



## รอยต่อพี-เอ็น โสโมเจ็คซ์

อุปกรณ์กึ่งตัวนำหลายชนิด เช่น ไดโอด ทรานซิสเตอร์ เซลล์แสงอาทิตย์ ไดโอดเปล่งแสง ( light emission diode , LED ) เป็นต้น ทฤษฎีพื้นฐานทางฟิสิกส์ที่ใช้อธิบายพฤติกรรมของสิ่งประดิษฐ์กึ่งตัวนำเหล่านี้ ได้แก่ ทฤษฎีของรอยต่อพี-เอ็น ซึ่ง Shockley ได้เสนอขึ้นเป็นคนแรก และมีการพัฒนาต่อมาโดย Shih , Nayce , Shockley และ Moll [ 39 ]

ในบทนี้จะ ได้กล่าวถึงสมบัติทั่วไปของรอยต่อพี-เอ็น ได้แก่ ขบวนการแพร่กระจายพาหะ ( carrier diffusion process ) สมการความต่อเนื่องของพาหะ ( continuity equation ) รอยต่อพี-เอ็น โสโมเจ็คซ์ รวมทั้งความกว้างของบริเวณดีพลีชัน ( depletion layer width ) ค่าความจุของชั้นดีพลีชัน ( depletion layer capacitance ) และลักษณะสัณฐาน-ศักย์ไฟฟ้า

### 5.1 ชนิดของรอยต่อพี-เอ็น

เมื่อเรานำสารกึ่งตัวนำที่ผ่านการโด๊ปเป็นชนิดพีและชนิดเอ็นมา เชื่อมต่อกันเป็นรอยต่อเรียกรอยต่อแบบนี้เรียกว่า รอยต่อพี-เอ็น ซึ่งมีอยู่ 2 ชนิด คือ

5.1.1 รอยต่อพี-เอ็น โสโมเจ็คซ์ เป็นรอยต่อที่เกิดจากสารชนิดเดียวกันแต่มีการโด๊ปต่างกัน รอยต่อชนิดนี้จะมีช่องว่างแถบพลังงานและค่าคงที่ไดรอปติกเท่ากัน

5.1.2 รอยต่อพี-เอ็น เฮเทอโรเจ็คซ์ เป็นรอยต่อที่เกิดจากการนำสารกึ่งตัวนำต่างชนิดกัน มีช่องว่างแถบพลังงานต่างกัน ค่าคงที่ไดรอปติกต่างกัน รอยต่อแบบนี้ไม่สามารถทำได้กับสารกึ่งตัวนำทุกชนิด จะทำได้เฉพาะสารกึ่งตัวนำที่มีค่าไดรอปติกไม่ต่างกันมากนัก ตัวอย่างของรอยต่อแบบนี้คือ  $CdS/p-CuInSe_2$  ,  $CdS/Cu_2 S$  เป็นต้น

### 5.2 วิธีการทำรอยต่อพี-เอ็น [ 39 ]

จะกล่าวถึงวิธีการทำรอยต่อพีเอ็นโดยใช้ Si ชนิดเอ็นเป็นแผ่นรองรับซึ่งวิธีการดังกล่าวนี้สามารถไปประยุกต์ทำรอยต่อกับสารอื่นได้

5.2.1 วิธีทำอัลลอยด์ ( Alloy method ) ทำโดยนำชั้นของ Al ไปปะบนแผ่นรองรับแล้วนำไปเผาที่อุณหภูมิสูงกว่าจุดหลอมเหลวของ Al เล็กน้อย จะมีการหลอมรวมกันของ Al-Si แล้วจุดอุณหภูมิลงจนกลายเป็นของแข็งอะตอมของ Al จะเป็นสิ่งเจือปนชนิดผู้รับ บริเวณนี้จะทำให้ชนิดการนำไฟฟ้าเป็นชนิดพื้นแผ่นรองรับชนิดเอ็น

5.2.2 การสร้างชั้นอิพิแทกเซียล ( epitaxial growth ) ถ้าเป็นแบบโฮโมจีจัสชันทำได้โดยนำสารกึ่งตัวนำที่เป็นชนิดพีไปแพร่ ( diffuse ) ลงในแผ่นรองรับที่เป็นชนิดเอ็น แต่ถ้าเป็นเฮเทอโรจีจัสชันรอยต่อนี้ทำจากสภาวะเหลว ( liquid-phase ) หรือสภาวะไอ ( vapor-phase )

5.2.3 ยิงด้วยอะตอมหรือไอออน ( ion implantation ) โดยใช้เครื่องเร่งอนุภาคพลังงานสูงยิงอะตอมหรือไอออนของธาตุในกลุ่ม III เข้าไป แล้วแอนนัลที่อุณหภูมิประมาณ  $700^{\circ}\text{C}$  เพื่อลดความเสียหายของโครงผลึก ( lattice damage )

ในที่นี้จะกล่าวถึงทฤษฎีที่ใช้อธิบายรอยต่อพี-เอ็น โฮโมจีจัสชันเท่านั้น

### 5.3 การแพร่กระจายของพาหะอิสระ

ในสารกึ่งตัวนำที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกัน ( inhomogeneous ) ตลอดทั้งสาร ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ( n ) และความหนาแน่นของโฮล ( p ) จะเปลี่ยนไปกับตำแหน่งของสาร ดังนั้นทั้งอิเล็กตรอนและโฮลจึงเป็นฟังก์ชันของตำแหน่ง [ 11, 31, 34 ] ในสมมติฐานซึ่งความร้อนระดับพลังงานเฟอร์มีคงที่ตลอดทั่วทั้งสาร เนื่องจากความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮล เป็นฟังก์ชันของตำแหน่งก็จะมีกระแสที่เกิดจากการแพร่กระจายของทั้งอิเล็กตรอนและโฮล จำนวนอิเล็กตรอนที่ผ่านต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ในแกน x ต่อหนึ่งหน่วยเวลา จะแปรผันกับเกรเดียนต์ของความหนาแน่นดังนั้นความหนาแน่นกระแสที่ผ่านระนาบ yz โดยการแพร่กระจาย (  $J_{nd}$  ) จะเป็น [ 40, 41 ]

$$J_{nd} \propto (-q) \left( -\frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$J_{nd} = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (5.1)$$

โดยที่ n = จำนวนอิเล็กตรอน / ปริมาตร

$D_n$  = ค่าคงที่ของการแพร่กระจาย ( diffusion constant ) ของอิเล็กตรอน

สมการ (5.1) - แสดงว่ามีกระแสไฟฟ้าอยู่ในสารกึ่งตัวนำ ถึงแม้ว่าจะไม่มีการใส่สนามไฟฟ้า ( applied electric field ) เข้าไป ถ้ามีการใส่สนามไฟฟ้า  $\mathcal{E}$  เข้าไป และยังคงมีเกรเดียนต์ของความหนาแน่นอิเล็กตรอนอยู่กระแสสุทธิที่เกิดขึ้นได้จากการรวมกันของกระแสทั้งสอง ดังนั้นกระแสสุทธิของอิเล็กตรอนจะเป็น

$$J_n = q\mu_n \mathcal{E} + qD_n \nabla n \quad (5.2)$$

โดยที่  $\mu_n$  คือ สภาพเคลื่อนที่ได้ของอิเล็กตรอน

เทอมแรกของด้านขวามือในสมการที่ (5.2) เป็นความหนาแน่นกระแสเนื่องจากอิเล็กตรอนเคลื่อนที่ในอิทธิพลของสนามไฟฟ้าจากภายนอก เรียกว่า ความหนาแน่นกระแสลอยเลื่อน ( drift current density )

ในการทำงานเดียวกันสำหรับโฮล เราจะได้ความหนาแน่นกระแสโดยการแพร่กระจาย ( $J_{pD}$ ) และกระแสสุทธิของโฮลเป็น

$$J_{pD} = -qD_p \nabla p \quad (5.3)$$

$$J_p = q\mu_p \mathcal{E} - qD_p \nabla p \quad (5.4)$$

เมื่อ  $D_p$  = ค่าคงที่ของการแพร่กระจายของโฮล

$\mu_p$  = สภาพเคลื่อนที่ได้ของโฮล

สมการที่ (5.2) และ (5.4) เรียกว่า สมการความหนาแน่นกระแส ( Current-Density equation ) [39,40,42] ดังนั้นความหนาแน่นกระแสสุทธิในสารกึ่งตัวนำจะ ได้จากการนำเอาสมการที่ (5.2) บวกกับสมการที่ (5.4)

$$J = J_n + J_p = q(\mu_n + \mu_p)\mathcal{E} + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p) \quad (5.5)$$

สำหรับสารกึ่งตัวนำที่ไม่มีดีเจเนอเรซี ค่าคงที่ของการแพร่ของพาหะหาได้จากความสัมพันธ์ของ ไอส์ไตน์ ( Einstein relationship ) [39,40,41,42] คือ

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (5.6)$$

$$D_p = \frac{kT}{q} \mu_p$$

#### 5.4 สมการความต่อเนื่อง

จากหัวข้อ 4.1.2 กล่าวถึงสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็กซทรินส์ว่า ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะมีอิเล็กตรอนเป็นพาหะข้างมากและมีโฮลเป็นพาหะข้างน้อย ซึ่งกลับกันกับสารกึ่งตัวนำชนิดพี และ ผลคูณของความหนาแน่นของพาหะอิสระทั้งสองชนิดมีค่าคงที่ต่ออุณหภูมิโดยอุณหภูมิหนึ่ง ดังนั้นเมื่อมีอิทธิพลภายนอกเข้ามาจะทำให้ความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยเปลี่ยนแปลงไปตามสมการ [39,41]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p \quad (5.8)$$

โดยที่  $G_n$  คือ อัตราการเกิด ( generation rate ) ของอิเล็กตรอน  
 $G_p$  คือ อัตราการเกิดของโฮล  
 $U_n$  คือ อัตราการรวมตัว ( recombination rate ) ของอิเล็กตรอน  
 $U_p$  คือ อัตราการรวมตัวของโฮล

สมการที่ (5.7) และ (5.8) นี้เราเรียกว่า สมการความต่อเนื่อง การเกิดของอิเล็กตรอนและโฮลนี้อาจมาจากสนามภายนอกหรือจากพลังงานความร้อนก็ได้

##### 5.4.1 ขบวนการรวมตัว ( recombination process )

เมื่ออิเล็กตรอนและโฮลถูกทำให้เกิดโดยพลังงานความร้อนหรือจากอิทธิพลของสนามภายนอกสารกึ่งตัวนำ อาจจะมีการรวมตัวกัน ซึ่งอาจจะเกิดขึ้นโดยตรงเมื่ออิเล็กตรอนจากแถบนำตกลงมาในแถบวาเลนซ์แล้วรวมตัวกับโฮลพร้อมทั้งปลดปล่อยโฟตอนออกมา หรือ อาจเกิดขึ้นในทางอ้อมโดยผลจากสิ่งเจือปนและความไม่สมบูรณ์ในแลตทิซซึ่งจะทำให้เกิดสถานะพลังงานขึ้นในช่องว่างแถบพลังงาน สถานะพลังงานเหล่านี้กระทำตัวเป็น เซนเตอร์ของการรวมตัว ( recombination center ) ระดับพลังงานเซนเตอร์นี้อาจมีระดับพลังงานเดี่ยว ( single - level ) หรือหลายระดับพลังงาน ( multiple - level ) ก็ได้ ในระดับพลังงานของเซนเตอร์ที่เป็นระดับพลังงานเดี่ยว การรวมตัวของพาหะอธิบายได้ 4 ขบวนการ คือ การจับอิเล็กตรอน ( electron capture ) การปลดปล่อยอิเล็กตรอน ( electron emission ) การจับโฮล การปลดปล่อยโฮล ดังแสดงในรูปที่ 5.1 [39]

อัตราารรวมตัว กำหนดโดย [39]

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} (pn - n_i^2) N_t}{\sigma_n \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[ p + n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (5.9)$$

โดยที่  $\sigma_n$  = โอกาสการจับ ( capture cross-section ) อิเล็กตรอน  
 $\sigma_p$  = โอกาสการจับโฮล  
 $v_{th}$  = ความเร็วของพาหะเนื่องจากความร้อน (carrier thermal velocity)  
 $N_t$  = ความหนาแน่นของเซนเตอร์ ( trap density )  
 $E_t$  = ระดับพลังงานของเซนเตอร์ ( trap energy level )

ในสมมติฐานความร้อน  $pn = n_i^2$  และ  $U = 0$  โดยใช้เงื่อนไขง่าย ๆ ว่า  $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$  สมการ (5.9) จะลดลงเป็น

$$U = \sigma v_{th} N_t \frac{pn - n_i^2}{n + p + 2n_i \cosh\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right)} \quad (5.10)$$

สมการที่ (5.10) จะเห็นว่าอัตราารรวมตัวจะมากที่สุดเมื่อระดับพลังงานของเซนเตอร์ อยู่เกือบกึ่งกลางของว่างแถบพลังงาน นั่นคือ  $E_t \approx E_i$

เมื่อพาหะส่วนน้อยที่ฉีด ( inject ,  $\Delta p$  ) มีจำนวนน้อยกว่าจำนวนของพาหะ ส่วนใหญ่มาก หรือ ภายใต้เงื่อนไขการฉีดต่ำ ( low injection ) ขบวนการรวมตัวใน สารชนิดเอ็นจะเขียนได้เป็น [39,40]

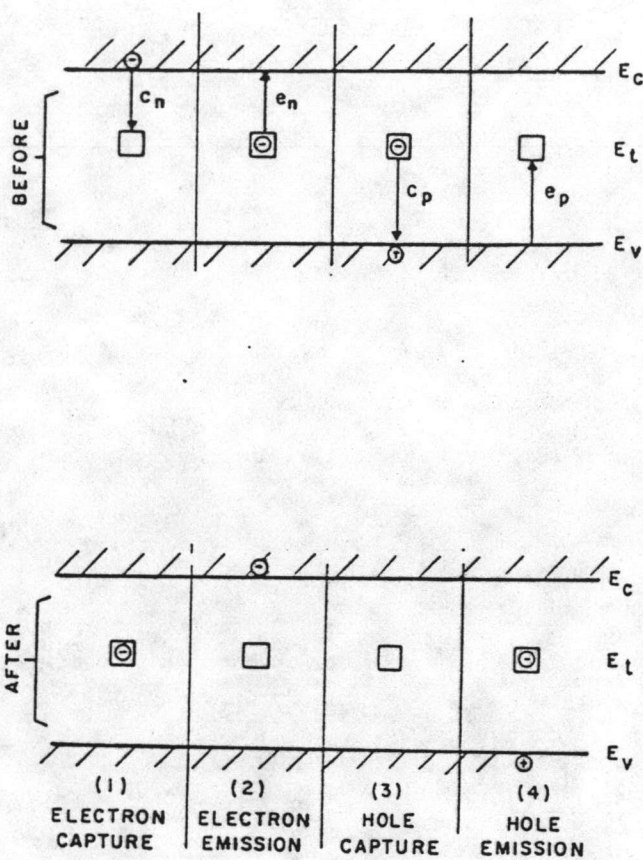
$$U = \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \quad (5.11)$$

โดยที่  $p_{no}$  = ความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยที่ภาวะสมดุล  
 $p_n = p_{no} + \Delta p$   
 $\tau_p$  = ช่วงชีวิตของพาหะข้างน้อย ( minority carrier lifetime )

$$\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}$$

ในทำนองเดียวกันสำหรับสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะ ได้

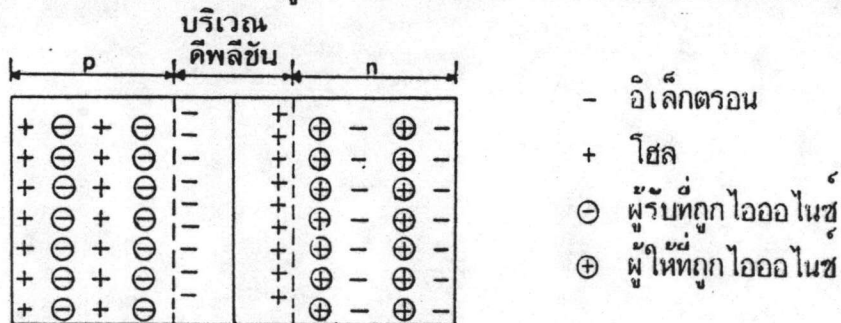
$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}$$



รูปที่ 5.1 แสดงขบวนการรวมตัว 4 ขบวนการ ของระดับพลังงานเซมิคอนดักเตอร์เดี่ยว  
 (ก) ก่อนมีการรวมตัว  
 (ข) หลังการรวมตัว

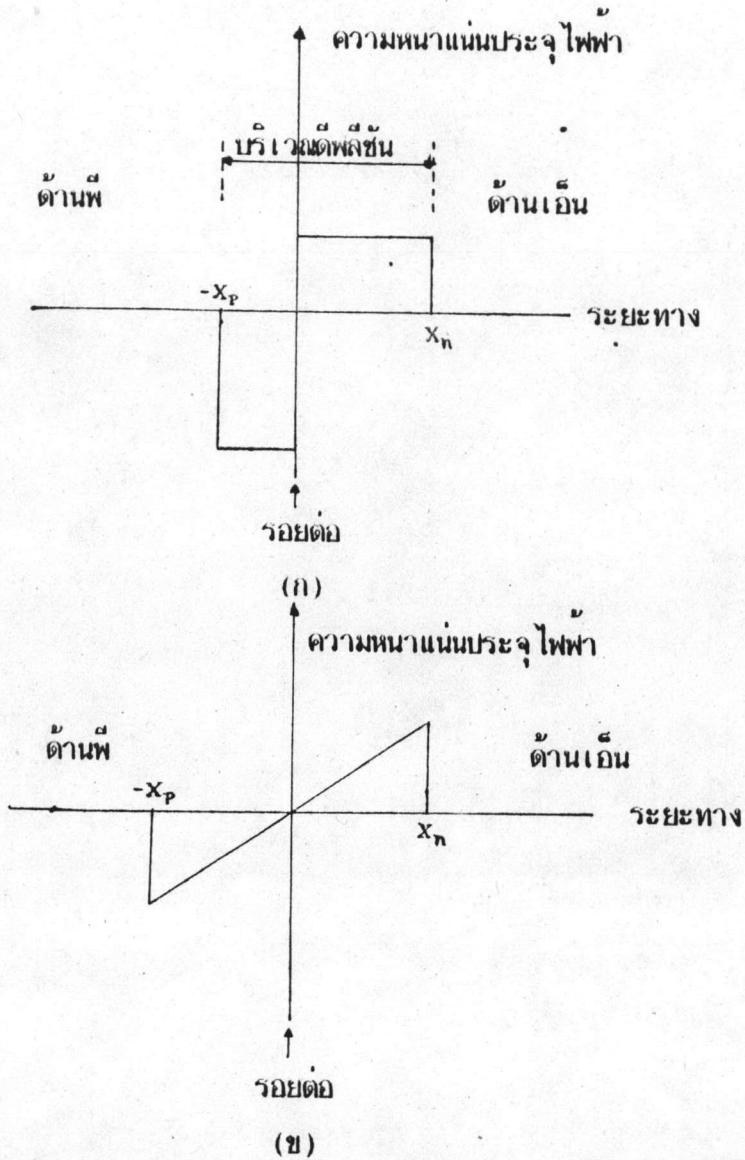
5.5 รอยต่อพี-เอ็น

เมื่อเรานำสารกึ่งตัวนำที่มีชนิดการนำไฟฟ้าต่างกันมา เชื่อมต่อกัน โดยด้านหนึ่ง เป็นชนิดที่ออกด้านหนึ่งเป็นชนิดเอ็น ในขณะที่สารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดนี้ยังไม่ได้นำมาต่อกันในสารกึ่งตัวนำชนิดพีจะมีความหนาแน่นของ โอลิอิสระ เท่ากับความหนาแน่นของอะตอมสิ่ง เจือปนชนิดผู้รับที่ถูก ไอออไนซ์ ส่วนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะมีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระ เท่ากับความหนาแน่นของอะตอมสิ่ง เจือปนชนิดผู้ให้ถูก ไอออไนซ์ซึ่งภายในสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดนี้ยังคง เป็นกลางทางไฟฟ้า เมื่อนำสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดมา เชื่อมต่อกัน โอลิซึ่งเป็นพาหะข้างมากบนด้านพีจะแพร่กระจาย ไปยังด้านเอ็นและอิเล็กตรอนซึ่งเป็นพาหะข้างมากบนด้านเอ็นจะแพร่ไปยังด้านพี ทำให้ความเป็นกลางทางไฟฟ้าของทั้งด้านพีและเอ็นใกล้รอยต่อเสียไป ด้านพีจะมีประจุลบมากกว่า ส่วนด้านเอ็นจะมีประจุบวกมากกว่าทำให้เกิดสนามไฟฟ้าขึ้นมีทิศจากด้านเอ็นไปยังด้านพี ศักย์ไฟฟ้าที่เกิดขึ้นบริเวณนี้เรียกว่า ศักย์จุด (built-in potential,  $V_{bi}$ ) ซึ่งจะผลักพาหะหม่มากทั้งสองชนิดไม่ให้เข้าใกล้รอยต่อ แต่สนามไฟฟ้านี้จะดึงพาหะส่วนน้อยของทั้งสองด้านให้ข้ามรอยต่อได้ ทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าขึ้น กระแสไฟฟ้าที่เกิดจากพาหะส่วนน้อยจะถูกยับยั้งด้วยพาหะหม่มากจำนวนหนึ่ง ทำให้เกิดสมดุลทางไฟฟ้ากระแสรวมเป็นศูนย์ บริเวณรอยต่อที่ไม่มีพาหะเคลื่อนที่เลยนี้เรียกว่าบริเวณดีพลีชัน (depletion region) บริเวณที่อยู่ไกลจากรอยต่อทางด้านพีความหนาแน่นของผู้รับที่ถูกไอออไนซ์เท่ากับความหนาแน่นของ โอลิทำให้เป็นกลางทางไฟฟ้าด้านพี ส่วนบริเวณที่อยู่ไกลจากรอยต่อทางด้านเอ็นความหนาแน่นของผู้ให้ถูก ไอออไนซ์เท่ากับความหนาแน่นของอิเล็กตรอนทำให้เป็นกลางทางไฟฟ้าด้านเอ็น รูปที่ 5.2 แสดงบริเวณทั้งสามของรอยต่อพี-เอ็น



รูปที่ 5.2 แสดงรอยต่อพี-เอ็น

รอยต่อพี-เอ็นมีการกระจายของประจุในบริเวณดีพลีชัน มีสองแบบคือ abrupt junction และ linearly graded junction ดังรูปที่ 5.3 [39]



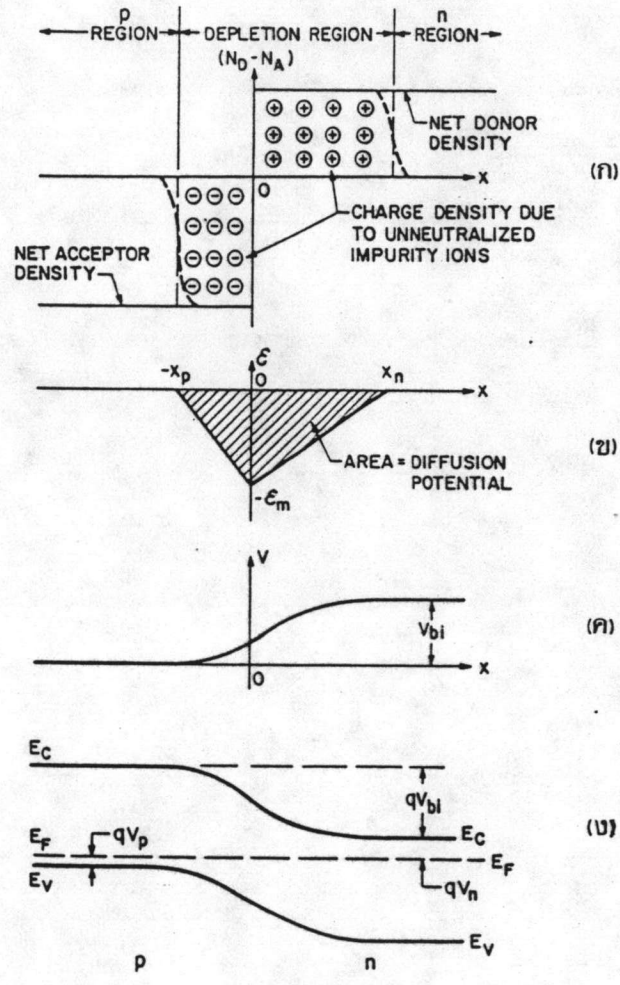
รูปที่ 5.3 (ก) abrupt junction มีการกระจายของรูรับที่ไอออนไนซ์ทางด้านพีและผู้ให้ไอออนไนซ์ทางด้านเอ็นสม่ำเสมอที่รอยต่อ  
 (ข) graded junction มีการกระจายของรูรับที่ไอออนไนซ์ทางด้านพีและผู้ให้ไอออนไนซ์ทางด้านเอ็นแบบเชิงเส้นกับระยะทางที่บริเวณรอยต่อ

5.6 ความกว้างของบริเวณดีพลีชัน

ในการหาความกว้างของบริเวณดีพลีชัน เราคิดการกระจายของประจุบริเวณนี้เป็นแบบ abrupt junction นั่นคือ ความหนาแน่นของสิ่งเจือปนเปลี่ยนจากสิ่งเจือปนผู้รับ ( $N_A$ )



ไบเป็นสึ่งเจือปนผู้ให้ ( $N_D$ ) ทัณฑ์ทัณฑ์ได้ ดั้งนั้นการกระจายของประจุบริเวณพีเอ็นจังก์ชัน ศักย์จุด สนามไฟฟ้า แสดงในรูปที่ 5.4



รูปที่ 5.4 (ก) แสดงการกระจายของ space-charge ในสมดุลความร้อน เส้นประแสดงหางของการกระจายของพาหะข้างมาก  
 (ข) แสดงการกระจายของสนามไฟฟ้า  
 (ค) แสดงการแปรผันของศักย์ไฟฟ้ากับระยะทาง  
 (ง) แสดง ไดอะแกรมของแถบพลังงาน

จากสมการของปัวซอง ( Poisson 's equation ) ใน 1 มิติ เราจะได้

$$-\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (5.12)$$

เมื่อ  $\epsilon_s$  คือ สภาพยอม ( permittivity ) ของสารกึ่งตัวนำ  
พิจารณาที่สมดุลเชิงความร้อนจะได้

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = 0 \quad x_n < x \quad (5.13)$$

$$= -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad 0 \leq x < x_n \quad (5.14)$$

$$= \frac{q}{\epsilon_s} N_A \quad -x_p \leq x < 0 \quad (5.15)$$

$$= 0 \quad x < -x_p \quad (5.16)$$

อินทิเกรตสมการ (5.14) เราจะได้

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s} x + C \quad (5.17)$$

เมื่อ  $C$  คือค่าคงที่ของการอินทิเกรต จากรูปที่ 5.4 ที่ระยะ  $x=x_n$  ;  $\mathcal{E}(x)=0$  จะได้

$$C = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} x_n \quad (5.18)$$

ในทำนองเดียวกันอินทิเกรตสมการที่ (5.15) จะได้

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A}{\epsilon_s} x + C' \quad (5.19)$$

ที่ระยะ  $x=-x_p$  ;  $\mathcal{E}(x)=0$  ดังนั้นจะได้

$$C' = -\frac{qN_A}{\epsilon_s} x_p \quad (5.20)$$

ที่ระยะ  $x=0$  ;  $\mathcal{E}(x)=-\mathcal{E}_m$  จากสมการที่ (5.17) และ (5.19) จะได้

$$C = C'$$

จะได้ว่า

$$N_D x_n = N_A x_p \quad (5.21)$$

สมการที่ (5.21) แสดงว่าประจุบวกต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ในด้านที่จอตงเท่ากับประจุลบต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ในด้านอื่น สมการที่ (5.17) และ (5.19) จะกลายเป็น

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_s}(x - x_n) \quad 0 \leq x < x_n \quad (5.22)$$

และ

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A(x + x_p)}{\epsilon_s} \quad -x_p \leq x < 0 \quad (5.23)$$

อินทิเกรตสมการที่ (5.22) จะได้

$$\int \partial V = - \int \mathcal{E} \partial x$$

$$V(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} \left[ \frac{x^2}{2} - xx_n \right] + C_n \quad 0 \leq x < x_n \quad (5.24)$$

ในทำนองเดียวกันอินทิเกรตสมการที่ (5.23) จะได้

$$V(x) = \frac{qN_A}{\epsilon_s} \left[ \frac{x^2}{2} + xx_p \right] + C_p \quad -x_p \leq x < 0 \quad (5.25)$$

ที่ระยะ  $x = -x_p$ ;  $V(x) = 0$  จะได้  $C_p$  เป็น

$$C_p = \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon_s}$$

จากความต่อเนื่องของศักย์ไฟฟ้าที่รอยต่อ จะได้  $C_p = C_n$  สมการที่ (5.24) จะเป็น

$$V(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_s} \left[ \frac{x^2}{2} - xx_n \right] + \frac{qN_A x_p^2}{2\epsilon_s} \quad 0 \leq x < x_n \quad (5.26)$$

ที่ระยะ  $x = x_n$ ;  $V(x) = V_{bi}$  สมการที่ (5.26) จะกลายเป็น

$$V_{bi} = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} x_n^2 + \frac{qN_A}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (5.27)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (5.21) และ (5.27) เราจะได้ [ 39,42 ]

$$V_{bi} = \frac{q}{2\epsilon_s} \left( \frac{N_D N_A}{N_A + N_D} \right) (x_p + x_n)^2$$

$$x_p + x_n = W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) V_{bi}} \quad (5.28)$$

เมื่อ  $W$  คือความกว้างของบริเวณดีพลีชัน

สมการที่ (5.28) เป็นความกว้างของบริเวณดีพลีชันทั้ง 2 ด้านของ abrupt junction ถ้าคิดว่ารอยต่อนี้เป็น abrupt junction เพียงด้านเดียว สมการที่ (5.28) จะลดลงเป็น

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_D}} \quad (5.29)$$

โดยที่  $N_B = N_D$  ;  $N_A \gg N_D$   
 $= N_A$  ;  $N_A \ll N_D$   
 ดังนั้นจะได้

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_D}} \approx x_n \quad N_A \gg N_D$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_A}} \approx x_p \quad N_A \ll N_D$$

(5.30)

สมการที่ (5.30) แสดงว่าความกว้างของบริเวณดีพลีชันจะขยายออกในด้านที่ความหนาแน่นของสารเจือปนน้อยกว่า

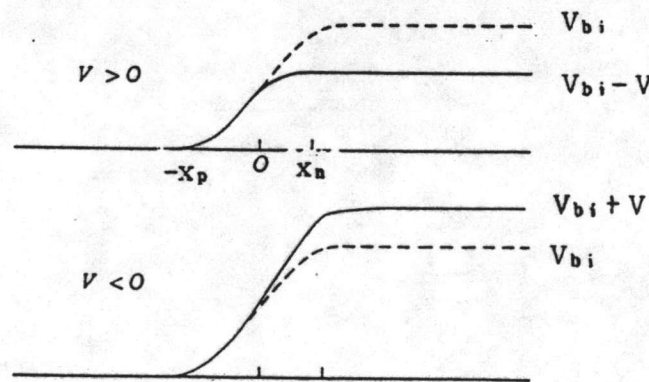
เมื่อมีการป้อนศักย์ไฟฟ้า ( applied voltage ,V ) เข้าไปบริเวณรอยต่อจะทำให้ศักย์ไฟฟ้าเปลี่ยนแปลง ไปนั่นคือถ้ามีการไบอัสตรงศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อจะลดลง ส่วนการไบอัสกลับทางศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อจะเพิ่มขึ้น ดังรูปที่ 5.5 ดังนั้นสมการที่ (5.30) จะเป็น

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} (V_{bi} \pm V)} \quad N_A \gg N_D$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_A} (V_{bi} \pm V)} \quad N_A \ll N_D$$

(5.31)

โดยที่เครื่องหมาย  $\pm$  ในสมการที่ (5.31) แทนการไบอัสกลับทางและไบอัสตรงตามลำดับ ซึ่งจะเห็นว่าเมื่อมีการไบอัสตรงความกว้างของดีพลีชันจะน้อยลงแต่เมื่อไบอัสกลับทางความกว้างของดีพลีชันจะมากขึ้น



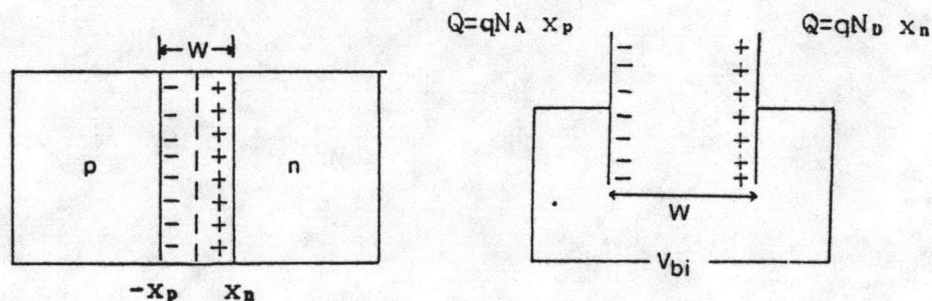
รูปที่ 5.5 แสดงการกระจายของศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อ  
 (ก) เมื่อมีการไบอัสตรง  
 (ข) เมื่อมีการไบอัสกลับทาง

### 5.7 ค่าความจุของบริเวณดีพลีชัน

เนื่องจากในบริเวณดีพลีชันนี้มีประจุบวกและลบ ซึ่งเคลื่อนที่ไม่ได้จึงทำหน้าที่เป็น ตัวเก็บประจุ ดังแสดงในรูปที่ 5.6 ค่าความจุต่อหนึ่งหน่วยพื้นที่ (capacitance per unit area) นิยามโดย [39]

$$C = \frac{dQ_c}{dV} \quad (5.32)$$

โดยที่  $dQ_c$  คือ ประจุที่เปลี่ยนแปลงเมื่อศักย์ไฟฟ้าเปลี่ยนแปลง



- รูปที่ 5.6 ก) แสดงบริเวณดีพลีชันของรอยต่อพี-เอ็น  
ข) บริเวณดีพลีชันโดยคิดเสมือนเป็นแผ่นขนานเก็บประจุ

$$C = \frac{dQ_c}{dV} = \frac{d(qN_B W)}{d[(qN_B/2\epsilon_s)W^2]}$$

$$C = \frac{\epsilon_s}{W}$$

$$C = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} \pm V)^{-1/2} \quad \text{F/cm}^2$$

หรือ

$$C = A \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} (V_{bi} \pm V)^{-1/2} \quad \text{F}$$

เมื่อ  $A =$  พื้นที่ในหน่วย  $\text{cm}^2$

$$\text{ดังนั้น} \quad \frac{1}{C^2} = \frac{2(V_{bi} \pm V)}{q\epsilon_s N_B A^2}$$

เมื่อคิดที่ทำการไบอัสกลับทาง ( $V_R$ ) จะได้การเปลี่ยนแปลงของ  $C$  เมื่อเทียบกับการไบอัสกลับทาง เป็น

$$\frac{d(1/C^2)}{dV_R} = \frac{d[2(V_{bi} + V_R)/q\epsilon_s N_B A^2]}{dV_R}$$

$$dC/dV_R = -\frac{C^3}{q\epsilon_s N_B A^2}$$

$$N_B = \left[ -C^3/q\epsilon_s A^2 \right] / (dC/dV_R)$$

$$N_B(x) = -\left( C^3/q\epsilon_0\epsilon_r A^2 \right) \left( \frac{dC}{dV_R} \right) \quad (5.33)$$

$$\text{โดยที่} \quad \epsilon_s = \epsilon_0\epsilon_r$$

$$x = (\epsilon_0\epsilon_r A)/C$$

สมการที่ (5.33) จะเห็นว่า ถ้าเราทราบการเปลี่ยนแปลงของความจุ ( $C$ ) กับศักย์ไฟฟ้าที่ไบอัสกลับทาง เราจะทราบความหนาแน่นของสารเจือปนบริเวณรอยต่อได้ ซึ่งจะเห็นว่าความหนาแน่นของสารเจือปนจะลึกลงเข้าไปในบริเวณสารกึ่งตัวนำที่ใช้เป็นแผ่นรองรับ

### 5.8 ลักษณะสอกระแส - ศักย์ไฟฟ้า

เมื่อมีการใส่สนามไฟฟ้าเข้าไปในรอยต่อพี-เอ็น จะทำให้ความสมดุลเชิงความร้อนของความหนาแน่นประจุเสียไป ดังนั้นในการคำนวณหาลักษณะสอกระแส - ศักย์ไฟฟ้า เราใช้สมมติฐาน 4 ข้อ คือ [39]

1. บริเวณรอยต่อเป็นแบบ abrupt junction
2. ใช้การประมาณค่าฟังก์ชันการแจกแจงของเฟอร์มี-ไดแรก ด้วยฟังก์ชันการแจกแจงของแมกเวลล์-โบลซ์มานน์
3. มีการฉีดยุติของพาหะด้อย นั่นคือ ความหนาแน่นพาหะข้างน้อยที่ฉีดยุติเข้ามาเนื่องจากสนามไฟฟ้าน้อยมากเมื่อเทียบกับความหนาแน่นของพาหะข้างมาก
4. ไม่มีกระแสเกิดในบริเวณดีพลีชันและกระแสของอิเล็กตรอนและโฮลคงที่ตลอดทั้งบริเวณดีพลีชัน

จากสมมติฐานทั้ง 4 ข้อนี้ พิจารณาที่สมดุลเชิงความร้อน จากบทที่ 3 อิเล็กตรอนในด้านเอ็นและโฮลในด้านพี เป็น [39,40]

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{kT}\right) \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \phi)}{kT}\right] \quad (5.34)$$

$$p = n_i \exp\left[\frac{q(\phi - \psi)}{kT}\right] \quad (5.35)$$

โดยที่  $\psi = -E_i/q$

$$\phi = -E_p/q$$

เมื่อมีสนามไฟฟ้าใส่เข้าไป ความหนาแน่นพาหะข้างน้อยที่ด้านทั้งสองของรอยต่อเปลี่ยนไป แต่ผลคูณของ  $p$  และ  $n$  ต้องไม่มากกว่า  $n_i^2$  ( $np < n_i^2$ ) ค่า  $E_F$  ทั้งของอิเล็กตรอนและโฮลเปลี่ยนไป ซึ่งกำหนดโดย

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_{Fe}}{kT}\right] \equiv n_i \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT}\right] \quad (5.36)$$

$$p = N_v \exp\left[-\frac{E_{Fh} - E_v}{kT}\right] = n_i \exp\left[\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT}\right] \quad (5.37)$$

โดยที่  $\phi_n$  คือ ระดับเฟอร์มีเสมือน ( quasi-Fermi level ) ของอิเล็กตรอน  
 $\phi_p$  คือ ระดับเฟอร์มีเสมือนของโฮล

$$\phi_n \equiv \psi - \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{n}{n_i} \right)$$

$$\phi_p \equiv \psi + \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p}{n_i} \right)$$

นำสมการที่ (5.36) คูณกับ (5.37) จะได้

$$pn = n_i^2 \exp \left[ \frac{q(\phi_p - \phi_n)}{kT} \right] \quad (5.38)$$

จะเห็นว่าสำหรับการไบอัสตรง  $(\phi_p - \phi_n) > 0$  และ  $pn > n_i^2$ ; เมื่อมีการไบอัสกลับทาง  $(\phi_p - \phi_n) < 0$  และ  $pn < n_i^2$ . ความแตกต่างของศักย์ไฟฟ้าระหว่างรอยต่อที่กำหนดโดย

$$V = \phi_p - \phi_n$$

นำค่า  $V$  ไปแทนในสมการ (5.38) จะได้

$$pn = n_i^2 \exp ( qV/kT ) \quad (5.39)$$

ดังนั้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในด้านที่ระยะ  $x = -x_p$  จะเป็น

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right)$$

$$n_p = n_{p0} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) \quad (5.40)$$

โดยที่  $n_{p0}$  เป็นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในด้านที่ขณะอยู่ในภาวะสมดุลเชิงความร้อน ในทำนองเดียวกันที่ระยะ  $x = x_n$  ความหนาแน่นของโฮลจะเป็น

$$p_n = p_{n0} \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) \quad (5.41)$$

จากสมการความต่อเนื่อง (5.7) , (5.8) และสมการที่ (5.2) และ (5.4) ที่สถานะคงตัว ( steady state ) ใน 1 มิติทางด้านเอ็นจะเป็น

$$-U + \mu_n \mathcal{E} \frac{\partial n_n}{\partial x} + \mu_n n_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} = 0 \quad (5.42)$$

$$-U - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} - \mu_p p_n \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0. \quad (5.43)$$

โดยที่  $U$  คือ อัตราการรวมตัวสุทธิ ( net recombination rate )



จากสมมติฐานข้อที่ 2 เมื่อมีการฉีดของพาหะดำนันคือ  $p_n \ll n_n$  และจากสมการที่ (5.11) สมการที่ (5.43) จะกลายเป็น

$$-\frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} - \mu_p \mathcal{E} \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = 0 \quad (5.44)$$

ในบริเวณที่เป็นกลางทางไฟฟ้าของสารสมการที่ (5.44) จะลดลงเป็น

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{D_p \tau_p} = 0. \quad (5.45)$$

ที่ระยะ  $x = \infty$  ,  $p_n = p_{no}$  ดังนั้นคำตอบของสมการ (5.45) เป็น

$$p_n - p_{no} = p_{no}(e^{qV/kT} - 1)e^{-\alpha - x_p/L_p} \quad (5.46)$$

เมื่อ

$$L_p \equiv \sqrt{D_p \tau_p}.$$

ในทำนองเดียวกันความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในด้านพีจะ เป็น

$$n_p - n_{po} = n_{po}(e^{qV/kT} - 1)e^{-(x+x_p)/L_n} \quad (5.47)$$

จากสมการที่ (5.2) เมื่อใส่สนามไฟฟ้าเข้าไปความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอนจะเป็น

$$J_n = q\mu_n \left( n\mathcal{E} + \frac{kT}{q} \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$= q\mu_n n \left( -\frac{\partial V}{\partial x} \right) + q\mu_n \frac{kT}{q} \left[ \frac{qn}{kT} \left( \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial \phi_n}{\partial x} \right) \right]$$

$$J_n = q\mu_n n \left( -\frac{\partial V}{\partial x} \right) + q\mu_n n_n \frac{\partial V}{\partial x} + q\mu_n n \left( \frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \right)$$

$$J_n = qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (5.48)$$

ในทำนองเดียวกันความหนาแน่นกระแสของโฮลเป็น

$$J_p = -qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (5.49)$$

สำหรับความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอนในด้านพีที่ระยะ  $x = -x_p$  จะเป็น [39]

$$J_n = qD_n \frac{\partial n_p}{\partial x} \Big|_{x=-x_p}$$

$$J_n = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} (e^{qV/kT} - 1). \quad (5.50)$$

ในทำนองเดียวกันสำหรับด้านเอ็นจะได้

$$J_p = -qD_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_p}$$

$$J_p = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \tag{5.51}$$

ดังนั้นความหนาแน่นกระแสสุทธิที่ผ่านรอยต่อ เป็น

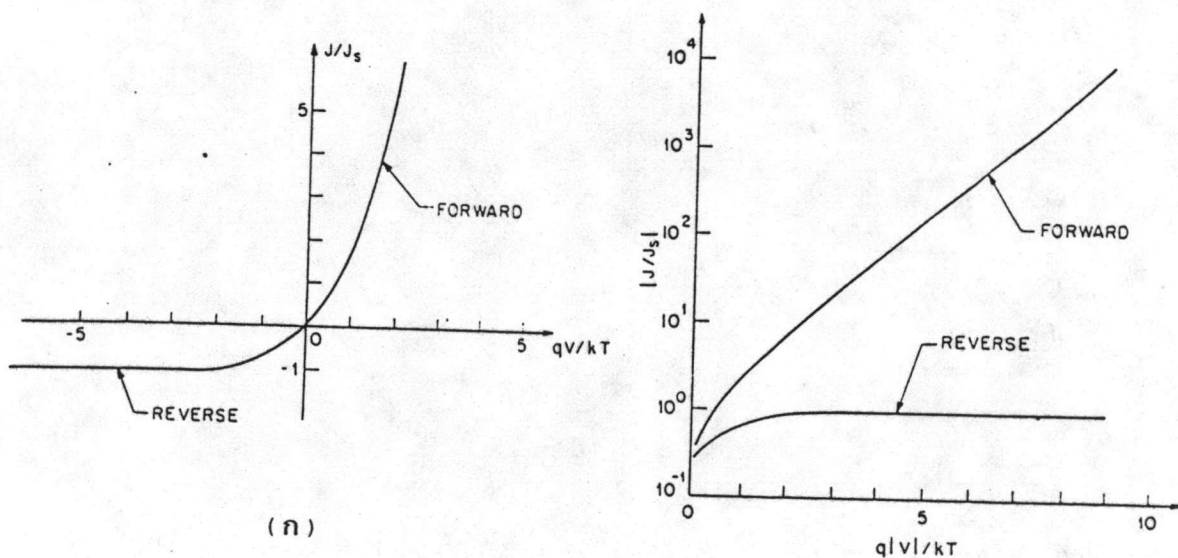
$$J = J_p + J_n$$

$$J_s = \left( \frac{qD_p p_{no}}{L_p} + \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \right) (e^{qV/kT} - 1) \tag{5.52}$$

โดยที่

$$J_s = \frac{qD_p p_{no}}{L_p} + \frac{qD_n n_{po}}{L_n}$$

สมการที่ (5.52) รู้จักกันดีว่าเป็นสมการของ Shockley ( Shockley 's equation ) สำหรับไดโอด [39,40,41,42] จะเห็นว่าเมื่อ  $V > 0$  หรือไบอัสตรงกระแสจะเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วกับค่า  $V$  แต่ในทางกลับกันเมื่อ  $V < 0$  หรือการไบอัสกลับทางความหนาแน่นกระแสจะลดลงจนกระทั่งมีค่า  $-J_s$  เมื่อเขียนกราฟระหว่างความหนาแน่นกระแสกับความต่างศักย์ที่ใส่เข้าไปจะได้กราฟดังรูปที่ 5.7 [39,42]



รูปที่ 5.7 กราฟแสดงลักษณะสอกระแส-ศักย์ไฟฟ้า อุดมคติ

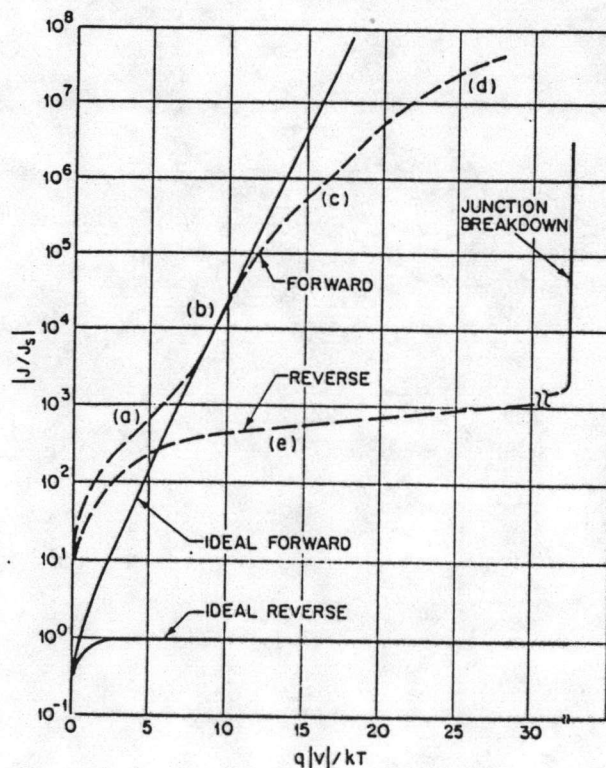
(ก) Linear plot

(ข) Semilog plot

จากสมการของ Shockley อธิบายลักษณะสอกระแส-ความต่างศักย์ของรอยต่อพี-เอ็น ได้เฉพาะที่ความหนาแน่นกระแสต่ำ ๆ ส่วนที่เบี่ยงเบนไปจากกราฟในอุดมคติอย่างมากดังรูปที่ 5.8 เนื่องจาก [39]

1. ผลจากสถานะผิว ( surface effect )
2. มีการเกิดและการรวมตัวกันของพาหะในชั้นดีพลีชัน
3. มีการลอดผ่าน ( tunnel ) ของพาหะระหว่างสถานะในช่องว่างแถบพลังงาน
4. มีการฉีดของพาหะสูง ( high - injection ) เมื่อมีการไบอัสตรงเพียงเล็กน้อย
5. ผลจากความต้านทานของแผ่นรองรับสูงที่ต่ออนุกรมอยู่ ( series resistance effect )

จากผลที่เกิดขึ้นทั้ง 5 ข้อนี้ โดยปกติเมื่อการไบอัสไม่สูงมากนักผลที่เกิดจากการเกิดและรวมตัวกันของพาหะในชั้นดีพลีชันจะมากกว่าข้ออื่น ๆ



รูปที่ 5.8 กราฟแสดงลักษณะสอกระแส-ศักย์ไฟฟ้าของ ไดโอดที่ทำจาก Si

- (a) Generation-recombination current region.
- (b) Diffusion current region. (c) High-injection region.
- (d) Series resistance effect. (e) Reverse leakage current due to generation-recombination and surface effect.

จากหัวข้อ 5.3.1 พิจารณากระแสเกิดภายใต้เงื่อนไขการไบอัสกลับทาง ขบวนการเกิดและรวมตัวของพาหะที่เด่นคือ การปลดปล่อย ดังนั้นภายใต้เงื่อนไขการไบอัสกลับทางคือ  $p_n \ll n_i^2$  จากสมการที่ (5.9) การเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮล จะเป็น

$$U = - \left[ \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_i}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right)} \right] n_i \equiv - \frac{n_i}{\tau_c} \quad (5.53)$$

$$\tau_c = \frac{\sigma_n \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right)}{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_i}$$

ดังนั้นกระแสเนื่องจากการเกิดในบริเวณดีพลีชันจะเป็น

$$J_{gen} = \int_0^W q|U|dx = q|U|W = \frac{qn_i W}{\tau_c} \quad (5.54)$$

ถ้า  $\tau_c$  เป็นฟังก์ชันที่เปลี่ยนแปลงกับอุณหภูมิอย่างช้าๆ (slowly varying function of temperature) ดังนั้นกระแสเกิดจะขึ้นกับอุณหภูมิ เช่นเดียวกับ  $n_i$  ที่อุณหภูมิหนึ่งๆ กระแสเกิดจะแปรผันโดยตรงกับความกว้างของชั้นดีพลีชันซึ่งจะขึ้นกับการไบอัสกลับทางด้วย ดังนั้นสำหรับรอยต่อแบบ abrupt จะได้

$$J_{gen} \sim (V_{bi} + V)^{1/2}$$

กระแสสุทธิของการไบอัสกลับทางนี้ สามารถประมาณค่าได้โดยคิดจากการรวมส่วนของกระแสที่เกิดจากการแพร่กระจายในบริเวณที่เป็นกลาง กับกระแสเกิดในบริเวณดีพลีชัน เมื่อ  $p_{n0} \gg n_{p0}$  และ  $|V| > 3kT/q$  เป็น [39]

$$J_R = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_D} + \frac{qn_i W}{\tau_c}} \quad (5.55)$$

สำหรับการไบอัสตรง ขบวนการเกิดและการรวมตัวของพาหะในบริเวณดีพลีชันส่วนใหญ่เป็นขบวนการจับ เราจะมีกระแสจากการรวมตัว ( $J_{rec}$ ) รวมอยู่ในกระแสการแพร่กระจายด้วย เมื่อแทนสมการที่ (5.39) ลงในสมการที่ (5.9) จะได้

$$U = \frac{\sigma_p \sigma_n v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{\sigma_n \left[ n + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right) \right] + \sigma_p \left[ p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right) \right]} \quad (5.56)$$

ถ้าระดับพลังงานของเซนเตอร์อยู่ที่กลางช่องว่างแถบพลังงาน และโอกาสการจับของอิเล็กตรอนและโฮลเท่ากัน นั่นคือ  $E_i = E_i$  และ  $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$  สมการที่ (5.56) จะลดลงเป็น

$$U = \frac{\sigma v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n + p + 2n_i} = \frac{\sigma v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{n_i \left\{ \exp\left[\frac{q(\psi - \phi_n)}{kT}\right] + \exp\left[\frac{q(\phi_p - \psi)}{kT}\right] + 2 \right\}} \quad (5.57)$$

ค่าของ  $U$  ในบริเวณดีพลีชันจะมากที่สุดเมื่อ  $\psi$  อยู่กึ่งกลางระหว่าง  $\phi_p$  และ  $\phi_n$  หรือ  $\psi = (\phi_n + \phi_p)/2$ , ดังนั้นสมการที่ (5.57) จะลดลงเป็น

$$U = \frac{\sigma v_{th} N_i n_i^2 (e^{qV/kT} - 1)}{2n_i \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + 1 \right]}$$

$$U = \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right)$$

ดังนั้น

$$J_{rec} = \int_0^W qU dx = \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \sim n_i N_i \quad (5.58)$$

สมการที่ (5.58) แสดงว่ากระแสจากการรวมตัวจะเป็นสัดส่วนกับพาหะชนิดอินทรีนสิค ( $n_i$ ) เช่นเดียวกับกระแสจากการเกิดในการไบอัสกลับทาง

ดังนั้นเมื่อมีการไบอัสตรงกระแสที่เกิดขึ้นประมาณค่าได้โดยการรวมสมการที่ (5.52) กับสมการที่ (5.58) ภายใต้งื่อนไขที่ว่า  $p_{n0} \gg n_{p0}$  และ  $V > kT/q$  ความหนาแน่นกระแสสุทธิจะเป็น

$$J_F = q \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) + \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_i n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (5.59)$$

ในสมการที่ (5.59) เทอมแรกทางขวามือเป็นส่วนของกระแสที่เกิดจากการแพร่กระจายของพาหะ เทอมที่สองเป็นส่วนของกระแสที่เกิดจากการรวมตัวของพาหะ สมการที่ (5.68) นี้เขียนให้อยู่ในรูปง่าย ๆ คือ [39,40]

$$J_F = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (5.60)$$

เมื่อ  $n$  คือ แฟกเตอร์อุดมคติ (ideality factor)

สมการที่ (5.60) หมายความว่าถ้า  $n = 1$  กระแสในบริเวณดีพลีชันนี้เกิดจากการแพร่กระจายของพาหะมากที่สุด ถ้า  $n = 2$  กระแสจะเกิดจากการรวมตัวของพาหะมากที่สุดถ้าค่า  $n$  อยู่ระหว่าง 1 กับ 2 แสดงว่า กระแสเกิดจากขบวนการทั้งสองรวมกัน ดังนั้นถ้าเขียนกราฟระหว่าง  $\ln J_F$  กับ  $V$  จะได้กราฟเส้นตรงที่มีความชันเท่ากับ  $q/nkT$  ซึ่งสามารถหาค่า  $n$  ได้