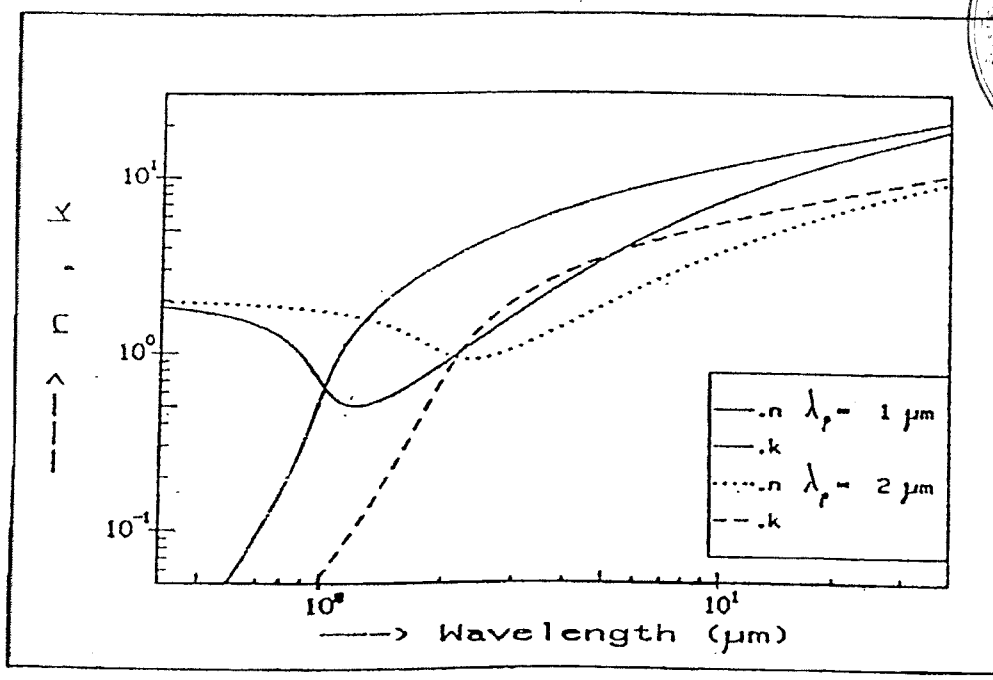
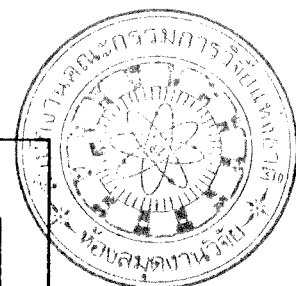
การกำหนดความยาวคลื่นพลาสมาที่สอดคล้องกับความถี่พลาสมา แสดงดังสมการ

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} \quad (2.24)$$

ส่วนความยาวคลื่น Relaxation แสดงดังสมการ

$$\lambda_r = \frac{2\pi c}{\gamma} \quad (2.25)$$

พิจารณาค่าดัชนีหักเหและสัมประสิทธิ์การดูดกลืนจากวัสดุสมมติดังรูปที่ 2.2 เมื่อกำหนดให้ $\epsilon_\infty = 4$ วัสดุหนา 0.5 ไมโครเมตร มีค่า $\lambda_p = 1$ และ 2 ไมโครเมตร และค่า $\lambda_r = 5$ ไมโครเมตร



รูปที่ 2.2 ความสัมพันธ์ระหว่างดัชนีหักเหและสัมประสิทธิ์การดูดกลืนของวัสดุสมมติ ที่มี $\epsilon_\infty = 4$ ค่า $\lambda_p = 1$ และ 2 ไมโครเมตร และค่า $\lambda_r = 5$ ไมโครเมตร

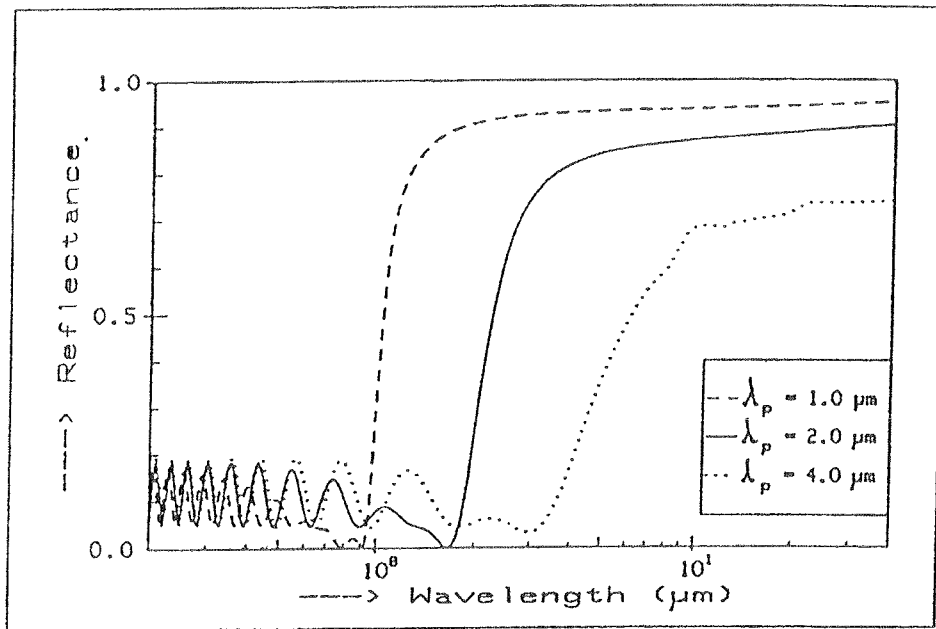
สำนักงานคณะกรรมการวิจัยแห่งชาติ
 ห้องสมุดงานวิจัย
 วันที่..... 20 เม.ย. 2555

เลขทะเบียน..... 245259

เลขเรียกหนังสือ.....

จากรูปจะเห็นได้ว่าค่าดัชนีหักเหมีค่าต่ำสุดที่ค่าความยาวคลื่นใกล้ λ_p ส่วนค่า k จะลดลงอย่างรวดเร็วเมื่อ $\lambda < \lambda_p$

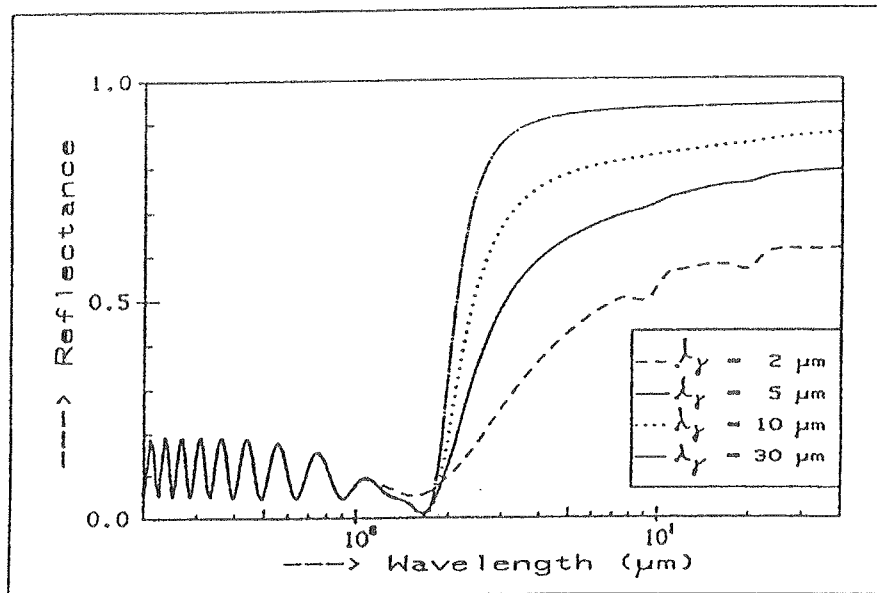
ความสัมพันธ์ของความยาวคลื่นพลาสมาและการสะท้อนคลื่นตรงจุดเปลี่ยนแปลงขอบการสะท้อนแสดงดังรูปที่ 2.3 ซึ่งเป็นวัสดุสมมุติที่มีค่า $\epsilon_\infty = 4$ หน้า 0.5 ไมโครเมตร ค่า $\lambda_p = 1, 2$ และ 4 ไมโครเมตร และค่า $\lambda_g = 15$ ไมโครเมตร



รูปที่ 2.3 สเปกตรัมการสะท้อนคลื่นของวัสดุสมมุติที่มีค่า $\epsilon_\infty = 4$ หน้า 0.5 ไมโครเมตร มีค่า $\lambda_p = 1, 2$ และ 4 ไมโครเมตร และค่า $\lambda_g = 15$ ไมโครเมตร

จากรูปที่ 2.3 แสดงให้เห็นว่าเมื่อความยาวคลื่นพลาสมา λ_p มากขึ้น ขอบการสะท้อนจะเคลื่อนไปทางความยาวคลื่นมากขึ้นด้วย ผลดังกล่าวถ้าพิจารณาสมการ (2.12) และ (2.24) จะได้ว่าความยาวคลื่นพลาสมาเพิ่มขึ้นความถี่พลาสมาจะลดลงทำให้จำนวนอิเล็กตรอนการนำในวัสดุลดลง

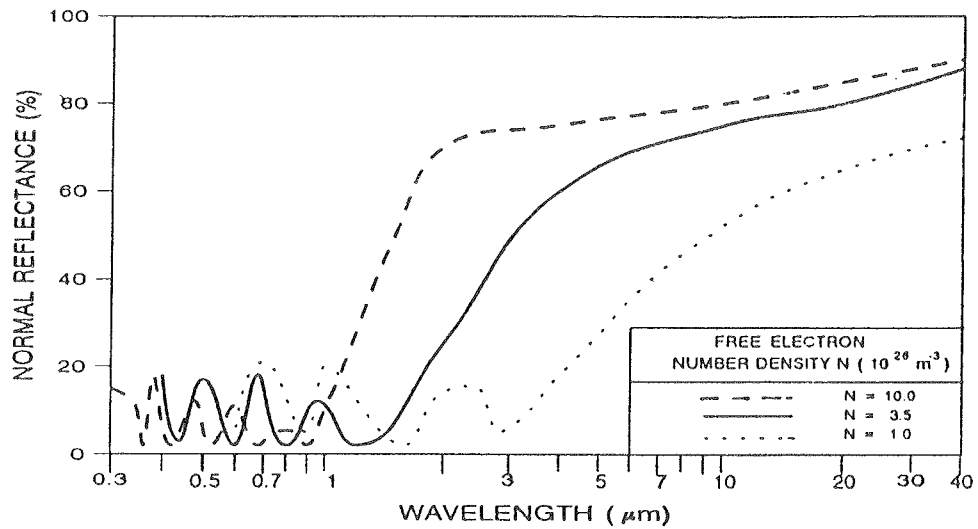
ความสัมพันธ์ของความยาวคลื่นรีแลกเซชันและการสะท้อนคลื่นแสดงดังรูปที่ 2.4 โดยกำหนดวัสดุสมมุติที่มีค่า $\epsilon_\infty = 4$ หน้า 0.5 ไมโครเมตร มีค่า $\lambda_p = 2$ ไมโครเมตร และค่า $\lambda_g = 2, 5, 10$ และ 30 ไมโครเมตร



รูปที่ 2.4 สเปกตรัมการสะท้อนคลื่นของวัสดุสมมติที่มีค่า $\epsilon_{\infty} = 4$ หน้า 0.5 ไมโครเมตร
มีค่า $\lambda_p = 2$ ไมโครเมตร และค่า $\lambda_{\gamma} = 2, 5, 10$ และ 30 ไมโครเมตร

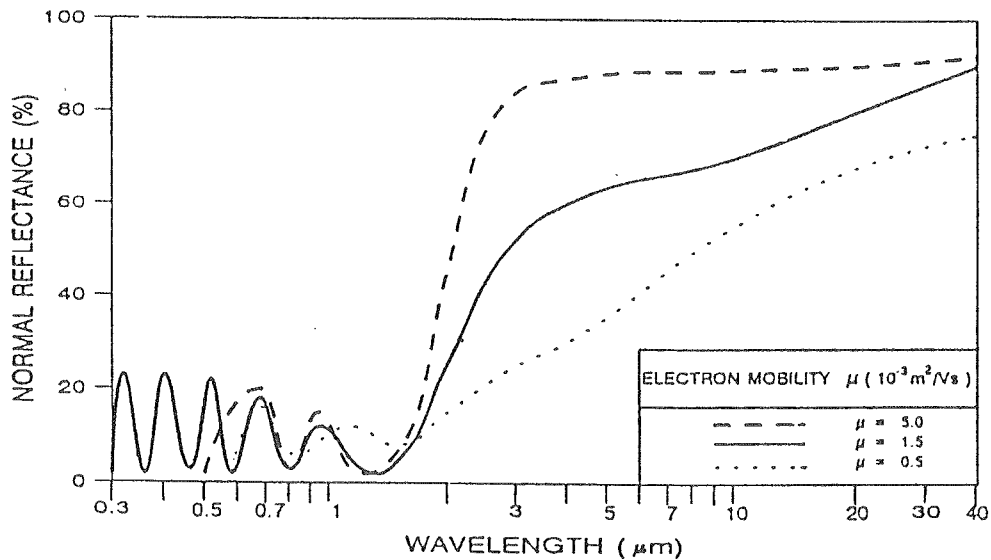
ในรูปที่ 2.4 แสดงให้เห็นว่าขอบของการสะท้อนจะไม่เปลี่ยนแปลงเท่าไรแต่ค่าความชันของขอบการสะท้อนจะเพิ่มขึ้นตามค่า λ_{γ} โดยจากสมการ (2.17) และ (2.25) เมื่อ λ_{γ} เพิ่มค่า γ จะลดลงส่งผลให้ค่าความคล่องตัวของอิเล็กตรอนสูงขึ้นนั่นคือได้ความชันของขอบการสะท้อนสูงขึ้น

จากผลที่ได้กล่าวมาแล้วทั้งหมดทำให้ทราบได้ว่าการสะท้อนคลื่นของวัสดุจะขึ้นกับจำนวนอิเล็กตรอนการนำ (N) และความคล่องตัวของอิเล็กตรอน (μ) ในรูปที่ 2.5 แสดงสเปกตรัมการสะท้อนของ SnO_2 ที่มีค่า $\mu = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$ ความหนา 0.5 ไมโครเมตร มีมวลประสิทธิผล $m_{eff} = 0.5m$ และมีค่า $N = 1, 3.5$ และ $10 (\times 10^{26} \text{ m}^{-3})$



รูปที่ 2.5 สเปกตรัมการสะท้อนคลื่นของ SnO_2 มีค่า $\mu = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs}$ ความหนา 0.5 ไมโครเมตร มีมวลประสิทธิผล $m_{\text{eff}} = 0.5m_e$ และมีค่า $N = 1, 3.5$ และ $10 (\times 10^{-26} \text{ m}^{-3})$

จากรูปแสดงให้เห็นว่าเมื่อเพิ่มจำนวนอิเล็กตรอนการนำจะทำให้ขอบการสะท้อนเลื่อนไปทางความยาวคลื่นต่ำ ซึ่งเป็นประโยชน์ต่อการสะท้อนความร้อน ในรูปที่ 2.6 แสดงอิทธิพลของค่า μ ต่อสเปกตรัมการสะท้อนคลื่นแสงของ SnO_2 ที่มี $N = 3.5 \times 10^{-26} \text{ m}^{-3}$ ความหนา 0.5 ไมโครเมตร มวลประสิทธิผล $m_{\text{eff}} = 0.25m_e$ ที่ค่า $\mu = 0.5, 1.5$ และ $5 (\times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs})$



รูปที่ 2.6 สเปกตรัมการสะท้อนคลื่นของ SnO_2 ที่มี $N = 3.5 \times 10^{-26} \text{ m}^{-3}$ ความหนา 0.5 ไมโครเมตร มวลประสิทธิผล $m_{\text{eff}} = 0.25m_e$ ที่ค่า $\mu = 0.5, 1.5$ และ $5 (\times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{Vs})$

จากรูปที่ 2.6 จะเห็นได้ว่าเมื่อค่า μ เพิ่มขึ้นความชันของกราฟมีลักษณะสูงขึ้น โดยที่ขอบการสะท้อนจะอยู่ที่เดิม

ค่าความคล่องตัวของอิเล็กตรอนจะเป็นตัวแปรที่แสดงถึงความเร็วของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ในวัสดุภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้า ความคล่องตัวของอิเล็กตรอนดังกล่าวจะมีการเปลี่ยนแปลงอันเนื่องมาจากการชนและการกระเจิงโดยสามารถแบ่งออกเป็น

1. การกระเจิงเนื่องจากสารเจือที่ไอออไนซ์ (Ionized Impurity Scattering) เนื่องจากมีการเพิ่มขึ้นของอิเล็กตรอนอิสระและค่ามวลประสิทธิผลมากขึ้นส่งผลให้ μ ลดลง ทั้งนี้มวลประสิทธิผลจะมีอิทธิพลมากกว่าอิเล็กตรอนอิสระที่เพิ่มขึ้น

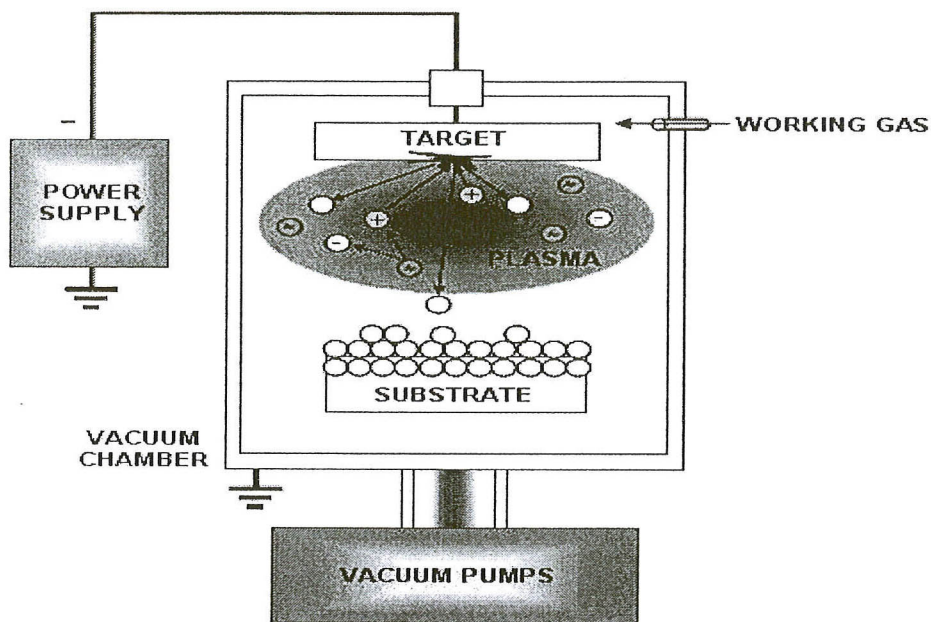
2. การกระเจิงเนื่องจากสารเจือที่ไม่ไอออไนซ์ (Neutral Impurity Scattering) โดยค่า μ จะแปรกลับกับสารเจือที่ไม่ไอออไนซ์

3. การกระเจิงเนื่องจากแลตทิซ (Lattice Scattering) อิเล็กตรอนจะชนกับแลตทิซได้ง่ายเนื่องจากการสั่นของแลตทิซ (Lattice Vibration) หรืออิเล็กตรอนชนกับโฟนอน ซึ่งค่า μ จะขึ้นกับอุณหภูมิของวัสดุโดยจะมีค่าลดลงเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น

4. การกระเจิงเนื่องจากขอบเกรน (Grain Boundary Scattering) ขอบเกรนที่ไม่สมบูรณ์ของผลึกจะสามารถจับ (Trap) อิเล็กตรอนอิสระได้เสมือนมีพลังงานศักย์ระหว่างเกรนอยู่

2.3 กระบวนการสปีดเทอริง [30]

การสปีดเทอริง คือ กระบวนการที่อะตอมผิวหน้าของวัสดุถูกทำให้หลุดออกมาด้วยการชนของอนุภาคลังงานสูง จึงทำให้เกิดการแลกเปลี่ยนพลังงานและโมเมนตัมระหว่างอนุภาคที่วิ่งเข้าชนกับอะตอมผิวหน้าของวัสดุดังกล่าว ทำให้อะตอมที่ผิวหน้าของสารเคลื่อนหลุดออกมาและเคลื่อนบนวัสดุรองรับ (Substrate) ซึ่งอนุภาคที่วิ่งเข้าชนอาจเป็นกลางทางไฟฟ้าหรือมีประจุก็ได้ นอกจากนี้แล้ววิธีการสปีดเทอริงนั้นจะต้องทำในระบบสุญญากาศความดันต่ำ (ประมาณ 10^{-6} ทอร์) เพื่อลดสิ่งแปลกปลอมต่าง ๆ ให้หลงเหลืออยู่น้อยที่สุดเพราะจะทำให้ได้ฟิล์มที่มีคุณลักษณะตามความต้องการ ดังรูปที่ 2.7



รูปที่ 2.7 ระบบการเกิดสปัตเตอริง

2.3.1 องค์ประกอบที่สำคัญของกระบวนการสปัตเตอริง

ในกระบวนการสปัตเตอริงมีองค์ประกอบที่สำคัญดังนี้

- เป้าสารเคลือบ (Target) มีหน้าที่ทำให้อนุภาคพลังงานสูงวิ่งเข้าชนจนมีการปลดปล่อยอะตอมของสารเคลือบ ส่งผลให้อะตอมที่หลุดออกมาเคลือบลงบนแผ่นรองรับ (Substrate)

- อนุภาคพลังงานสูงซึ่งมีหน้าที่วิ่งเข้าชนเป้าสารเคลือบ โดยปรกติอนุภาคพลังงานสูงนี้จะเป็นกลางทางไฟฟ้า เช่น นิวตรอน หรืออะตอมของธาตุต่าง ๆ แต่การทำให้อนุภาคที่เป็นกลางมีพลังงานสูงเกิน 10 อิเล็กตรอน – โวลต์ (eV) เพื่อใช้ในกระบวนการสปัตเตอริงซึ่งสามารถทำได้ด้วยวิธีการเร่งอนุภาคภายใต้สนามไฟฟ้า ซึ่งสามารถควบคุมระดับพลังงานของไอออนได้ตามความต้องการ โดยส่วนใหญ่อนุภาคพลังงานสูงที่ใช้คือ ไอออนของก๊าซอาร์กอน (working gas) ซึ่งเหตุผลจะกล่าวในภายหลัง

- อนุภาคพลังงานสูงนี้จะต้องถูกผลิตขึ้นอย่างต่อเนื่อง เพื่อให้กระบวนการเคลือบสารเกิดขึ้นได้อย่างต่อเนื่องจนได้ความหนาฟิล์มเคลือบตามความต้องการซึ่งสามารถผลิตได้จากกระบวนการโกลว์ดีสชาร์จ (Glow discharge)

2.3.2 อันตรกิริยาระหว่างไอออนและเป่าสารเคลือบ (Interactions of ions with surface)

เมื่ออนุภาคหรือ ไอออนพลังงานสูงวิ่งเข้าชนผิวหน้าของเป่าสารเคลือบจะเกิดปรากฏการณ์ต่างๆ ดังนี้ (ดังรูปที่ 2.8)

- ไอออนอาจสะท้อนกลับจากผิวหน้า ซึ่งส่วนใหญ่จะสะท้อนออกมาในรูปของอะตอมที่เป็นกลางทางไฟฟ้าอันเกิดจากการรวมตัวกับอิเล็กตรอนที่ผิวเป่าสารเคลือบ

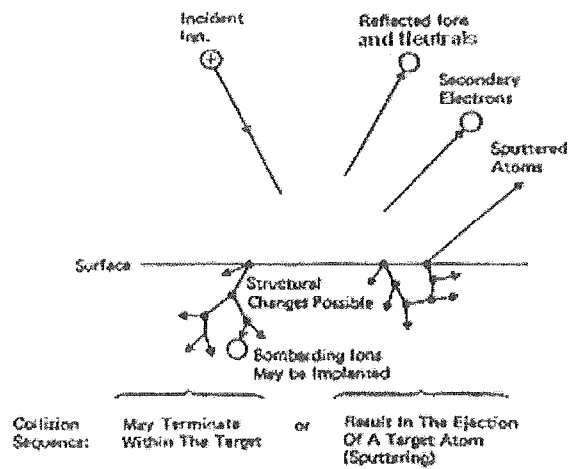
- การชนของไอออนอาจทำให้เกิดการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (Secondary Electron) ออกจากเป่าสารเคลือบ เมื่ออนุภาคหรือ ไอออนนั้นมีพลังงานสูงพอ

- ไอออนอาจฝังตัวลงในผิวสารเคลือบ (ion implantation) ระดับความลึกของการฝังตัวจะแปรผันโดยตรง กับพลังงานของไอออน

- การชนของไอออนบนผิวหน้าของสารเคลือบทำให้เกิดการเรียงตัวของอะตอมที่ผิวสารเคลือบใหม่และเกิดความบกพร่องของโครงสร้างผลึก (Lattice defect) เราเรียกการจัดเรียงตัวใหม่ของโครงสร้างผิวหน้านี้ว่า Altered surface layers

- การชนของไอออนอาจทำให้เกิดกระบวนการชนแบบต่อเนื่องระหว่างอะตอมของเป่าสารทำให้เกิดการปลดปล่อยอะตอมจากเป่าสารเคลือบซึ่งเรียกว่ากระบวนการสปัดเตอรริง

ทั้งนี้การเกิดในแต่ละรูปแบบนั้นขึ้นอยู่กับสมบัติของสารเคลือบและปริมาณพลังงานของอนุภาคที่วิ่งเข้าไปชนกับผิวหน้าของเป่าสารเคลือบ เช่น หากเป่าสารเคลือบเป็นโลหะสแตนเลส (Stainless steel) ซึ่งเป็นวัสดุที่มีความแข็งแรงจึงทำให้เมื่ออนุภาคพลังงานสูงวิ่งเข้าไปชนแล้วเกิดการสปัดเตอรริงได้ง่ายเมื่อเปรียบเทียบกับเป่าสารเคลือบที่เป็น อะลูมิเนียม (Aluminum) ซึ่งเป็นวัสดุเป็นโลหะเหมือนกันแต่มีความแข็งต่างกัน โดยเมื่อทำการสปัดเตอรริงกับอะลูมิเนียมแล้วบางครั้งจะเห็นว่าไม่ได้ฟิล์มออกมาเนื่องจากอนุภาคเข้าไปฝังตัวในสารเป่าเคลือบ ซึ่งมีลักษณะคล้ายกับเมื่อเรานำลูกตุ้มเหล็กโยนใส่กำแพงปูนซีเมนต์เราจะได้เศษปูนออกมาเปรียบเสมือนได้เนื้อฟิล์มออกมา แต่ถ้าหากโยนใส่ดินเหนียวเราจะเห็นได้ว่าลูกตุ้มเหล็กนั้นจมลงไปดินเหนียวเหมือนกับการเคลือบโดยใช้ อะลูมิเนียมเป็นเป่าสารเคลือบ



รูปที่ 2.8 อันตรกิริยาระหว่างไอออนและผิวเป้าสารเคลือบ

2.3.3 ขบวนการโกลว์ดีสชาร์จ (Glow discharge process)

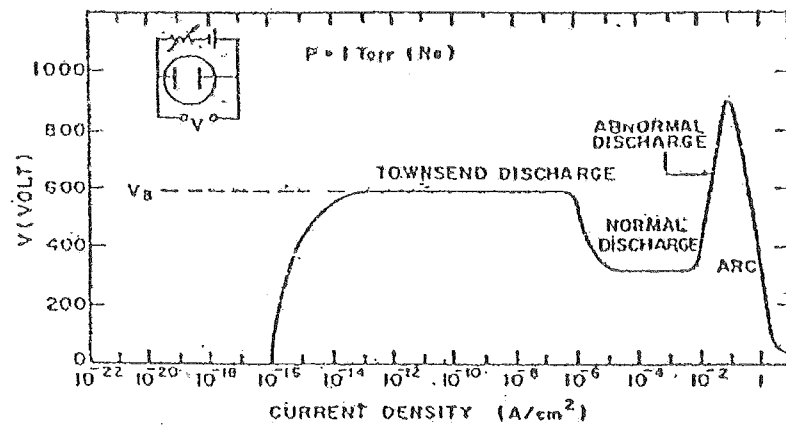
ขบวนการโกลว์ดีสชาร์จเป็นกระบวนการที่ใช้ในการสังเกตว่าเกิดกระบวนการสปัตเตอริงแล้วหรือไม่ ซึ่งถ้าหากเกิดกระบวนการโกลว์ดีสชาร์จแสดงว่ามีเกิดกระบวนการสปัตเตอริงแล้ว ขบวนการนี้เกิดขึ้นโดยการป้อนแรงดันไฟฟ้าเข้าที่ขั้วอิเล็กโทดทั้ง 2 ขั้ว ภายใต้ความดันบรรยากาศต่ำ ($10^{-3} - 10^{-1}$ ทอร์) เริ่มต้นเมื่อจ่ายแรงดันไฟฟ้าน้อย จะพบว่ากระแสที่ไหลในวงจรน้อยมากซึ่งกระแสไฟฟ้าเกิดขึ้นจากการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนและไอออนบวกที่ถูกเร่งภายใต้สนามไฟฟ้า เนื่องจากการชนกันเองหรือถูกรังสีคอสมิกต่างๆ ชนโดยอิเล็กตรอนจะวิ่งเข้าหาขั้วบวก (Anode) และไอออนบวกจะวิ่งเข้าหาขั้วลบ (Cathode) ซึ่งทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าไหลผ่านขั้วไฟฟ้าทั้งสอง เมื่อเพิ่มแรงดันไฟฟ้าขึ้นไปโดยมีค่าน้อยกว่าแรงดันไฟฟ้าพังทะลาย (Breakdown voltage) ประจุจะมีพลังงานเพิ่มมากขึ้นและถูกเร่งภายใต้สนามไฟฟ้าค่ามากขึ้นจึงสามารถทำให้ประจุเกิดการแตกตัวเป็นอิเล็กตรอนและไอออนบวก เรียกว่าการไอออไนซ์ของก๊าซโดยไอออนบวกจะวิ่งเข้าสู่ขั้วคาโทดที่ติดเป้าสารเคลือบไว้ ทำให้เกิดอิเล็กตรอนชุดที่สอง ขบวนการช่วงนี้เรียกว่า ทาวน์เซนด์ดีสชาร์จ (Townsend discharge) และอะตอมผิวหน้าของเป้าสารเคลือบถูกชนหลุดออกมาจากเป้าสารเคลือบด้วยการถ่ายเทโมเมนตัม โดยอะตอมของสารเคลือบที่ถูกชนจะฟุ้งกระจายในระบบสุญญากาศซึ่งพร้อมที่จะตกลงบนแผ่นรองรับ เมื่ออิเล็กตรอนชุดที่สองเพิ่มขึ้นอย่างต่อเนื่องจะทำให้พลาสมาเกิดการเพิ่มขึ้น ซึ่งในช่วงนี้กระแสไฟฟ้าจะไม่เพิ่มขึ้นมากนักเป็นช่วงอิ่มตัว (Saturation)

การเพิ่มแรงดันไฟฟ้าขึ้นไปอีกจนถึงค่าแรงดันไฟฟ้าพังทะลาย กระแสไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้นอย่างทันทีทันใดเนื่องจากอิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่เข้าสู่ขั้วคาโทดทำให้เกิดการไอออไนซ์ของก๊าซอย่างต่อเนื่อง ในเวลาเดียวกันแรงดันไฟฟ้าตกคร่อมอิเล็กโทดจะคงที่และเกิดปรากฏการณ์ อะวาลานซ์

(Avalanche) ขึ้น ไอออนบวกวิ่งเข้าชนเป้าสารเคลือบ ส่งผลให้เกิดอิเล็กตรอนชุดที่สองและพลาสมาเพิ่มขึ้นด้วย ช่วงนี้จะเรียกว่า Breakdown region

หลังจากช่วงนี้ไปเมื่อเพิ่มกำลังไฟฟ้าขึ้น แรงดันไฟฟ้าจะลดลงขณะเดียวกันกระแสจะเพิ่มขึ้นเพียงเล็กน้อยเท่านั้น ช่วงนี้จะเป็นช่วงการเปลี่ยนแปลง (Transition range) ถ้ากำลังไฟฟ้าเพิ่มขึ้นอีก ไอออนบวกจะทำการผลิตอิเล็กตรอนชุดที่สองขึ้นมาเพิ่ม ส่งผลให้เกิดพลาสมาที่มีจำนวนไอออนมากพอที่จะรักษาสภาพโกลว์คิสซาร์จได้เอง โดยไม่ต้องทำการกระตุ้น (Excitation) จากรังสีคอสมิกภายนอก ในขณะที่เดียวกันก๊าซภายในเกิดการเรืองแสง แรงดันไฟฟ้าจะลดลงแต่กระแสไฟฟ้าจะเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็ว ณ ช่วงนี้เรียกว่า การเรืองแสงปกติหรือออร์มอลโกลว์ (normal glow) โดยสภาวะนี้อัตราการปลดปล่อยอิเล็กตรอนชุดที่สองต่ออัตราการชนของไอออนมีค่าค่อนข้างต่ำสำหรับวัสดุทำเป้าคาโทดทั่วไป คือประมาณ 0.1 โดยในช่วงเริ่มต้นของการเรืองแสง การชนของไอออนบนคาโทดจะปรับตัวเองให้เกิดขึ้นในบางบริเวณซึ่งแนวการเรืองแสงอาจเลื่อนไปมาได้และการชนของไอออนบนคาโทดนั้นไม่มีความสม่ำเสมอ โดยบริเวณที่ความเข้มของการเรืองแสงสูงนั้นจะเป็นบริเวณขอบหรือมุมของคาโทดที่มีสนามไฟฟ้าสูงเพื่อเป็นการรักษาสภาพการโกลว์ (self - sustaining) บางบริเวณไว้ เมื่อเพิ่มกระแสไฟฟ้ามากขึ้นจะส่งผลให้มีการขยายขอบเขตแนวการชนของไอออนจนครอบคลุมตลอดผิวคาโทด จนกระทั่งมีค่าความหนาแน่นกระแสเท่ากันตลอดโดยมีค่าแรงดันไฟฟ้าระหว่างขั้วอิเล็กโตรดคงที่

ถ้าเพิ่มกำลังไฟฟ้าเข้าสู่ระบบจะทำให้เข้าสู่ช่วงการเรืองแสงผิดปกติหรือแอบนอร์มอลโกลว์ (Abnormal glow) แรงดันไฟฟ้าและกระแสไฟฟ้าจะมีค่าสูงขึ้นซึ่งช่วงนี้จะเป็นช่วงที่นิยมนำไปใช้ในการสเปคโตริงเนื่องจากพลังงานของไอออนขึ้นอยู่กับแรงดัน การเพิ่มแรงดันไฟฟ้าจึงเป็นการเพิ่มพลังงานไอออน ทำให้การชนของไอออนบวกกับผิวเป้าสารเคลือบสูงเกิดการเปล่งประกายเจิดจ้าซึ่งในช่วงนี้หากไม่มีการระบายความร้อนให้กับคาโทด เมื่อความหนาแน่นกระแสของคาโทดเพิ่มสูงขึ้นประมาณ 0.1 แอมป์/ตารางเซนติเมตร (A/cm^2) ความร้อนที่เกิดขึ้นจากการชนของไอออนบวกกับผิวของคาโทดจะเกิดขึ้นมากจนเกิดขบวนการปลดปล่อยอิเล็กตรอนแบบเทอร์มิออนิก (Thermionic electron emission) เสริมกับการปลดปล่อยอิเล็กตรอนชุดที่สองเกิดขึ้นจำนวนมาก ก๊าซจะนำกระแสไฟฟ้าเพิ่มขึ้นสูงและเปล่งประกายจ้าของการอาร์ค ซึ่งเรียกช่วงนี้ว่า ช่วงอาร์ค (Arc) ดังรูปที่ 2.9



รูปที่ 2.9 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสและแรงดันไฟฟ้าระหว่างขั้วอิเล็กโทรด
ของกระบวนการเกิด ดี ซี โกลว์ดีสชาร์ต