



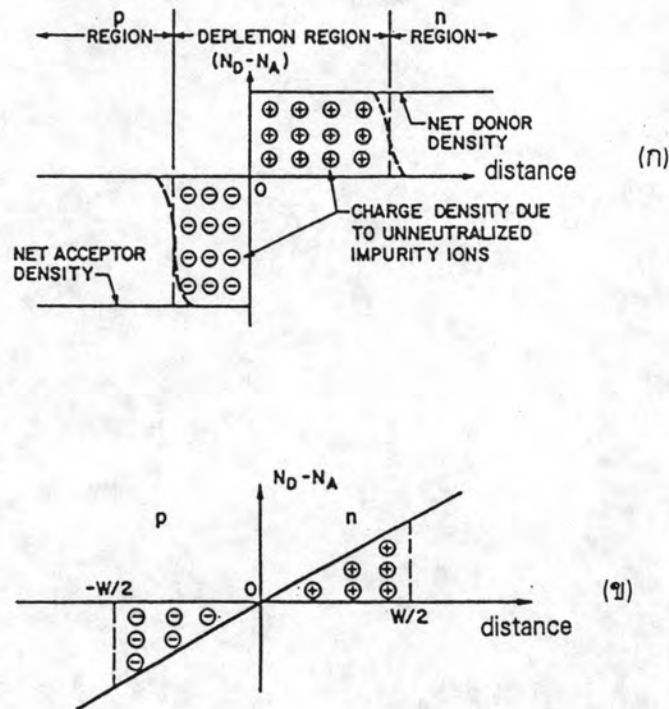
## บทที่ 2 รอยต่อวิวิธพันธุ์

### บทนำ

โดยทั่วไป ถ้ากล่าวถึงรอยต่อวิวิธพันธุ์ ( heterojunction ) จะหมายถึงรอยต่อ หรือ ผิวดัสมผัสเชื่อมต่อ ระหว่างสารกึ่งตัวนำที่มีสมบัติทางไฟฟ้า และ/หรือ สมบัติทางไฟฟ้าเชิงแสง อีกทั้งลักษณะโครงสร้างแถบพลังงานที่แตกต่างกัน 2 ชนิด โดยรอยต่อวิวิธพันธุ์นั้นสามารถ จำแนกได้เป็น 2 ระบบ คือ<sup>6,7</sup>

1. การจำแนกเป็นรอยต่อแบบฉับพลัน ( abrupt ) และรอยต่อแบบเป็นขั้นตอน ( graded ) โดยการพิจารณาจากระยะทางของการเคลื่อนย้าย ( transition ) พาหะ จากสารหนึ่ง ไปยังอีกสารหนึ่งอย่างสมบูรณ์ที่บริเวณใกล้ผิว ตัวอย่าง เช่น ในกรณีรอยต่อวิวิธพันธุ์ แบบฉับพลันนั้น จะมีการเคลื่อนย้ายเกิดขึ้นเพียงแคในระยะเวลาของอะตอมเท่านั้น ( $< 1 \mu\text{m}$ ) ในขณะที่รอยต่อแบบเป็นขั้นตอนจะมีระยะเวลาของการเคลื่อนย้ายกว้างถึง ช่วงระยะการแพร่ ( diffusion length ) ซึ่งแสดงได้ดังรูปที่ 2.1(n) และ (ข)
2. การจำแนกรอยต่อวิวิธพันธุ์ตามชนิดของสภาพการนำไฟฟ้า ( conductivity ) ของสาร ที่อยู่ในแต่ละด้านของรอยต่อโดยที่ถ้าสารที่อยู่ในแต่ละด้านของรอยต่อมีสภาพการนำ ไฟฟ้าเป็นแบบเดียวกัน เช่น พี - พี ( p - p ) หรือ เอ็น - เอ็น ( n - n ) จะเรียกรอยต่อ วิวิธพันธุ์แบบนี้ว่า รอยต่อวิวิธพันธุ์แบบชนิดเหมือน ( isotype heterojunction ) แต่ถ้า สภาพการนำไฟฟ้าของสารในแต่ละด้านไม่เหมือนกันเช่น พี - เอ็น ( p - n ) หรือ เอ็น - พี ( n - p ) จะเรียกว่า รอยต่อวิวิธพันธุ์แบบชนิดต่าง ( anisotype heterojunction )

สมบัติของรอยต่อวิวิธพันธุ์จะถูกกำหนดโดยตัวแปรของสารกึ่งตัวนำทั้งสองทำให้ การจัดเรียงของอะตอมและโครงสร้างของอะตอมมีความซับซ้อนกันมากกว่ารอยต่อแบบเอกพันธุ์ ( homojunction ) ซึ่งสมบัติทางกายภาพถูกกำหนดด้วยสนามไฟฟ้าระหว่างรอยต่อที่นำไปสู่การโค้ง ของแถบการนำและแถบวาเลนซ์ ( valence band )



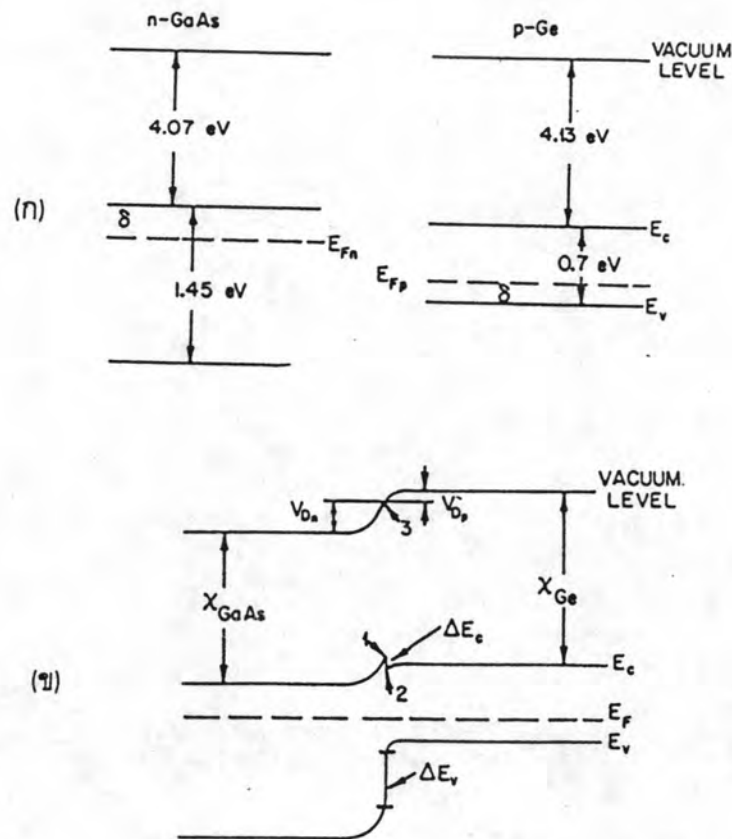
รูปที่ 2.1 (ก) แสดงรอยต่อแบบจับพลาสมา และ (ข) รอยต่อแบบเป็นชั้นตอน ในสภาวะสมดุลความร้อน ( thermal equilibrium )<sup>๑</sup>

โครงสร้างแถบพลังงาน<sup>๑</sup>

เนื่องจากลักษณะและสมบัติของรอยต่อวิวิธพันธุ์จะขึ้นกับตัวแปรของสารทั้งสองชนิดที่นำมาประกบกัน ดังนั้นในขั้นแรก พิจารณาโครงสร้างแถบพลังงานของสารทั้งสองในขณะที่ยังไม่ได้นำมาประกบเป็นรอยต่อ โดยในที่นี้จะสนใจเฉพาะรอยต่อที่เป็นแบบจับพลาสมา เพื่อให้เป็นการง่ายต่อการทำความเข้าใจ จึงยกตัวอย่างรอยต่อวิวิธพันธุ์ระหว่างสารกึ่งตัวนำ Ge ชนิดพี กับสารกึ่งตัวนำ GaAs ชนิดเอ็น ซึ่งมีค่าของตัวแปรต่าง ๆ ดังตารางที่ 2.1

	GaAs	Ge
Energy gap, $E_g$	1.45 eV	0.7 eV
Electron affinity, $\chi$	4.07 eV	4.13 eV
Net donor doping, $N_D - N_A$	$10^{16} \text{ cm}^{-3}$	—
Net acceptor doping, $N_A - N_D$	—	$3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
$E_c - E_F = \delta_{\text{GaAs}}$	0.1 eV	—
$E_F - E_v = \delta_{\text{Ge}}$	—	0.14 eV
Lattice constant, $a$	5.654 Å	5.658 Å
Dielectric constant, relative	11.5	16

ตารางที่ 2.1 แสดงค่าคงที่ต่างๆของรอยต่อวิวิธพันธุ์ GaAs - Ge ชนิด พี-เอ็น



รูปที่ 2.2 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของ n-GaAs และ p-Ge ทั้งก่อน (ก) และ  
หลัง (ข) การนำมาต่อเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์

ในรูปที่ 2.2 (ก) แสดงให้เห็นถึงโครงสร้างแถบพลังงานของ n-GaAs และ p-Ge ในขณะที่ยังแยกกันอยู่ โดยมีตัวแปรที่สำคัญของสารกึ่งตัวนำแต่ละตัว คือ ค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตี ( $\chi$ ) ซึ่งนิยามจากพลังงานที่ใช้ในการเคลื่อนย้ายอิเล็กตรอนจากขอบของแถบการนำไปยังระดับของสุญญากาศ (vacuum level) , ค่าเวิร์คฟังก์ชัน ( $\phi$ ) ซึ่งนิยามจากพลังงานที่ใช้ในการเคลื่อนย้ายอิเล็กตรอนจากระดับพลังงานเฟอร์มี (Fermi energy level) ,  $E_F$  ไปยังระดับสุญญากาศ และช่องว่างแถบพลังงาน (energy gap)

ในรูปที่ 2.2 (ข) แสดงลักษณะของโครงสร้างแถบพลังงานภายหลังจากนำสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดมาประกบกัน ซึ่งพบว่ามีกัณฑ์ของแถบพลังงานที่บริเวณผิวรอยต่อ (interface) ซึ่งไม่เพียงแต่เป็นผลของสนามไฟฟ้าที่มีอยู่ในทิศจากสารเอ็นไปยังสารพีเท่านั้น แต่ยังรวมกับการเกิดขึ้นของตัวแปรใหม่อีก 4 ตัว คือ ผลต่างของขอบล่างแถบวาเลนซ์ ( $\Delta E_v$ ) , ผลต่างของขอบบนแถบการนำ ( $\Delta E_c$ ) , ความต่างศักย์การแพร่ในสารชนิดเอ็น ( $V_{0n}$ ) และ

ในสารชนิดที่ ( $V_{Dp}$ ) โดยที่สภาพการโค้งงอของแถบพลังงานจะมากขึ้นอยู่กับค่าของ  $V_{Dn}$  และ  $V_{Dp}$  ส่วนตัวแปร  $\Delta E_v$  และ  $\Delta E_c$  นั้น เป็นความไม่ต่อเนื่องในแถบการนำและแถบวาเลนซ์ ซึ่งเป็นผลมาจากความแตกต่าง กันของช่องว่างแถบพลังงานในสารกึ่งตัวนำแต่ละชนิด<sup>8</sup>

เมื่อนำสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดมาประกบกันในสถานะสมดุลย์ ระดับเฟอร์มิของสารทั้งสองจะปรับเข้าหากัน โดยพบว่า ระยะขจัดที่ระดับเฟอร์มิ จะมีค่าเท่ากับ  $V_{Dn} + V_{Dp}$  ซึ่งจากรูปที่ 2.2 (ข) จะได้ค่า

$$E_{Fp} - E_{Fn} = (\chi_{Ge} + E_{g(Ge)} - \delta_{Ge}) - (\chi_{GaAs}) = V_{Dn} + V_{Dp} \quad (2.1)$$

โดยที่ตัวแปร  $\delta$  จะหมายถึงผลต่างระหว่างระดับเฟอร์มิ กับ ขอบของแถบพลังงานที่อยู่ใกล้ที่สุด จะเห็นได้ว่า ผลต่างของพลังงานในสมการที่ (2.1) จะบ่งชี้ถึงสภาพโค้งงอของแถบพลังงานทั้งหมด โดยถ้าให้บริเวณที่มีการเคลื่อนย้ายของพาหะครอบคลุมถึงระยะ  $\chi_p$  และ  $\chi_n$  จากผิวของรอยต่อ ซึ่งจะได้ค่า

$$\chi_n / \chi_p = N_A / N_D \quad (2.2)$$

เพื่อเป็นการอนุรักษ์ประจุ ซึ่งจากสมการปัวซอง (Poisson's equation)<sup>9,14</sup> สามารถเขียนได้ว่า

$$\begin{aligned} V_{Dn} &= N_D \chi_n^2 / 2 \epsilon_{GaAs} \\ V_{Dp} &= N_A \chi_p^2 / 2 \epsilon_{Ge} \end{aligned}$$

โดย  $\epsilon_{GaAs}$  และ  $\epsilon_{Ge}$  คือค่าคงที่ไดอิเล็กตริกของสารกึ่งตัวนำ GaAs และ Ge ตามลำดับ ซึ่งจะได้

$$V_{Dn} / V_{Dp} = N_A \epsilon_{Ge} / N_D \epsilon_{GaAs} \quad (2.3)$$

ซึ่งจากรูป 2.2 (ข) พบว่า ชั้นพลังงาน  $\Delta E_c$  เขียนได้ว่า

$$\Delta E_c = \delta_{\text{GaAs}} + V_{\text{Dn}} - \{E_{\text{g(Ge)}} - \delta_{\text{Ge}}\} + V_{\text{Dp}} \quad (2.4)$$

แทนค่าจากสมการที่ (2.1) จะได้

$$\Delta E_c = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}} \quad (2.5)$$

ในทำนองเดียวกัน ชั้นพลังงานในระดับวาเลนซ์จากรูป 2.2 (ข.) ก็สามารถเขียนได้เช่นเดียวกัน

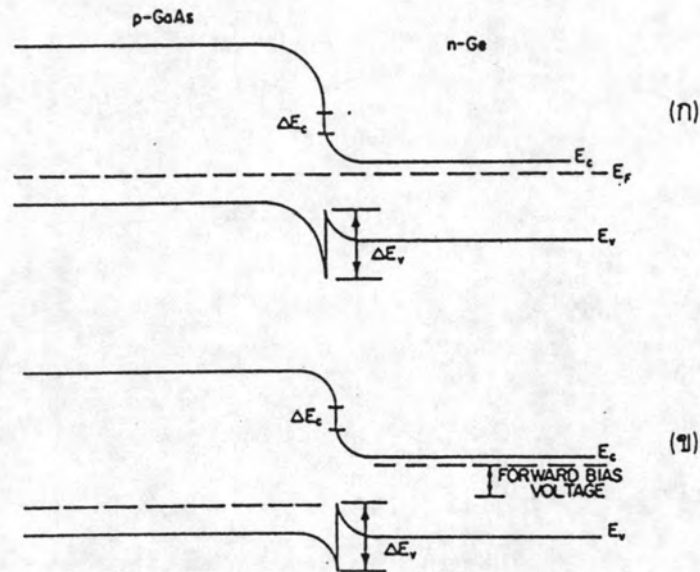
$$\Delta E_v = \{E_{\text{g(GaAs)}} - E_{\text{g(Ge)}}\} - (\chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}) \quad (2.6)$$

ซึ่งจากสมการ (2.5) และ (2.6) เมื่อนำมารวมกัน จะได้

$$\Delta E_c + \Delta E_v = E_{\text{g(GaAs)}} - E_{\text{g(Ge)}} \quad (2.7)$$

จากตัวอย่างรอยต่อระหว่าง GaAs กับ Ge ที่ยกมา จะมีค่าของ  $\Delta E_c$  เท่ากับ 0.06 eV และมีค่า  $\Delta E_v$  เท่ากับ 0.69 eV. ค่าของตัวแปร  $\Delta E_v$  นั้นจะมีผลทำให้เกิดยอดแหลมของพลังงาน (energy spike) ขึ้นระหว่างแถบวาเลนซ์ของรอยต่อ ซึ่งพบว่าถ้ายอดแหลมนี้มีขนาดใหญ่จะเป็นตัวกำหนดการจำกัดการไหลของโฮล (hole) และจะทำให้เกิดกระบวนการรวมตัว (recombination) ขึ้นที่บริเวณผิวรอยต่อ ซึ่งจะไปมีผลต่อการไหลของกระแส

ในแบบจำลองโครงสร้างแถบพลังงานในรูปที่ 2.2 นั้น ให้อธิบายว่ามีประจุอยู่ในบริเวณผิวระหว่างสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิด ซึ่งถ้ามีประจุอยู่ก็จะเกิดระดับพลังงานขึ้นที่แนวผิวสัมผัสและจะทำให้เกิดการกักเก็บอิเล็กตรอนหรือโฮลจากสารกึ่งตัวนำด้านใดด้านหนึ่งหรือทั้งสองด้านของรอยต่อวิธีพันธุ



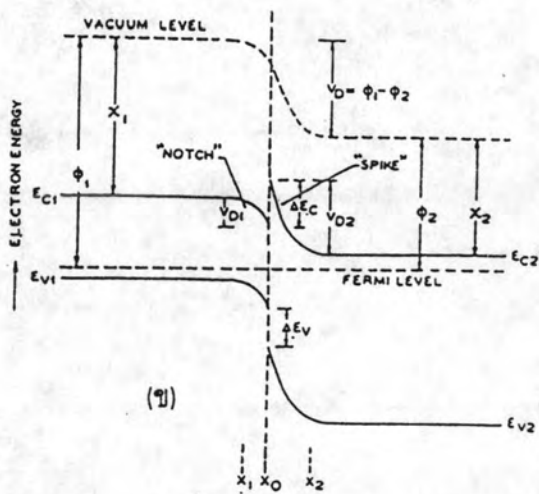
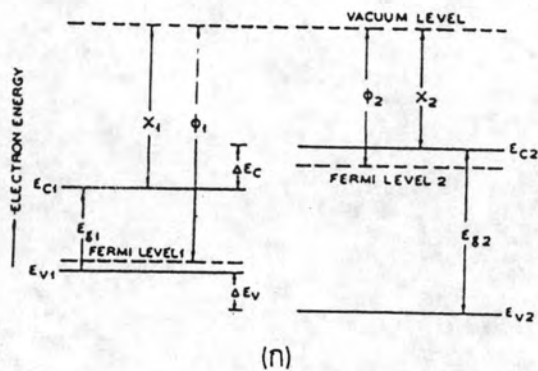
รูปที่ 2.3 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น  
ของ GaAs - Ge (ก) เมื่อไม่มีความต่างศักย์จากภายนอกไบแอส  
และ (ข) เมื่อมีความต่างศักย์แบบไบแอสตรง

#### แบบจำลองของรอยต่อวิวิธพันธุ์ <sup>6.7</sup>

การศึกษาถึงแบบจำลองของรอยต่อวิวิธพันธุ์ในที่นี้ จะเห็นถึงการศึกษาการรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลันชนิดต่าง (abrupt anisotype heterojunction) โดยรอยต่อชนิดนี้จะรวมถึงทั้งแบบที่เป็น พี - เอ็น และ เอ็น - พี ซึ่งเป็นสิ่งประดิษฐ์พาหะน้อย (minority carrier devices) เหมือนกับรอยต่อ เอกพันธุ์ชนิด พี - เอ็น และ เอ็น - พี โดยแบบจำลองที่ใช้อธิบายรอยต่อวิวิธพันธุ์นั้น ส่วนใหญ่ได้พัฒนา และขยายมาจากแบบจำลองของรอยต่อเอกพันธุ์ที่เป็นพื้นฐานโดยทั่วไป ซึ่งถูกเสนอโดย Shockley โดยแบบจำลองของรอยต่อวิวิธพันธุ์ซึ่งเป็นที่ยอมรับกันทั่วไป มีดังนี้

1. แบบจำลองการแพร่ ( Diffusion Model )

แบบจำลองนี้ถูกเสนอขึ้นครั้งแรกโดย Anderson และได้ถูกพัฒนามันต่อๆมา โดยที่ส่วนมากไม่คำนึงถึงผลที่เกิดขึ้นจากไดโพล ( dipole ) และ สถานะผิวรอยต่อ ( interface state ) พิจารณาโครงสร้างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำทั้งชนิด เอ็นและพี ในขณะที่อยู่อิสระในสภาวะสมดุลย์ และเมื่อนำมาต่อเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์แล้ว โดยแสดงได้ดังรูปที่ 2.4 (ก) และ 2.4 (ข) ตามลำดับ



รูปที่ 2.4 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิดต่าง ทั้งขณะ ก่อนเชื่อมต่อ (ก) และ หลังจากนำมาเชื่อมต่อกันแล้ว (ข)

บริเวณขอบของแถบการนำในโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อในรูปที่ 2.4 (ข) พบว่า มีการปรากฏของยอดแหลม ( spike ) และนอตช์ ( notch ) ขึ้นที่ผิวรอยต่อ ซึ่งจะพบปรากฏการณ์นี้ในกรณีที่ว่า  $\chi_1 > \chi_2$

พิจารณาสารกึ่งตัวนำสองชนิดที่ต่างกัน โดยมีค่าของช่องว่างแถบพลังงาน ( $E_g$ ) ต่างกัน ถูกโด๊ป (dope) ให้มีชนิดต่างกัน มีค่าคงที่ไดอิเล็กตริก ( $\epsilon$ ) ต่างกัน อีกทั้งยังมีค่าเวิร์คฟังก์ชัน (work function),  $\Phi$  และค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตี (electron affinity),  $\chi$  ของสารกึ่งตัวนำทั้งสองนี้ก็ยังต่างกัน โดยปริมาณทั้งสองค่าดังกล่าวนิยามโดยค่าพลังงานของการเคลื่อนย้ายอิเล็กตรอนจากระดับเฟอร์มิ ( $E_F$ ) และจากขอบล่างของแถบการนำ ( $E_c$ ) ไปยังตำแหน่งภายนอกสาร หรือที่เรียกว่า ระดับสูญญากาศ ตามลำดับ ขอบบนของแถบวาเลนซ์เขียนแทนด้วย  $E_v$  ดัชนีห้อยท้าย 1 และ 2 แทนสารกึ่งตัวนำชนิด พี และชนิด เอ็น ตามลำดับ

จากรูป 2.4 (ก) จะเห็นได้ว่า ขอบของแถบพลังงาน  $E_{c1}$ ,  $E_{c2}$ ,  $E_{v1}$  และ  $E_{v2}$  ในสภาวะก่อนที่จะเกิดรอยต่อจะเป็นเส้นตรงในแนวระดับ โดยมีระดับพลังงานเฟอร์มิ ( $E_F$ ) ที่แตกต่างกัน ภายหลังจากการนำสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิดมาเชื่อมเข้าด้วยกัน เมื่อถึงสภาวะสมดุล พบว่าจะมีการปรับ ระดับพลังงานเฟอร์มิของสารกึ่งตัวนำทั้งสองให้มาเท่ากัน ทั้งนี้เนื่องจากการเคลื่อนย้ายอิเล็กตรอน จากด้าน เอ็น ไปยังด้าน พี เป็นผลทำให้เกิดการพร่อง (depletion) ของอิเล็กตรอนที่บริเวณรอยต่อ และ จะเกิดการโค้งงอของขอบแถบพลังงาน ในรูป 2.4 จะพบความไม่ต่อเนื่องของขอบแถบการนำโดยเขียนช่วงของความไม่ต่อเนื่องนั้น แทนด้วย  $\Delta E_c$  ซึ่งจะมีค่าเท่ากับผลต่างของค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตีของสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิด ในรอยต่อแบบนี้พบว่า ชั้นของการพร่อง (depletion layer) จะเกิดขึ้นที่ทั้งสองด้านของผิวรอยต่อ โดยที่ไม่คำนึงถึงการมีสถานะผิวรอยต่อแล้ว ผลรวมของ built-in voltage ( $V_D$ ) อันเป็นผลมาจากความต่างกันของค่าเวิร์คฟังก์ชัน ( $\Phi_1 - \Phi_2$ ) ซึ่งจะมีค่าเท่ากับผลรวมของ built-in voltage ในแต่ละด้านของรอยต่อ ( $V_D = V_{D1} + V_{D2}$ ) โดยที่  $V_{D1}$  และ  $V_{D2}$  เป็นค่าของศักย์ไฟฟ้าสถิตย์ (electrostatic Potential) ที่สภาวะสมดุลของสารกึ่งตัวนำ 1 และ 2 ตามลำดับ และเพราะค่าคงที่ไดอิเล็กตริกของทั้งสองสารมีค่าต่างกัน จึงทำให้สนามไฟฟ้าสถิตย์มีค่าไม่ต่อเนื่อง ณ. ผิวสัมผัสของรอยต่อ

ถ้าตำแหน่งที่บริเวณผิวสัมผัส ในรูปที่ 2.4 (ข) เขียนแทนด้วย  $x_0$  ดังนั้นช่วงกว้างของการเคลื่อนย้าย (transition widths) ที่บริเวณทั้งสองข้างของผิวสัมผัสของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบ พี - เอ็น นี้ จะสามารถหาได้จากการแก้สมการปัวซองที่ใช้กับรอยต่อเอกพันธุ์ โดยจะได้ว่า

$$(x_0 - x_1) = \left[ \frac{2 N_{A1} \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{q N_{D2} (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})} \right]^{1/2} \quad (2.8)$$

และ

$$(x_2 - x_1) = \left[ \frac{2 N_{D2} \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{q N_{A1} (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2})} \right]^{1/2} \quad (2.9)$$



โดย  $q$  เป็นค่าของประจุ  $\epsilon_1$  และ  $N_{A1}$  เป็นค่าคงที่ไดอิเล็กตริกและความเข้มข้นของผู้รับ (acceptors) ในสารกึ่งตัวนำชนิด พี ส่วน  $\epsilon_2$  และ  $N_{D2}$  นั้น เป็นค่าคงที่ไดอิเล็กตริกและความเข้มข้นของผู้ให้ (donors) ในสารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น และค่า  $V_0$  จะเท่ากับ ผลรวมของ  $V_{D1}$  และ  $V_{D2}$

$$V_0 = V_{D1} + V_{D2} \quad (2.10)$$

ซึ่งความสัมพันธ์ระหว่าง relative built-in voltage,  $V_{D1}$  และ  $V_{D2}$  ในสารกึ่งตัวนำแต่ละตัว สามารถเขียนได้เป็น

$$V_{D1} / V_{D2} = N_{D2} \epsilon_2 / N_{A1} \epsilon_1 \quad (2.11)$$

และพบว่า ถ้าความจุไฟฟ้า (capacitance) ต่อพื้นที่ของบริเวณการเคลื่อนย้ายจะมีค่าเท่ากับ

$$C/a = [ \{ q N_{A1} N_{D2} \epsilon_1 \epsilon_2 / 2 (\epsilon_1 N_{A1} + \epsilon_2 N_{D2}) \} V_0^{-1} ]^{1/2} \quad (2.12)$$

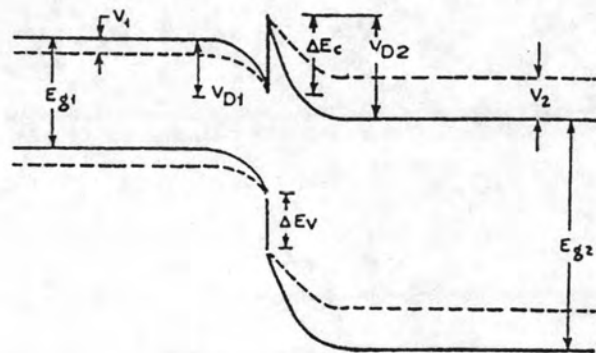
ในกรณีที่มีการป้อนความต่างศักย์จากภายนอก,  $V$  คล่อมรอยต่อ สมการข้างต้นนั้น สามารถที่จะเขียนใหม่ได้โดยเปลี่ยนเทอมจาก  $V_0$  เป็น  $(V_0 - V)$  ส่วนเทอม  $V_{D1}$  และ  $V_{D2}$  เปลี่ยนเป็น  $(V_{D1} - V_1)$  และ  $(V_{D2} - V_2)$  ตามลำดับ

ในแบบจำลองการแพร่นี้ Anderson ถือว่า เพราะความไม่ต่อเนื่องของขอบแถบพลังงาน ณ บริเวณผิวสัมผัสรอยต่อ ดังนั้นกระแสการแพร่ (diffusion current) ที่เกิดขึ้นจะประกอบด้วยอิเล็กตรอน หรือโฮลเป็นส่วนใหญ่ ซึ่งสำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบ พี - เอ็น ในที่นี้ พบว่ากระแสพาหะหลักจะมาจากอิเล็กตรอน เพราะ รั้ว (barrier) ที่ขวางกั้นอิเล็กตรอนจะมีขนาดเล็กกว่าที่ขวางกั้นโฮล

ถ้าไม่คิดถึงผลกระแสที่เกิดจากกระบวนการก่อเกิดและรวมตัว (Generation - Recombination current) ความสัมพันธ์ระหว่างกระแสและความต่างศักย์ จะสามารถเขียนได้ว่า

$$I = A \exp(-qV_{D2} / kT) [ \exp(qV_2 / kT) - \exp(-qV_1 / kT) ] \quad (2.13)$$

โดยที่  $V_1$  และ  $V_2$  เป็นส่วนของความต่างศักย์ที่ถูกบ่อน ซึ่งปรากฏอยู่ในสารกึ่งตัวนำชนิด พี และเอ็น ตามลำดับ แสดงได้ดังรูป 2.5  $k$  เป็นค่านิจของโบลซ์มัน ( Boltzmann constant ) ,  $T$  คือ อุณหภูมิ และตัวแปร  $A$  จะมีค่าเท่ากับ  $aqXN_{D2} (D_{n1}/\tau_{n1})^{1/2}$  โดยที่  $X$  เป็นค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน ( transmission coefficient ) ของอิเล็กตรอนข้ามผิวสัมผัสบริเวณรอยต่อ ,  $a$  คือ พื้นที่ของรอยต่อ  $D_{n1}$  และ  $\tau_{n1}$  คือ ค่าคงที่ของการแพร่ และ ค่าชั่วชีวิต ( life time ) ของ อิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิด พี ตามลำดับ



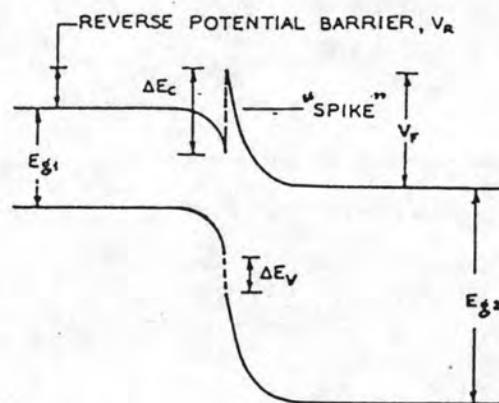
รูปที่ 2.5 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อพีเอ็นแบบจับปล้นชนิด พี - เอ็น ภายใต้การไบแอสตรง เส้นทึบ แสดงถึงกรณีเมื่อไม่มีการไบแอส ( zero bias )

จากสมการ ( 2.13 ) จะเห็นได้อย่างชัดเจนว่า เทอมแรก ที่อยู่ในวงเล็บจะมีความสำคัญในกรณีที่เป็นการไบแอสตรง ส่วนเทอมที่ 2 จะเป็นในกรณีไบแอสย้อน ( reverse bias )

ถ้า  $V_2 = V/\eta$  จะได้ว่า  $V_1 = (1 - 1/\eta) V$  และพบว่า กระแสจะแปรผันแบบเอกซโปเนนเชียลกับความต่างศักย์ ทั้งในด้านไบแอสตรงและไบแอสย้อน โดย  $\eta$  จะมีค่าเท่ากับ  $(1 + N_{D2}E_2/N_{D1}E_1)$

## 2. แบบจำลองแบบปลดปล่อย ( Emission Model )

ในการสมมติค่าตัวแปรสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน (  $X$  ) ซึ่งใช้ในการอธิบายผลจากการทดลองโดยใช้แบบจำลองการแพร่ข้างต้นนั้น เป็นจุดเริ่มต้นแนวคิดของการหาแบบจำลองใหม่ๆ มาช่วยในการหาค่าอธิบายปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้น ซึ่งแบบจำลองแบบปลดปล่อยก็ได้ถูกพัฒนาขึ้นโดย Perlman และ Feucht โดยได้มีการรวมเอาผลอันเนื่องมาจากยอดแหลมเข้ามาคิดด้วย แบบจำลองนี้เป็นการนำเอาแบบจำลองจลนพลศาสตร์แบบคลาสสิก ( classical kinetic model ) มาช่วยในการประเมินค่าของกระแสปลดปล่อย ( emission current ) จากในแบบจำลองการแพร่ เพื่อที่จะใช้ในการขยายข้อจำกัดความของพาหะหนุ่่น้อยที่เกิดขึ้น ณ ขอบของบริเวณพร่อง ( depletion region ) ตัวอย่างเช่น ในกรณีของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบจับพลังงานชนิด พี - เอ็น ดังใน รูปที่ 2.6 โดยการเคลื่อนย้ายประจุส่วนใหญ่จะเป็นอิเล็กตรอน โดยมีกระบวนการ เกิดขึ้น 2 กระบวนการที่จะแสดงถึงลักษณะเฉพาะของกระแส - ความต่างศักย์ คือ กระบวนการ แบบรอยต่อเอกพันธุ์ ซึ่งการเกิดขึ้นของพาหะหนุ่่น้อยที่ขอบบริเวณพร่องจะเป็นตัวจำกัดการไหลของกระแส และ กระบวนการแบบรอยต่อโลหะ - สารกึ่งตัวนำ ซึ่งกระแส นั้นจะถูกจำกัด โดยรั้วศักย์ ( potential barrier ) ที่อยู่ในสารกึ่งตัวนำด้านชนิด เอ็น โดยกระบวนการหลังนั้น จะมีผลอย่างมากต่อลักษณะเฉพาะของรอยต่อเมื่อที่บริเวณผิวสัมผัสของรอยต่อมีรั้วศักย์ กั้นขวางย้อนกลับขนาดใหญ่เกิดขึ้น



รูปที่ 2.6 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบจับพลังงานชนิด พี - เอ็น ในลักษณะไม่สมดุลย์ ( non - equilibrium )

ส่วนกระบวนการแรกนั้น จะมีผลในกรณียอดแหลม มีการวางตัวได้แก่การนำของสารชนิดพี ภายนอก space - charge region ซึ่งสามารถเขียนสมการเชิงวิเคราะห์ของลักษณะเฉพาะ กระแส - ความต่างศักย์ สำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น โดยไม่คำนึงถึงผลที่เกิดจาก กระบวนการก่อเกิดและกระบวนการรวมตัว ที่ปรากฏ ณ บริเวณ space - charge region ได้ดัง สมการที่ ( 2.14 ) คือ

$$I = I_s [ \exp( qV / kT ) - 1 ] / [ 1 + I_s / I_d ] \quad (2.14)$$

โดยที่

$$I_s = aq N_{D1} ( D_{n1} / \tau_{n1} )^{1/2} \quad (2.15)$$

ซึ่งจะสมมูลกันกับปริมาณกระแสอิ่มตัวของอิเล็กตรอน ในสมการสำหรับรอยต่อเอกพันธุ์ชนิด พี - เอ็น ซึ่งเสนอโดย Shockley จะได้ว่า

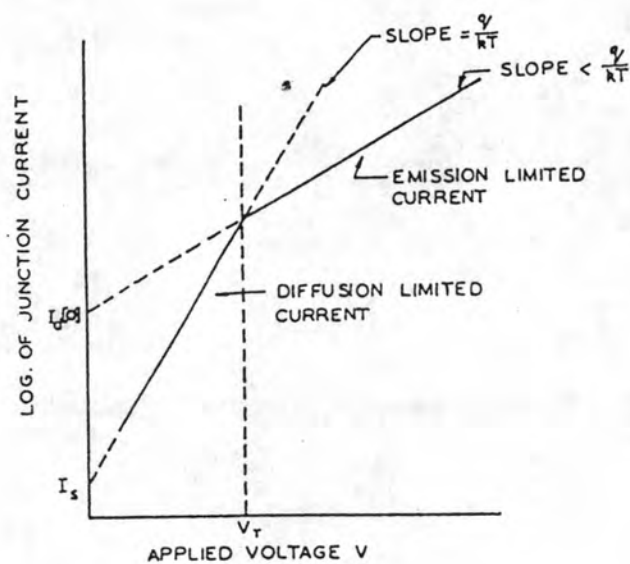
$$I_d = 1/2 aq X_m N_{D2} v_{xe2} \exp [ -q/kT ( V_f + V ) ] \quad (2.16)$$

ซึ่ง  $I_d$  ก็คือ กระแสปลดปล่อยจำกัด ( emission limited current ) โดยสัญลักษณ์ใน สมการ ( 2.6 ) นั้น  $V$  คือความต่างศักย์ที่ป้อนเข้าไป,  $a$  คือพื้นที่ของรอยต่อ,  $N_{D1}$  และ  $N_{D2}$  คือความเข้มข้นของผู้ให้อิเล็กตรอนในสภาวะสมดุลของสารกึ่งตัวนำชนิด พี และ เอ็น  $v_{xe2}$  มีค่าเท่ากับ  $( 2kT / \pi m_n^* )$  โดยที่  $m_n^*$  คือค่ามวลยังผลของอิเล็กตรอนในสารชนิด เอ็น,  $V_f$  คือ ศักย์กันทางตรง ( ดูในรูปที่ 2.6 )  $D_{n1}$  และ  $\tau_{n1}$  คือค่าคงที่ของการแพร่และค่าชั่วชีวิตของอิเล็กตรอน ในสารกึ่งตัวนำชนิด พี และถ้า  $X_m$  คือค่าสัมประสิทธิ์การส่งผ่านซึ่งรวมผลของความไม่สมมาตรแบบคลาสสิกของมวลกันขวาง ( classical non-symmetric effect of mass barrier ) เข้ากับผลของความสมมาตรอันเนื่องมาจากลักษณะตามธรรมชาติของคลื่นของกระแสพาหะ เพื่อสะดวกในการเปรียบเทียบ สมการ ( 2.14 ) สามารถเขียนได้ใหม่ ในลักษณะเดียวกันกับสมการ ( 2.13 ) ของ Anderson คือ

$$I = (1/2) aq X_m N_{D2} v_{xe2} \exp ( -qK_2 V_D / kT ) - \exp ( -qK_1 V / kT ) ] \quad (2.17)$$

โดยที่  $K_2 = ( 1 + N_{D2} \epsilon_2 / N_{A1} \epsilon_1 )^{-1}$  และค่าของ  $K_1 = ( 1 - K_2 )$  จะสังเกตได้ว่าใน

สมการที่ ( 2.17 ) นั้น จะต่างกับสมการ ( 2.14 ) ก็เพียงแต่การแทนของเทอม  $X_m v_{x02} / 2$  ในเทอม  $X (D_{n1} / \tau_{n1})^{1/2}$  แต่สำหรับกรณี  $X = X_m = 1$  ค่ากระแสที่ได้จะแตกต่างกัน ในสมการ ( 2.14 ) นั้น จะเห็นได้ว่า กระบวนการต่างๆที่เกิดขึ้นจะตามอัตราส่วนระหว่าง  $I_s / I_0$  ซึ่งถ้า  $I_s \ll I_0$  พบว่า กระแสทั้งหมดที่เกิดขึ้นจะเป็นไปตามแบบจำลองของรอยต่อไดโอดเอกพันธ์แบบพี - เอ็น แต่ในกรณีที่  $I_s \gg I_0$  ค่าที่ได้จะเป็นไปตามแบบจำลองของทักไดโอด ( Schottky diode model ) ลักษณะเฉพาะของกระแส - ความต่างศักย์ตามหลักทฤษฎีนั้น แสดงได้ดังในรูปที่ 2.7

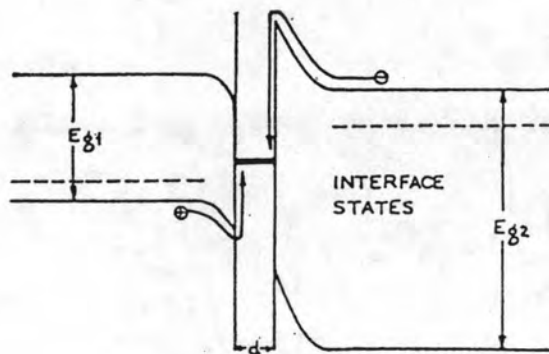


รูปที่ 2.7 แสดงลักษณะเฉพาะ กระแส - ความต่างศักย์ของ  
รอยต่อวิวิธพันธุ์แบบจับปล้นชนิด พี - เอ็น

จากรูปจะสังเกตเห็นได้ว่า มีการเปลี่ยนแปลงลักษณะของกระแส ที่บริเวณจุดความต่างศักย์วิกฤติ ( critical voltage ),  $V_T$  โดยการเปลี่ยนของกระแสกับความต่างศักย์ในช่วงแรกก่อนถึงจุดความต่างศักย์วิกฤตินั้น จะเป็นไปตามแบบการแพร่ แต่เมื่อความต่างศักย์มีค่ามากกว่า ความต่างศักย์วิกฤติไปแล้ว ลักษณะเฉพาะกระแส - ความต่างศักย์ จะเป็นไปตามแบบปลดปล่อย

### 3. แบบจำลองแบบปลดปล่อย - รวมตัว ( Emission - Recombination Model )

แบบจำลองนี้ได้ถูกเสนอโดย Delega ซึ่งมีพื้นฐานมาจากการเกิดขึ้นของชั้นบางๆ ที่บริเวณผิวสัมผัสรอยต่อ ซึ่งจะทำให้เกิดการรบกวนต่อโครงผลึกและจะเกิดการรวมตัวอย่างรวดเร็วของอิเล็กตรอนและโฮล ที่ข้ามศักย์กั้นขวางของด้านตนเองมาพบกัน ณ บริเวณผิวสัมผัสรอยต่อ โดยกระบวนการปลดปล่อยด้วยความร้อน ( thermal emission ) กระบวนการรวมกันที่เกิดขึ้นอย่างรวดเร็วที่ บริเวณผิวสัมผัสรอยต่อนี้ เป็นการบ่งชี้ว่า จะไม่มีกระบวนการเรียงกระแสเกิดขึ้น ถึงแม้ว่า space charge region จะมีความกว้างมากกว่าชั้นบางๆนี้ ในสภาวะสมดุลย์ โครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลันชนิด พี - เอ็น ตามลักษณะแบบจำลองนี้ แสดงดังรูปที่ 2.8 ซึ่งจากแบบจำลองนี้รอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น จะมีลักษณะคล้ายกับการมีรอยต่อระหว่างโลหะกับสารกึ่งตัวนำ 2 รอยต่อ มาต่ออนุกรมกันอยู่ โดยมีความเข้มข้นขอบเขตของกระแสพาหะขึ้นกับความต่างศักย์ที่ถูกป้อนให้



รูปที่ 2.8 แสดงถึงแบบจำลองแบบปลดปล่อย - รวมตัว สำหรับ รอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น

ในการที่จะอธิบายลักษณะเฉพาะกระแสความต่างศักย์แบบไบแอสตรงให้ง่ายต่อการเข้าใจนั้น Van Opdrorp ได้เขียนสมการที่ซับซ้อนของ Delega ใหม่ในรูปแบบของ

$$I = I_s [\exp(qV/\beta kT) - 1] \quad (2.18)$$

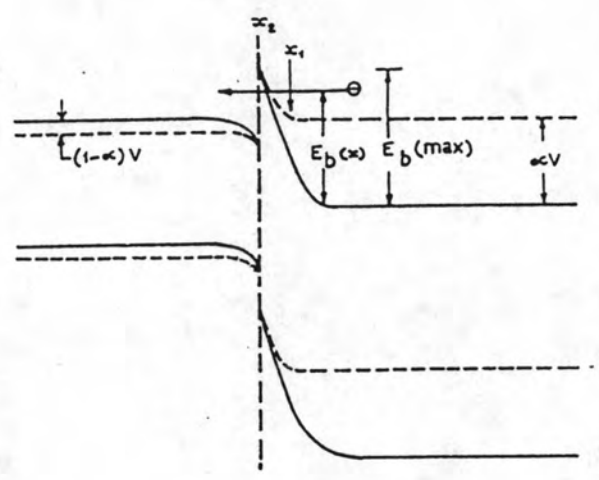
โดย

$$I_s = B \exp(-qV_0/\beta kT) \quad (2.19)$$

ซึ่งค่า B คือตัวแปรที่ขึ้นกับอุณหภูมิ และค่าของ  $\beta$  ในทั้งสองสมการนั้น บ่งชี้ถึงการแปรผันของอัตราส่วนของความเข้มข้นของความไม่สมบูรณ์ของสารกึ่งตัวนำทั้งสองชนิด ความชันของกราฟในส่วนที่เป็นเส้นตรงของลักษณะเฉพาะแบบไบแอสตรงในแบบล็อก (log) จะอยู่ในช่วงระหว่าง  $q/kT$  ถึง  $q/2kT$  (ตัวอย่างเช่น  $\beta$  จะเปลี่ยนแปลงในช่วงค่าระหว่าง 1 ถึง 2) โดยค่ากระแสย้อนกลับซึ่งได้จากแบบจำลองนี้จะเพิ่มขึ้นอย่างเอกซโพเนนเชียลกับความต่างศักย์ เพราะความต้านทานย้อนกลับมีค่าสูงสุด เป็นที่น่าสังเกตว่าแบบจำลองนี้มีส่วนคล้ายคลึงกันกับแบบจำลองรอยต่อแบบเอกพันธ์ของ Sah, Noyce, และ Shockley ยกเว้นแต่ในแบบจำลองรอยต่อเอกพันธ์ที่กล่าวถึงนี้ สถานะการรวมตัว (Recombination state) จะมีการกระจายอย่างเป็นระเบียบใน Space และมีค่าพลังงานไอออนไนเซชัน (Ionization) ที่แน่นอน ในขณะที่แบบจำลองแบบปลดปล่อย - รวมตัว มีการกระจายตัวของชั้นพลังงานอย่างต่อเนื่อง และถูกจำกัดโดยบริเวณแคบๆ ณ ผิวสัมผัสรอยต่อ

#### 4. แบบจำลองการทะลุผ่าน (Tunneling Model)

แบบจำลองการทะลุผ่านที่ใช้ในการอธิบายลักษณะเฉพาะกระแส - ความต่างศักย์ของรอยต่ออิมพัลชันแบบจัมป์ชนิด พี - เอ็น นี้ ถูกเสนอขึ้นครั้งแรกโดย Rediger, Stopek และ Ward โดยมีพื้นฐานมาจากแนวคิดของ Price โดยมีการเสนอว่า อิเล็กตรอนสามารถจะเคลื่อนที่ทะลุผ่านรั้วศักย์ซึ่งอยู่ในสารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น ที่เป็นสารแบบมีช่องว่างแถบพลังงานกว้างแทนที่จะข้ามศักย์กันขวางตามปกติ ดังในรูปที่ 2.9 แต่อย่างไรก็ตามภายใต้สภาพการไบแอสตรงนั้น การไหลของอิเล็กตรอนจะเป็นแบบข้ามรั้วศักย์กันขวางแบบปกติ ซึ่งเป็นผลจากกระบวนการปลดปล่อยด้วยความร้อน หรือ จะเป็นการทะลุผ่านศักย์กันขวางก็ขึ้นอยู่กับสมบัติของสารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น เป็นสำคัญ



รูปที่ 2.9 แสดงถึงแบบจำลองทะลุผ่านโดยอาศัยโครงสร้างแถบพลังงานตามแบบของ Anderson

อาศัยวิธีการประมาณค่า WKB แบบคลาสสิก และกลไกการทะลุผ่านจากส่วนล่างของแถบการนำตามกรณีในรูปที่ 2.9 สมการของความน่าจะเป็น,  $\mathcal{J}$  สำหรับการทะลุผ่านของอิเล็กตรอนที่ส่วนล่างของแถบการนำ ภายใต้การไบแอสตรง จะสามารถเขียนได้ดังนี้

$$\mathcal{J} = \exp \left[ -2 \int_{x_1}^{x_2} [2 m_n^* \{ E_b(x) - q\alpha V \}]^{1/2} / \hbar dx \right] \quad (2.20)$$

โดยที่  $E_b(x)$  คือความสูงของรั้วกั้นขวาง ณ ตำแหน่ง  $(x)$  ใดๆ ได้ส่วนล่างของแถบการนำ,  $\alpha V$  คือ ส่วนของความต่างศักย์ไบอัส  $V$  ซึ่งจะมีผลต่อการยกตัวขึ้นของแถบการนำในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น แบบที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้าง  $m_n^*$  คือ ค่ามวลยังผลของอิเล็กตรอนในสารชนิด เอ็น โดย  $q$  คือ ค่าประจุ และ  $\hbar = h / 2\pi$



โดยอนุมานว่า  $E_0(x)$  เป็นฟังก์ชันที่ขึ้นกับเทอม  $x$  ดังนั้นจะสามารถหาผลสำเร็จของสมการ (2.20) ได้หลายแบบ สำหรับกรณีที่เป็นแบบเชิงเส้น เช่น กรณีที่มีสนามคงที่  $F_0$  ในบริเวณการเคลื่อนย้าย (transition region) Rediger สามารถหาผลสำเร็จโดยประมาณได้ว่า

$$\mathcal{J} \sim \exp[-(4/3)(2m_n')^{1/2} \{E_0(\max)\}^{3/2}/\hbar F_0] - \exp[2(2m_n')^{1/2} \{E_0(\max)\}^{1/2} q\alpha V/\hbar F_0] \quad (2.21)$$

โดย  $E_0(\max)$  คือรั้วศักย์กันขวางที่สูงที่สุด เทียบกับส่วนล่างของแถบการนำ ขณะไม่มีไบแอส ค่ากระแสทะลุผ่านซึ่งหาได้จากค่าความน่าจะเป็นของการทะลุผ่าน (สมการที่ 2.20) และ ฟลักซ์ (flux) ของอิเล็กตรอนที่ตกกระทบ ซึ่งจะพบว่าลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ภายใต้สภาวะไบแอสตรง สามารถเขียนได้เป็น

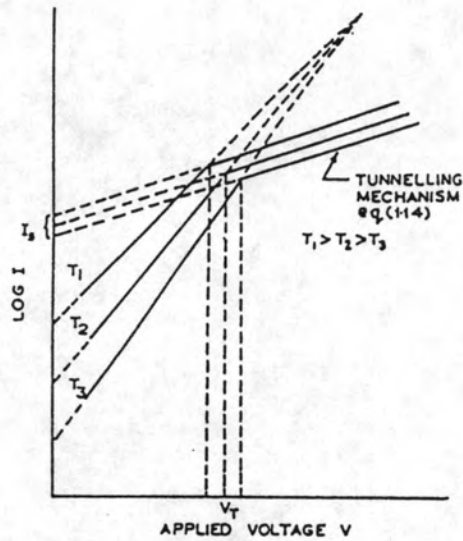
$$I = I_s(T) \exp(V/V_0) \quad (2.22)$$

โดยที่  $V_0$  เป็นค่าคงที่ และ  $I_s(T)$  เป็นค่ากระแสอิ่มตัวที่ขึ้นกับอุณหภูมิ จากผลการศึกษาการเปลี่ยนแปลงของกระแสที่ขึ้นกับความต่างศักย์และอุณหภูมิของรอยต่ออวิวิธพันธุ์แบบต่างๆ ดังตัวอย่างในรูปที่ 2.10 พบว่า ลักษณะเฉพาะกระแส - ความต่างศักย์แบบไบแอสตรงนั้นจะเป็นไปตามสมการ (2.22)

จากการศึกษาต่อมาพบว่า ค่าของ  $I_s(T)$  จะขึ้นกับเทอมของ  $\exp(T/T_0)$  ดังนั้นจากสมการ (2.22) จะสามารถนำมาเขียนใหม่ได้เป็น

$$I = I_\infty \exp(T/T_0) \exp(V/V_0) \quad (2.23)$$

โดยจะได้ค่าของ  $I_\infty$ ,  $T_0$ , และ  $V_0$  เป็นค่าคงที่

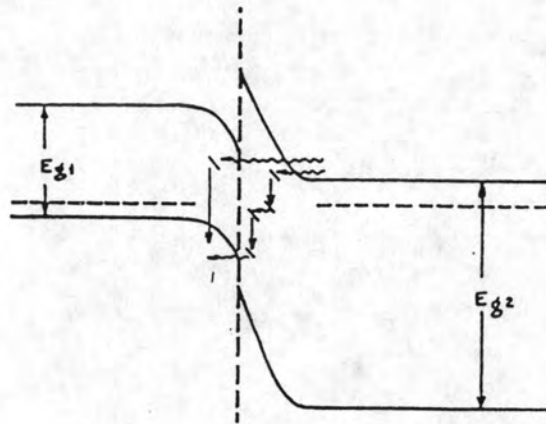


รูปที่ 2.10 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $\ln I$  กับ  $V$  จากผลการทดลอง  
สำหรับรอยต่อวิวิธพันธุ์ ชนิด พี - เอ็น ที่อุณหภูมิต่างๆ

จากสมการข้างต้นพบว่า ค่าของความต่างศักย์กับอุณหภูมิจะเป็นตัวแปรที่ไม่ขึ้นต่อกัน  
เช่น เทอม  $\delta(\ln I) / \delta V$  จะขึ้นกับอุณหภูมิ และค่าต่างๆที่ขึ้นกับอุณหภูมิจะแปรผันแบบ  
เอ็กซ์โพเนนเชียล เช่น  $\ln I$  จะแปรผันตาม  $T$

##### 5. แบบจำลองการทะลุผ่าน-รวมตัว ( Tunneling - Recombination Model )

Reben และ Fenchel ได้เสนอแบบจำลองนี้ขึ้นมา โดยมีพื้นฐานจากการผสมผสาน  
กระบวนการทะลุผ่านแถบพลังงานกับกระบวนการรวมตัว โดยกระบวนการทั้งหมดที่เกิดขึ้น  
สามารถแสดงได้ดังรูปที่ 2.11



รูปที่ 2.11 แสดงโครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น เมื่อไบแอสตรง และกระบวนการทะลุผ่าน - รวมตัว ทั้งแบบขั้นตอนเดียว และหลายขั้นตอน

โดยในแบบจำลองนี้จะเป็นการทะลุผ่านของอิเล็กตรอนจากแถบการนำของสารกึ่งตัวนำด้านที่มีช่องว่างแถบพลังงานกว้าง (ชนิด เอ็น) ไปยัง interband state ที่ว่างอยู่ของสารกึ่งตัวนำด้านที่มีช่องว่างแถบพลังงานที่แคบกว่า (ชนิด พี) แล้วเกิดการรวมตัวกับโฮล หรือการทะลุผ่านของโฮลจากสารชนิด พี ไปยัง occupied state ที่อยู่ในสารชนิด เอ็น และเกิดการรวมตัวกับอิเล็กตรอน ถ้าตำแหน่งเริ่มของการทะลุผ่านเกิดขึ้น ณ บริเวณส่วนล่างของแถบการนำ หรือส่วนบนของแถบวาเลนซ์ สามารถที่จะเขียนความสัมพันธ์ของกระแสไบแอสตรงได้ ดังนี้

$$I = B \exp[-\alpha(V_0 - V)] \quad (2.24)$$

โดย B เป็นตัวแปรที่ขึ้นกับความต่างศักย์และอุณหภูมิ,  $V_0$  คือความต่างศักย์การแพร่  $V$  คือค่าความต่างศักย์ที่ป้อน และ ค่า  $\alpha$  จะเป็นตัวแปรที่ขึ้นอยู่กับค่ามวลยังผลของอิเล็กตรอน

ในบริเวณต้องห้าม ( forbidden region ), ค่าคงที่ไดโอิเล็กตริก, ความเข้มข้นของพาหะที่สภาวะสมดุล และ ลักษณะที่แน่นอนของรั้วศักย์กั้นขวาง สำหรับการประมาณค่า  $\alpha$  ของกรณีรั้วศักย์กั้นขวางเชิงเส้น ( สนามคงที่กับตำแหน่ง ) ในบริเวณเคลื่อนย้าย และการทะลุผ่านที่ส่วนมากเกิดในสารชนิด เอ็น จะได้ว่า

$$\alpha = (4/3\hbar) (m_n^* \epsilon_2 / N_{D2})^{1/2} \quad (2.25)$$

โดยที่  $m_n^*$ ,  $\epsilon_2$ , และ  $N_{D2}$  เป็นตัวแปรของสารชนิด เอ็น ซึ่งต่อมาพบว่า ค่าของ  $\alpha$  นอกจาก จะขึ้นกับปริมาณข้างต้นแล้ว ยังขึ้นกับผลของการเกิดแตรป ( traps ) ด้วย

Ribon และ Feucht ยังได้เสนอแบบจำลองการทะลุผ่านแบบซีเนอร์ ( zener ) เพื่อที่จะอธิบายลักษณะของการเป็นฟังก์ชันที่ขึ้นกับอุณหภูมิและความต่างศักย์ของกระแสย้อนกลับ ซึ่งเป็นไปตามรูปที่ 2.12

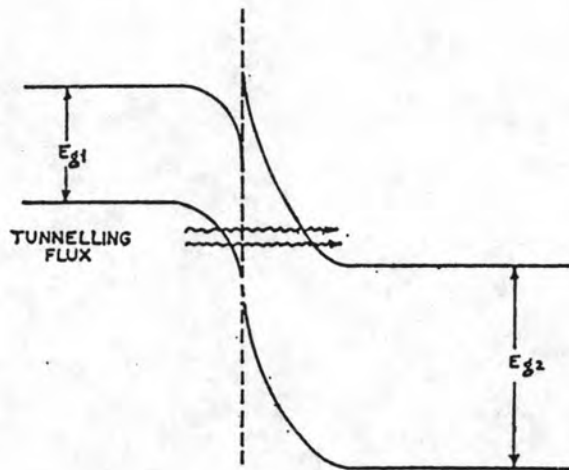
จากการใช้แบบจำลองนี้ร่วมกับหลักการของศักย์กั้นแบบเชิงเส้น และการทะลุผ่านที่เกิดขึ้นในสารชนิด เอ็น ค่าของกระแสย้อนกลับสามารถเขียนได้เป็น

$$I = C \exp [ -A (V_D - V)^{1/2} ] \quad (2.26)$$

โดยที่

$$A = (4/3\hbar) (m_n^* \epsilon_2)^{1/2} E_{g2}^{3/2} \quad (2.27)$$

$m_n^*$ ,  $\epsilon_2$ ,  $N_{D2}$ , และ  $E_{g2}$  เป็นตัวแปรของสารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น



รูปที่ 2.12 โครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อวิวิธพันธุ์ชนิด พี - เอ็น ภายใต้การไบแอสกลับ ซึ่งแสดงกลไกการทะลุผ่าน

### สารกึ่งตัวนำคู่วิวิธพันธุ์ <sup>6</sup>

จากการศึกษาสมบัติต่างๆของสารกึ่งตัวนำพบว่า สารกึ่งตัวนำหลายประเภท เช่น สารกึ่งตัวนำจำพวกหมู่ II - VI ซึ่งนอกจากจะถูกทำให้กลายเป็นชนิดพี หรือชนิด เอ็นได้ โดยวิธีการได้ปได้แล้ว การทำให้ถูกเป็นชนิดต่างๆยังเกิดจากผลของการเกิด self-compensation ได้ อีกด้วย อีกทั้งสมบัติต่างๆของสารกึ่งตัวนำแต่ละชนิด แต่ละสาร ก็ยังแตกต่างกัน ดังนั้น การที่จะนำสารกึ่งตัวนำชนิด พี และ ชนิด เอ็น ใดๆ มาประดิษฐ์เป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์นั้น จะต้องคำนึงถึงปัจจัยต่างๆอย่างระมัดระวัง เช่น ถ้านำสารกึ่งตัวนำ Si กับ Ge ซึ่งมีความไม่เข้ากันของค่าคงที่ผลึก ( lattice constant mismatch ) ประมาณ 4 % มาทำเป็นรอยต่อ พบว่า จะมีการเกิดขึ้นของอิเล็กตรอนคู่โดดเดี่ยวแถบวาเลนซ์ ณ บริเวณรอยต่อระหว่างสารทั้งสองนั้น อีกทั้งยังมีการโค้งงอของแถบพลังงาน และการเกิดกระบวนการรวมตัวของพาหุประจุเพิ่มขึ้น ณ บริเวณผิวสัมผัสรอยต่อ ดังนั้น ลักษณะของรอยต่อวิวิธพันธุ์จะขึ้นอยู่กับสถานะผิวรอยต่อเป็นสำคัญ โดยจากรอยต่อของ Si และ Ge ที่ยกมาเป็นตัวอย่าง พบว่า ศักย์กั้นขวาง จะไม่

เป็นไปตามหลักของค่าพลังงานอิเล็กทรอนิกส์และความสัมพันธ์กระแส - ความต่างศักย์ของรอยต่อจะขึ้นกับอุณหภูมิตามแบบจำลองการทะลุผ่าน มากกว่าที่จะเป็นการไหลข้ามรั้วศักย์กันขวาง ดังนั้น หากต้องการจะนำสารกึ่งตัวนำคูใดมาประดิษฐ์เป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์แล้ว จะต้องคำนึง ถึงปัจจัยหลายๆอย่าง โดยทั่วไปนั้น คู่สารกึ่งตัวนำที่นิยมนำมาประดิษฐ์เป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์นั้นจะต้องพิจารณาองค์ประกอบ ดังต่อไปนี้

1. สารกึ่งตัวนำคู่นั้น น่าจะต้องมีโครงสร้างทางผลึกที่เหมือนกัน และมีค่าคงที่ของผลึกที่สัมพันธ์กัน ( ไม่ควรเกิน 0.5 % )
2. สารกึ่งตัวนำคู่นั้นจะต้องมีสัมประสิทธิ์การขยายตัวตามอุณหภูมิให้สัมพันธ์กัน และพบว่าความหนาของแต่ละสารจะเป็นตัวแปรหนึ่งของโครงสร้างผิวสัมผัสที่จะเกิดขึ้น
3. ในการเตรียมรอยต่อ จะต้องระวังเกี่ยวกับผลของการเกิดการโด๊ปโดยอัตโนมัติจากสารที่นำมาทำรอยต่ออีกตัวหนึ่ง และการเกิดการแพร่ข้ามของของตัวโด๊ป เนื่องจากการแพร่นี้ ทำให้สมบัติของรอยต่อเกิดการแปรเปลี่ยนตามอุณหภูมิ พบว่าการเตรียมรอยต่อวิวิธพันธุ์ที่อุณหภูมิต่ำ จะทำให้ได้โครงสร้างของรอยต่อวิวิธพันธุ์ที่ดี

#### การศึกษาลักษณะความจุไฟฟ้าในรอยต่อวิวิธพันธุ์ <sup>6,11</sup>

จากการศึกษาลักษณะเฉพาะของความจุไฟฟ้าของรอยต่อวิวิธพันธุ์กับความต่างศักย์ พบว่า สามารถหาค่าของความต่างศักย์ของการแพร่,  $V_0$  ได้ โดยถ้ารอยต่อวิวิธพันธุ์นี้เป็นแบบฉับพลันและ ทราบค่าการโด๊ปของสารกึ่งตัวนำข้างใดข้างหนึ่งของรอยต่อ ดังนั้นจะสามารถหาค่าของ  $\Delta E_c$  และ  $\Delta E_v$  ได้จากการแก้สมการปัวซอง โดยให้รอยต่อที่พิจารณาเป็นรอยต่อวิวิธพันธุ์แบบฉับพลันและ การโด๊ปของสารกึ่งตัวนำทั้งสองมีลักษณะทั่วถึงทั้งสาร ความสัมพันธ์ระหว่างความจุไฟฟ้าและความต่างศักย์ จะเขียนได้ว่า

$$C/a = [ (q N_{D1} N_{A2} \epsilon_1 \epsilon_2 / 2( \epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2} )) \cdot ( 1 / (V_0 - V) ) ]^{1/2} \quad ( 2.28 )$$

จากสมการ ( 2.28 ) นี้ จะพบว่า ค่าของ  $C^{-2}$  จะเป็นฟังก์ชันแบบเชิงเส้นกับความต่างศักย์ที่ป้อน เพราะฉะนั้นจะได้ว่า อัตราการเปลี่ยนแปลงของ  $C^{-2}$  กับ  $V_0$  หรือความชันของกราฟ จะสามารถ

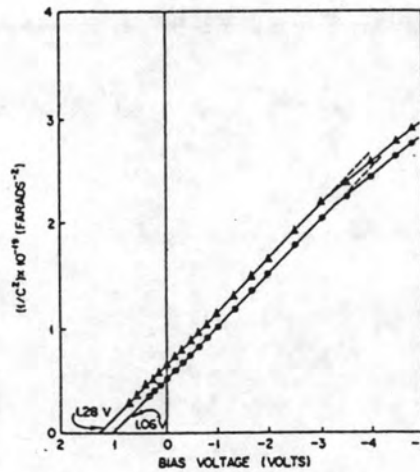
เขียนได้เป็น

$$dC^2 / dV_s = 2 ( \epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2} ) / ( a^2 q N_{D1} N_{A1} \epsilon_1 \epsilon_2 ) \quad (2.29)$$

ซึ่งถ้าทราบค่าตัวแปร 3 ตัวในสมการก็สามารถหาค่าตัวแปรอีกตัวหนึ่งได้จากความชันของกราฟ และถ้าทำลากประมาณกราฟระหว่าง  $C^2$  กับ  $V$  ไปตัดยังแกนของ  $V$  ซึ่งให้ค่า  $C^2$  เป็นศูนย์ จะได้ค่าของ  $V_0$  ดังในรูปที่ 2.13 ซึ่งถ้าทราบค่า  $V_0$  ก็จะสามารถหาค่าผลต่างของค่าอิเล็กตรอนแอฟฟินิตีในแถบวาเลนซ์ได้จากสมการ

$$\Delta E_v = V_{D1} + V_{D2} + \delta_{n1} + \delta_{p2} - E_{g1} = V_D + \delta_{n1} + \delta_{p2} - E_{g1} \quad (2.30)$$

และถ้าทราบค่าของ  $\Delta E_v$  ก็จะสามารถคำนวณหาค่าของ  $\Delta E_c$  ได้เช่นกัน ซึ่งค่า  $\Delta E_c$  ที่ได้นี้ จะไม่แปรผันไปกับอุณหภูมิ แต่ค่า  $\Delta E_v$  จะมีการเปลี่ยนแปลงไปตามอุณหภูมิ ทั้งนี้ เนื่องจากความกว้างของช่องว่างแถบพลังงานของสารกึ่งตัวนำนั้น จะไม่เปลี่ยนแปลงไปกับอุณหภูมิ แต่อย่างไร ซึ่งรายละเอียดในส่วนของการวัดและวิเคราะห์ผล จะได้นำเสนอในบทต่อไป



รูปที่ 2.13 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง ความจุไฟฟ้า กับ ความต่างศักย์ของรอยต่อวิวิธพันธุ์ ชนิด เอ็น - พี Ge - GaAs