



## บทที่ 2

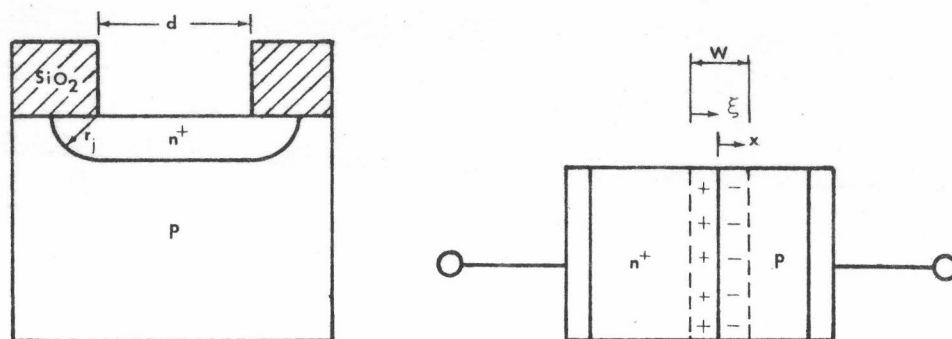
### ทฤษฎีหัวต่อพี-เอ็น

สารกึ่งตัวนำที่ใช้กันอยู่ในพื้นฐานปัจจุบันที่ได้รับความสนใจมากที่สุดได้แก่ ซิลิกอน (Si) เนื่องจากมีเป็นจำนวนมากและหาได้สะดวก ดังนั้นเทคโนโลยีต่างๆ จึงได้เน้นหนักเกี่ยวกับซิลิกอน และโครงสร้างหลักของสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำได้แก่ หัวต่อพี-เอ็น ซึ่งสามารถประดิษฐ์และสร้างโดยอาศัยกระบวนการแพร่ซึมสาร เจือปนลงบนสารกึ่งตัวนำโครงสร้างของหัวต่อพี-เอ็น จึงเป็นตัวกำหนดคุณภาพของสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำอันหนึ่ง

ในบทนี้จะศึกษาถึงโครงสร้างของหัวต่อพี-เอ็น ซึ่งมีความสำคัญมากในการสร้างสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำ (ได้แก่ ไดโอด) เพื่อให้สามารถใช้งานทางด้านไฟฟ้าตามคุณสมบัติที่ต้องการได้ เช่น สามารถทนแรงดันพังทะลุได้สูงๆ และมีกระแสรั่วย้อนกลับต่ำๆ เป็นต้น

#### 2.1 ศักย์ไฟฟ้าบริเวณหัวต่อ (Vo)

ในกระบวนการพลาสมา (planar) เพื่อทำหัวต่อแบบพี-เอ็น ดังรูปที่ 2.1 ที่สภาวะสมดุลนี้จะเกิดการแพร่ซึม เนื่องจากความเข้มข้นของพาหะที่บริเวณหัวต่อ ดังนั้นโฮลจะแพร่จากด้านพีไปด้านเอ็น และอิเล็กตรอนจะแพร่จากด้านเอ็นไปด้านพี



รูปที่ 2.1 แสดงหัวต่อแบบพี-เอ็น

อย่างไรก็ตามกระแสซึ่งเกิดจากการแพร่ชึมนี้ไม่สามารถเกิดขึ้นได้ตลอดไป เพราะการแพร่ชึมของโฮลในด้านพีจะทิ้งอ็อนแบบผู้รับ (acceptor) ส่วนการแพร่ชึมของอีเล็กตรอนในด้านเอ็นจะทิ้งอ็อนแบบผู้ให้ (donor) ทำให้ย่านบริเวทหัวต่อเกิดสนามไฟฟ้าขึ้น โดยมีทิศทางจากด้านเอ็นไปด้านพี ซึ่งจะมีทิศทางสวนกับกระแสการแพร่ชึมของโฮลและอีเล็กตรอน เมื่อไม่มีกระแสสุทธิไหลข้ามหัวต่อในสภาวะสมดุลกระแสพัดพา (drift current) ต้องหักล้างกับกระแสแพร่ชึม (diffusion current) พอดี ดังนั้นสามารถเขียนสมการได้ว่า

$$J_p(x) = q \left[ \mu_p p(x) \xi(x) - D_p \frac{dp(x)}{dx} \right] \quad (2.1)$$

จัดสมการใหม่เป็น

$$\frac{\mu_p}{D_p} \xi(x) = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.2)$$

ถ้าทิศทางสนามไฟฟ้าถูกเลือกให้ไปในทิศทางเดียวกับ  $x$  ดังนั้น  $\xi(x) = \frac{dV(x)}{dx}$

$$\frac{q}{kT} \frac{dV(x)}{dx} = \frac{1}{p(x)} \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.3)$$

$$\frac{q}{kT} \int_{V_p}^{V_N} dV = \int_{P_p}^{P_n} \frac{1}{p} dp \quad (2.4)$$

$$\frac{q}{kT} (V_N - V_p) = \ln \frac{P_n}{P_p} \quad (2.5)$$

ความต่างศักย์  $V_N - V_p$  คือ ศักย์ไฟฟ้าที่บริเวณหัวต่อ ( $V_0$ ) ดังนั้น

$$V_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (2.6)$$

ถ้าพิจารณาหัวต่อแบบชัน ( $n^+p$ ) ที่มีความเข้มข้นของสารเจือปนด้านพีเป็น  $N_A$  และด้านเอ็นเป็น  $N_D$  จะสามารถเขียนสมการใหม่ได้เป็น

$$V_o = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (2.7)$$

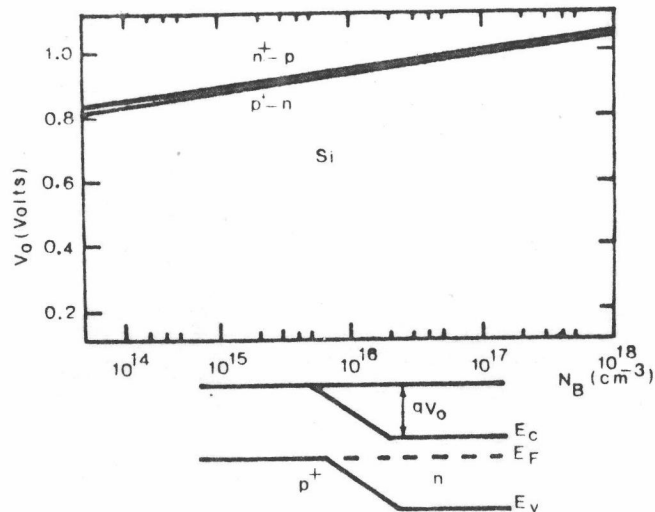
หรือ

$$\frac{P_p}{P_n} = \exp \left( \frac{qV_o}{KT} \right) \quad (2.8)$$

ที่สภาวะสมดุล  $P_p n_p = n_i^2 = P_n n_n$  ดังนั้น

$$\frac{P_p}{P_n} = \frac{n_n}{n_p} = \exp \left( \frac{qV_o}{KT} \right) \quad (2.9)$$

การประมาณค่าของ  $V_o$  สำหรับหัวต่อแบบชั้น ( $n^+ - p$  และ  $p^+ - n$ ) ได้แสดง ดังรูปที่ 2.2

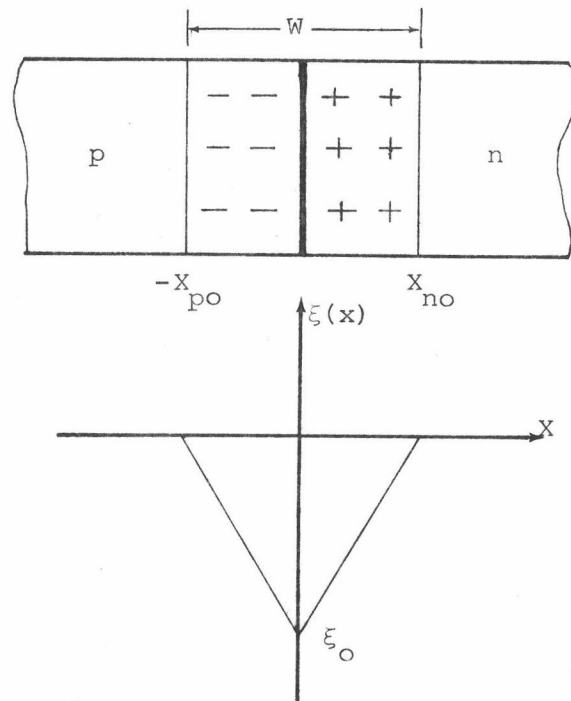


รูปที่ 2.2 แสดงศักย์ไฟฟ้าสำหรับหัวต่อแบบชั้นในซิลิกอน เทียบกับความเข้มข้นของพาหะ

## 2.2 ความกว้างของบริเวณปลอดพาหะ (W)

ในกรณีที่ไม่มีแรงดันไบอัสจากภายนอก ประจุลบรวมต่อหน่วยพื้นที่ในค่านีมีค่าเท่ากับ ประจุบวกรวมต่อหน่วยพื้นที่ในค่านีเอ็น ดังนั้น

$$N_D x_{no} = N_A x_{po} \quad (2.10)$$



รูปที่ 2.3 แสดงหัวต่อแบบพี-เอ็น กับการกระจายของสนามไฟฟ้า

การคำนวณการกระจายของสนามไฟฟ้าภายในย่านแปรเปลี่ยนโดยเริ่มด้วย Gauss's Law ซึ่งเป็นความสัมพันธ์ระหว่างเกรเดียนของสนามไฟฟ้ากับประจุค้างที่จุดใดๆ และถ้าไม่คิดผลของพาหะด้านพีและเอ็นจะได้ว่า

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{q}{\epsilon} N_D \quad ; \quad 0 < x < x_{no} \quad (2.11)$$

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{-q}{\epsilon} N_A \quad ; \quad -x_{po} < x < 0 \quad (2.12)$$

ทำการอินทิเกรตทั้งสมการ 2.11 และสมการ 2.12 จะได้ค่าสนามไฟฟ้าสูงสุด คือ

$$\xi_0 = \frac{-q}{\epsilon} N_D x_{no} = \frac{-q}{\epsilon} N_A x_{po} \quad (2.13)$$

การเชื่อมโยงเพื่อหาค่า  $V_0$  กระทำได้โดยใช้ความสัมพันธ์

$$\xi(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \quad \text{หรือ} \quad -V_0 = \int_{-x_{po}}^{x_{no}} \xi(x) dx \quad (2.14)$$

จากความสัมพันธ์สมการที่ 2.13 และสมการที่ 2.14 สามารถเขียนความสัมพันธ์ใหม่ได้เป็น

$$V_o = -\frac{1}{2} \epsilon_o W = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon} N_D x_{no} W \quad (2.15)$$

จากความสัมพันธ์  $N_D x_{no} = N_A x_{po}$  และ  $W = x_{po} + x_{no}$  จะสามารถเขียนความสัมพันธ์ใหม่ได้เป็น

$$V_o = \frac{1}{2} \frac{q}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} W^2 \quad (2.16)$$

$$W = \left[ \frac{2\epsilon V_o}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

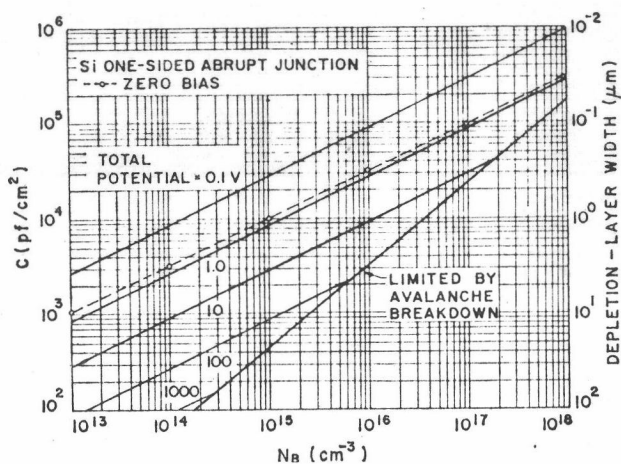
$$= \left[ \frac{2\epsilon V_o}{q} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

$$= \left[ \frac{2\epsilon K T}{q} \left( \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

ในกรณีที่ เป็นหัวต่อแบบชั้นสมการที่ 2.17 สามารถลดรูปได้เป็น

$$W = \left[ \frac{2\epsilon V_o}{q N_B} \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

ค่าความสัมพันธ์ระหว่าง  $W$  กับ  $N_B$  สามารถแสดงได้ดังรูปที่ 2.4



รูปที่ 2.4 แสดงค่าความกว้างของบริเวณปลอดพาหะกับความเข้มข้นของพาหะ

### 2.3 ประจุที่บริเวณปลอดพาหะ ( $C_j$ ) [3], [5]

ประจุที่บริเวณปลอดพาหะต่อหน่วยพื้นที่กำหนดได้โดย  $C \equiv \frac{dQ_C}{dV}$  สำหรับหัวต่อพี-เอ็น แบบชั้นสามารถหาค่าประจุได้เป็น

$$C_j \equiv \frac{dQ_C}{dV} = \frac{d(q N_B W)}{d\left(\frac{q N_D}{2\epsilon} W^2\right)} = \frac{\epsilon_S}{W} = \left[\frac{q \epsilon_S N_B}{2(V_0 \pm V_A)}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.21)$$

หรือ

$$\frac{1}{C_j^2} = \frac{2}{q \epsilon_S N_B} (V_0 \pm V_A) \quad (2.22)$$

$$\frac{d(1/C_j^2)}{dV} = \frac{2}{q \epsilon_S N_B} \quad (2.23)$$

เมื่อ  $V_A$  เป็นค่าแรงดันที่จ่ายให้กับหัวต่อพี-เอ็น โดยเครื่องหมาย  $\pm$  แสดงถึงการให้ไบอัสย้อน และไบอัสตาม ตามลำดับ ในสมการที่ 2.22 เป็นสมการที่นิยมนำไปเขียนกราฟกันมาก และหลังจากที่ได้เขียนกราฟขึ้นผลของความชันที่ได้จากกราฟนี้จะสามารถหาค่าความเข้มข้นของพาหะ ( $N_B$ ) ได้ และจุดตัดที่  $1/C_j^2 = 0$  จะให้ค่า  $V_0$

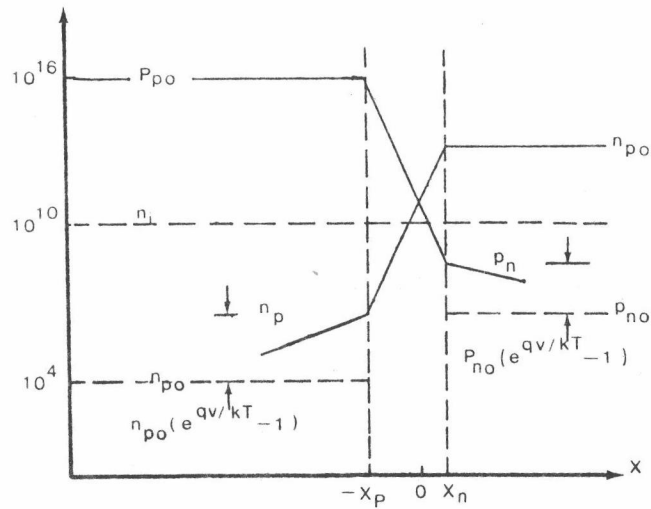
### 2.4 คุณสมบัติของกระแสและแรงดัน

ความหนาแน่นพาหะด้านพี ( $x = -x_p$ ) คือ

$$n_p = \frac{n_i^2}{P} \exp\left[\frac{qV}{KT}\right] = n_{po} \exp\left[\frac{qV}{KT}\right] \quad (2.24)$$

$n_{po}$  เป็นความหนาแน่นพาหะที่จุดสมดุลในด้าน P และในทำนองเดียวกัน

$$P_n = P_{no} \exp\left[\frac{qV}{KT}\right] \quad (2.25)$$



รูปที่ 2.5 แสดงการกระจายของพาหะด้านพีและด้านเอ็น

จากรูปที่ 2.5 และสมการที่ 2.24 กระแสโฮลรวมที่ถูกฉีดเข้าไปในสารเอ็นที่หัวต่อพี-เอ็น หาได้จาก

$$J_p = -q A D_p \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x_n} = \frac{q A D_p P_{no}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

ถ้าความกว้างของบริเวณพาหะด้านเอ็นยาวกว่าความยาวแพร่ซึม (diffusion length ของ hole ( $L_p = \sqrt{D_{Tp}}$ ) และ  $A$  เป็นพื้นที่หน้าตัดของหัวต่อพี-เอ็น

ทำนองเดียวกัน

$$J_n = q A D_n \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{-x_p} = \frac{q A D_n n_{po}}{L_n} \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

ดังนั้นกระแสรวมทั้งหมด

$$J = J_p + J_n = q A \left[ \frac{D_p P_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.28)$$

ถ้าให้  $V$  เป็นแรงดันแบบย้อนกลับที่จ่ายให้กับหัวต่อพี-เอ็น และมีค่ามากกว่า  $KT/q$  สองสามเท่า แล้ว กระแสรวมจะเป็นกระแสอิ่มตัวย้อนกลับ (reverse saturation current)

$$J = J_S = -q A \left[ \frac{D_p P_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right] = -I_0 \quad (2.29)$$

ในกรณีที่มีหัวต่อพี-เอ็น เป็นแบบ  $n^+ - p$  สมการที่ 2.28 และสมการที่ 2.29 จะลดรูปได้เป็น

$$J = q A \frac{D_p P_{no}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (2.30)$$

$$J_S = -q A \frac{D_p P_{no}}{L_p} \quad (2.31)$$

เมื่อ  $D_p = \left(\frac{KT}{q}\right) \mu_n$  ;  $P_{no} = \frac{n_i^2}{n}$

ผลรวมของกระแส generation ในกรณีไบอัสย้อน และกระแส recombination ในกรณีไบอัสตามจะแปรผันตามกับความหนาแน่น  $n_i$

ในสมการที่ 2.31 จะเห็นว่ากระแสอิ่มตัวย้อนกลับ ( $J_S$ ) นี้ขึ้นอยู่กับอุณหภูมิ ( $T$ ) พื้นที่หน้าตัด ( $A$ ) และความหนาแน่นของพาหะ ( $P_{no}$ ) ซึ่งค่าเหล่านี้มีผลมาจากขั้นตอนการประดิษฐ์และนำไดโอดไปใช้งาน ซึ่งในทางปฏิบัติผลของกระแสตามสามารถเขียนใหม่ได้เป็น [2]

$$J_F \propto \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right)$$

โดยค่า  $n = 1$  แสดงว่ากระแสเกิดจาก diffusion current

$n = 2$  แสดงว่ากระแสเกิดจาก generation current

ดังนั้นจากสมการที่ 2.30 สามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$J = J_S \left[ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (2.32)$$

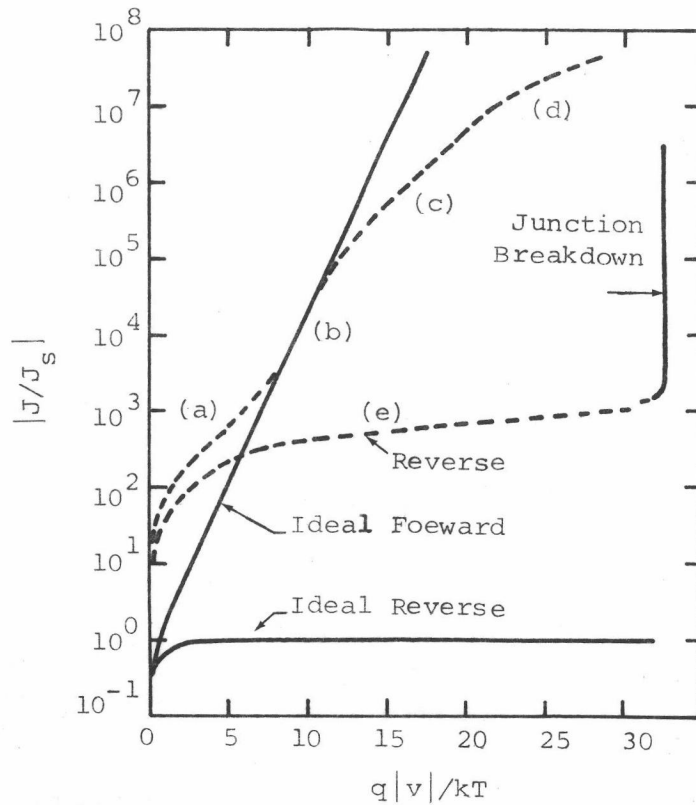
สมการที่ 2.32 สามารถหาค่าแพคเตอร์  $n$ , กระแสอิ่มตัวย้อนกลับ ( $J_S$ ) และ hole minority lifetime ได้เป็น

$$n = \left[ \frac{q}{KT} (v_1 - v_2) \right] / \left[ \ln \frac{J_1}{J_2} \right] \quad (2.33)$$



$$J_s = \frac{J}{\left[ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right]} \quad (2.34)$$

$$\sqrt{\tau}_p = \left[ q A \sqrt{D}_p P_{no} \left\{ \exp\left(\frac{qV}{nKT}\right) - 1 \right\} \right] / J \quad (2.35)$$

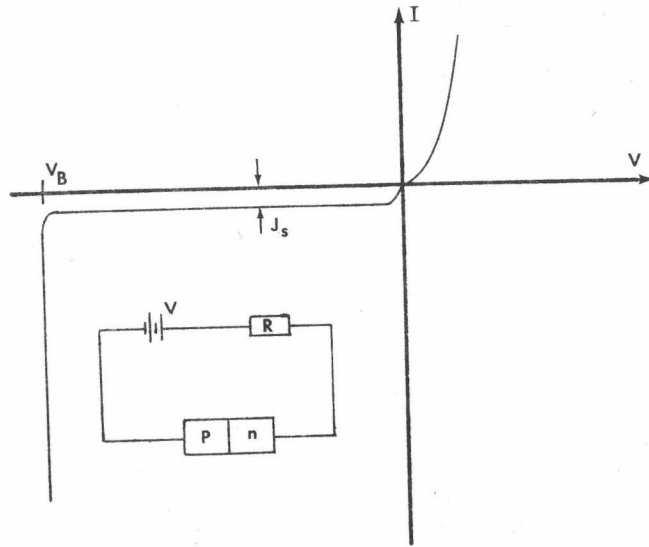


รูปที่ 2.6 แสดงคุณสมบัติกระแสและแรงดันของซิลิกอนไดโอด [2]

- a) เป็นย่านกระแส Generation-recombination
- b) ย่านกระแส diffusion
- c) ย่าน high-injection
- d) ผลของความต้านทานอนุกรม
- e) กระแสย้อนกลับที่เกิดจาก Generation-recombination และผลของผิว

## 2.5 การพังทลาย (Breakdown)

ถ้าให้หัวต่อพี-เอ็น ถูกไบอัสย้อนกลับดังรูปที่ 2.7 กระแสอิ่มตัวย้อนกลับมีค่าดังสมการที่ 2.31 ซึ่งค่ากระแสไม่ขึ้นอยู่กัแรงดัน และปรากฏการณ์นี้เป็นจริงจนกระทั่งถึงค่าวิกฤตค่าหนึ่ง ( $V_B$ ) กระแสย้อนกลับจะเพิ่มขึ้นอย่างฉับพลัน



รูปที่ 2.7 การพังทลายในหัวต่อพี-เอ็น

อย่างไรก็ตามหัวต่อพี-เอ็น จะไม่เกิดความเสียหายถ้ากระแสที่ถูกจำกัดไว้ด้วยความต้านทานจากวงจรภายนอก โดยทั่วไปแล้วการพังทลายสามารถเกิดขึ้นได้ด้วยกลไกสองประการ [5] ซึ่งกลไกเหล่านี้ต้องการค่าสนามไฟฟ้าวิกฤตที่บริเวณหัวต่อทั้งสิ้น กลไกประการแรก คือการพังทลายซีเนอร์ (Zener) ซึ่งจะให้ค่าแรงดันพังทลายต่ำ ประการที่สองคือการพังทลายแบบอะวาลานซ์ ซึ่งจะให้แรงดันพังทลายที่มีค่าสูงกว่า ในการทำหัวต่อพี-เอ็น นี้ต้องการแรงดันพังทลายที่มีค่าสูง ดังนั้นจึงพิจารณาเฉพาะกรณีที่ 2 เท่านั้น

### 2.5.1 การพังทลายแบบ Avalanche

สำหรับหัวต่อพี-เอ็น ที่มีความเข้มข้นของสารเจือปนต่ำ ถ้าให้สนามไฟฟ้าในย่านหัวต่อพี-เอ็น มีค่าสูงพอ อิเล็กตรอนที่เข้ามาจากด้านพีจะถูกเร่งจนมีพลังงานจลน์สูงทำให้อิเล็กตรอนไปชนอะตอมภายในสารกึ่งตัวนำ และทั้งอิเล็กตรอนกับอะตอมที่เกิดขึ้นใหม่จะถูกกวาดไปสู่ด้านเอ็นของหัวต่อ ถ้าพาหะหรืออะตอมของสารกึ่งตัวนำที่เกิดขึ้นใหม่ไปชนกับอะตอมของสารกึ่งตัวนำตัวอื่นๆ

อีกและทำให้เกิดการแตกตัวมากขึ้น เป็น เช่นนี้ เรื่อยๆ

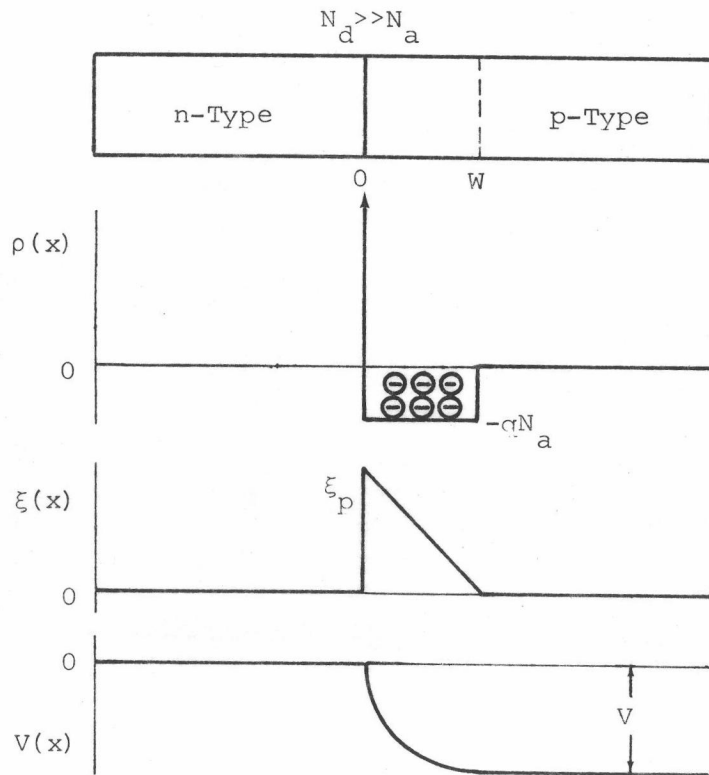
ในกรณีของหัวต่อแบบชั้น ( $n^+ - p$ ) ดังรูปที่ 2.8 ถ้าให้แรงดันย้อนแก่หัวต่อพี-เอ็น บริเวณหลอดพาทะ จะถูกขยายไปในด้านพีคุณสมบัตินี้สามารถกำหนดหาได้โดยวิธีการของ Poisson's equation ใน 1 มิติ ได้เป็น

$$\frac{d^2V}{dx^2} = - \frac{d\xi}{dx} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN_a}{\epsilon\epsilon_0} \tag{2.36}$$

จากสมการที่ 2.36 หาค่าสนามไฟฟ้า ( $\xi_p$ ) และความกว้างของบริเวณหลอดพาทะ

$$\xi_p = \frac{q N_a W}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{2V}{W} \tag{2.37}$$

$$W = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0 V}{q N_a} \right]^{1/2} \tag{2.38}$$



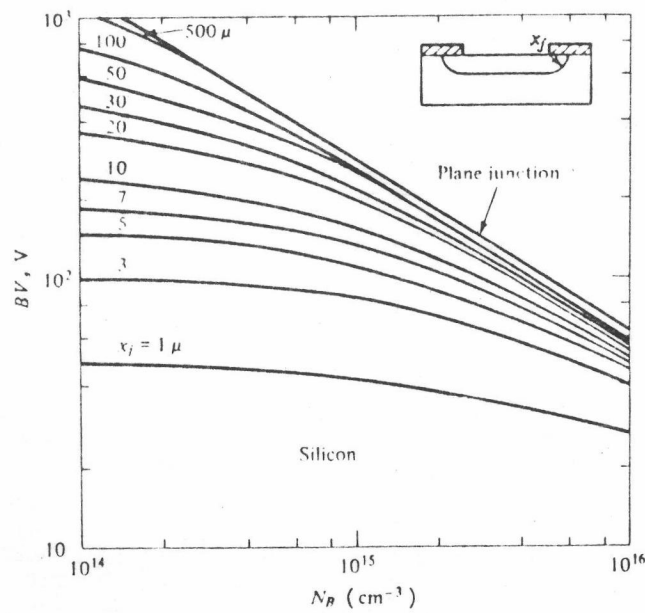
รูปที่ 2.8 หัวต่อพี-เอ็น ( $n^+ - p$ ) ถูกแรงดันย้อนกลับ

สำหรับกรณีที่เป็นซิลิกอนแรงดันพังทะลุและความกว้างของบริ เวณปลอดพาหะจะ  
สามารถเขียนได้เป็น [3]

$$BV \approx 5.34 \times 10^{13} (N_a)^{-3/4} \quad \text{V} \quad (2.39)$$

$$W \approx 2.57 \times 10^{-2} BV^{7/6} \quad \mu\text{m} \quad (2.40)$$

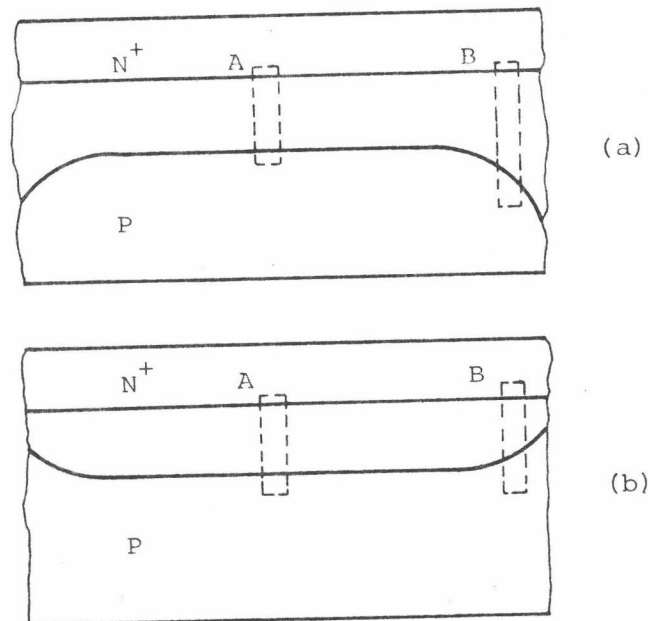
ในรูปที่ 2.9 แสดงแรงดันพังทะลุ (BV) เทียบกับความเข้มข้นของพาหะ ( $N_B$ )



รูปที่ 2.9 แรงดันพังทะลุสำหรับหัวต่อแบบชั้น และ  $x_j$  เป็นความหนาของการแพร่ซึม [1]

2.6 ความโค้งที่บริเวณปลอดพาหะ

รูปที่ 2.10 แสดงถึงบริเวณปลอดพาหะที่มีลักษณะคว่ำและหงาย จะเห็นว่าระยะทาง A เท่ากัน แต่ระยะทาง B ไม่เท่ากัน ที่ระยะทางของ B ที่แคบๆ จะมีความเข้มข้นของสนามไฟฟ้าไปปรากฏที่บริเวณนี้มากกว่าส่วนอื่น ด้วยเหตุนี้โอกาสที่จะเกิดการพังทะลุจึงเกิดขึ้นที่บริเวณ B มากกว่าบริเวณอื่น



รูปที่ 2.10 ลักษณะโค้งของบริเวณเขตปลอดพาหะ

### 2.6.1 กรณีหัวต่อมีความโค้ง เป็นแบบ cylindrical (CY) และ spherical (S) [3]

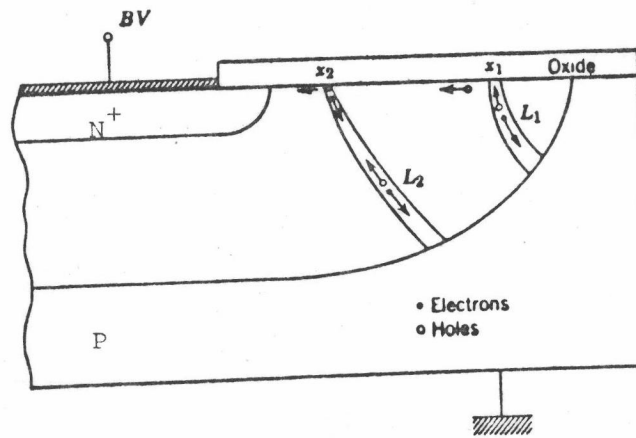
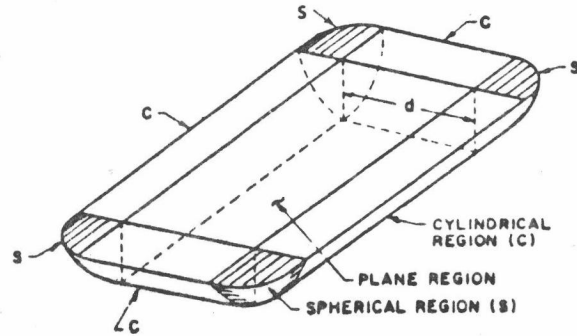
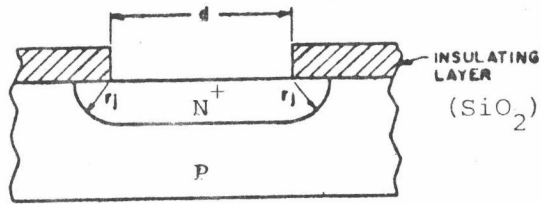
รูปที่ 2.11 จะเห็นว่าการพังทะลุจะเกิดขึ้นบริเวณส่วนโค้ง ถ้าให้รัศมีของส่วนโค้งนี้มีค่าเท่ากับควมลึกของหัวต่อ และอาศัย Poisson's equation ใน cylindrical สำหรับ  $r_j \leq r \leq r_d$  จะได้ว่า [3]

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dV}{dr} \right) = - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \xi) = \frac{q N_a}{\epsilon \epsilon_0} \quad (2.41)$$

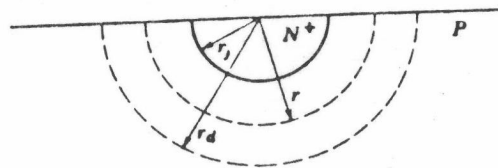
สมการที่ 2.41 จะสามารถหาค่าสนามไฟฟ้าและแรงดันไฟฟ้าที่ให้ค่าเป็นศูนย์บริเวณขอบของบริเวณปลอดพาหะ

$$\xi = \frac{q N_a}{2 \epsilon \epsilon_0} \left[ \frac{r_d^2 - r^2}{r} \right] \quad (2.42)$$

$$V = \frac{q N_a}{2 \epsilon \epsilon_0} \left[ \frac{r_j^2 - r^2}{2} + r_d^2 \ln \frac{r}{r_j} \right] \quad (2.43)$$



Avalanche multiplication in a cylindrical junction.



The cylindrical junction.

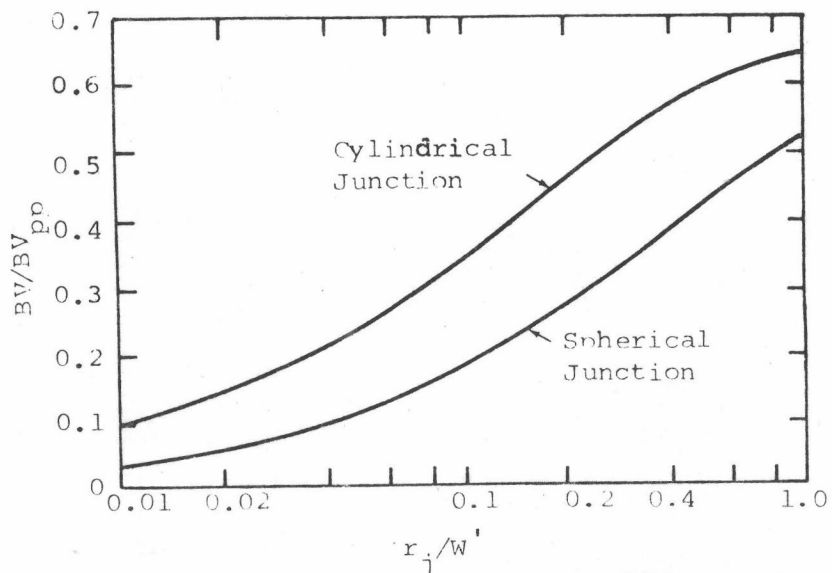
รูปที่ 2.11 ลักษณะส่วนโค้งที่ได้จากการแพร่ซึมสาร เจือปน

จากความสัมพันธ์นี้สามารถลดรูปและเขียนเป็นสมการแสดงความสัมพันธ์ระหว่างแรงดันพังทะลุที่เกิดระหว่างกรณี plane กับกรณี cylindrical และกรณี spherical ได้เป็น [3]

$$\frac{BV_{cy}}{BV_{pp}} = \left[ \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{r_j}{W'} \right)^2 + 2 \left( \frac{r_j}{W'} \right)^{6/7} \right] \ln \left[ 1 + 2 \left( \frac{W'}{r_j} \right)^{8/7} \right] - \left( \frac{r_j}{W'} \right)^{6/7} \right] \quad (2.44)$$

$$\frac{BV_s}{BV_{pp}} = \left( \frac{r_j}{W'} \right)^2 + 2.14 \left( \frac{r_j}{W'} \right)^{6/7} - \left[ \left( \frac{r_j}{W'} \right)^3 + 3 \left( \frac{r_j}{W'} \right)^{13/7} \right]^{2/3} \quad (2.45)$$

รูปที่ 2.12 ได้จากสมการที่ 2.44 และสมการที่ 2.45 ซึ่งค่า  $\frac{BV}{BV_{pp}}$  สำหรับ spherical จะมีค่าต่ำกว่า cylindrical และค่าเหล่านี้จะใช้ได้ดีก็ต่อเมื่อ  $\frac{r_j}{W'}$  มีค่าต่ำกว่า 0.9 และ background concentration มีค่าต่ำกว่า  $1 \times 10^{16}$  อะตอม/ลูกบาศก์เซนติเมตร ซึ่งอยู่ในกรณีของ power device



รูปที่ 2.12 แรงดันพังทะลุสำหรับหัวต่อที่มีความโค้ง เป็นแบบ cylindrical และ spherical

2.7 การฟื้นตัวย้อนกลับ [5]

รูปที่ 2.13 ค่าประจุสะสมที่เวลาใดๆ

$$Q_{pn}(t) = qAL_p \Delta P_n(t) \tag{2.46}$$

การฉีดพลาสมาหัวต่อพี-เอ็น กระแสที่จุด  $X_n = 0$  เป็นกระแสไหลทั้งหมด และกระแสที่จุด  $X_n = \alpha$  มีค่าเท่ากับศูนย์ ดังนั้น

$$Q_{pn}(t) = I_F \tau_p \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) + I_R \tau_p (\exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) - 1) \tag{2.47}$$

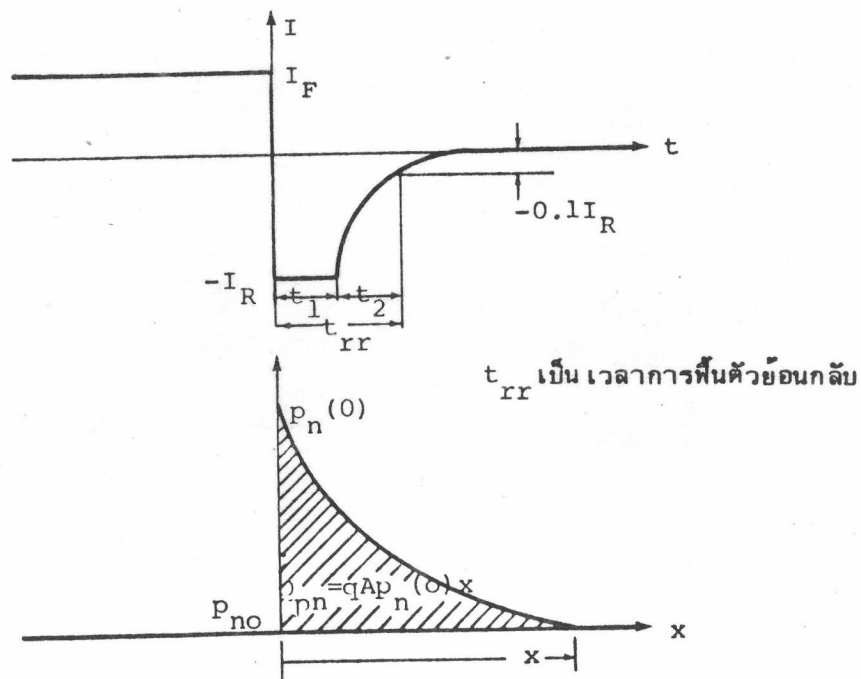
แทนค่าสมการที่ 2.25 ลงในสมการที่ 2.26 จะได้ว่า

$$\Delta P_n(t) = \frac{\tau_p}{qAL_p} - I_R + (I_F + I_R) \exp\left(\frac{-t}{\tau_p}\right) \tag{2.48}$$

เมื่อ  $t = t_1$  ค่า  $P_n(t)$  จะเป็นศูนย์ ดังนั้น

$$t_1 = \tau_p \ln\left(1 + \frac{I_F}{I_R}\right) \tag{2.49}$$

สมการที่ 2.49 นี้ทำให้สามารถคำนวณหา เวลาชีวิตพลาสมาได้โดยตรง



รูปที่ 2.13 แสดง เวลาการฟื้นตัวย้อนกลับและการกระจายพลาสมาส่วนน้อยที่ระยะใดๆ