

บทที่ 2

ฟิสิกส์ของเซลล์แสงอาทิตย์

ในบทนี้จะกล่าวถึงเซลล์แสงอาทิตย์สารกึ่งตัวนำชนิดรอยต่อพีเอ็น (P-N Junction) โดยจะอธิบายถึงการทำงานของเซลล์โดยใช้แบบจำลองอย่างง่ายที่มีพื้นฐานมาจากสมการไดโอดของช็อกเลย์ (Shockley Diode Equation) ในสถานะที่มีการส่องสว่างและไม่มีการส่องสว่าง โดยแบบจำลองนี้เพียงพอที่จะเข้าใจกลไกการขนส่งพาหะภายในเซลล์ และยังสามารถทำนายค่าตัวแปรที่เกี่ยวข้องกับการทำงานของเซลล์ได้อย่างคร่าวๆ โดยในตอนท้ายจะกล่าวถึงคุณสมบัติของไดโอดจริงซึ่งมีผลต่อประสิทธิภาพของการทำงานจริงของเซลล์แสงอาทิตย์

2.1 สมการพื้นฐานของสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำ (Goetzberger, *et al.*, 1998)

สมการที่อธิบายพฤติกรรมของพาหะในสารกึ่งตัวนำภายใต้สนามไฟฟ้าหรือการส่องสว่าง อันเป็นผลให้สารกึ่งตัวนำมีการเบี่ยงเบนจากภาวะสมดุลทางความร้อน ได้แก่สมการพื้นฐานสำหรับสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำ ได้แก่

2.1.1 สมการปัวซอง (Poisson's Equation)

หากมีประจุส่วนเกินเกิดขึ้นในสารกึ่งตัวนำย่อมเป็นผลให้เกิดสนามไฟฟ้าขึ้น ซึ่งความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้า (\vec{E}) ที่เกิดขึ้นและความหนาแน่นประจุ (ρ) สามารถอธิบายได้โดยสมการปัวซอง (Poisson's Equation) ดังสมการที่ (1)

$$\nabla^2 \phi = -\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (1)$$

เมื่อ ϕ และ ϵ คือ ศักย์ไฟฟ้าและค่าสภาพยอมทางไฟฟ้า (Electric Permittivity) ตามลำดับ

2.1.2 สมการความหนาแน่นกระแส (Current Density Equation)

ในสารกึ่งตัวนำมีทั้งกระแสที่เกิดจากสนามไฟฟ้า (Drift Current) และกระแสจากการแพร่ (Diffusion Current) โดยสมการความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอน (\vec{J}_e) และโฮล (\vec{J}_h) เป็นดังสมการที่ (2) และ (3) ตามลำดับ

$$\bar{J}_e = qD_e \bar{\nabla} n + q\mu_e n \bar{E} \quad (2)$$

$$\bar{J}_h = -qD_h \bar{\nabla} p + q\mu_h p \bar{E} \quad (3)$$

เมื่อ n, p, μ_e, μ_h, D_e และ D_h คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน, ความหนาแน่นของโฮล, สภาพคล่องของอิเล็กตรอน, สภาพคล่องของโฮล, สัมประสิทธิ์การแพร่ซึมของอิเล็กตรอน และสัมประสิทธิ์การแพร่ซึมของโฮล ตามลำดับ

2.1.3 สมการความต่อเนื่อง (Continuity Equation)

ค่าไดเวอร์เจนซ์ (Divergence) ของความหนาแน่นกระแส (\bar{J}) มีความสัมพันธ์กับอัตราการรวมพาหะ (Recombination Rate) และอัตราการเกิดพาหะ (Generation Rate) เป็นไปตามสมการความต่อเนื่อง (Continuity Equation) โดยสมการความต่อเนื่องของอิเล็กตรอนและโฮล (Electron and Hole Continuity Equation) คือ สมการ (4) และ (5) ตามลำดับ

$$+\frac{1}{q} \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_e - r_e + G_e = 0 \quad (4)$$

$$-\frac{1}{q} \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_h - r_h + G_h = 0 \quad (5)$$

เมื่อ r และ G คือ อัตราการรวมพาหะและอัตราการเกิดพาหะตามลำดับ และเมื่อแทนสมการความหนาแน่นกระแส (2) และ (3) ลงในสมการความต่อเนื่อง จะได้สมการการขนส่ง (Transport Equations) คือ

$$D_e \nabla^2 n + \mu_e \bar{E} \cdot \bar{\nabla} n + n \mu_e \bar{\nabla} \cdot \bar{E} - r_e + G_e = 0 \quad (6)$$

$$D_h \nabla^2 p + \mu_h \bar{E} \cdot \bar{\nabla} p + p \mu_h \bar{\nabla} \cdot \bar{E} - r_h + G_h = 0 \quad (7)$$

ในตอนต่อไปจะเสนอการแก้สมการปัวซองและสมการการขนส่งอิเล็กตรอนและโฮล ในสมการ (1), (6) และ (7) ตามลำดับ เพื่อความเข้าใจในกลไกการขนส่งพาหะภายในเซลล์แสงอาทิตย์

2.2 แบบจำลองรอยต่อพีเอ็นของช็อกเลย์ (P-N Junction Model of Shockley)

ความเข้าใจในคุณสมบัติของรอยต่อพีเอ็นมีความสำคัญต่อการเข้าใจหลักการ
ทำงานของเซลล์แสงอาทิตย์สารกึ่งตัวนำชนิดรอยต่อสารกึ่งตัวนำ ซึ่งจะพิจารณากรณีแบบจำลอง
รอยต่อพีเอ็นในอุดมคติของช็อกเลย์ซึ่งมีสมมติฐาน คือ

1. บริเวณรอยต่อระหว่างสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นมีการเปลี่ยนแปลงของการโด๊ป (Dope) อย่างทันทีทันใด และมีการโด๊ปอย่างคงที่ในชั้นพี (P-Region) และชั้นเอ็น (N-Region)
2. ศักย์ไฟฟ้าที่ให้กับรอยต่อพีเอ็นมีผลกับเขตปลอดพาหะ (Space-Charge Region) เท่านั้น โดยถือว่าบริเวณภายนอกบริเวณปลอดพาหะไม่มีสนามไฟฟ้า จึงทำให้พาหะข้างน้อยในบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะเคลื่อนที่โดยการแพร่เท่านั้น
3. ไม่มีการรวมตัวหรือการเกิดของพาหะสุทธิในบริเวณปลอดพาหะ หรือกระแสอิเล็กตรอนและโฮลคงที่เมื่อเคลื่อนที่ผ่านเขตปลอดพาหะ
4. ในบริเวณทั้งสองข้างของรอยต่อพีเอ็นมีการฉีดของพาหะเกิดขึ้นในระดับต่ำ (Low-Level Injection)
5. ความสัมพันธ์ของโบตซ์มานน์ (Boltzmann Relation) ยังคงเป็นจริงสำหรับอิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณปลอดพาหะในภาวะไม่สมดุล เนื่องจากถือว่ามีพาหะเกิดขึ้นในระดับต่ำ

2.2.1 รอยต่อพีเอ็นที่สถานะสมดุล

ในสภาวะการฉีดพาหะที่ระดับต่ำและที่อุณหภูมิห้องซึ่งอะตอมของสารเจือผู้ให้
อิเล็กตรอน (Donor Atoms) และอะตอมของสารเจือผู้รับอิเล็กตรอน (Acceptor Atoms) ถูกทำให้
แตกตัวเป็นประจุโดยความร้อนเกือบทั้งหมด จึงสามารถประมาณได้ว่า

$$n_n \approx N_D \quad (8)$$

$$p_p \approx N_A \quad (9)$$

โดยที่ n_n และ p_p คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น และ
ความหนาแน่นของโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดพี ตามลำดับ สำหรับความหนาแน่นของพาหะอิสระที่
ภาวะสมดุลเป็นไปตามการกระจายแบบโบตซ์มานน์ (Boltzmann Distribution) แสดงดังสมการ

$$n_0 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{kT}\right) \quad (10)$$

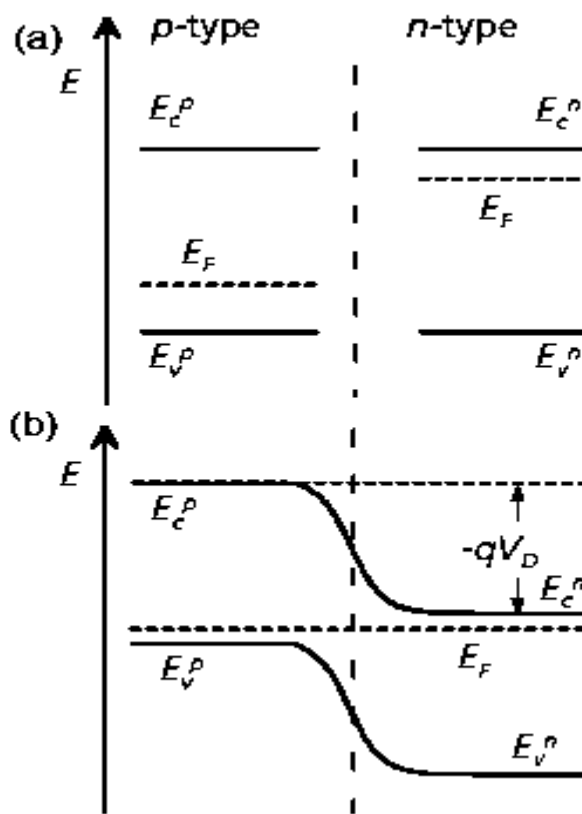
$$p_0 = N_v \exp\left(-\frac{E_F - E_v}{kT}\right) \quad (11)$$

เมื่อ N_c และ N_v คือ ค่าความหนาแน่นของสถานะยังผลของแถบนำและแถบวาเลนซ์ ตามลำดับ ซึ่งที่สภาวะสมดุลทางความร้อนความหนาแน่นของพาหะสารกึ่งตัวนำเป็นไปตาม Semiconductor Mass-Action Law คือ $n(x)p(x) = n_i^2$ และจากสมการ (10) และ (11) จะได้

$$n_i^2 = n_0 p_0 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (12)$$

เมื่อ E_g คือ ช่องว่างของพลังงานระหว่างขอบล่างแถบนำและขอบบนของแถบวาเลนซ์ ($E_c - E_v$)

โดยระดับเฟอร์มี (Fermi Levels, E_F) ของสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นที่อยู่แยกกัน จะมีระดับที่แตกต่างกัน แสดงดังภาพประกอบ 2.1 (a)



ภาพประกอบ 2.1 (a) แถบนำและแถบวาเลนของสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นขณะอยู่แยกกัน

(b) การเบี่ยงเบนของแถบนำ (Conduction Band) และแถบวาเลนซ์ (Valance Band) ในบริเวณรอยต่อของสารกึ่งตัวนำ

ที่มา : Schumacher, 2000

เมื่อนำสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นมาต่อเข้าด้วยกัน ในภาวะสมดุลระดับเฟอร์มีจะอยู่ที่ระดับเดียวกัน ซึ่งเป็นผลให้เกิดการเบี่ยงเบนของแถบนำและแถบวาเลนซ์ ในบริเวณรอยต่อของสารกึ่งตัวนำ แสดงดังภาพประกอบ 2.1 (b) เมื่อนำสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็นมาต่อกันจะเกิดการแพร่ของอิเล็กตรอนจากสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นไปยังสารกึ่งตัวนำชนิดพี ซึ่งเป็นผลให้เกิดประจุบวกจากประจุของอะตอมผู้ให้ (Donor Charge) ขึ้นในบริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ขณะเดียวกันโฮลจากสารกึ่งตัวนำชนิดพีก็แพร่ไปยังสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเป็นผลให้เกิดประจุลบจากประจุของอะตอมผู้รับ (Acceptor Charge) ขึ้นในบริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดพี โดยบริเวณที่มีประจุในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นและพีที่เกิดขึ้นนี้ คือ เขตปลอดพาหะ (Space-Charge Region) ซึ่งผลจากประจุบวก

และลบที่เกิดขึ้นก่อนให้เกิดสนามไฟฟ้าที่ทำให้พาหะเคลื่อนที่ในทิศทางตรงกันข้ามกับการแพร่ของพาหะข้างมาก และที่ภาวะสมดุลการเคลื่อนที่ของพาหะจากปัจจัยทั้งสองจะเท่ากัน

จากแบบจำลองอย่างง่ายของเขตปลอดพาหะที่เสนอโดยชอตต์กี (Schottky) สมมติว่าการกระจายของความหนาแน่นประจุมีลักษณะเป็นสี่เหลี่ยมผืนผ้า แสดงดังภาพประกอบ 2.2 (a) และเนื่องจากเขตปลอดพาหะไม่มีพาหะอิสระ ดังนั้นความหนาแน่นประจุของเขตปลอดพาหะ คือ

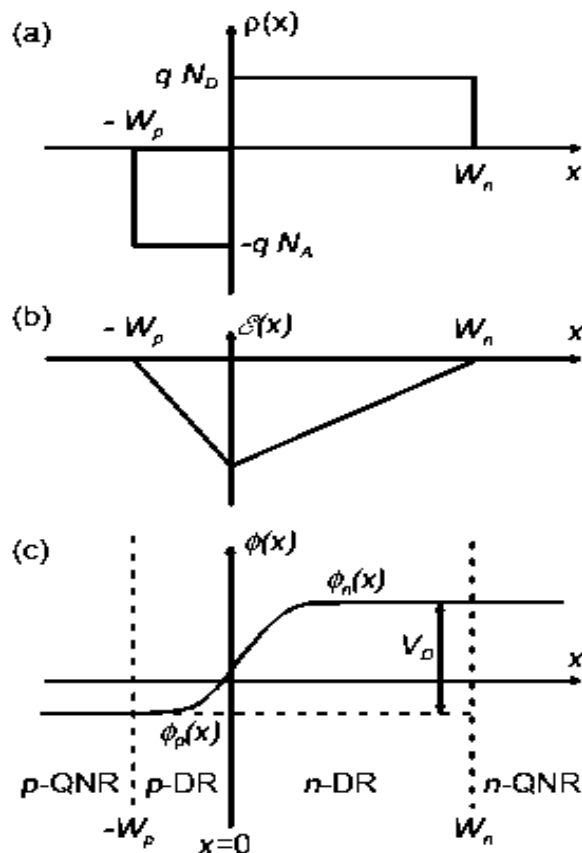
$$\rho(x) = qN_D \quad (0 \leq x \leq W_n) \quad (13)$$

$$\rho(x) = -qN_A \quad (W_p \leq x \leq 0) \quad (14)$$

การกระจายของสนามไฟฟ้าของรอยต่อพีเอ็นที่ภาวะสมดุลทางความร้อนพิจารณาได้จากการอินทิเกรตสมการปัวซองคือสมการที่ (1) จากตำแหน่ง $x=0$ จนถึงขอบของเขตปลอดพาหะ ด้วยประจุคงที่ตามสมการ (13) และ (14) และมีเงื่อนไขค่าขอบ (Boundary Condition) คือ สนามไฟฟ้าที่ขอบของเขตปลอดพาหะเป็นศูนย์ ซึ่งผลเฉลยของสนามไฟฟ้า คือ

$$E(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_0 \epsilon_s} (W_p + x) \quad (-W_p \leq x \leq 0) \quad (15)$$

$$E(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} (W_n - x) \quad (0 \leq x \leq W_n) \quad (16)$$



ภาพประกอบ 2.2 (a) การกระจายของความหนาแน่นประจุในเขตปลอดพาหะ (b) ค่าสนามไฟฟ้า

ในเขตปลอดพาหะ (c) ผลต่างระหว่างศักย์ไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำด้านพีและเอ็น
ภายนอกเขตปลอดพาหะที่ภาวะสมดุล

ที่มา : Schumacher, 2000

ค่าสนามไฟฟ้าที่ได้มีลักษณะดังภาพประกอบ 2.2 (b) คือ เป็นเชิงเส้นกับตำแหน่ง
และเป็นลบเสมอ และมีค่ามากที่สุดที่ตำแหน่ง $x=0$ โดยค่าสนามไฟฟ้าที่ตำแหน่งนี้จากทั้งสมการ
(15) และ (16) จะต้องเท่ากัน ดังนั้น

$$N_A W_p = N_D W_n \quad (17)$$

ซึ่งหมายความว่าความกว้างของเขตปลอดพาหะในแต่ละด้านของสารกึ่งตัวนำ
แปรผกผันกับความหนาแน่นของการโด๊ป

การกระจายของศักย์ไฟฟ้าในเขตปลอดพาหะหาได้โดยการอินทิเกรตสมการ (15) และ (16) ด้วยเงื่อนไขขอบเขต คือ $\frac{d\phi}{dx} = 0$ ที่ $x = W_p$ และ $x = W_n$ และเลือกจุดอ้างอิงที่ $x = 0$ ให้มีศักย์ไฟฟ้าเป็นศูนย์ ($\phi_{x=0} = 0$) ได้ผลเฉลยของศักย์ไฟฟ้า คือ

$$\phi_p(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s}x(2W_p + x) \quad (-W_p \leq x \leq 0) \quad (18)$$

$$\phi_n(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_s}x(2W_n - x) \quad (0 \leq x \leq W_n) \quad (19)$$

โดยที่ศักย์ไฟฟ้าภายนอกเขตปลอดพาหะมีค่าคงที่ คือ

$$\phi_p(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_0\epsilon_s}W_p^2 \quad (x \ll -W_p) \quad (20)$$

$$\phi_n(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_s}W_n^2 \quad (x \gg W_n) \quad (21)$$

ผลต่างระหว่างศักย์ไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำด้านพีและเอ็นภายนอกเขตปลอดพาหะที่ภาวะสมดุลคือ ศักย์ภายในของรอยต่อพีเอ็น (Built-In Potential, V_D) ซึ่งแสดงดังภาพประกอบ 2.2 (c) และเมื่อพิจารณาจากสมการ (20) และ (21) จะได้ศักย์ภายในของรอยต่อพี-เอ็น คือ

$$V_D = \frac{q}{2\epsilon_0\epsilon_s}(N_DW_n^2 + N_AW_p^2) \quad (22)$$

2.2.2 รอยต่อพีเอ็นที่ถูกไบแอสในภาวะไม่มีการส่องสว่าง

ที่ภาวะสมดุลทางความร้อนกระแสจากการแพร่ของสารกึ่งตัวนำแต่ละด้านของรอยต่อพีเอ็นจะถูกชดเชยด้วยกระแสลอยเลื่อน ดังนั้นจึงไม่มีกระแสสุทธิผ่านรอยต่อพีเอ็น ซึ่งอิเล็กตรอนที่แพร่จากสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นไปยังสารกึ่งตัวนำชนิดพีก่อให้เกิดความหนาแน่นกระแสการแพร่ ($J_{e,diff}$) และกระแสลอยเลื่อนของอิเล็กตรอนจากสารกึ่งตัวนำชนิดพีที่เกิดจากพลังงานความร้อนไปยังสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเกิดความหนาแน่นกระแสลอยเลื่อน ($J_{e,drift}$) เมื่อพิจารณารอยต่อพีเอ็นที่ไม่ได้ถูกไบแอสจะได้

$$J_{e,diff}(V_{bias} = 0) - J_{e,dift}(V_{bias} = 0) = 0 \quad (23)$$

ศักย์ไฟฟ้าภายนอกที่จ่ายให้จะไปรบกวนภาวะสมดุลของรอยต่อพีเอ็น โดยทำให้ค่าแรงแศกซ์ของรอยต่อพีเอ็นมีการเปลี่ยนแปลงคือ ถ้ามีการไบแอสไปข้างหน้า (Forward Bias, $V_{bias} > 0$) จะทำให้ค่าแรงแศกซ์ลดลง ซึ่งมีผลให้ความหนาแน่นกระแสการแพร่ ($J_{e,diff}$) เพิ่มขึ้นด้วยตัวคูณของ โบตซ์มานน์ คือ

$$J_{e,diff}(V_{bias}) = J_{e,diff}(V_{bias} = 0) \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) \quad (24)$$

เนื่องจากอัตราการผลิตอิเล็กตรอนจากพลังงานความร้อนในสารกึ่งตัวนำไม่แปรผันตามศักย์ที่จ่ายใช้จากภายนอก ดังนั้น

$$J_{e,drift}(V_{bias}) = J_{e,drift}(V_{bias} = 0) \quad (25)$$

และพิจารณาเช่นเดียวกันในกรณีของโฮลจะได้

$$J_{h,diff}(V_{bias} = 0) = J_{h,dift}(V_{bias} = 0) \quad (26)$$

$$J_{h,diff}(V_{bias}) = J_{h,diff}(V_{bias} = 0) \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) \quad (27)$$

$$J_{h,drift}(V_{bias}) = J_{h,drift}(V_{bias} = 0) \quad (28)$$

ค่าความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอนและโฮล คือ

$$J_e = J_{e,diff} - J_{e,drift} \quad (29)$$

$$J_h = J_{h,diff} - J_{h,drift} \quad (30)$$

ความหนาแน่นกระแสสุทธิคือผลรวมของความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอน และ โฮล

$$J = J_e + J_h \quad (31)$$

จากสมการ (24) ถึง (31) ความหนาแน่นกระแสสุทธิ คือ

$$J(V_{bias}) = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (32)$$

เมื่อ $J_0 = J_{e,drift} + J_{h,drift}$ คือ ความหนาแน่นกระแสอิ่มตัวของรอยต่อพีเอ็น สมการที่ (32) นี้คือ สมการของช็อคเลย์ ซึ่งเป็นสมการของไดโอดในอุดมคติอันเป็นสมการพื้นฐานของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำที่พิสูจน์โดยไมคานิงถึงคุณสมบัติเฉพาะของสารกึ่งตัวนำอย่างเช่นค่าอายุของพาหะ (Carrier Lifetime) โดยพฤติกรรมของกระแสและความต่างศักย์ของรอยต่อพีเอ็นจะขึ้นอยู่กับกระแสการแพร่ซึ่งแปรผันตามตัวคูณของโบตซ์มานน์ คือ $\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right)$ เท่านั้น

รอยต่อพีเอ็นในภาวะไม่สมดุลซึ่งถูกรบกวนโดยศักย์ไฟฟ้าที่จ่ายให้รอยต่อพีเอ็น หรือการส่องสว่างของแสงที่ตกกระทบรอยต่อพีเอ็นจะก่อให้เกิดพาหะส่วนเกินขึ้น โดยในภาวะไม่สมดุลนี้จะมีการนิยามระดับควอซีเฟอร์มี (Quasi-Fermi Level) คือ E_{fc} และ E_{fv} ในสารกึ่งตัวนำด้านเอ็นและพีตามลำดับ เพื่ออธิบายความหนาแน่นของพาหะซึ่งเป็นไปตามความสัมพันธ์ดังนี้

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{fc}}{kT}\right) \quad (33)$$

$$p = N_v \exp\left(-\frac{E_{fv} - E_v}{kT}\right) \quad (34)$$

$$pn = n_0 p_0 \exp\left(\frac{E_{fv} - E_{fc}}{kT}\right) \quad (35)$$

โดยที่ n_0, p_0 คือ ความหนาแน่นของพาหะอิสระที่ภาวะสมดุลในสมการ (10) และ (11)

ในบริเวณขอบของเขตปลอดพาหะและบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะที่ภาวะไม่สมดุล ผลต่างระหว่างระดับ E_{fc} ซึ่งอยู่ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นและ E_{fv} ในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีความสัมพันธ์กับศักย์ไฟฟ้าที่จ่ายให้รอยต่อพีเอ็น (V_{bias}) ดังสมการ

$$qV_{bias} = E_{fv} - E_{fc} \quad (36)$$

และภายใต้สมมติฐานการฉีดพาหะในระดับต่ำ ความหนาแน่นของพาหะข้างมากในบริเวณขอบของเขตปลอดพาหะและบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะจะไม่ถูกรบกวน ดังนั้น

$$p_p(-W_p) = p_{p,0} \quad (37)$$

$$n_n(W_n) = n_{n,0} \quad (38)$$

โดยที่ $p_{p,0}$ และ $n_{n,0}$ คือ ความหนาแน่นของพาหะข้างมากในบริเวณภายนอกของเขตปลอดพาหะของสารกึ่งตัวนำชนิดพีและเอ็น ตามลำดับ

จากสมการ (35) ถึง (37) สามารถค่าความหนาแน่นของพาหะข้างน้อยที่บริเวณขอบของเขตปลอดพาหะได้ดังนี้

$$n_p(-W_p) = n_{p,0} \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) \quad (39)$$

$$p_n(W_n) = p_{n,0} \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) \quad (40)$$

จากเงื่อนไขค่าขอบที่ คือ สมการที่ (37) ถึง (40) สามารถนำไปแก้สมการการขนส่งอิเล็กตรอนและโฮลเพื่อหาค่าความหนาแน่นกระแสอิมิตัวของของรอยต่อพีเอ็นได้ ซึ่งจะกล่าวถึงต่อไป

2.2.3 กฎการซ้อนทับ (Superposition Principle)

จากสมมติฐานของรอยต่อพีเอ็นในอุดมคติของข้อตลยในหัวข้อ 2.2.1 ที่กล่าวไว้ว่าไม่มีสนามไฟฟ้าบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะซึ่งเป็นผลให้พาหะบริเวณนี้เคลื่อนที่โดยการแพร่เท่านั้น และภายใต้สภาวะการฉีดพาหะในระดับต่ำความหนาแน่นของพาหะข้างมากจะไม่ถูกรบกวนโดยการรวมตัวหรือเกิดของพาหะบริเวณนั้น ดังนั้นอัตราการรวมตัวของพาหะข้างน้อยจึง

แปรผันตามความหนาแน่นของพาหะข้างน้อยส่วนเกิน คือ $(n - n_0)$ ในบริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดพี และ $(p - p_0)$ ในบริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเท่านั้น ดังนั้นอัตราการรวมตัวของพาหะของ อิเล็กตรอนและโฮลซึ่งเป็นพาหะข้างน้อย คือ

$$r_e = \frac{n - n_0}{\tau_e} \quad (41)$$

$$r_h = \frac{p - p_0}{\tau_h} \quad (42)$$

โดยที่ τ_e และ τ_h คือ ค่าชีวิตของพาหะข้างน้อย (Minority Carrier Lifetimes) ของ อิเล็กตรอนและโฮล ตามลำดับ

เนื่องจากไม่มีสนามไฟฟ้าบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะ และสมมติว่าค่าชีวิตของพาหะข้างน้อยไม่ขึ้นกับค่าความหนาแน่นของพาหะ จากสมการการขนส่ง (6) และ (7) จะได้ สมการเชิงอนุพันธ์ชนิดไม่เอกพันธ์ (Inhomogeneous Differential Equations) คือ

$$D_e \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{\tau_e} + G_e(x) = 0 \quad (43)$$

$$D_h \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{\tau_h} + G_h(x) = 0 \quad (44)$$

โดยที่อัตราการเกิดพาหะโดยแสง $G_e(x)$ และ $G_h(x)$ ไม่ขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะ แต่จะขึ้นอยู่กับระยะทาง x จากผิวด้านที่รับแสงเท่านั้น เมื่อพิจารณาสมการ (43) และ (44) ในกรณีที่ไม่มีแสงส่องสว่างคือ $G_e(x)$ และ $G_h(x)$ เท่ากับศูนย์ สมการที่ได้จะเป็นสมการเชิงอนุพันธ์ชนิดเอกพันธ์ (Homogeneous Differential Equations) และหากต้องการพิจารณาในสถานะที่มีการส่องสว่างก็สามารถหาผลเฉลยโดยนำผลเฉลยเฉพาะจากสมการเชิงอนุพันธ์ไม่เอกพันธ์ (Inhomogeneous Differential Equations) มาบวกกับผลเฉลยสมการเชิงอนุพันธ์เอกพันธ์ในกรณีที่ไม่มีแสงส่องสว่างได้ สำหรับกรณีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะ
ได้ผลเฉลยดังสมการ

$$n^{Light} = n^{Dark} + n^{Photogenerate} \quad (45)$$

เมื่อ n^{Light} , n^{Dark} และ $n^{Photogenerate}$ คือ ผลเฉลยค่าความหนาแน่นอิเล็กตรอนในสถานะที่มีแสง, สถานะที่ไม่มีแสง และความหนาแน่นอิเล็กตรอนที่เกิดจากแสง ตามลำดับ ดังนั้นกราฟกระแสและศักย์ไฟฟ้าของรอยต่อพีเอ็นในสถานะที่มีการส่องสว่างจึงมีลักษณะคล้ายกับกราฟกระแสและศักย์ไฟฟ้าของรอยต่อพีเอ็นในสถานะมืด แต่มีการบวกค่ากระแสจากการส่องสว่าง คือ $J^{Ligth} = -J_{sc}$ ทำให้มีการเลื่อนกราฟจากจุดภาคที่หนึ่งไปยังจุดภาคที่สี่ดังภาพประกอบ 2.4 โดยที่กล่าวมาข้างต้นนี้คือ กฎการซ้อนทับ

2.2.4 ผลเฉลยความหนาแน่นของพาหะในภาวะไม่มีการส่องสว่าง

จากกฎการซ้อนทับในหัวข้อที่แล้ว ผลเฉลยของค่าความหนาแน่นพาหะในบริเวณภายนอกของสารกึ่งตัวทั้งสองด้านสามารถหาโดยแยกกันจากสมการที่ (43) และ (44) โดยที่สถานะไม่มีแสงจะลดรูปเป็น

$$D_e \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_0}{\tau_e} = 0 \quad (x \leq W_p) \quad (46)$$

$$D_h \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_0}{\tau_h} = 0 \quad (x \geq W_n) \quad (47)$$

โดยผลเฉลยทั่วไปของสมการ (46) คือ

$$n - n_0 = A \cosh\left(\frac{x}{L_e}\right) + B \sinh\left(\frac{x}{L_e}\right) \quad (48)$$

เมื่อ $L_e = \sqrt{D_e \tau_e}$ คือ ระยะการแพร่ (Diffusion Length) ของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำด้านพี ซึ่งระยะการแพร่ก็คือค่าระยะเฉลี่ยของพาหะข้างน้อยจากบริเวณที่เกิดถึงบริเวณที่เกิดการรวมตัว

สมมติว่าไม่เกิดการรวมตัวที่ผิวของสารกึ่งตัวนำด้านพี เนื่องจากความกว้างของชั้นสารกึ่งตัวนำมีค่ามากกว่าระยะการแพร่ ดังนั้นเงื่อนไขค่าขอบ คือ

$$\left. \frac{dn}{dx} \right|_{x \rightarrow \infty} = 0 \quad (49)$$

และใช้เงื่อนไขค่าขอบนี้กับสมการ (48) จะได้ $A = B$ ดังนั้น

$$n - n_0 = A \exp\left(\frac{x}{L_e}\right) \quad (50)$$

และจากเงื่อนไขค่าขอบในสมการ (39) จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดพี คือ

$$n - n_0 = n_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{W_p + x}{L_e}\right) \quad (51)$$

เนื่องจากบริเวณภายนอกเขตปลอดพาหะไม่มีสนามไฟฟ้า ดังนั้นกระแสจึงเกิดจากการแพร่เท่านั้น โดยที่ขอบของเขตปลอดพาหะในบริเวณสารกึ่งตัวนำด้านพีจะมีความหนาแน่นกระแส คือ

$$J_e(-W_p) = qD_e \frac{d}{dx}(n - n_0)|_{x=-W_p} \quad (52)$$

แทนสมการ (51) ลงในสมการ (52) จะได้

$$J_e(-W_p) = \frac{qD_e n_0}{L_e} \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (53)$$

และโดยวิธีการเดียวกันจะได้ความหนาแน่นของโฮลส่วนเกินในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ดังนี้

$$p - p_0 = p_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{W_n - x}{L_h}\right) \quad (54)$$

และความหนาแน่นกระแสจากการแพร่ของโฮลที่ $x = W_n$ คือ

$$J_h(-W_n) = \frac{qD_h p_0}{L_h} \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (55)$$

เนื่องจากไม่มีการรวมตัวในเขตปลอดพาหะ พาหะข้างมากที่ถูกฉีดเข้ามาในเขตปลอดพาหะจะผ่านออกไปเป็นพาหะข้างน้อยที่ขอบของเขตปลอดพาหะอีกข้างหนึ่งทั้งหมด ดังนั้นความหนาแน่นของกระแสอิมิตัว (J_0) คือ ผลรวมของกระแสของพาหะข้างน้อยที่ขอบทั้งสองข้างของเขตปลอดพาหะในสมการที่ (53) และ (55) คือ

$$J(V_{bias}) = J_e(-W_p) + J_h(W_n) = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] \quad (56)$$

โดยที่

$$J_0 = \frac{qD_e n_0}{L_e} + \frac{qD_h p_0}{L_h} \quad (57)$$

จากสมการ (8), (9) และ (12) สามารถเขียนกระแสอิมิตัวใหม่ได้ดังนี้

$$J_0 = qn_i^2 \left(\frac{D_e}{L_e N_A} + \frac{D_h}{L_h N_D} \right) \quad (58)$$

2.2.5 ผลเฉลยความหนาแน่นของพาหะในภาวะที่มีการส่องสว่าง

ในการที่จะหาความหนาแน่นของพาหะในขณะที่มีแสงจะใช้กฎการช้อนทับ โดยค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณนอกเขตปลอดพาหะหาได้จากสมการ (43) และสมมติว่าอัตราการเกิดอิเล็กตรอนจากการดูดกลืนแสง $G_e(x)$ ไม่แปรผันตามระยะความลึกจากผิวที่รับแสง ซึ่งจากกฎการช้อนทับจะได้ว่า

$$D_e \frac{d^2 n^{Light}}{dx^2} - \frac{D_e (n^{Light} - n_0)}{L_e^2} + G = 0 \quad (x \leq -W_p) \quad (59)$$

นำสมการ (43) ลบสมการ (59) จะได้

$$D_e \frac{d^2 n^{Photogenerate}}{dx^2} - \frac{D_e n^{Photogenerate}}{L_e^2} + G = 0 \quad (x \leq -W_p) \quad (60)$$

และจากสมการ (45)

$$n^{Photogenerate} = n^{Light} - n^{Dark} \quad (61)$$

หากว่าไม่พิจารณาพาหะที่เกิดจากการดูดกลืนแสงบริเวณขอบของเขตปลอดพาหะ
จะได้

$$n^{Photogenerate}(-W_p) = 0 \quad (62)$$

สมมติว่าไม่มีการรวมตัวเกิดขึ้นที่ผิวของสารกึ่งตัวนำด้านพี จะได้เงื่อนไขค่าขอบ
เช่นเดียวกับในกรณีที่ไม่มีการส่องสว่าง คือ

$$\frac{dn^{Photogenerate}}{dx} \Big|_{x \rightarrow \infty} = 0 \quad (63)$$

ผลเฉลยทั่วไปของสมการ (60) คือ

$$n^{Photogenerate} = G\tau_e + C \exp\left(\frac{x}{L_e}\right) + D \exp\left(-\frac{x}{L_e}\right) \quad (64)$$

จากเงื่อนไขค่าขอบในสมการ (62) และกำหนดให้ค่าสัมประสิทธิ์ D เป็นศูนย์
เพื่อให้ได้ผลเฉลยที่ความหมาย ดังนั้น

$$C = -G\tau_e \exp\left(\frac{W_p}{L_e}\right) \quad (65)$$

จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่เกิดจากการดูดกลืนแสงของสารกึ่งตัวนำ
ด้านพีในบริเวณนอกเขตปลอดพาหะ คือ

$$n^{Photogenerate}(x) = G\tau_e \left\{ 1 - \exp\left(\frac{W_p + x}{L_e}\right) \right\} \quad (66)$$

แทนสมการ (51) และสมการ (66) ลงใน (61) จะให้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในภาวะที่มีแสงของสารกึ่งตัวนำด้านพีในบริเวณนอกเขตปลอดพาหะ ดังนี้

$$n^{Photogenerate} = n_0 + G\tau_e + \left[\exp\left(\frac{W_p + x}{L_e}\right) \right] \left[n_0 \left\{ \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right\} - G\tau_e \right] \quad (67)$$

และความหนาแน่นกระแสจากการแพร่ของอิเล็กตรอนในบริเวณนี้ คือ

$$J_e(x) = qn_0 \frac{D_e}{L_e} \left\{ \exp\left(\frac{W_p + x}{L_e}\right) \right\} \left\{ \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right\} - qGL_e \exp\left(\frac{W_p + x}{L_e}\right) \quad (68)$$

และด้วยขั้นตอนที่คล้ายกันจะให้ความหนาแน่นกระแสจากการแพร่ของโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นในบริเวณนอกเขตปลอดพาหะ คือ

$$J_h(x) = qp_0 \frac{D_h}{L_h} \left\{ \exp\left(\frac{W_n + x}{L_h}\right) \right\} \left\{ \exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right\} - qGL_h \exp\left(\frac{W_n + x}{L_h}\right) \quad (69)$$

ความหนาแน่นกระแสรวมหาได้จากผลรวมของความหนาแน่นกระแสจากการแพร่ของพาหะข้างน้อยที่ขอบของเขตปลอดพาหะในสารกึ่งตัวนำทั้งสองด้าน และพาหะที่เกิดจากการดูดกลืนแสงในเขตปลอดพาหะซึ่งมีความกว้างเท่ากับ $W = W_n + W_p$

$$J_{total} = J_e(-W_p) + J_h(W_n) - qGW \quad (70)$$

แทนสมการ (68) และ (69) ลงในสมการ (70) จะได้สมการของไดโอดในอุดมคติในขณะรับแสง

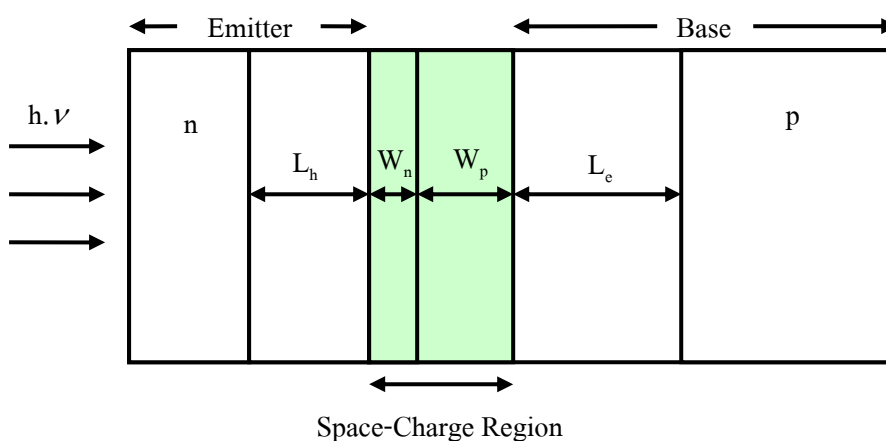
$$J_{total} = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_{bias}}{kT}\right) - 1 \right] - J^{Light} \quad (71)$$

โดย J_0 คือ กระแสอิ่มตัวเหมือนในสมการ (57) และ J^{Light} คือ กระแสที่เกิดจากแสง

$$J^{Light} = qG[W + L_e + L_h] \quad (72)$$

2.3 คุณสมบัติของไดโอดจริง (Real Diode Characteristics)

จากสมการของไดโอดในอุดมคติในสมการ (71) ข้างต้น สามารถอธิบายการขนส่งพาหะของไดโอดจริงได้เพียงเบื้องต้นเท่านั้น แต่ในกรณีของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อสารกึ่งตัวนำซิลิกอนซึ่งมีลักษณะโครงสร้างแสดงดังภาพประกอบ 2.3 จะมีคุณสมบัติเฉพาะต่างไปจากไดโอดในอุดมคติอย่างมาก ในหัวข้อนี้จะกล่าวถึงตัวแปรที่สำคัญที่มีผลต่อลักษณะสมบัติเฉพาะของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อสารกึ่งตัวนำ



ภาพประกอบ 2.3 แสดงลักษณะภาพตัดขวางของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อสารกึ่งตัวนำ

ซิลิกอน

ที่มา: Goetzberger, *et al.*, 1998

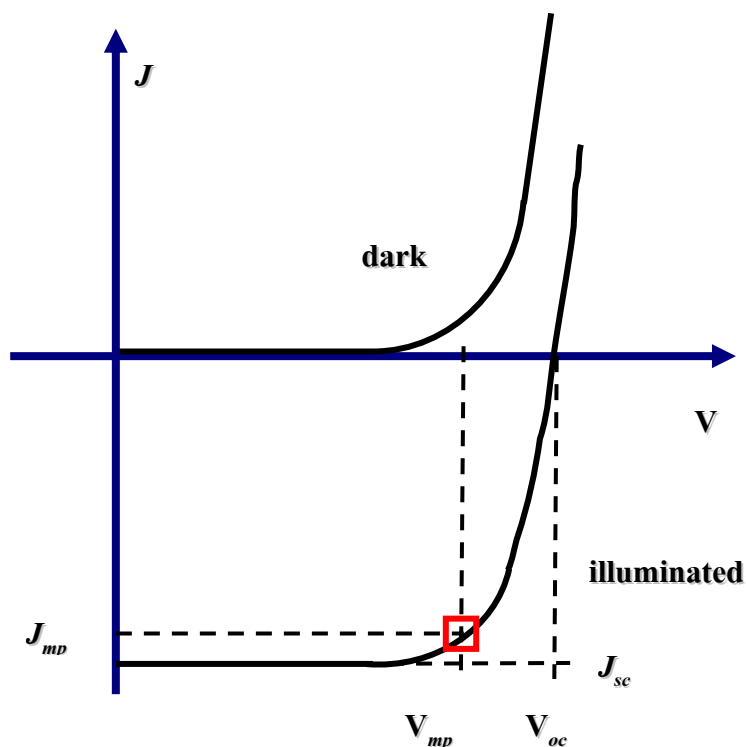
2.3.1 ตัวแปรที่สำคัญใช้อธิบายการทำงานของเซลล์แสงอาทิตย์

ในการวิเคราะห์การทำงานของเซลล์แสงอาทิตย์จะพิจารณาจากกราฟลักษณะเฉพาะของกระแสและศักย์ไฟฟ้าของเซลล์ในขณะรับแสงแสดงในภาพประกอบ 2.4 ตัวแปรที่ใช้อธิบายการทำงานของเซลล์ที่สำคัญได้แก่ ศักย์ไฟฟ้าเปิดวงจร (Open Circuit Voltage, V_{oc}), กระแสลัดวงจร (Short Circuit Current, J_{sc}), ศักย์ไฟฟ้า ณ จุดที่เซลล์ให้กำลังไฟฟ้าสูงสุด (V_{mp}), กระแส ณ จุดที่เซลล์ให้กำลังไฟฟ้าสูงสุด (J_{mp}) และกำลังสูงสุดของเซลล์ (P_{mp}) โดยประสิทธิภาพของเซลล์ ณ จุดที่เซลล์ให้กำลังไฟฟ้าสูงสุด (η) สามารถหาได้จากอัตราส่วนของกำลังสูงสุดของเซลล์ (P_{mp}) กับพลังงานแสงทั้งหมดที่ตกกระทบเซลล์ (E_0)

$$\eta = \frac{P_{mp}}{E_0} = \frac{V_{mp} J_{mp}}{E_0} = \frac{V_{oc} J_{sc} \eta_{fill}}{E_0} \tag{73}$$

โดยที่ η_{fill} คือ ค่าฟิลล์แฟกเตอร์ (Fill Factor)

$$\eta_{fill} = \frac{J_{mp} V_{mp}}{J_{sc} V_{oc}} \tag{74}$$



ภาพประกอบ 2.4 กราฟลักษณะเฉพาะกระแสและศักย์ของเซลล์แสงอาทิตย์ในขณะรับแสงและ
ในขณะมืด

ที่มา : Schumacher, 2000

หากให้ค่า J_{total} ในสมการ (71) เท่ากับศูนย์ จะได้ความสัมพันธ์ของค่าศักย์ไฟฟ้า
เปิดวงจรกับค่ากระแสอิ่มตัวของเซลล์ คือ

$$V_{oc} = V_{th} \ln \left(1 + \frac{J^{Light}}{J_0} \right) \quad (75)$$

โดยที่ $V_{th} = \frac{kT}{q}$ ศักย์ความร้อน (Thermal Voltage)

2.3.2 ค่าอายุของพาหะ (Carrier Lifetime)

กฎการช้อนทับจะเป็นจริงได้ก็ต่อเมื่อค่าชีวิตของพาหะในสมการ (41) และ (42) มีค่าคงที่ ซึ่งค่าชีวิตของพาหะจะแปรผันตามกลไกการรวมตัวของพาหะเป็นหลัก โดยกลไกการรวมตัวที่มีบทบาทสำคัญในเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อของสารกึ่งตัวนำซิลิกอน ได้แก่

การรวมตัวแบบ Auger เกิดจากกระบวนการที่เกี่ยวข้องกับอนุภาคสามอนุภาค คือ อิเล็กตรอน 2 ตัว กับโฮล 1 ตัว หรือ อิเล็กตรอน 1 ตัว กับโฮล 2 ตัว ในกรณีของอิเล็กตรอน 2 ตัว กับโฮล 1 ตัว จะเกิดจากการที่อิเล็กตรอนตัวหนึ่งในแถบนำเกิดการรวมตัวกับโฮลในแถบวาเลนซ์ แล้วคายพลังงานออกมาให้กับอิเล็กตรอนตัวที่สองที่อยู่ใกล้กันในแถบนำ โดยอิเล็กตรอนตัวที่สองนี้จะถูกกระตุ้นให้ไปอยู่ในสถานะที่สูงขึ้น และจะสูญเสียพลังงานในรูปโฟนอนกลับมาอยู่ในแถบนำดั้งเดิม และมีกระบวนการในทำนองเดียวกันในกรณีของหรือ อิเล็กตรอน 1 ตัว กับโฮล 2 ตัว โดยค่าชีวิตของโฮลในการรวมตัวแบบ Auger ที่สภาวะการฉีดพาหะในระดับต่ำ คือ

$$\tau_h^A = \frac{1}{C_n N_D^2} \quad (76)$$

โดยที่ C_n คือ ค่าคงที่ของอัตราการรวมตัวแบบ Auger ระหว่างแถบนำและแถบวาเลนซ์

การรวมตัวที่สำคัญอีกอีกชนิด คือ การรวมตัวที่เกิดจากระดับพลังงานระดับลึกในช่องว่างพลังงาน (Band Gap) โดยในแบบจำลองที่สมมติให้มีแถบพลังงานในระดับลึกในช่องว่างพลังงานเพียงแถบเดียวซึ่งเสนอโดยช็อคเลย์, รัค และฮอลล์ (SRH) จะได้ค่าอายุพาหะในกรณีของโฮลเป็นพาหะข้างน้อย คือ

$$\tau_h^T = \frac{1}{k_h^T N_T} \quad (77)$$

โดยที่ N_T ความหนาแน่นของแถบพลังงานในระดับลึกของช่องว่างพลังงาน และ k_h^T คือ ค่าคงที่ในการจับอิเล็กตรอน

ดังนั้นการรวมตัวของพาหะข้างน้อย (τ_h) ในสารกึ่งตัวนำชนิดอื่น คือ

$$\frac{1}{\tau_h} = \frac{1}{\tau_h^T} + \frac{1}{\tau_h^A} \quad (78)$$

เนื่องจากการรวมตัวแบบ Auger แปรผกผันกับความหนาแน่นของการโด๊ป ดังนั้นในชั้นอิมิตเตอร์ของเซลล์ซึ่งเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดอื่นที่มีการโด๊ปมาก จึงมีค่าอายุของพาหะข้างน้อย น้อยกว่าในชั้นฐานซึ่งเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดพีที่มีการโด๊ปน้อยกว่า และการที่ในชั้นอิมิตเตอร์มีการโด๊ปแบบไม่คงที่จึงทำให้ค่าอายุพาหะแปรผันตามตำแหน่งด้วย โดยกระแสอิมิตตัวในกรณีชั้นอิมิตเตอร์ที่มีค่าอายุพาหะแปรผันตามตำแหน่งสามารถพิสูจน์ในเชิงวิเคราะห์ได้แต่ไม่ได้แสดงไว้ในที่นี้

2.3.3 การรวมตัวที่ผิว (Surface Recombination)

จากการวิเคราะห์คุณสมบัติของไดโอดในหัวข้อ 2.2.5 ที่ผ่านมาได้สมมติให้ไม่มีการสูญเสียจากการรวมตัวของพาหะที่ผิวของสารกึ่งตัวนำ โดยหากมีการพิจารณาการสูญเสียดังกล่าวด้วย จะทำให้เงื่อนไขค่าขอบที่ผิวของสารกึ่งตัวนำชนิดพี คือ

$$D_e \frac{dn}{dx} \Big|_{x=-H_p} = S_e (n - n_0) \Big|_{x=-H_p} \quad (79)$$

เมื่อ S_e คือ ค่าความเร็วในการรวมตัวที่ผิวของอิเล็กตรอน และเงื่อนไขค่าขอบที่ผิวของสารกึ่งตัวนำชนิดอื่นก็มีลักษณะคล้ายกัน และหากทำการตามกระบวนการในหัวข้อ 2.2.5 โดยใช้เงื่อนไขค่าขอบใหม่นี้จะได้

$$J_0 = \left(\frac{qD_e n_{p,0}}{L_e} \Xi_p + \frac{qD_h p_{n,0}}{L_h} \Xi_n \right) \quad (80)$$

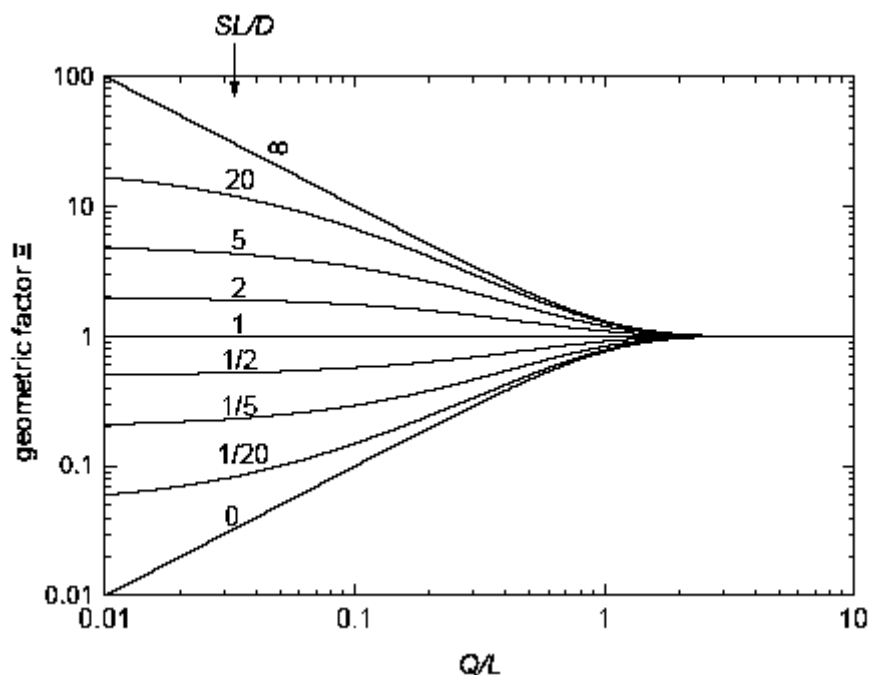
โดยที่ Ξ_n คือ ปัจจัยที่ขึ้นกับรูปร่างของเซลล์

$$\Xi_n = \frac{\sinh\left(\frac{Q_n}{L_n}\right) + \frac{S_h L_h}{D_h} \cosh\left(\frac{Q_n}{L_n}\right)}{\cosh\left(\frac{Q_n}{L_n}\right) + \frac{S_h L_h}{D_h} \sinh\left(\frac{Q_n}{L_n}\right)} \quad (81)$$

เมื่อ $Q_n = H_n - W_n$ คือ ความหนาของสารกึ่งตัวนำเอ็็น, S_h คือ ค่าความเร็วในการรวมตัวที่ผิวของโฮลในสารกึ่งตัวนำเอ็็น, L_n คือ ค่าความยาวการแพร่ของโฮล และ D_h คือ ค่าคงที่ในการแพร่ของโฮล

ค่า Ξ_p ก็มีลักษณะคล้ายกับ Ξ_n โดยผลของการรวมตัวที่ผิวที่มีผลต่อกระแสอิมิตัวสามารถพิจารณาได้โดยการคำนวณค่าปัจจัยที่ขึ้นกับรูปร่างของเซลล์ที่เป็นฟังก์ชันของ Q/L ที่ค่า SL/D ต่างๆ ซึ่งผลการคำนวณแสดงดังภาพประกอบ 2.5 ซึ่งจะพบว่ากรณีที่ $\frac{L}{Q} < 1$ ค่าการรวมตัวที่ผิวจะไม่มีผลต่อกระแสอิมิตัว

เนื่องจากโครงสร้างของเซลล์แสงอาทิตย์จะมีชั้นอิมิตเตอร์ซึ่งทำจากสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็็นที่บางมากเมื่อเทียบกับระยะของการแพร่ ดังนั้นจึงทำให้ความเร็วในการรวมตัวที่ผิวของโฮลมีค่ามากซึ่งทำให้กระแสอิมิตัวมีค่ามาก เมื่อพิจารณาสมการ (75) พบว่าจะทำให้ค่าศักย์ไฟฟ้าเปิดวงจรลดลงเป็นผลให้ประสิทธิภาพของเซลล์ลดลงไปด้วย แต่หากมีการทำผิวของสารกึ่งตัวนำที่ดี (Passivated Surface) จะสามารถลดการรวมตัวของพาหะที่ผิวได้



ภาพประกอบ 2.5 แสดงค่าปัจจัยที่ขึ้นกับรูปร่างของเซลล์ (Ξ) ที่เป็นฟังก์ชันของอัตราส่วน

ระหว่างความกว้างของชั้นสารกึ่งตัวนำ (Q) กับความยาวของการแพร่ของพาหะข้างน้อยในสารกึ่งตัวนำนั้น (L) ที่ค่า SL/D ต่างๆ

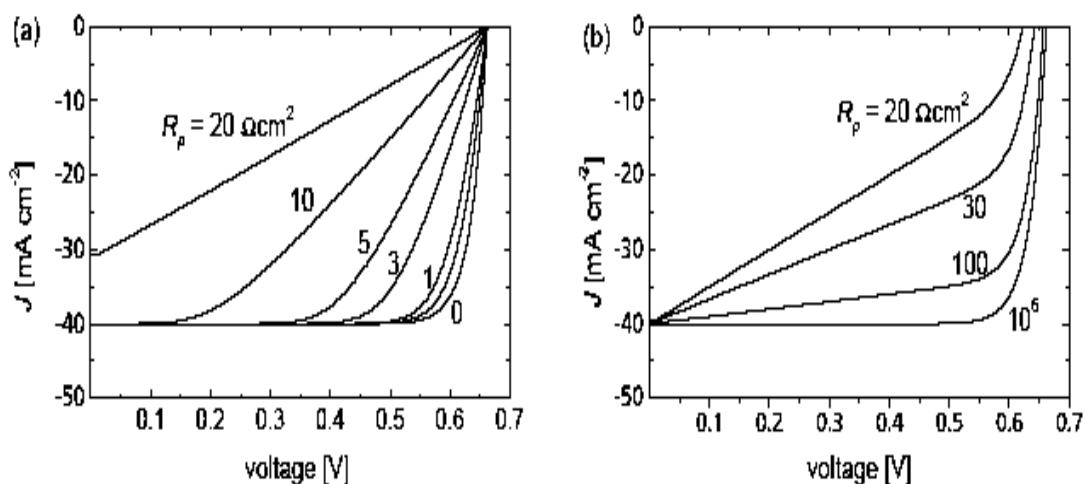
ที่มา : Goetzberger, *et al.*, 1998

2.3.4 ความต้านทานอนุกรมและความต้านทานขนาน (Series and Shunt Resistance)

ในความเป็นจริงเซลล์แสงอาทิตย์จะมีค่าความต้านทานอนุกรม (Series Resistance, R_s) ซึ่งเกิดขึ้นจากความต้านทานของขั้วโลหะ, ความต้านทานของผิวสัมผัสระหว่างสารกึ่งตัวนำและโลหะและความต้านทานของสารกึ่งตัวนำชั้นฐาน นอกจากนี้ยังมีความต้านทานขนาน (Shunt Resistance, R_p) ซึ่งเกิดจากความไม่สมบูรณ์ของผลึกบริเวณผิวและการรวมตัวของพาหะที่ขอบเซลล์ หากพิจารณาการสูญเสียจากความต้านทานอนุกรมและความต้านทานขนาน สามารถเขียนสมการ (71) ใหม่ได้เป็น

$$J(V) = J_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - J(V)R_s)}{kT} \right) - 1 \right] + \frac{V - J(V)R_s}{R_p} - J^{Light} \quad (82)$$

อิทธิพลของความต้านทานอนุกรมและความต้านทานขนานกับการทำงานของเซลล์แสดงดังภาพประกอบ 2.6 จากกราฟพบว่าเซลล์ที่มีค่าฟิลล์เฟกเตอร์มาก จะต้องมีค่าความต้านอนุกรมน้อยและมีค่าความต้านทานขนานมาก



ภาพประกอบ 2.6 แสดงอิทธิพลของความต้านทานอนุกรม (R_s) และความต้านทานขนาน (R_p)

ต่อกราฟลักษณะเฉพาะของสัคย์และกระแสของเซลล์แสงอาทิตย์ในขณะรับแสง (a) เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงค่าความต้านทานอนุกรม (b) เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงค่าความต้านทานขนาน

ที่มา : Goetzberger, *et al.*, 1998

2.3.5 องค์ประกอบของกระแสที่ไม่น่าเป็นอุดมคติ

ในกรณีของไดโอดในอุดมคติที่กล่าวมาไม่ได้มีการพิจารณาการรวมตัวของพาหะในเขตปลอดพาหะแต่ในเซลล์แสงอาทิตย์ในความเป็นจริงแล้วการรวมตัวในเขตปลอดพาหะเป็นกลไกการสูญเสียที่สำคัญอย่างหนึ่ง ในการวิเคราะห์กระแสการรวมตัวในเขตปลอดพาหะ (Sah, *et al.*, 1985) โดยมีสมมติฐานว่ามีระดับพลังงานของการรวมตัวอยู่ตรงประมาณกึ่งกลางของแถบต้องห้าม (Forbidden Gap) และมีการกระจายตัวอย่างคงที่ตลอดเขตปลอดพาหะ และสมมติว่าตลอดรอยต่อพีเอ็นมีระดับการโด๊ป, ค่าอายุพาหะ และค่าสภาพคล่องของพาหะ (Mobility) คงที่ จะได้กระแสการรวมตัวของพาหะในเขตปลอดพาหะ (J_{DR}) คือ

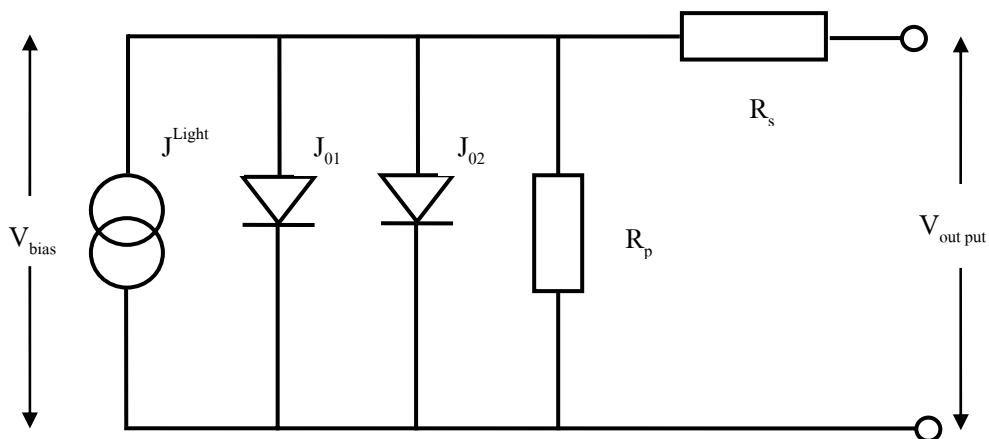
$$J_{DR} = J_{02} \exp\left[\frac{qV_{bias}}{2kT}\right] \tag{83}$$

$$J_{02} = \frac{kT\pi n_0}{\tau_0 E_{max}} \tag{84}$$

โดยที่ E_{max} คือ สนามไฟฟ้าที่รอยต่อพีเอ็น และเมื่อรวมกระแสการรวมตัวของพาหะในเขตปลอดพาหะกับสมการ (82) จะได้แบบจำลองไดโอดสองตัว (Two-Diode Model) ดังนี้

$$J(V) = J_{01} \left[\exp\left(\frac{q(V - J(V)R_s)}{kT}\right) - 1 \right] + J_{02} \left[\exp\left(\frac{q(V - J(V)R_s)}{2kT}\right) - 1 \right] + \frac{V - J(V)R_s}{R_p} - J^{Light} \tag{85}$$

แบบจำลองไดโอดสองตัวสามารถแสดงเป็นวงจรเทียบเท่าของเซลล์แสงอาทิตย์ได้แสดงดังภาพประกอบ 2.7 ซึ่งประกอบด้วยไดโอดสองตัว, แหล่งกำเนิดกระแสจากแสง และความต้านทานขนานกับความต้านทานอนุกรม



ภาพประกอบ 2.7 วงจรเทียบเท่าตามแบบจำลองไดโอดสองตัว (Two Diode Model) เซลล์

แสงอาทิตย์

ที่มา : Goetzberger, *et al.*, 1998

2.4 แบบจำลองของการรวบรวมพาหะของขั้วด้านที่รับแสงของเซลล์แสงอาทิตย์

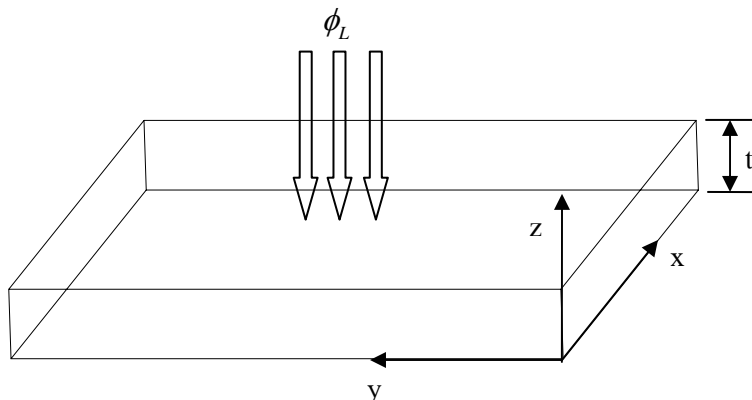
แบบจำลองของการรวบรวมพาหะของขั้วด้านที่รับแสงของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดรอยต่อสารกึ่งตัวนำ (Burgers, *et al.*, 1993) ได้จำลองการสูญเสียกำลังไฟฟ้าจากปัจจัยต่างๆ ที่เกิดจากขั้วโลหะด้านที่รับแสงของเซลล์ โดยจะพิจารณาการกระจายของศักย์ไฟฟ้า ณ ตำแหน่งต่างๆ บนชั้นอิมิตเตอร์ของเซลล์แสงอาทิตย์ตามสมมติฐานดังต่อไปนี้

1. กระแสที่เกิดขึ้นตลอดพื้นที่อิมิตเตอร์ของเซลล์เป็นไปตามแบบจำลองไดโอดสองตัว ณ จุดย่อย (Local Two Diode Model) ของเซลล์แสงอาทิตย์ คือ

$$J_e(V_e) = J_{01} \left(\exp\left(\frac{V_e}{n_1 V_b}\right) - 1 \right) + J_{02} \left(\exp\left(\frac{V_e}{n_2 V_b}\right) - 1 \right) + \frac{V_e}{R_p} - J_{Light} \quad (86)$$

โดยที่ J_{Light} , J_e , J_{01} , J_{02} , V_e , V_b , n_1 , n_2 และ R_p คือ กระแสที่เกิดจากแสง, กระแสที่เกิดขึ้นจากเซลล์, กระแสอิมิตต์บริเวณนอกเขตปลอดพาหะ, กระแสอิมิตต์ในบริเวณเขตปลอดพาหะ, ศักย์ไฟฟ้าของชั้นอิมิตเตอร์, ค่าตัวประกอบของไดโอดบริเวณนอกเขตปลอดพาหะ, ค่าตัวประกอบของไดโอดในบริเวณเขตปลอดพาหะ, ศักย์ความร้อน และค่าสภาพต้านทานขนานตามลำดับ

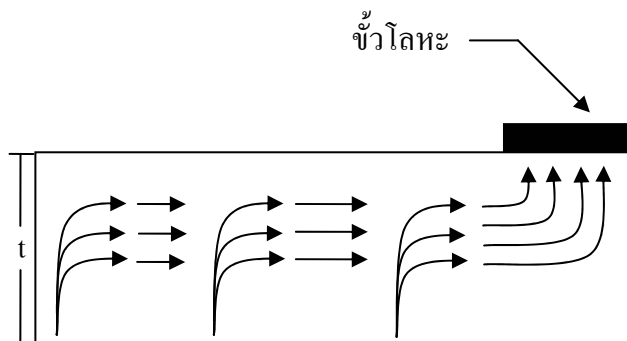
เนื่องจากพื้นที่ของรอยต่อพีเอ็นหรือชั้นอิมิตเตอร์ที่อยู่ห่างจากขั้วโลหะจะมีศักย์ไฟฟ้ามากกว่าบริเวณใกล้ๆ ขั้วโลหะ (Wyeth, 1977) ซึ่งตามแบบจำลองไดโอดสองตัวในสมการ (86) จะได้ว่ากระแสที่เกิดขึ้นในบริเวณที่อยู่ห่างจากขั้วโลหะจะน้อยกว่ากระแสที่เกิดขึ้นในบริเวณใกล้ขั้วโลหะ และในบริเวณพื้นที่ที่เป็นขั้วโลหะจะมีเฉพาะกระแสมีดคือสองพจน์แรกทางด้านขวาของสมการ (86) เท่านั้น โดยที่กระแสมีดจะมีทิศทางตรงกันข้ามกับกระแสที่เกิดจากแสง (J_{Light}) ซึ่งทั้งกรณีการเพิ่มขึ้นของศักย์ไฟฟ้าในบริเวณรอยต่อพีเอ็นที่ห่างจากขั้วโลหะและกระแสมีดบริเวณใต้ขั้วโลหะจะส่งผลให้ประสิทธิภาพของเซลล์ลดลง แต่ในแบบจำลองนี้จะไม่พิจารณากระแสมีด



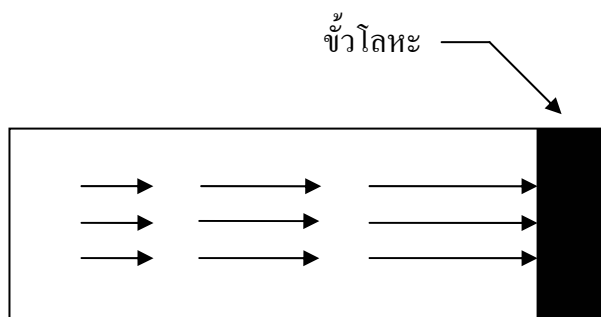
ภาพประกอบ 2.8 แสดงภาพจำลองของชั้นอิมิตเตอร์ที่มีความหนา t และมีฟลักซ์ของแสงตก

กระทบอย่างสม่ำเสมอ (ϕ_L) บนระนาบ XY

2. ชั้นอิมิตเตอร์ของเซลล์มีลักษณะที่สม่ำเสมอและมีความหนาคงที่ (t) และฟลักซ์ของแสงที่ตกกระทบชั้นอิมิตเตอร์ของเซลล์มีลักษณะสม่ำเสมอ (ϕ_L) ดังภาพประกอบ 2.8 โดยสมมติว่าความหนาของชั้นอิมิตเตอร์น้อยกว่าระยะที่กระแสเดินทางในแนวราบของชั้นอิมิตเตอร์มาก ซึ่งโดยปกติแล้วการไหลของกระแสในชั้นอิมิตเตอร์มีลักษณะดังภาพประกอบ 2.9 (a) แต่จากสมมติฐานที่ว่าชั้นอิมิตเตอร์มีความหนาน้อยมาก จึงถือว่าการสูญเสียกำลังไฟฟ้าในแนว Z ของชั้นอิมิตเตอร์มีค่าน้อยมากจนไม่จำเป็นต้องพิจารณา ซึ่งจะรวมไปถึงการสูญเสียในขณะที่กระแสไหลผ่านชั้นฐานของเซลล์และการสูญเสียจากความต้านทานของผิวสัมผัสระหว่างขั้วโลหะกับชั้นอิมิตเตอร์ด้วย จึงทำให้สามารถพิจารณาการไหลของกระแสในชั้นอิมิตเตอร์ในลักษณะ 2 มิติ ในระนาบ XY เท่านั้น ดังภาพประกอบ 2.9 (b)



(a) การไหลของกระแสในชั้นอิมีเตอร์ในลักษณะปกติ



(b) การไหลของกระแสในชั้นอิมีเตอร์เมื่อสมมติให้ความหนาของชั้นอิมีเตอร์น้อยกว่าระยะที่กระแสเดินทางในแนวราบของชั้นอิมีเตอร์มาก

ภาพประกอบ 2.9 แสดงการไหลของกระแสในชั้นอิมีเตอร์ในลักษณะปกติและการไหลของ

กระแสในชั้นอิมีเตอร์เมื่อสมมติให้ความหนาของชั้นอิมีเตอร์น้อยกว่าระยะที่กระแสเดินทางในแนวราบของชั้นอิมีเตอร์มาก

ที่มา : Wyeth, 1977

3. สมมติว่าค่าความต้านทานของขี้โลหะและความต้านทานของผิวสัมผัสระหว่างขี้โลหะกับชั้นอิมีเตอร์ มีค่าน้อยกว่าความต้านทานในแนวราบของชั้นอิมีเตอร์มาก เพื่อลดความซับซ้อนในการคำนวณ จึงประมาณว่าศักย์ไฟฟ้าที่ขี้โลหะ (V_m) มีค่าเท่ากับศักย์ไฟฟ้าที่ต่อกับวงจรภายนอกซึ่งจะสัมพันธ์กับโหนดที่ต่ออยู่กับเซลล์ (V_{Load})

$$V_{Load} = V_m \quad (87)$$

4. กระแสที่ไหลในระนาบ XY ของชั้นอิมิตเตอร์เป็นไปกฎของโอห์มซึ่งหมายความว่ากระแสในแนวราบของชั้นอิมิตเตอร์ (\vec{J}) จะเกิดจากสนามไฟฟ้า (\vec{E}) เท่านั้น โดยจะไม่พิจารณากระแสที่เกิดจากการแพร่ ดังสมการ

$$\vec{J} = \rho_e \vec{E} \quad (88)$$

โดยที่ ρ_e คือ สภาพต้านทานของชั้นอิมิตเตอร์ จากสมมติฐานข้างต้นและเนื่องจากไม่มีประจุสุทธิในชั้นอิมิตเตอร์ ดังนั้น ศักย์ไฟฟ้าที่กระจายบนชั้นอิมิตเตอร์ ($V_e(x, y, z)$) จึงอยู่ในรูปของสมการลาปลาซ คือ

$$\nabla^2 V_e(x, y, z) = 0 \quad (89)$$

จากความสัมพันธ์ระหว่างศักย์และสนามไฟฟ้า

$$\vec{E}(x, y, z) = -\vec{\nabla} V_e \quad (90)$$

จะได้ว่า

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(x, y, z) = 0 \quad (91)$$

และจากสมการ (88) และ (91) จะได้

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}(x, y, z) = \frac{dJ_x}{dx} + \frac{dJ_y}{dy} + \frac{dJ_z}{dz} = 0 \quad (92)$$

จากสมมติฐานข้อ 2 ที่ประมาณว่ากระแสไหลในระนาบ XY เท่านั้น กระแสในแนวแกน z จึงพิจารณาเป็นค่าเฉลี่ย หากสมมติว่าไม่มีกระแสไหลออกทางผิวหน้าของชั้นอิมิตเตอร์ ($J_z(z=t) = 0$) และกระแสที่ไหลเข้ามาในชั้นอิมิตเตอร์ที่ตำแหน่ง $z=0$ คือ กระแสจากแบบจำลองไดโอดสองตัวของเซลล์แสงอาทิตย์ในสมการ (86) ดังนั้นค่าเฉลี่ยของกระแสในแนวแกน z คือ

$$\left\langle \frac{\partial J_z}{\partial z} \right\rangle_z = \frac{J_z(t) - J_z(0)}{t} = \frac{-J_e(V_e)}{t} \quad (93)$$

ดังนั้นสมการที่ (92) จึงเขียนใหม่ได้เป็น

$$\frac{dJ_x}{dx} + \frac{dJ_y}{dy} = \frac{J_e(V_e)}{t} \quad (94)$$

จากสมการ (88) และ (90) เมื่อพิจารณาเฉพาะระนาบ XY และแทนลงในสมการ (94) จะได้สมการความสัมพันธ์ระหว่างศักย์ไฟฟ้า, กระแสบนระนาบ XY และสภาพต้านทานของชั้นอิมิตเตอร์ ซึ่งเป็นสมการรูปแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ของชั้นอิมิตเตอร์ที่อยู่ในรูปของสมการปัวซอง คือ

$$\nabla^2 V_e(x, y) = -\rho_{e,\square} J_e(V_e) \quad (95)$$

เมื่อ $\rho_{e,\square} = \frac{\rho}{t}$ คือ ค่าสภาพต้านทานแผ่นของชั้นอิมิตเตอร์