

การศึกษารอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์  
โดยการจำลองแบบหนึ่งมิติ

THE STUDY OF P-N JUNCTION AND BIPOlar JUNCTION TRANSISTOR  
BY ONE-DIMENSIONAL SIMULATION

โสภณ พรหมชัย  
SOPON PROMMACHAI

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต  
สาขาวิชาวิศวกรรมอิเล็กทรอนิกส์  
บัณฑิตวิทยาลัย

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

พ.ศ. 2547

ISBN 974-15-1055-1

การศึกษารอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์  
โดยการจำลองแบบหนึ่งมิติ

THE STUDY OF P-N JUNCTION AND BIPOLAR JUNCTION TRANSISTOR  
BY ONE-DIMENSIONAL SIMULATION

โสภณ พรหมชัย  
SOPON PROMMACHAI

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต  
สาขาวิชาวิศวกรรมอิเล็กทรอนิกส์

บัณฑิตวิทยาลัย

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

พ.ศ.2547

ISBN 974-15-1055-1

THE STUDY OF P-N JUNCTION AND BIPOLAR JUNCTION TRANSISTOR  
BY ONE-DIMENSIONAL SIMULATION

SOPON PROMMACHAI

A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT  
OF THE REQUIREMENT FOR THE DEGREE OF  
MASTER OF ENGINEERING IN ELECTRONICS ENGINEERING  
SCHOOL OF GRADUATE STUDIES  
KING MONGKUT'S INSTITUTE OF TECHNOLOGY LADKRABANG

2004

ISBN 974-15-1055-1

COPYRIGHT 2004

SCHOOL OF GRADUATE STUDIES

KING MONGKUT'S INSTITUTE OF TECHNOLOGY LADKRABANG

หัวข้อวิทยานิพนธ์	การศึกษารอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ โดยการจำลองแบบหนึ่งมิติ
นักศึกษา	นายโสภณ พรหมชัย
รหัสนักศึกษา	44061314
ปริญญา	วิศวกรรมศาสตรมหาบัณฑิต
สาขาวิชา	วิศวกรรมอิเล็กทรอนิกส์
พ.ศ.	2547
อาจารย์ผู้ควบคุมวิทยานิพนธ์	ผศ.ดร.เดิมนพงษ์ เพ็ชรกุล
อาจารย์ผู้ควบคุมวิทยานิพนธ์ร่วม	รศ.โยอิชิ ยาซุมูระ

### บทคัดย่อ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้แสดงถึงวิธีการนำการจำลองแบบหนึ่งมิติ มาช่วยวิเคราะห์คุณสมบัติทางไฟฟ้าของรอยต่อพี-เอ็นในประเด็นปัญหาต่าง ๆ ที่น่าสนใจ เช่น การอธิบายส่วนประกอบของกระแสไฟฟ้าที่ไหลในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นว่ามีทั้งส่วนที่มาจากกระแสและจากการพัดพาของพาหะส่วนมากและพาหะส่วนน้อยรวมกัน หรือการอธิบายถึงผลของโครงสร้างที่แตกต่างกันที่มีผลกับคุณสมบัติของลักษณะกระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น และการพิจารณาถึงลักษณะการเกิด/การรวมตัวใหม่ของพาหะในบริเวณปลอดพาหะที่สัมพันธ์กับลักษณะการให้แรงดันไบอัสแกร์รอยต่อพี-เอ็น นำมาคำนวณเป็นกระแสไฟฟ้าจากการเกิด/การรวมตัวใหม่รวมเข้ากับกระแสไฟฟ้ารวมที่คำนวณจากการแพร่ของพาหะส่วนน้อย และการนำการจำลองแบบหนึ่งมิติมาใช้จำลองแบบกับไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ การวิเคราะห์หรืออธิบายประเด็นปัญหาต่าง ๆ เหล่านี้ ทำให้สามารถเข้าใจถึงพฤติกรรมทางฟิสิกส์ของรอยต่อพี-เอ็นได้อย่างชัดเจน ตอบปัญหาที่คลุมเครืออยู่ได้อย่างกระจ่างชัด มีความน่าเชื่อถือ เนื่องจากข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบหนึ่งมิติมีความละเอียดถูกต้องสูงมากกว่าการคำนวณด้วยมือ ใช้การประมาณหรือมีข้อสมมติฐานน้อยที่สุด

Thesis Title	The Study of P-N Junction and Bipolar Junction Transistor by One-Dimensional Simulation
Student	Mr. Sapon Prommachai
Student ID.	44061314
Degree	Master of Engineering
Programme	Electronics Engineering
Year	2004
Thesis Advisor	Prof.Assi.Dr. Toempong Petchakul
Co-Advisor	Assoc.Prof. Yoichi Yasumura

## ABSTRACT

This thesis presents the usage of one-dimensional simulation to analyze the electrical properties of p-n junction in the interesting problems. For examples, the explanation of the current components which flow in the p-n junction that comprised of the diffusion and the drift component of majority and minority carriers, or the explanation of different structure effect on current-voltage characteristics of p-n junction. The analysis of generation/recombination process of carriers in depletion region which related to the biased voltage condition for calculate the generation/recombination current including with total current which calculated from minority carriers diffusion, and the application of one-dimensional simulation for bipolar junction transistor. The analysis of these problems can bring about to understand clearly the physical behavior of p-n junction and answer distinctly the vague problems. The data of one-dimensional simulation was believable, having the accuracy higher than hand calculation, using the approximation or assumption at least.

# สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย.....	I
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ.....	II
กิตติกรรมประกาศ.....	III
สารบัญ.....	IV
สารบัญตาราง.....	VII
สารบัญรูป.....	VIII
บทที่ 1 บทนำ.....	1
1.1 ความเป็นมาและความสำคัญของปัญหา.....	1
1.2 ความมุ่งหมายและวัตถุประสงค์ของการศึกษา.....	1
1.3 สมมติฐานของการศึกษา.....	2
1.4 ทฤษฎีหรือแนวความคิดที่ใช้ในการวิจัย.....	2
1.5 ขอบเขตการวิจัย.....	3
1.6 ขั้นตอนการศึกษา.....	4
บทที่ 2 ทฤษฎีรอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์.....	5
2.1 รอยต่อพี-เอ็นโดยทั่วไป.....	5
2.1.1 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไม่มีแรงดันไบอัส.....	6
2.1.2 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะไบอัสตรง.....	13
2.1.3 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะไบอัสย้อนกลับ.....	21
2.2 ความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำ.....	26
2.3 กระบวนการเกิดและการรวมตัวใหม่.....	28
2.3.1 การเกิดและกระแสการเกิดภายใต้การไบอัสย้อนกลับ.....	29
2.3.2 การรวมตัวใหม่และกระแสการรวมตัวใหม่ภายใต้การไบอัสตรง.....	31
2.3.3 ความหนาแน่นกระแสไบอัสตรงรวม.....	34
2.4 ทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์.....	37
2.4.1 โครงสร้างพื้นฐานของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์.....	37
2.4.2 หลักการพื้นฐานของการทำงาน.....	38
2.4.3 การกระจายของพาหะส่วนน้อย.....	40

## สารบัญ(ต่อ)

	หน้า
2.4.4 อัตราขยายกระแสและองค์ประกอบกระแส.....	46
บทที่ 3 หลักการจำลองแบบ.....	51
3.1 การวิเคราะห์เชิงตัวเลข.....	51
3.1.1 ขั้นตอนการหาผลเฉลยเชิงตัวเลข.....	51
3.1.2 ความคลาดเคลื่อนในการคำนวณ.....	52
3.2 สมการसरกึ่งตัวนำพื้นฐาน.....	52
3.3 วิธีผลต่างสี่บเนื่อง.....	54
3.4 วิธีนิวตัน-เฮสไออาร์.....	58
บทที่ 4 การทดลองและผลการทดลอง.....	64
4.1 การจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็น.....	66
4.1.1 ภาวะไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน.....	68
4.1.2 ภาวะไบอัสตรง.....	71
4.1.3 ภาวะไบอัสย้อนกลับ.....	74
4.2 ส่วนประกอบกระแสไฟฟ้า.....	77
4.3 อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่และกระแสไฟฟ้ารวม.....	80
4.4 ผลของโครงสร้างรอยต่อพี-เอ็น.....	85
4.5 การประยุกต์ใช้กับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์.....	94
บทที่ 5 สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง.....	104
เอกสารอ้างอิง.....	108
ภาคผนวก ก.....	110
ภาคผนวก ข.....	115
ภาคผนวก ค.....	116

## สารบัญ(ต่อ)

	หน้า
ประวัติผู้เขียน.....	140

# สารบัญตาราง

ตารางที่	หน้า
2.1 สัญลักษณ์ที่ใช้ในการวิเคราะห์ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์.....	41
4.1 ค่าความต่างศักย์, ค่าความต้านทานและกำลังงานสูญเสียต่อพื้นที่ในสารกึ่งตัวที่ระดับ ความหนาแน่นกระแส $150\text{A}/\text{cm}^2$ .....	93

# สารบัญรูป

รูปที่	หน้า
2.1 โครงสร้างอย่างง่ายและลักษณะการกระจายตัวของอะตอมสารเจือในรอยต่อพี-เอ็นแบบชั้น บันไดในอุดมคติ.....	5
2.2 คุณสมบัติทางไฟฟ้าที่บริเวณรอยต่อพี-เอ็น.....	7
2.3 โครงสร้างแถบพลังงานของด้านพีและด้านเอ็น ขณะยังไม่ได้สัมผัสกัน.....	8
2.4 โครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อพี-เอ็นในภาวะสมดุลความร้อน.....	10
2.5 รอยต่อพี-เอ็นขณะได้รับแรงดัน (ก)ไบอัสตรง , (ข)ไบอัสย้อนกลับ.....	14
2.6 ศักย์ไฟฟ้าภายในรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไบอัสตรง.....	15
2.7 ผลของแรงดันไบอัสตรงที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น.....	16
2.8 ความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยบริเวณรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะ (ก)สมดุลความร้อน , (ข)ไบอัสตรง.....	17
2.9 ศักย์ไฟฟ้าภายในรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไบอัสย้อนกลับ.....	21
2.10 ผลของแรงดันไบอัสย้อนกลับที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น.....	23
2.11 ความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยบริเวณรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะ (ก)สมดุลความร้อน , และ (ข)ไบอัสย้อนกลับ.....	24
2.12 การกระจายตัวของพาหะส่วนน้อยและองค์ประกอบกระแสอิเล็กตรอนและโฮลใน อุดมคติตลอดรอยต่อพี-เอ็นภายใต้แรงดันไบอัสตรง.....	26
2.13 แท่งของสารกึ่งตัวนำเมื่อทำเป็นตัวต้านทาน.....	27
2.14 กระบวนการเกิดในรอยต่อพี-เอ็นภายใต้การไบอัสย้อนกลับ.....	30
2.15 กระบวนการรวมตัวใหม่ในรอยต่อพี-เอ็นภายใต้การไบอัสตรง.....	32
2.16 ขนาดเปรียบเทียบของอัตราการรวมตัวใหม่ตลอดบริเวณปลอดพาหะของรอยต่อพี-เอ็น เมื่อได้รับไบอัสตรง.....	33
2.17 โฮลส่วนเพิ่มจากบริเวณพีที่ฉีดเข้าไปในบริเวณปลอดพาหะเนื่องจากการรวมตัวใหม่ ทำให้เกิดความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยโฮลในบริเวณเอ็น.....	35
2.18 ความหนาแน่นกระแสการแพร่ในอุดมคติ , กระแสการรวมตัวใหม่ และกระแสรวมใน รอยต่อพี-เอ็นที่ได้รับไบอัสตรง.....	36
2.19 โครงสร้างอย่างง่ายและสัญลักษณ์ทางวงจรไฟฟ้าของ (ก) ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn , (ข) ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ pnp.....	37
2.20 การโต้ปะตอมสารเจือในอุดมคติของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn.....	38

## สารบัญญรูป(ต่อ)

รูปที่	หน้า
2.21 การไบอัสทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ในรูปแบบการทำงานไปข้างหน้าของวงจรเบสร่วม.....	38
2.22 การกระจายพาหะส่วนน้อยในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ที่ทำงานในรูปแบบการทำงานไปข้างหน้า.....	39
2.23 รูปทรงทางเรขาคณิตของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ที่ใช้ในการคำนวณการกระจายของพาหะส่วนน้อย.....	42
2.24 ลักษณะการกระจายพาหะส่วนน้อยในของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ที่รูปแบบการทำงานไปข้างหน้า.....	42
2.25 องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ในรูปแบบการทำงานไปข้างหน้า.....	47
2.26 ความสัมพันธ์ของกระแสเบสและกระแสคอลเลคเตอร์ที่เป็นฟังก์ชันของแรงดันไบอัสตรงรอยต่อ B-E.....	50
3.1 ตัวอย่างการแบ่งเมชสำหรับไดโอดรอยต่อพี-เอ็น.....	55
3.2 การกำหนดตำแหน่งและระยะห่างระหว่างเมชสำหรับวิธีผลต่างสี่เหลี่ยม.....	56
3.3 หลักการของวิธีนิวตันในการประมาณค่าที่ตำแหน่งต่าง ๆ.....	59
4.1 Flow chart การทำงานของโปรแกรมจำลองแบบรอยต่อพี-เอ็นหนึ่งมิติ.....	65
4.2 โครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็น.....	67
4.3 แบบจำลองโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็น และการออกแบบเมช.....	67
4.4 ศักย์ไฟฟ้ากรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน.....	68
4.5 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ ) และโฮล( $p$ ) กรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน.....	69
4.6 สนามไฟฟ้า กรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน.....	70
4.7 ศักย์ไฟฟ้ากรณีให้แรงดันไบอัสตรง 0.55 V.....	71
4.8 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล กรณีไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V.....	72
4.9 สนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะ กรณีไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V.....	73
4.10 ศักย์ไฟฟ้ากรณีให้แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.....	75
4.11 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล กรณีไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V.....	76
4.12 สนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะ กรณีไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V.....	77
4.13 ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า $J_n$ , $J_p$ และ $J_{total}$ ที่แรงดันไบอัสตรง 0.55 V.....	77

## สารบัญญรูป(ต่อ)

รูปที่	หน้า
4.14 องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าของรอยต่อพี-เอ็นที่แรงดันไบอัสตรง 0.55 V.....	79
4.15 อัตราการรวมตัวใหม่ที่แรงดันไบอัสตรง 0.2 V.....	81
4.16 ภาพขยายอัตราการรวมตัวใหม่ในบริเวณปลอดพาหะที่แรงดันไบอัสตรง 0.2 V.....	82
4.17 อัตราการเกิดที่แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.....	82
4.18 ภาพขยายอัตราการเกิดในบริเวณปลอดพาหะที่แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.....	82
4.19 คุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น.....	83
4.20 กระแสรั่วจากอัตราการเกิดภายใต้การไบอัสย้อนกลับ.....	84
4.21 แพคเตอร์อุดมคติ( $\eta$ ).....	85
4.22 โครงสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นทั้ง 3 แบบ.....	86
4.23 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น โครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์ และ การออกแบบเมซ.....	87
4.24 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์ $n/n^+$ และการออกแบบเมซ.....	87
4.25 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา และ การออกแบบเมซ.....	88
4.26 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแส-แรงดันไบอัสตรงของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น โครงสร้างทั้ง 3 แบบ.....	90
4.27 ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นทั้ง 3 แบบขณะนำกระแสเมื่อได้รับไบอัสตรง.....	92
4.28 ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์ $n/n^+$ กรณีไม่ไบอัส และสมดุลทางความร้อน.....	93
4.29 ภาพตัดขวางของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์.....	94
4.30 แบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายและการออกแบบเมซสำหรับทรานซิสเตอร์รอยต่อ แบบไบโพลาร์.....	95
4.31 มิติของทรานซิสเตอร์.....	98
4.32 ศักย์ไฟฟ้า(Psi) และศักย์ quasi-Fermi สำหรับอิเล็กตรอน(PhiN) และโฮล(PhiP).....	98
4.33 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ )และโฮล( $p$ ).....	100
4.34 ศักย์ไฟฟ้า( $\psi$ )และศักย์ quasi-Fermi สำหรับหาค่าแรงดันไบอัส $V_{BE}$ และ $V_{BC}$ .....	100

## สารบัญญรูป(ต่อ)

รูปที่	หน้า
4.35 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์และกระแสเบสกับแรงดันไบอัส $V_{BE}$ ที่แท้จริง.....	101
4.36 แฟคเตอร์ $m$ .....	102
4.37 แฟคเตอร์องค์ประกอบต่าง ๆ.....	103

# บทที่ 1

## บทนำ

### 1.1 ความเป็นมาและความสำคัญของปัญหา

ความเจริญก้าวหน้าของเทคโนโลยีทางด้านสารกึ่งตัวนำที่ไม่หยุดนิ่ง ก่อให้เกิดนวัตกรรมใหม่ ๆ ขึ้นอยู่เสมอ ซึ่งอุปกรณ์ทางด้านอิเล็กทรอนิกส์และคอมพิวเตอร์ก็ได้มีการพัฒนาให้สามารถก้าวทันเทคโนโลยีใหม่ ๆ ที่เกิดขึ้น โดยเริ่มจากสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำที่มีลักษณะเป็นตัวเดียว ๆ (Discrete) และต่อมาได้พัฒนาให้อุปกรณ์แต่ละตัวต่อกันเป็นวงจรขึ้น เรียกว่า “วงจรรวมหรือไอซี” (Integrated Circuits : IC<sub>s</sub>) ซึ่งโดยพื้นฐานแล้วสิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำส่วนใหญ่เกิดจากการนำสารกึ่งตัวนำสองชนิดมาต่อพร้อมกันเกิดเป็นรอยต่อพี-เอ็นขึ้น ดังนั้นอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำพื้นฐานที่สำคัญจึงได้แก่ไดโอดรอยต่อพี-เอ็น โดยการทำความเข้าใจถึงคุณสมบัติการทำงานและพฤติกรรมต่าง ๆ ของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโดยละเอียด ซึ่งเป็นการปูพื้นฐานความรู้เริ่มต้นที่จะทำให้เข้าใจถึงคุณสมบัติการทำงานและพฤติกรรมต่าง ๆ ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำชนิดอื่น ๆ ได้เป็นอย่างดี

ในการสร้างอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ อาทิเช่น ไดโอด ทรานซิสเตอร์ ฯลฯ จะมีขั้นตอนในกระบวนการสร้างหลายขั้นตอนซึ่งมีความสลับซับซ้อน ใช้อุปกรณ์เครื่องมือหลายชนิด มีค่าใช้จ่ายในการสร้างแต่ละขั้นตอนสูงอีกทั้งใช้เวลาในการสร้างแต่ละครั้งนานพอสมควร ดังนั้นในการจำลองแบบอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำเพื่อศึกษาถึงคุณสมบัติหรือการทำงานจึงสามารถช่วยให้ประหยัดต้นทุนค่าใช้จ่ายและเวลา อีกทั้งยังมีความสะดวกในการจำลองแบบโดยใช้คอมพิวเตอร์เข้ามาช่วยในการประมวลผลและจัดเก็บข้อมูลทำให้สามารถเข้าใจถึงปรากฏการณ์ต่างๆ ของสารกึ่งตัวนำได้ ซึ่งในบางครั้งก็สามารถทำให้ทราบถึงปัญหาที่อาจจะเกิดขึ้นได้กับอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำเหล่านั้นก่อนที่จะทำการสร้างจริงโดยวิเคราะห์จากข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบ

### 1.2 ความมุ่งหมายและวัตถุประสงค์ของการศึกษา

การวิเคราะห์ข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบหนึ่งมิติของรอยต่อพี-เอ็น เพื่อทำการศึกษาถึงคุณสมบัติและพฤติกรรมต่าง ๆ ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ โดยเฉพาะอย่างยิ่งไดโอดรอยต่อพี-เอ็น และทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ (P-N Junction Diode and Bipolar Junction Transistor) จะสามารถทำให้เราทราบถึงสมบัติทางฟิสิกส์ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำได้อย่างละเอียด เช่น

1. การแสดงลักษณะการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าในตัวอุปกรณ์
2. การแสดงลักษณะการกระจายตัวของพาหะทั้งอิเล็กตรอนและโฮล
3. การแสดงลักษณะการกระจายตัวของสนามไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

4. การแสดงการเกิด/การรวมตัวใหม่ของพาหะบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

5. การแสดงถึงพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะที่ก่อให้เกิดเป็นกระแสไฟฟ้าที่ไหลในอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ

นอกจากนี้แล้ว ยังใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติกับโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็นในลักษณะต่าง ๆ เพื่อทำการศึกษาดังผลกระทบของโครงสร้างที่มีต่อคุณลักษณะกระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น และประยุกต์ใช้การจำลองแบบหนึ่งมิตินี้กับโครงสร้างของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์เพื่อศึกษาความเป็นไปได้ในการใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติกับโครงสร้างของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ ซึ่งแม้ว่าโครงสร้างของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์จะมีลักษณะเป็นสองมิติก็ตาม โดยอธิบายถึงแพคเตอร์พื้นฐานที่สำคัญของทรานซิสเตอร์ เช่น อัตราขยายกระแสเบสรวม (Common base current gain :  $\alpha$ ) หรืออัตราขยายกระแสเอมิเตอร์รวม (Common emitter current gain :  $\beta$ )

### 1.3 สมมติฐานของการศึกษา

การนำการจำลองแบบหนึ่งมิติ มาเป็นเครื่องมือช่วยในการวิเคราะห์คุณสมบัติทางฟิสิกส์ของรอยต่อพี-เอ็น ทำให้สามารถเข้าใจถึงพฤติกรรมของรอยต่อพี-เอ็นได้อย่างกระจ่างชัด ข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบหนึ่งมิติใช้การประมาณน้อยมาก เนื่องจากใช้การวิเคราะห์เชิงตัวเลขในการประมวลผลความละเอียดและความถูกต้องของข้อมูลมีสูง การวิเคราะห์ข้อมูลจึงมีความน่าเชื่อถือสูงด้วยโดยสามารถแสดงรายละเอียดทางฟิสิกส์ได้อย่างชัดเจนตลอดช่วงความยาวของตัวอุปกรณ์ เช่น ลักษณะการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าและความหนาแน่นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮล ฯลฯ และยังสามารถแสดงให้เห็นถึงผลกระทบของโครงสร้างรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างในลักษณะต่าง ๆ กันที่มีต่อคุณสมบัติการทำงานของรอยต่อพี-เอ็น ในส่วนของการประยุกต์ใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติกับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์โดยการกำหนดเงื่อนไขขอบเขตที่เหมาะสม ก็จะสามารถอธิบายแพคเตอร์พื้นฐานที่สำคัญได้อย่างเพียงพอ ซึ่งเป็นการประยุกต์ใช้เครื่องมือให้สามารถใช้ประโยชน์ได้มากยิ่งขึ้น

### 1.4 ทฤษฎีหรือแนวความคิดที่ใช้ในการวิจัย

การจำลองแบบหนึ่งมิติของรอยต่อพี-เอ็นในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ ได้นำสมการสารกึ่งตัวนำพื้นฐานสามสมการ ซึ่งเป็นสมการเชิงอนุพันธ์อันดับสอง ได้แก่ สมการปัวร์ของหนึ่งมิติ สมการความต่อเนื่องของอิเล็กตรอนและโฮลมาแก้สมการเพื่อหาผลเฉลย โดยการคำนวณเชิงตัวเลขด้วยวิธีนิวตัน วิธีผลต่างสี่เหลี่ยม และระเบียบวิธีการทำซ้ำ เพื่อให้ผลที่ได้มีค่าใกล้เคียงกับค่าแท้จริงมากที่สุด โดยผลลัพธ์ที่ได้นั้นจะเป็นค่าศักย์ไฟฟ้า ค่าความหนาแน่นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮล

บนตำแหน่งต่าง ๆ ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ เพื่อนำไปวิเคราะห์ถึงคุณสมบัติต่าง ๆ ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ ซึ่งแบบจำลองและเงื่อนไขเริ่มต้นที่ใช้ในการจำลองแบบสามารถเปลี่ยนแปลงได้ตามความเหมาะสมของเรื่องหรือหัวข้อที่จะทำการวิเคราะห์

### 1.5 ขอบเขตการวิจัย

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้ เป็นการประยุกต์ใช้โปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติของรอยต่อพี-เอ็น มาจำลองแบบไดโอดรอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ โดยในการศึกษาคั้งนี้ มีขอบเขตของการศึกษา คือ

1. เป็นการพิจารณาในหนึ่งมิติ
2. พิจารณาในสภาวะอยู่ตัว หรือได้รับแรงดันไบอัสอย่างต่อเนื่อง
3. พิจารณาที่อุณหภูมิห้อง คือ 300 K หรือ 27 °C
4. ไม่พิจารณาถึงการกระตุ้นที่ก่อให้เกิดพาหะส่วนเกินจากภายนอก เช่น แสง สนามแม่เหล็ก หรือความร้อน
5. ใช้ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่ของพาหะ ( $D_n, D_p$ ) และอายุของพาหะส่วนน้อย ( $\tau_n, \tau_p$ ) คงที่ขึ้นกับค่าความเข้มข้นอะตอมสารเจือเริ่มต้น
6. เงื่อนไขของรอยสัมผัสระหว่างโลหะ-สารกึ่งตัวนำเป็นแบบโอห์มมิก
7. เป็นรอยต่อพี-เอ็นของสารกึ่งตัวนำซิลิคอน และไม่พิจารณาถึงผลของการลดลงของช่องว่างพลังงาน

ทั้งนี้ในการจำลองแบบหนึ่งมิติไดโอดรอยต่อพี-เอ็น จะกระทำที่ 3 เงื่อนไข คือ ไม่มีแรงดันไบอัส สมดุลความร้อนไบอัสตรงและไบอัสย้อนกลับ ขณะที่ทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์จะให้แรงดันไบอัสในโหมดการทำงานไปข้างหน้าในลักษณะวงจรมอเตอร์

สำหรับเนื้อหาของวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ จะประกอบด้วยเนื้อหาทั้งหมด 5 บท สามารถแยกเป็นส่วน ๆ ได้ดังนี้

บทที่ 1 บทนำ

บทที่ 2 ทฤษฎีทั่วไปเกี่ยวกับรอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

บทที่ 3 ทฤษฎีของหลักการจำลองแบบสำหรับการคำนวณเชิงตัวเลข

บทที่ 4 การทดลองและผลการทดลอง

บทที่ 5 สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง

## 1.6 ขั้นตอนการศึกษา

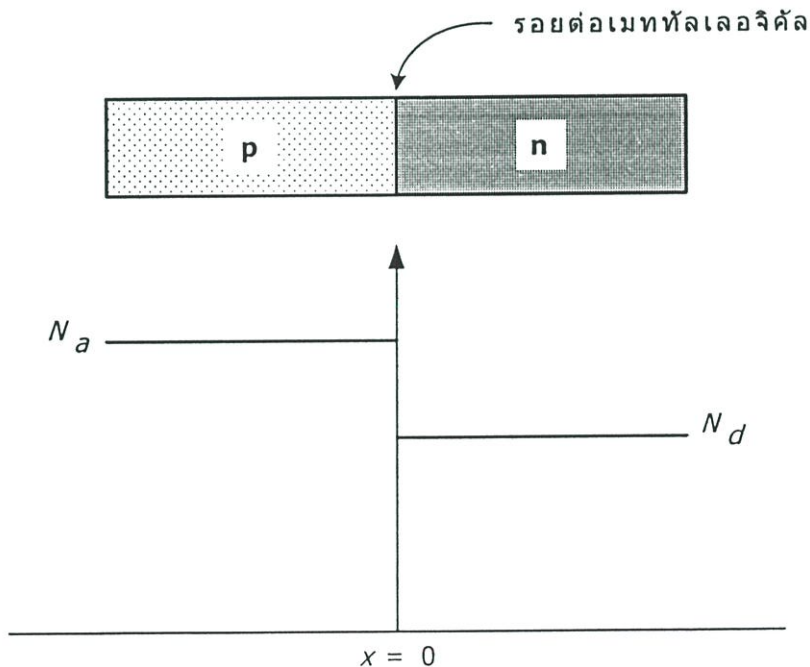
เริ่มต้นจากการศึกษาถึงการทำงานของโปรแกรมการจำลองแบบ และปรับปรุงอัลกอริทึมการคำนวณของโปรแกรมให้สามารถคำนวณได้เร็วขึ้น หลังจากนั้นจึงทำการจำลองแบบไดโอดรอยต่อพี-เอ็นด้วยโปรแกรมที่ได้ปรับปรุงแล้ว อีกทั้งยังได้ทำการจำลองแบบไดโอดรอยต่อพี-เอ็นในโครงสร้างลักษณะต่าง ๆ กันด้วยเพื่อวิเคราะห์ถึงผลกระทบที่เกิดขึ้น หลังจากนั้นจึงได้ทำการจำลองแบบทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ ที่ต่อในลักษณะของวงจรเบสร่วมในโหมดของการทำงานไปข้างหน้า เพื่อวิเคราะห์ถึงลักษณะการทำงานของทรานซิสเตอร์ รวมทั้งคำนวณหาค่าอัตราขยายกระแสเบสร่วมหรือแฟคเตอร์พื้นฐานอื่น ๆ เช่น ประสิทธิภาพการฉีดของอิมิตเตอร์ การส่งผ่านเบสหรือการรวมตัวใหม่ เป็นต้น สุดท้ายจะเป็นการสรุปถึงผลลัพธ์ที่ได้จากการจำลองแบบ

## บทที่ 2

# ทฤษฎีรอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

### 2.1 รอยต่อพี-เอ็นโดยทั่วไป

รอยต่อระหว่างสารกึ่งตัวนำชนิดพีและชนิดเอ็น สามารถสร้างขึ้นด้วยเทคนิคและวิธีการต่าง ๆ ได้หลายวิธี โดยหลักการแล้วก็คือการโด๊ป(Dope) อะตอมสารเจือผู้รับ(Acceptor impurity atoms) เพื่อสร้างบริเวณพี และโด๊ปบริเวณข้างเคียงด้วยอะตอมสารเจือผู้ให้(Donor impurity atoms) เพื่อสร้างบริเวณเอ็น โดยรอยต่อที่บริเวณพีและบริเวณเอ็นมาบรรจบกันนั้นจะถูกเรียกว่า "รอยต่อเมทัลลurgical"(Metallurgical junction) ความเข้มข้นของการโด๊ปสารเจือหรือความหนาแน่นของพาหะในบริเวณพีหรือบริเวณเอ็นแสดงได้ดังในรูปที่ 2.1 และเพื่อให้เข้าใจได้ง่ายขึ้นเราจะพิจารณาว่ารอยต่อพี-เอ็นนี้เป็นรอยต่อแบบขั้นบันได(Step junction) ซึ่งความหนาแน่นของอะตอมสารเจือจะมีลักษณะคงที่สม่ำเสมอในแต่ละบริเวณและจะมีการเปลี่ยนแปลงอย่างทันทีทันใดที่ตรงรอยต่อทั้งสองส่วนของความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและความหนาแน่นของโฮล



รูปที่ 2.1 โครงสร้างอย่างง่ายและลักษณะการกระจายตัวของอะตอมสารเจือในรอยต่อพี-เอ็น แบบขั้นบันไดในอุดมคติ

### 2.1.1 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไม่มีแรงดันไบอัส

เมื่อยรอยต่อพี-เอ็นเกิดขึ้น และเนื่องจากด้านทั้งสองของรอยต่อมีความหนาแน่นของพาหะที่แตกต่างกัน ดังนั้นพาหะจากทางด้านซึ่งมีความหนาแน่นสูงกว่าจะแพร่ไปทางด้านที่มีความหนาแน่นน้อยกว่า นั่นคือ โฮลทางด้านพี( $P_p$ ) จะแพร่ข้ามรอยต่อเข้าไปยังด้านเอ็นและอิเล็กตรอนทางด้านเอ็น( $n_n$ ) จะแพร่ข้ามรอยต่อเข้ามาทางด้านพี การแพร่ของพาหะข้ามรอยต่อนี้จะเกิดขึ้นที่บริเวณใกล้ ๆ กับรอยต่อเป็นอันดับแรก และดังนั้นอะตอมสารเจือผู้รับ( $N_a$ ) ทางด้านพีตรงบริเวณรอยต่อจะกลายเป็นไอออนลบ(Negative ions) อะตอมสารเจือผู้ให้( $N_d$ ) ทางด้านเอ็นตรงบริเวณรอยต่อจะกลายเป็นไอออนบวก(Positive ions) ประจุไฟฟ้าของไอออนดังกล่าวนี้จะทำให้เริ่มเกิดสนามไฟฟ้าขึ้นบริเวณรอยต่อซึ่งเราเรียกว่า “สนามไฟฟ้าภายใน” สนามไฟฟ้า(Electric field)ที่เกิดขึ้นนี้จะช่วยต่อต้านการเคลื่อนที่ของโฮลจากทางด้านพีและอิเล็กตรอนจากทางด้านเอ็นไม่ให้เคลื่อนที่ข้ามรอยต่อ แต่อย่างไรก็ดีการข้ามรอยต่อของพาหะเหล่านี้จะยังคงดำเนินต่อไปจนกระทั่งสนามไฟฟ้าภายในที่เกิดขึ้นมีค่าพอดีที่จะทำให้โฮลและอิเล็กตรอนไม่สามารถเคลื่อนที่ข้ามรอยต่อได้ ในสภาวะนี้จะไม่มีการแพร่ของพาหะใด ๆ ข้ามรอยต่อได้เลย ซึ่งเราเรียกว่าภาวะนี้ว่า “ภาวะสมดุล” (Equilibrium) ที่บริเวณรอยต่อซึ่งมีสนามไฟฟ้าภายในเกิดขึ้นจะเป็นบริเวณที่ไม่มีพาหะอยู่และจะเรียกว่า “บริเวณปลดพาหะ” (Depletion region) หรือ “บริเวณประจุค้าง” (Space charge region) เนื่องจากการที่มีสนามไฟฟ้าตกคร่อมรอยต่อพี-เอ็น ทำให้เกิดมีความต่างศักย์ระหว่างด้านพีและด้านเอ็นซึ่งเราเรียกว่า “แรงดันภายใน” (Built-in Voltage) รูปที่ 2.2 แสดงความหนาแน่นประจุ สนามไฟฟ้า และศักย์ไฟฟ้าภายในบริเวณรอยต่อพี-เอ็นในอุดมคติ

การเขียนโครงสร้างแถบพลังงาน(Energy band diagram) ของรอยต่อพี-เอ็นขณะอยู่ในภาวะสมดุลเราจะต้องพิจารณาถึงระดับเฟอร์มิ  $E_F$  เป็นหลักสำคัญ ในภาวะสมดุลระดับเฟอร์มิของด้านทั้งสองของรอยต่อจะต้องต่อเนื่องเป็นระดับเดียวกันตลอดผ่านรอยต่อพี-เอ็น ลักษณะโครงสร้างแถบพลังงานของด้านทั้งสองของรอยต่อก่อนที่รอยต่อจะเกิดขึ้น แสดงได้ดังในรูปที่ 2.3 ซึ่งกำหนดให้

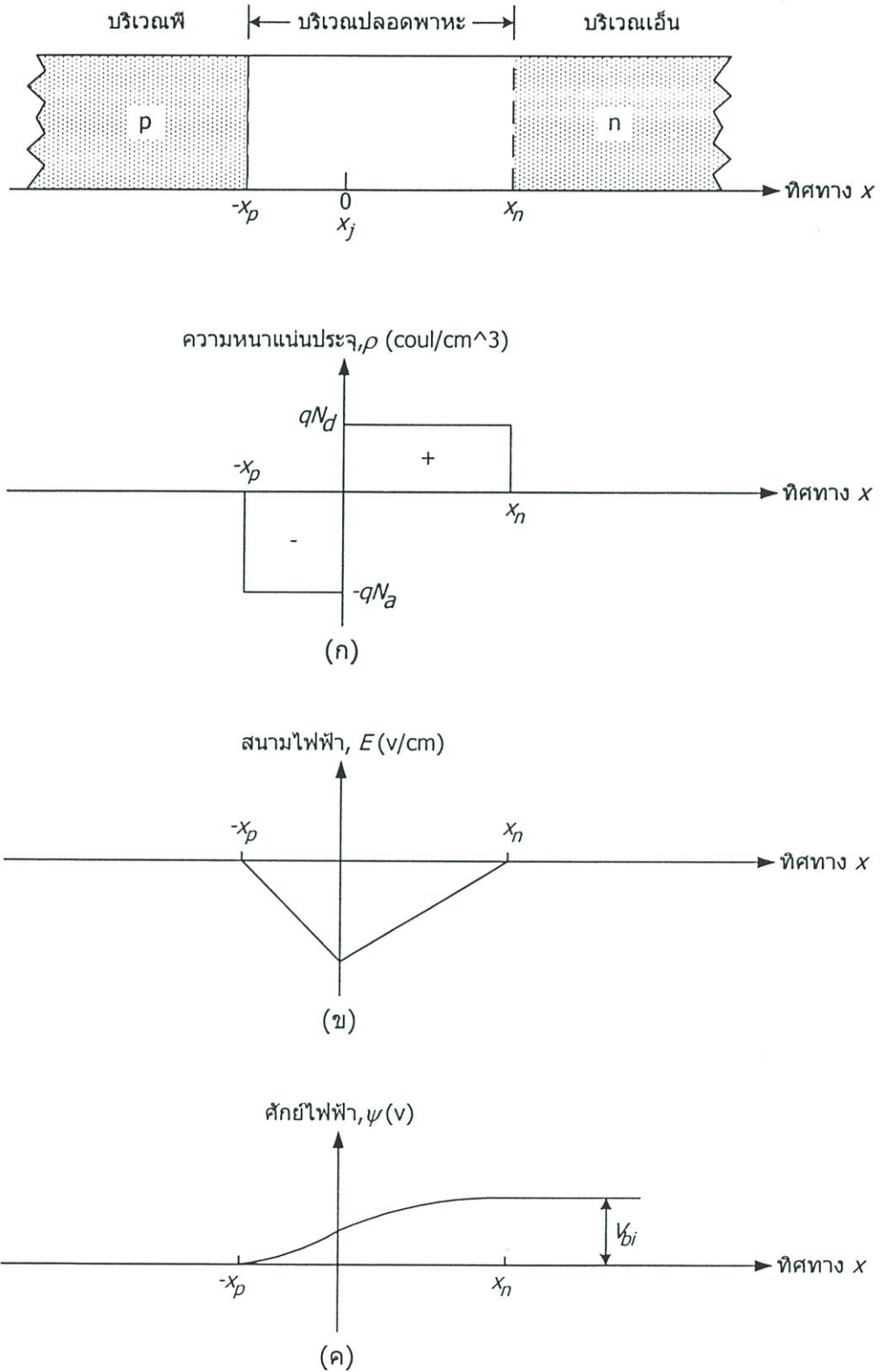
$E_{p0}$  คือระดับเฟอร์มิของสารกึ่งตัวนำด้านพี

$E_{ip}$  คือระดับพลังงานที่อยู่กึ่งกลางของช่องว่างพลังงาน(Energy gap) ของสารกึ่งตัวนำด้านพี

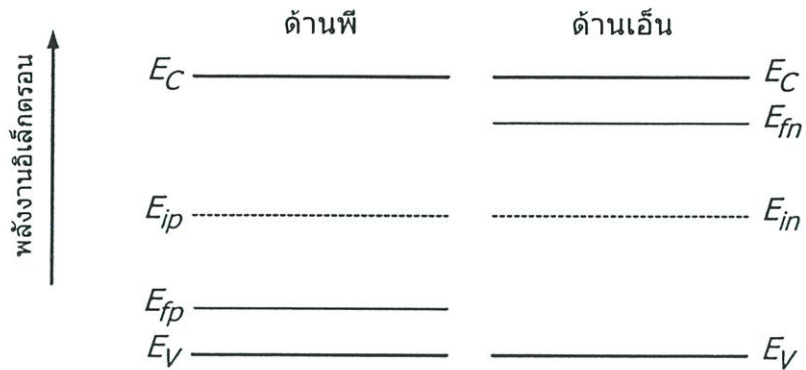
$E_{n0}$  คือระดับพลังงานซึ่งอยู่กึ่งกลางของช่องว่างพลังงานของสารกึ่งตัวนำด้านเอ็น

$E_{n0}$  คือระดับเฟอร์มิของสารกึ่งตัวนำด้านเอ็น

โดยที่ทั้งด้านพีและด้านเอ็นต่างก็เป็นสารกึ่งตัวนำของธาตุชนิดเดียวกัน ดังนั้น  $E_{p0} = E_{n0}$  ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่แถบความนำ(Conduction band) จะแสดงได้โดย



รูปที่ 2.2 คุณสมบัติทางไฟฟ้าที่บริเวณรอยต่อพี-เอ็น



รูปที่ 2.3 โครงสร้างแถบพลังงานของด้านพีและด้านเอ็น ขณะยังไม่ได้สัมผัสกัน

$$n = N_C \cdot e^{-(E_C - E_{fn}) / kT} \quad (2.1)$$

และในสารกึ่งตัวนำชนิดพี ความหนาแน่นของโฮลที่แถบวาเลนซ์ (Valence band) จะแสดงโดย

$$p = N_V \cdot e^{(E_{fp} - E_V) / kT} \quad (2.2)$$

โดยที่  $N_C, N_V$  คือ ความหนาแน่นสถานะประสิทธิผล (Effective densities of state) ในแถบความนำ และแถบวาเลนซ์ตามลำดับ

$E_C, E_V$  คือ ระดับของพลังงานที่ขอบล่างสุดและบนสุดของแถบความนำและแถบวาเลนซ์ตามลำดับ

และในกรณีเป็นสารกึ่งตัวนำบริสุทธิ์ (Intrinsic semiconductor)

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \cdot e^{-E_g / 2kT} \quad (2.3)$$

โดยที่  $E_g$  คือ ความกว้างของช่องว่างพลังงานมีค่า  $= E_C - E_V$

และเมื่อพิจารณาว่ามวลแท้จริง (Effective mass) ของอิเล็กตรอนและโฮลมีค่าเท่ากัน จะได้ว่า

$N_C \approx N_V$  ดังนั้น

$$n_j = N_C \cdot e^{-E_g / 2kT} = N_V \cdot e^{-E_g / 2kT} \quad (2.4)$$

เพื่อความสะดวกเราจะให้ระดับพลังงานของแถบวาเลนซ์ เป็นระดับเปรียบเทียบ โดยให้  $E_v = 0$  และ  $E_c = E_g$  สมการ (2.1) และ (2.2) อาจเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$n_n = n_j \cdot e^{(E_m - E_g / 2) / kT} = n_j \cdot e^{(E_m - E_{in}) / kT} \quad (2.5)$$

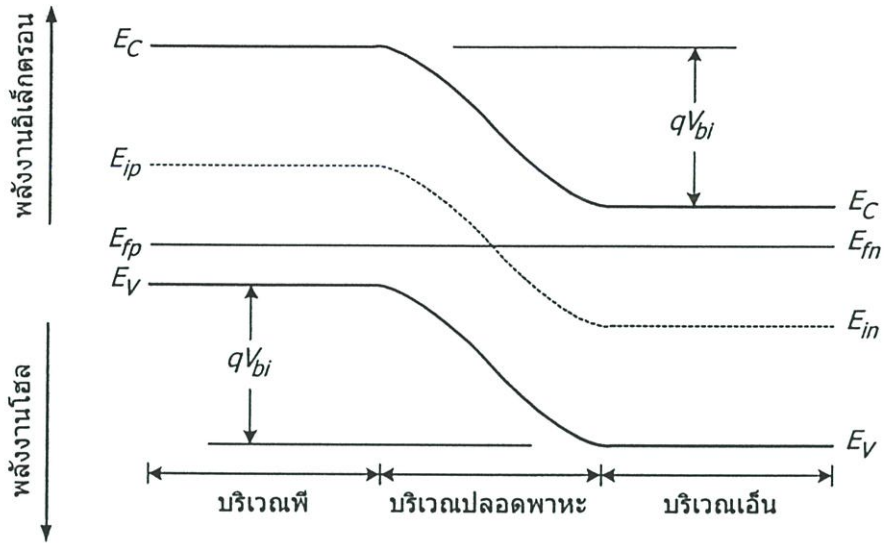
$$p_p = n_j \cdot e^{(E_g / 2 - E_{fp}) / kT} = n_j \cdot e^{(E_{ip} - E_{fp}) / kT} \quad (2.6)$$

เมื่อรอยต่อพี-เอ็นเกิดขึ้นและอยู่ในภาวะสมดุลแล้ว ระดับเฟอร์มิของสารทั้งสองชนิดจะต้องต่อเนื่องเป็นระดับเดียวกันดังในรูปที่ 2.4 ซึ่งจะเห็นว่า แถบพลังงานความนำและแถบพลังงานวาเลนซ์ ต้องโค้งงอเมื่อผ่านบริเวณปลอดพาหะ เพราะว่าตำแหน่งของแถบพลังงานความนำและแถบพลังงานวาเลนซ์เมื่อเทียบกับพลังงานเฟอร์มิจะเปลี่ยนแปลงไประหว่างบริเวณพีไปยังบริเวณเอ็น อิเล็กตรอนในแถบความนำของบริเวณเอ็นมองเห็นกำแพงศักย์ในการพยายามที่จะเคลื่อนที่เข้าไปในแถบความนำของบริเวณพี กำแพงศักย์นี้เรียกว่า "กำแพงศักย์ภายใน" (Built-in potential barrier) หรือก็คือแรงดันภายในนั่นเอง และเขียนแทนได้โดย  $V_{bi}$  กำแพงศักย์ภายในจะรักษาสสมดุลระหว่างอิเล็กตรอนพาหะส่วนมากในบริเวณเอ็นและอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยในบริเวณพีและระหว่างโฮลพาหะส่วนมากในบริเวณพีและโฮลพาหะส่วนน้อยในบริเวณเอ็น ค่าความแตกต่างของศักย์ไฟฟ้าคร่อมรอยต่อไม่สามารถที่จะวัดได้จากโวลท์มิเตอร์เพราะว่าจะเกิดกำแพงศักย์ค่าใหม่ขึ้นระหว่างโพรบ(probe) และสารกึ่งตัวนำที่จะหักล้างกับ  $V_{bi}$

ระดับเฟอร์มิอินทรินซิกจะมีระยะห่างเท่ากันจากขอบของแถบความนำตลอดรอยต่อ ดังนั้น กำแพงศักย์ภายในสามารถกำหนดได้จากความแตกต่างระหว่างระดับเฟอร์มิอินทรินซิกในบริเวณพีและบริเวณเอ็น นั่นคือ

$$qV_{bi} = E_{ip} - E_{in} \quad (2.7)$$

และจากสมการ (2.5) และ (2.6) เมื่อพิจารณาว่าจำนวนของอะตอมสารเจือถูกออกไนซ์ทั้งหมด



รูปที่ 2.4 โครงสร้างแถบพลังงานของรอยต่อพี-เอ็นในภาวะสมดุลความร้อน

ดังนั้นสมการ (2.7) ซึ่งใช้สำหรับหาค่ากำแพงศักย์ภายในอาจเขียนใหม่ได้ว่า

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_d N_a}{n_i^2} \right) \quad (2.8)$$

โดยที่  $N_d$ ,  $N_a$  คือความหนาแน่นอะตอมสารเจือผู้ให้และผู้รับตามลำดับ

สนามไฟฟ้าได้ถูกสร้างขึ้นในบริเวณปลอดพาหะ เนื่องจากการแยกกันของบริเวณประจุบวกและประจุลบ จากรูปที่ 2.2 (ก) แสดงการกระจายความหนาแน่นปริมาตรของประจุในรอยต่อพี-เอ็น โดยสมมติว่าเป็นการได้เป็นอย่างดีเสมอ และสมมติว่าเป็นรอยต่อพี-เอ็นแบบฉับพลัน (Abrupt junction) เราจะสมมติว่าบริเวณปลอดพาหะจะสิ้นสุดทันทีในบริเวณเอ็นที่  $x = x_n$  และจะสิ้นสุดทันทีในบริเวณพีที่  $x = -x_p$  ( $x_p$  เป็นปริมาณบวก) ค่าของสนามไฟฟ้าสามารถหาได้จากสมการปัวซองส์ (Poisson's equation) โดยสำหรับการวิเคราะห์ในหนึ่งมิติสมการนี้คือ

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (2.9)$$

ซึ่ง  $\psi(x)$  คือศักย์ไฟฟ้า,  $E(x)$  คือสนามไฟฟ้า,  $\rho(x)$  คือความหนาแน่นประจุต่อปริมาตร และ  $\epsilon_s$  คือสภาพยอม(Permittivity) ของสารกึ่งตัวนำ จากรูปที่ 2.2 (ก) ความหนาแน่นประจุคือ

$$\rho(x) = -qN_a \quad -x_p < x < 0 \quad (2.10)$$

และ

$$\rho(x) = +qN_d \quad 0 < x < x_n \quad (2.11)$$

สนามไฟฟ้าในบริเวณพีถูกหาได้โดยการอินทิเกรตสมการ (2.9) และแทนค่าเงื่อนไขขอบเขต [1] โดยสนามไฟฟ้าบริเวณพีหาได้จาก

$$E(x) = -\frac{qN_a}{\epsilon_s}(x + x_p) \quad -x_p \leq x \leq 0 \quad (2.12)$$

ส่วนในบริเวณเอ็น สนามไฟฟ้าจะหาได้จาก

$$E(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}(x_n - x) \quad 0 \leq x \leq x_n \quad (2.13)$$

และสนามไฟฟ้าจะต่อเนื่องเช่นกันที่รอยต่อเมทัลลเจกิตล หรือที่  $x = 0$  ดังนั้นจะได้ว่า

$$N_a x_p = N_d x_n \quad (2.14)$$

สมการ (2.14) อธิบายได้ว่าจำนวนประจุลบต่อหน่วยพื้นที่ในบริเวณพีจะเท่ากับจำนวนประจุบวกต่อหน่วยพื้นที่ในบริเวณเอ็น

รูปที่ 2.2 (ข) แสดงการพล็อตของสนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะ ทิศทางของสนามไฟฟ้าจะมีทิศทางจากบริเวณเอ็นไปยังบริเวณพี หรือมีทิศทาง  $-x$  ในรูปทรงที่อ้างอิงสำหรับรอยต่อพี-เอ็นที่ถูกได้เป็นอย่างดีเสมอ สนามไฟฟ้า  $E$  จะเป็นความสัมพันธ์แบบเชิงเส้นกับระยะทางตลอดรอยต่อ และค่า

สนามไฟฟ้าสูงสุด(Maximum electric field) จะเกิดขึ้นที่รอยต่อเมททัลลเจจิคัล โดยจะปรากฏขึ้นที่บริเวณปลอดพาหะเมื่อไม่ให้แรงดันไบอัสระหว่างบริเวณพีและบริเวณเอ็น

ศักย์ไฟฟ้าในรอยต่อหาได้โดยการอินทิเกรตสนามไฟฟ้า และแทนค่าเงื่อนไขขอบเขต [1] โดยศักย์ไฟฟ้าในบริเวณพีสามารถเขียนได้ดังนี้ คือ

$$\psi(x) = \frac{qN_a}{2\epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad (-x_p \leq x \leq 0) \quad (2.15)$$

ส่วนศักย์ไฟฟ้าในบริเวณเอ็นสามารถเขียนได้ คือ

$$\psi(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \cdot x \left( x_n - \frac{x}{2} \right) + \frac{qN_a}{2\epsilon_s} x_p^2 \quad (0 \leq x \leq x_n) \quad (2.16)$$

รูปที่ 2.2(ค) แสดงค่าศักย์ไฟฟ้าตลอดรอยต่อพี-เอ็น ซึ่งมีความสัมพันธ์แบบควอดราติก (Quadra-tic) กับระยะทาง โดยขนาดของศักย์ไฟฟ้าที่  $x = x_n$  มีค่าเท่ากับกำแพงศักย์ภายในและจากสมการ (2.16) จะได้ว่า

$$V_{bi} = |\psi(x = x_n)| = \frac{q}{2\epsilon_s} (N_a x_p^2 + N_d x_n^2) \quad (2.17)$$

การหาค่าระยะทางของบริเวณปลอดพาหะที่แผ่เข้าไปในบริเวณพีและบริเวณเอ็นจากรอยต่อเมททัลลเจจิคัล ซึ่งโดยปกติระยะนี้จะถูกเรียกว่า "ความกว้างบริเวณปลอดพาหะ" (Depletion region width) โดยใช้ความสัมพันธ์จากสมการที่ (2.14) แทนลงในสมการที่ (2.17) และจัดสมการใหม่จะได้สมการสำหรับหาค่าความกว้างบริเวณปลอดพาหะที่แผ่เข้าไปในบริเวณเอ็น( $x_n$ ) ในกรณีสมดุลความร้อนและไม่มีแรงดันไบอัสคือ

$$x_n = \left[ \frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \left( \frac{N_a}{N_d} \right) \left( \frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.18)$$

ในทำนองเดียวกัน สามารถแก้สมการหาค่าความกว้างของบริเวณปลอดพาหะที่แผ่เข้าไปในบริเวณพี ( $x_p$ ) ได้เป็น

$$x_p = \left[ \frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q} \left( \frac{N_d}{N_a} \right) \left( \frac{1}{N_a + N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

ความกว้างบริเวณปลอดพาหะรวม ( $W$ ) คือผลรวมขององค์ประกอบทั้งสองนี้ ซึ่งก็คือ

$$W = \left[ \frac{2\varepsilon_s V_{bi}}{q} \left( \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.20)$$

### 2.1.2 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะไบอัสตรง

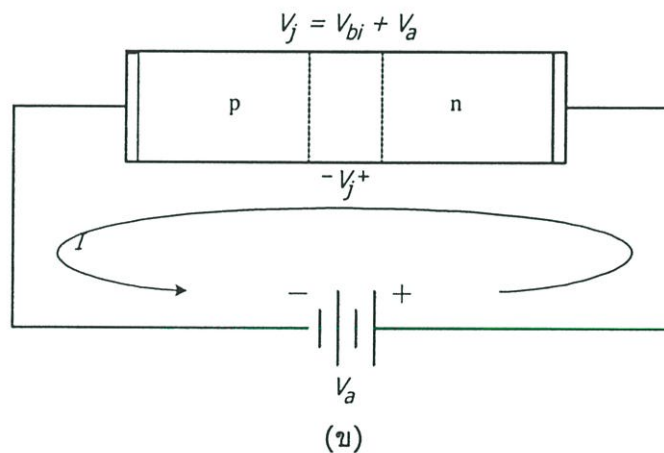
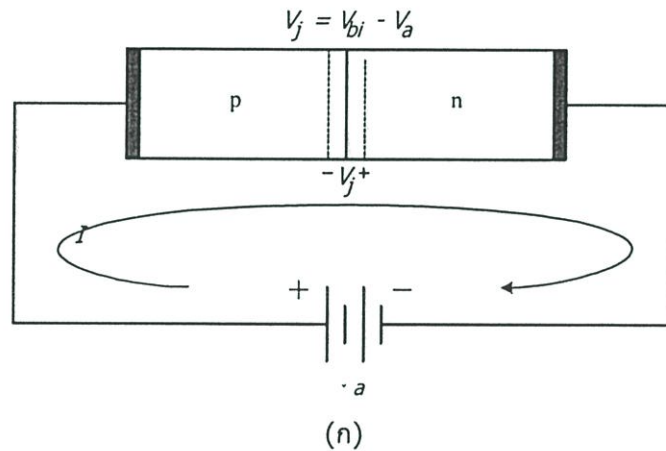
ในขณะภาวะสมดุลความร้อนเมื่อไม่มีการให้แรงดันไบอัสใด ๆ แก่รอยต่อพี-เอ็นจะไม่มีกระแสไหลผ่านรอยต่อพี-เอ็นทั้งนี้เนื่องจากมีสนามไฟฟ้าภายในรอยต่อซึ่งขัดขวางการแพร่ของพาหะ ในกรณีที่รอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสจากแหล่งจ่ายภายนอก จะมีรูปแบบการให้แรงดันไบอัสกับรอยต่อพี-เอ็นอยู่ 2 ลักษณะ กล่าวคือ ถ้าทางด้านพีมีศักย์เป็นบวกมากกว่าเมื่อเทียบกับทางด้านเอ็นดังแสดงในรูปที่ 2.5 (ก) โดยการต่อขั้วลบของแบตเตอรี่เข้าทางด้านเอ็นและต่อขั้วบวกเข้าทางด้านพี จะเรียกรูปแบบการให้แรงดันไบอัสลักษณะนี้ว่า “การไบอัสตรง” (Forward bias) ในขณะที่ถ้าทางด้านของเอ็นมีศักย์เป็นบวกมากกว่าเมื่อเทียบกับทางด้านพีดังแสดงในรูปที่ 2.5 (ข) คือการต่อขั้วบวกของแบตเตอรี่เข้าทางด้านเอ็นและต่อขั้วลบเข้าทางด้านพี จะเรียกรูปแบบการให้แรงดันไบอัสในลักษณะนี้ว่าเป็น “การไบอัสย้อนกลับ” (Reverse bias)

เมื่อรอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสตรง และพิจารณาว่าความต้านทานของเนื้อสารกึ่งตัวนำทั้งชนิดพีและเอ็นมีค่าน้อยมากดังนั้นแรงดันไบอัสตรงภายนอก  $V_a$  จากแบตเตอรี่จะไปปรากฏที่รอยต่อพี-เอ็นทั้งหมดและอยู่ในลักษณะที่หักล้างหรือช่วยลดค่าแกงศักย์ภายในรอยต่อพี-เอ็น ดังแสดงในรูปที่ 2.6 ซึ่งการลดลงของค่าแกงศักย์ภายในก็มีผลทำให้องค์ประกอบอื่น ๆ ที่มีค่าค่าแกงศักย์ภายในเข้าไปเกี่ยวข้องเปลี่ยนแปลงไปด้วย เช่น ความเข้มข้นพาหะก็มีค่าลดลง ประจุและความกว้างบริเวณปลอดพาหะก็จะมีค่าลดลง ซึ่งแรงดันที่ตกคร่อมรอยต่อพี-เอ็นในขณะนี้ คือ

$$V_j = V_{bi} - V_a \quad (2.21)$$

เมื่อ  $V_{bi}$  คือ กำแพงศักย์ภายในที่ภาวะสมดุลความร้อน

$V_a$  คือ แรงดันไบอัสภายนอก โดยที่  $V_a$  จะมีค่าเป็นบวกสำหรับกรณีไบอัสตรง และ  $V_a$  จะมีค่าเป็นลบสำหรับกรณีไบอัสย้อนกลับ

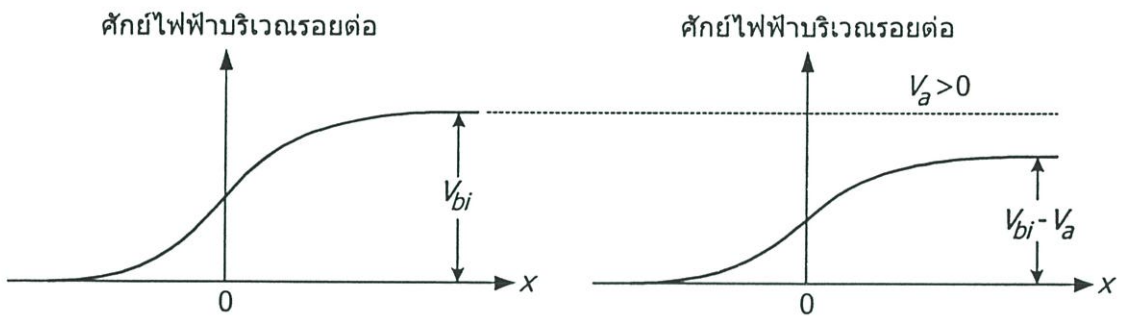


รูปที่ 2.5 รอยต่อพี-เอ็นขณะได้รับแรงดัน (ก)ไบอัสตรง , (ข)ไบอัสย้อนกลับ

และโดยการแทนที่  $V_{bi}$  ที่ปรากฏอยู่ในสมการต่าง ๆ ที่สภาวะสมดุลความร้อนด้วย  $V_j$  ก็จะสามารถหาค่าเหล่านั้นภายใต้เงื่อนไขการไบอัสตรงได้ อาทิเช่น ความกว้างบริเวณปลอดพาหะรวมของรอยต่อพี-เอ็นเมื่อได้รับแรงดันไบอัสตรงมีค่าเป็น

$$W = \left[ \frac{2\epsilon_s V_j}{q} \left( \frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right) \right]^{1/2} \quad (2.22)$$

และผลของแรงดันไบอัสตรงที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น แสดงได้ดังในรูปที่ 2.7



รูปที่ 2.6 ศักย์ไฟฟ้าภายในรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไบอัสตรง

ต่อมาเราจะพิจารณาถึงลักษณะการกระจายตัวของพาหะ หากเราสมมติให้ค่าความหนาแน่นของพาหะที่ด้านทั้งสองของรอยต่อพี-เอ็นขณะไม่มีแรงดันไบอัสแสดงได้ดังรูปที่ 2.8 (ก) กล่าวคือ

$p_{p0}$  คือ ความหนาแน่นของโฮลทางด้านพีในภาวะสมดุล

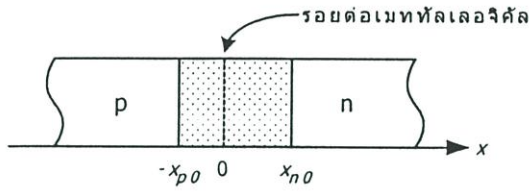
$n_{p0}$  คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนทางด้านพีในภาวะสมดุล

$n_{n0}$  คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนทางด้านเอ็นในภาวะสมดุล

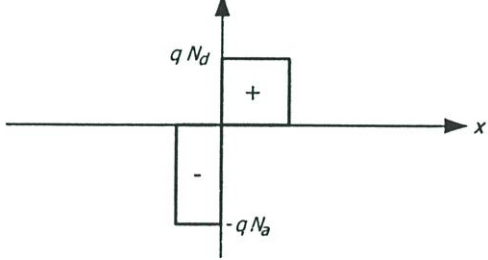
$p_{n0}$  คือ ความหนาแน่นของโฮลทางด้านเอ็นในภาวะสมดุล

ขณะที่รอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสตรง จะทำให้เกิดการฉีดข้ามรอยต่อของพาหะส่วนมาก (Majority carrier) ขึ้น โดยที่โฮลจะถูกฉีดจากส่วนพีเข้าไปในส่วนเอ็น และอิเล็กตรอนในส่วนเอ็นจะถูกฉีดเข้าไปในส่วนพีเกิดเป็นกระแสไหลในวงจรรภายนอก ทั้งอิเล็กตรอนและโฮลซึ่งถูกฉีดเข้าไปในด้านตรงข้ามจะกลายเป็นพาหะส่วนน้อย (Minority carrier) ดังนั้นปริมาณโฮลทางด้านเอ็นบริเวณใกล้ ๆ กับรอยต่อจะเพิ่มขึ้น และในทำนองเดียวกันปริมาณอิเล็กตรอนทางด้านพีก็จะเพิ่มขึ้นดังแสดงในรูปที่ 2.8(ข) โดยที่ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮลที่ปลายสุดของบริเวณปลอดพาหะมีค่าเป็น  $n_p(-x_p)$  และ  $p_n(x_n)$  ตามลำดับ จากรูปที่ 2.8 (ข) จะเห็นได้ว่าที่ขอบของบริเวณปลอดพาหะคือ  $x_n$  และ  $-x_p$  ความหนาแน่นของโฮลและอิเล็กตรอนซึ่งเป็นพาหะส่วนน้อยจะเพิ่มขึ้นและมีค่ามากที่สุด และจะค่อย ๆ ลดลงไปตามลำดับเมื่อห่างออกไปจากบริเวณปลอดพาหะจนกระทั่งห่างออกไปทางด้านเอ็นและพีเป็น

ภาวะสมดุลความร้อน

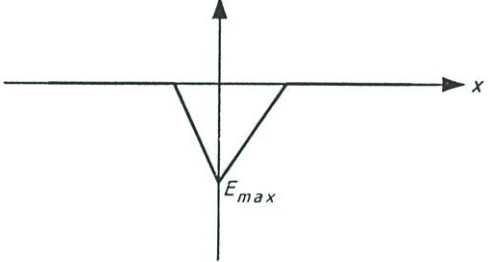


ความหนาแน่นประจุ



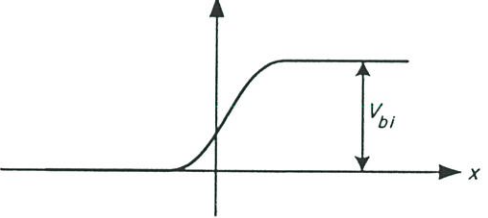
(ก)

สนามไฟฟ้า

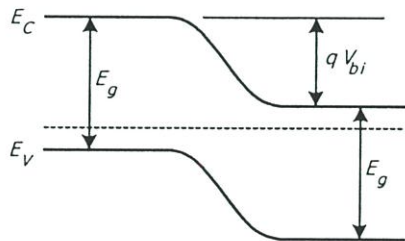


(ข)

ศักย์ไฟฟ้า

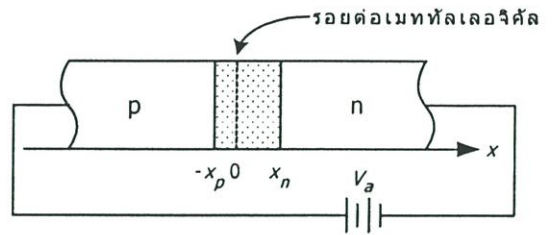


(ค)

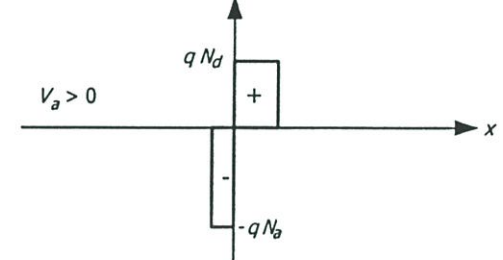


(ง)

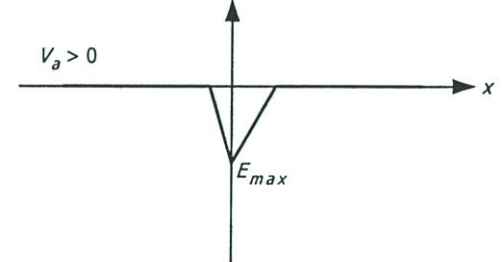
ภาวะไบอัสตรง



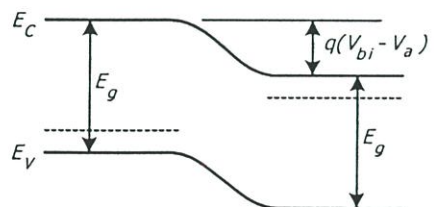
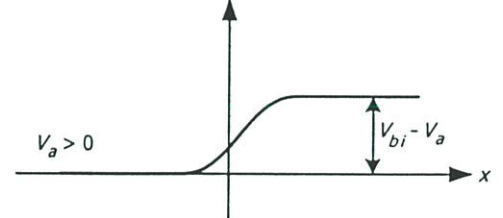
ความหนาแน่นประจุ



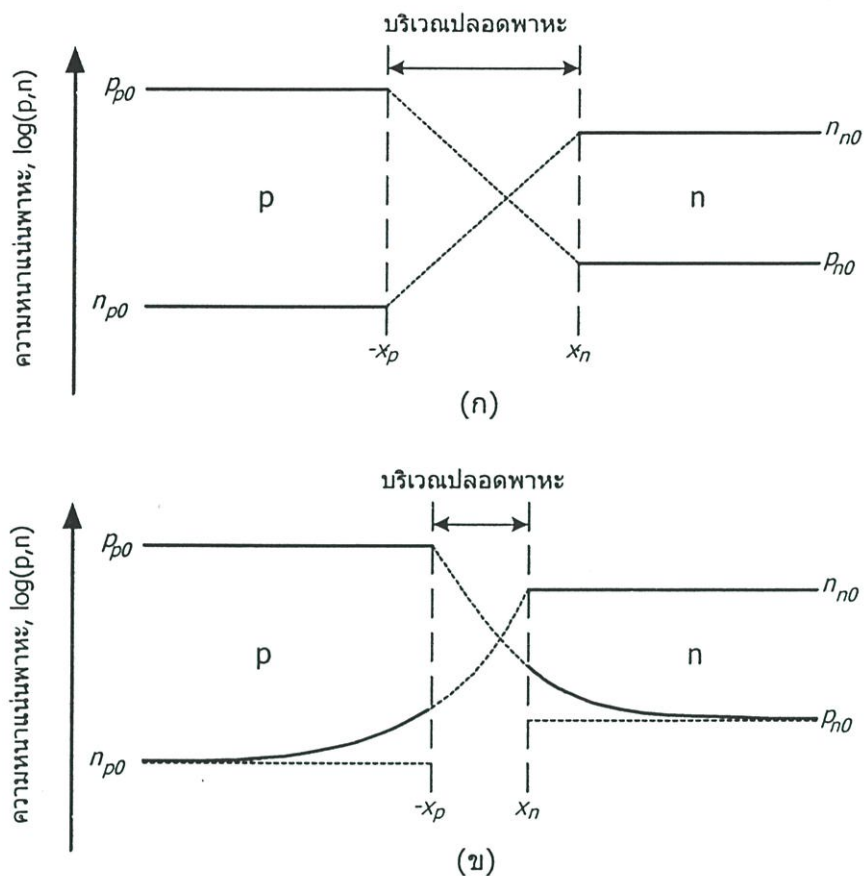
สนามไฟฟ้า



ศักย์ไฟฟ้า



รูปที่ 2.7 ผลของแรงดันไบอัสตรงที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น



รูปที่ 2.8 ความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยบริเวณรอยต่อพี-เอ็นที่ (ก) ภาวะสมดุลความร้อน, และ(ข) ภาวะไบอัสตรง

ระยะ  $L_p$  และ  $L_n$  ตามลำดับ โดยความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยนั้นจะลดลงจนมีค่าเท่ากับความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยในภาวะสมดุล

การเพิ่มขึ้นของพาหะส่วนน้อยที่ขอบของบริเวณปลอดพาหะนี้ สามารถอธิบายได้จากสมการซึ่งเราเรียกว่า "กฎของรอยต่อ" (Junction law) [2] โดย

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot e^{q \cdot V_a / kT} \quad (2.23)$$

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \cdot e^{q \cdot V_a / kT} \quad (2.24)$$

ส่วนการลดลงของพาหะส่วนน้อยเมื่อห่างออกไปจากบริเวณปลอดพาหะนั้น เกิดขึ้นเนื่องจากการรวมตัว(Recombination)ของพาหะเกิดขึ้น ทำให้ปริมาณของพาหะที่ถูกฉีดเข้ามาลดลงในที่สุด เมื่อห่างจากขอบของบริเวณปลอดพาหะเป็นระยะ  $L_n$  และ  $L_p$  ความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยก็จะมีค่าเท่ากับในภาวะสมดุล นั่นคือพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามา มีการรวมตัวของพาหะเกิดขึ้นจนหมด ระยะ  $L_n$  และ  $L_p$  จะถูกเรียกว่า " ระยะการแพร่" (Diffusion length) ของอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ สมการ (2.23) และสมการ (2.24) ซึ่งเป็นกฎของรอยต่อ นั้นเราสามารถพิจารณาได้ว่าความหนาแน่นพาหะส่วนมาก  $n_{no}$  และ  $p_{po}$  มีค่ามากกว่าปริมาณของพาหะที่ถูกฉีดเข้ามา รอยต่อเป็นอย่างมาก

การพิจารณาว่าความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อย ที่ถูกฉีดเข้ามา รอยต่อมีการเปลี่ยนแปลงในลักษณะใดกับระยะทางนั้น เริ่มพิจารณาจากโฮลเป็นอันดับแรกโดยจากสมการความต่อเนื่องสำหรับพาหะส่วนน้อยที่เกิดขึ้นใหม่ในหนึ่งมิติ [1]

$$\frac{\partial(\delta p_n)}{\partial t} = -\frac{\delta p_n}{\tau_p} - \mu_p \cdot E_x \frac{\partial(\delta p_n)}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2(\delta p_n)}{\partial x^2} \quad (2.25)$$

โดยที่  $\delta p_n$  คือ ส่วนที่เพิ่มขึ้นของโฮลพาหะส่วนน้อย

$\tau_p$  คือ อายุของโฮลพาหะส่วนน้อย

$\mu_p$  คือ สภาพคล่องของโฮล

$E_x$  คือ สนามไฟฟ้าตามแนวแกน x

$D_p$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮล

เราพิจารณา ที่นอกบริเวณปลอดพาหะสนามไฟฟ้าจะเป็นศูนย์และเป็นสภาวะอยู่ตัว(Steady state) ดังนั้นจากสมการ (2.25) จะได้ว่า

$$\frac{d^2(\delta p_n)}{dx^2} = \frac{\delta p_n}{\tau_p D_p} = \frac{\delta p_n}{(L_p)^2} \quad (2.26)$$

โดยที่

$$L_p = \sqrt{\tau_p D_p} \quad (2.27)$$

จากการแก้สมการเชิงอนุพันธ์ (2.26) จะได้ว่า

$$\delta p_n = C_1 e^{-x/L_p} + C_2 e^{x/L_p} = p_n(x) - p_{n0} \quad (2.28)$$

โดยที่  $C_1, C_2$  เป็นค่าคงที่จากการแก้สมการซึ่ง  $\delta p_n$  คือค่าความหนาแน่นของโฮลพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกินเป็นความแตกต่างระหว่างความหนาแน่นของโฮลพาหะส่วนน้อยที่ภาวะสมดุล ความร้อนกับความหนาแน่นของโฮลพาหะส่วนน้อยทั้งหมด โดยที่  $\delta p_n$  จะมีค่าเป็นศูนย์ที่ระยะทางห่างออกไปจากรอยต่อพี-เอ็นมาก ๆ เนื่องจากผลของการรวมตัวที่เกิดขึ้นและเราจะสมมติว่าความยาวของสารกึ่งตัวนำด้านเอ็น  $W_n$  มีความยาวมากกว่าระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อยโฮล  $L_p$  มาก หรือ  $W_n \gg L_p$  โครงสร้างแบบนี้เรียกว่ารอยต่อพี-เอ็นยาว (Long p-n junction) [1] ดังนั้นค่าของ  $C_2$  จากสมการ (2.28) จะต้องเป็นศูนย์ จากเงื่อนไขขอบเขตจะได้ว่าความหนาแน่นของโฮลพาหะส่วนน้อยเขียนได้เป็น

$$p_n(x) = p_{n0} + p_{n0}(e^{q \cdot V_a / kT} - 1)e^{-x/L_p} \quad (2.29)$$

ซึ่งสมการ (2.29) เป็นสมการแสดงการเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นของโฮลพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามาทางด้านเอ็นในช่วง  $L_p$  ซึ่งเป็นฟังก์ชันของระยะทาง  $x$  ใด ๆ และในทำนองเดียวกันสมการแสดงการเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามาทางด้านพีในระยะ  $L_n$  ซึ่งอยู่ในฟังก์ชันของระยะทาง  $x$  ใด ๆ ก็สามารถหาได้โดย

$$n_p(x) = n_{p0} + n_{p0}(e^{q \cdot V_a / kT} - 1)e^{-x/L_n} \quad (2.30)$$

จะเห็นได้ว่า ความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามาทางด้านตรงข้ามจะลดลงอย่างเอ็กโปเนนเชียลกับระยะทางที่ห่างออกไปจากรอยต่อพี-เอ็น และจะมีค่าเข้าสู่ค่าที่ภาวะสมดุลความร้อนเมื่อห่างจากรอยต่อพี-เอ็นไม่น้อยกว่าระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อย จากที่พิจารณาว่าสนามไฟฟ้าภายนอกบริเวณปลอดพาหะมีค่าศูนย์ ดังนั้นการเคลื่อนที่ของพาหะส่วนน้อยจึงเกิดขึ้นได้เนื่องจากการแพร่และกระแสจึงเป็นกระแสจากการแพร่ของสารพาหะส่วนน้อย

เมื่อพิจารณาดูที่รอยต่อ จะเห็นได้ว่ากระแสไหลผ่านรอยต่อก็คือกระแสของการแพร่ของพาหะ ส่วนน้อยซึ่งสามารถเขียนได้โดยกฎของฟิค [2] โดยแยกเป็นกระแสการแพร่ของโฮลและอิเล็กตรอนตามลำดับ โดยกระแสโฮล คือ  $J_p$  มีค่า

$$J_p = J_p(x_n) = -qD_p \frac{\Delta p}{\Delta x} = qD_p \frac{(p_n(x_n) - p_{n0})}{L_p} \quad (2.31)$$

แทนค่า  $p_n(x_n)$  ได้

$$J_p(x_n) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (2.32)$$

และทำนองเดียวกัน จะได้ว่ากระแสอิเล็กตรอน คือ  $J_n$  ซึ่ง

$$J_n = J_n(-x_p) = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (2.33)$$

แต่เนื่องจากกระแสของอิเล็กตรอนและโฮลเคลื่อนที่สวนทางกัน ดังนั้นกระแสสมมุติรวมจะกลายเป็นผลรวมของกระแสทั้งสอง นั่นคือ

$$I_{total} = A[J_p(x_n) + J_n(-x_p)] = A.q \left[ \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right] (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (2.34)$$

โดยที่  $A$  คือ พื้นที่ของรอยต่อพี-เอ็น และถ้ากำหนดให้  $I_s$  คือกระแสอิ่มตัวย้อนกลับ (Reverse-saturation current) โดย

$$I_s = A.q \left[ \frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right] \quad (2.35)$$

หรือ

$$I_s = A.q.n_i^2 \left[ \frac{D_p}{L_p n_n} + \frac{D_n}{L_n p_p} \right] = A.q.n_i^2 \left[ \frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a} \right] \quad (2.36)$$

โดยที่

$$n_{n0} \cdot p_{n0} = n_i^2$$

$$p_{p0} \cdot n_{p0} = n_i^2$$

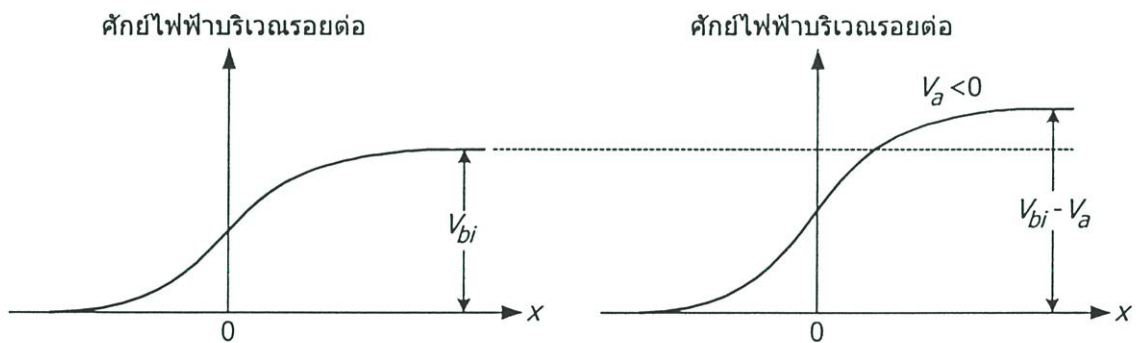
$$n_{n0} = n_n = N_d$$

$$p_{p0} = p_p = N_a$$

ดังนั้นสมการ (2.34) จะกลายเป็น

$$I = I_s (e^{qV_a / kT} - 1) \quad (2.37)$$

สมการ(2.37)นี้ ใช้สำหรับการอธิบายถึงการเกิดกระแสการแพร่ของพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดข้ามรอยต่อพี-เอ็นในอุดมคติขณะที่รอยต่อได้รับแรงดันไบอัสตรงหรือไบอัสย้อนกลับ ซึ่งสมการนี้รู้จักในนาม “สมการไดโอดในอุดมคติ” (Ideal diode equation) หรือบางครั้งก็เรียกว่า “สมการไดโอดช็อคเลย์” (Shockley diode equation)



รูปที่ 2.9 ศักย์ไฟฟ้าภายในรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะสมดุลความร้อนและไบอัสย้อนกลับ

### 2.1.3 รอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะไบอัสย้อนกลับ

เมื่อรอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับ คือทางด้านพีจะมีศักย์เป็นลบมากกว่าเมื่อเทียบกับทางด้านเอ็น แรงดันไบอัสย้อนกลับภายนอก  $V_a$  จากแบตเตอรี่จะไปปรากฏที่รอยต่อพี-เอ็นและอยู่ในลักษณะที่ช่วยเสริมหรือช่วยเพิ่มค่ากำแพงศักย์ภายในรอยต่อพี-เอ็นให้มากขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 2.9 ซึ่งการเพิ่มขึ้นของกำแพงศักย์ภายในก็มีผลทำให้องค์ประกอบอื่น ๆ ที่มีค่ากำแพงศักย์ภายในเข้าไป

เกี่ยวข้องเปลี่ยนแปลงไปด้วย เช่น ความเข้มข้นไฟฟ้าก็มีค่าเพิ่มขึ้น ประจุและความกว้างบริเวณปลอดพาหะก็จะมีค่าเพิ่มขึ้น ซึ่งแรงดันที่ตกคร่อมรอยต่อพี-เอ็นในขณะนี้ก็ยังมียังมีค่าดังสมการ (2.21) โดยแรงดันไบอัสภายนอก  $V_a$  มีค่าเป็นลบ ค่ากำแพงศักย์ที่เพิ่มขึ้นทำให้พาหะส่วนมากไม่มีโอกาสที่จะแพร่ข้ามรอยต่อได้ ขณะที่รอยต่อได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับจะทำให้ระดับเฟอร์มิของด้านทั้งสองของรอยต่อแตกต่างกันเท่ากับ  $qV_a$  อธิบายว่าจะเกิดมีกระแสของพาหะส่วนน้อยไหลข้ามรอยต่อได้และผลของแรงดันไบอัสย้อนกลับที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น แสดงได้ดังในรูปที่ 2.10

เนื่องจากแรงดันไบอัสย้อนกลับ  $-V_a$  จะทำให้พาหะส่วนน้อยไหลจากส่วนเอ็นและพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนจากส่วนพีไหลข้ามรอยต่อได้ ดังนั้นจึงทำให้ปริมาณความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยใกล้ ๆ บริเวณปลอดพาหะมีจำนวนลดลงและสามารถหาได้จากกฎของรอยต่อเช่นกัน โดยการแทน  $V_a$  ด้วย  $-V_a$  จะได้เป็น

$$p_n(x_n) = p_{n0} \cdot e^{-q \cdot V_a / kT} \quad (2.38)$$

และ

$$n_p(-x_p) = n_{p0} \cdot e^{-q \cdot V_a / kT} \quad (2.39)$$

ซึ่งการลดลงของความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยแสดงได้ดังรูปที่ 2.11

สมการซึ่งแสดงถึงการเปลี่ยนแปลงของพาหะส่วนน้อยที่ใกล้ ๆ บริเวณปลอดพาหะ โดยเป็นฟังก์ชันของระยะทาง  $x$  ก็สามารถหาได้เช่นเดียวกับตอนที่แล้ว คือในกรณีของโฮล

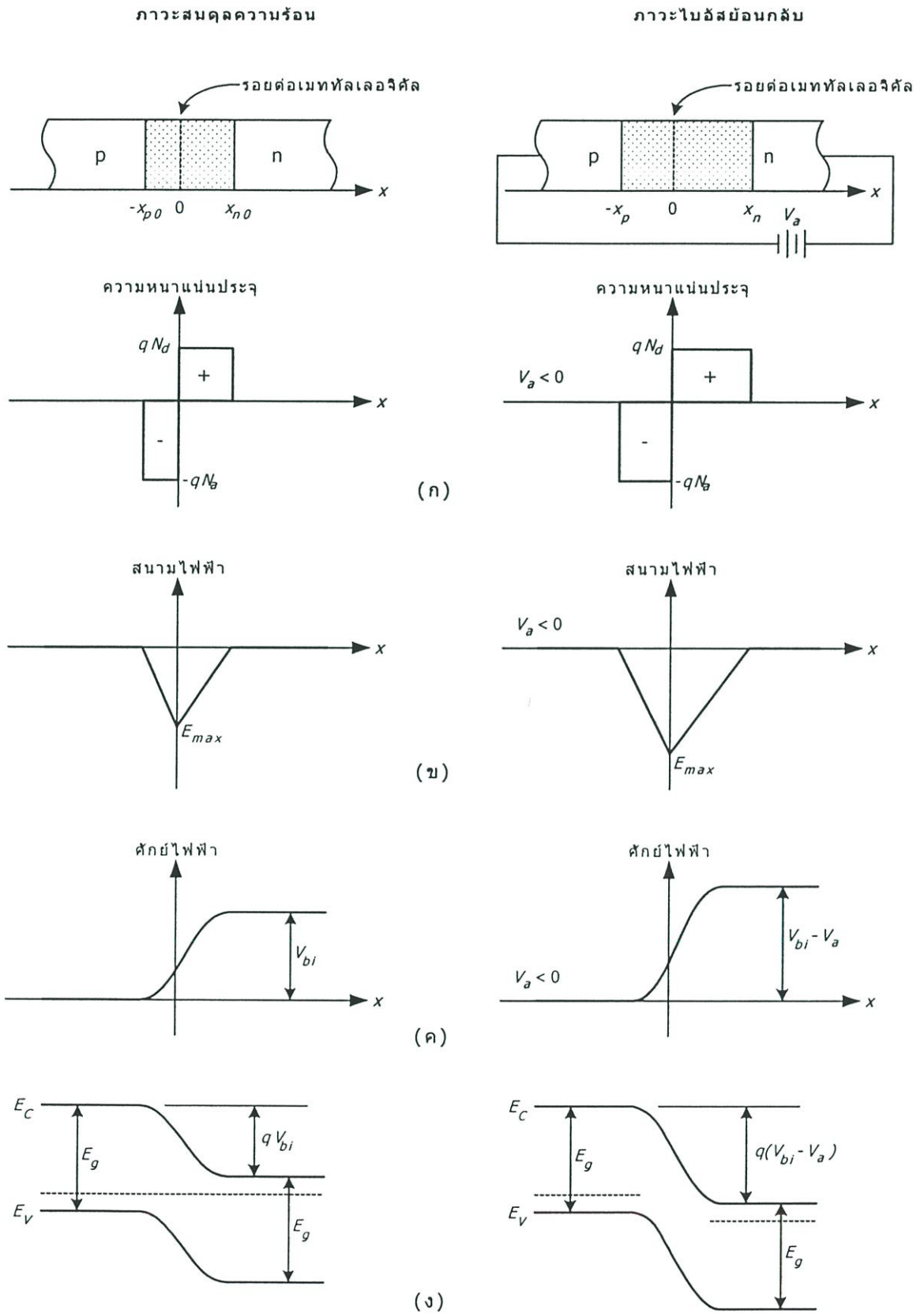
$$p_n(x) = p_{n0} \left[ \left( e^{-q \cdot V_a / kT} - 1 \right) e^{-x / L_p} + 1 \right] \quad (2.40)$$

และในกรณีของอิเล็กตรอน

$$n_p(x) = n_{p0} \left[ \left( e^{-q \cdot V_a / kT} - 1 \right) e^{-x / L_n} + 1 \right] \quad (2.41)$$

อย่างไรก็ดีจากสมการไดโอดในอุดมคติตอนที่แล้ว เมื่อแทนค่าแรงดันไบอัสย้อนกลับ  $-V_a$  ลงในสมการจะได้ว่า

$$I = I_s \cdot \left( e^{-q \cdot V_a / kT} - 1 \right) \quad (2.42)$$

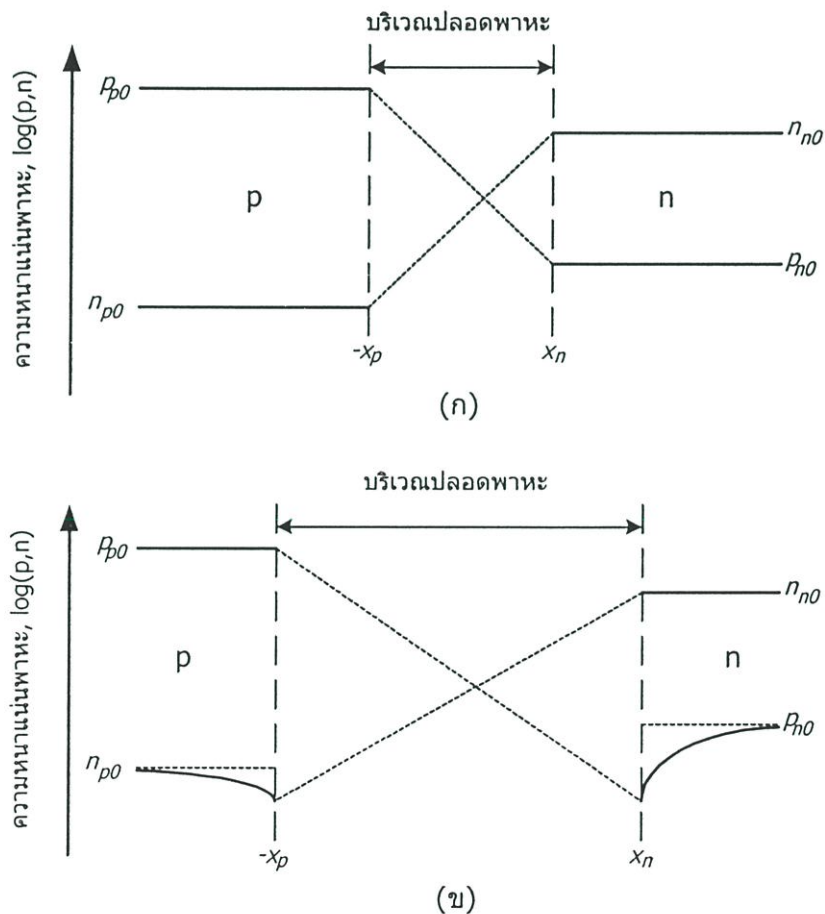


รูปที่ 2.10 ผลของแรงดันไบอัสย้อนกลับที่มีต่อรอยต่อพี-เอ็น

โดยปกติที่อุณหภูมิห้อง  $T = 300^{\circ}K$  เทอม  $e^{-q.V_a / kT}$  จะมีค่าน้อยกว่า 1 มาก ๆ ดังนั้นสมการที่ (2.42) จะกลายเป็น

$$I \cong -I_s = -Aqn_i^2 \left( \frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a} \right) \tag{2.43}$$

โดยเครื่องหมายลบแสดงว่าเป็นกระแสย้อนกลับ ซึ่งมีทิศทางตรงข้ามกับกระแสในกรณีได้รับไบอัสตรง จะเห็นได้ว่ากระแส  $I_s$  ซึ่งเป็นกระแสอิ่มตัวย้อนกลับจะมีค่าน้อยมากและไม่ขึ้นอยู่กับแรงดันไบอัสที่ให้นอกจากอุณหภูมิของรอยต่อ



รูปที่ 2.11 ความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยบริเวณรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะ (ก) สมดุลความร้อน, และ (ข) ไบอัสย้อนกลับ

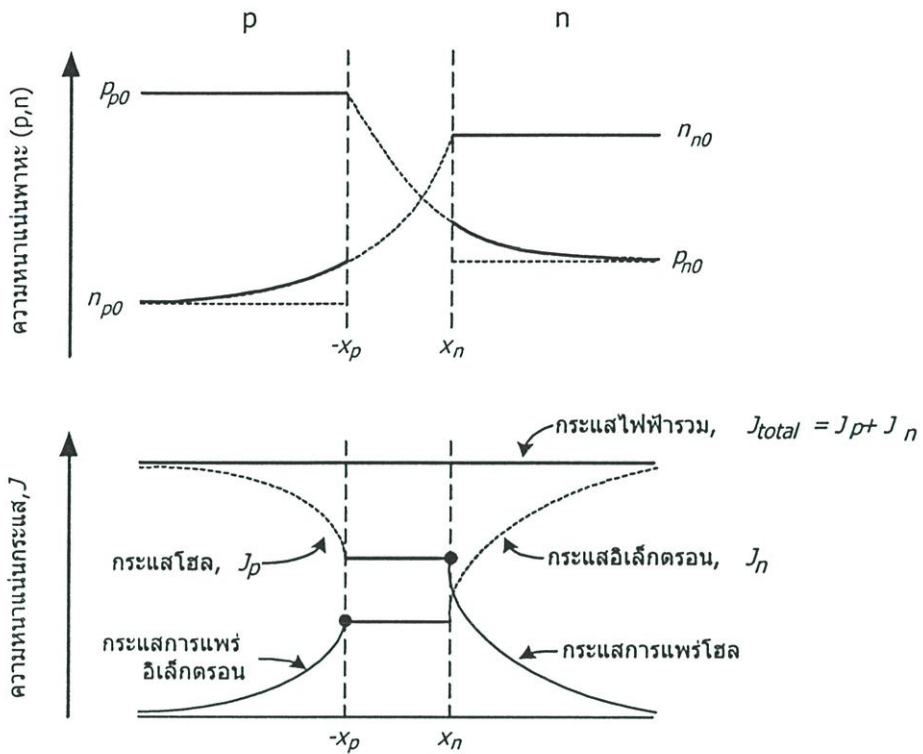
จากการพิจารณาในกรณีไบอัสตรงที่รอยต่อพี-เอ็น แรงดันไบอัสตรงจะลดค่ากำแพงศักย์เพื่อที่จะให้อิเล็กตรอนและโฮลถูกฉีดข้ามบริเวณปลอดพาหะ โดยพาหะที่ถูกฉีดข้ามมาจะกลายเป็นพาหะส่วนน้อยซึ่งจะแพร่จากรอยต่อและรวมตัวกับพาหะส่วนมาก เราได้คำนวณค่าความหนาแน่นกระแสการแพร่ของพาหะส่วนน้อยที่ขอบของบริเวณปลอดพาหะแล้ว ต่อมาเราจะพิจารณาถึงความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสการแพร่พาหะส่วนน้อยกับระยะทางตลอดบริเวณพีและบริเวณเอ็น ซึ่งได้ผลลัพธ์คือ

$$J_p(x) = q \frac{D_p}{L_p} p_{n0} (e^{qV_a / kT} - 1) e^{(x-x_n)/L_p} \quad (x \geq x_n) \quad (2.44)$$

และ

$$J_n(x) = q \frac{D_n}{L_n} n_{p0} (e^{qV_a / kT} - 1) e^{(x+x_p)/L_n} \quad (x \leq x_p) \quad (2.45)$$

ความหนาแน่นกระแสการแพร่พาหะส่วนน้อย จะลดลงอย่างเอกซ์โพเนนเชียลในแต่ละด้าน อย่างไรก็ตาม กระแสทั้งหมดที่ผ่านรอยต่อพี-เอ็นจะคงที่ ความแตกต่างระหว่างกระแสรวมและกระแสการแพร่พาหะส่วนน้อยคือกระแสพาหะส่วนมาก รูปที่ 2.12 แสดงองค์ประกอบกระแสต่าง ๆ ที่ผ่านโครงสร้างรอยต่อพี-เอ็น โดยการพัดพาของโฮลพาหะส่วนมากในบริเวณพีที่ไกลออกไปจากรอยต่อก็คือโฮลที่เข้าไปชดเชยเพื่อการฉีดข้ามบริเวณปลอดพาหะเข้าไปในส่วนเอ็น และโฮลที่เข้าไปชดเชยนี้จะสูญหายไปเนื่องมาจากการรวมตัวใหม่กับอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกิน และในทำนองเดียวกันในบริเวณเอ็นก็จะเกิดการพัดพาของอิเล็กตรอนเช่นกัน จะเห็นว่าพาหะส่วนเกินถูกสร้างขึ้นเมื่อรอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสตรง ในการหาความสัมพันธ์กระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น ในอุดมคติเราจะพิจารณาถึงการไหลของพาหะส่วนน้อย เพราะว่าเราทราบพฤติกรรมและคุณสมบัติของอนุภาคเหล่านี้ แต่จากความจริงที่ว่าเกิดกระแสการพัดพาในบริเวณเอ็นและบริเวณพี ซึ่งหมายถึงสนามไฟฟ้าที่บริเวณเหล่านี้ไม่เท่ากับศูนย์ตามที่ได้สมมติไว้ในตอนแรกนั้น เราสามารถคำนวณสนามไฟฟ้าบริเวณเป็นกลางทางไฟฟ้าและแสดงให้เห็นว่าค่าที่ได้นี้มีค่าน้อยมาก ซึ่งทำให้การประมาณสนามไฟฟ้าเป็นศูนย์ยังคงใช้ได้



รูปที่ 2.12 การกระจายตัวของพาหะส่วนน้อยและองค์ประกอบกระแสอิเล็กตรอนและโฮลในอุดมคติตลอดรอยต่อพี-เอ็นภายใต้แรงดันไบอัสตรง

## 2.2 ความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำ

จากสมการความหนาแน่นกระแสการพัดพาที่เขียนในรูปทั่วไปคือ

$$J_{drif} = (\sigma_n + \sigma_p)E = \sigma E \tag{2.46}$$

โดยที่  $\sigma$  คือสภาพความนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ และเป็นฟังก์ชันของความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลและค่าความคล่องตัว โดยค่าความคล่องตัวเป็นฟังก์ชันของความเข้มข้นสารเจือและสภาพความนำค่อนข้างจะเป็นฟังก์ชันที่ซับซ้อนกับความเข้มข้นสารเจือ ส่วนกลับของสภาพความนำเรียกว่า "สภาพความต้านทาน" ซึ่งเขียนแทนด้วย  $\rho$  และมีหน่วยเป็น ohm-cm. เราสามารถเขียนได้ว่า

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q(n\mu_n + p\mu_p)} \tag{2.47}$$

ถ้าเรามีแท่งสารกึ่งตัวนำ ดังแสดงในรูปที่ 2.13 ซึ่งให้แรงดัน  $V$  และเกิดกระแส  $I$  แล้วเราจะเขียนได้ว่า

$$J = \frac{I}{A} \quad ; \quad E = \frac{V}{L} \quad (2.48)$$

เราสามารถเขียนสมการ (2.46) ใหม่ได้เป็น

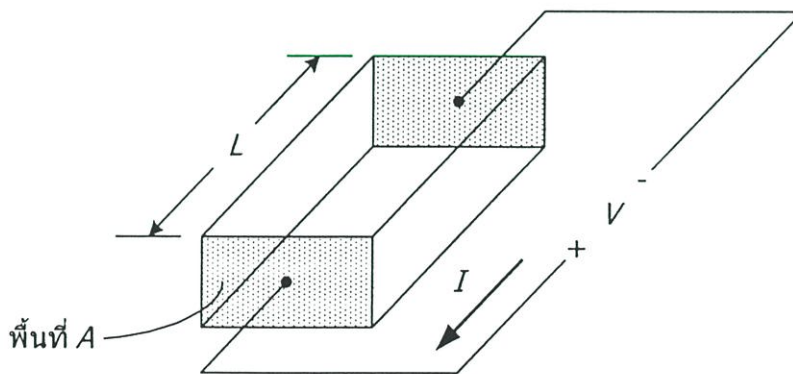
$$\frac{I}{A} = \sigma \left( \frac{V}{L} \right) \quad (2.49)$$

และ

$$V = \left( \frac{L}{\sigma A} \right) I = \left( \frac{\rho L}{A} \right) I = RI \quad (2.50)$$

ซึ่งสมการ (2.50) ก็คือกฎของโอห์ม

สำหรับสารกึ่งตัวนำ ความต้านทานจะเป็นฟังก์ชันกับสภาพความต้านทานหรือสภาพความนำไฟฟ้าพอ ๆ กับมิติรูปทรงทางเรขาคณิตของสารกึ่งตัวนำ



รูปที่ 2.13 แท่งของสารกึ่งตัวนำเมื่อทำเป็นตัวต้านทาน

ถ้าเราพิจารณาสารกึ่งตัวนำชนิดพี ที่มีการได้ไปด้วยอะตอมสารเจือผู้รับ  $N_a$  (หรือ  $N_d = 0$ ) ซึ่ง  $N_a \gg n_i$  และถ้าเราสมมติว่าค่าความคล่องตัวของอิเล็กตรอนและโฮลมีค่าใกล้เคียงกัน สภาพความนำไฟฟ้าจะกลายเป็น

$$\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p) \approx q\mu_p p \quad (2.51)$$

และถ้าเป็นการโอออปไนซ์แบบสมบูรณ์แล้วสมการ (2.51) จะกลายเป็น

$$\sigma \cong q\mu_p N_a \cong \frac{1}{\rho} \quad (2.52)$$

นั่นคือสภาพความนำและสภาพความต้านทานของสารกึ่งตัวนำเอกซ์ทรินซิก(Extrinsic) ซึ่งจะเป็นฟังก์ชันที่มีผลมาจากตัวแปรของพาหะส่วนมากเป็นสำคัญ

### 2.3 กระบวนการเกิดและการรวมตัวใหม่ของพาหะ

ในการหาความสัมพันธ์ของกระแส-แรงดันในทางอุดมคติ เราจะไม่ได้คิดผลกระทบต่าง ๆ ที่เกิดขึ้นภายในบริเวณปลอดพาหะ ในความเป็นจริงจะมีองค์ประกอบกระแสอื่นถูกผลิตขึ้นภายในบริเวณปลอดพาหะซึ่งทำให้คุณสมบัติกระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นเบี่ยงเบนไปจากทางอุดมคติ กระแสที่เพิ่มเข้ามานี้เกิดจากกระบวนการการรวมตัวใหม่

อัตราการรวมตัวใหม่ของอิเล็กตรอนและโฮลส่วนเกินจากทฤษฎีของ Shockley-Read-Hall ซึ่งเขียนได้ดังนี้ [1]

$$R = \frac{C_n C_p N_t (np - n_i^2)}{C_n (n + n') + C_p (p + p')} \quad (2.53)$$

พารามิเตอร์  $n, p$  คือความหนาแน่นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮล ตามลำดับ

$C_n, C_p$  คือค่าคงที่ที่เป็นสัดส่วนต่อภาคตัดขวางการจับ(Capture cross section) ของอิเล็กตรอนและโฮล ตามลำดับ

$N_t$  คือความหนาแน่นของศูนย์กลางการแพร่ทั้งหมด

### 2.3.1 การเกิดและกระแสการเกิดภายใต้การไบอัสย้อนกลับ

สำหรับรอยต่อพี-เอ็นภายใต้แรงดันไบอัสย้อนกลับ อิเล็กตรอนและโฮลที่เคลื่อนที่จะถูกกวาดออกจากบริเวณปลอดพาหะ จากข้อเท็จจริงนี้ภายในบริเวณปลอดพาหะค่า  $n \cong p \cong 0$  อัตราการรวมตัวใหม่จากสมการ (2.53) จะกลายเป็น

$$R = \frac{-C_n C_p N_t n_i^2}{C_n n' + C_p p'} \quad (2.54)$$

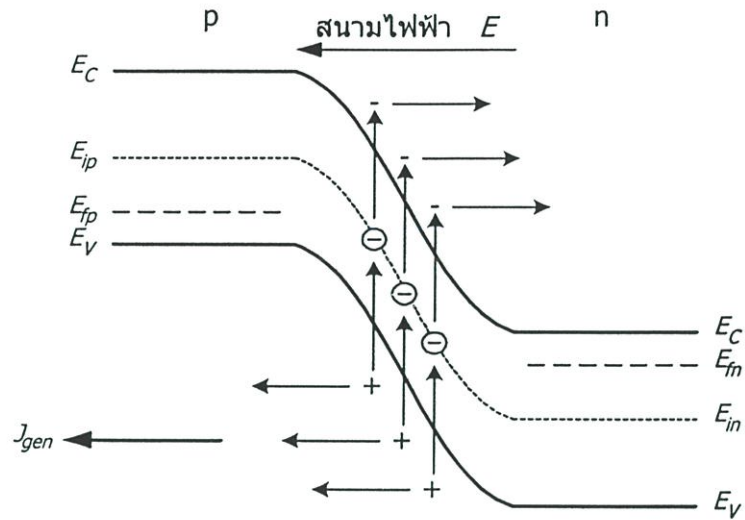
เครื่องหมายลบหมายถึงอัตราการรวมตัวใหม่มีค่าเป็นลบ หรือก็คือการเกิดคู่อิเล็กตรอน-โฮลนั่นเอง ภายในบริเวณปลอดพาหะที่ได้รับการไบอัสย้อนกลับการรวมตัวใหม่ของอิเล็กตรอนและโฮลส่วนเกินเป็นกระบวนการที่กำลังพยายามที่จะปรับให้เข้าสู่สมดุลใหม่อีกครั้ง เพราะว่าความเข้มข้นของอิเล็กตรอนและโฮลต้องเป็นศูนย์ที่บริเวณปลอดพาหะภายใต้การไบอัสย้อนกลับ อิเล็กตรอนและโฮลกำลังถูกผลิตผ่านทางระดับแตรป(Trap) และพยายามสร้างภาวะสมดุลความร้อนขึ้นใหม่ ซึ่งกระบวนการเกิดนี้สามารถแสดงได้ดังรูปที่ 2.14 เมื่ออิเล็กตรอนและโฮลถูกผลิตขึ้นมาจะถูกกวาดออกจากบริเวณปลอดพาหะโดยสนามไฟฟ้า การไหลของประจุจะเป็นทิศทางกระแสย้อนกลับอิมิตัว กระแสการเกิดไบอัสย้อนกลับ(Reverse-Bias Generation Current) มีสาเหตุมาจากการเกิดของอิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณปลอดพาหะ ซึ่งจะรวมกับกระแสอิมิตัวไบอัสย้อนกลับ

เราอาจจะคำนวณความหนาแน่นของกระแสการเกิดไบอัสย้อนกลับโดยพิจารณาสมการ (2.54) ถ้าเราสมมติอย่างง่ายว่าให้ระดับแตรปอยู่ที่ระดับเฟอร์มิอินทรินซิก(Intrinsic Fermi level) แล้วจะได้ว่า  $n' = n_i$  และ  $p' = n_i$  และใช้นิยามของเวลาชีวิต(Lifetime)ในฟิสิกส์สารกึ่งตัวนำ สมการ (2.54) จะกลายเป็น

$$R = \frac{-n_i}{\tau_{p0} + \tau_{n0}} \quad (2.55)$$

ถ้านิยามเวลาชีวิตค่าใหม่ให้เป็นค่าเฉลี่ยของ  $\tau_{p0}$  และ  $\tau_{n0}$  หรือ

$$\tau_0 = \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{2} \quad (2.56)$$



รูปที่ 2.14 กระบวนการเกิดในรอยต่อพี-เอ็นภายใต้การไบอัสย้อนกลับ

แล้วอัตราการรวมตัวใหม่สามารถเขียนได้ดังนี้

$$R = \frac{-n_i}{2\tau_0} = -G \quad (2.57)$$

อัตราการรวมตัวใหม่มีค่าลบหมายถึงอัตราการเกิดนั่นเอง ดังนั้น  $G$  คืออัตราการเกิดของ อิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณปลอดพาหะ

ความหนาแน่นกระแสการเกิดหาได้จาก

$$J_{gen} = \int_0^W qG dx \quad (2.58)$$

ซึ่งอินทิกรัลตลอดบริเวณปลอดพาหะ ถ้าเราสมมติว่าอัตราการเกิดมีค่าคงที่ตลอดทั้งบริเวณ ปลอดพาหะแล้วเราจะได้

$$J_{gen} = \frac{qn_iW}{2\tau_0} \quad (2.59)$$

ความหนาแน่นกระแสไปอัสย้อนกลับทั้งหมดนั้นคือผลรวมของความหนาแน่นกระแสอิมตัวย้อนกลับในอุดมคติกับความหนาแน่นกระแสการเกิด คือ

$$J_R = J_S + J_{gen} \quad (2.60)$$

ความหนาแน่นกระแสอิมตัวย้อนกลับในทางอุดมคติ  $J_S$  จะไม่ขึ้นกับแรงดันไปอัสย้อนกลับอย่างไรก็ตาม  $J_{gen}$  เป็นความสัมพันธ์ของความกว้างหลอดพาหะ  $W$  ซึ่งมีความสัมพันธ์กับแรงดันไปอัสย้อนกลับ

### 2.3.2 การรวมตัวใหม่และกระแสการรวมตัวใหม่ภายใต้การไปอัสตรง

สำหรับรอยต่อพี-เอ็นเมื่อได้รับแรงดันไปอัสตรง อิเล็กตรอนและโฮลจะถูกฉีดข้ามบริเวณหลอดพาหะ ดังนั้นทำให้มีพาหะส่วนเกินในบริเวณหลอดพาหะ มีความเป็นไปได้ที่จะเกิดการรวมตัวระหว่างอิเล็กตรอนและโฮลภายในบริเวณหลอดพาหะ และไม่ได้เป็นส่วนของการกระจายพาหะส่วนน้อย ลักษณะของกระบวนการเกิดนี้สามารถแสดงได้ดังรูปที่ 2.15

อัตราการรวมตัวใหม่ของอิเล็กตรอนและโฮลที่หาได้จากสมการ (2.53) เมื่อใช้นิยามของ  $\tau_{p0}$  และ  $\tau_{n0}$  เราอาจจะเขียนอัตราการรวมตัวใหม่ได้ดังนี้

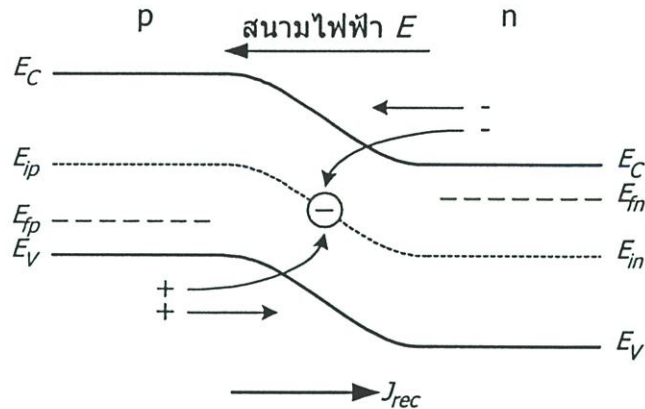
$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_{p0}(n + n') + \tau_{n0}(p + p')} \quad (2.61)$$

จากทฤษฎีฟิสิกส์สารกึ่งตัวนำเราสามารถเขียนสมการความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนได้ดังนี้

$$n = n_i \exp\left(\frac{E_{fn} - E_{in}}{kT}\right) \quad (2.62)$$

และเขียนสมการความหนาแน่นพาหะโฮลได้ดังนี้

$$p = n_i \exp\left(\frac{E_{ip} - E_{fp}}{kT}\right) \quad (2.63)$$



รูปที่ 2.15 กระบวนการรวมตัวใหม่ในรอยต่อพี-เอ็นภายใต้การไบอัสตรง

ซึ่ง  $E_{fn}$  และ  $E_{fp}$  คือ ระดับควอซี-เฟอร์มิ สำหรับอิเล็กตรอนและโฮล ตามลำดับ  
เมื่อรอยต่อพี-เอ็นได้รับแรงดันไบอัสตรง จะพบว่า

$$(E_{fn} - E_{in}) + (E_{ip} - E_{fp}) = qV_a \quad (2.64)$$

ซึ่ง  $V_a$  คือแรงดันไบอัสตรงที่ให้เข้าไป ถ้าหากเราสมมติว่าระดับแตรอยู่ที่ระดับเฟอร์มิคือ  $n' = p' = n_i$  โดยในรูปที่ 2.16 แสดงการพล็อตของขนาดเปรียบเทียบของอัตราการผลิตใหม่เป็นความสัมพันธ์กับระยะทางตลอดช่วงบริเวณปลอดพาหะ ค่าสูงสุดจะปรากฏที่รอยต่อเมททัลลเจจิคัล  $x = 0$  เราจะได้

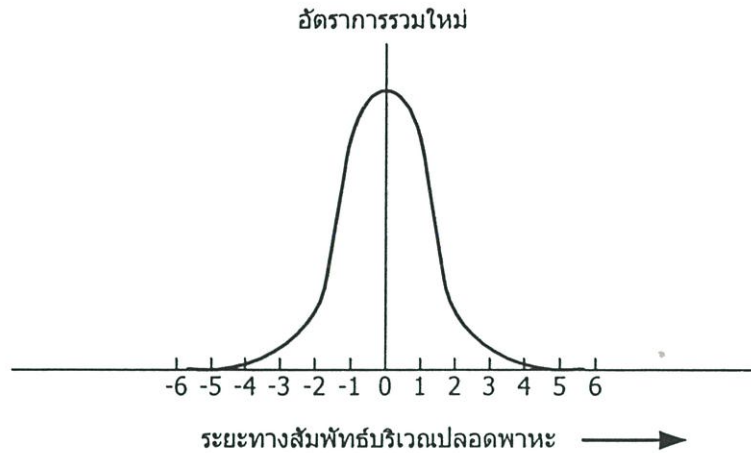
$$E_{fn} - E_{in} = E_{ip} - E_{fp} = \frac{qV_a}{2} \quad (2.65)$$

สมการ (2.62) และ (2.63) จะกลายเป็น

$$n = n_i \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) \quad (2.66)$$

และ

$$p = n_i \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) \quad (2.67)$$



รูปที่ 2.16 ขนาดเปรียบเทียบของอัตราการรวมตัวใหม่ตลอดบริเวณเปลือยพาหะของรอยต่อพี-เอ็นเมื่อได้รับไบอัสตรง

ถ้าเราสมมติว่า  $n' = p' = n_i$  และ  $\tau_{p0} = \tau_{n0} = \tau_0$  แล้วสมการ(2.61) จะกลายเป็น

$$R_{max} = \frac{n_i \left[ \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) - 1 \right]}{2\tau_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) + 1 \right]} \quad (2.68)$$

ซึ่งคืออัตราการรวมตัวสูงสุด สำหรับอิเล็กตรอนและโฮลที่ปรากฏอยู่ที่ศูนย์กลางของบริเวณรอยต่อพี-เอ็นที่ได้รับไบอัสตรง ถ้าเราสมมติว่า  $V_a \gg kT/q$  แล้ว สมการ (2.68) อาจเขียนใหม่เป็น

$$R_{max} = \frac{n_i}{2\tau_0} \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) \quad (2.69)$$

ความหนาแน่นกระแสการรวมตัวใหม่ จะคำนวณได้จาก

$$J_{rec} = \int_0^w qR dx \quad (2.70)$$

ซึ่งเป็นการอินทิกรัลตลอดบริเวณปลอดพาหะ ในกรณีนี้อัตราการรวมตัวใหม่จะไม่คงที่ตลอดบริเวณปลอดพาหะ ซึ่งเราได้คำนวณอัตราการรวมตัวใหม่สูงสุดที่ศูนย์กลางของบริเวณปลอดพาหะ ดังนั้นสมการนี้จึงเขียนเป็น

$$J_{rec} = \frac{qWn_i}{2\tau_0} \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) = J_{r0} \exp\left(\frac{qV_a}{2kT}\right) \quad (2.71)$$

ซึ่ง  $W$  คือความกว้างบริเวณปลอดพาหะ

### 2.3.3 ความหนาแน่นกระแสไบอัสตรงรวม

ความหนาแน่นกระแสไบอัสตรงรวมในรอยต่อพี-เอ็น คือ ผลรวมของความหนาแน่นกระแสการแพร่ในอุดมคติกับกระแสการรวมตัวใหม่ รูปที่ 2.17 แสดงการพล็อตของความหนาแน่นโฮลพาหะส่วนน้อยในบริเวณเอ็นที่เป็นกลางทางไฟฟ้า การกระจายนี้ได้จากความหนาแน่นกระแสการแพร่โฮลในอุดมคติและเป็นความสัมพันธ์กับระยะการแพร่พาหะส่วนน้อยโฮลและแรงดันที่ให้แก่อรอยต่อ ซึ่งการกระจายจะทำให้โฮลถูกฉีดข้ามบริเวณปลอดพาหะ ถ้าบางส่วนของโฮลที่ถูกฉีดเข้าไปในบริเวณปลอดพาหะสูญหายไปเนื่องจากการรวมตัวใหม่แล้ว จะมีโฮลส่วนเพิ่มถูกฉีดจากบริเวณพีเพื่อชดเชยส่วนที่สูญหายนี้ การไหลของพาหะส่วนเพิ่มที่ถูกฉีดนี้จะเป็นผลให้เกิดกระแสการรวมตัวใหม่ขึ้น โดยองค์ประกอบที่เพิ่มขึ้นนี้แสดงให้เห็นดังแสดงในรูปที่ 2.17

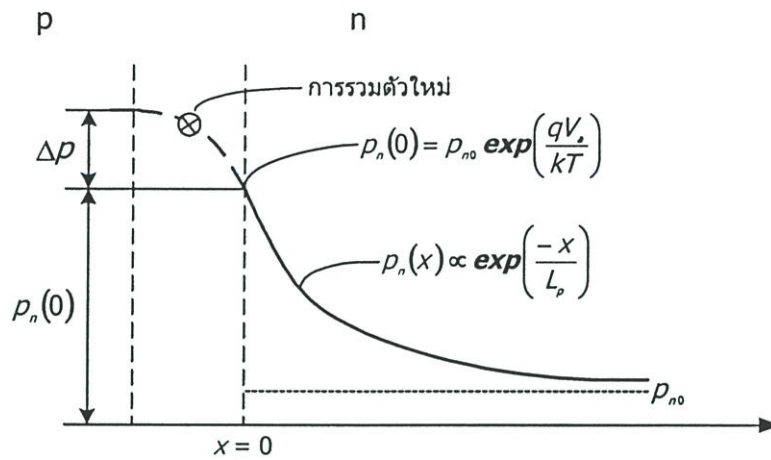
ความหนาแน่นกระแสไบอัสตรงทั้งหมด คือ ผลรวมของการรวมตัวใหม่และความหนาแน่นกระแสการแพร่ในอุดมคติ ดังนั้นเราสามารถเขียนได้ว่า

$$J = J_{rec} + J_d \quad (2.72)$$

ซึ่ง  $J_{rec}$  หาได้จากสมการ(2.71) และ  $J_d$  หาได้จาก

$$J_d = J_s \exp\left(\frac{qV_a}{kT}\right) \quad (2.73)$$

เทอม (-1) ในสมการ (2.37) ได้ถูกตัดทิ้งไป พารามิเตอร์  $J_s$  คือความหนาแน่นกระแสอิ่มตัวย้อนกลับในอุดมคติ และค่าของ  $J_{r0}$  จะมีค่ามากกว่าค่าของ  $J_s$



รูปที่ 2.17 โหลดส่วนเพิ่มจากบริเวณพีที่ฉีดเข้าไปในบริเวณพลอดพาหะเนื่องจากการรวมตัวใหม่ ทำให้เกิดความหนาแน่นพาหะส่วนน้อยโหนดในบริเวณเอ็น

ถ้าเราทำการใส่ลึอกธรรมชาติแก่สมการ(2.71)และ(2.73) เราจะได้

$$\ln J_{rec} = \ln J_{r0} + \frac{qV_a}{2kT} \quad (2.74)$$

และ

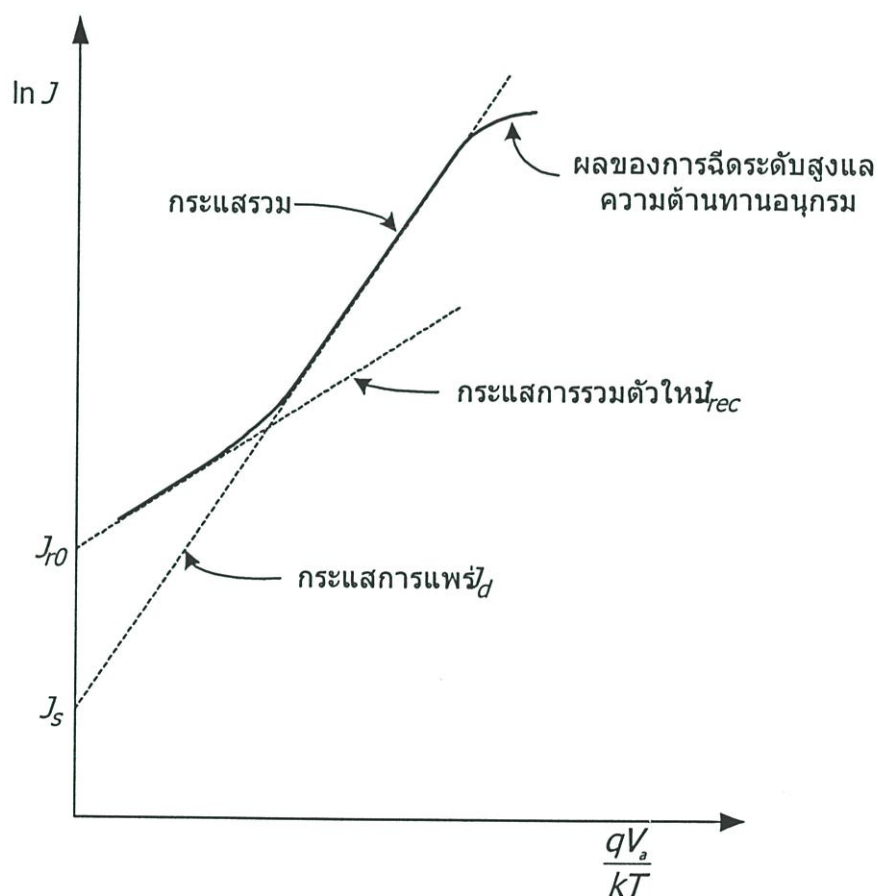
$$\ln J_d = \ln J_s + \frac{qV_a}{kT} \quad (2.75)$$

รูปที่ 2.18 แสดงองค์ประกอบกระแสการรวมตัวใหม่และกระแสการแพร่ที่พลีตบนสเกลล็อก เป็นความสัมพันธ์กับ  $qV_a/kT$  ความชันของเส้นทั้งสองจะไม่เท่ากัน จากรูปจะเห็นว่าความหนาแน่นกระแสรวมคือผลรวมขององค์ประกอบกระแสทั้งสอง จะสังเกตว่าที่ความหนาแน่นกระแสต่ำ กระแสการรวมตัวใหม่จะมีอิทธิพลมากกว่า และเมื่อความหนาแน่นกระแสสูงขึ้น กระแสการแพร่ในอุดมคติจะมีอิทธิพลมากกว่า

โดยทั่วไปความสัมพันธ์กระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นสามารถเขียนได้ดังนี้

$$I = I_s \left[ \exp\left(\frac{qV_a}{\eta kT}\right) - 1 \right] \quad (2.76)$$

ซึ่งพารามิเตอร์  $\eta$  ถูกเรียกว่า “แฟคเตอร์อุดมคติ” (Ideality factor) [3] สำหรับแรงดันไบอัส ตรงขนาดใหญ่ กระแสการแพร่จะมีอิทธิพลมากกว่ากระแสการรวมตัวใหม่ ค่า  $\eta$  จะเท่ากับหนึ่ง แต่หากแรงดันไบอัสตรงมีขนาดเล็ก กระแสการรวมตัวใหม่จะมีอิทธิพลมากกว่ากระแสการแพร่ ค่า  $\eta$  จะเท่ากับสอง และจะเกิดมีบริเวณการเปลี่ยนแปลง(Transition region) ขึ้น ซึ่งบริเวณนี้กระแสการรวมตัวใหม่และกระแสการแพร่จะมีอิทธิพลร่วมกันโดยค่าของ  $\eta$  จะเป็น  $1 < \eta < 2$

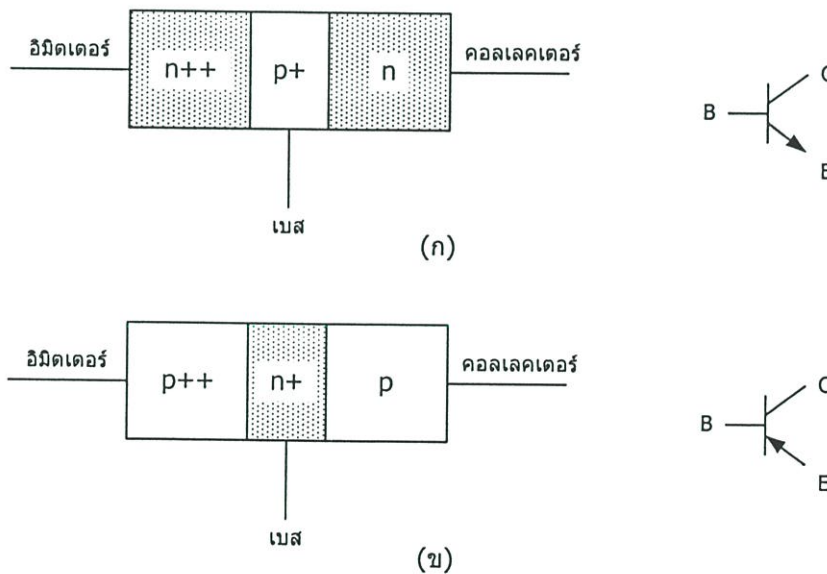


รูปที่ 2.18 ความหนาแน่นกระแสการแพร่ในอุดมคติ , กระแสการรวมตัวใหม่ และกระแสรวมในรอยต่อพี-เอ็นที่ได้รับไบอัสตรง

## 2.4 ทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

### 2.4.1 โครงสร้างพื้นฐานของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

ทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์เป็นอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำที่มีรอยต่อพี-เอ็นสองรอยต่อ โดยจะมีบริเวณที่ถูกทำการโด๊ปแยกจากกันสามบริเวณ ดังในรูปที่ 2.19 แสดงโครงสร้างพื้นฐานของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ npn และ pnp กับสัญลักษณ์ทางวงจรไฟฟ้า ซึ่งขั้วทั้งสามที่ต่ออยู่มีชื่อเรียกว่า อิมิตเตอร์(Emitter) ,เบส(Base) และคอลเลคเตอร์(Collector) โดยความกว้างของบริเวณเบสจะมีค่าน้อยเมื่อเทียบกับระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อย เครื่องหมาย (++) และ (+) จะบอกถึงขนาดความเข้มข้นของการโด๊ปสารเจือตามปกติที่ใช้ในทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ เช่น (++) หมายความว่าถูกโด๊ปให้มีความเข้มข้นสูง และ (+) หมายความว่าถูกโด๊ปให้มีความเข้มข้นปานกลาง บริเวณอิมิตเตอร์จะมีความเข้มข้นของการโด๊ปมากที่สุด ซึ่งบริเวณคอลเลคเตอร์จะมีความเข้มข้นน้อยที่สุด เหตุผลของการใช้ความเข้มข้นสารเจือที่ไม่เท่าเหล่านี้และความกว้างเบสที่ต้องแคบก็เพื่อที่จะพัฒนาทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ให้ทำงานได้มีประสิทธิภาพมากขึ้น



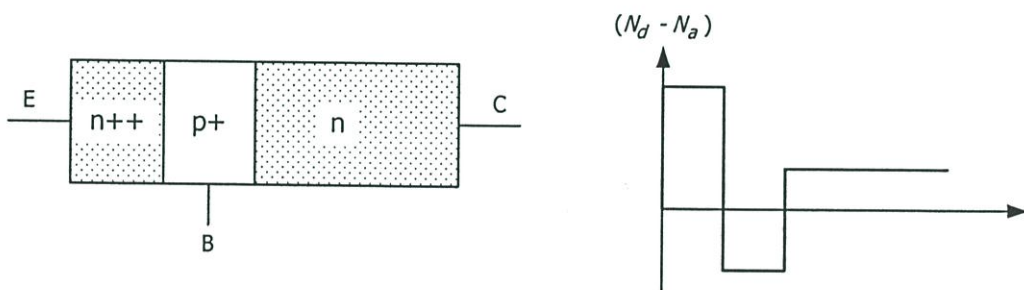
รูปที่ 2.19 โครงสร้างอย่างง่ายและสัญลักษณ์ทางวงจรไฟฟ้าของ (ก) ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn , (ข) ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ pnp

แนวความคิดที่ใช้พิจารณาสำหรับรอยต่อพี-เอ็น สามารถนำมาใช้ได้โดยตรงกับทรานซิสเตอร์ รอยต่อแบบไบโพลาร์ได้ ซึ่งต่อไปจะขอเรียกสั้น ๆ ว่า "ไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์"

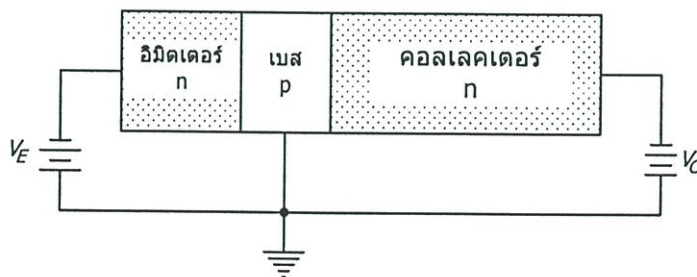
จุดสำคัญคือ ไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์จะเป็นอุปกรณ์ที่ไม่สมมาตร แม้ว่าทรานซิสเตอร์มีบริเวณ เอ็นสองบริเวณหรือบริเวณพีสองบริเวณ ความเข้มข้นการได้ปสารเจือในอิมิตเตอร์และคอลเลคเตอร์จะแตกต่างกัน และรูปทรงของบริเวณทั้งสองก็แตกต่างกันมาก ไดอะแกรมของรูปที่ 2.19 เป็นไดอะแกรม เพียงอย่างง่ายแต่จะมีประโยชน์อย่างมากในการที่จะใช้หาทฤษฎีพื้นฐานของทรานซิสเตอร์ต่อไป

#### 2.4.2 หลักการพื้นฐานของการทำงาน

ทรานซิสเตอร์ npn และ pnp เป็นอุปกรณ์ที่เป็นคู่ซึ่งกันและกัน เราจะทำการหาทฤษฎีของ ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์โดยการใช้ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn และหลักการพื้นฐานและสมการที่ได้นี้ จะสามารถใช้ได้กับทรานซิสเตอร์ pnp ด้วย ดังในรูปที่ 2.20 แสดงการได้ปอะตอมสารเจือในอุดมคติ ในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ในกรณีนี้ที่แต่ละบริเวณถูกได้ปอย่างสม่ำเสมอ



รูปที่ 2.20 การได้ปอะตอมสารเจือในอุดมคติของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn



รูปที่ 2.21 การไบอัสทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ในรูปแบบการทำงานไปข้างหน้าของวงจรเบสร่วม



การประมาณว่ากระแสคอลเลคเตอร์ไม่ขึ้นกับแรงดัน B-C ที่ไบอัสย้อนกลับ ดังนั้นอุปกรณ์จะทำหน้าที่คล้ายกับแหล่งจ่ายกระแสคงที่ กระแสคอลเลคเตอร์จะถูกควบคุมด้วยแรงดัน B-E หรือกระแสในส่วนหนึ่งของอุปกรณ์จะถูกควบคุมด้วยแรงดันอีกส่วนหนึ่งของอุปกรณ์ การควบคุมนี้คือการทำงานพื้นฐานของทรานซิสเตอร์ และเพราะว่ารอยต่อ B-E เป็นการไบอัสตรง โหล์ของเบสจะถูกฉีดเข้าไปในอิมิตเตอร์ อย่างไรก็ตาม การฉีดของโหล์เหล่านี้จะไม่ทำให้เกิดกระแสคอลเลคเตอร์ จะสังเกตว่าโหล์เหล่านี้ไม่ได้เป็นส่วนหนึ่งส่วนใดของการทำงานพื้นฐานเลย โดยการกระจายของพาหะส่วนน้อยในแต่ละบริเวณของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์แสดงดังรูปที่ 2.22 ซึ่งจะทำการหาสมการทางคณิตศาสตร์ของการกระจายพาหะส่วนน้อยเหล่านี้ และจากนั้นจะทำการหาค่าประกอบของกระแสต่าง ๆ ในอุปกรณ์

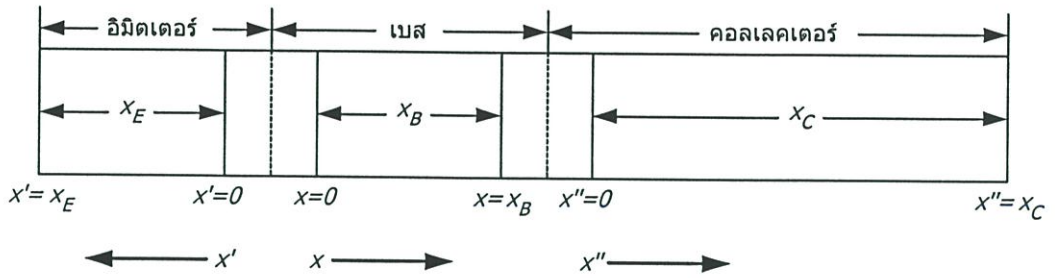
#### 2.4.3 การกระจายของพาหะส่วนน้อย

การคำนวณหากระแสในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ ซึ่งจะเหมือนกับรอยต่อพี-เอ็นที่ทำได้โดยการแพร่ของพาหะส่วนน้อย เพราะว่ากระแสการแพร่เกิดจากเกรเดียนท์พาหะส่วนน้อย เราจึงต้องการกระจายของพาหะส่วนน้อยที่สภาวะคงตัวในแต่ละบริเวณของทรานซิสเตอร์ เราจะพิจารณาแบบการทำงานไปข้างหน้าเป็นลำดับแรก ส่วนการพิจารณาแบบการทำงานอื่น ๆ ก็คล้าย ๆ กัน ตารางที่ 2.1 สรุปสัญลักษณ์และความหมายที่ใช้ในการวิเคราะห์

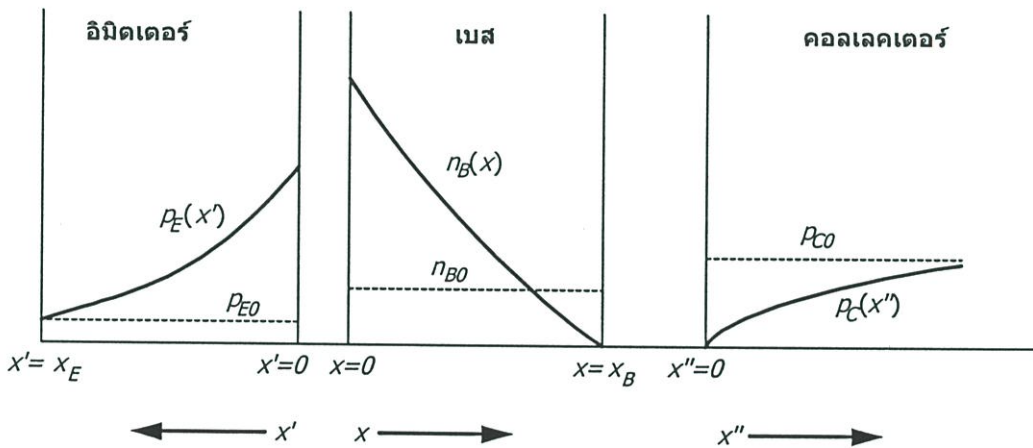
พิจารณาทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ที่มีรูปทรงดังแสดงในรูปที่ 2.23 เมื่อเราพิจารณาบริเวณเดียว ๆ ของอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์ เราจะเลื่อนจุดกำเนิดไปที่ขอบของบริเวณปลอดพาหะ และพิจารณาโคออดิเนตค่าบวก  $x, x', x''$  ดังแสดงในรูป ในรูปแบบของวิธีการทำงานไปข้างหน้า รอยต่อ B-E จะถูกไบอัสตรง และ B-C จะถูกไบอัสย้อนกลับ ซึ่งเราคาดว่า การกระจายของพาหะส่วนน้อยจะคล้ายกับในรูปที่ 2.24 มีบริเวณเอ็นสองบริเวณ เราจะมีพาหะส่วนน้อยโหล์ในอิมิตเตอร์ และคอลเลคเตอร์ เพื่อที่ต้องการแบ่งแยกกระหว่างการกระจายของพาหะส่วนน้อยโหล์ทั้งสองเราจะใช้สัญลักษณ์ที่แสดงในรูป และโปรดจำไว้ว่าเราจะเกี่ยวข้องกับพาหะส่วนน้อยเท่านั้น ตัวแปร  $p_{EO}, n_{BO}$  และ  $p_{CO}$  คือค่าความเข้มข้นพาหะส่วนน้อยที่สมดุลความร้อนในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์ ตามลำดับ ความสัมพันธ์  $p_E(x), n_B(x)$  และ  $p_C(x'')$  คือความเข้มข้นพาหะส่วนน้อยที่สภาวะอยู่ตัวในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์ตามลำดับ สมมติว่าความยาวของคอลเลคเตอร์ที่เป็นกลางทางไฟฟ้า  $x_C$  มีขนาดยาวมากเมื่อเปรียบเทียบกับระยะการแพร่พาหะส่วนน้อย  $L_C$  ในคอลเลคเตอร์ แต่เราจะรวมเข้าไปกับความยาวค่าจำกัดของอิมิตเตอร์  $x_E$

ตารางที่ 2.1 สัญลักษณ์ที่ใช้ในการวิเคราะห์ทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์

สัญลักษณ์	ความหมาย
สำหรับทั้ง npn และ pnp ทรานซิสเตอร์	
$N_E, N_B, N_C$	ความเข้มข้นการโด๊ปในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$x_E, x_B, x_C$	ความกว้างของบริเวณการโด๊ปในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$D_E, D_B, D_C$	สัมประสิทธิ์การแพร่ของพาหะส่วนน้อยในบริเวณอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$L_E, L_B, L_C$	ระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อยในบริเวณอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$\tau_{EO}, \tau_{BO}, \tau_{CO}$	เวลาชีวิตของพาหะส่วนน้อยในบริเวณอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
สำหรับ npn	
$p_{EO}, n_{BO}, p_{CO}$	ความเข้มข้นพาหะส่วนน้อยที่สมดุลความร้อน โฮลอิเล็กตรอน และโฮลอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$p_E(x'), n_B(x), p_C(x'')$	ความเข้มข้นทั้งหมดของพาหะส่วนน้อยโฮลอิเล็กตรอน และโฮลอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$\delta p_E(x'), \delta n_B(x), \delta p_C(x'')$	ความเข้มข้นของพาหะส่วนเกินที่เป็นพาหะส่วนน้อยของโฮลอิเล็กตรอน และโฮลอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
สำหรับ pnp	
$n_{EO}, p_{BO}, n_{CO}$	ความเข้มข้นพาหะส่วนน้อยที่สมดุลความร้อนของอิเล็กตรอน โฮล และอิเล็กตรอนในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$n_E(x'), p_B(x), n_C(x'')$	ความเข้มข้นทั้งหมดของพาหะส่วนน้อยของอิเล็กตรอน โฮลและอิเล็กตรอนในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์
$\delta n_E(x'), \delta p_B(x), \delta n_C(x'')$	ความเข้มข้นของพาหะส่วนเกินที่เป็นพาหะส่วนน้อยของอิเล็กตรอน โฮลและอิเล็กตรอนในอิมิตเตอร์ เบส และคอลเลคเตอร์



รูปที่ 2.23 รูปทรงทางเรขาคณิตของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ที่ใช้ในการคำนวณการกระจายของพาหะส่วนน้อย



รูปที่ 2.24 การกระจายพาหะส่วนน้อยในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ที่แบบการทำงานไปข้างหน้า

การสมมติว่าความเร็วการรวมตัวที่ผิวที่  $x' = x_E$  เป็นอนันต์แล้ว ความเข้มข้นพาหะส่วนเกินที่เป็นพาหะส่วนน้อยที่  $x' = x_E$  จะเป็นศูนย์หรือ  $p_E(x' = x_E) = p_{E0}$  การสมมติว่าความเร็วการรวมตัวใหม่ที่ผิวเป็นอนันต์ เป็นการประมาณที่ดีเมื่อรอยสัมผัสโอห์มมิคถูกสร้างที่  $x' = x_E$

**บริเวณเบส** ความเข้มข้นอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกินที่สภาวะอยู่ตัวหาได้จากสมการการขนส่งแอมไบโพลาร์ (Ambipolar transport equation) หรือสมการความต่อเนื่องในฟิสิกส์สารกึ่งตัวนำ สำหรับสนามไฟฟ้าเป็นศูนย์ในบริเวณเบสที่เป็นกลางทางไฟฟ้า สมการการขนส่งของแอมไบโพลาร์ในสภาวะอยู่ตัวจะลดลงเหลือ

$$D_B \frac{\partial^2 \delta n_B(x)}{\partial x^2} - \frac{\delta n_B(x)}{\tau_{B0}} = 0 \quad (2.77)$$

ซึ่ง  $\delta n_B$  คือความเข้มข้นอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกิน และ  $D_B$  และ  $\tau_{B0}$  คือสัมประสิทธิ์การแพร่พาหะส่วนน้อยและเวลาชีวิตในบริเวณเบสตามลำดับ ความเข้มข้นอิเล็กตรอนส่วนเกินหาได้จาก

$$\delta n_B(x) = n_B(x) - n_{B0} \quad (2.78)$$

คำตอบทั่วไปของสมการ (2.77) คือ

$$\delta n_B(x) = A \exp\left(\frac{x}{L_B}\right) + B \exp\left(\frac{-x}{L_B}\right) \quad (2.79)$$

ซึ่ง  $L_B$  คือระยะการแพร่พาหะส่วนน้อยในเบส มีค่าเป็น  $L_B = \sqrt{D_B \tau_{B0}}$  เนื่องจากความกว้างของเบสมีค่าจำกัด ดังนั้นเทอมเอกซ์โพเนนเชียลทั้งสองในสมการ (2.79) จะยังมีค่าอยู่ทั้งคู่ แก้อสมการเพื่อหาค่าคงที่ A และ B โดยใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ว่า รอยต่อ B-E ถูกไบอัสตรง และรอยต่อ B-C ถูกไบอัสย้อนกลับ ดังเช่นที่ใช้ในรอยต่อพี-เอ็น [1] จากเงื่อนไขขอบเขตดังกล่าวสามารถเขียนสมการความเข้มข้นพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในเบสได้เป็น

$$\delta n_B(x) = \frac{n_{B0} \left[ \left( \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right) \cdot \sinh\left(\frac{x_B - x}{L_B}\right) - \sinh\left(\frac{x}{L_B}\right) \right]}{\sinh\left(\frac{x_B}{L_B}\right)} \quad (2.80)$$

สมการ (2.80) อาจดูยุ่งยากเพราะเป็นความสัมพันธ์กับฟังก์ชัน sinh สิ่งที่ต้องการคือให้ความกว้างเบส  $x_B$  มีค่าน้อยเมื่อเทียบกับระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อย  $L_B$  เงื่อนไขนี้อาจดูเหมือนปราศจากเหตุผลในตอนนี้อยู่ ซึ่งค่าของฟังก์ชัน sinh มีค่าน้อยกว่าหนึ่งเสมอและในกรณีส่วนใหญ่จะมีค่าน้อยกว่าหนึ่งมาก ๆ ซึ่งการประมาณเชิงเส้นสำหรับค่า  $x$  น้อย ๆ นี้จะแตกต่างกับฟังก์ชัน  $\sinh(x)$  ที่น้อยกว่า 3% จากเหตุผลนี้นำไปสู่การประมาณว่าความเข้มข้นอิเล็กตรอนพาหะส่วนเกิน  $\delta n_B$  เป็น

ความสัมพันธ์เชิงเส้นกับระยะ  $x$  ตลอดบริเวณเบสที่เป็นกลางทางไฟฟ้า โดยใช้การประมาณที่ว่า  $\sinh(x) \cong x$  สำหรับ  $x \ll 1$  ดังนั้นความเข้มข้นอิเล็กตรอนพาหะส่วนเกินในเบสจึงเขียนใหม่ได้เป็น

$$\delta n_B(x) = \frac{n_{B0}}{x_B} \left[ \left( \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right) \cdot (x_B - x) - x \right] \quad (2.81)$$

บริเวณอิมิตเตอร์ ตอนนี้จะพิจารณาความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนน้อยในอิมิตเตอร์ โดยความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนเกินที่สภาวะอยู่ตัวหาได้จากสมการ

$$D_E \frac{\partial^2 \delta p_E(x')}{\partial x'^2} - \frac{\delta p_E(x')}{\tau_{E0}} = 0 \quad (2.82)$$

ซึ่ง  $D_E$  และ  $\tau_{E0}$  คือสัมประสิทธิ์การแพร่ของพาหะส่วนน้อย และเวลาชีวิตของพาหะส่วนน้อยในอิมิตเตอร์ตามลำดับ ความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนเกินหาได้โดย

$$\delta p_E(x') = p_E(x') - p_{E0} \quad (2.83)$$

คำตอบทั่วไปของสมการ (2.82) คือ

$$\delta p_E(x') = C \exp\left(\frac{x'}{L_E}\right) + D \exp\left(\frac{-x'}{L_E}\right) \quad (2.84)$$

ซึ่ง  $L_E = \sqrt{D_E \tau_{E0}}$  ถ้าเราสมมติว่าความยาวของอิมิตเตอร์  $x_E$  ไม่ยาวเมื่อเทียบกับ  $L_E$  แล้วเทอมเอกซ์-โพเนนเชียลทั้งสองในสมการ (2.84) จะต้องคงอยู่ แก่สมการเพื่อหาค่าคงที่  $C$  และ  $D$  โดยใช้เงื่อนไขขอบเขตที่ว่า รอยต่อ B-E ถูกไบอัสตรงและความเร็วการรวมตัวที่ผิวที่  $x' = x_E$  เป็นอนันต์ นั่นคือความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนน้อยที่เป็นพาหะส่วนเกินในสมการ (2.84) จะกลายเป็น

$$\delta p_E(x') = \frac{p_{E0} \left[ \left( \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right) \cdot \sinh\left(\frac{x_E - x'}{L_E}\right) \right]}{\sinh\left(\frac{x_E}{L_E}\right)} \quad (2.85)$$

ความเข้มข้นพาหะส่วนเกินนี้ จะประมาณว่าเปลี่ยนแปลงแบบเชิงเส้นกับระยะทาง ถ้า  $x_E$  มีขนาดเล็ก แล้วเราจะได้ว่า

$$\delta p_E(x') = \frac{p_{E0}}{x_E} \left[ \left( \exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right) \cdot (x_E - x') \right] \quad (2.86)$$

ถ้า  $x_E$  มีค่าใกล้เคียงกับ  $L_E$  แล้ว  $\delta p_E(x')$  จะมีความสัมพันธ์กับ  $x_E$  แบบเอกซ์โพเนนเชียล

**บริเวณคอลเลคเตอร์** ความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกินในคอลเลคเตอร์สามารถที่จะหาได้จากสมการ

$$D_C \frac{\partial^2 \delta p_C(x'')}{\partial x^2} - \frac{\delta p_C(x'')}{\tau_{C0}} = 0 \quad (2.87)$$

ซึ่ง  $D_C$  และ  $\tau_{C0}$  คือสัมประสิทธิ์การแพร่พาหะส่วนน้อยและเวลาชีวิตของพาหะส่วนน้อยในคอลเลคเตอร์ตามลำดับ เราสามารถกำหนดความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนน้อยที่เป็นพาหะส่วนเกินในคอลเลคเตอร์ได้ดังนี้

$$\delta p_C(x'') = p_C(x'') - p_{C0} \quad (2.88)$$

คำตอบทั่วไปของสมการ (2.87) คือ

$$\delta p_C(x'') = E \exp\left(\frac{x''}{L_C}\right) + F \exp\left(\frac{-x''}{L_C}\right) \quad (2.89)$$

ซึ่ง  $L_C = \sqrt{D_C \tau_{C0}}$  ถ้าสมมติว่าคอลเลคเตอร์ยาวมากแล้วค่าคงที่ E ต้องเป็นศูนย์ ทั้งนี้ เพราะค่าความเข้มข้นพาหะส่วนเกินต้องมีค่าจำกัด ความเข้มข้นโฮลพาหะส่วนน้อยที่เป็นส่วนเกินในคอลเลคเตอร์จะเขียนได้ดังนี้

$$\delta p_C(x'') = -p_{C0} \exp\left(\frac{-x''}{L_C}\right) \quad (2.90)$$

ผลลัพธ์นี้ตรงกับผลลัพธ์ของรอยต่อพี-เอ็นที่ได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับ

#### 2.4.4 อัตราขยายกระแสและองค์ประกอบกระแส

หลักการงานพื้นฐานของทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ คือ การควบคุมกระแสคอลเลคเตอร์โดยแรงดัน B-E กระแสคอลเลคเตอร์เป็นความสัมพันธ์ของจำนวนพาหะส่วนมาก ที่มาถึงคอลเลคเตอร์หลังจากถูกฉีดจากอิมิตเตอร์ข้ามรอยต่อ B-E อัตราขยายกระแสเบสรวม คือ อัตราส่วนของกระแสคอลเลคเตอร์ต่อกระแสอิมิตเตอร์ โดยการไหลของพาหะประจุต่าง ๆ นี้จะนำไปสู่กระแสในอุปกรณ์ ซึ่งเราสามารถใช้ในการกำหนดเหล่านี้ในการหาอัตราขยายกระแสของทรานซิสเตอร์ในเทอมของแฟคเตอร์ต่าง ๆ ได้

องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าส่วนต่าง ๆ ในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ดังแสดงในรูปที่ 2.25 ควบคู่ไปกับการกระจายตัวของพาหะส่วนน้อยสำหรับรูปแบบการทำงานไปข้างหน้า เส้นกราฟจะเหมือนกับที่ได้แสดงไว้ในรูปที่ 2.24 ซึ่งเหมือนกับของรอยต่อพี-เอ็น โดยกระแสในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ที่กำหนดด้วยเทอมกระแสการแพร่พาหะส่วนน้อย ความหนาแน่นกระแสต่าง ๆ ถูกนิยามได้ดังต่อไปนี้

$J_{nE}$  : เกิดจากการแพร่ของอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยในเบสที่  $x = 0$

$J_{nC}$  : เกิดจากการแพร่ของอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยในเบสที่  $x = x_B$

$J_{RB}$  : ความแตกต่างระหว่าง  $J_{nE}$  และ  $J_{nC}$  ซึ่งเกิดจากการรวมตัวใหม่ของอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อย ที่เป็นส่วนเกินกับโฮลพาหะส่วนมากในเบส กระแส  $J_{RB}$  คือการไหลของโฮลเข้าไปในเบสแทนที่โฮลที่หายไปจากการรวมตัวใหม่

$J_{pE}$  : เกิดจากการแพร่ของโฮลพาหะส่วนน้อย ในอิมิตเตอร์ที่  $x' = 0$

$J_R$  : เกิดจากการแพร่ของโฮลพาหะส่วนน้อย ในรอยต่อ B-E ที่ถูกไบอัสตรง

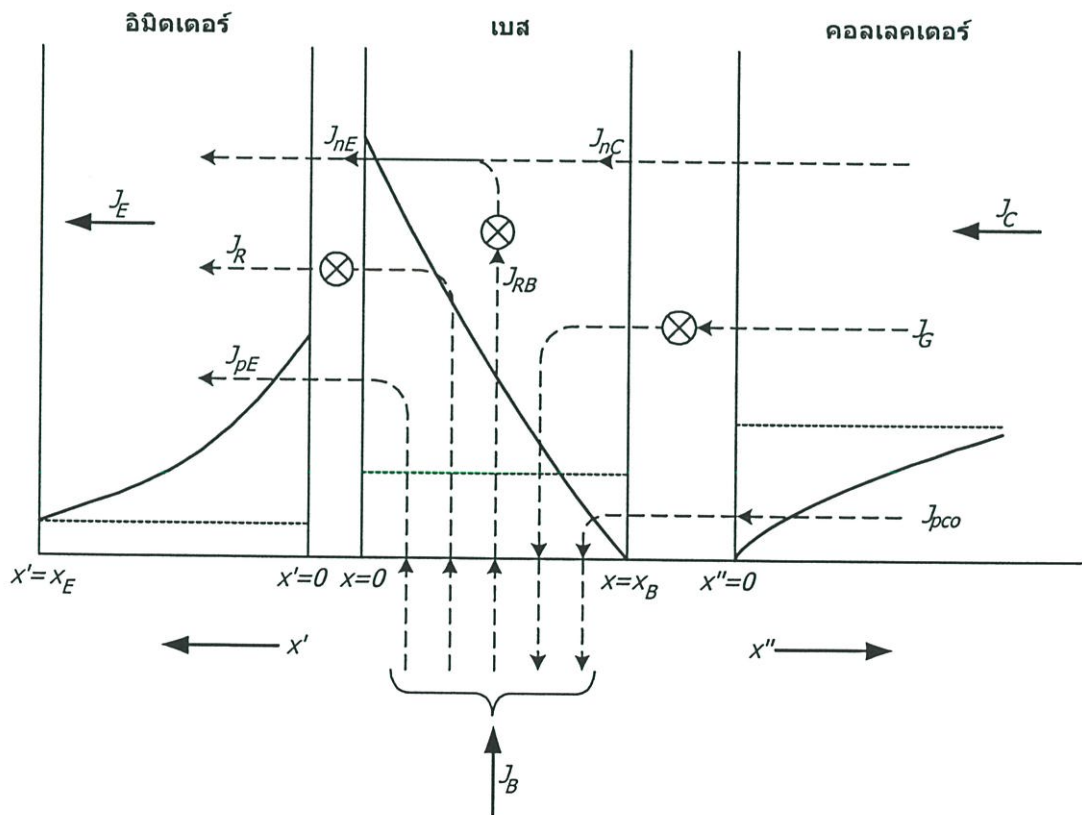
$J_{pC0}$  : เกิดจากการแพร่ของโฮลพาหะส่วนน้อย ในคอลเลคเตอร์ที่  $x'' = 0$

$J_G$  : เกิดจากการแพร่ของโฮลพาหะส่วนน้อย ในรอยต่อ B-C ที่ถูกไบอัสย้อนกลับ  
กระแส  $J_{RB}$ ,  $J_{pE}$  และ  $J_R$  คือกระแสรอยต่อ B-E เท่านั้น และไม่ทำให้เกิดกระแสคอลเลคเตอร์  
กระแส  $J_{pco}$  และ  $J_G$  คือกระแสรอยต่อ B-C เท่านั้น องค์ประกอบกระแสเหล่านี้ไม่มีส่วนร่วมกับการ  
ทำงานของทรานซิสเตอร์หรืออัตราขยายกระแสแต่อย่างใด

อัตราขยายกระแสเบสร่วมดีซี (DC common base current gain) นิยามได้ดังนี้

$$\alpha_0 = \frac{I_C}{I_E} \quad (2.91)$$

สมมติว่าพื้นที่หน้าตัดของอิมิตเตอร์และคอลเลคเตอร์มีค่าเท่ากันแล้ว เราสามารถเขียนอัตราขยาย  
กระแสในเทอมความหนาแน่นกระแสได้คือ



รูปที่ 2.25 องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสในทรานซิสเตอร์ไบโพลาร์ npn ในรูปแบบการทำงาน  
ไปข้างหน้า

$$\alpha_0 = \frac{J_C}{J_E} = \frac{J_{nC} + J_G + J_{pC0}}{J_{nE} + J_R + J_{pE}} \quad (2.92)$$

การพิจารณาว่ากระแสคอลเลคเตอร์จะเปลี่ยนแปลงอย่างไรเมื่อกระแสอิมิตเตอร์เปลี่ยนแปลง เริ่มจากการพิจารณาอัตราขยายกระแสเบสร่วมสัญญาณขนาดเล็ก (Small-signal common base current gain) ซึ่งถูกนิยามได้ดังนี้

$$\alpha = \frac{\partial J_C}{\partial J_E} = \frac{J_{nC}}{J_{nE} + J_R + J_{pE}} \quad (2.93)$$

กระแสไบอัสย้อนกลับ  $J_G$  และ  $J_{pC0}$  ไม่มีความสัมพันธ์ใด ๆ กับกระแสอิมิตเตอร์ เราสามารถเขียนสมการ (2.93) ใหม่ในรูป

$$\alpha = \left( \frac{J_{nE}}{J_{nE} + J_{pE}} \right) \left( \frac{J_{nC}}{J_{nE}} \right) \left( \frac{J_{nE} + J_{pE}}{J_{nE} + J_R + J_{pE}} \right) \quad (2.94)$$

หรือ

$$\alpha = \gamma \alpha_T \delta \quad (2.95)$$

แฟคเตอร์ต่าง ๆ ในสมการ (2.95) [4] ถูกนิยามได้เป็น แฟคเตอร์ประสิทธิภาพการฉีดอิมิตเตอร์ (Emitter injection efficiency factor)

$$\gamma = \left( \frac{J_{nE}}{J_{nE} + J_{pE}} \right) \quad (2.96)$$

แฟคเตอร์การผ่านเบส (Base transport factor)

$$\alpha_T = \left( \frac{J_{nC}}{J_{nE}} \right) \quad (2.97)$$

แฟคเตอร์การรวมตัวใหม่(Recombination factor)

$$\delta = \left( \frac{J_{nE} + J_{pE}}{J_{nE} + J_R + J_{pE}} \right) \quad (2.98)$$

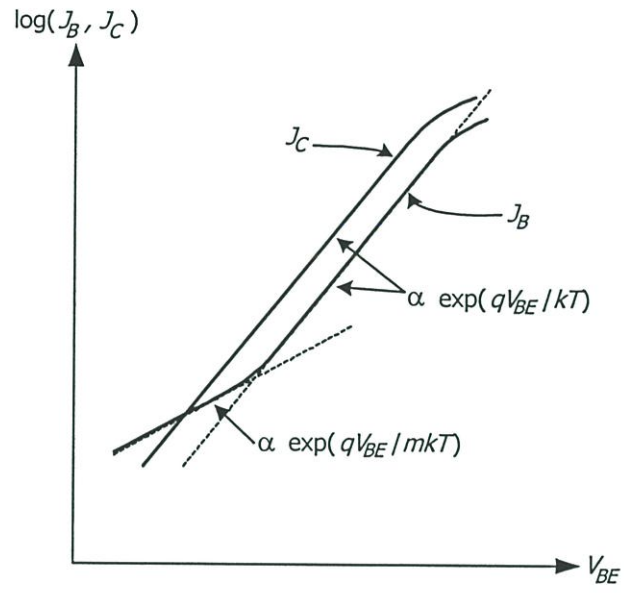
เราต้องการที่จะทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงขึ้นในกระแสคอลเลคเตอร์ ให้เหมือนกับที่มีการเปลี่ยนแปลงในกระแสอิมิตเตอร์หรือในทางอุดมคติ  $\alpha = 1$  อย่างไรก็ตาม เมื่อพิจารณาสมการ (2.93) พบว่า  $\alpha$  จะมีค่าน้อยกว่าหนึ่งเสมอ เป้าหมายคือพยายามทำให้  $\alpha$  เข้าใกล้หนึ่งเท่าที่จะทำได้เพราะว่าแต่ละแฟคเตอร์มีค่าน้อยกว่าหนึ่ง

แฟคเตอร์ประสิทธิภาพการฉีดอิมิตเตอร์  $\gamma$  ได้รวมในกระแสการแพร่ของโฮลพาหะส่วนน้อยในอิมิตเตอร์ โดยกระแสนี้เป็นส่วนของกระแสอิมิตเตอร์แต่ไม่มีส่วนเกี่ยวข้องกับการทำงานของทรานซิสเตอร์หรือก็คือ  $J_{pE}$  ไม่ได้เป็นส่วนหนึ่งของกระแสคอลเลคเตอร์ แฟคเตอร์การผ่านเบส  $\alpha_T$  รวมอยู่ในการรวมตัวใด ๆ ของพาหะส่วนน้อยที่เป็นพาหะส่วนเกินในเบส ในทางอุดมคติเราไม่ต้องการให้เกิดการรวมตัวใหม่ในเบส แฟคเตอร์การรวมตัวใหม่  $\delta$  ถูกรวมอยู่ในการรวมตัวใหม่ในรอยต่อ B-E ที่ถูกไบอัสตรง กระแส  $J_R$  มีส่วนทำให้เกิดกระแสอิมิตเตอร์แต่ไม่มีส่วนทำให้เกิดกระแสคอลเลคเตอร์

นอกจากนี้แล้ว เรายังสามารถหาอัตราขยายกระแสอิมิตเตอร์ร่วม(Common emitter current gain) ในรูปของอัตราขยายกระแสเบสร่วมได้ โดยอัตราขยายกระแสอิมิตเตอร์ร่วมมีค่าเป็น

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (2.99)$$

ความสัมพันธ์ของกระแสเบส และกระแสคอลเลคเตอร์กับแรงดันไบอัสตรงรอยต่อ B-E นั้นเราสามารถแสดงได้ดังรูปที่ 2.26 [5] โดยการพล็อตกระแสในสเกลล็อกขณะที่รอยต่อ B-C ได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับคงที่ จะเห็นได้ว่าความชันของกราฟกระแสเบสมีการเปลี่ยนแปลงขณะที่กระแสคอลเลคเตอร์ไม่เปลี่ยน ทั้งนี้เนื่องจากมีการรวมตัวใหม่เกิดขึ้นในรอยต่อ B-E ที่ระดับความหนาแน่นกระแสมีค่าต่ำเช่นที่เกิดกับกรณีของรอยต่อพี-เอ็นขณะไบอัสตรง กระแสเบสในขณะนี้จึงได้รับอิทธิพลจากกระแสการรวมตัวใหม่ แฟคเตอร์  $m$  ที่ปรากฏในรูปที่ 2.26 จะมีลักษณะคล้ายกับแฟคเตอร์ในอุดมคติของรอยต่อพี-เอ็น โดยแฟคเตอร์  $m$  จะมีค่าอยู่ระหว่างหนึ่งถึงสอง



รูปที่ 2.26 ความสัมพันธ์ของกระแสเบสและกระแสคอลเลคเตอร์ที่เป็นฟังก์ชันของแรงดันไบอัสตรง  
รอยต่อ B-E

## บทที่ 3

# หลักการจำลองแบบ

### 3.1 การวิเคราะห์เชิงตัวเลข

การศึกษาทางคณิตศาสตร์ในด้านการวิเคราะห์เชิงตัวเลข(Numerical Analysis) นั้นมีวัตถุประสงค์เพื่อที่จะศึกษาวิธีการคำนวณหาผลเฉลย(Solution)ของปัญหาต่าง ๆ ทั้งทางด้านคณิตศาสตร์บริสุทธิ์และคณิตศาสตร์ประยุกต์ โดยศึกษาถึงขั้นตอนการหาผลเฉลยเชิงตัวเลขและวิธีการคำนวณเพื่อให้ได้ผลเฉลยที่ใกล้เคียงกับความเป็นจริงมากที่สุดเท่าที่จะสามารถทำได้ ซึ่งมีสองแนวทางพื้นฐานที่ใช้ในการวิเคราะห์เชิงตัวเลข คือ ความสัมพันธ์เวียนบังเกิด(Recursion relations) และการประมาณสืบเนื่อง(Successive approximation)

#### 3.1.1 ขั้นตอนการหาผลเฉลยเชิงตัวเลข

ขั้นตอนการหาผลเฉลยเชิงตัวเลข แบ่งเป็นขั้นตอนต่าง ๆ ได้ดังนี้

1. การกำหนดปัญหาและการจำลองแบบเชิงคณิตศาสตร์ คือ การกำหนดขอบเขตของปัญหา พร้อมการแปลงปัญหาจากปรากฏการณ์ธรรมชาติให้เป็นปัญหาทางคณิตศาสตร์ ที่ใช้แทนปรากฏการณ์ให้ใกล้เคียงกับความเป็นจริง
2. การหาผลเฉลย เมื่อได้ปัญหาทางคณิตศาสตร์แล้วต้องหามาผลเฉลย อาจจะใช้วิธีการวิเคราะห์เชิงคณิตศาสตร์ ซึ่งใช้ทฤษฎีและคุณสมบัติทางคณิตศาสตร์แปลงปัญหาเป็นสมการคณิตศาสตร์อย่างง่าย เพื่อช่วยให้หามาผลเฉลยได้หากวิธีการวิเคราะห์เชิงคณิตศาสตร์ไม่สามารถหาคำตอบได้ก็ต้องใช้วิธีการวิเคราะห์เชิงตัวเลขเข้ามาช่วยในการวิเคราะห์
3. สรุปรูปแบบการคำนวณจากวิธีการหาผลเฉลยที่เลือก ต้องมีการจัดรูปแบบและลำดับการคำนวณ กำหนดเงื่อนไขการตัดสินใจต่าง ๆ อย่างมีระบบและขั้นตอนที่แน่นอน
4. เขียนขั้นตอนวิธีการหาผลเฉลย เพื่ออธิบายรายละเอียดของขั้นตอนการคำนวณ และการตัดสินใจต่าง ๆ ที่จำเป็นในการหาผลเฉลยให้ชัดเจนและครบถ้วน
5. เขียนโปรแกรมคอมพิวเตอร์ จากวิธีการหาผลเฉลยรวมถึงการกำหนดรูปแบบของข้อมูล การนำเข้าและรูปแบบของผลลัพธ์ที่ต้องการ เขียนโปรแกรมเพื่อสั่งให้คอมพิวเตอร์ทำงานตามต้องการ ซึ่งอาจจะเลือกใช้ภาษา BASIC, FORTRAN, PASCAL หรือภาษาใด ๆ ที่เหมาะสมกับลักษณะของงาน
6. ทดสอบความถูกต้องของโปรแกรมและประเมินค่าผลลัพธ์ที่ได้ เปรียบเทียบผลลัพธ์ที่ได้จากแต่ละวิธี วิเคราะห์ข้อดีข้อเสียและศึกษาถึงความคลาดเคลื่อนของผลเฉลยที่ได้จากแต่ละวิธี

### 3.1.2 ความคลาดเคลื่อนในการคำนวณ

ประเภทของความคลาดเคลื่อนในการคำนวณเชิงตัวเลข แบ่งได้เป็น 3 ชนิดคือ

1. ความคลาดเคลื่อนไม่สูญหาย(Inherent error) คือ ค่าความคลาดเคลื่อนอันเกิดจากข้อมูลเบื้องต้นผิดพลาด สาเหตุอาจจะเกิดจากเครื่องมือที่ใช้ในการวัดค่าใช้งานได้ไม่ดีหรือมีความละเอียดไม่เพียงพอหรือเกิดจากความผิดพลาดของบุคคล นอกจากนี้แล้วค่าบางค่ายังไม่สามารถวัดได้แน่นอน เช่น การวัดค่าความต่างศักย์ไฟฟ้าได้ 6.4837569 หน่วย มั่นใจได้เลยว่าจุดทศนิยมหลายตำแหน่งของค่าที่วัดได้นี้ไม่มีความหมาย ทั้งนี้เพราะค่าความต่างศักย์ไฟฟ้าเปลี่ยนแปลงตลอดเวลาจึงไม่มีโอกาสวัดได้ทันและละเอียดเหมือนค่าดังกล่าว หรือการวัดค่าในช่วงระยะเวลาสั้น ๆ เช่น 2.37 วินาที มั่นใจได้เลยว่าค่าที่ได้ต้องมีความผิดพลาด  $\pm 0.01$  วินาที นอกจากนี้การวัดระยะทาง 5.625 เซนติเมตร อาจมีความคลาดเคลื่อนอยู่ระหว่าง  $\pm 0.005$  เซนติเมตร ดังนั้นระยะทางที่วัดได้จึงเขียนได้เป็น  $5.63 \pm 0.005$  เซนติเมตร

2. ค่าความคลาดเคลื่อนจากการตัดปลาย(Truncation error) คือ ค่าความคลาดเคลื่อนที่เกิดจากการคำนวณค่าจริง ซึ่งมีขั้นตอนการคำนวณถึงอนันต์ขั้นตอน แต่เพื่อให้ปฏิบัติได้ง่ายจึงมีการตัดขั้นตอนที่คำนวณเพียงจำกัด พจน์ที่ถูกตัดทิ้งไปเป็นส่วนที่ทำให้เกิดความคลาดเคลื่อนได้ นอกจากนี้ยังรวมค่าความคลาดเคลื่อนที่เกิดจากการแปลงปัญหาในระบบต่อเนื่อง(Continuous system) เป็นปัญหาในระบบไม่ต่อเนื่อง(Discrete system)

3. ค่าความคลาดเคลื่อนจากการปัดเศษ(Rounded off error) ในการคำนวณเกี่ยวกับตัวเลขไม่ว่าจะใช้เครื่องคิดเลขหรือคำนวณด้วยมือก็ตาม บ่อยครั้งที่ตัวเลขที่นำมาคำนวณมีจำนวนมากเกินไปจนเครื่องคิดเลขไม่สามารถบันทึกได้หมด ทั้งนี้เพราะความสามารถในการบันทึกตัวเลขมีจำกัด ดังนั้นทศนิยมที่เกินไปจากที่เครื่องจะบันทึกได้ก็就会被ตัดทิ้งไป สำหรับค่าความคลาดเคลื่อนชนิดนี้สามารถควบคุมให้อยู่ในขอบเขตที่ต้องการได้ โดยอาจใช้วิธีการคำนวณให้มีหลักมากกว่าจำนวนหลักที่ต้องการมาก ๆ เพื่อให้ได้ผลลัพธ์ที่มีค่าความคลาดเคลื่อนไม่กระทบต่อเลขตรงหลักที่ต้องการ เช่น ต้องการหาค่าที่มีความถูกต้องที่หกหลักก็อาจจะคำนวณเลขถึงสิบหลัก เป็นต้น

## 3.2 สมการสารกึ่งตัวนำพื้นฐาน

การจำลองแบบคุณสมบัติทางไฟฟ้าของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ โดยการใช้วิธีการคำนวณเชิงตัวเลขหาผลเฉลยของระบบสมการทางคณิตศาสตร์ ซึ่งโดยปกติแล้วจะเรียกระบบสมการนี้ว่า “สมการสารกึ่งตัวนำพื้นฐาน” (Basic semiconductor equations) [6] ซึ่งสมการเหล่านี้จะประกอบด้วยสมการปัวซองส์ (Poisson's equations) (3.1) และสมการความต่อเนื่องสำหรับอิเล็กตรอนและโฮล (Continuity equations for electrons and holes) (3.2-3.3) และสมการ

ความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอนและโฮล (Current density equations for electrons and holes) (3.4-3.5) ดังนี้

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \psi = \frac{q}{\epsilon} (n - p - C) \quad (3.1)$$

$$\operatorname{div} \vec{J}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = q \cdot R \quad (3.2)$$

$$\operatorname{div} \vec{J}_p + q \frac{\partial p}{\partial t} = -q \cdot R \quad (3.3)$$

$$\vec{J}_n = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot \vec{E}_n + q \cdot D_n \cdot \operatorname{grad} n \quad (3.4)$$

$$\vec{J}_p = q \cdot p \cdot \mu_p \cdot \vec{E}_p - q \cdot D_p \cdot \operatorname{grad} p \quad (3.5)$$

โดยที่	$\psi$	คือ ศักย์ไฟฟ้า
	$q$	คือ ประจุอิเล็กตรอน
	$\epsilon$	คือ สภาพยอม(Permittivity)ของสารกึ่งตัวนำ
	$n, p$	คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮล ตามลำดับ
	$C$	คือ ความหนาแน่นอะตอมสารเจือสัทธิที่แตกตัวเป็นไอออน
	$R$	คือ อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่สุทธิของพาหะ
	$E_n, E_p$	คือ สนามไฟฟ้าแท้จริง(Effective field)สำหรับอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ
	$\mu_n, \mu_p$	คือ สภาพคล่อง(Mobility)ของอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ
	$D_n, D_p$	คือ สัมประสิทธิ์การแพร่(Diffusion coefficient)ของอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ
	$J_n, J_p$	คือ ความหนาแน่นกระแสอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ

ซึ่งสมการ (3.1-3.5) สามารถพิสูจน์ได้จากสมการของแมกเวล(Maxwell's equations) [6] ผลเฉลยของสมการจะเป็นค่าศักย์ไฟฟ้าและความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลในอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ เพื่อนำไปวิเคราะห์ถึงคุณสมบัติทางไฟฟ้าของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำต่อไป

สำหรับการนำสมการสารกึ่งตัวนำพื้นฐานไปคำนวณเชิงตัวเลข ต้องมีการปรับปรุงระบบสมการให้เหมาะสมกับการคำนวณเพื่อให้สามารถหาผลเฉลยของระบบสมการได้โดยง่าย โดยการแทนสมการ (3.4) ในสมการ (3.2) และแทนสมการ (3.5) ในสมการ (3.3) และจัดสมการใหม่เป็น

$$\lambda^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \psi - (n - p - C) = 0 \quad (3.6)$$

$$\operatorname{div} (D_n \cdot \operatorname{grad} n - \mu_n \cdot n \cdot \operatorname{grad} \psi) - R(\psi, n, p) = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (3.7)$$

$$\operatorname{div} (D_p \cdot \operatorname{grad} p + \mu_p \cdot p \cdot \operatorname{grad} \psi) - R(\psi, n, p) = \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3.8)$$

และในการทดลองครั้งนี้ เป็นการจำลองแบบอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำในสภาวะอยู่ตัว (Steady state) ดังนั้นตัวแปรต่าง ๆ ที่ขึ้นกับเวลาจึงมีค่าเป็นศูนย์ ทำให้ได้สมการสำหรับการจำลองแบบครั้งนี้เป็น

$$\lambda^2 \operatorname{div} \operatorname{grad} \psi - (n - p - C) = 0 \quad (3.9)$$

$$\operatorname{div} (D_n \cdot \operatorname{grad} n - \mu_n \cdot n \cdot \operatorname{grad} \psi) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.10)$$

$$\operatorname{div} (D_p \cdot \operatorname{grad} p + \mu_p \cdot p \cdot \operatorname{grad} \psi) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.11)$$

$$\vec{J}_n = -q(\mu_n \cdot n \cdot \operatorname{grad} \psi - D_n \cdot \operatorname{grad} n) \quad (3.12)$$

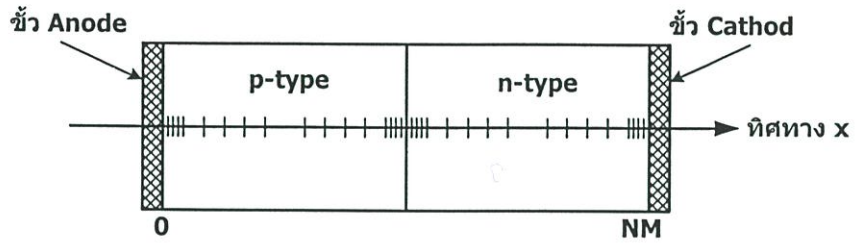
$$\vec{J}_p = -q(\mu_p \cdot p \cdot \operatorname{grad} \psi + D_p \cdot \operatorname{grad} p) \quad (3.13)$$

เมื่อ  $\lambda^2 = \varepsilon/q$

$R(\psi, n, p)$  คือ อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่สุทธิของพาหะซึ่งเป็นฟังก์ชันของศักย์ไฟฟ้าและความหนาแน่นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮล โดยที่ถ้า  $R(\psi, n, p)$  มีค่าเป็นบวก จะเป็นค่าอัตราการรวมตัวใหม่ของพาหะ แต่ถ้า  $R(\psi, n, p)$  มีค่าเป็นลบ จะเป็นค่าอัตราการเกิดของพาหะ

### 3.3 วิธีผลต่างสี่เหลี่ยม

วิธีการคำนวณเชิงตัวเลขเพื่อประมาณค่าผลเฉลยของสมการเชิงอนุพันธ์วิธีการหนึ่งที่นิยมใช้ก็คือวิธีผลต่างสี่เหลี่ยม (Finite difference method) หลักการของวิธีผลต่างสี่เหลี่ยมก็คือจะทำการแบ่งบริเวณหรือโดเมน (Domain) ของอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ (ในกรณีนี้คือไดโอดรอยต่อพี-เอ็น) ออกเป็นส่วนย่อย ๆ แต่ละจุดที่ทำการแบ่งจะเรียกว่า "เมช" (Mesh) โดยที่เมชแรก(0)และเมชสุดท้าย(NM)จะเป็นขอบเขตของอุปกรณ์ และเนื่องจากว่าเป็นการพิจารณาในหนึ่งมิติ ดังนั้นจึงแทนทิศทางในการพิจารณาด้วยทิศทาง x สามารถแสดงตัวอย่างของการแบ่งเมชได้ดังรูปที่ 3.1



รูปที่ 3.1 ตัวอย่างการแบ่งเมชสำหรับไดโอดรอยต่อพี-เอ็น

ทำการเปลี่ยนสมการเชิงอนุพันธ์(3.9-3.11) เป็นสมการผลต่าง โดยเปลี่ยนตัวปฏิบัติการ div และ grad ได้เป็น

$$\lambda^2 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) - (n - p - C) = 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n \cdot n \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p \cdot p \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.16)$$

จากตัวอย่างของการแบ่งเมชในรูปที่ 3.1 สามารถหาค่าระยะห่างระหว่างเมชได้ดังแสดงในรูปที่ 3.2 โดย  $x_i$  เป็นระยะทางตั้งแต่จุดเริ่มต้นจนถึงเมช  $i$  เมื่อพิจารณาในทิศทาง  $x$  (ตัวห้อย  $i$  หมายถึงที่เมช  $i$ ) ดังนั้นระยะห่างระหว่างเมชหาได้จาก

$$h_i = x_{i+1} - x_i \quad ; i = 1, NM - 1 \quad (3.17)$$

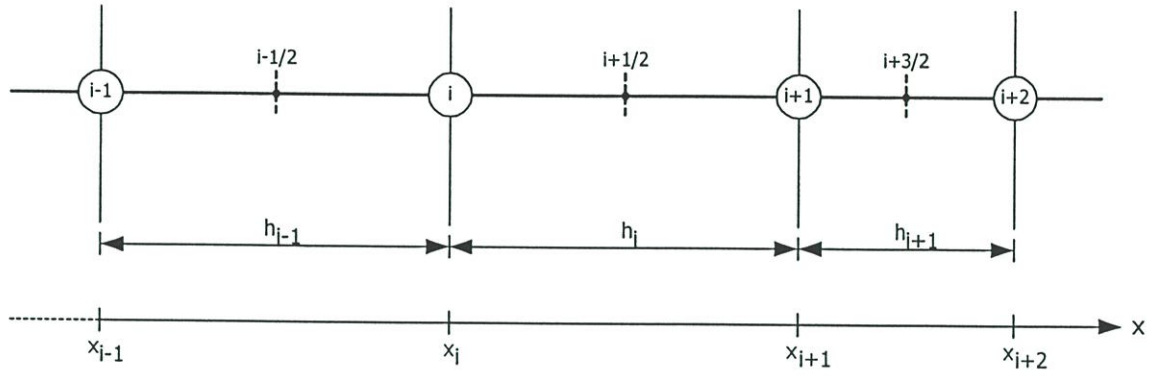
เมื่อ  $NM$  คือ จำนวนเมชทั้งหมด

และเพื่อให้เข้าใจง่ายจึงขอกำหนดตัวแปรเพื่อใช้งานเป็น

$$u_i = u(x_i) \quad ; i = 1, NM \quad (3.18)$$

$$u_{i+1/2} = u\left(\frac{x_{i+1} + x_i}{2}\right) \quad ; i = 1, NM - 1 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x_i} = \frac{u_{i+1/2} - u_{i-1/2}}{\frac{h_i - h_{i-1}}{2}} \quad (3.20)$$



รูปที่ 3.2 การกำหนดตำแหน่งและระยะห่างระหว่างเมชสำหรับวิธีผลต่างสี่เหลี่ยม

สมการที่ (3.20) เป็นอนุพันธ์ย่อยอันดับหนึ่งที่มีการตัดเทอมอันดับสูงทิ้งไปเพื่อให้ง่ายต่อการคำนวณ จากความสัมพันธ์ของสมการ (3.18-3.20) ทำให้สมการ (3.14-3.16) กลายเป็น

$$\lambda^2 \left( \frac{\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i+1/2} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i-1/2}}{\frac{h_i + h_{i-1}}{2}} \right) - (n_i - p_i - C_i) = 0 \quad (3.21)$$

$$\frac{(-J_{nx}) \Big|_{i+1/2} - (-J_{nx}) \Big|_{i-1/2}}{\frac{h_i + h_{i-1}}{2}} - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.22)$$

$$\frac{(J_{px}) \Big|_{i+1/2} - (J_{px}) \Big|_{i-1/2}}{\frac{h_i + h_{i-1}}{2}} - R(\psi, n, p) = 0 \quad (3.23)$$

โดยเทอม  $\frac{\partial \psi}{\partial x}$ ,  $J_{nx}$  และ  $J_{px}$  นิยามได้เป็น

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i+1/2} = \frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{h_i} \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i-1/2} = \frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{h_{i-1}} \quad (3.25)$$

$$J_{nx}|_{i+1/2} = D_n|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot n_i - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i+1}}{h_i} \quad (3.26)$$

$$J_{nx}|_{i-1/2} = D_n|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i-1} - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot n_i}{h_{i-1}} \quad (3.27)$$

$$J_{px}|_{i+1/2} = D_p|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot p_{i+1} - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i}{h_i} \quad (3.28)$$

$$J_{px}|_{i-1/2} = D_p|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot p_{i-1}}{h_{i-1}} \quad (3.29)$$

แทนสมการที่ (3.24-3.25) ลงในสมการ (3.21) แทนสมการที่ (3.26-3.27) ลงในสมการ (3.22) และแทนสมการที่ (3.28-3.29) ลงในสมการ (3.23) จะได้ชุดสมการจากวิธีผลต่างสี่บเนื่องเพื่อนำไปใช้คำนวณดังนี้ (วิธีการแก้สมการโดยละเอียดแสดงในภาคผนวก ก)

$$\lambda^2 \left( \frac{(\psi_{i+1} - \psi_i)}{h_i} - \frac{(\psi_i - \psi_{i-1})}{h_{i-1}} \right) \cdot \frac{2}{h_i + h_{i-1}} - n_i - p_i + C_i = 0 \quad (3.30)$$

$$\begin{aligned} & D_n|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot n_i - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i+1}}{h_i} \\ & + D_n|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i-1} - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot n_i}{h_{i-1}} \\ & - R_i \cdot \left( \frac{h_i + h_{i-1}}{2} \right) = 0 \quad (3.31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& D_p|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot p_{i+1} - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i}{h_i} \\
& + D_p|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot p_{i-1}}{h_{i-1}} \\
& - R_i \cdot \left(\frac{h_i + h_{i-1}}{2}\right) = 0 \tag{3.32}
\end{aligned}$$

โดยที่  $B(x)$  คือ Bernoulli function ที่นิยามได้ดังสมการ

$$B(x) = \frac{x}{\exp(x) - 1} \tag{3.33}$$

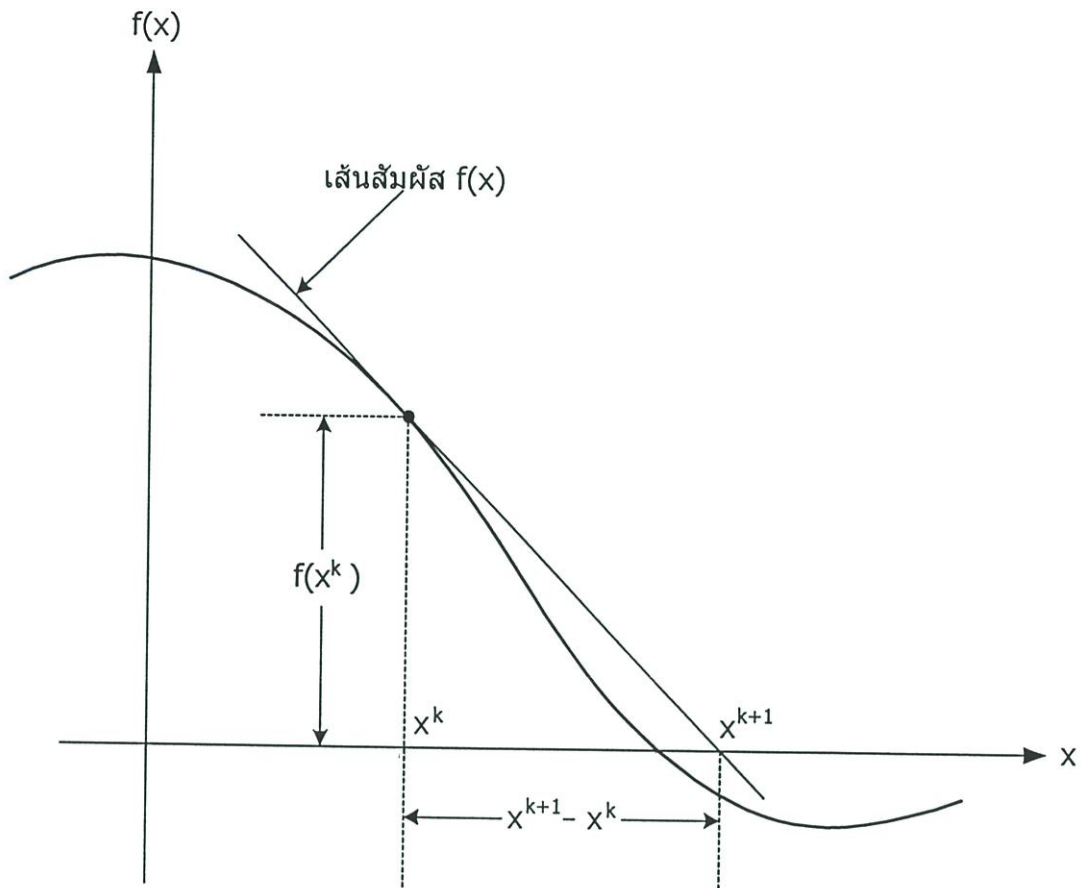
$R_i$  คือ อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่สุทธิที่เมซ  $i$

$U_t$  คือ แรงดันเนื่องจากความร้อน(Thermal voltage)

จากสมการ (3.30-3.32) เป็นสมการที่ผ่านการแปลงทำให้เกิดเป็นสมการที่ไม่ต่อเนื่องขึ้น ดังนั้นจึงเรียกสมการเหล่านี้ว่าเป็นสมการแบบ Discretized equations โดยสมการที่ (3.30) เป็นสมการ Discretized equations ของสมการปัวซองส์ และสมการ (3.31),(3.32) เป็นสมการ Discretized equations ของสมการความต่อเนื่องสำหรับอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ ซึ่งจะนำสมการ (3.30-3.32) ไปคำนวณเชิงตัวเลขเพื่อหาค่ารากของสมการต่อไป

### 3.4 วิธีนิวตัน-เอสไออาร์

วิธีนิวตัน(Newton method) [7] เป็นวิธีที่นิยมใช้กันอย่างทั่วไปในการหาค่าประมาณของค่ารากของสมการแบบไม่เป็นเชิงเส้น  $f(x) = 0$  ดังแสดงในรูปที่ 3.3 โดยวิธีนี้จะใช้วิธีสมมติว่า  $x^k$  เป็นค่าประมาณของค่ารากของสมการ  $f(x) = 0$  และประมาณฟังก์ชันของ  $f(x)$  ด้วยฟังก์ชันของเส้นสัมผัส(Tangent) ของ  $f(x)$  ที่จุด  $x = x^k$  หรือกล่าวอีกอย่างได้ว่าเราจะประมาณฟังก์ชัน  $f(x)$  ด้วยอนุกรมเทเลอร์อันดับหนึ่ง(First order Taylor series) ของฟังก์ชัน  $f(x)$  รอบจุด  $x^k$  นั้นเอง และถ้าเราให้จุดตัดของเส้นสัมผัสนี้กับแกน  $x$  (จุดที่  $f(x) = 0$ ) เป็น  $(x^{k+1}, 0)$  เราจะได้รูปแบบความสัมพันธ์ในการประมาณค่าที่จุด  $x^{k+1}$  คือ



รูปที่ 3.3 หลักการของวิธีนิวตันในการประมาณค่าที่ตำแหน่งต่าง ๆ

$$x^{k+1} = x^k - \frac{f(x^k)}{f'(x^k)} \quad (3.34)$$

วิธีนิวตันสามารถประยุกต์ใช้กับการแก้สมการแบบไม่เป็นเชิงเส้นที่มีตัวแปร  $n$  ตัวและ  $n$  สมการได้ โดยอาศัยร่วมกับวิธีการใช้เมตริกผกผัน(Inverse matrix) ของ Jacobian ซึ่งสามารถเขียนเป็นสมการได้ดังสมการ (3.35)

$$x^{k+1} = x^k - J(x^k)^{-1} \cdot f(x^k) \quad (3.35)$$

เมื่อ  $J(x^k)^{-1}$  คือ เมตริกผกผันของ Jacobian โดยที่ Jacobian เมตริกหาได้จาก

$$\begin{aligned}
 J(x) &= \begin{bmatrix} \frac{\partial f_1(x)}{\partial x_1} & \frac{\partial f_1(x)}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_1(x)}{\partial x_n} \\ \frac{\partial f_2(x)}{\partial x_1} & \frac{\partial f_2(x)}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_2(x)}{\partial x_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n(x)}{\partial x_1} & \frac{\partial f_n(x)}{\partial x_2} & \dots & \frac{\partial f_n(x)}{\partial x_n} \end{bmatrix} \\
 &= \left[ \frac{\partial f_i(x)}{\partial x_j} \right] \quad ; i = 1, 2, 3 \dots n \\
 &\quad \quad \quad ; j = 1, 2, 3 \dots n
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

ซึ่ง Jacobian เมตริกนี้จะต้องเป็นเมตริกที่ให้  $\det J(x) \neq 0$  เราจะหาค่า  $x$  โดยใช้สมการ (3.35) ไปเรื่อย ๆ จะหยุดการกระทำและได้คำตอบเมื่อ  $|x^{k+1} - x^k| \leq$  ค่าผิดพลาดที่เราสามารถยอมรับได้

ข้อดีของวิธีนิวตันที่ทำให้นิยมนำมาใช้หาค่ารากสมการก็คือ

- (1) จะลู่เข้า (Converge) อย่างรวดเร็วสำหรับค่าเริ่มต้นที่ใกล้เคียงกับค่ารากของ  $f(x) = 0$
- (2) จะมีประโยชน์มากในกรณีที่สามารถหาค่าอนุพันธ์ (Derivative)  $f'(x)$  ได้ง่าย เช่น  $f(x)$  เป็นโพลิโนเมียล (Polynomial) เป็นต้น

แต่วิธีนี้ก็ยังมีข้อเสียอยู่เหมือนกันคือ

- (1) ถ้าเงื่อนไขของการลู่เข้าไม่เหมาะสม จะไม่หยุดการซ้ำ
- (2) วิธีนี้อาจจะลู่ออก (Diverge) อย่างรวดเร็ว ถ้ากำหนดค่าเริ่มต้นห่างไกลจากรากมากเกินไป

- (3) ต้องหาค่าอนุพันธ์  $f'(x)$  ให้ได้ก่อน

โดยเฉพาะการเลือกค่าเริ่มต้นในข้อ (2) จะทำได้ยาก เพราะถ้าไม่เลือกค่าเริ่มต้น  $x^k$  ให้อยู่ภายในขอบเขตที่มีรากอยู่ วิธีนี้จะลู่ออกอย่างรวดเร็ว

สำหรับในวิทยานิพนธ์ได้กำหนดชื่อของระบบสมการแบบไม่เป็นเชิงเส้นในการหาผลเฉลยเพื่อให้ง่ายต่อความเข้าใจเป็น

$$F(\psi, n, p) = \begin{pmatrix} F_1(\psi, n, p) \\ F_2(\psi, n, p) \\ F_3(\psi, n, p) \end{pmatrix} = 0 \tag{3.37}$$

โดยที่  $F_1$  แทน สมการบัพของสัหนึ่งมิติ

$F_2$  แทน สมการความต่อเนื่องสำหรับอเล็กตรอน

$F_3$  แทน สมการความต่อเนื่องสำหรับโพล

ซึ่งสามารถจัดรูปแบบสมการสำหรับหาค่าผลเฉลยด้วยวิธีการของนิวตันในรูปแบบทั่วไปได้ดังนี้

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial \psi} & \frac{\partial F_1}{\partial n} & \frac{\partial F_1}{\partial p} \\ \frac{\partial F_2}{\partial \psi} & \frac{\partial F_2}{\partial n} & \frac{\partial F_2}{\partial p} \\ \frac{\partial F_3}{\partial \psi} & \frac{\partial F_3}{\partial n} & \frac{\partial F_3}{\partial p} \\ \frac{\partial \psi}{\partial \psi} & \frac{\partial \psi}{\partial n} & \frac{\partial \psi}{\partial p} \end{bmatrix}^k \cdot \begin{bmatrix} \delta \psi^k \\ \delta n^k \\ \delta p^k \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} F_1(\psi^k, n^k, p^k) \\ F_2(\psi^k, n^k, p^k) \\ F_3(\psi^k, n^k, p^k) \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

ผลลัพธ์ที่ได้จะเป็นค่าเวกเตอร์ความถูกต้อง(Correction vector) ที่ลำดับการทำซ้ำครั้งที่  $k$  ซึ่งกำหนดได้จาก

$$\left. \begin{aligned} \delta \psi^k &= \psi^{k+1} - \psi^k \\ \delta n^k &= n^{k+1} - n^k \\ \delta p^k &= p^{k+1} - p^k \end{aligned} \right\} \quad (3.39)$$

นั่นคือ ผลลัพธ์สุดท้ายที่ได้จากการแก้สมการ (3.37) เขียนได้ดังนี้

$$\left. \begin{aligned} \psi^{k+1} &= \psi^k + \delta \psi^k \\ n^{k+1} &= n^k + \delta n^k \\ p^{k+1} &= p^k + \delta p^k \end{aligned} \right\} \quad (3.40)$$

เพื่อให้การหาค่ารากของสมการที่ (3.37) สามารถกระทำได้อย่างรวดเร็วยิ่งขึ้นจึงมีการนำวิธี Successive Over Relaxation (SOR) มาเป็นตัวช่วยเร่ง เพื่อทำให้การหาค่ารากของระบบสมการทำได้รวดเร็วยิ่งขึ้น โดยจากสมการ (3.38) ภายใต้สมมติฐานที่ว่าเมตริก Jacobian มีค่าที่แน่นอนและทุกจำนวนในแนวแกนเฉียงของสมการที่ (3.38) เป็นเมตริกไม่เอกฐาน(Non-singular) ซึ่งสามารถกระจายสมการ (3.38) ใหม่ได้เป็น

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial \psi} & 0 & 0 \\ \frac{\partial F_2}{\partial \psi} & \frac{\partial F_2}{\partial n} & 0 \\ \frac{\partial F_3}{\partial \psi} & \frac{\partial F_3}{\partial n} & \frac{\partial F_3}{\partial p} \end{bmatrix}^k \cdot \begin{bmatrix} \delta \psi^k \\ \delta n^k \\ \delta p^k \end{bmatrix}^{m+1} = - \begin{bmatrix} F_1(\psi^k, n^k, p^k) \\ F_2(\psi^k, n^k, p^k) \\ F_3(\psi^k, n^k, p^k) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial F_1}{\partial n} & \frac{\partial F_1}{\partial p} \\ 0 & 0 & \frac{\partial F_2}{\partial p} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^k \cdot \begin{bmatrix} \delta \psi^k \\ \delta n^k \\ \delta p^k \end{bmatrix}^m \quad (3.41)$$

จากสมการ (3.41) สามารถที่จะแยกออกมาได้เป็นระบบสมการเชิงเส้น 3 สมการ เพื่อนำไปหาผลเฉลยได้คือ

$$\frac{\partial F_1}{\partial \psi} \cdot \delta \psi^{km+1} = -F_1(\psi^k, n^k, p^k) - \frac{\partial F_1^k}{\partial n} \cdot \delta n^{km} - \frac{\partial F_1^k}{\partial p} \cdot \delta p^{km} \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial n} \cdot \delta n^{km+1} = -F_2(\psi^k, n^k, p^k) - \frac{\partial F_2^k}{\partial \psi} \cdot \delta \psi^{km+1} - \frac{\partial F_2^k}{\partial p} \cdot \delta p^{km} \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial F_3}{\partial p} \cdot \delta p^{km+1} = -F_3(\psi^k, n^k, p^k) - \frac{\partial F_3^k}{\partial \psi} \cdot \delta \psi^{km+1} - \frac{\partial F_3^k}{\partial n} \cdot \delta n^{km+1} \quad (3.44)$$

ดังนั้นในท้ายสุดนี้ สามารถเขียนสมการที่ใช้หาผลเฉลยของสมการที่ประยุกต์ใช้วิธีการของนิวตันร่วมกับวิธีการของ SOR โดยแทนการกระจายอนุกรมลงในเทอมทางขวามือของสมการ (3.42-3.44) และนิยามตัวแปรขึ้นมาใหม่ เรียกว่า Relaxation parameter :  $\omega$  ซึ่งเป็นตัวแปรสำคัญที่ช่วยเร่งให้การลู่เข้าสู่ค่ารากที่แท้จริงของสมการเกิดได้รวดเร็วยิ่งขึ้น ซึ่งสมการทั้งสามเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$\frac{\partial F_1}{\partial \psi} \cdot \delta \psi^{km+1} = -\omega \cdot F_1(\psi^k, n^k + \delta n^{km}, p^k + \delta p^{km}) \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial F_2}{\partial n} \cdot \delta n^{km+1} = -\omega \cdot F_2(\psi^k + \delta \psi^{km+1}, n^k, p^k + \delta p^{km}) \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial F_3}{\partial p} \cdot \delta p^{km+1} = -\omega \cdot F_3(\psi^k + \delta \psi^{km+1}, n^k + \delta n^{km+1}, p^k) \quad (3.47)$$

โดยที่  $k$  แทนลำดับขั้นการทำซ้ำครั้งที่  $k$  ของวิธีนิวตัน  
 $km$  แทนลำดับขั้นการทำซ้ำครั้งที่  $km$  ของวิธีเอสไออาร์

และผลลัพธ์ที่ได้จากการแก้สมการในท้ายที่สุดนี้ จะมีค่าเป็นดังสมการ

$$\left. \begin{aligned} \psi^{k+1} &= \psi^k + \delta\psi^{km+1} \\ n^{k+1} &= n^k + \delta n^{km+1} \\ p^{k+1} &= p^k + \delta p^{km+1} \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

โดยในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้จะเรียกกระบวนการประยุกต์ใช้วิธีของนิวตันร่วมกับวิธี SOR ว่า เป็นวิธีนิวตัน-เอสไออาร์ (Newton-SOR method)

ในบทต่อไปจะเป็นส่วนของการทดลองและผลการทดลอง โดยมีการใช้หลักการจำลองแบบในการปรับปรุงและพัฒนาโปรแกรมเดิมให้จำลองแบบได้ดียิ่งขึ้น การวิเคราะห์ข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบจะอ้างอิงเปรียบเทียบกับทฤษฎีรอยต่อพี-เอ็นที่ได้กล่าวไว้ในบทที่ 2

## บทที่ 4

### การทดลองและผลการทดลอง

ในการจำลองแบบรอยต่อพี-เอ็น เพื่อศึกษาคุณสมบัติทางไฟฟ้ารอยต่อพี-เอ็นนั้น จะมีลำดับขั้นสำหรับการทดลองแบ่งเป็นขั้นตอนใหญ่ ๆ ได้ 6 ขั้นตอนคือ

1. โครงสร้างของอุปกรณ์ คือ โครงสร้างของอุปกรณ์รอยต่อพี-เอ็นที่เรานำมาจำลองแบบเป็นโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็นที่สามารถสร้างได้จริง หรือคาดว่าจะสร้างได้จริงในทางปฏิบัติซึ่งควรจะเป็นโครงสร้างที่ไม่สลับซับซ้อนมากนักเพราะเป็นการจำลองแบบหนึ่งมิติ

2. แบบจำลองโครงสร้างอย่างง่าย เป็นแบบจำลองอย่างง่ายของโครงสร้างที่เราจะทำการพิจารณาหรือที่เลือกมาจากในข้อ 1 โดยโครงสร้างที่มีความซับซ้อนจะถูกแปลงเป็นแบบจำลองโครงสร้างอย่างง่าย เพื่อนำไปใช้เป็นแบบจำลองแบบหนึ่งมิติให้กับโปรแกรมจำลองแบบต่อไป

3. ออกแบบเมช หลังจากได้แบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายแล้ว จะต้องทำการแบ่งระยะภายในแบบจำลองออกเป็นส่วนเล็ก ๆ ที่เรียกว่า “เมช” เพื่อทำการจำลองแบบด้วยวิธีผลต่างสลับเนื่อง โดยออกแบบเมชให้มีความละเอียดสูงสุดหรือระยะห่างระหว่างเมชน้อยที่สุดในบริเวณที่คาดว่าจะมีการเปลี่ยนแปลงเป็นอย่างมากสำหรับรอยต่อพี-เอ็น บริเวณที่เมชจะมีความละเอียดสูงสุดก็คือ บริเวณขั้วสัมผัสโหม้มิคทั้งสองด้านและบริเวณรอยต่อพี-เอ็น ส่วนบริเวณอื่น ๆ จะมีระยะห่างระหว่างเมชเพิ่มมากขึ้น ระยะห่างระหว่างเมชที่ใช้มีตั้งแต่ 0.01, 0.04, 0.16, 0.64, 2.56, 10.24, 40.96 และ  $163.84 \mu\text{m}$ . ขึ้นอยู่กับโครงสร้างแบบจำลองว่ามีความยาวสูงสุดเท่าใด

4. กำหนดค่าเริ่มต้นและเงื่อนไขขอบเขต เป็นการกำหนดค่าเริ่มต้นและเงื่อนไขขอบเขตให้กับแบบจำลองของรอยต่อพี-เอ็นที่ใช้จำลองแบบ ซึ่งก็คือสมมติฐานเบื้องต้นสำหรับรอยต่อพี-เอ็นโดยทั่วไป เช่น

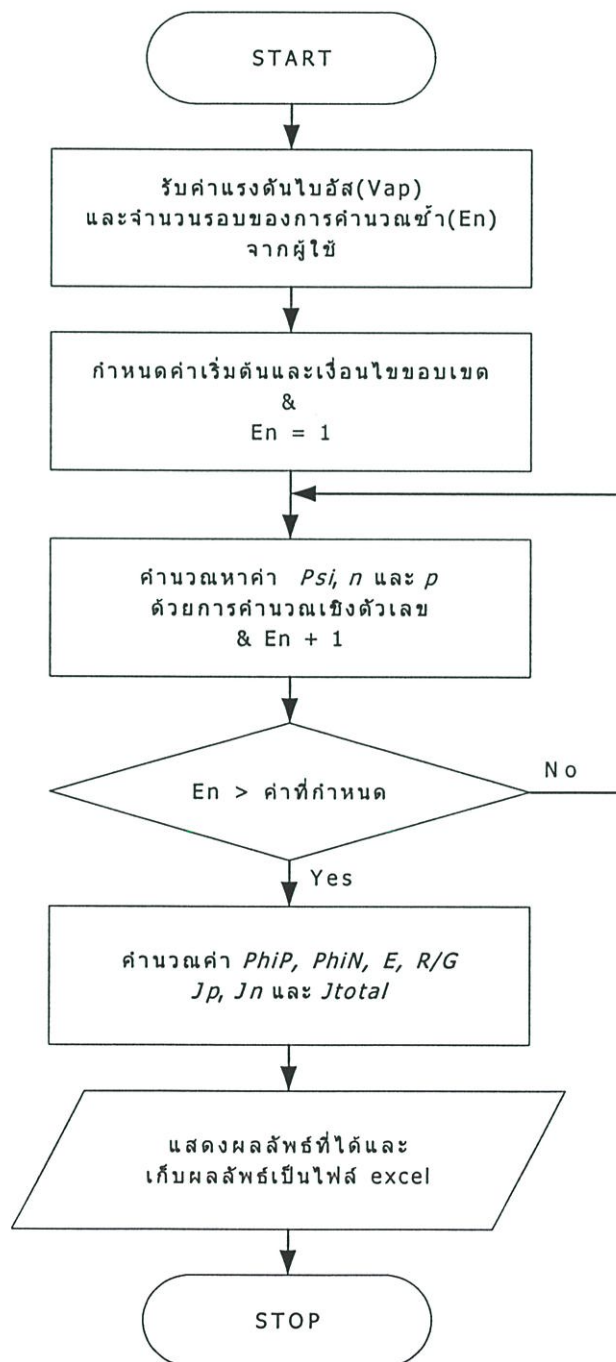
- ก) รอยต่อพี-เอ็นเป็นรอยต่อแบบชั้นบันได
- ข) แต่ละบริเวณของรอยต่อพี-เอ็น มีการโด๊ปสารเจืออย่างสม่ำเสมอ(Uniform doping)
- ค) พิจารณาว่าจะตอมสารเจือเกิดการไอออนไนซ์โดยสมบูรณ์
- ง) บริเวณพีและบริเวณเอ็นที่นอกเหนือจากบริเวณปลอดพาหะไม่มีสนามไฟฟ้าปรากฏ
- จ) รอยสัมผัสระหว่างโลหะ-สารกึ่งตัวนำเป็นรอยสัมผัสแบบโหม้มิค

5. หาผลเฉลยของสมการ โดยใช้โปรแกรมการจำลองแบบรอยต่อพี-เอ็นหนึ่งมิติที่ได้ทำการพัฒนาจากโปรแกรมเดิม ซึ่งใช้วิธีผลต่างสลับเนื่อง, วิธี Newton-SOR และวิธีการทำซ้ำ แก้สมการเพื่อหาผลเฉลยของสมการสารกึ่งตัวนำพื้นฐาน 3 สมการ ผลลัพธ์ที่ได้จะเป็นค่าศักย์ไฟฟ้า ( $\psi$ ) ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ ) และโฮล( $p$ ) ที่ตำแหน่งเมชต่าง ๆ ตลอดช่วงความยาวรอยต่อ

พี-เอ็น โดยกำหนดให้ความแตกต่างของข้อมูลระหว่างเมชมีค่าน้อยกว่า  $10^{-10}$  หรือ  $|\delta| < 10^{-10}$

6. จัดเก็บข้อมูล ภายหลังจากที่โปรแกรมจำลองแบบได้ทำการจำลองแบบรอยต่อพี-เอ็นเสร็จสิ้นแล้ว โปรแกรมจะจัดเก็บผลลัพธ์ที่ได้ในรูปแบบของไฟล์เอ็กเซล(Excel) เพื่อให้สามารถนำมาวิเคราะห์ได้ในภายหลัง นอกจากนี้ค่าศักย์ไฟฟ้า ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลแล้ว ยังมีการจัดเก็บค่าคงที่ต่าง ๆ ที่ใช้ในโปรแกรมการจำลองแบบด้วย

ลำดับขั้นสำหรับการคำนวณของโปรแกรมจำลองแบบสามารถแสดงได้ดังรูปที่ 4.1



รูปที่ 4.1 Flow chart การทำงานของโปรแกรมจำลองแบบรอยต่อพี-เอ็นหนึ่งมิติ

#### 4.1 การจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็น

จะพิจารณารอยต่อพี-เอ็นซึ่งมีโครงสร้างที่ไม่ซับซ้อนดังแสดงในรูปที่ 4.2 โดยด้านพีและด้านเอ็นมีความยาวด้านละ  $200 \mu\text{m}$ . ซึ่งสามารถเขียนแบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายและการออกแบบเมซซของรอยต่อพี-เอ็นได้ดังรูปที่ 4.3 มีการใช้ค่าเริ่มต้นและค่าคงที่ [8] สำหรับการจำลองแบบดังนี้

$N_a = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านพี

$N_d = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านเอ็น

$D_{pp} = 8 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านพี

$D_{pn} = 9 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านเอ็น

$D_{nn} = 25 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านเอ็น

$D_{np} = 22 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านพี

$\tau_{pn} = 5.5 \times 10^{-6} \text{ sec}$ . คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในด้านเอ็น

$\tau_{np} = 2 \times 10^{-6} \text{ sec}$ . คือ อายุพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในด้านพี

และมีเงื่อนไขขอบเขตที่ด้านทั้งสองของรอยสัมผัสโอห์มมิก ดังนี้

ที่รอยสัมผัสโอห์มมิกด้านพี

$$\psi_{con1} = \psi_{bi1} + V_{ap} \quad (4.1)$$

$$p_{con1} = \frac{\sqrt{(-N_a)^2 + 4n_i^2} + N_a}{2} \quad (4.2)$$

$$n_{con1} = \frac{n_i^2}{p_{con1}} \quad (4.3)$$

$$\text{โดยที่ } \psi_{bi1} = -\frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{N_a}{2n_i} + \sqrt{\left(\frac{N_a}{2n_i}\right)^2 + 1} \right] \quad (4.4)$$

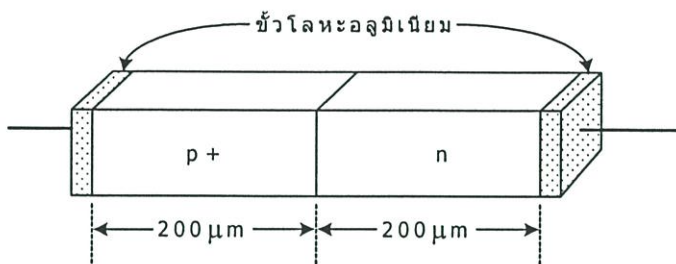
ที่รอยสัมผัสโอห์มมิกด้านเอ็น

$$\psi_{con2} = \psi_{bi2} \quad (4.5)$$

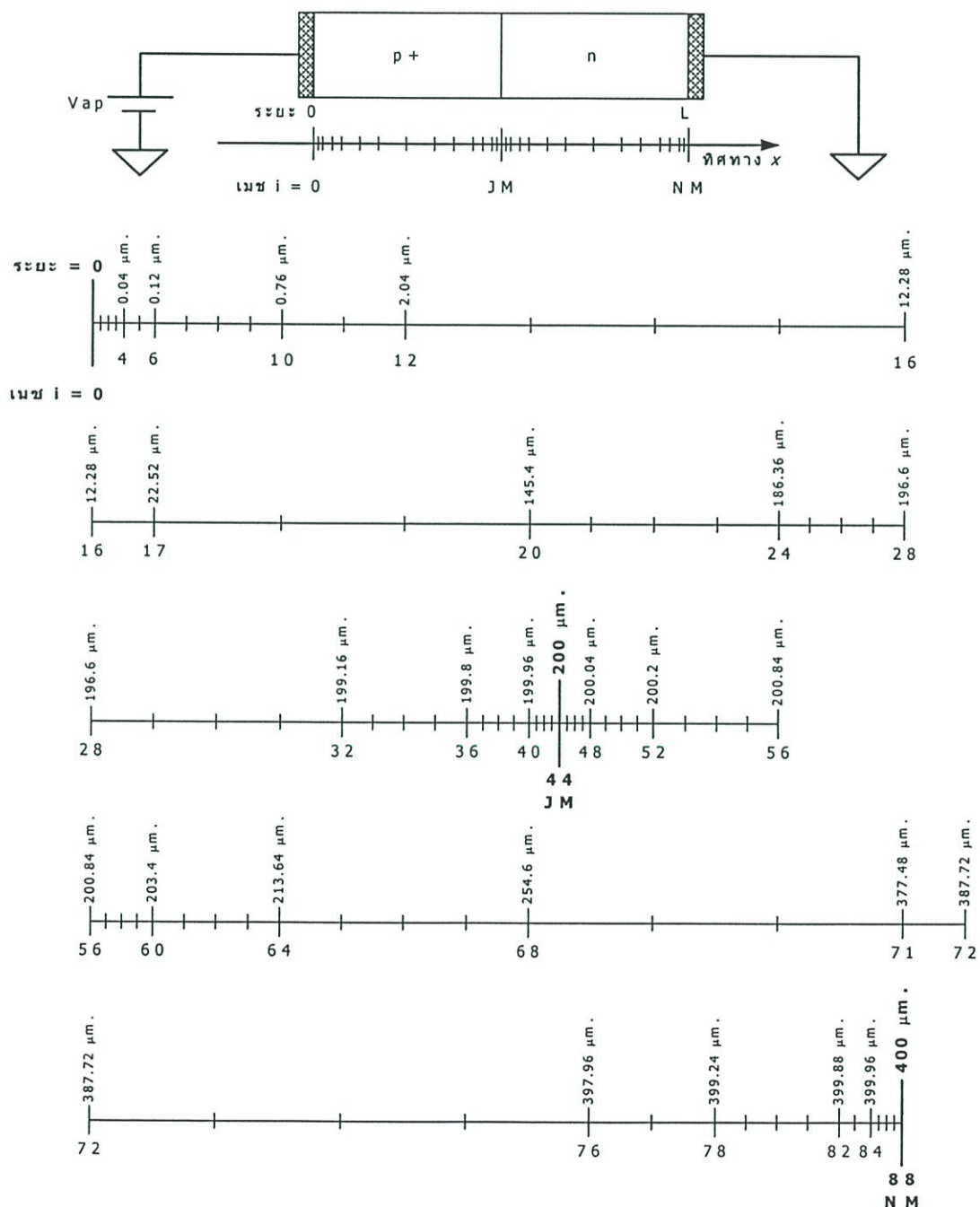
$$n_{con2} = \frac{\sqrt{(N_d)^2 + 4n_i^2} + N_d}{2} \quad (4.6)$$

$$p_{con2} = \frac{n_i^2}{n_{con2}} \quad (4.7)$$

$$\text{โดยที่ } \psi_{bi2} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{N_d}{2n_i} + \sqrt{\left(\frac{N_d}{2n_i}\right)^2 + 1} \right] \quad (4.8)$$



รูปที่ 4.2 โครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็น

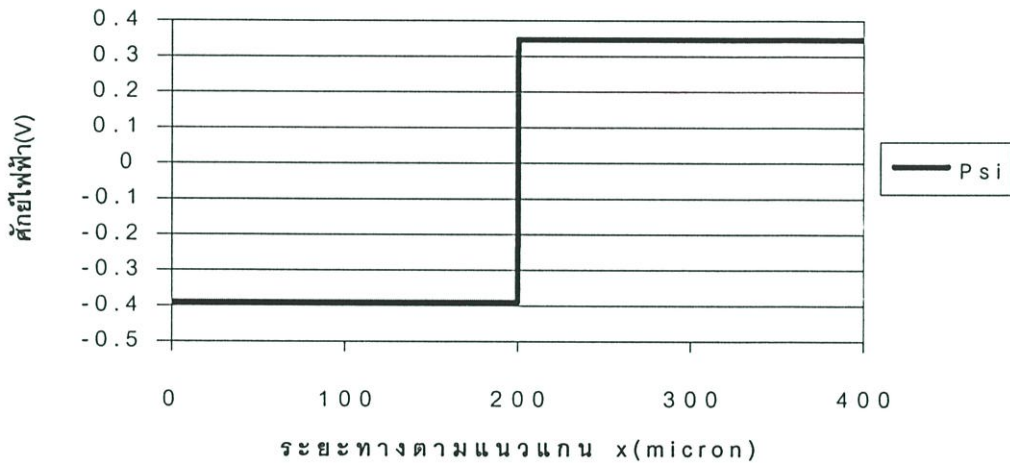


รูปที่ 4.3 แบบจำลองโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็น และการออกแบบเมซ

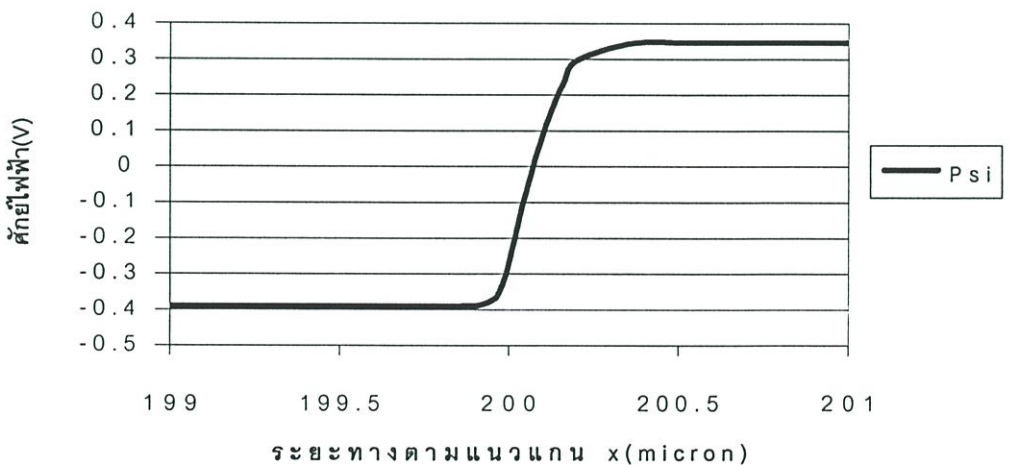
เงื่อนไขการไบอัสที่พิจารณามี 3 เงื่อนไข คือ ไม่มีการไบอัสและสมดุลความร้อน ไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V. และไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V. ใช้จำนวนครั้งในการคำนวณแต่ละเงื่อนไขการไบอัสหนึ่งล้านครั้ง เพื่อให้ค่าความผิดพลาดของข้อมูลผลลัพธ์น้อยที่สุด โดยปกติจะมีค่าน้อยกว่า  $10^{-10}$  ผลการทดลองแบ่งตามเงื่อนไขการไบอัสได้ดังนี้

#### 4.1.1 ภาวะไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน

คุณสมบัติของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นทีวีเคราะห์คือ ค่าศักย์ไฟฟ้า, ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล และสนามไฟฟ้า(Electric field)ที่ตำแหน่งต่าง ๆ ตลอดความยาวของอุปกรณ์ ผลการทดลองแสดงได้ดังรูปที่ 4.4, 4.5 และ 4.6

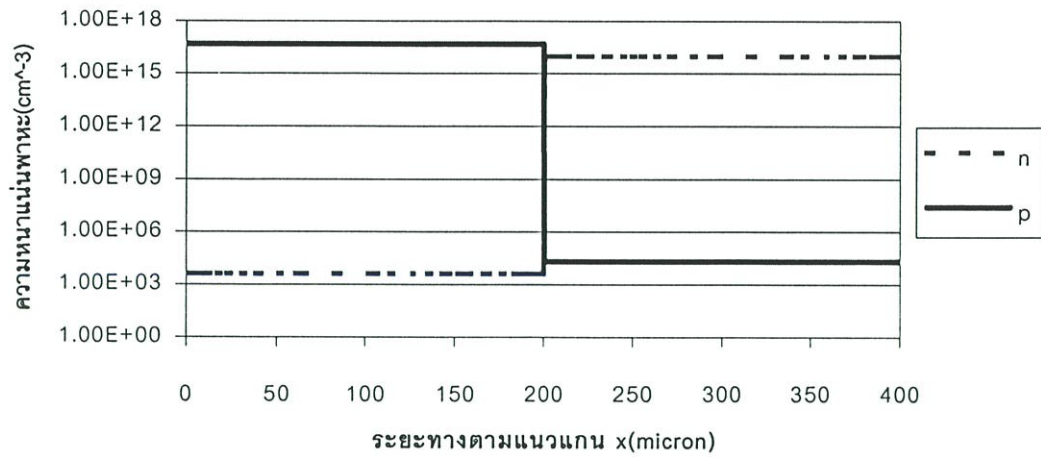


(ก) ศักย์ไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น

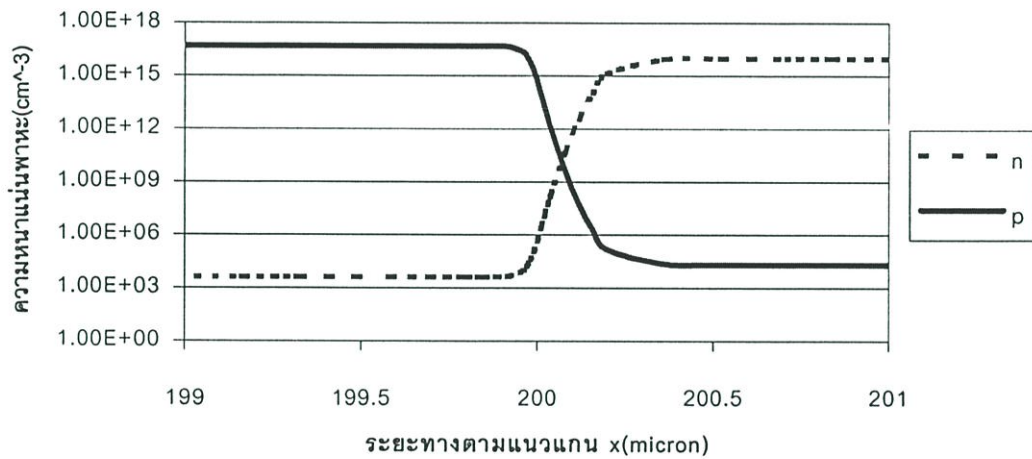


(ข) ภาพขยายศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.4 ศักย์ไฟฟ้า(Psi :  $\psi$ ) กรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน



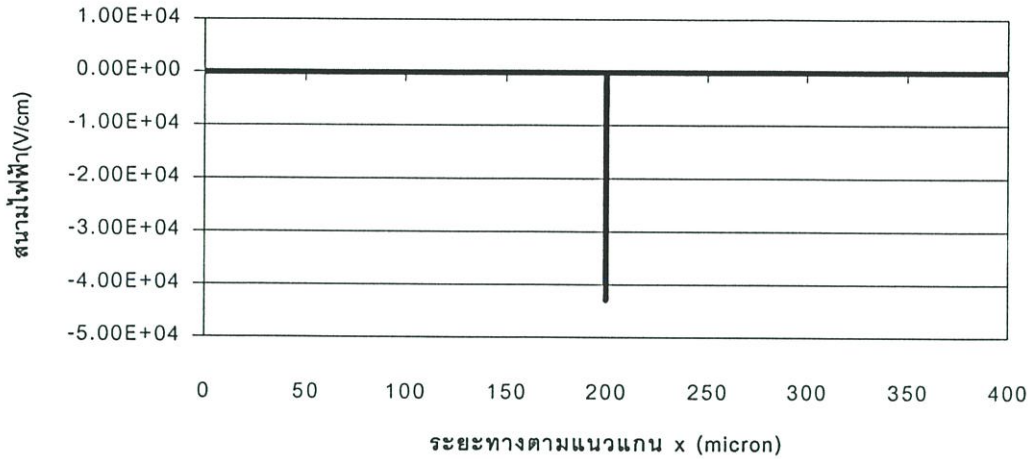
(ก) ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น



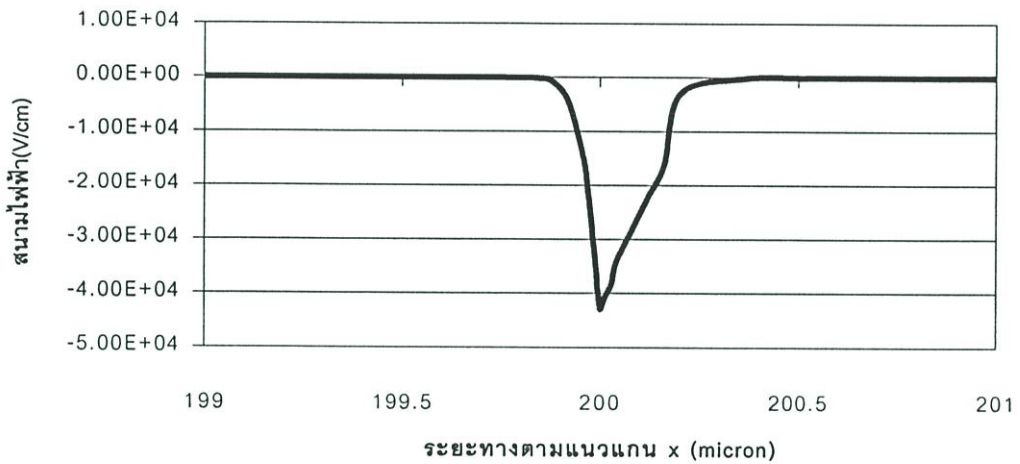
(ข) ภาพขยายของความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.5 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ ) และโฮล( $p$ ) กรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน

จากรูปที่ 4.4(ก) แสดงค่าศักย์ไฟฟ้า( $\Psi$ ) จะเห็นว่าศักย์ไฟฟ้าที่ปรากฏในบริเวณพีและบริเวณเอ็นมีค่าคงที่ไม่เปลี่ยนแปลง แต่จะเกิดมีการเปลี่ยนแปลงของศักย์ไฟฟ้าตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็นขึ้นโดยมีความต่างศักย์ประมาณ 0.736 V. ซึ่งก็คือค่ากำแพงศักย์ภายในของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นนั่นเอง มีค่าใกล้เคียงกับการคำนวณจากสมการ (2.8) มาก ลักษณะการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะแสดงได้ดังในรูปที่ 4.4(ข) ซึ่งเป็นภาพขยายตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็นของรูปที่ 4.4(ก) สังเกตได้ว่าศักย์ไฟฟ้าจะมีการเปลี่ยนแปลงโดยจะมีค่าค่อย ๆ เพิ่มขึ้นจากขอบบริเวณปลอดพาหะในบริเวณพีไปยังขอบบริเวณปลอดพาหะในบริเวณเอ็น รูปที่ 4.5(ก) แสดงความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ )และโฮล( $p$ )ที่กระจายในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นอย่างสม่ำเสมอตลอดบริเวณพีและบริเวณเอ็นตามที่ได้กำหนดเป็นค่าเริ่มต้นก่อนการจำลองแบบ และ



(ก) สนามไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น



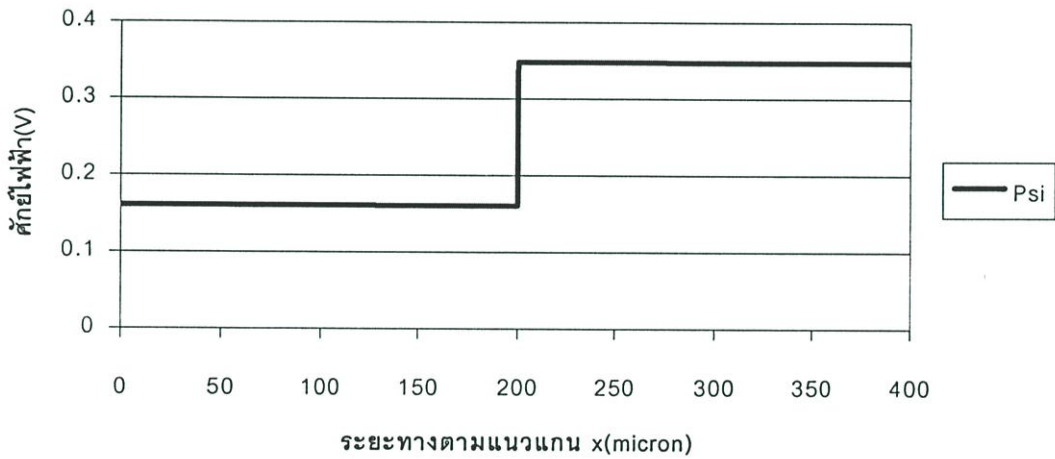
(ข) ภาพขยายสนามไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

#### รูปที่ 4.6 สนามไฟฟ้า กรณีไม่มีแรงดันไบอัสและสมดุลความร้อน

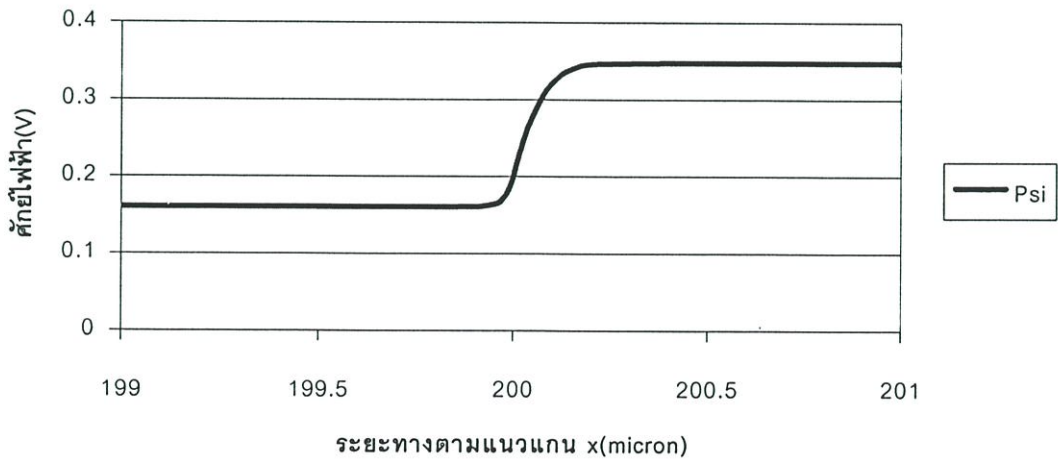
รูปที่ 4.5(ข) เป็นภาพขยายตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็น จะเห็นได้ว่าความหนาแน่นพาหะจะมีการเปลี่ยนแปลงภายในบริเวณปลอดพาหะ รูปที่ 4.6(ก) แสดงสนามไฟฟ้าที่ปรากฏตกคร่อมบริเวณรอยต่อพี-เอ็น โดยมีค่าสูงสุดที่รอยต่อเมทัลลเจจิคัลและมีทิศตามแนวแกน  $-x$  เราสามารถหาค่าความกว้างของบริเวณปลอดพาหะได้จากกราฟของสนามไฟฟ้า โดยบริเวณปลอดพาหะคือบริเวณที่สนามไฟฟ้ายังคงมีค่าอยู่ แต่ในการจำลองแบบครั้งนี้ค่าสนามไฟฟ้าที่ปรากฏบริเวณรอยต่อพี-เอ็นไม่ได้มีขอบเขตที่ชัดเจนดังเช่นที่ใช้การประมาณอย่างง่าย เราจะพิจารณาความกว้างของบริเวณปลอดพาหะในช่วงที่สนามไฟฟ้ามีขนาดมากกว่า  $50 \text{ V/cm}$ . ดังนั้นจากรูปที่ 4.6(ข) ซึ่งเป็นภาพขยายของสนามไฟฟ้าตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็น จะสามารถหาค่าความกว้างของบริเวณปลอดพาหะได้ประมาณ  $0.4 \mu\text{m}$ . ใกล้เคียงกับค่าที่คำนวณจากสมการ (2.20) มากคือ  $0.338 \mu\text{m}$ .

#### 4.1.2 ภาวะไบอัสตรง

จากการให้แรงดันไบอัสตรง 0.55 V. ซึ่งเป็นระดับแรงดันปกติของการทำงานของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ได้ผลการทดลองคือ รูปที่ 4.7(ก) ซึ่งแสดงค่าศักย์ไฟฟ้า จะเห็นว่าค่าความต่างศักย์ตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็นมีขนาดลดลงจากในกรณีไม่มีแรงดันไบอัส โดยในกรณีนี้ความต่างศักย์มีค่าประมาณ 0.187 V. ส่วนในบริเวณพีและบริเวณเอ็นศักย์ไฟฟ้ามีค่าค่อนข้างคงที่ไม่เปลี่ยนแปลง แต่หากพิจารณาโดยละเอียดแล้วจะพบว่า ศักย์ไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็นจะมีการเปลี่ยนแปลงแต่เพียงเล็กน้อย ซึ่งการเปลี่ยนแปลงเพียงเล็กน้อยนี้ก่อให้เกิดสนามไฟฟ้าค่าต่ำ ๆ เกิดขึ้นในบริเวณพีและบริเวณเอ็นได้ โดยจากกราฟศักย์ไฟฟ้าวัดที่ 4.7(ก) สามารถหาค่าสนามไฟฟ้าในบริเวณพีตั้งแต่บริเวณหัวสัมผัสโอห์มมิคจนถึงขอบบริเวณปลอดพาหะในบริเวณพีได้มีค่าประมาณ 0.0043 V/cm. และสนามไฟฟ้าในบริเวณเอ็นก็สามารถที่จะหาค่าได้ด้วยวิธีการเดียวกันนี้ซึ่งก็มีค่า

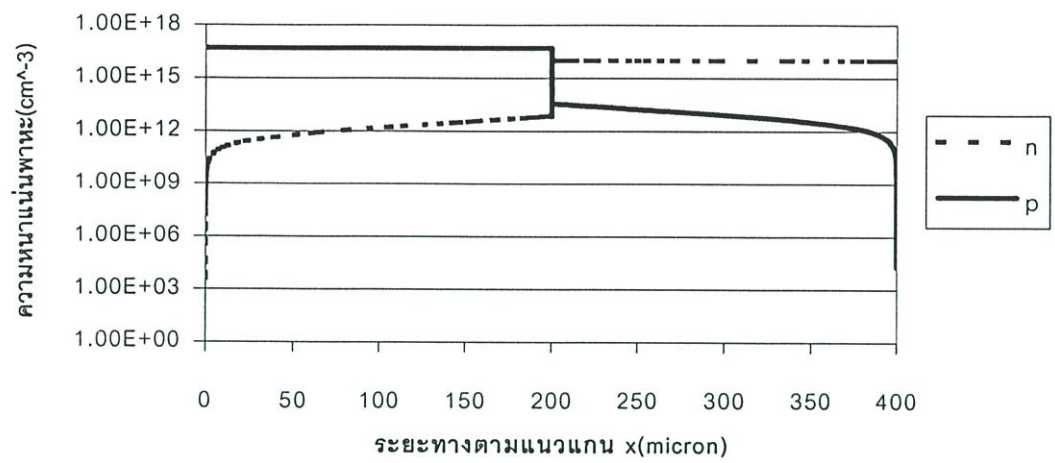


(ก) ศักย์ไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น

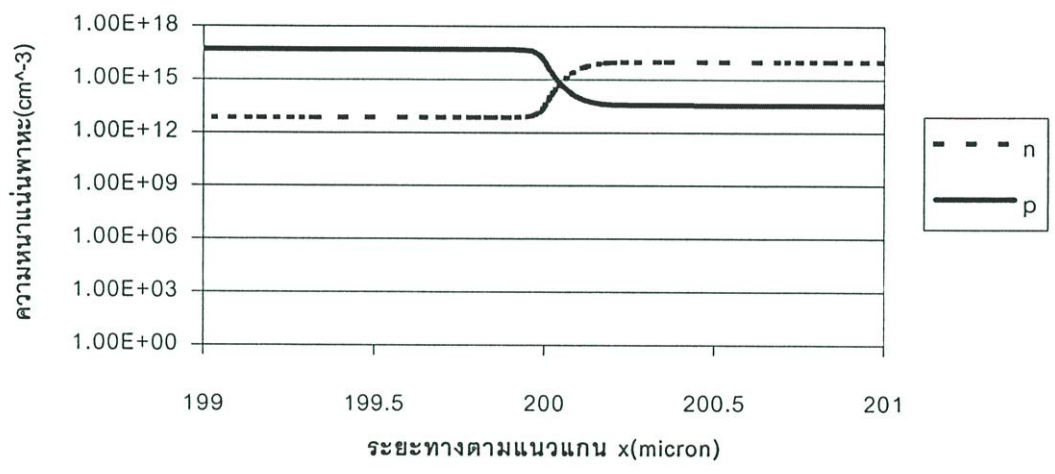


(ข) ภาพขยายศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.7 ศักย์ไฟฟ้ากรณีให้แรงดันไบอัสตรง 0.55 V.



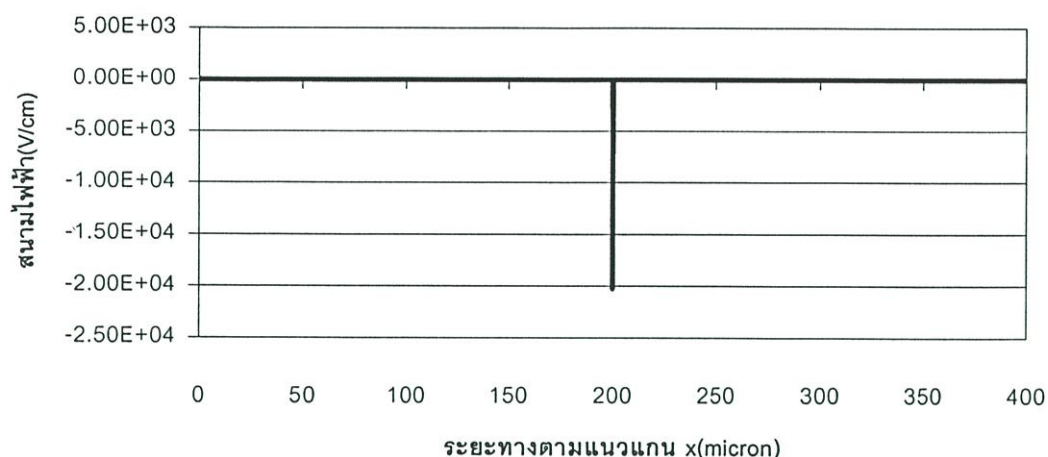
(ก) ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น



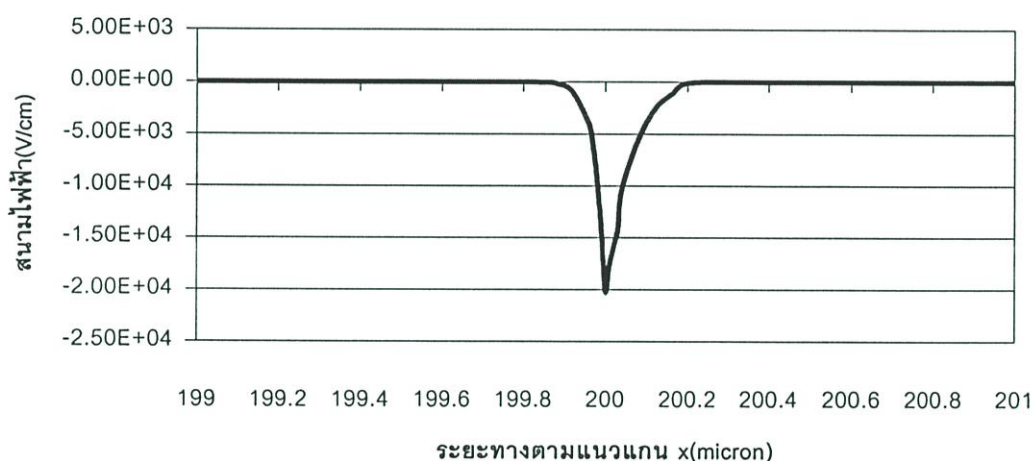
(ข) ภาพขยายของความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.8 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล กรณีไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V.

ประมาณ 0.0104 V/cm. โดยทิศทางของสนามไฟฟ้าทั้งสองมีทิศทางเดียวกับสนามไฟฟ้าจากแรงดันไบอัสภายนอก ซึ่งสนามไฟฟ้าทั้งสองมีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับสนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะ นั่นคือการประมาณว่าสนามไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็นเป็นศูนย์ของทฤษฎีอย่างง่าย ยังคงมีความถูกต้องเชื่อถือได้ และเราคาดว่าสนามไฟฟ้าเพียงเล็กน้อยนี้จะมีผลต่อกระแสไฟฟ้าที่ไหลในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นเช่นกัน ลักษณะการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะสามารถแสดงได้ดังรูปที่ 4.7(ข) ซึ่งยังคงคล้ายกับในกรณีไม่มีแรงดันไบอัส รูปที่ 4.8(ก) แสดงค่าความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ สังเกตบริเวณที่ใกล้กับบริเวณปลอดพาหะในสารกึ่งตัวนำชนิดพี ความหนาแน่นโฮลซึ่งเป็นพาหะส่วนมากมีค่าคงที่ ขณะที่อิเล็กตรอนซึ่งเป็นพาหะส่วนน้อยจะมีความหนาแน่นสูงชันมากกว่ากรณีไม่มีไบอัส เนื่องมาจากการฉีดข้ามรอยต่อของพาหะส่วนมาก(อิเล็กตรอน)จากฝั่งเอ็นเข้ามายังฝั่งพีและจะมีค่าลดลงเข้าสู่ระดับสมดุลเมื่อลึก



(ก) สนามไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น



(ข) ภาพขยายสนามไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

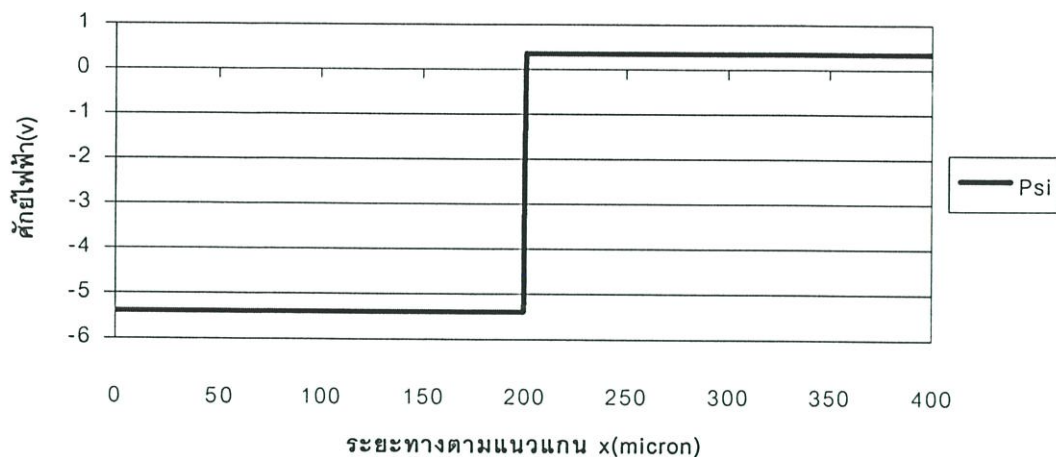
รูปที่ 4.9 สนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะ กรณีไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V.

เข้าไปในสารกึ่งตัวนำชนิดพี และสำหรับความหนาแน่นอิเล็กตรอนและโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น ก็มีลักษณะเช่นเดียวกัน การลดลงของพาหะส่วนน้อยจะเป็นฟังก์ชันแบบเอ็กซ์โปเนนเชียล ซึ่งเมื่อดูจากสเกลล็อกการิทึมในรูป 4.8(ก) จะมีค่าลดลงเป็นเส้นตรง ระยะการแพร่คือระยะที่พาหะส่วนน้อยที่ฉีดเข้ามาลอยต่อลดลงเข้าสู่ระดับสมดุล จากทฤษฎีอย่างง่ายที่ใช้การประมาณว่าไม่มีผลของสนามไฟฟ้าเข้ามาเกี่ยวข้องนอกจากกลไกการแพร่เพียงอย่างเดียวจะมีค่าเท่ากับ  $\sqrt{D\tau}$  แต่จากการจำลองแบบนี้จะมีผลของสนามไฟฟ้าวรวมอยู่ด้วยเสมอ ทำให้ระยะการแพร่ที่ได้มีค่าแตกต่างออกไป ประกอบกับค่าอายุพาหะจากการทดลอง[8] ซึ่งมีค่าในระดับ  $10^{-6}$  วินาที จะทำให้ได้ระยะการแพร่มากกว่าค่าอายุพาหะ  $10^{-7}$  วินาที(ค่าจากการประมาณ) ประมาณสองถึงสามเท่า จึงทำให้ไม่สามารถเห็นการลดลงสู่ระดับสมดุลของพาหะส่วนน้อยที่ฉีดเข้ามาลอยต่อในรูปที่ 4.8(ก) ได้ รูปที่ 4.8(ข) จะแสดงลักษณะการฉีดเข้ามาลอยต่อพี-เอ็นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณปลอด

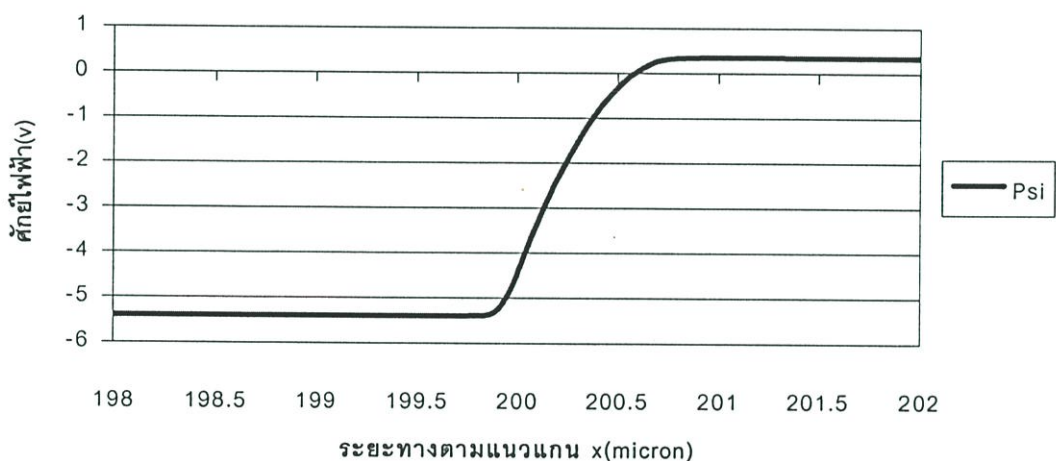
พหุหะ ซึ่งสามารถแสดงลักษณะการกระจายตัวของพหุหะส่วนน้อยได้อย่างชัดเจน รูปที่ 4.9(ก) แสดงสนามไฟฟ้าในบริเวณรอยต่อพี-เอ็น จะเห็นว่าสนามไฟฟ้าที่ปรากฏในบริเวณพีและบริเวณเอ็นมีค่าเกือบจะเป็นศูนย์และมีค่าค่อนข้างคงที่ไม่เปลี่ยนแปลง แต่หากพิจารณาโดยละเอียดแล้ว สนามไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็นจะมีค่าอยู่แต่มีค่าน้อยมากดังเช่นที่อธิบายได้จากการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็น โดยสนามไฟฟ้าส่วนใหญ่จะปรากฏภายในบริเวณปลอดพหุหะ ดังแสดงได้ในรูปที่ 4.9(ข) ซึ่งเป็นภาพขยายตรงบริเวณปลอดพหุหะของสนามไฟฟ้า สังเกตได้ว่าค่าสูงสุดของสนามไฟฟ้าจะมีค่าลดลงจากภาวะสมดุลความร้อนและยังสามารถหาความกว้างของบริเวณปลอดพหุหะได้อีกด้วยซึ่งมีค่าประมาณ  $0.25 \mu\text{m}$ . ลดลงจากภาวะสมดุลความร้อนเช่นเดียวกัน

#### 4.1.3 ภาวะไบอัสย้อนกลับ

การทดลองให้แรงดันไบอัสย้อนกลับ  $-5 \text{ V}$ . แก่รอยต่อพี-เอ็น ได้ผลการทดลองดังนี้ โดยรูปที่ 4.10(ก) ซึ่งแสดงค่าศักย์ไฟฟ้า จะเห็นว่าค่าความต่างศักย์ตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็นมีขนาดเพิ่มขึ้นจากในกรณีไม่มีแรงดันไบอัส โดยในกรณีนี้ความต่างศักย์มีค่าประมาณ  $5.74 \text{ V}$ . ส่วนในบริเวณพีและบริเวณเอ็นศักย์ไฟฟ้ามีค่าค่อนข้างคงที่ไม่เปลี่ยนแปลง อย่างไรก็ตามหากพิจารณาโดยละเอียดแล้วจะพบว่า ศักย์ไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็นจะมีการเปลี่ยนแปลงเพียงเล็กน้อยที่ทำให้เกิดสนามไฟฟ้าค่าต่ำ ๆ เกิดขึ้นในบริเวณพีและบริเวณเอ็นได้ โดยจากกราฟศักย์ไฟฟหารูปที่ 4.10(ก) สามารถหาค่าสนามไฟฟ้าในบริเวณพีได้มีค่าประมาณ  $3.821 \times 10^9 \text{ V/cm}$ . และสนามไฟฟ้าในบริเวณเอ็นก็สามารถหาค่าได้ประมาณ  $2.242 \times 10^9 \text{ V/cm}$ . สนามไฟฟ้าทั้งสองมีขนาดและทิศทางที่ไม่ค่อยคงที่นักขึ้นกับแรงดันไบอัสภายนอก ซึ่งสนามไฟฟ้าทั้งสองมีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับสนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพหุหะ ลักษณะการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าในบริเวณปลอดพหุหะสามารถแสดงได้ดังรูปที่ 4.10(ข) ซึ่งยังคงคล้ายกับในกรณีไม่มีแรงดันไบอัส รูปที่ 4.11(ก) แสดงค่าความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ สังเกตบริเวณที่ใกล้กับบริเวณปลอดพหุหะในสารกึ่งตัวนำชนิดพี ความหนาแน่นโฮลซึ่งเป็นพาหะส่วนมากมีค่าค่อนข้างคงที่ ขณะที่อิเล็กตรอนซึ่งเป็นพาหะส่วนน้อยจะมีความหนาแน่นลดลงต่ำกว่ากรณีไม่มีไบอัส เนื่องจากพาหะส่วนน้อย (อิเล็กตรอน) จากฝั่งพีถูกฉีดข้ามรอยต่อพี-เอ็นเข้าไปยังฝั่งเอ็น และเมื่อห่างออกไปจากบริเวณปลอดพหุหะความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนก็จะมีค่าเข้าสู่ระดับสมดุล สำหรับความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นก็มีลักษณะเช่นเดียวกัน รูปที่ 4.11(ข) จะแสดงลักษณะการฉีดข้ามรอยต่อพี-เอ็นของพาหะอิเล็กตรอนและโฮลในบริเวณปลอดพหุหะ ซึ่งจะเห็นถึงลักษณะการลดลงของพาหะส่วนน้อยได้อย่างชัดเจน รูปที่ 4.12(ก) แสดงสนามไฟฟ้าในบริเวณรอยต่อพี-เอ็น จะเห็นว่าสนามไฟฟ้าที่ปรากฏในบริเวณพีและบริเวณเอ็นมีค่าค่อนข้างคงที่จนเกือบ



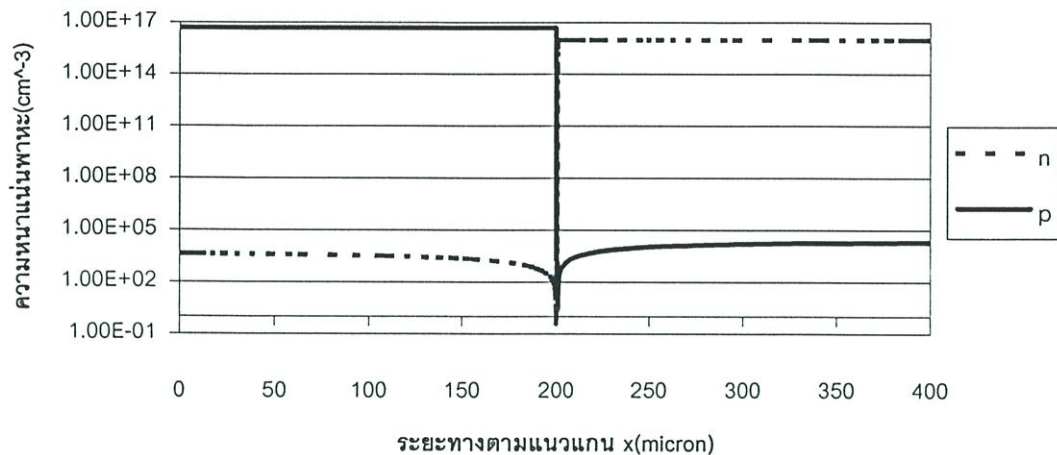
(ก) ศักย์ไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น



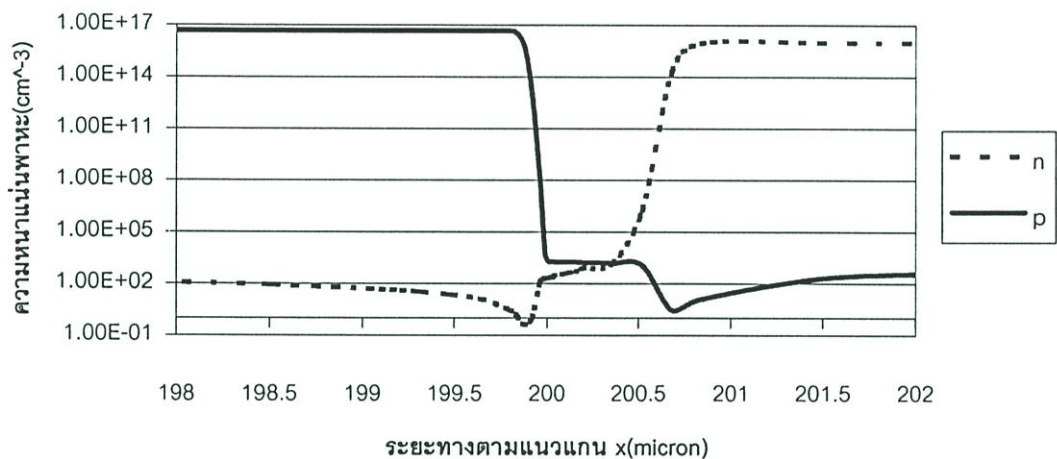
(ข) ภาพขยายศักย์ไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.10 ศักย์ไฟฟ้ากรณีให้แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.

เป็นศูนย์ แต่จากการพิจารณาโดยละเอียดจะพบว่าสนามไฟฟ้าในบริเวณพีและบริเวณเอ็นจะมีค่าอยู่แต่มีค่าน้อยมาก สนามไฟฟ้าส่วนใหญ่จะปรากฏภายในบริเวณปลอดพาหะ ดังแสดงได้ในรูปที่ 4.12(ข) ซึ่งเป็นภาพขยายตรงบริเวณปลอดพาหะของสนามไฟฟ้า สังเกตได้ว่าค่าสูงสุดของสนามไฟฟ้าจะมีค่าเพิ่มขึ้นจากภาวะสมดุลความร้อนและยังสามารถหาความกว้างของบริเวณปลอดพาหะได้อีกด้วยซึ่งมีค่าประมาณ  $0.96 \mu\text{m}$ . เพิ่มขึ้นจากภาวะไม่มีแรงดันไบอัสเช่นเดียวกัน

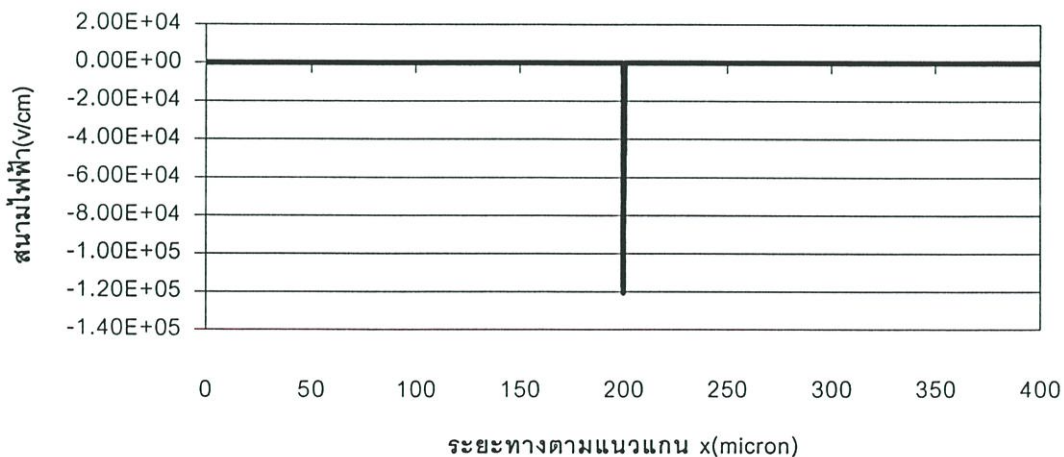


(ก) ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น

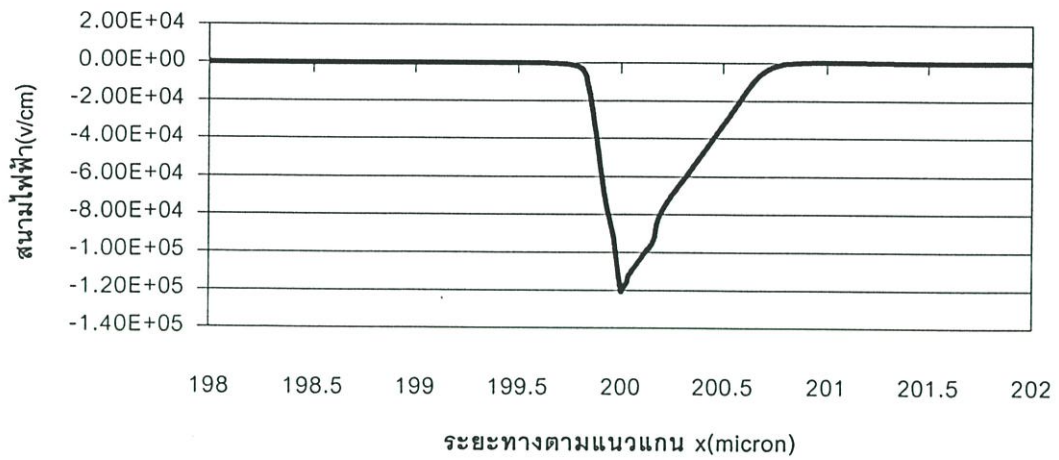


(ข) ภาพขยายของความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮลบริเวณรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.11 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล กรณีไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V.



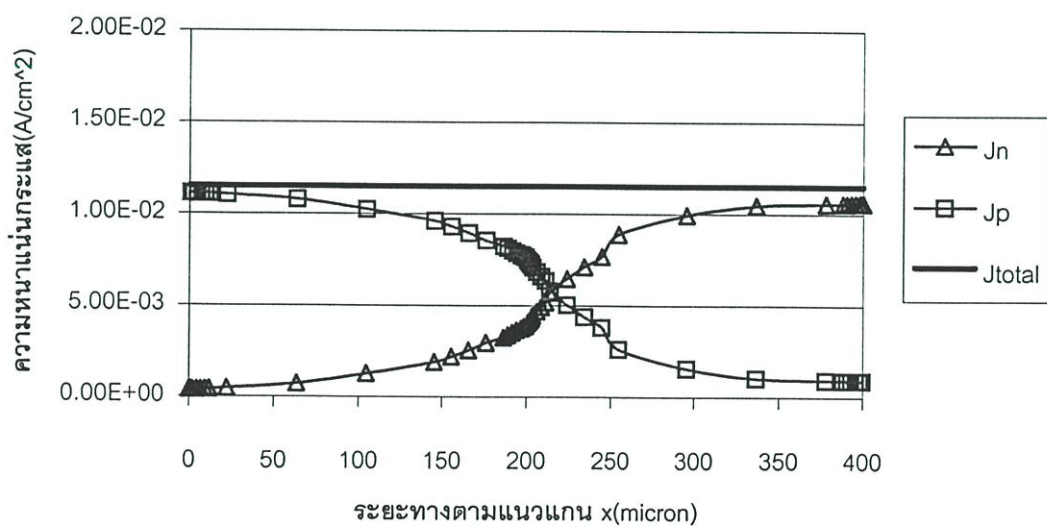
รูปที่ 4.12 (ก) สนามไฟฟ้าตลอดความยาวของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น กรณีไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V.



รูปที่ 4.12 (ข) ภาพขยายสนามไฟฟ้าบริเวณรอยต่อพี-เอ็น กรณีไบอัสย้อนกลับด้วยแรงดัน -5 V.

## 4.2 องค์ประกอบกระแสไฟฟ้า

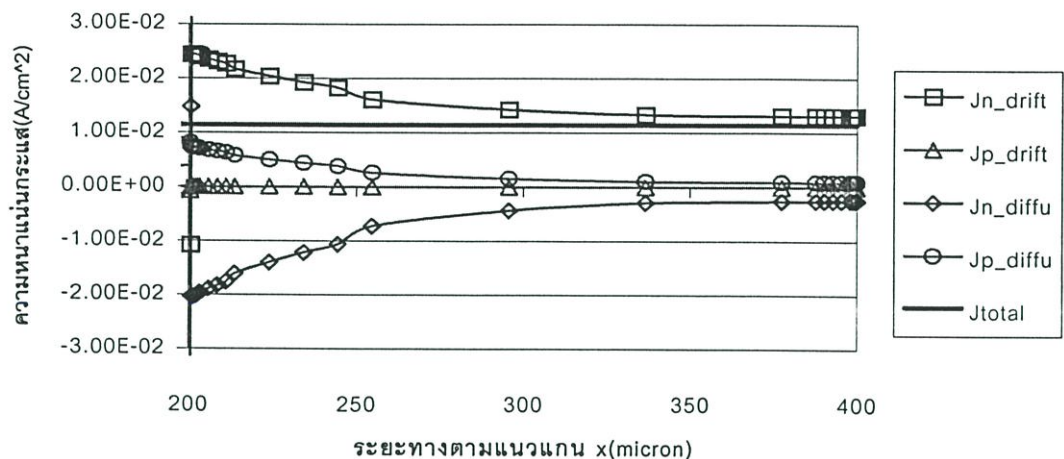
ต่อมาเราจะพิจารณาถึงองค์ประกอบของกระแสไฟฟ้าที่ไหลในรอยต่อพี-เอ็นว่ามีองค์ประกอบมาจากสิ่งใดบ้าง ซึ่งจะมีความสัมพันธ์กับพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะ ทั้งของพาหะส่วนมากและพาหะส่วนน้อยจากกลไกการแพร่(Diffusion)และกลไกการพัดพา(Drift) โดยใช้ข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบที่เงื่อนไขการไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.55 V. นำมาคำนวณเป็นความหนาแน่นกระแสได้ผลดังรูปที่ 4.13 จากรูปจะพบว่า ความหนาแน่นกระแสอิเล็กตรอน( $J_n$ )และความหนาแน่นกระแสโฮล( $J_p$ )มีค่าไม่คงที่ แต่ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้ารวม( $J_{total}$ ) ซึ่งเป็นผลรวมของทั้งสองส่วนจะมีค่าคงที่ตลอดรอยต่อพี-เอ็น



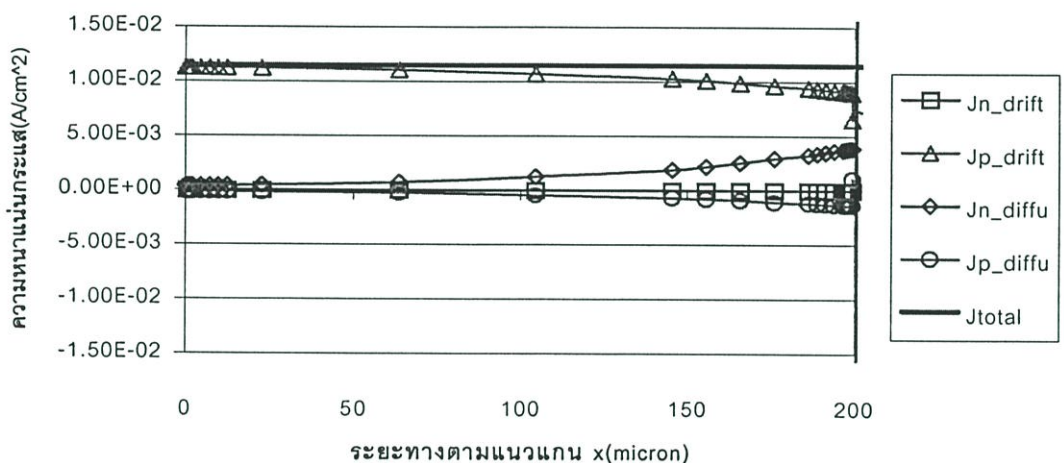
รูปที่ 4.13 ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า  $J_n$ ,  $J_p$  และ  $J_{total}$  ที่แรงดันไบอัสตรง 0.55 V.

จากรูปที่ 4.13 ทำการแจกแจงพาหะอิเล็กตรอนและโฮล เพื่อศึกษาพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะได้ผลการทดลองดังรูปที่ 4.14 ซึ่งจะเห็นได้ว่า ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้ารวมประกอบด้วยความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าจาก 4 ส่วนรวมกัน คือกระแสอิเล็กตรอนจากการพัดพา ( $J_{n-drift}$ ), กระแสอิเล็กตรอนจากการแพร่ ( $J_{n-diff}$ ), กระแสโฮลจากการพัดพา ( $J_{p-drift}$ ) และกระแสโฮลจากการแพร่ ( $J_{p-diff}$ ) [9]

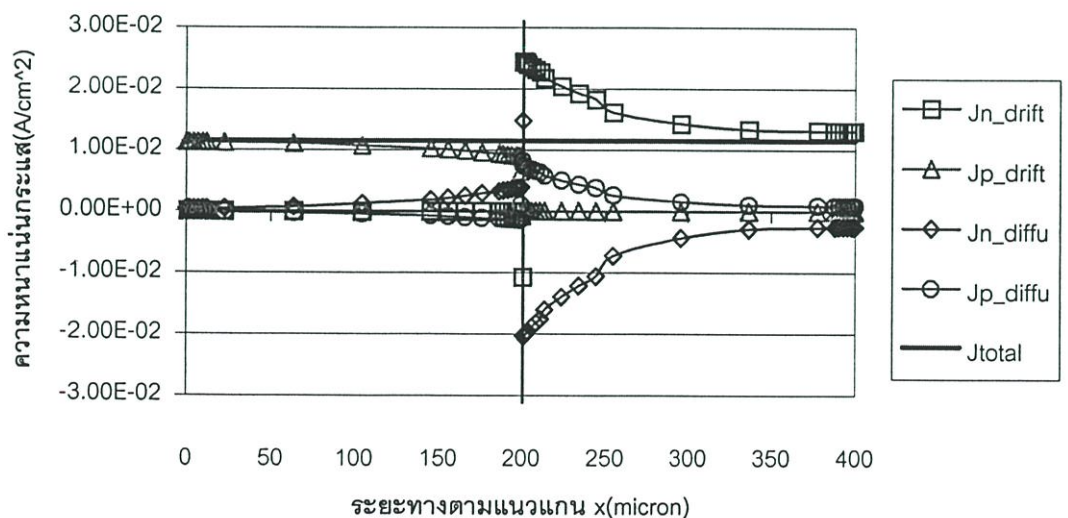
เริ่มพิจารณาด้านฝั่งเอ็นก่อน จากรูปที่ 4.14(ก) องค์ประกอบแรกที่จะพิจารณาคือองค์ประกอบกระแสไฟฟ้าของพาหะส่วนน้อย ซึ่งก็คือกระแสโฮลจากการแพร่และกระแสโฮลจากการพัดพา กระแสโฮลจากการแพร่จะมีค่ามากที่สุดตรงบริเวณขอบของบริเวณปลอดพาหะและจะมีค่าลดลงเมื่อลึกลงไปในบริเวณเอ็นไปยังขั้วสัมผัสทางด้านเอ็น เนื่องจากโฮลพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามารอยต่อจากฝั่งพีมายังฝั่งเอ็นจะมีค่าลดลงเมื่อแพร่ลึกลงไปในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเพราะเกิดการรวมตัวกับอิเล็กตรอนพาหะส่วนมาก ส่วนกระแสโฮลจากการพัดพาจะมีค่าน้อยมากและมีค่าลดลงเข้าใกล้ศูนย์เมื่อห่างออกจากบริเวณปลอดพาหะ กระแสนี้มีทิศทางเดียวกับกระแสการแพร่ของโฮลด้วย ซึ่งโดยปกติมักจะพิจารณาว่ากระแสการพัดพาของพาหะส่วนน้อยมีค่าเป็นศูนย์เพื่อทำให้ง่ายในการวิเคราะห์ องค์ประกอบต่อมาคือองค์ประกอบกระแสไฟฟ้าของพาหะส่วนมากคือกระแสอิเล็กตรอนจากการพัดพาและกระแสอิเล็กตรอนจากการแพร่ กระแสอิเล็กตรอนจากการพัดพาจะมีค่าสูงสุดตรงบริเวณใกล้กับบริเวณปลอดพาหะและมีค่าลดลงเมื่อเข้าใกล้กับขั้วสัมผัสทางด้านเอ็น นอกจากนี้แล้วขนาดกระแสของอิเล็กตรอนจากการพัดพายังมีขนาดสูงกว่าขนาดของกระแสไฟฟ้ารวมอีกด้วย ทั้งนี้เนื่องจากอิเล็กตรอนพาหะส่วนมากที่ถูกพัดพาด้วยสนามไฟฟ้าจากแรงดันไบอัสตรงภายนอก นอกจากจะเกิดการรวมตัวกับพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามารอยต่อมาจากฝั่งตรงข้ามแล้ว อิเล็กตรอนพาหะส่วนมากยังถูกพัดพาจากสนามไฟฟ้าในบริเวณเอ็นด้วย ซึ่งสนามไฟฟ้าในบริเวณเอ็นนี้จะมีค่าไม่เท่ากันตลอดช่วงความยาวของบริเวณเอ็น โดยบริเวณที่อยู่ใกล้กับบริเวณปลอดพาหะจะมีค่าสนามไฟฟ้าสูงกว่าบริเวณที่อยู่ห่างออกมา สนามไฟฟ้าที่เพิ่มขึ้นนี้พิจารณาว่าเกิดจากโฮลพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามาจากฝั่งพีซึ่งมีสถานะเป็นประจุบวก (Positive charge) ทำให้สนามไฟฟ้าตรงบริเวณที่มีประจุบวกกระจายอยู่มีค่าเปลี่ยนแปลงไปตามลักษณะการกระจายตัวของประจุเหล่านี้ ซึ่งจากลักษณะการกระจายตัวของพาหะส่วนน้อยก็จะได้เห็นว่าสนามไฟฟ้าจากประจุบวกเหล่านี้จะมีค่าสูงตรงบริเวณที่ใกล้กับบริเวณปลอดพาหะและจะมีค่าลดลงเมื่อห่างออกไปจากบริเวณปลอดพาหะ และยังมีค่าขึ้นกับปริมาณของพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามารอยต่ออีกด้วย สนามไฟฟ้านี้จะทำให้การพัดพาของอิเล็กตรอนมีค่าเพิ่มขึ้นจากภาวะปกติ จากปรากฏการณ์ที่กล่าวมานี้จึงทำให้กระแสอิเล็กตรอนจากการพัดพามีลักษณะการกระจายตัวดังแสดงในรูปที่ 4.14(ก) จากการพัดพาอิเล็กตรอนพาหะส่วนมากนี้จะทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงของพาหะส่วนมากขึ้น โดยบริเวณที่อยู่ใกล้กับบริเวณปลอดพาหะซึ่งเป็นบริเวณที่มีการพัดพาของ



(ก) องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าด้านฝั่งเอ็น



(ข) องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าด้านฝั่งพี



(ค) องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าตลอดรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.14 องค์ประกอบความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าของรอยต่อพี-เอ็นที่แรงดันไบอัส 0.55 V.

อิเล็กตรอนพาหะส่วนมากในปริมาณสูงจะมีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนสูงกว่าบริเวณอื่น ๆ จึงมีการแพร่กลับของอิเล็กตรอนไปยังบริเวณหัวสัมผัสด้านอื่น ซึ่งทิศทางการแพร่นี้จะมีทิศทางตรงข้ามกับการพัดพาของอิเล็กตรอน สังเกตได้จากองค์ประกอบกระแสอิเล็กตรอนจากการแพร่ที่มีเครื่องหมายเป็นลบ ผลรวมขององค์ประกอบกระแสไฟฟ้าทั้งสี่ส่วนซึ่งก็คือกระแสไฟฟ้ารวมจะมีค่าคงที่ตลอดความยาวของบริเวณอื่น สำหรับในบริเวณสารกึ่งตัวนำชนิดพีก็พิจารณาได้เช่นเดียวกัน ดังแสดงในรูปที่ 4.14(ข) องค์ประกอบกระแสของพาหะส่วนน้อยคือกระแสอิเล็กตรอนจากการแพร่และกระแสอิเล็กตรอนจากการพัดพาก็มีลักษณะแนวโน้มคล้ายกับที่อธิบายไว้ในฝั่งเอ็น ส่วนองค์ประกอบกระแสของพาหะส่วนมากคือกระแสโฮลจากการพัดพาและกระแสโฮลจากการแพร่มีลักษณะที่แตกต่างจากฝั่งเอ็นบ้าง โดยกระแสโฮลจากการพัดพาตรงบริเวณหัวสัมผัสด้านพีจะเห็นว่ามีความสูงใกล้เคียงกับระดับของกระแสไฟฟ้ารวมและจะมีค่าลดลงเมื่อเข้าไปใกล้บริเวณปลอดพาหะเนื่องจากเกิดมีการรวมตัวของโฮลพาหะส่วนมากกับอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดมาจากฝั่งเอ็น แม้ว่าการพัดพาของโฮลจะมีค่าลดลงเมื่อเข้าไปใกล้บริเวณปลอดพาหะ แต่ก็ยังมีการแพร่กลับของโฮลจากบริเวณใกล้กับบริเวณปลอดพาหะไปยังหัวสัมผัสด้านพีโดยสังเกตได้จากกระแสโฮลจากการแพร่ที่มีเครื่องหมายลบ สาเหตุที่ทำให้กระแสโฮลจากการพัดพาแสดงแนวโน้มที่ลดลงเมื่อเข้าไปใกล้บริเวณปลอดพาหะซึ่งก็คล้ายกับที่ได้แสดงไว้ในทฤษฎี ก็เนื่องจากว่าปริมาณของอิเล็กตรอนพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดมาจากฝั่งเอ็นมีปริมาณน้อย(น้อยกว่าปริมาณของโฮลพาหะส่วนน้อยที่ฉีดเข้าไปในฝั่งเอ็น) ซึ่งเราพิจารณาว่าอิเล็กตรอนนี้มีสถานะเป็นประจุลบ(Negative charge) การแพร่กระจายของประจุลบเหล่านี้ก็มีผลทำให้สนามไฟฟ้าในบริเวณพีเปลี่ยนแปลงไปด้วย แต่ขนาดของสนามไฟฟ้าที่เปลี่ยนแปลงนี้มีค่าน้อยกว่าที่เปลี่ยนแปลงในบริเวณเอ็น จึงทำให้การพัดพาโฮลที่เกิดจากสนามไฟฟ้านี้มีค่าไม่มากนัก แต่ก็ยังมีค่าอยู่จึงเกิดการแพร่กลับของโฮลในทิศทางตรงข้ามด้วยขนาดที่ไม่มากเช่นเดียวกัน ผลรวมขององค์ประกอบกระแสต่าง ๆ กลายเป็นกระแสไฟฟ้ารวมที่มีค่าคงที่ตลอดความยาวของบริเวณพีดังที่ได้แสดงในรูปที่ 4.14(ข) และรูปที่ 4.14(ค) แสดงองค์ประกอบกระแสไฟฟ้าต่าง ๆ ตลอดรอยต่อพี-เอ็น จะพบว่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้ารวมจะมีค่าคงที่ตลอดรอยต่อพี-เอ็น องค์ประกอบหลักที่มีนัยสำคัญต่อระดับกระแสไฟฟ้ารวมก็คือกระแสการพัดพาของพาหะส่วนมากและกระแสการแพร่ของพาหะส่วนน้อยในแต่ละฝั่ง ซึ่งอิทธิพลของกระแสต่าง ๆ ที่มีต่อกระแสรวมก็ขึ้นอยู่กับปริมาณของพาหะแต่ละชนิดที่มีอยู่ในบริเวณนั้น ๆ

#### 4.3 ผลของอัตราการผลิต/การรวมตัวใหม่และกระแสไฟฟ้ารวม

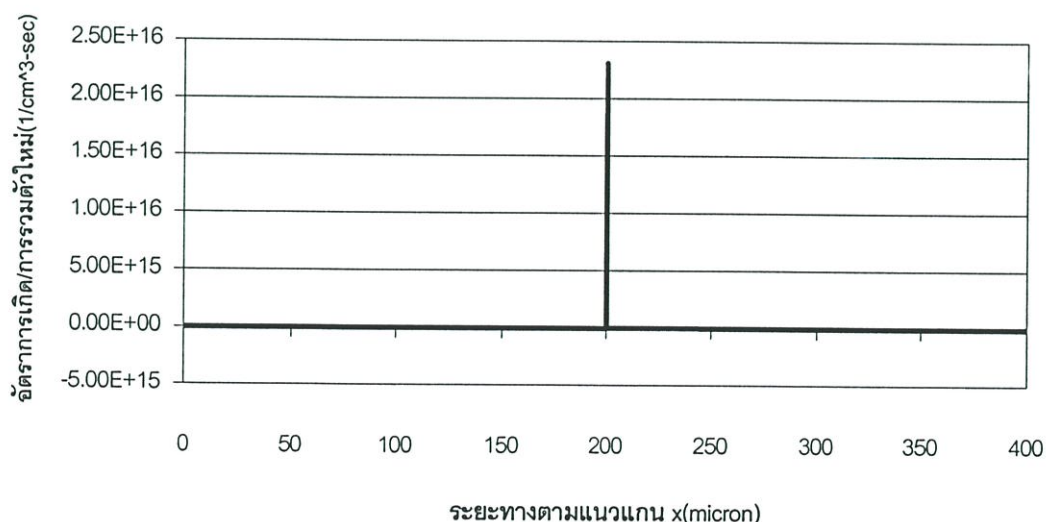
ผลการทดลองในตอนที่แล้ว ทำให้เราทราบถึงองค์ประกอบกระแสไฟฟ้าในส่วนต่าง ๆ ของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ซึ่งมีผลมาจากกลไกการแพร่และการพัดพาของพาหะอิเล็กตรอนกับโฮล นอก

จากกลไกการแพร่และการพัดพาแล้ว สิ่งที่มีผลต่อกระแสไฟฟ้าที่ไหลในรอยต่อพี-เอ็นก็คือการเกิดและการรวมตัวใหม่ของพาหะ ในหัวข้อนี้เราจะพิจารณาถึงอัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่ของพาหะที่มีผลต่อลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น ซึ่งจะมีผลทำให้รอยต่อพี-เอ็นมีคุณสมบัติเบี่ยงเบนไปจากอุดมคติ

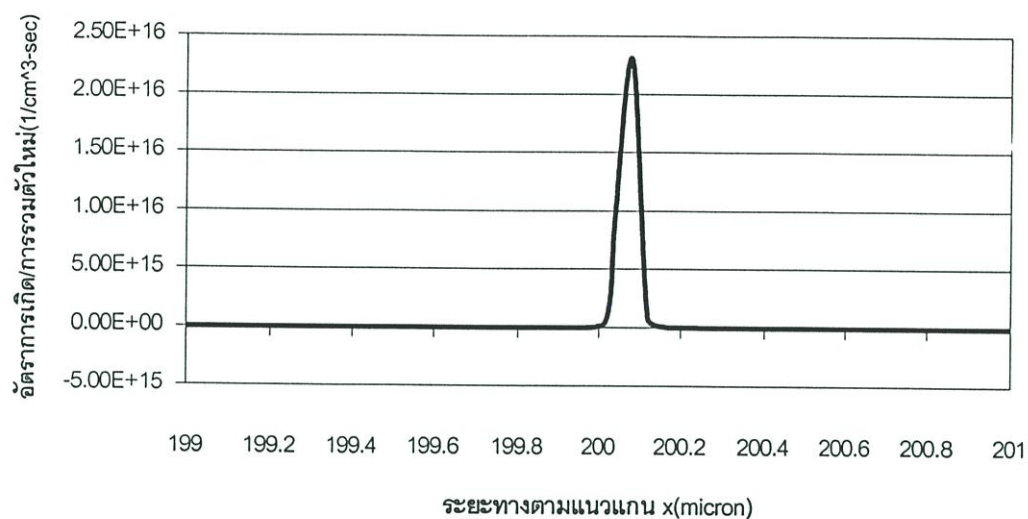
ในการทดลองนี้ จะพิจารณารอยต่อพี-เอ็นซึ่งมีโครงสร้างเหมือนกับในหัวข้อที่ 4.1 และยังคงใช้ค่าเริ่มต้นและเงื่อนไขขอบเขตเช่นเดียวกับหัวข้อที่ 4.1 โดยมีเงื่อนไขการไบอัสคือสภาวะที่ความหนาแน่นกระแสต่ำ ๆ ซึ่งก็ได้แก่แรงดันไบอัสตรงค่าต่ำ ๆ และที่แรงดันไบอัสย้อนกลับ และให้แรงดันไบอัสเป็นขั้น ๆ ทีละ 0.1 V. ตั้งแต่ 0-0.8 V. เพื่อจะพิจารณาถึงคุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น ได้ผลการทดลองดังแสดงในรูปต่อไปนี้

รูปที่ 4.15 แสดงอัตราการรวมตัวใหม่ที่ภาวะไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.2 V. จะเห็นได้ว่าการรวมตัวใหม่ของพาหะจะเกิดขึ้นในทุกบริเวณของรอยต่อพีเอ็น แต่บริเวณที่มีอัตราการรวมตัวใหม่มากที่สุดคือภายในบริเวณปลอดพาหะซึ่งมีลักษณะเป็นเส้นตรงตั้งขึ้นไป เนื่องจากบริเวณปลอดพาหะแคบมากจึงเห็นอัตราการรวมตัวใหม่เป็นเส้นตรงเส้นเดียว แต่เมื่อขยายรูปที่ 4.15 ให้เห็นบริเวณปลอดพาหะได้ชัดเจนขึ้นดังรูปที่ 4.16 ซึ่งลักษณะการกระจายตัวของอัตราการรวมตัวใหม่จะมีลักษณะคล้ายระฆังคว่ำโดยจะมียอดสูงสุดอยู่ที่รอยต่อเมทัลลอลเจจิคัลพอดี อัตราการรวมตัวใหม่นี้คำนวณจากสมการ(2.61) ซึ่งเป็นทฤษฎีของ Shockley-Read-Hall และเราก็จะใช้อัตราการรวมตัวใหม่นี้ไปคำนวณเป็นกระแสการรวมตัวใหม่ รวมเข้ากับกระแสการแพร่และกระแสการพัดพาของรอยต่อพี-เอ็นในภาวะการไบอัสตรงด้วย

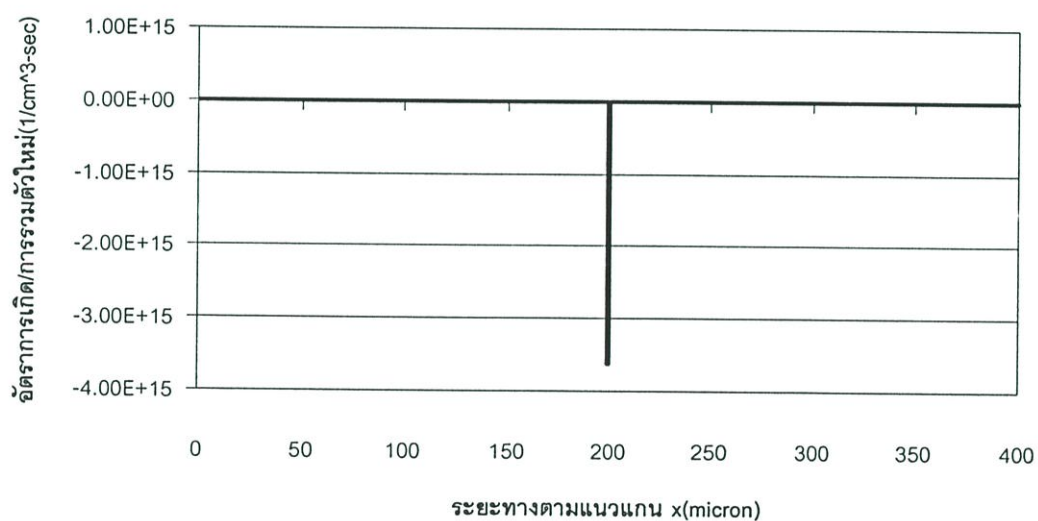
อัตราการเกิดเมื่อให้แรงดันไบอัสย้อนกลับ  $-5$  V. แก่รอยต่อพี-เอ็น แสดงได้ดังรูปที่ 4.17 โดยอัตราการเกิดจะมีค่าสูงสุดเกิดขึ้นที่รอยต่อเมทัลลอลเจจิคัลเช่นเดียวกับอัตราการรวมตัว สังเกต



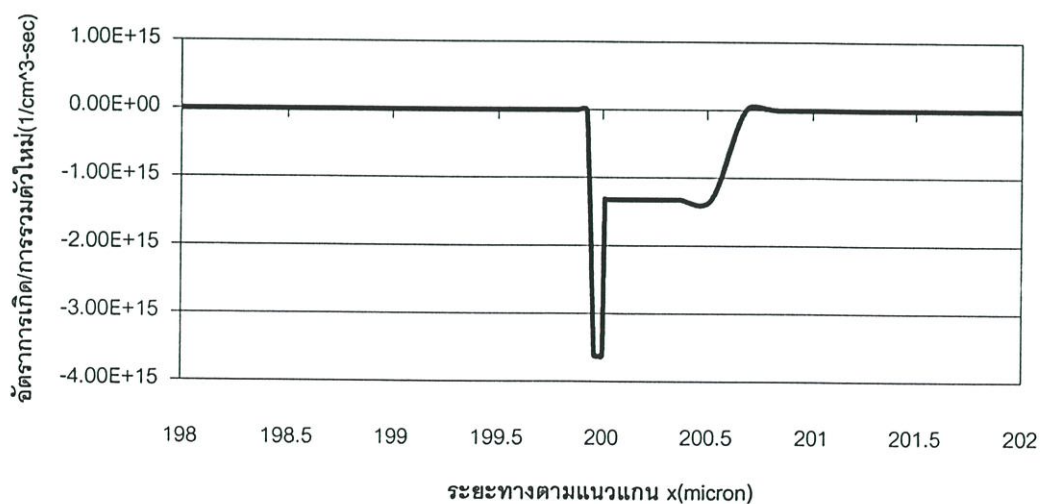
รูปที่ 4.15 อัตราการรวมตัวใหม่ที่แรงดันไบอัสตรง 0.2 V.



รูปที่ 4.16 ภาพขยายอัตราการผลิต/การรวมตัวใหม่ในบริเวณหลอดพลาสมาที่แรงดันไบอัสตรง 0.2 V.



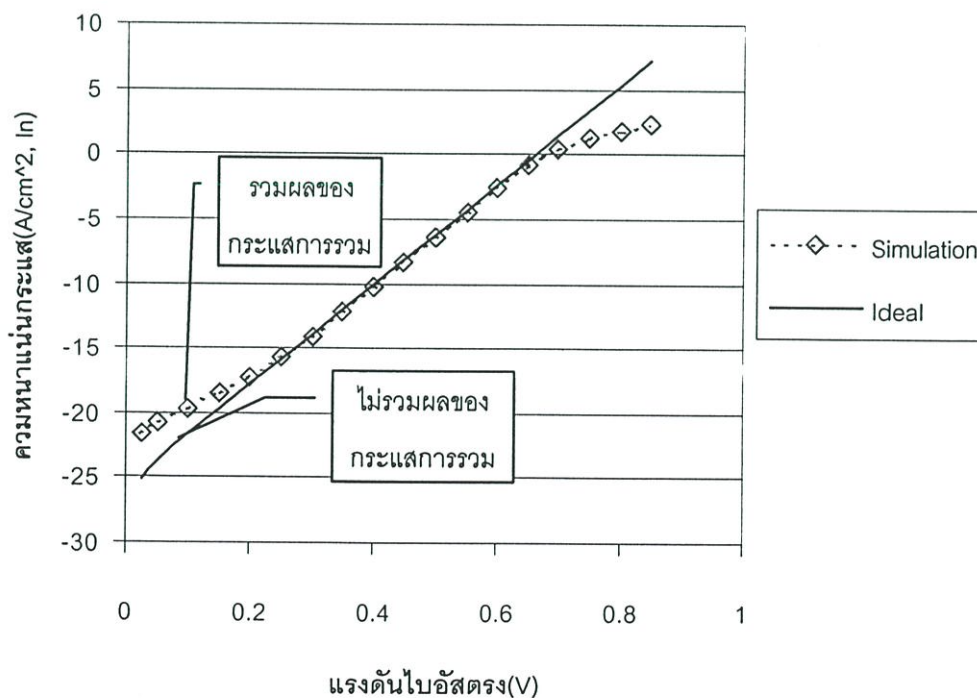
รูปที่ 4.17 อัตราการผลิตที่แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.



รูปที่ 4.18 ภาพขยายอัตราการผลิต/การรวมตัวใหม่ในบริเวณหลอดพลาสมาที่แรงดันไบอัสย้อนกลับ -5 V.

ได้ว่าอัตราการเกิดจะมีค่าเป็นลบ ทั้งนี้ก็เนื่องจากว่าอัตราการเกิดนี้คำนวณจากสมการ(2.61) เช่นเดียวกัน ซึ่งก็เป็นไปตามความสัมพันธ์  $G = -R$  เมื่อ  $G$  คืออัตราการเกิด และ  $R$  คืออัตราการรวมตัวใหม่ กระแสการเกิดของรอยต่อพี-เอ็นนี้จะเป็นกระแสรั่วส่วนใหญ่ที่คำนวณได้จากอัตราการเกิดในภาวะไบอัสย้อนกลับด้วย

คุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็นที่มีการพิจารณาผลของการเกิด/การรวมตัวใหม่ของพาหะด้วยดังแสดงในรูปที่ 4.19 และ 4.20 โดยรูปที่ 4.19 เป็นคุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็นที่ภาวะไบอัสตรงตั้งแต่ 0-0.8 V. เปรียบเทียบกับการคำนวณจากสมการไดโอดในอุดมคติ  $J = J_s [\exp(qV_a / kT) - 1]$  จากรูปจะเห็นว่าช่วงที่แรงดันไบอัสตรงมีค่าต่ำ ๆ คือประมาณ 0-0.3 V. ความชันของเส้นกราฟทั้งสองจะแตกต่างกัน โดยความหนาแน่นกระแสจากการจำลองแบบจะมีค่าสูงกว่าการคำนวณจากสมการไดโอดในอุดมคติ ทั้งนี้เนื่องจากความหนาแน่นกระแสส่วนใหญ่เกิดจากอิทธิพลของกระแสการรวมตัวใหม่ที่เกิดขึ้นในบริเวณปลอดพาหะขณะที่ช่วงความหนาแน่นกระแสสูง ๆ คือไบอัสตรงตั้งแต่ 0.65 V. เป็นต้นไป จะเห็นได้ว่าความชันของเส้นกราฟความหนาแน่นกระแสจากการจำลองแบบจะลดลง เนื่องจากเกิดปรากฏการณ์การฉีดระดับสูง(High-level injection) และความต้านทานอนุกรม(Series resistance) เกิดขึ้น เป็นผลทำให้การเพิ่มขึ้นของความหนาแน่นกระแสของรอยต่อพี-เอ็นลดลงเมื่อเพิ่มแรงดันไบอัสตรง ซึ่งให้ผลใกล้เคียงกับคุณลักษณะของรอยต่อพี-เอ็นในทางปฏิบัติมาก



รูปที่ 4.19 คุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น

รูปที่ 4.20 แสดงกระแสรั่วหรือกระแสย้อนกลับภายใต้ภาวะการไบอัสย้อนกลับที่มีการพิจารณาผลของกระแสการเกิดรวมเข้ากับกระแสอิมิตัวย้อนกลับ ซึ่งพบว่ากระแสรั่วจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามการไบอัสย้อนกลับที่เพิ่มขึ้น เนื่องจากกระแสรั่วส่วนใหญ่ที่คำนวณได้นี้เกิดจากกระแสการเกิดภายในบริเวณหลอดพาหะเป็นหลักซึ่งมีค่ามากกว่ากระแสอิมิตัวย้อนกลับมาก และกระแสการเกิดก็ขึ้นกับแรงดันไบอัสย้อนกลับที่ให้กับรอยต่อพี-เอ็นอีกด้วย โดยกระแสอิมิตัวย้อนกลับที่คำนวณได้จากสมการ (2.36) มีค่า  $6.363 \times 10^{-12} \text{ A/cm}^2$  ขณะที่ขนาดของกระแสรั่วที่อ่านได้จากกราฟมีค่าอยู่ในระดับ  $10^{-8} \text{ A/cm}^2$ .

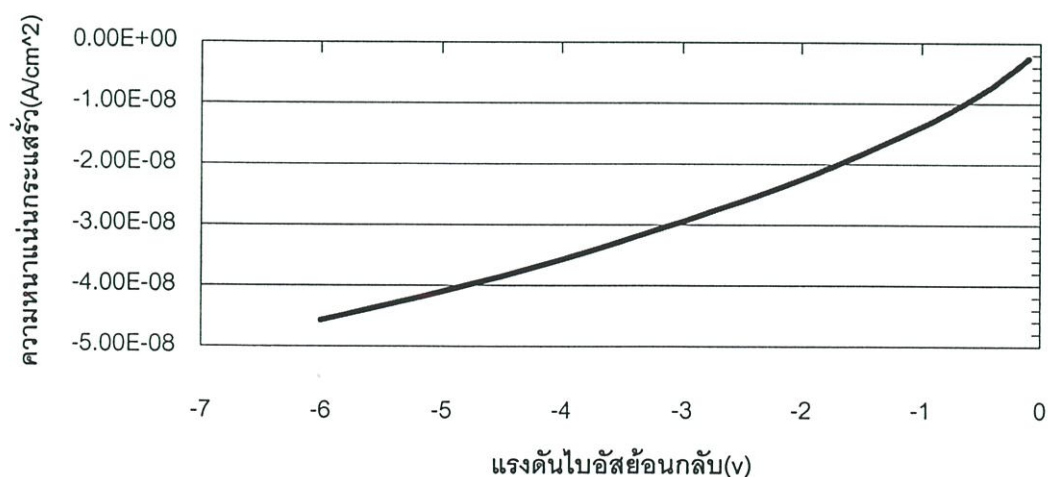
จากรูปที่ 4.19 นำข้อมูลมาหาค่าแฟคเตอร์อุดมคติ( $\eta$ )ได้ โดยใช้ความสัมพันธ์จากสมการกระแสไดโอดทั่วไปเมื่อไบอัสตรง คือ

$$J_F \approx \exp\left(\frac{qV}{\eta kT}\right) \quad (4.9)$$

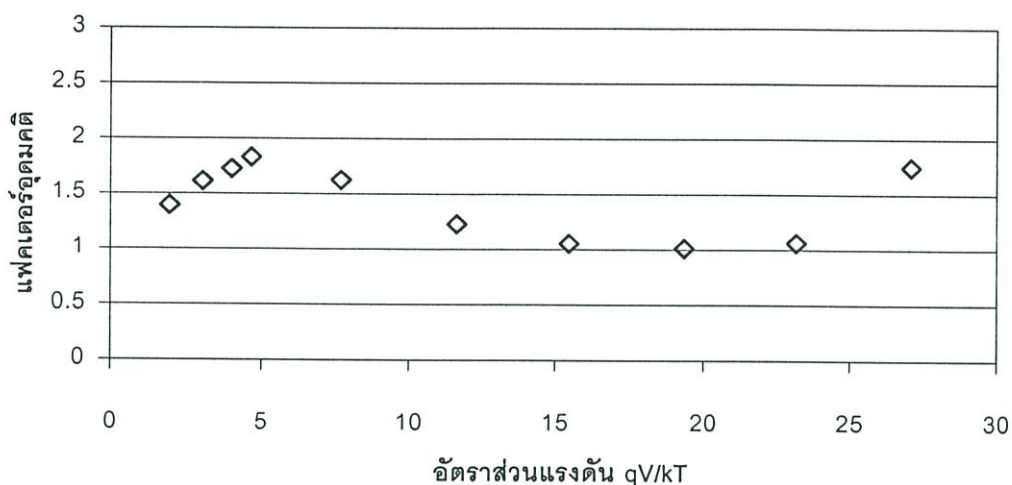
ดังนั้น จะได้ว่า

$$\eta = \frac{q(V_2 - V_1) / kT}{\ln\left(\frac{J_2}{J_1}\right)} \quad (4.10)$$

ผลการคำนวณสามารถพล็อตได้ดังรูปที่ 4.21 จากรูปพบว่าแฟคเตอร์  $\eta$  มีค่าระหว่างหนึ่งถึงสอง โดยช่วงที่แรงดันไบอัสมีค่าต่ำ ๆ ค่าแฟคเตอร์  $\eta$  จะเข้าใกล้สอง เนื่องจากช่วงนี้อิทธิพลของการรวมตัวใหม่มีผลต่อกระแสรวมของรอยต่อพี-เอ็นมากกว่าการแพร่ แต่ช่วงที่แรงดันไบอัสเพิ่มขึ้น ค่าแฟคเตอร์  $\eta$  จะเข้าใกล้หนึ่งแทน ซึ่งช่วงนี้อิทธิพลของการแพร่จะมีมากกว่าอิทธิพลของ



รูปที่ 4.20 กระแสรั่วจากอัตราการเกิดภายใต้การไบอัสย้อนกลับ



รูปที่ 4.21 แฟคเตอร์อุดมคติ(17)

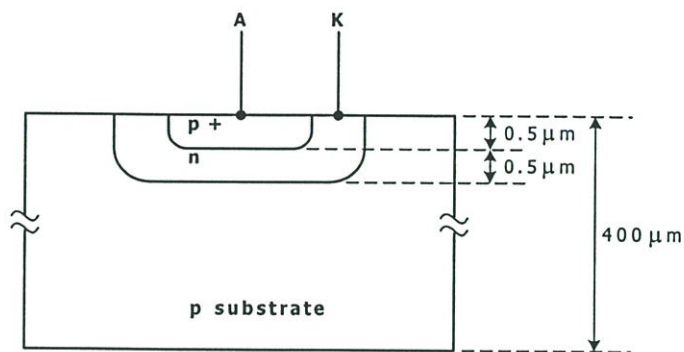
การรวมตัวใหม่ และช่วงที่แรงดันไบอัสสูงขึ้นไปอีก ค่าแฟคเตอร์  $\eta$  จะกลับเข้ามาใกล้สองอีกครั้ง ซึ่งในช่วงนี้เกิดปรากฏการณ์การฉีดระดับสูงและความต้านทานอนุกรม อันมีผลทำให้กระแสของรอยต่อพี-เอ็นเบี่ยงเบนไปจากอุดมคติ [10]

#### 4.4 ผลของโครงสร้างรอยต่อพี-เอ็น

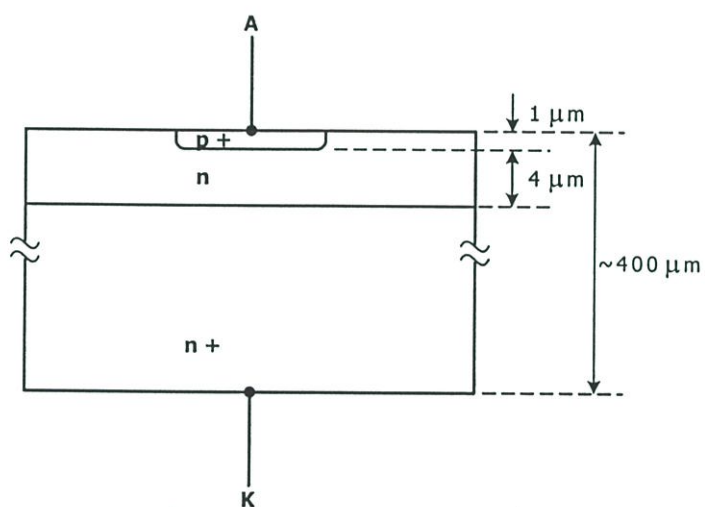
ประเด็นต่อมาจะเป็นการทดลองเพื่อพิจารณาถึงโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็นที่มีผลต่อคุณลักษณะกระแส-แรงดัน โดยโครงสร้างที่นำมาจำลองแบบเปรียบเทียบในครั้งนี้เลือกจากโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สามารถสร้างได้จริงในทางปฏิบัติ 3 แบบ คือ ไดโอดแบบเบส-อิมิตเตอร์, ไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบอีพีแทกซ์  $n/n^+$  และไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา ดังแสดงโครงสร้างทั้ง 3 ในรูปที่ 4.22 โดยรูปที่ 4.22 (ก) แสดงโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์ โดยพิจารณาว่าความยาวของสารกึ่งตัวนำฝั่งพีและฝั่งเอ็นมีความยาวที่สั้นมาก ดังเช่นโครงสร้างของรอยต่อเบส-อิมิตเตอร์ในไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ มีขั้วสำหรับต่อใช้งานอาโนด(A)และคาโทด(K)อยู่ด้านบนทั้งคู่ รูปที่ 4.22 (ข) แสดงโครงสร้างไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบอีพีแทกซ์  $n/n^+$  เป็นโครงสร้างที่ง่ายและสะดวกในการสร้างจริง และให้สารกึ่งตัวนำฝั่งพีมีความเข้มข้นอะตอมสารเจือสูงกว่าสารกึ่งตัวนำฝั่งเอ็น มีขั้วอาโนดอยู่ด้านบนและขั้วคาโทดอยู่ด้านล่าง และรูปที่ 4.22 (ค) แสดงโครงสร้างของไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา มีขั้วอาโนดอยู่ด้านบนและขั้วคาโทดอยู่ด้านล่างสำหรับต่อใช้งานเช่นกัน

จากรูปที่ 4.22 ที่แสดงโครงสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่นำมาพิจารณา สามารถเขียนแบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายของโครงสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นแต่ละแบบที่ใช้ในการจำลองแบบพร้อมทั้งการแบ่งระยะเมชได้ดังนี้ โดยรูปที่ 4.23 แทนโครงสร้างไดโอดแบบเบส-อิมิตเตอร์ในรูปที่

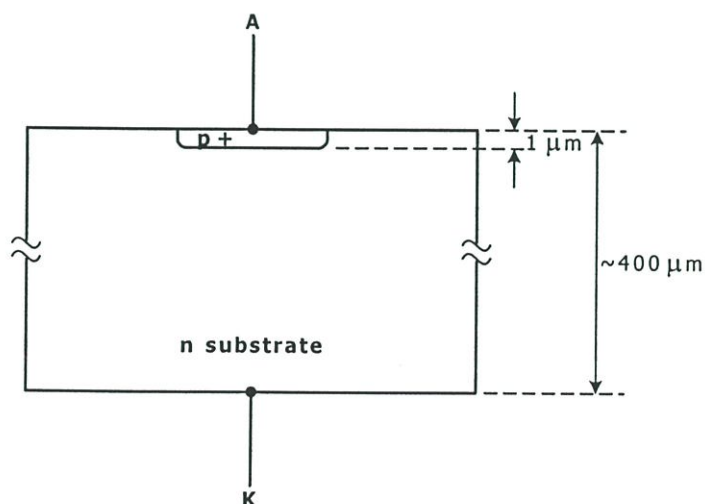
4.22 (ก), รูปที่ 4.24 แทนโครงสร้างไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์  $n/n^+$  ในรูปที่ 4.22 (ข) และรูปที่ 4.25 แทนโครงสร้างไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาในรูปที่ 4.22 (ค)



(ก) โครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์

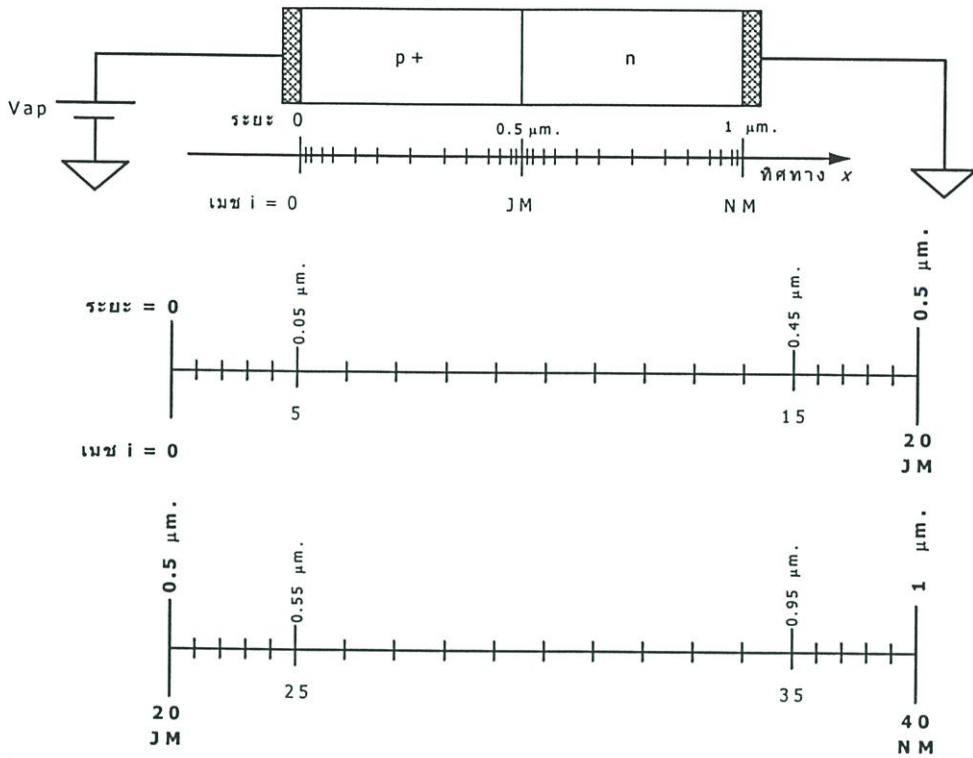


(ข) โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์  $n/n^+$

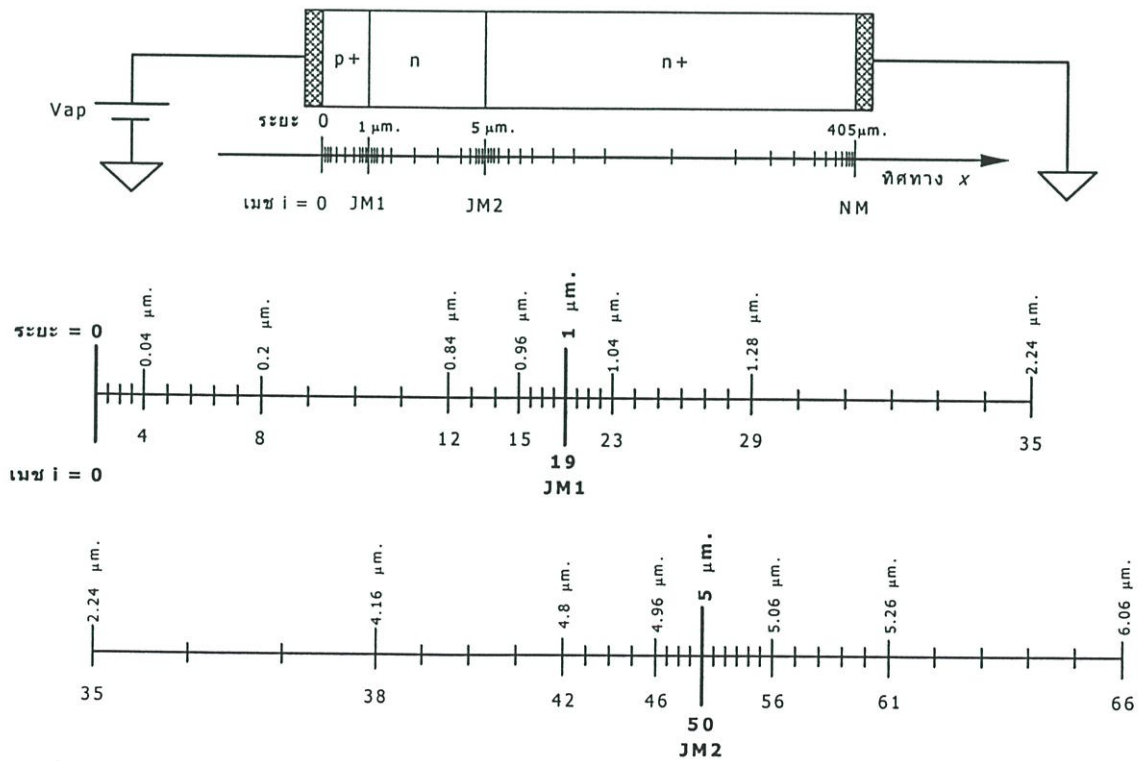


(ค) โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา

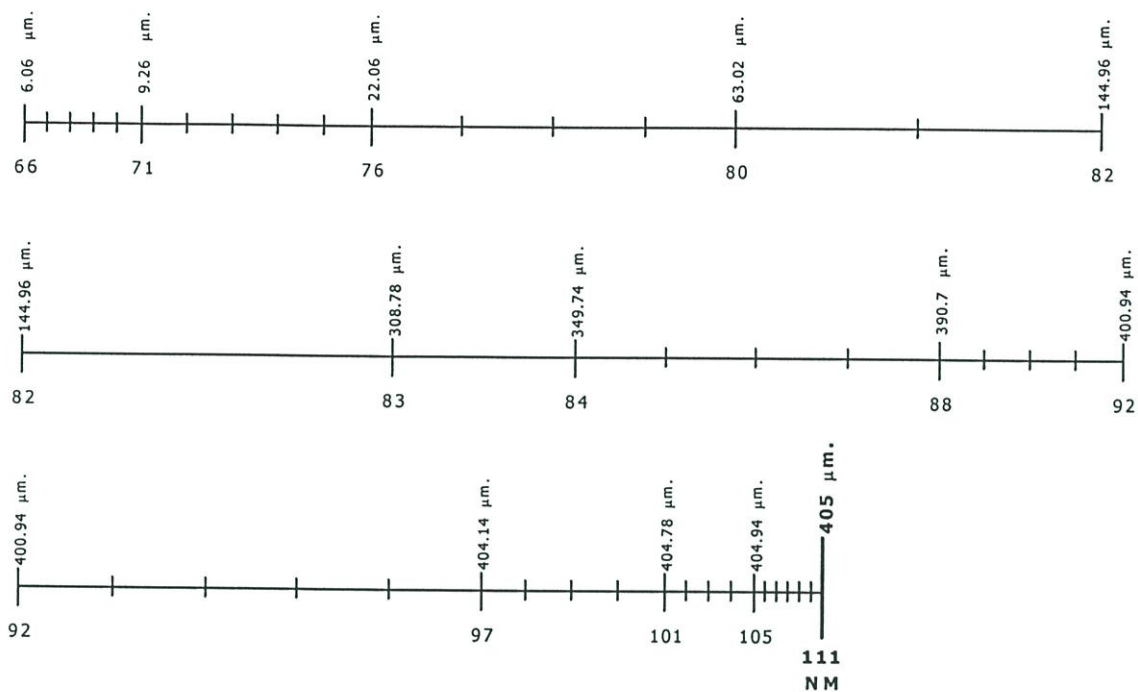
รูปที่ 4.22 โครงสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นทั้ง 3 แบบ



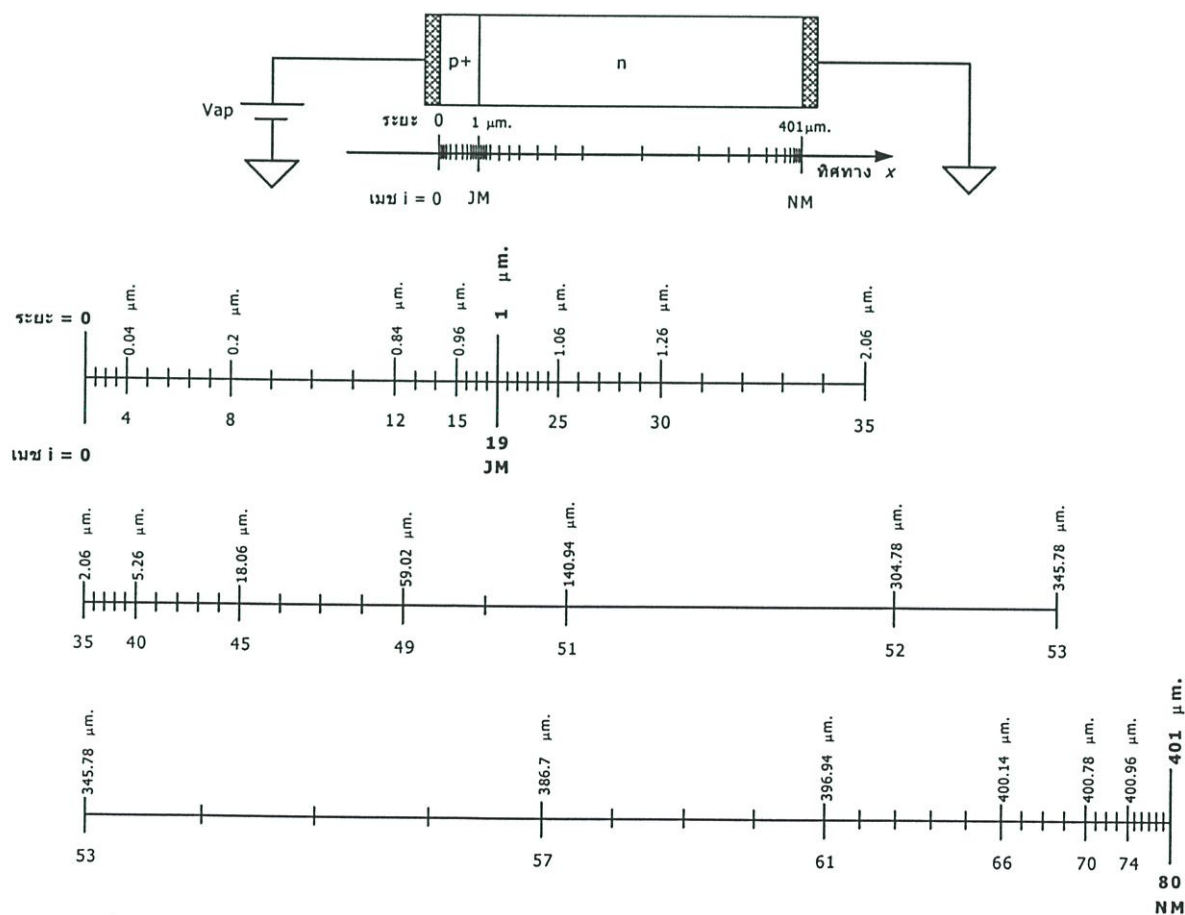
รูปที่ 4.23 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น โครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์และการ  
ออกแบบเมซ



รูปที่ 4.24 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ที่สร้างบนฐานรองรับแบบอีพิแทกซ์ n/n<sup>+</sup>  
และการออกแบบเมซ



รูปที่ 4.24(ต่อ)



รูปที่ 4.25 แบบจำลองโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา และการออกแบบเมซ

แต่ละโครงสร้างจะใช้ระดับความเข้มข้นอะตอมสารเจือที่ใกล้เคียงกับความเป็นจริง ดังนั้น จึงมีการใช้ค่าเริ่มต้นและค่าคงที่ [8] สำหรับแต่ละโครงสร้างของการจำลองแบบดังนี้

#### โครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์

$N_a = 1 \times 10^{18} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านพี

$N_d = 5 \times 10^{16} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านเอ็น

$D_{pp} = 4.8 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านพี

$D_{pn} = 5.3 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านเอ็น

$D_{nn} = 18 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านเอ็น

$D_{np} = 7.5 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านพี

$\tau_{pn} = 1.15 \times 10^{-6} \text{ sec.}$  คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในด้านเอ็น

$\tau_{np} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ sec.}$  คือ อายุพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในด้านพี

#### โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซี $n/n^+$

$N_a = 1 \times 10^{18} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านพี

$N_d = 1 \times 10^{15} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านเอ็นที่เป็นชั้นอีพิ

$N_{d,p} = 1 \times 10^{18} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านเอ็นที่เป็นฐาน

$D_{pp} = 4.8 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านพี

$D_{pn} = 9.5 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านเอ็นที่เป็นชั้นอีพิ

$D_{pn,p} = 4 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านเอ็นที่เป็นฐาน

$D_{nn,p} = 8 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านเอ็นที่เป็นฐาน

$D_{nn} = 32 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านเอ็นที่เป็นชั้นอีพิ

$D_{np} = 7.5 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านพี

$\tau_{pn} = 9.5 \times 10^{-6} \text{ sec.}$  คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในด้านเอ็นที่เป็นชั้นอีพิ

$\tau_{pn,p} = 5 \times 10^{-7} \text{ sec.}$  คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในด้านเอ็นที่เป็นฐาน

$\tau_{np} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ sec.}$  คือ อายุพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในด้านพี

#### โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา

$N_a = 1 \times 10^{18} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านพี

$N_d = 5 \times 10^{16} \text{ cm.}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือด้านเอ็น

$D_{pp} = 4.8 \text{ cm.}^2/\text{sec.}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านพี

$D_{pn} = 5.3 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในด้านเอ็น

$D_{nn} = 18 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านเอ็น

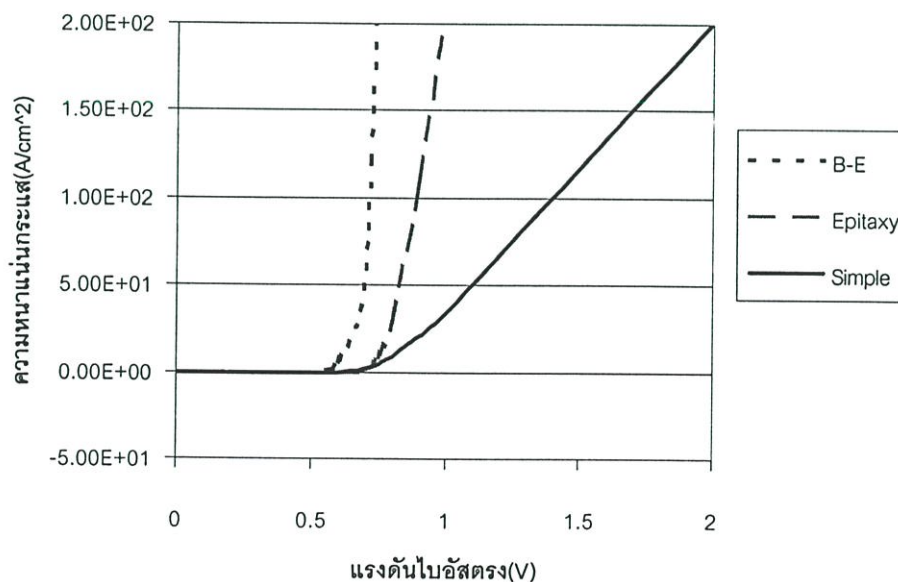
$D_{np} = 7.5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ . คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในด้านพี

$\tau_{pn} = 1.15 \times 10^{-6} \text{ sec}$ . คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในด้านเอ็น

$\tau_{np} = 1.2 \times 10^{-6} \text{ sec}$ . คือ อายุพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในด้านพี

ส่วนเงื่อนไขขอบเขตที่ด้านทั้งสองของรอยสัมผัสโอห์มมิก ยังคงใช้ค่าที่ได้จากสมการ(4.1) ถึง (4.8) เหมือนกับการทดลองในหัวข้อ 4.1 โดยให้แรงดันไบอัสตรงเป็นขั้น ๆ จาก 0 V. จนถึงระดับที่ไดโอดรอยต่อพี-เอ็นแต่ละแบบทำงานได้เป็นปกติ แต่เงื่อนไขการไบอัสใช้จำนวนรอบการคำนวณซ้ำหนึ่งล้านครั้ง และทำการพิจารณาถึงความสัมพันธ์กระแส-แรงดันในแต่ละโครงสร้าง ได้ผลการทดลองดังรูปที่ 4.26

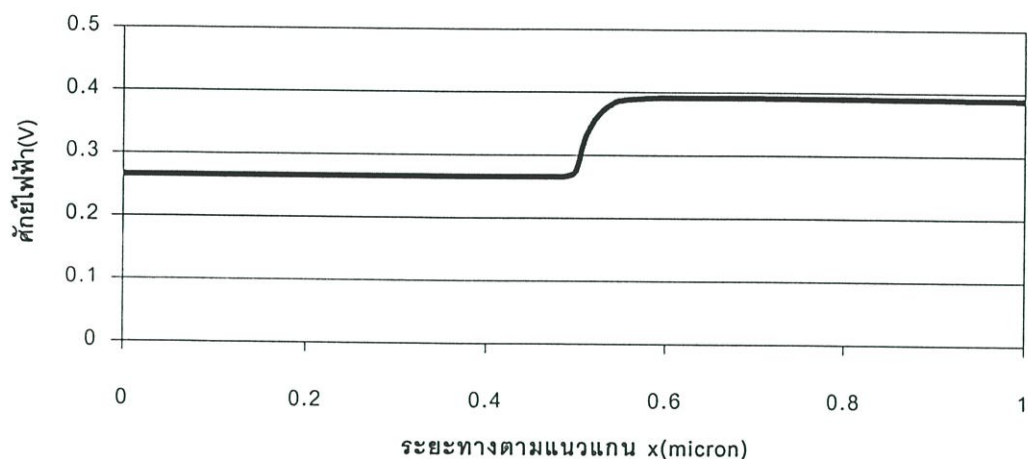
รูปที่ 4.26 แสดงความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสและแรงดันไบอัสตรง จากกราฟจะเห็นว่าไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์(แทนด้วยเส้น B-E) มีความชันของเส้นกราฟมากที่สุด(เกือบจะตั้งฉาก) เป็นแบบไดโอดในอุดมคติ รองลงมาคือโครงสร้างไดโอดที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซี  $n/n^+$ (แทนด้วยเส้น Epitaxy) ที่มีความชันน้อยกว่าแบบเบส-อิมิตเตอร์ ส่วนโครงสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา(แทนด้วยเส้น Simple) เส้นกราฟจะมีความชันน้อยที่สุด เมื่อเปรียบเทียบที่แรงดันไบอัสตรงค่าเดียวกันแล้วพบว่าไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์จะนำกระแสได้ดีที่สุด ส่วนไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างที่



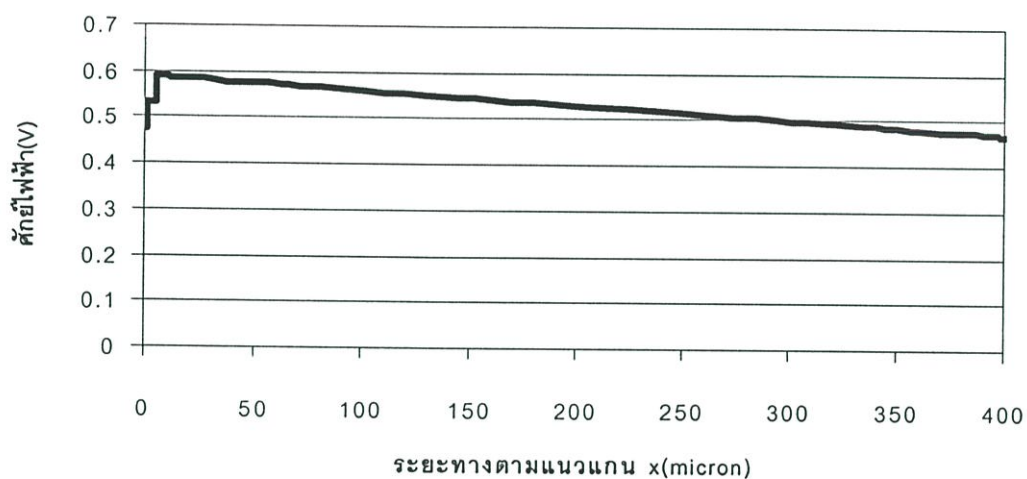
รูปที่ 4.26 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแส-แรงดันไบอัสตรงของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น โครงสร้างทั้ง 3 แบบ

สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา นำกระแสได้ต่ำที่สุด พิจารณาว่าโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาอาจมีความต้านทานเกิดขึ้นจากเนื้อสารในสารกึ่งตัวนำฝั่งเอ็นเป็นอย่างมากขณะที่ไดโอดรอยต่อพี-เอ็นกำลังนำกระแส เนื่องจากสารกึ่งตัวนำฝั่งเอ็นมีความยาวมาก (~400  $\mu\text{m}$ ) เมื่อเทียบกับสารกึ่งตัวนำฝั่งพี อีกทั้งยังมีความเข้มข้นอะตอมสารเจือปนน้อยกว่าด้วย ดังนั้นผลของความต้านทานในเนื้อสารจึงเกิดจากสารกึ่งตัวนำฝั่งเอ็นเป็นหลัก จึงมีการนำโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซี  $n/n^+$  มาใช้เพื่อแก้ปัญหาผลจากความต้านทานในเนื้อสารนี้ เนื่องจากมีการเติมอะตอมสารเจือปนในชั้นสารกึ่งตัวนำ  $n^+$  ของฐานรองแบบอีพิแทกซีที่ยาวมากให้มีความเข้มข้นสูงในระดับเดียวกับสารกึ่งตัวนำฝั่งพี แต่อย่างไรก็ยังมีมีความต้านทานเกิดขึ้นในสารกึ่งตัวนำ  $n^+$  เช่นกัน จึงทำให้เส้นกราฟมีความชันน้อยกว่าโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์ และสำหรับโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์จะมีผลของความต้านทานในเนื้อสารน้อยที่สุด เพราะความยาวของทั้งสารกึ่งตัวนำฝั่งพีและฝั่งเอ็นจะสั้นมาก ค่าความต้านทานในเนื้อสารที่เกิดขึ้นมีค่าน้อย กระแสไฟฟ้าจึงไหลผ่านเนื้อสารได้รวดเร็วและมีปริมาณกระแสสูง

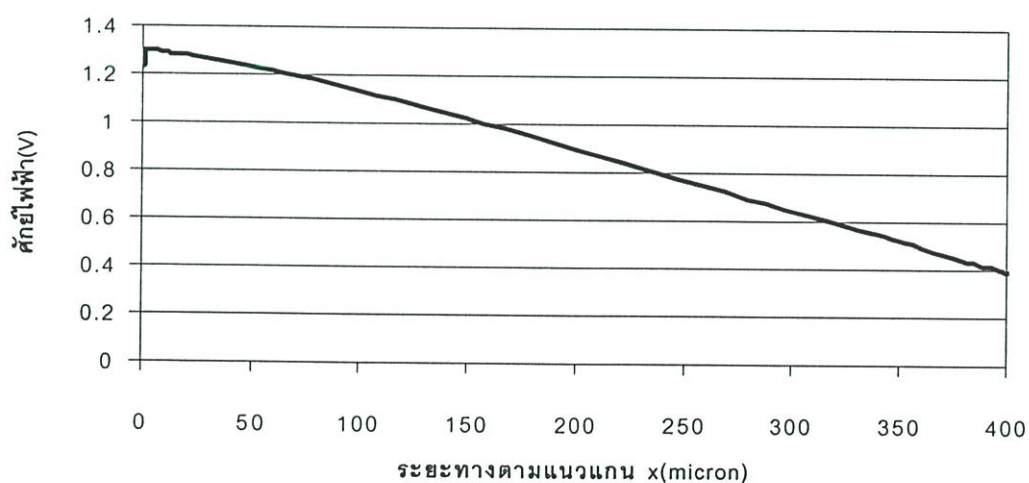
ในตอนนี้อาจจะคำนวณค่าความต้านทานรวมทั้งกำลังงานสูญเสียที่เกิดขึ้นจากความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำขณะที่ไดโอดรอยต่อพี-เอ็นนำกระแสดังที่ได้กล่าวมาแล้วนั้น โดยพิจารณาที่เงื่อนไขการไบอัสตรงเพื่อให้ได้ความหนาแน่นกระแส 150  $\text{A}/\text{cm}^2$  และคำนวณค่าความต้านทานจากศักย์ไฟฟ้าที่ตกคร่อมในเนื้อสารกึ่งตัวนำ ได้ผลการทดลองดังรูปที่ 4.27 โดยรูปที่ 4.27(n) แสดงศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์ที่เงื่อนไขไบอัสตรงด้วยแรงดัน 0.73 V. จะเห็นว่าศักย์ไฟฟ้ามีลักษณะเป็นขั้นตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็น เป็นค่ากำแพงศักย์ของไดโอด และศักย์ไฟฟ้าจะลดลงเมื่อลึกลงไปในสารกึ่งตัวนำทั้งฝั่งพีและฝั่งเอ็นเพียงเล็กน้อย (พิจารณาตามแนวแกน  $x$  ในแบบจำลองโครงสร้าง) เนื่องจากไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์มีความยาวของสารกึ่งตัวนำทั้งฝั่งพีและฝั่งเอ็นเท่ากันและสั้นมาก จึงพิจารณาค่าความต้านทานที่เกิดขึ้นในสารกึ่งตัวนำทั้งสองฝั่ง รูปที่ 4.27(ข) แสดงศักย์ไฟฟ้าในไดโอดโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซี  $n/n^+$  ที่เงื่อนไขการไบอัสตรง 0.95 V. จะเห็นว่าศักย์ไฟฟ้ามีลักษณะเป็นขั้นบันได 2 ชั้น ชั้นแรกตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็น เป็นค่ากำแพงศักย์ส่วนใหญ่ของไดโอดที่ควบคุมการทำงานของไดโอดว่าจะนำกระแสได้หรือไม่ ส่วนอีกชั้นเป็นของรอยต่อระหว่าง  $n$  กับ  $n^+$  ของฐานรองอีพิแทกซี ค่ากำแพงศักย์นี้มีค่าน้อยกว่าของรอยต่อพี-เอ็นและมีค่าเกือบคงที่ มีผลต่อการนำกระแสของไดโอดน้อย พิสูจน์ได้กับกรณีไบอัสและสมมูลทางความร้อนดังรูปที่ 4.28 จะเห็นว่ากำแพงศักย์รอยต่อพี-เอ็นมีค่าประมาณ 0.74 V. ซึ่งมากกว่ากำแพงศักย์ของชั้นอีพิแทกซีที่มีค่าประมาณ 0.15 V. มาก พิจารณาค่าศักย์ไฟฟ้ากรณีไบอัสตรง 0.95 V. พบว่ากำแพงศักย์ตรงบริเวณรอยต่อพี-เอ็นลดขนาดลงมากกว่ากำแพงศักย์ของรอยต่อระหว่าง  $n$  กับ  $n^+$  เป็นอย่างมาก และศักย์ไฟฟ้าจะลดลงตามระยะทางเมื่อลึกลงไปในสารกึ่งตัวนำ  $n^+$  ของฐานรองอีพิแทกซี ดังนั้น



(ก) ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์

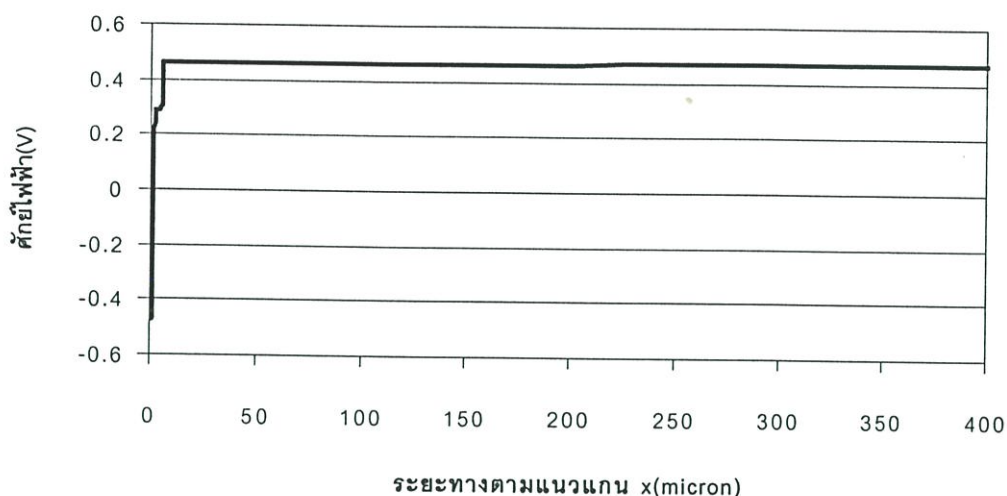


(ข) ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองรับแบบอีพิแทกซ์  $n/p^+$



(ค) ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองรับแบบธรรมดา

รูปที่ 4.27 ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นทั้ง 3 แบบขณะนำกระแสเมื่อได้รับไบอัสตรง



รูปที่ 4.28 ศักย์ไฟฟ้าในไดโอดโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์  $n/n^+$  กรณีไม่มีไบอัส และสมดุลทางความร้อน

ไดโอดโครงสร้างนี้จึงพิจารณาค่าความต้านทานที่เกิดในสารกึ่งตัวนำ  $n^+$  ของฐานรองอีพิแทกซ์เป็นหลัก และรูปที่ 4.27(ค) แสดงศักย์ไฟฟ้าในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาที่เงื่อนไขการไบอัสตรงด้วยแรงดัน 1.7 V. และจะพิจารณาเหมือนกรณีไดโอดโครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์  $n/n^+$  คือคิดเฉพาะค่าความต้านทานที่เกิดในสารกึ่งตัวนำด้านเอ็นซึ่งยาวมาก จะเห็นว่าศักย์ไฟฟ้าจะลดลงตามระยะทางเมื่อลึกเข้าไปในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นเป็นอย่างมาก ผลการคำนวณค่าความต่างศักย์ที่ตกคร่อม, ค่าความต้านทานและกำลังงานสูญเสียต่อพื้นที่ในสารกึ่งตัวนำแสดงได้ดังตารางที่ 4.1 เมื่อเปรียบเทียบผลการคำนวณจะเห็นได้อย่างชัดเจนว่าไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาจะมีความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำมากที่สุด ทำให้เกิดกำลังงานสูญเสียมากที่สุด โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบอีพิแทกซ์  $n/n^+$  จะช่วยลดค่าความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำและกำลังงานสูญเสียของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโครงสร้างที่

ตารางที่ 4.1 ค่าความต่างศักย์, ค่าความต้านทานและกำลังงานสูญเสียต่อพื้นที่ในสารกึ่งตัวที่ระดับความหนาแน่นกระแส  $150A/cm^2$

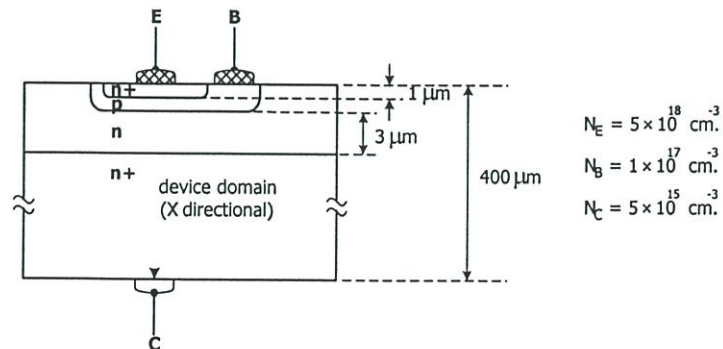
โครงสร้างไดโอด รอยต่อพี-เอ็น	ความต่างศักย์ในเนื้อสาร (V.)	ความต้านทาน (ohm-cm <sup>2</sup> )	กำลังงานสูญเสีย (W/cm <sup>2</sup> )	กำลังงานสูญเสีย (เท่า)
B-E	2.12E-03	2.08E-05	0.469	1
Epitaxy	0.123	8.18E-04	18.407	39
Simple	0.912	6.08E-03	1.37E+02	293

สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาได้อย่างมาก และโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์จะมีความต้านทานในเนื้อสารกึ่งตัวนำน้อยที่สุด เกิดกำลังงานสูญเสียน้อยที่สุด ทำให้นำกระแสได้ดีที่สุด

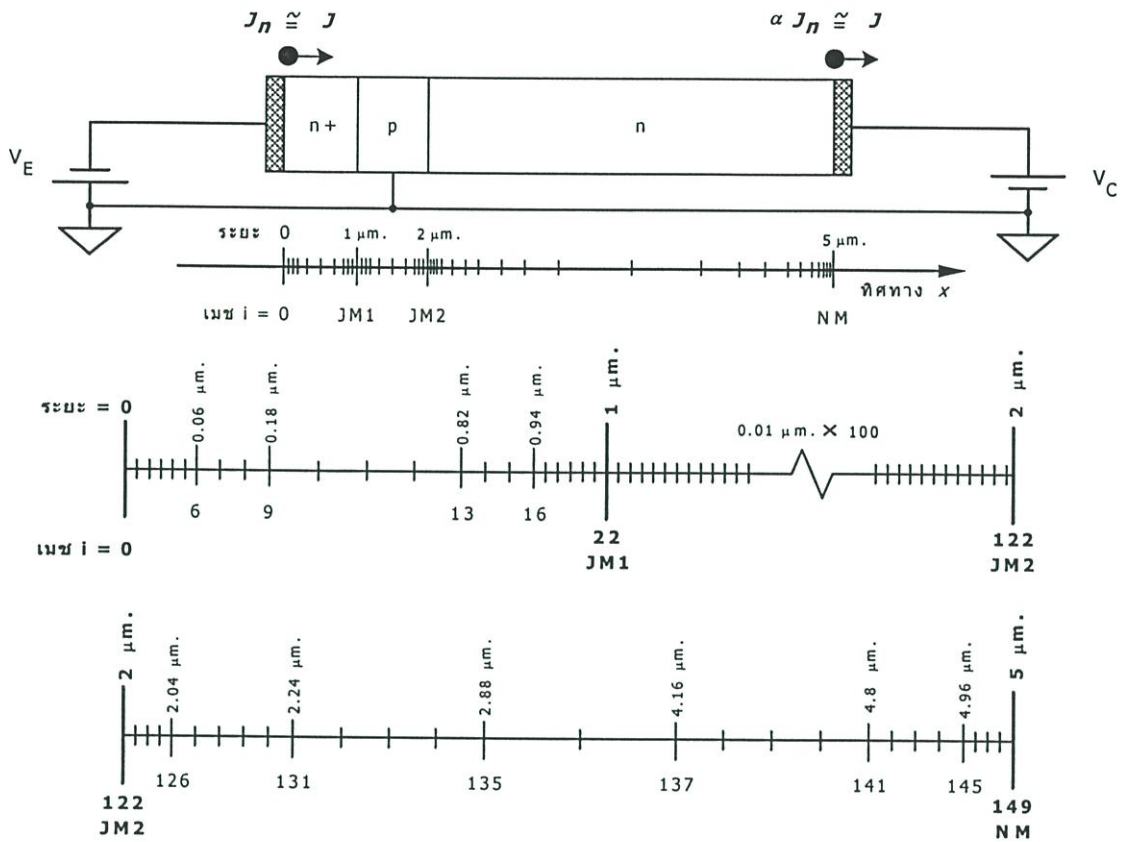
ผลจากการจำลองแบบที่ผ่านมา ทำให้ทราบถึงค่าความต้านทานที่เกิดขึ้นในไดโอดที่มีโครงสร้างที่น่าจะเป็นไปได้ในทางปฏิบัติทั้ง 3 แบบทำให้มีผลเบี่ยงเบนจากไดโอดในอุดมคติ โดยการพิจารณาที่ระดับความหนาแน่นกระแสค่าเดียวกันคือ  $150 \text{ A/cm}^2$  ผลการวิเคราะห์เพื่อแสดงให้เห็นว่าการสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นนั้น ควรคำนึงถึงโครงสร้างของไดโอดด้วยว่ามีผลอย่างไรต่อการทำงานของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น จากผลการทดลองทำให้เราสามารถเลือกโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่เหมาะสมได้อย่างดี [11]

#### 4.5 การประยุกต์ใช้กับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

ในหัวข้อนี้จะเป็นการประยุกต์ใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติของรอยต่อพี-เอ็น มาใช้จำลองแบบสำหรับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ ซึ่งเราคาดว่า การจำลองแบบหนึ่งมิติจะสามารถจำลองแบบทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ได้อย่างถูกต้อง แสดงพารามิเตอร์พื้นฐานที่สำคัญของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ได้ อาทิเช่น แพลคเตอร์ประสิทธิภาพการฉีดอิมิตเตอร์ ( $\eta$ ), แพลคเตอร์การผ่านเบส ( $\alpha_T$ ), แพลคเตอร์การรวมตัวใหม่ ( $\delta$ ), อัตราขยายกระแสเบสรวม ( $\alpha$ ) หรือ อัตราขยายกระแสอิมิตเตอร์รวม ( $\beta$ ) โดยพิจารณาจากโครงสร้างของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ที่สามารถสร้างได้จริงดังรูปที่ 4.29 เป็นไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ชนิด npn ที่สร้างบนฐานรองแบบอีพีแทกซี  $n/n^+$  มีการแพร่อะตอมสารเจือชนิดเอ็นและชนิดพีเพื่อทำเป็นชั้นอิมิตเตอร์และชั้นเบสตามลำดับ สามารถเขียนแบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายและการออกแบบเมซของทรานซิสเตอร์ได้ดังรูปที่ 4.30 ซึ่งแสดงลักษณะการต่อแรงดันไบอัสภายนอกในรูปแบบการทำงานไปข้างหน้าของวงจรรวม โดยที่ขั้วเบสจะต่ออยู่กับระดับกราวด์เสมือน (Virtual ground) ของแบบจำลอง และเพื่อความสะดวกในการจำลองแบบจะไม่นำส่วนของฐานรองที่เป็นชั้น  $n^+$  มาพิจารณาร่วมด้วยเนื่องจากมีผลต่อคุณสมบัติการทำงานของรอยต่อพี-เอ็นไม่มากนัก [11]



รูปที่ 4.29 ภาพตัดขวางของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์



รูปที่ 4.30 แบบจำลองโครงสร้างอย่างง่ายและการออกแบบเมชสำหรับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์

สำหรับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์จะใช้ระดับความเข้มข้นอะตอมสารเจือที่ใกล้เคียงกับความเป็นจริงเช่นกัน ดังนั้นจึงมีการใช้ค่าเริ่มต้นและค่าคงที่ที่สัมพันธ์กับระดับความเข้มข้นอะตอมสารเจือ [8] ดังนี้

- $N_E = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือผู้ให้อิเล็กตรอน
- $N_B = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือผู้รับโปรตอน
- $N_C = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  คือ ความเข้มข้นอะตอมสารเจือผู้ให้อิเล็กตรอนในคอลเลคเตอร์
- $D_{pE} = 3.3 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในอิมิตเตอร์
- $D_{pB} = 8.4 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในเบส
- $D_{pC} = 8 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของโฮลในคอลเลคเตอร์
- $D_{nE} = 5.5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในอิมิตเตอร์
- $D_{nB} = 10.5 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในเบส
- $D_{nC} = 30 \text{ cm}^2/\text{sec}$  คือ สัมประสิทธิ์การแพร่ของอิเล็กตรอนในคอลเลคเตอร์
- $\tau_{pE} = 3.7 \times 10^{-7} \text{ sec}$  คือ อายุขัยของโฮลในอิมิตเตอร์

$\tau_{pc} = 3.4 \times 10^{-6}$  sec. คือ อายุพาหะส่วนน้อยโฮลในคอลเลคเตอร์

$\tau_{nb} = 1.6 \times 10^{-6}$  sec. คือ อายุพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนในเบส

และจะกำหนดค่าเงื่อนไขขอบเขตเพียงสองแห่งเท่านั้นคือที่ขั้วอิมิตเตอร์และที่ขั้วคอลเลคเตอร์ ส่วนขั้วเบสไม่มีการกำหนดเงื่อนไขขอบเขต โดยเงื่อนไขขอบเขตที่ขั้วอิมิตเตอร์และขั้วคอลเลคเตอร์เป็นดังนี้

ที่ขั้วอิมิตเตอร์

$$\psi_E = \psi_{biE} - V_E \quad (4.11)$$

$$n_E = \frac{\sqrt{(N_E)^2 + 4n_i^2} + N_E}{2} \quad (4.12)$$

$$p_E = \frac{n_i^2}{n_E} \quad (4.13)$$

$$\text{โดยที่ } \psi_{biE} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{N_E}{2n_i} + \sqrt{\left(\frac{N_E}{2n_i}\right)^2 + 1} \right] \quad (4.14)$$

ที่ขั้วคอลเลคเตอร์

$$\psi_C = \psi_{biC} + V_C \quad (4.15)$$

$$n_C = \frac{\sqrt{(N_C)^2 + 4n_i^2} + N_C}{2} \quad (4.16)$$

$$p_C = \frac{n_i^2}{n_C} \quad (4.17)$$

$$\text{โดยที่ } \psi_{biC} = \frac{kT}{q} \ln \left[ \frac{N_C}{2n_i} + \sqrt{\left(\frac{N_C}{2n_i}\right)^2 + 1} \right] \quad (4.18)$$

ทำการให้แรงดันไบอัสในโหมดหรือรูปแบบการทำงานไปข้างหน้าของวงจรเบสรวมดังในรูปที่ 4.30 โดยให้แรงดันไบอัส  $V_E$  เป็นขั้น ๆ ตั้งแต่ 0-1 V. ส่วนแรงดันไบอัส  $V_C$  จะกำหนดให้คงที่ไว้ที่ 2 V. ใช้จำนวนรอบการคำนวณที่แต่ละเงื่อนไขการไบอัสหนึ่งล้านครั้ง และเนื่องจากว่าเป็นการประยุกต์ใช้โปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติของรอยต่อพี-เอ็น ดังนั้นการวิเคราะห์ข้อมูลของทรานซิสเตอร์ที่ได้จากการจำลองแบบหนึ่งมิตินี้จะมีความแตกต่างกับการวิเคราะห์สำหรับรอยต่อพี-เอ็นอยู่บ้าง จึงมีวิธีการอ่านข้อมูลที่แตกต่างออกไป

จากแบบจำลองโครงสร้างของทรานซิสเตอร์ในรูปที่ 4.30 การหาค่าความหนาแน่นกระแสเบส ( $J_B$ ) นอกจากจะคำนวณได้จากความแตกต่างของความหนาแน่นกระแสอิมิตเตอร์ ( $J_E$ ) กับความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์ ( $J_C$ ) แล้ว ยังสามารถหาค่าความหนาแน่นกระแสเบสได้ด้วยวิธีการทางพีชคณิตของเวกเตอร์ โดยพิจารณาว่าทรานซิสเตอร์มีมิติดังรูปที่ 4.31 มีความยาวเป็น  $L$  และมีพื้นที่หน้าตัดของขั้วโลหะเป็น  $S$   $S_1, S_2$  คือ เวกเตอร์หนึ่งหน่วยที่มีทิศทางพุ่งออกตั้งฉากกับพื้นที่หน้าตัด  $S$  และเนื่องจากกระแสที่ไหลในทรานซิสเตอร์ชนิด npn ส่วนใหญ่เป็นกระแสของอิเล็กตรอน จึงพิจารณาว่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้ารวม ( $J$ ) มีค่าประมาณเท่ากับความหนาแน่นกระแสอิเล็กตรอน ( $J_n$ ) นั่นคือ ความหนาแน่นกระแสอิมิตเตอร์ที่ขั้วอิมิตเตอร์จะมีค่าเป็น  $J_E = J|_{x=0} \cong J_n|_{x=0}$  และจากนิยามของอัตราขยายกระแสเบสร่วม ( $\alpha$ )

$$\alpha = \frac{I_C}{I_E} = \frac{J_C}{J_E} \quad (4.19)$$

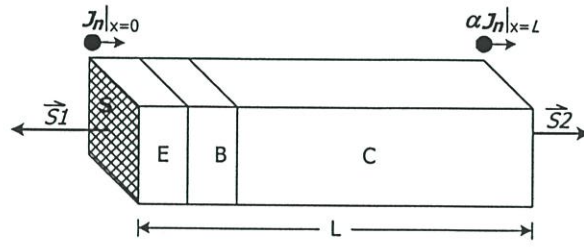
ส่วนที่ขั้วคอลเลคเตอร์ ความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์มีค่า  $J_C = \alpha J_E \cong \alpha J_n|_{x=L}$  และจากความสัมพันธ์ของพีชคณิตเวกเตอร์

$$\iiint_V \nabla \cdot \vec{A} \, dV = \iint_S \vec{A} \cdot \vec{n} \, dS \quad (4.20)$$

จากสมการความต่อเนื่องสำหรับอิเล็กตรอนที่สภาวะอยู่ตัว  $\nabla \cdot J_n = qR$ , เมื่อพิจารณาว่าความหนาแน่นกระแส  $J_n$  เป็นเวกเตอร์ที่มีทิศทางดังรูปที่ 4.31 แก่สมการโดยแทน  $\nabla \cdot J_n = qR$  ลงในสมการ (4.12) และใช้ความสัมพันธ์จาก  $\nabla \cdot J_n = qR$  จัดสมการใหม่ได้เป็น

$$(1 - \alpha)J_n = -q \int_0^L R(x) \, dx \quad (4.21)$$

เมื่อ  $R(x)$  คืออัตราการผลิตตัวใหม่ ซึ่งหาได้จากสมการการผลิตตัวใหม่ของ Shockley-Read-Hall [12] เทอมทางซ้ายมือของสมการ (4.21) คือค่าของความหนาแน่นกระแสเบส ( $J_B$ ) ที่คำนวณจากความแตกต่างของความหนาแน่นกระแสอิมิตเตอร์กับความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์ นั่นคือความหนาแน่นกระแสเบสสามารถหาได้โดยใช้สมการ (4.21) ซึ่งคำนวณจากอัตราการผลิตตัวใหม่ในตัวอุปกรณ์

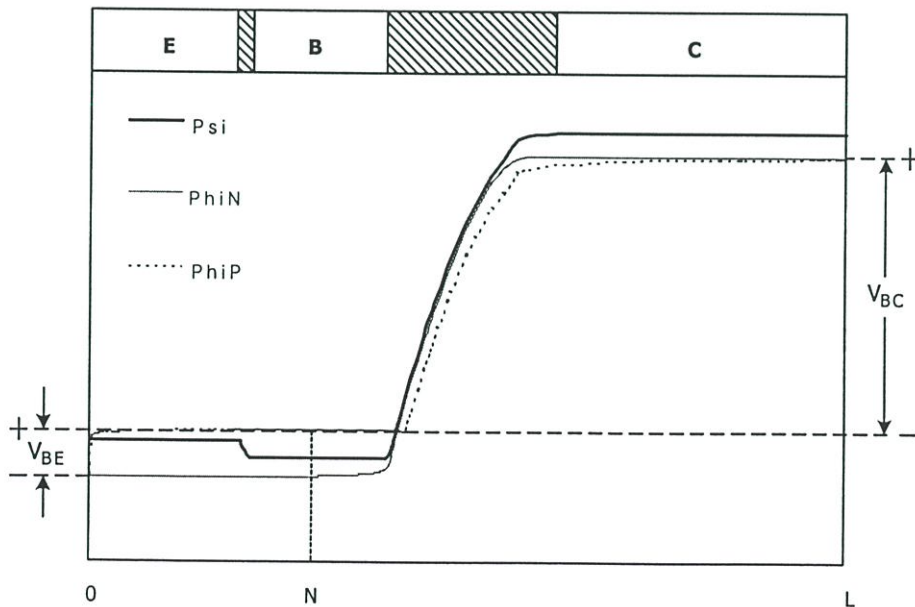


รูปที่ 4.31 มิติของทรานซิสเตอร์

สำหรับการพิจารณาค่าแรงดันไบอัสที่แท้จริงของรอยต่อเบส-อีมิเตอร์(B-E)  $V_{BE}$  และรอยต่อเบส-คอลเลคเตอร์(B-C)  $V_{BC}$  จะพิจารณาได้จากกราฟศักย์ quasi-Fermi ของอิเล็กตรอน ( $\Phi_n: \varphi_n$ ) และโฮล( $\Phi_p: \varphi_p$ ) ดังรูปที่ 4.32 โดยใช้ระดับอ้างอิงของศักย์ quasi-Fermi ในเบสเป็นหลัก เนื่องจากเป็นทรานซิสเตอร์ชนิด npn ดังนั้นระดับอ้างอิงในเบสจึงเป็นศักย์ quasi-Fermi ของโฮล แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  และ  $V_{CB}$  หาได้จากผลต่างของศักย์ quasi-Fermi ของโฮลในเบสกับศักย์ quasi-Fermi ของอิเล็กตรอนที่ปลายทั้งสองด้านของทรานซิสเตอร์ [14] ดังสมการ

$$\begin{aligned} V_{BE} &= \varphi_p(N) - \varphi_n(0) \\ V_{BC} &= \varphi_p(N) - \varphi_n(L) \end{aligned} \tag{4.22}$$

เมื่อ N คือจุดอ้างอิงในเบส



รูปที่ 4.32 ศักย์ไฟฟ้า(Psi) และศักย์ quasi-Fermi สำหรับอิเล็กตรอน(PhiN) และโฮล(PhiP)

จากคุณลักษณะของกระแสเบสและกระแสคอลเลคเตอร์กับแรงดัน  $V_{BE}$  ที่ความสัมพันธ์ของกระแสเบสกับแรงดัน  $V_{BE}$  มีลักษณะคล้ายกับความสัมพันธ์ของกระแสกับแรงดันไบอัสตรงในไดโอดรอยต่อพี-เอ็นคือ  $J_F \propto \exp(qV_a/nkT)$  เมื่อ  $n$  คือแฟคเตอร์อุดมคติ(Ideality factor) ซึ่ง  $n = 1$  หมายถึงกระแสไฟฟ้าเกิดจากการแพร่ของพาหะ บ่งบอกว่าเป็นไดโอดรอยต่อพี-เอ็นในอุดมคติ ส่วน  $n = 2$  หมายถึงกระแสไฟฟ้าเกิดจากการรวมตัวใหม่ของพาหะ และถ้า  $n$  มีค่าอยู่ระหว่าง 1-2 แสดงว่ากระแสไฟฟ้าเกิดจากทั้งการแพร่และการรวมตัวใหม่ของพาหะรวมกัน และสำหรับกรณีทรานซิสเตอร์ที่ทำการจำลองแบบครั้งนี้จะแทนด้วยแฟคเตอร์  $m$  โดยจากความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสเบสและความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์กับแรงดัน  $V_{BE}$  [15]

$$J_B \propto \exp\left(\frac{qV_{BE}}{m_b kT}\right) \quad (4.23)$$

$$J_C \propto \beta \exp\left(\frac{qV_{BE}}{m_c kT}\right) \quad (4.24)$$

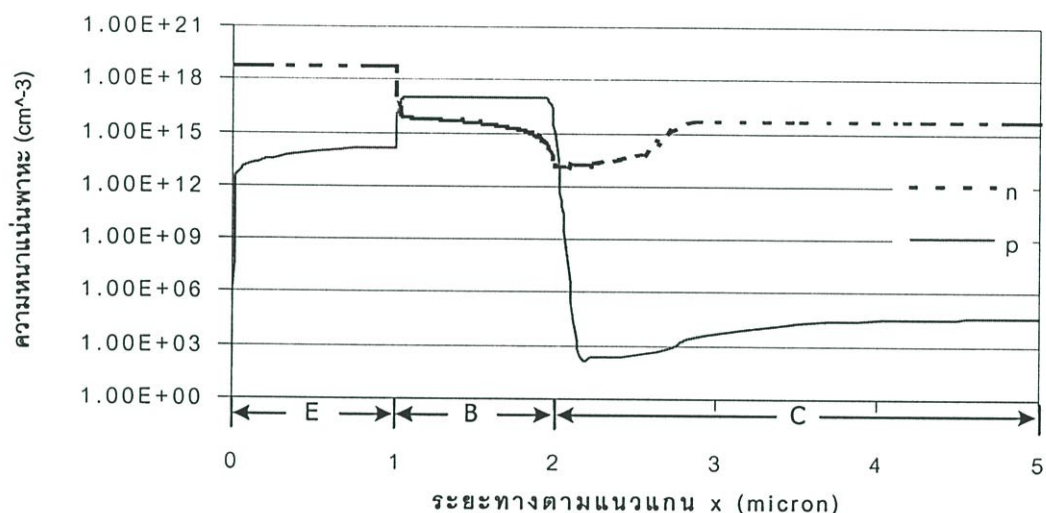
เมื่อ  $\beta$  คืออัตราขยายกระแสอิมิตเตอร์ร่วม ดังนั้นแฟคเตอร์  $m$  ของกระแสเบส( $m_b$ ) และของกระแสคอลเลคเตอร์( $m_c$ ) จึงหาได้จาก

$$m_b = \frac{q(V_{BE2} - V_{BE1})/kT}{\ln(J_{B2}/J_{B1})} \quad (4.25)$$

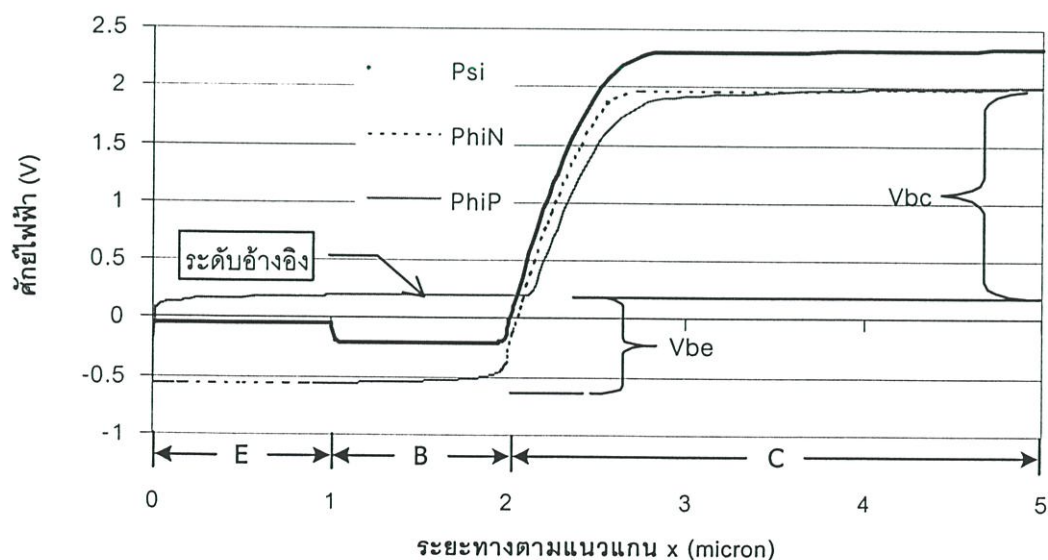
$$m_c = \frac{q(V_{BE2} - V_{BE1})/kT}{\ln(J_{C2}/J_{C1})} \quad (4.26)$$

รูปที่ 4.33 แสดงเส้นร่างของความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ )และโฮล( $p$ ) ที่ตำแหน่งต่าง ๆ บนตัวอุปกรณ์ในสเกลล็อกการิทึมที่เงื่อนไขการให้แรงดันไบอัส  $V_E = 0.55$  V. และแรงดันไบอัส  $V_C = 2$  V. ที่รอยต่อเบส-อิมิตเตอร์ ระดับความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยที่ขอบบริเวณปลดพาหะจะมีค่าสูงกว่าที่ภาวะสมดุลเนื่องจากได้รับแรงดันไบอัสตรง ขณะที่รอยต่อเบส-คอลเลคเตอร์ ระดับความหนาแน่นของพาหะส่วนน้อยที่ขอบบริเวณปลดพาหะจะมีค่าลดลงเมื่อเทียบกับบริเวณที่อยู่ในชั้นสารกึ่งตัวนำ เนื่องจากขณะนี้รอยต่อเบส-คอลเลคเตอร์ได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับ สังเกตว่าการลดลงของพาหะส่วนน้อยในบริเวณเบสจะมีลักษณะไม่เป็นเชิงเส้น เนื่องจากกราฟรูปนี้พล็อตในสเกลล็อกการิทึม แต่ถ้าพล็อตในสเกลเชิงเส้นแล้ว จะเห็นการลดลงของพาหะส่วนน้อยมีลักษณะเป็นเส้นตรง ซึ่งนั่นหมายความว่าระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอน

( $L_n$ ) มีค่ามากกว่าความกว้างของบริเวณเบส( $W$ ) มาก รูปที่ 4.34 แสดงค่าศักย์ไฟฟ้าและศักย์ quasi-Fermi ที่ตำแหน่งต่าง ๆ บนตัวอุปกรณ์ ค่ากำแพงศักย์ของรอยต่อเบส-อิมิตเตอร์จะมีค่าน้อยเนื่องจากได้รับแรงดันไบอัสตรง ขณะที่รอยต่อเบส-คอลเลคเตอร์จะมีค่ากำแพงศักย์มากกว่าเนื่องจากได้รับแรงดันไบอัสย้อนกลับ ระดับศักย์ไฟฟ้าในแต่ละบริเวณของทรานซิสเตอร์จะมีค่าเกือบคงที่ นั่นคือมีแรงดันตกคร่อมในเนื้อสารกึ่งตัวนำน้อยมาก แรงดันไบอัสภายนอกส่วนใหญ่จะปรากฏอยู่ที่บริเวณรอยต่อพี-เอ็นทั้งสอง



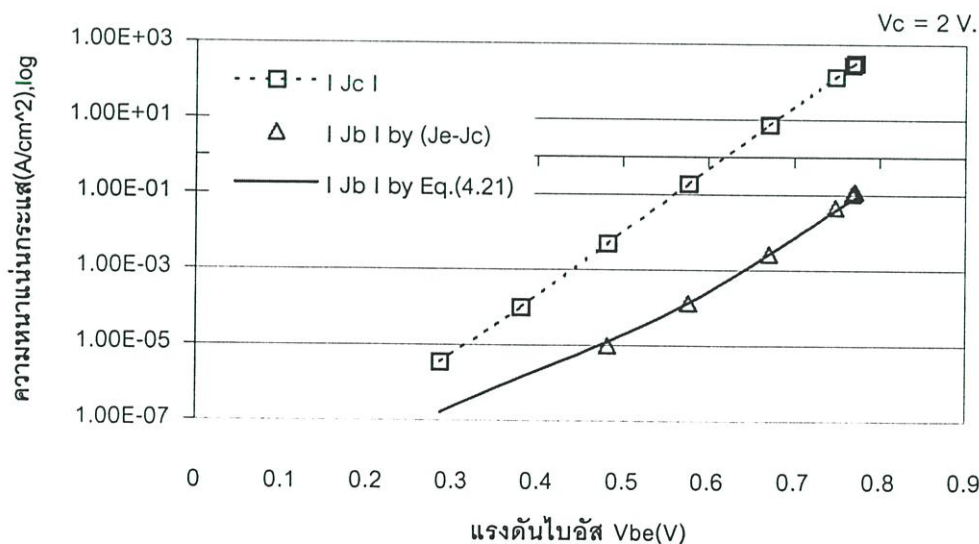
รูปที่ 4.33 ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ )และโฮล( $p$ )



รูปที่ 4.34 ศักย์ไฟฟ้า( $\psi$ )และศักย์ quasi-Fermi สำหรับหาค่าแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  และ  $V_{BC}$

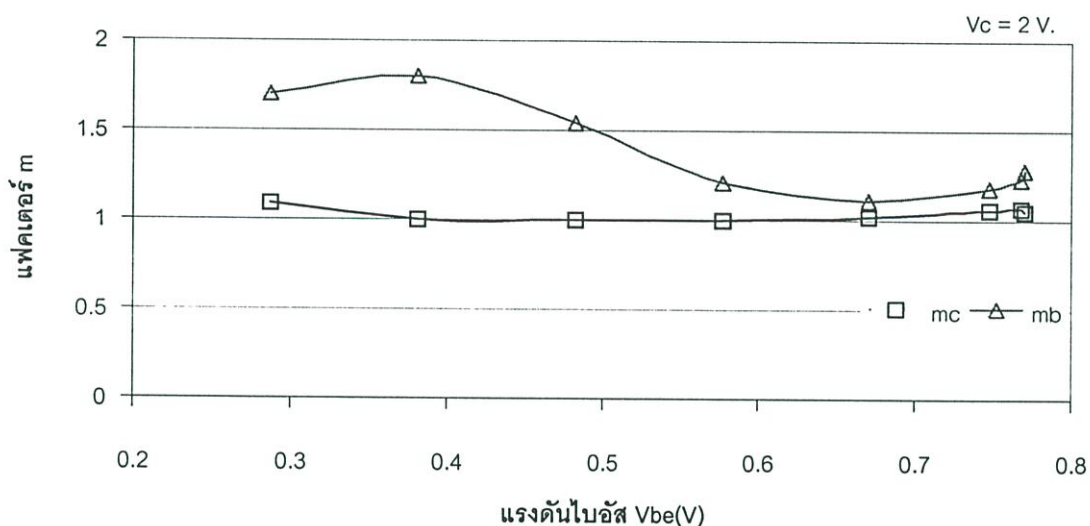
วิธีการอ่านค่าแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  และ  $V_{BC}$  ที่แท้จริงตามสมการ (4.22) จะแตกต่างกับค่าแรงดันไบอัส  $V_E$  และ  $V_C$  ที่ให้กับทรานซิสเตอร์ โดยที่เงื่อนไขการไบอัส  $V_E = 0.55$  V. และ  $V_C = 2$  V. จะอ่านค่าแรงดันไบอัสที่แท้จริงได้เป็น  $V_{BE} = 0.73$  V. และ  $V_{BC} = -1.819$  V. ดังแสดงในรูปที่ 4.34 ที่เป็นเช่นนี้ก็เนื่องจากการจำลองแบบครั้งนี้ใช้เงื่อนไขขอบเขตเพียง 2 แห่งเท่านั้น คือที่ขั้วอิมิตเตอร์กับคอลเลคเตอร์ ส่วนที่ขั้วเบสไม่มีการกำหนดค่าศักย์ภายใน ศักย์ไฟฟ้าในชั้นเบสจะมีการเปลี่ยนแปลงไปตามเงื่อนไขการไบอัสที่ขั้วอิมิตเตอร์และขั้วคอลเลคเตอร์ ระดับกราวด์ที่ใช้อ้างอิงในการจำลองแบบไม่ได้กำหนดไว้ที่ 0 V. แต่จะให้ระบบทำการหาระดับกราวด์เองจากการจำลองแบบ ซึ่งจะแตกต่างกับ [14] ที่จะกำหนดให้ระดับกราวด์ในการอ้างอิงมีค่าเป็น 0 V.

รูปที่ 4.35 แสดงความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์และกระแสเบสกับแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ที่แท้จริง โดยพล็อตเป็นค่าสัมบูรณ์ของความหนาแน่นกระแสในสเกลล็อกการิทึม จากกราฟจะเห็นว่าค่าของความหนาแน่นกระแสเบสที่คำนวณจากวิธีการทั้ง 2 วิธีคือ การนำความหนาแน่นกระแสอิมิตเตอร์ลบด้วยกระแสคอลเลคเตอร์ และหาโดยคำนวณจากสมการ (4.21) มีค่าใกล้เคียงกันมาก ยืนยันได้ว่าวิธีการคำนวณความหนาแน่นกระแสเบสจากสมการ (4.21) มีความถูกต้องเชื่อถือได้ และจากเส้นกราฟของ  $|J_B|$  จะเห็นว่าที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าต่ำ ๆ  $\approx 0.4$  V. เส้นกราฟจะมีความชันน้อยกว่าที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ค่าสูง ๆ นั่นคือที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ค่าต่ำ ๆ ความหนาแน่นกระแสเบสจะเป็นความหนาแน่นกระแสจากการรวมตัวใหม่เป็นหลัก แต่เมื่อแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าเพิ่มขึ้น ความหนาแน่นกระแสเบสจะได้มาจากความหนาแน่นกระแสจากการแพร่และการพัดพาเป็นส่วนใหญ่ จึงทำให้ความชันของเส้นกราฟเปลี่ยนไป ขณะที่ความชันของเส้นกราฟ  $|J_C|$  มีค่าค่อนข้างคงที่ไม่เปลี่ยนแปลง



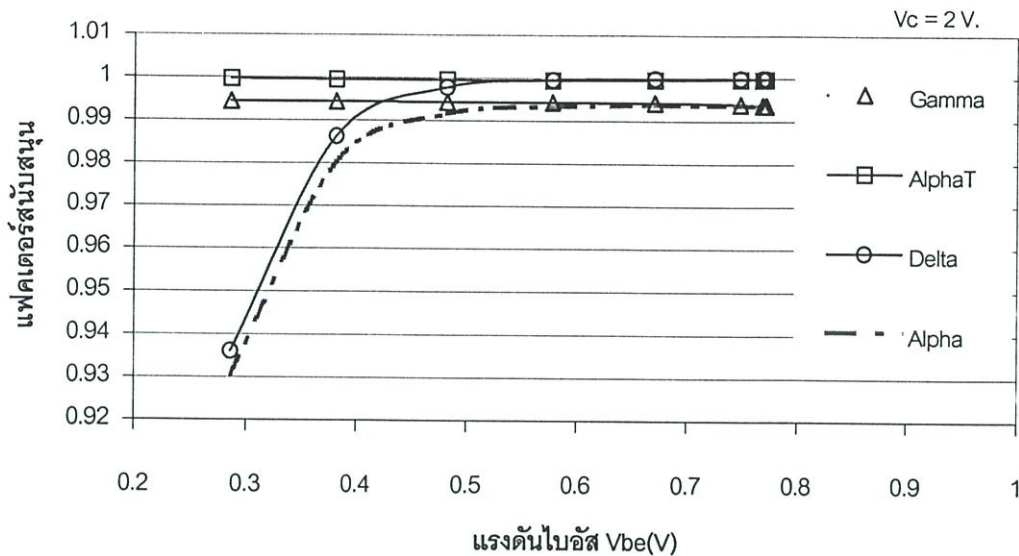
รูปที่ 4.35 ความสัมพันธ์ของความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์และกระแสเบสกับแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ที่แท้จริง

จากข้อมูลในรูปที่ 4.35 เราสามารถคำนวณหาค่าแฟคเตอร์  $m$  จากสมการ (4.25) และ (4.26) ผลการคำนวณแสดงได้ดังรูปที่ 4.36 ค่าแฟคเตอร์  $m_c$  สำหรับความหนาแน่นกระแสคอลเลคเตอร์จะมีค่าค่อนข้างคงที่อยู่ที่ประมาณ 1 ส่วนค่าแฟคเตอร์  $m_b$  สำหรับความหนาแน่นกระแสเบสจะมีค่าอยู่ในช่วง 1-2 โดยช่วงที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าต่ำ ๆ ประมาณ 0.4 V. ค่าแฟคเตอร์  $m_b$  จะมีค่าประมาณ 1.7 ทั้งนี้เนื่องจากความหนาแน่นกระแสเบส  $J_B$  ในช่วงนี้เป็นผลมาจากการรวมตัวใหม่มากกว่าจากการแพร่ของพาหะ แต่เมื่อเพิ่มแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ไปเรื่อย ๆ ค่าแฟคเตอร์  $m_b$  จะลู่เข้าใกล้ค่า 1 เนื่องจากความหนาแน่นกระแสเบส  $J_B$  เริ่มได้รับอิทธิพลจากการแพร่ของพาหะมากกว่าจากการรวมตัวใหม่



รูปที่ 4.36 แฟคเตอร์  $m$

รูปที่ 4.37 แสดงแฟคเตอร์องค์ประกอบต่าง ๆ กับแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  อันประกอบด้วยแฟคเตอร์ประสิทธิภาพการฉีดอิมิตเตอร์ ( $\gamma$ ) ที่คำนวณจากสมการ(2.96), แฟคเตอร์การผ่านเบส ( $\alpha_T$ ) ที่คำนวณจากสมการ(2.97) และแฟคเตอร์การรวมตัวใหม่ ( $\delta$ ) ที่คำนวณจากสมการ(2.98) จากรูปจะเห็นได้ว่าแฟคเตอร์  $\gamma$  และ  $\alpha_T$  มีค่าเกือบคงที่ แต่แฟคเตอร์  $\delta$  มีค่าต่ำในช่วงที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ต่ำ ๆ และจะมีค่าสูงขึ้นเมื่อแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  เพิ่มสูงขึ้น ทั้งนี้เนื่องจากว่าแฟคเตอร์  $\delta$  ได้มีการพิจารณากระแสการรวมตัวใหม่ในบริเวณปลดพาหะของรอยต่อเบส-อิมิตเตอร์เข้าไปด้วย ซึ่งอัตราการรวมตัวใหม่จะมีนัยสำคัญต่อกระแสในกรณีที่ยอต่อพี-เอ็นได้รับไบอัสตรงค่าต่ำ ๆ อัตราขยายกระแสเบสร่วม ( $\alpha$ ) จะขึ้นกับแฟคเตอร์  $\delta$  ในช่วงที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าต่ำ ๆ หรือก็คือขึ้นกับการรวมตัวใหม่ของพาหะในรอยต่อเบส-อิมิตเตอร์ แต่เมื่อแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  สูงขึ้นจนถึงระดับที่ทรานซิสเตอร์ทำงานเป็นปกติ อัตราขยายกระแสเบสร่วมจะขึ้นกับแฟคเตอร์  $\gamma$  หรือขึ้นกับประสิทธิภาพในการฉีดพาหะของอิมิตเตอร์ และจะเห็นได้ว่าแฟคเตอร์  $\alpha_T$  ที่มีค่าใกล้เคียงหนึ่งมากที่สุด(มี



รูปที่ 4.37 แอมป์เตอร์องค์ประกอบต่าง ๆ

ค่าสูงที่สุด) จะไม่เป็นตัวจำกัดประสิทธิภาพการทำงานของทรานซิสเตอร์ทั้งในช่วงที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าต่ำหรือมีค่าสูง อัตราขยายกระแสเบสรวมจะมีค่าขึ้นกับแอมป์เตอร์ที่น้อยกว่าหนึ่งมาก ๆ ในแต่ละเงื่อนไขแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  เมื่อทุกแอมป์เตอร์มีค่าน้อยกว่าหนึ่ง อัตราขยายกระแสเบสรวมจึงมีค่าน้อยกว่าหนึ่งเช่นกัน โดยอัตราขยายกระแสเบสรวมที่คำนวณจากสมการ (2.95) จะมีค่าสูงสุดประมาณ 0.995 และสามารถคำนวณค่าอัตราขยายกระแสเบสรวมตามสมการ (2.99) ได้ประมาณ 200 ถือว่ามีค่าสูงพอสมควร [16]

ผลการทดลองและการวิเคราะห์ที่ผ่านมา ซึ่งเป็นการประยุกต์ใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติกับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ที่มีโครงสร้างเป็นแบบสองมิติสามารถให้ผลการจำลองแบบที่ถูกต้อง มีความน่าเชื่อถือได้ เช่น การแสดงลักษณะการกระจายตัวของพาหะ แสดงศักย์ไฟฟ้าที่ตำแหน่งต่าง ๆ การคำนวณความหนาแน่นกระแสเบส  $J_B$  จากอัตรากรรวมตัวใหม่ก็ให้ค่าใกล้เคียงกับวิธีการนำ  $J_E - J_C$  ผลจากการคำนวณค่าอัตราขยายกระแสเบสรวมที่มีค่าใกล้เคียงกับหนึ่งมาก ๆ รวมทั้งแอมป์เตอร์องค์ประกอบต่าง ๆ ที่อธิบายถึงลักษณะกลไกกระแสของทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ได้ละเอียดพอสมควร ให้ผลสอดคล้องกับอัตราขยายกระแสเบสรวม รวมทั้งค่าแอมป์เตอร์  $m$  ที่บ่งบอกได้ถึงองค์ประกอบของกระแสว่าเป็นกระแสไฟฟ้าจากพฤติกรรมการแพร่หรือการรวมตัวใหม่ สามารถสรุปได้ว่า การนำหลักการจำลองแบบหนึ่งมิติมาใช้กับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์ ยังคงให้ผลลัพธ์ที่ถูกต้อง เป็นการนำเครื่องมือที่มีอยู่มาใช้ให้เกิดประโยชน์เพิ่มมากขึ้น

## บทที่ 5

### สรุปและวิจารณ์ผลการทดลอง

จากผลการทดลองและการวิเคราะห์ผลการทดลองที่ได้ จากการจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็นที่ผ่านมา เป็นการทดลองเพื่อศึกษาคุณสมบัติไฟฟ้าของรอยต่อพี-เอ็นโดยการใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติมาเป็นเครื่องมือช่วยในการศึกษาทดลองในครั้งนี้ สามารถสรุปผลการทดลองโดยแบ่งสรุปตามลำดับหัวข้อที่ได้ทำการทดลองในบทที่ 4 ได้ดังต่อไปนี้

1. ผลการจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็น เป็นการศึกษารอยต่อพี-เอ็นโดยทั่วไปทั้งในภาวะไม่มีแรงดันไบอัสและภาวะมีแรงดันไบอัส ผลการทดลองที่ได้สรุปได้ว่า การจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็นด้วยวิธีการนี้สามารถแสดงข้อมูลที่ต้องการได้อย่างละเอียดถูกต้อง ซึ่งข้อดีของวิธีการนี้ คือ การแสดงข้อมูลได้ ณ.ทุกตำแหน่งตลอดความยาวของรอยต่อพี-เอ็น โดยเฉพาะอย่างยิ่งการแสดงข้อมูลในบริเวณปลอดพาหะได้ ซึ่งการศึกษารอยต่อพี-เอ็นโดยทั่วไปนั้นจะมีการใช้ข้อสมมติฐานในบริเวณปลอดพาหะมากไม่ว่าจะเป็นการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้า, ความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอนและโฮล หรือสนามไฟฟ้า โดยกรณีไบอัสตรงความสูงของกำแพงศักย์และสนามไฟฟ้าในบริเวณปลอดพาหะจะมีค่าลดลงจากกรณีสมดุลความร้อนและไม่มีแรงดันไบอัส ขณะที่กรณีไบอัสย้อนกลับความสูงของกำแพงศักย์และสนามไฟฟ้าจะมีค่าเพิ่มขึ้น ในส่วนของการกระจายตัวของพาหะจะพบว่าระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อย ( $L_p$  และ  $L_n$ ) ที่หาได้จากกราฟมีค่ามากกว่าการคำนวณด้วยมือ จากสมการ  $L = \sqrt{D\tau}$  เนื่องจากในการจำลองแบบจะมีผลของสนามไฟฟ้าในบริเวณเอ็นและพีรวมอยู่ด้วยเสมอ ทำให้ระยะการแพร่ของพาหะส่วนน้อยแตกต่างกัน

2. ส่วนประกอบของกระแสไฟฟ้า เป็นการศึกษาถึงความสัมพันธ์ของกลไกการเคลื่อนที่ของพาหะที่ทำให้เกิดเป็นกระแสไฟฟ้าที่ไหลในรอยต่อพี-เอ็น โดยผลการทดลองนี้จะแสดงให้เห็นถึงส่วนประกอบของกระแสไฟฟ้าทั้งจากการแพร่และการพัดพาของพาหะส่วนมากและพาหะส่วนน้อย สรุปได้ว่าในกรณีไบอัสตรงสำหรับพาหะส่วนน้อยมีการเคลื่อนที่ทั้งจากการแพร่และการพัดพา แต่ในการแพร่ของพาหะส่วนน้อย มีผลต่อกระแสไฟฟ้ารวมของรอยต่อพี-เอ็นมากกว่าการพัดพาของพาหะส่วนน้อย ดังนั้นส่วนประกอบของกระแสการพัดพาของพาหะส่วนน้อยจึงมักไม่ค่อยมีการกล่าวถึง เพราะมีค่าน้อยมาก ส่วนพาหะส่วนมากก็มีการเคลื่อนที่ทั้งการแพร่และการพัดพาเช่นกัน แต่การเคลื่อนที่จากการพัดพาจะมีทิศทางตรงกันข้ามกับการแพร่ และการพัดพาของพาหะส่วนมากก็มีผลต่อกระแสไฟฟ้ารวมของรอยต่อพี-เอ็นอย่างมาก การอธิบายพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะโดยทั่วไปมักจะไม่กล่าวถึงการเคลื่อนที่ของพาหะส่วนมากเนื่องจากเราไม่ทราบถึงพฤติกรรมเคลื่อนที่ที่แน่นอนของพาหะส่วนมาก เราจะทราบแต่ลักษณะการเปลี่ยนแปลงของพาหะส่วนน้อยที่ถูกฉีดเข้ามาบริเวณ

ปลอดภัยมาจากด้านตรงข้ามและการแพร่เข้าไปในบริเวณพีหรือบริเวณเอ็น และใช้การประมาณค่ากระแสไฟฟ้ารวมซึ่งเป็นผลรวมของกระแสการแพร่พาหะส่วนน้อยอิเล็กตรอนและโฮลที่ขอบของบริเวณปลอดภัยรวมกันมีค่าคงที่ตลอดรอยต่อพี-เอ็น เพื่อหากระแสไฟฟ้าเนื่องจากพาหะส่วนมากออกมาเป็นการอธิบายโดยอ้อมถึงพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะส่วนมาก แต่การใช้ข้อมูลจากการจำลองแบบหนึ่งมิตินี้ สามารถแสดงพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะส่วนมากได้อย่างละเอียด ส่วนในกรณีไบอัสย้อนกลับ การอธิบายพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะยังทำได้ไม่มากนัก เนื่องจากปัญหาในการลู่ออกของโปรแกรมการจำลองแบบที่เงื่อนไขความหนาแน่นกระแสต่ำ ๆ โดยการอธิบายได้ถึงอัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่ของพาหะในบริเวณปลอดภัยแทน อย่างไรก็ตาม การจำลองแบบนี้ก็ทำให้เราสามารถเข้าใจถึงพฤติกรรมเคลื่อนที่ของพาหะได้อย่างชัดเจนยิ่งขึ้น

3. อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่ เป็นการศึกษาถึงการเบี่ยงเบนไปจากในอุดมคติของรอยต่อพี-เอ็น โดยพิจารณาถึงอัตราการเกิดและการรวมตัวใหม่ของพาหะในบริเวณปลอดภัย ผลจากการทดลองแสดงให้เห็นได้ว่าในสภาวะไบอัสตรง อัตราการรวมตัวใหม่ของพาหะในบริเวณปลอดภัยจะมีผลเป็นอย่างมากต่อคุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น โดยเฉพาะอย่างยิ่งในช่วงที่แรงดันไบอัสตรงมีค่าต่ำ ๆ ประมาณ 0-0.3 V. อัตราการรวมตัวใหม่นี้มีผลทำให้กระแสรวมของรอยต่อพี-เอ็นมีค่าสูงกว่าที่คำนวณได้จากสมการไดโอดในอุดมคติ การรวมตัวใหม่จะมีอิทธิพลมากกว่าการแพร่ในช่วงนี้ แต่เมื่อเพิ่มแรงดันไบอัสให้มากขึ้นการแพร่ก็จะมีอิทธิพลมากกว่าการรวมตัวใหม่ และจากคุณลักษณะของกระแสก็จะเป็นไปตามไดโอดในอุดมคติ ในภาวะไบอัสย้อนกลับอัตราการเกิดของพาหะในบริเวณปลอดภัยที่นำมาคำนวณเป็นกระแสการเกิดจะมีผลทำให้กระแสรั่ว ที่ไหลผ่านรอยต่อพี-เอ็นมีค่ามากกว่ากระแสอิมิตชันย้อนกลับมาก การคำนวณกระแสไฟฟ้าจากอัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่นี้ ช่วยทำให้การคำนวณกระแสของโปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติสมบูรณ์ยิ่งขึ้น เนื่องจากการคำนวณกระแสจากสมการการแพร่และการพัดพาจะให้ค่าที่ไม่คงที่ในภาวะที่กระแสไฟฟ้ามีความหนาแน่นต่ำ คือ มีค่าไบอัสตรงค่าต่ำ ๆ และไบอัสย้อนกลับ ซึ่งการพิจารณาอัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่ ทำให้กราฟคุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็นที่ได้จากการจำลองแบบมีลักษณะใกล้เคียงกับไดโอดรอยต่อพี-เอ็นในทางปฏิบัติมาก อีกทั้งการเกิดปรากฏการณ์จี้ระดับสูงและความต้านทานอนุกรมที่ระดับความหนาแน่นกระแสสูงก็ได้ถูกแสดงให้เห็น ดังที่ปรากฏในกราฟคุณลักษณะกระแส-แรงดันของรอยต่อพี-เอ็น ซึ่งก็ได้จากการจำลองแบบเช่นกัน

4. ผลของโครงสร้างรอยต่อพี-เอ็น จะเป็นการพิจารณาถึงลักษณะทางโครงสร้างที่จะมีผลต่อคุณลักษณะกระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่ทำให้เบี่ยงเบนไปจากไดโอดรอยต่อพี-เอ็นในอุดมคติ จากผลการทดลองสามารถสรุปได้ว่า ไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่มีโครงสร้างแบบเบส-อิมิตเตอร์จะมีคุณลักษณะกระแส-แรงดันที่ใกล้เคียงกับไดโอดรอยต่อพี-เอ็นในอุดมคติมาก สภาพความต้านทานที่เกิดขึ้นในเนื้อสารกึ่งตัวนำทั้งด้านพีและด้านเอ็นซึ่งสั้นมาก ๆ และมีค่าน้อยมาก จึงทำให้เกิดพลังงาน

สูญเสียภายในตัวเองน้อยมากถือว่าเป็นไดโอดในอุดมคติเลยก็ได้ ส่วนไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองแบบอพิแทกซี  $n/n^+$  จะให้กราฟคุณลักษณะกระแส-แรงดันเบี่ยงเบนไปจากในอุดมคติเล็กน้อย คือความชันของเส้นกราฟกระแสจะลดลงเนื่องจากมีความต้านทานส่วนหนึ่งเกิดขึ้นที่ฐานรองของ  $n^+$  ที่นำมาใช้สร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็น ทำให้กระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านตัวมันเองมีค่าลดลง จึงมีพลังงานสูญเสียเกิดขึ้นบางส่วนซึ่งถือว่าน้อยมาก โดยโครงสร้างที่สร้างบนฐานรอง  $n/n^+$  นี้จะถูกนำมาใช้เพื่อแก้ปัญหาให้กับโครงสร้างแบบสุดท้าย คือ โครงสร้างที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดา ซึ่งเป็นโครงสร้างที่สะดวกในการสร้างจริงในห้องทดลอง และมักจะถูกสร้างขึ้นเสมอ ๆ ซึ่งไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาจะมีความต้านทานเกิดขึ้นในเนื้อสารกึ่งตัวนำฐานรอง ซึ่งยาวมาก (~400  $\mu\text{m}$ .) และเป็นสาเหตุที่ทำให้กระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านรอยต่อพี-เอ็นมีค่าลดลงเกิดกำลังสูญเสียภายในตัวสูง ทำให้กราฟคุณลักษณะที่ได้เบี่ยงเบนไปจากอุดมคติมาก การวิเคราะห์ถึงผลกระทบจากโครงสร้างของรอยต่อพี-เอ็นนี้ เพื่อเป็นการบอกให้ผู้ที่ จะทำการสร้างไดโอดรอยต่อพี-เอ็นเพื่อศึกษาวิจัยนั้น ควรคำนึงถึงลักษณะของโครงสร้างที่ใช้ด้วยว่ามีผลอย่างไรต่อคุณลักษณะการทำงานของไดโอด ซึ่งเราควรเลือกโครงสร้างให้เหมาะสมกับงานที่ใช้ จากผลการทดลองจะเห็นได้ว่าควรหลีกเลี่ยงไดโอดรอยต่อพี-เอ็นที่สร้างบนฐานรองแบบธรรมดาเพราะมีประสิทธิภาพต่ำที่สุดในทั้งสามโครงสร้างเปรียบเทียบกัน ดังนั้นการพิจารณาลักษณะโครงสร้างของไดโอดรอยต่อพี-เอ็นนี้สามารถนำไปใช้กับอุปกรณ์ชนิดอื่น ๆ ที่มีรอยต่อพี-เอ็นเป็นส่วนประกอบอยู่ในโครงสร้างด้วยได้

5. การประยุกต์ใช้กับไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ เป็นการประยุกต์ใช้โปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็น นำไปจำลองแบบให้กับไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ ซึ่งโครงสร้างที่แท้จริงของไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์นั้นเป็นแบบสองมิติ ผลการทดลองสรุปได้ว่า เทคนิคการคำนวณกระแสเบสจากการใช้อัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่ ให้ผลลัพธ์ที่มีความใกล้เคียงกับการคำนวณจากความแตกต่างของกระแสอิมิตเตอร์กับกระแสคอลเลคเตอร์ ซึ่งเมื่อนำค่ากระแสไฟฟ้ามาคำนวณหาแฟคเตอร์  $m$  ที่บอกได้ว่ากระแสไฟฟ้ามีองค์ประกอบมาจากส่วนใด โดยค่าแฟคเตอร์  $m$  ของกระแสคอลเลคเตอร์ ( $m_c$ ) มีค่าค่อนข้างคงที่อยู่ที่ประมาณหนึ่ง ซึ่งบอกให้ทราบว่ากระแสคอลเลคเตอร์ของไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์เกิดการแพร่เพียงอย่างเดียวไม่ได้รับอิทธิพลจากการรวมตัวใหม่แต่อย่างใด ส่วนค่าแฟคเตอร์  $m$  ของกระแสเบส ( $m_b$ ) มีค่าอยู่ระหว่าง 1-2 คล้ายกับลักษณะของกระแสเบสในไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ในทางปฏิบัติ โดยมีค่าสูงสุดประมาณ 1.7 ที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ประมาณ 0.4 V. บอกให้ทราบว่ากระแสเบสในช่วงนี้ได้รับอิทธิพลจากการรวมตัวใหม่มากกว่าการแพร่ การคำนวณแฟคเตอร์องค์ประกอบกระแสต่าง ๆ จะพบว่าแฟคเตอร์  $\gamma$  และแฟคเตอร์  $\alpha_T$  มีค่าคงที่ตลอดช่วงของการให้แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  และแฟคเตอร์  $\alpha_T$  จะมีค่าสูงที่สุด ประมาณ 0.9997 ส่วนแฟคเตอร์  $\beta$  นั้นจะมีค่าต่ำที่สุดในช่วงที่แรงดันไบอัส  $V_{BE}$  มีค่าต่ำ ๆ และจะมีค่าสูงขึ้น ๆ ตามแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ที่เพิ่มขึ้น ผลจากการคำนวณอัตราขยายกระแสเบสร่วม ( $\alpha$ ) จากแฟคเตอร์องค์ประกอบกระแสทั้งสามพบว่า อัตราการขยายกระแสเบส

ร่วมมีค่าขึ้นกับเฟคเตอร์ที่มีค่าน้อยที่สุดในสามเฟคเตอร์ที่เงื่อนไขแรงดันไบอัส  $V_{BE}$  ค่าเดียวกัน โดยอัตราขยายกระแสเบสร่วมมีค่าสูงสุดประมาณ 0.995 ซึ่งสามารถคำนวณอัตราขยายกระแสอิมิตเตอร์ร่วมที่เป็นความสัมพันธ์กับอัตราขยายกระแสเบสร่วมมีค่าประมาณ 200 ให้ผลสอดคล้องกับค่าในทางปฏิบัติเช่นกัน กล่าวโดยสรุปคือ การนำหลักการจำลองแบบหนึ่งมิติมาใช้กับไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ยังคงให้ผลลัพธ์ที่ถูกต้องมีความน่าเชื่อถือได้ แม้ว่าจะไม่สามารถแสดงรายละเอียดได้เท่ากับการจำลองแบบสองมิติ แต่การนำมาประยุกต์ใช้ก็เป็นการเพิ่มอรรถประโยชน์ให้กับโปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติที่มีอยู่ให้มากขึ้น

โดยสรุปแล้ว การศึกษารอยต่อพี-เอ็นและทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์โดยใช้ข้อมูลที่ได้จากการจำลองแบบหนึ่งมิติ ทำให้เราเข้าใจถึงพฤติกรรมทางฟิสิกส์ของรอยต่อพี-เอ็นและไบโพลาร์ทรานซิสเตอร์ได้ละเอียดลึกซึ้งยิ่งขึ้น เพราะข้อมูลที่นำมาวิเคราะห์มีความละเอียดถูกต้อง การใช้การประมาณน้อยที่สุดสามารถที่จะแสดงรายละเอียดของข้อมูลได้ในทุก ๆ ตำแหน่งตลอดความยาวของอุปกรณ์รอยต่อพี-เอ็น ซึ่งสามารถเปรียบเทียบให้เห็นได้ถึงความแตกต่างระหว่างค่าในอุดมคติและค่าในทางปฏิบัติ ผลลัพธ์ที่ได้สอดคล้องกับผลจากการทดลองที่แสดงไว้ก่อนหน้านี้ เราสามารถที่จะนำโปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติ หรือวิธีการวิเคราะห์นี้ไปประยุกต์ใช้กับอุปกรณ์รอยต่อพี-เอ็นที่มีรูปแบบหรือโครงสร้างในลักษณะอื่น ๆ ได้

### ข้อเสนอแนะหรือแนวทางการศึกษาวิจัยในอนาคต

จะเป็นข้อเสนอแนะที่เกี่ยวข้องกับโปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติ ดังนี้

1. อาจมีการปรับปรุงอัลกอริทึมการคำนวณ ให้สามารถคำนวณได้รวดเร็วยิ่งขึ้น

2. ปรับปรุงให้โปรแกรมสามารถคำนวณพารามิเตอร์ที่สำคัญอื่น ๆ ได้เพิ่มมากขึ้น เช่น ในการคำนวณค่าแรงดันพ้งทลาย หรือการแสดงโครงสร้างแถบพลังงาน

3. ปรับปรุงให้โปรแกรมสามารถพิจารณาได้ที่เงื่อนไขเพิ่มมากขึ้น เช่น การพิจารณาผลของแสง ความร้อน หรือสนามแม่เหล็กวมเข้าไปในแบบจำลองด้วย หรือปรับปรุงให้สามารถจำลองแบบสภาวะชั่วคราว(Transient)ได้ โดยการแก้ไขสมการเริ่มต้นที่นำมาใช้ในการคำนวณและรูปแบบวิธีการคำนวณ

4. พัฒนาโปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติไปเป็นการจำลองแบบสองมิติ เพื่อช่วยให้การจำลองแบบมีความสมบูรณ์มากขึ้น และจะทำให้สามารถจำลองแบบให้กับอุปกรณ์สารกึ่งตัวนำชนิดอื่น ๆ ได้หลากหลายมากยิ่งขึ้น

## เอกสารอ้างอิง

- [1] ผศ.ดร. เต็มพงษ์ เพ็ชรกุล. อุปกรณ์สารกึ่งตัวนำ. กรุงเทพฯ : คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง. 2545.
- [2] รศ.ดร. สมเกียรติ ศุภเดช. สิ่งประดิษฐ์สารกึ่งตัวนำ. พิมพ์ครั้งที่ 8. กรุงเทพฯ : คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง. 2543.
- [3] S. M. Sze. Semiconductor Devices : Physics and Technology. 2nd Ed. John Wiley & Sons, Inc. 2001.
- [4] Donal A. Neamen. Semiconductor Physics and Devices : Basic Principles. 3rd Ed. McGraw-Hill. 2003.
- [5] S. M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. 2nd Ed. Wiley Inter Science. 1981.
- [6] S.Selberherr. Analysis and Simulation of Semiconductor Devices. New York : Springer-Verlag Wien. 1984.
- [7] F. Gerald, O. Wheatley. Applied Numerical Analysis. 5th Ed. Addison-Wesley. 1999.
- [8] F. Wolf. Silicon Semiconductor Data. Pergamon Press Inc. 1969.
- [9] ไสภณ พรหมชัย, โยอิชิ ยาซุมูระ และ เต็มพงษ์ เพ็ชรกุล. "การวิเคราะห์กลไกกระแสและพฤติกรรมไดโอดรอยต่อพี-เอ็นโดยการจำลองแบบหนึ่งมิติ." วิศวกรรมลาดกระบัง, ปีที่ 19, ฉบับที่ 4, ธันวาคม 2545. หน้า 19-24.
- [10] T. Phetchakul, S. Prommachai and Y. Yasumura. "A Review on Current-Voltage Characteristics of P-N Junction with Finite Difference Method." The 3<sup>rd</sup> International Symposium on Communications and Information Technologies (ISCIT 2003). vol. 2. 2003. pp. 700-702.
- [11] ไสภณ พรหมชัย, โยอิชิ ยาซุมูระ และ เต็มพงษ์ เพ็ชรกุล. "การวิเคราะห์ผลของโครงสร้างที่มีต่อคุณลักษณะกระแส-แรงดันของไดโอดรอยต่อพี-เอ็น." การประชุมวิชาการทางวิศวกรรมไฟฟ้า. ครั้งที่ 25. มหาวิทยาลัยสงขลานครินทร์. 2545. หน้า 169-173.
- [12] W. Shockley, W. T. Read. "Statistics of the recombination of holes and electrons." Physical Review, vol. 87, No. 5. 1952. pp.835-842.
- [13] J. L. Moll. "The Evolution of the Theory of the Current-Voltage Characteristics of p-n Junctions." Proc.IRE. 1958. p. 1076.

- [14] H. K. Gummel. "A Self-Consistent Iterative Scheme for One-Dimensional Steady State Transistor Calculations." IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-11, 1964. pp.455-465.
- [15] P. G. A. Jespers. "Measurements for Bipolar Devices." Eds., Process and Devices Modeling for Integrated Circuit Design. Leyden. 1977.
- [16] ไสภณ พรหมชัย, โยอิชิ ยาซุมูระ และ เต็มพงษ์ เพ็ชรกุล. "การประยุกต์ใช้การจำลองแบบหนึ่งมิติกับทรานซิสเตอร์รอยต่อแบบไบโพลาร์." วิศวกรรมลาดกระบัง, ปีที่ 20, ฉบับที่ 4, ธันวาคม 2546. หน้า 23-28.

## ภาคผนวก ก

จากสมการผลต่างของสมการปัวซองของสี่หนึ่งมิติ และสมการความต่อเนื่องสำหรับ อิเล็กตรอนและโฮล คือ

$$\lambda^2 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) - n + p + C = 0 \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n \cdot n \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (\text{A2})$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p \cdot p \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) - R(\psi, n, p) = 0 \quad (\text{A3})$$

สมมติว่า  $u$  เป็นตัวแปรที่สามารถหาอนุพันธ์อันดับสามได้อย่างต่อเนื่องแล้ว เราจะแทนที่ทุก ๆ อนุพันธ์ย่อยอันดับหนึ่งด้วย

$$\left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_i = \frac{u_{i+1/2} - u_{i-1/2}}{h_i + h_{i-1}} - \frac{h_{i-1} - h_i}{4} \cdot \left. \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right|_i + O\left( \frac{h_i^3 + h_{i-1}^3}{h_i + h_{i-1}} \right) \quad (\text{A4})$$

ต่อมาเราจะใช้การประมาณค่าความคลาดเคลื่อนเฉพาะที่จากการตัดปลาย ซึ่งจะทำให้การคำนวณง่ายขึ้น ค่าความคลาดเคลื่อนจากการตัดปลาย ก็คือ จำนวนที่เหลือซึ่งจะปรากฏเมื่อนำผลเฉลยของปัญหาแบบต่อเนื่องใส่เข้าไปในระบบที่ไม่ต่อเนื่อง จะกำหนดให้  $O(h)$ ,  $O(h^2)$  แทนขนาดของความคลาดเคลื่อนจากการตัดปลายที่ถูกกำหนดได้แบบเชิงเส้นและควอดราตริกตามลำดับ ความคลาดเคลื่อนเฉพาะที่จากการตัดปลายในสมการ (A4) สำหรับกรณีทั้งระยะเมชเท่ากันและระยะเมชไม่เท่ากัน คือ ค่าอันดับสองของระยะเมชที่ถ่วงน้ำหนักด้วยอนุพันธ์ย่อยอันดับสาม

อย่างไรก็ตาม ผลเฉลยของสมการสารกึ่งตัวนำจะแสดงพฤติกรรมที่ไม่เปลี่ยนแปลงในบางบริเวณของโดเมนอุปกรณ์ ขณะที่บริเวณอื่น ๆ มีการเปลี่ยนแปลงอย่างมาก ดังนั้นระยะเมชที่ไม่เท่ากันจึงมีความจำเป็นที่จะนำมาใช้ เราสามารถที่จะคาดหมายได้เฉพาะค่าความคลาดเคลื่อนจากการตัดปลายอันดับหนึ่งของระยะห่างระหว่างเมช และเราจะสมมติว่าใช้ระยะเมชที่ไม่เท่ากันตลอด จากการประมาณผลต่างสมการ (A4) เราจะเขียนสมการ (A1) ถึง (A3) ใหม่ได้เป็น

$$\lambda^2 \left( \frac{\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i+1/2} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i-1/2}}{h_i + h_{i-1}} + O(h) \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} \Big|_i \right) - n_i + p_i + C_i = 0 \quad (A5)$$

$$\frac{(-J_{nx}) \Big|_{i+1/2} - (-J_{nx}) \Big|_{i-1/2}}{h_i + h_{i-1}} + O(h) \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} \Big|_i - R(\psi, n, p) \Big|_i = 0 \quad (A6)$$

$$\frac{(J_{px}) \Big|_{i+1/2} - (J_{px}) \Big|_{i-1/2}}{h_i + h_{i-1}} + O(h) \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} \Big|_i - R(\psi, n, p) \Big|_i = 0 \quad (A7)$$

$J_{nx}$  และ  $J_{px}$  คือ ส่วนประกอบความหนาแน่นกระแสของอิเล็กตรอนและโฮลตามลำดับ ในทิศทาง x

$$J_{nx} = \mu_n \cdot n \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} - D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (A8)$$

$$J_{px} = \mu_p \cdot p \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} + D_p \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (A9)$$

ขั้นต่อมาคือการแทนค่า ณ.จุดกลางช่วงของปริมาณ  $\partial \psi / \partial x$ ,  $J_{nx}$  และ  $J_{px}$  ด้วยการประมาณผลต่างที่เหมาะสม ใช้สมมติฐานที่ว่าปริมาณเหล่านี้จะมีค่าคงที่ภายในแต่ละช่วง เราได้ออนุพันธ์ย่อยสำหรับศักย์ไฟฟ้า คือ

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{i+1/2} = \frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{h_i} + O(h^2) \cdot \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} \Big|_{i+1/2} \quad (A10)$$

แทนการประมาณนี้ลงในสมการ (A5) ซึ่งจะไม่ไปเพิ่มอันดับของความคลาดเคลื่อนจากการตัดปลาย หลังจากแทนที่แล้วจะได้สมการเป็น

$$\lambda^2 \left( \frac{(\psi_{i+1} - \psi_i)}{h_i} - \frac{(\psi_i - \psi_{i-1})}{h_{i-1}} \right) \cdot \frac{2}{h_i + h_{i-1}} - n_i + p_i + C_i = 0 \quad (A11)$$

สมการ (A11) ซึ่งเป็นสมการบิวของส์แบบไม่ต่อเนื่อง มีความคลาดเคลื่อนเฉพาะที่จากการตัดปลายที่เป็นสัดส่วนเชิงเส้นกับระยะเมชและอนุพันธ์อันดับสามของศักย์ไฟฟ้าสำหรับระยะเมชที่ไม่เท่ากัน เราสมมติว่าศักย์ไฟฟ้าจะเปลี่ยนแปลงอย่างเชิงเส้นไปทางจุดเมชที่อยู่ใกล้ที่สุด 4 ระยะเมช

ซึ่งมีความหมายว่า ส่วนประกอบสนามไฟฟ้าในเส้นทางเหล่านี้มีค่าคงที่ เป็นการกล่าวอย่างชัดเจน ซึ่งเราไม่มีข้อมูลเกี่ยวกับการเปลี่ยนแปลงของศักย์ไฟฟ้าในเส้นทางเหล่านี้มาก่อน

การสมการความต่อเนื่องสำหรับอิเล็กตรอนและโฮลแบบไม่ต่อเนื่องจะยุ่งยากกว่ามาก เริ่มแรกเราจะเขียนการประมาณ คือ

$$J_{nx}(x \in [x_i, x_{i+1}]) = J_{nx}|_{i+1/2} + \left(x - x_i - \frac{h_i}{2}\right) \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{nx} \Big|_{i+1/2} + o(h^2) \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} J_{nx} \Big|_{i+1/2} \quad (\text{A12})$$

$$J_{px}(x \in [x_i, x_{i+1}]) = J_{px}|_{i+1/2} + \left(x - x_i - \frac{h_i}{2}\right) \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{px} \Big|_{i+1/2} + o(h^2) \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} J_{px} \Big|_{i+1/2} \quad (\text{A13})$$

เราจะได้สมการเชิงอนุพันธ์สำหรับความหนาแน่นพาหะอิเล็กตรอน( $n$ )และโฮล( $p$ ) สำหรับแต่ละช่วงเมฆโดยการละเว้นเทอม  $O(h^2)$  ตัวอย่างเช่น สำหรับช่วง  $[x_i, x_{i+1}]$  จะได้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน คือ

$$\mu_n \cdot n \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} - D_n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} = J_{nx}|_{i+1/2} + \left(x - x_i - \frac{h_i}{2}\right) \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{nx} \Big|_{i+1/2} \quad (\text{A14})$$

$$n(x_i) = n_i, \quad n(x_{i+1}) = n_{i+1} \quad (\text{A15})$$

สมการนี้จะถูกแก้เพื่อหาค่าการเปลี่ยนแปลงของความหนาแน่นอิเล็กตรอนตลอดช่วง ( $x \in [x_i, x_{i+1}]$ ) มีการสมมติว่าอนุพันธ์ย่อยของศักย์ไฟฟ้ามีค่าคงที่ในเส้นทางที่พิจารณา ซึ่งเป็นสมมติฐานที่มีอยู่แล้วสำหรับสมการปัวซองส์(จากสมการ (A10)) และยังสมมติว่าค่าสภาพคล่องและค่าสัมประสิทธิ์การแพร่ของพาหะมีค่าคงที่ด้วย สมการ (A14) เป็นสมการเชิงอนุพันธ์อันดับหนึ่งที่มีพารามิเตอร์ คือ  $J_{nx}|_{i+1/2}$  ประกอบกับเงื่อนไขขอบเขต 2 เงื่อนไขจากสมการ (A15) ผลเฉลยของปัญหานี้ คือ

$$n(x \in [x_i, x_{i+1}]) = C \cdot \exp\left(\frac{\psi(x)}{U_t}\right) + h_i \cdot \frac{J_{nx}|_{i+1/2}}{\mu_n|_{i+1/2}} \cdot \frac{1 - \exp\left(\frac{\psi(x)}{U_t}\right)}{\psi_{i+1} - \psi_i} + \frac{h_i^2 \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{nx} \Big|_{i+1/2} \cdot \left(\frac{U_t}{\psi_{i+1} - \psi_i} - \frac{1}{2}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{\psi(x)}{U_t}\right)\right) + \frac{x - x_i}{h_i}}{\mu_n|_{i+1/2} \cdot (\psi_{i+1} - \psi_i)} \quad (\text{A16})$$

โดยที่  $U_t$  คือ แรงดันเนื่องจากความร้อน

การสมมติว่า  $|\psi_{i+1} - \psi_i| = O(h)$  เป็นการยาก แต่การคำนวณอย่างง่ายจะแสดงให้เห็นว่าเทอมสุดท้ายของสมการ (A16) คือ  $O(h^3)$  โดยการไม่พิจารณาเทอมนี้และให้สอดคล้องกับเงื่อนไขขอบเขตสมการ (A15) เราจะได้ว่า

$$n(x \in [x_i, x_{i+1}]) = (1 - g_i(x, \psi)) \cdot n_i + g_i(x, \psi) \cdot n_{i+1} \quad (\text{A17})$$

เมื่อ

$$g_i(x, \psi) = \frac{1 - \exp\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t} \cdot \frac{x - x_i}{h_i}\right)}{1 - \exp\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right)} \quad (\text{A18})$$

สังเกตได้ว่าฟังก์ชันการเติบโตในสมการ (A18) จะกลายเป็นฟังก์ชันเชิงเส้นเมื่อ  $\psi_{i+1} = \psi_i$  (ดังที่คาดหมายไว้) คือ

$$g_i(x, \psi) = \frac{x - x_i}{h_i} \quad (\text{A19})$$

และสำหรับความหนาแน่นโพลก็สามารถหาได้จาก

$$p(x \in [x_i, x_{i+1}]) = (1 - g_i(x, \psi)) \cdot p_i + g_i(x, \psi) \cdot p_{i+1} \quad (\text{A20})$$

ส่วนประกอบความหนาแน่นกระแสที่ต้องการของแต่ละช่วง ซึ่งเป็นพารามิเตอร์ของแต่ละสมการเชิงอนุพันธ์สำหรับความหนาแน่นพาหะ ถูกคำนวณได้จาก

$$J_{nx}|_{i+1/2} = D_n|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot n_i - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i+1}}{h_i} + h_i \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \coth\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{2U_t}\right) - \frac{U_t}{\psi_{i+1} - \psi_i}\right) \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{nx}|_{i+1/2} \quad (\text{A21})$$

$$J_{px}|_{i+1/2} = D_p|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot p_{i+1} - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i}{h_i} + h_i \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \coth\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{2U_t}\right) - \frac{U_t}{\psi_i - \psi_{i+1}}\right) \cdot \frac{\partial}{\partial x} J_{px}|_{i+1/2} \quad (\text{A22})$$

เมื่อ  $B(x)$  คือ ฟังก์ชันเบอร์นูลลี (Bernoulli function) ที่นิยามได้เป็น

$$B(x) = \frac{x}{\exp(x) - 1} \quad (\text{A23})$$

ภายใต้สมมติฐานที่ว่า  $\psi_i$  จะมีค่าแตกต่างกันเพียง  $O(h)$  จากบริเวณอื่นที่อยู่ใกล้เคียง ซึ่งสามารถแสดงให้เห็นได้ว่าเทอมสุดท้ายในสมการ (A21) และ (A22) คือ  $O(h^2)$  โดยการไม่พิจารณาเทอมเหล่านี้และแทนสมการ (A21) ในสมการ (A6) เราจะได้สมการความต่อเนื่องสำหรับอิเล็กตรอนแบบไม่ต่อเนื่อง คือ

$$\begin{aligned} D_n|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i+1} - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot n_i}{h_i \cdot \frac{h_i + h_{i-1}}{2}} \\ - D_n|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot n_i - B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot n_{i-1}}{h_{i-1} \cdot \frac{h_i + h_{i-1}}{2}} \\ - R(\psi, n, p)|_i = 0 \end{aligned} \quad (\text{A24})$$

และเช่นเดียวกัน สมการความต่อเนื่องสำหรับโฮลแบบไม่ต่อเนื่อง คือ

$$\begin{aligned} D_p|_{i+1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i+1}}{U_t}\right) \cdot p_{i+1} - B\left(\frac{\psi_{i+1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i}{h_i \cdot \frac{h_i + h_{i-1}}{2}} \\ - D_p|_{i-1/2} \cdot \frac{B\left(\frac{\psi_{i-1} - \psi_i}{U_t}\right) \cdot p_i - B\left(\frac{\psi_i - \psi_{i-1}}{U_t}\right) \cdot p_{i-1}}{h_{i-1} \cdot \frac{h_i + h_{i-1}}{2}} \\ - R(\psi, n, p)|_i = 0 \end{aligned} \quad (\text{A25})$$

โดยที่  $R(\psi, n, p)|_i$  คืออัตราการเกิด/การรวมตัวใหม่สุทธิที่เมซ  $i$  นิยามได้ดังนี้

$$R(\psi, n, p)|_i = \frac{n_i \cdot p_i - n_i^2}{\tau_i (n_i + p_i + 2n_i)} \quad (\text{A26})$$

## ภาคผนวก ข

### ค่าคงที่ทางฟิสิกส์ที่ใช้ในการคำนวณ

ในส่วนนี้จะแสดงค่าคงที่ทางฟิสิกส์ที่มีการใช้ในการคำนวณจากการเขียนโปรแกรมจำลองแบบหนึ่งมีรอยต่อพี-เอ็น

Bandgap of Si at 300 K	1.12	eV
Boltzmann constant	$1.38066 \times 10^{-23}$	J/K
Dielectric constant of Si	11.9	
Electron charge	$1.60218 \times 10^{-19}$	Coulomb
Electron rest mass	$9.1095 \times 10^{-31}$	kg.
Intrinsic carrier concentration	$1.45 \times 10^{10}$	$\text{cm}^{-3}$
Planck constant	$6.62617 \times 10^{-34}$	J-s
Permittivity in vacuum	$8.85418 \times 10^{-14}$	F/cm
Temperature	300	K
Thermal voltage at 300 K	0.0259	V

## ภาคผนวก ค

### โปรแกรมการจำลองแบบหนึ่งมิติรอยต่อพี-เอ็น

ในส่วนนี้จะแสดงเฉพาะการประกาศตัวแปรและฟังก์ชันที่ใช้ในการคำนวณ วิธีการคำนวณ และการจัดเก็บข้อมูลเป็นไฟล์ excel เป็นโปรแกรมจำลองแบบของรอยต่อพี-เอ็นที่ด้านพีและด้านเอ็นมีความยาวด้านละ  $200 \mu\text{m}$ . โดยโปรแกรมจำลองแบบเขียนด้วยภาษา Visual C++ version 6

```
// 1DPNjunctionSimulationDlg.cpp : implementation file

#include "stdafx.h"
#include "1DPNjunctionSimulation.h"
#include "1DPNjunctionSimulationDlg.h"
#include <math.h>
#include <afxctl.h>
#include <afxdb.h>
#include <time.h>          /////////////// for difftime function

#ifdef _DEBUG
#define new DEBUG_NEW
#undef THIS_FILE
static char THIS_FILE[] = __FILE__;
#endif

/////----- Declare all of parameter, variable, constant, function -----

#define Planckh 6.62617E-34 // Planck constant, J-s
#define pi 3.14159265358979 // pi,22/7
#define m0 9.1095E-31      // Electron rest mass, kg.
```

```

#define Bk 1.38066E-23      // Boltzmann constant, J/K
#define q 1.60218E-19      // Electron charge, coulomb
#define epsrn0 8.85418E-14 // Permittivity in vacuum
#define Dc 11.9            // Dielectric constant of Si
#define NI 1.45E+10        // Intrinsic carrier concentration
#define Nc 2.8E+19         // Effective density of state in Cond.B
#define Nv 1.04E+19        // Effective density of state in Vale.B
#define Eg 1.12            // Bandgap of Si at 300 K,eV
#define T 300              // Temperature, kelvin
#define Ut 1.0             // Scaled thermal voltage
float Vap;                 // 0, 0.25852151 or negative values, Voltage applied, volt
double Nd;                 // Donor density in n-region
double Na;                 // Acceptor density in p-region

```

```

//***** Diffusion coefficient *****/

```

```

const double TauNp = 0.000002; // Lifetime of electron in p-region,sec
const double TauPn = 0.0000055; // Lifetime of hole in n-region,sec
const double Dnn = 25;         // For electron in n-region at 300 K
const double Dnp = 22;         // For electron in p-region at 300 K
const double Dpp = 8;          // For hole in p-region at 300 K
const double Dpn = 9;          // For hole in n-region at 300 K

```

```

//***** Mesh specification *****/

```

```

const double Length = 0.0400; // Device length = 400 um.,cm.
const double spc1 = 0.000001; // Auxiliary spacing = 0.01 um.,cm.
const double spc2 = 0.000004; // Auxiliary spacing = 0.04 um.,cm.
const double spc3 = 0.000016; // Auxiliary spacing = 0.16 um.,cm.
const double spc4 = 0.000064; // Auxiliary spacing = 0.64 um.,cm.
const double spc5 = 0.000256; // Auxiliary spacing = 2.56 um.,cm.
const double spc6 = 0.001024; // Auxiliary spacing = 10.24 um.,cm.
const double spc7 = 0.004096; // Auxiliary spacing = 40.96 um.,cm.

```

```

const double spc8      = 0.016384;    // Auxiliary spacing = 163.84 um.,cm.

const int NM = 88;    // Number of mesh
const int JM = 44;    // Mesh point of junction

//***** Diode physical parameter *****/
double h[90];        // Scaled spacing
double C[90];        // Scale impurity concentration
double Dn[90];       // Scale electron diffusion
double Dp[90];       // Scale hole diffusion
double Tau[90];      // Scale life time for both carriers
double len[90];      // Scale device length

//***** Scaling factor *****/
double epsrnSi;      // Scaling factor of silicon permittivity
double sqrRMDA;      // Scaling factor of poison's eq.
double Psi0;         // Scaling factor of potential
double x0;           // Scaling factor of distance
double C0;           // Scaling factor of N,P,C
double D0;           // Scaling factor of diff.coefficient carrier
double Tau0;         // Scaling factor of life time of carrier
double GR0;          // Scaling factor of generation/recombination rate
double J0;           // Scaling factor of current density
double NI0;

//***** Ohmic contact parameter *****/
double POhm;         // Hole concentration at ohmic coactact
double NOhm;         // Electron concentration at ohmic coactact
double PsiBohm;      // Built-in potential at ohmic coactact
double PsiOhm;       // Electrostatic potential at ohmic coactact
double PsiBct1;      // Built-in potential in p-region

```

```

double PsiBct2;      // Built-in potential in n-region
double PsiCt1;      // Potential at ohmic contact 1
double PsiCt2;      // Potential at ohmic contact 2
double PCt1;        // Hole density at ohmic contact 1
double PCt2;        // Hole density at ohmic contact 2
double NCt1;        // Electron density at ohmic contact 1
double NCt2;        // Electron density at ohmic contact 2
double zzz;         // Utility variable

//***** Scale & de-scale *****/
double PhiP[90];    // Scaled Quasi-Fermi potential of hole
double PhiN[90];    // Scaled Quasi-Fermi potential of Electron
double Jpm[90];     // Scaled hole current at middle of the interval
double Jnm[90];     // Scaled electron current at middle of the interval
double Pm[90];      // Scaled hole concentration at middle of the interval
double Nm[90];      // Scaled electron concentration at middle of the interval
double DDp;         // Scaled diffusion coefficient of hole for current density eval.
double DDn;         // Scaled diffusion coefficient of electron for current density eval.
double EField[90];  // Scaled mid-point electric field
double Jn_drift[90];
double Jp_drift[90];
double Jn_diff[90];
double Jp_diff[90];
double gradPsi;
double gradPhiN;
double gradPhiP;
double gradN;
double gradP;
double DGR[90];     // De-scale generation/recombination rate
double Jgr[90];     // De-scale total generation/recombination current
double dltJgr[90];

```

```

double dltX[90];
double Jgrt;
double dltJgrt;
double dltx;

//***** Newton parameter *****/
int i,k;
int NK[90];          // Newton step end times
long EvolveN;
long MaxEvolveN;

//***** Function & Derivative *****/
double B1,B2,B3,B4;      // Value of Bernoulli function
double x,x1B,x2B,x3B,x4B; // Potential difference between neighbor meshes
double F1,F2,F3;        // Function
double RnF1byRnPsi;     // Derivative of F1/Psi
double RnF1byRnN;       // Derivative of F1/N
double RnF1byRnP;       // Derivative of F1/P
double RnF2byRnPsi;     // Derivative of F2/Psi
double RnF2byRnN;       // Derivative of F2/N
double RnF2byRnP;       // Derivative of F2/P
double RnF3byRnPsi;     // Derivative of F3/Psi
double RnF3byRnN;       // Derivative of F3/N
double RnF3byRnP;       // Derivative of F3/P

const double x1 = -1E+308; // X will be < this value!!
const double x2 = -1E-11;
const double x3 = 1E-11;
const double x4 = 700.00;
const double x5 = -1E-5;
const double x6 = 1E-5;

```

```
const double one = 1.00;
```

```
//***** Target parameter *****/
```

```
double Psi[90];           // Scaled potential
double P[90];            // Scaled hole concentration
double N[90];            // Scaled electron concentration
double dltPsi[90];       // Scaled potential between neighbor mesh
double dltP[90];         // Scaled hole between neighbor mesh
double dltN[90];         // Scaled electron between neighbor mesh
double R[90];            // Scaled generation/recombination rate
```

```
//***** Function prototype *****/
```

```
void ScalingFactor();    // Function prototype of scaling or declare of function
void Doping_to_Mesh();   // Function prototype of doping
void Diffusivity_to_Mesh(); // Function prototype of diffusivity
void Lifetime_to_Mesh(); // Function prototype of lifetime or tau
void Spacing_Map0();     // Function prototype of spacing for p=200 um, n=200 um
void Real_len();
void Boundary();         // Function prototype of boundary condition
void Initial();          // Function prototype of initial condition
void Control();          // Function prototype of control
void Inner_Mesh();       // Function prototype of inner mesh
void Simple_elim();      // Function prototype of simple_eliminate
void Imref_N_P();
void CurrentDens();      // Function prototype of Current density for both regions
void GRCurrent();        // Function prototype of Gen/Rec current density
void ElectField();       // Function prototype of Electric field
void CurrentComponent(); // Function prototype of Current component
double Bern(double);     // Function prototype of Bernoulli function
double DerivB(double);   // Function prototype of derivative
void DeScaled();         // Function prototype of De-scaled output data
```

```

// CMy1DPNjunctionSimulationDlg dialog

CMy1DPNjunctionSimulationDlg::CMy1DPNjunctionSimulationDlg(CWnd* pParent
/*=NULL*/)
    : CDialog(CMy1DPNjunctionSimulationDlg::IDD, pParent)
{
   //{{AFX_DATA_INIT(CMy1DPNjunctionSimulationDlg)
    m_ENnumber = 1000000;
    m_Excel = _T("Long");
    m_Loop = 0;
    m_Na = 5.0E+16;
    m_Nd = 1.0E+16;
    m_Timer = 0.0;
    m_Vap = 0.55f;
    //}}AFX_DATA_INIT
    // Note that LoadIcon does not require a subsequent DestroyIcon in Win32
    m_hIcon = AfxGetApp()->LoadIcon(IDR_MAINFRAME);
}

void CMy1DPNjunctionSimulationDlg::DoDataExchange(CDataExchange* pDX)
{
    CDialog::DoDataExchange(pDX);
   //{{AFX_DATA_MAP(CMy1DPNjunctionSimulationDlg)
    DDX_Control(pDX, IDC_PROGRESS1, m_Progress);
    DDX_Control(pDX, IDC_LIST1, m_List);
    DDX_Text(pDX, IDC_ENnumber, m_ENnumber);
    DDX_Text(pDX, IDC_Excel, m_Excel);
    DDX_Text(pDX, IDC_Loop, m_Loop);
    DDX_Text(pDX, IDC_Na, m_Na);
    DDX_Text(pDX, IDC_Nd, m_Nd);
    DDX_Text(pDX, IDC_Timer, m_Timer);
    DDX_Text(pDX, IDC_Vap, m_Vap);
}

```

```

}

void CMy1DPNjunctionSimulationDlg::OnOK()
{
    // ----- Start program calculation at here -----//
    UpdateData(TRUE);

    time_t start, finish;           //// Declare for difftime function
    double elapsed_time;

    time( &start );                //// Start time

    int MaxRange,stp;

    int div = 100;

    Vap = m_Vap;
    Nd = m_Nd;
    Na = m_Na;
    MaxEvolveN = m_ENnumber;
    MaxRange = MaxEvolveN/div;
    m_Progress.SetRange(0,MaxRange);
    stp=MaxRange/100;
    m_Progress.SetStep(stp);
    m_Progress.SetPos(0);

    ScalingFactor();              // Call function
    Doping_to_Mesh();             // Call function
    Diffusivity_to_Mesh();        // Call function
    Lifetime_to_Mesh();           // Call function
    Spacing_Map0();               // Call function for Long diode
    Real_len();                   // Call function
    Boundary();                   // Call function
    Initial();                    // Call function

    for(EvolveN=1;EvolveN<= m_ENnumber;EvolveN++)           // Set repeating
number at here!

```

```

{
    if(EvolveN%(stp*div) == 0)
        m_Progress.SteptIt();
    Control();                // Call function
    m_Loop = EvolveN;        // show maximum En in dialog
    UpdateData(FALSE);
}
Imref_N_P();
for(i=0;i<= NM-1;i++)
{
    Nm[i] = N[i]/( 1 + exp((Psi[i]-Psi[i+1])/2/Ut) )
           + N[i+1]/( 1 + exp((Psi[i+1]-Psi[i])/2/Ut) );
    Pm[i] = P[i]/( 1 + exp((Psi[i+1]-Psi[i])/2/Ut) )
           + P[i+1]/( 1 + exp((Psi[i]-Psi[i+1])/2/Ut) );
    CurrentDens();          // Call function
    CurrentComponent();     // Call function
    ElectField();          // Call function
}
GRCurrent();              // Call function
DeScaled();               // Call function De-scaled data
time( &finish );         // Stop time
elapsed_time = difftime( finish, start );
m_Timer = (elapsed_time/60) ; // Show run-time in dialog
UpdateData(FALSE);

ShowResult();            // Call function
PutToExcel_Output();     // Save data to Excel file
MessageBox("Program complete!! You can see result in EXCEL
sheet",NULL,MB_OK|MB_ICONINFORMATION);
//CDialog::OnOK();
}

```

```

//----- PutToExcel function excute -----//
void CMy1DPNjunctionSimulationDlg::PutToExcel_Output()
{
    UpdateData(TRUE);
    CDatabase database;
    CString sDriver = "MICROSOFT EXCEL DRIVER (*.XLS)"; // exactly the same name as
in the ODBC-Manager
    CString sSql;
    CString sExcelFile = "d:\\"+ m_Excel; // Filename and path for the file to be created
    float intval;
    int indx;
    TRY
    {
        // Build the creation string for access without DSN
        sSql.Format("DRIVER={%s};DSN="";FIRSTROWHASNAMES=1;READONLY=FALSE;CRE
ATE_DB=\"%s\";DBQ=%s", sDriver,sExcelFile,sExcelFile);
        // Create the database (i.e. Excel sheet)
        if( database.OpenEx(sSql,CDatabase::noOdbcDialog) )
        {
            // Create table structure
            sSql = "CREATE TABLE PsiNP (Mesh NUMBER,Length NUMBER,Psi NUMBER,dltPsi
NUMBER,N NUMBER,dltN NUMBER,P NUMBER,dltP NUMBER,GR NUMBER,k
NUMBER)";
            database.ExecuteSQL(sSql);
            // Insert data
            for(indx=0;indx<=NM;indx++)
            {
                sSql.Format("INSERT INTO PsiNP (Mesh,Length,Psi,dltPsi,N,dltN,P,dltP,GR,k)
VALUES (%d,%lf,%.30f,%.50f,%.30f,%.50f,%.30f,%.50f,%.30f,%d)",indx,len[indx],Psi
[indx],dltPsi[indx],N[indx],dltN[indx],P[indx],dltP[indx],DGR[indx],NK[indx]);
                database.ExecuteSQL(sSql);
            }
        }
    }
}

```

```

    }

    // Create table structure
    sSql = "CREATE TABLE Current (Mesh NUMBER,Length NUMBER,Jn NUMBER,Jp
NUMBER,Jtotal NUMBER,Jn_drift NUMBER,Jp_drift NUMBER,Jn_diff NUMBER,Jp_diff
NUMBER,Jn_total NUMBER,Jp_total NUMBER,Jtotal2 NUMBER,dltJgr NUMBER,Jgr
NUMBER,k NUMBER)";

    database.ExecuteSQL(sSql);

    // Insert data
    for(indx=0;indx<=NM-1;indx++)
    {
        intval = indx+0.5f;

        sSql.Format("INSERT INTO Current
(Mesh,Length,Jn,Jp,Jtotal,Jn_drift,Jp_drift,Jn_diff,Jp_diff,Jn_total,Jp_total,Jtotal2,dltJgr,J
gr,k) VALUES
(%lf,%lf,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.30f,%.50f,%.50f,%d)
",intval,len[indx],Jnm[indx],Jpm[indx],(Jnm[indx]+Jpm[indx]),Jn_drift[indx],Jp_drift
[indx],Jn_diff[indx],Jp_diff[indx],(Jn_drift[indx]+Jn_diff[indx]),(Jp_drift[indx]+Jp_diff
[indx]),(Jn_drift[indx]+Jn_diff[indx]+Jp_drift[indx]+Jp_diff[indx]),dltJgr[indx],Jgr
[indx],NK[indx]);

        database.ExecuteSQL(sSql);
    }

    CATCH_ALL(e)
    {
        TRACE1("Driver not installed: %s",sDriver);
    }

    END_CATCH_ALL;
}

//----- Function scaling excute -----//
void ScalingFactor()
{

```

```

Psi0 = (Bk*T)/q;
D0 = Dnn;
C0 = Na;
x0 = Length;
GR0 = (D0*C0)/(x0*x0);
Tau0 = (x0*x0)/D0;
epsrnSi = epsrn0*Dc;
sqrRMDA = (Psi0*epsrnSi) / (x0*x0*q*C0);
J0 = -(q*D0*C0)/x0;
NI0 = NI/C0;
return;
}

//----- Function doping execute -----//
void Doping_to_Mesh()
{
    //***** In p-region *****/
    for(i=0;i<=JM;i++)
        C[i] = -Na/C0;
    //***** In n-region *****/
    for(i=JM+1;i<=NM;i++)
        C[i] = Nd/C0;
    return;
}

//----- Function diffusivity execute -----//
void Diffusivity_to_Mesh()
{
    //***** In p-region *****/
    for(i=0;i<=JM-1;i++)
    {

```

```

        Dn[i] = Dnp/D0;
        Dp[i] = Dpp/D0;
    }
    //***** In n-region *****/
    for(i=JM;i<=NM-1;i++)
    {
        Dn[i] = Dnn/D0;
        Dp[i] = Dpn/D0;
    }
    return;
}

//----- Function lifetime execute -----//
void Lifetime_to_Mesh()
{
    //***** In p-region *****/
    for(i=1;i<=JM;i++)
        Tau[i] = TauNp / Tau0;
    //***** In n-region *****/
    for(i=JM+1;i<=NM-1;i++)
        Tau[i] = TauPn/Tau0;
    return;
}

//----- Function spacing execute -----//
void Spacing_Map0()
{
    //***** Set value of spacing in mesh in p-region *****/
    for(i=0;i<=3;i++)
        h[i] = spc1/x0;
    for(i=4;i<=5;i++)
        h[i] = spc2/x0;
}

```

```
for(i=6;i<=9;i++)
    h[i] = spc3/x0;
for(i=10;i<=11;i++)
    h[i] = spc4/x0;
for(i=12;i<=15;i++)
    h[i] = spc5/x0;
for(i=16;i<=16;i++)
    h[i] = spc6/x0;
for(i=17;i<=19;i++)
    h[i] = spc7/x0;
for(i=20;i<=23;i++)
    h[i] = spc6/x0;
for(i=24;i<=27;i++)
    h[i] = spc5/x0;
for(i=28;i<=31;i++)
    h[i] = spc4/x0;
for(i=32;i<=35;i++)
    h[i] = spc3/x0;
for(i=36;i<=39;i++)
    h[i] = spc2/x0;
for(i=40;i<=43;i++)
    h[i] = spc1/x0;

//***** Set value of spacing in mesh in n-region *****/
for(i=44;i<=47;i++)
    h[i] = spc1/x0;
for(i=48;i<=51;i++)
    h[i] = spc2/x0;
for(i=52;i<=55;i++)
    h[i] = spc3/x0;
for(i=56;i<=59;i++)
```

```

        h[i] = spc4/x0;
    for(i=60;i<=63;i++)
        h[i] = spc5/x0;
    for(i=64;i<=67;i++)
        h[i] = spc6/x0;
    for(i=68;i<=70;i++)
        h[i] = spc7/x0;
    for(i=71;i<=71;i++)
        h[i] = spc6/x0;
    for(i=72;i<=75;i++)
        h[i] = spc5/x0;
    for(i=76;i<=77;i++)
        h[i] = spc4/x0;
    for(i=78;i<=81;i++)
        h[i] = spc3/x0;
    for(i=82;i<=83;i++)
        h[i] = spc2/x0;
    for(i=84;i<=87;i++)
        h[i] = spc1/x0;
    return;
}

//----- Function real length execute -----//
void Real_len()
{
    double xx0;
    len[0] = 0;
    xx0 = x0 * 10000;
    for(i=1;i<=NM;i++)
    {
        len[i] = len[i-1] + ( h[i-1] * xx0 ) ;
    }
}

```

```

    }
    return;
}

//----- Function boundary execute -----//
void Boundary()
{
    /**** Carrier concentration at ohmic contact 1 **** //
    POhm = ( sqrt((C[0]*C[0])+(4*NIO*NIO))-C[0] ) / 2; //scaled
    NOhm = (NIO*NIO)/POhm;    //scaled
    P[0] = POhm;              //scaled
    N[0] = NOhm;              //scaled

    /**** Built-in potential at ohmic contact 1 **** //
    zzz = -C[0]*C0/(2*NI);
    PsiBohm = -(Bk*T/q)*(log(zzz+sqrt((zzz*zzz)+1)))/Psi0;    //scaled

    /**** Potential at ohmic contact 1 **** //
    PsiOhm = PsiBohm+(Vap/Psi0);    //scaled
    Psi[0] = PsiOhm;                //scaled

    /**** Carrier concentration at ohmic contact 2 **** //
    NOhm = ( sqrt((C[NM]*C[NM])+(4*NIO*NIO))+C[NM] ) / 2;    //scaled
    POhm = (NIO*NIO)/NOhm;    //scaled
    N[NM] = NOhm;            //scaled
    P[NM] = POhm;           //scaled

    /**** Built-in potential at ohmic contact 2 **** //
    zzz = C[NM]*C0/(2*NI);
    PsiBohm = (Bk*T/q)*(log(zzz+sqrt((zzz*zzz)+1)))/Psi0;    //scaled

    /**** Potential at ohmic contact 2 **** //
    Psi[NM] = PsiBohm;    //scaled

    return;
}

```

```

//----- Function initial condition execute -----//
void Initial()
{
    for(i=1;i<=JM;i++)
    {
        Psi[i]=0;
        P[i] = Na/CO;
        N[i] = (NIO*NIO)/P[i];
    }
    for(i=JM+1;i<=NM-1;i++)
    {
        Psi[i]=0;
        N[i] = Nd/CO;
        P[i] = (NIO*NIO)/N[i];
    }
    return;
}

//----- Function control execute -----//
void Control()
{
    for(i=1;i<=NM-1;i++)
        Inner_Mesh();           // Call Inner mesh function
    for(i=NM-1;i>=1;i--)
        Inner_Mesh();           // Call Inner mesh function
    return;
}

//----- Function inner mesh execute -----//
void Inner_Mesh()
{

```

```

double GR;                                // scaled G/R rate
double RnB1byRnx1B,RnB2byRnx2B; // derivative of Bernoulli function
double RnB3byRnx3B,RnB4byRnx4B;
double RnRbyRnN,RnRbyRnP;              // derivative of G/R rate
for(k=1;k<=100;k++)                      // number step of Newton method
{
    F1 = sqrt(RMDA) * ( 1./h[i]*(Psi[i+1]-Psi[i]) - 1./h[i-1]*(Psi[i]-Psi[i-1]) )
        * ( 2/(h[i-1]+h[i]) ) - N[i] + P[i] + C[i];
    GR = ( (N[i]*P[i])-(NIO*NIO) ) / Tau[i] / ( N[i] + P[i] + (2*NIO) );
    R[i]=GR;                                // scaled G/R rate
    x1B=(Psi[i+1]-Psi[i])/Ut;
    x2B=(Psi[i]-Psi[i+1])/Ut;
    x3B=(Psi[i]-Psi[i-1])/Ut;
    x4B=(Psi[i-1]-Psi[i])/Ut;
    B1=Bern(x1B);                            // Call Bernoulli function
    B2=Bern(x2B);                            // Call Bernoulli function
    B3=Bern(x3B);                            // Call Bernoulli function
    B4=Bern(x4B);                            // Call Bernoulli function
    F2 = ( N[i-1]*Dn[i-1]*B4/h[i-1] ) - ( N[i]*Dn[i-1]*B3/h[i-1] )
        -( N[i]*Dn[i]*B2/h[i] ) + ( N[i+1]*Dn[i]*B1/h[i] )
        -( R[i]*(h[i-1]+h[i])/2 );
    F3 = ( P[i-1]*Dp[i-1]*B3/h[i-1] ) - ( P[i]*Dp[i-1]*B4/h[i-1] )
        -( P[i]*Dp[i]*B1/h[i] ) + ( P[i+1]*Dp[i]*B2/h[i] )
        -( R[i]*(h[i-1]+h[i])/2 );
    RnF1byRnPsi = -sqrt(RMDA) * ( 1./h[i] + 1./h[i-1] ) * ( 2./(h[i]+h[i-1]) );
    RnF1byRnN = -1;
    RnF1byRnP = 1;
    RnB1byRnx1B = DerivB(x1B); // Call derivative of Bernoulli function
    RnB2byRnx2B = DerivB(x2B); // Call derivative of Bernoulli function
    RnB3byRnx3B = DerivB(x3B); // Call derivative of Bernoulli function
    RnB4byRnx4B = DerivB(x4B); // Call derivative of Bernoulli function
}

```

```

RnRbyRnN = ( (P[i]+NI0)*(P[i]+NI0) )
            / Tau[i] / ( (N[i]+P[i]+(2*NI0)) * (N[i]+P[i]+(2*NI0)) );
RnRbyRnP = ( (N[i]+NI0)*(N[i]+NI0) )
            / Tau[i] / ( (N[i]+P[i]+(2*NI0)) * (N[i]+P[i]+(2*NI0)) );
RnF2byRnPsi = -( N[i-1]*Dn[i-1]*RnB4byRnx4B/Ut/h[i-1] )
               - ( N[i]*Dn[i-1]*RnB3byRnx3B/Ut/h[i-1] )
               - ( N[i]*Dn[i]*RnB2byRnx2B/Ut/h[i] )
               - ( N[i+1]*Dn[i]*RnB1byRnx1B/Ut/h[i] );
RnF2byRnN = -( Dn[i-1]*B3/h[i-1] ) - ( Dn[i]*B2/h[i] )
             -( RnRbyRnN*((h[i-1]+h[i])/2) );
RnF2byRnP = -( RnRbyRnP*((h[i-1]+h[i])/2) );
RnF3byRnPsi = ( P[i-1]*Dp[i-1]*RnB3byRnx3B/Ut/h[i-1] )
               + ( P[i]*Dp[i-1]*RnB4byRnx4B/Ut/h[i-1] )
               + ( P[i]*Dp[i]*RnB1byRnx1B/Ut/h[i] )
               + ( P[i+1]*Dp[i]*RnB2byRnx2B/Ut/h[i] );
RnF3byRnN = -( RnRbyRnN*((h[i-1]+h[i])/2) );
RnF3byRnP = -( Dp[i-1]*B4/h[i-1] ) - ( Dp[i]*B1/h[i] )
             -( RnRbyRnP*((h[i-1]+h[i])/2) );
Simple_elim();          // Call function simple_eliminate
if(fabs(dltPsi[i])<1e-3
    && fabs(dltN[i])<1e-3
    && fabs(dltP[i])<1e-3)
    break;
}
NK[i]=k-1;             // store ended Newton step times
return;
}

//----- Function simple_elim execute -----//
void Simple_elim()
{

```

```

double A[3][3];
double B[3];
double x[3];
double cc,dd,ee,ff,gg,hh;
A[0][0] = RnF1byRnPsi;
A[0][1] = RnF1byRnN;
A[0][2] = RnF1byRnP;
A[1][0] = RnF2byRnPsi;
A[1][1] = RnF2byRnN;
A[1][2] = RnF2byRnP;
A[2][0] = RnF3byRnPsi;
A[2][1] = RnF3byRnN;
A[2][2] = RnF3byRnP;
B[0] = -F1;
B[1] = -F2;
B[2] = -F3;

//***** Gaussian method *****/
cc = (A[1][0]*A[0][1]) - (A[0][0]*A[1][1]);
dd = (A[1][0]*A[0][2]) - (A[0][0]*A[1][2]);
ee = (A[1][0]*B[0]) - (A[0][0]*B[1]);
ff = (A[2][0]*A[1][1]) - (A[1][0]*A[2][1]);
gg = (A[2][0]*A[1][2]) - (A[1][0]*A[2][2]);
hh = (A[2][0]*B[1]) - (A[1][0]*B[2]);
x[2] = (ee*ff - cc*hh) / (ff*dd - cc*gg);
x[1] = (cc*hh - cc*gg*x[2]) / (cc*ff);
x[0] = ( B[2] - (A[2][1]*x[1]+A[2][2]*x[2]) ) / A[2][0];
dltPsi[i] = x[0];
dltN[i] = x[1];
dltP[i] = x[2];
Psi[i] = dltPsi[i]+Psi[i];

```

```

    N[i] = dltN[i]+N[i];
    P[i] = dltP[i]+P[i];
    return;
}

//----- Function Imref execute -----//
void Imref_N_P()
{
    double zn,zp;
    for(i=0;i<=NM;i++)
    {
        zn = (Bk*T/q)*(log(N[i]/NI0))/Psi0;
        PhiN[i] = Psi[i]-zn;    //scaled Imref potential for electrons
        zp = (Bk*T/q)*(log(P[i]/NI0))/Psi0;
        PhiP[i] = Psi[i]+zp;    //scaled Imref potential for holes
    }
    return;
}

//----- Function CurrentDens execute -----//
void CurrentDens()
{
    Jnm[i] = Dn[i]*Nm[i]*(PhiN[i+1]-PhiN[i])/h[i] ; //scaled electron current dens.
    Jpm[i] = Dp[i]*Pm[i]*(PhiP[i+1]-PhiP[i])/h[i] ; //scaled hole current dens.
    return;
}

//----- Function Electric field execute -----//
void ElectField()
{
    EField[i]=-(Psi[i+1]-Psi[i])/h[i]; // scaled mid-point electric field

```

```

        return;
    }

//----- Function Current component execute -----//
void CurrentComponent()
{
    gradPsi = (Psi[i+1]-Psi[i])/h[i];           // scaled potential gradient
    gradN = (N[i+1]-N[i])/h[i];                // scaled electron gradient
    gradP = (P[i+1]-P[i])/h[i];                // scaled hole gradient
    Jn_drift[i] = Dn[i]*Nm[i]*gradPsi;         // scaled drift current com. of electron
    Jp_drift[i] = Dp[i]*Pm[i]*gradPsi;         // scaled drift current component of hole
    gradPhiN = (PhiN[i+1]-PhiN[i])/h[i];
    Jn_diff[i] = -Dn[i]*gradN;                 // scaled diffusion current com. of electron
    gradPhiP = (PhiP[i+1]-PhiP[i])/h[i];
    Jp_diff[i] = Dp[i]*gradP;                 // scaled diffusion current com. of hole
    return;
}

//----- Function GRCurrent execute -----//
void GRCurrent()
{
    dltX[0] = 0;
    dltJgr[0] = 0;
    Jgr[0] = 0;
    dltx = 0;
    dltJgrt = 0;
    Jgrt = 0;
    for(i=1;i<NM-1;i++)
    {
        dltX[i] = h[i]*x0;                       //(len[i+1]-len[i])*0.0001;
        dltJgr[i] = q*(1./2)*(R[i]+R[i+1])*GR0*dltX[i];
    }
}

```

```

        Jgr[i] = Jgr[i-1] + dltJgr[i];    // De-scaled G/R current dens.
        dltx = h[i]*x0;                  //(len[i+1]-len[i])*0.0001;
        dltJgrt = q*(1./2)*(R[i]+R[i+1])*GR0*dltx;
        Jgrt = Jgrt + dltJgrt;          // De-scaled G/R current dens.
    }
    return;
}

```

//----- Function Bernoulli execute -----//

```

double Bern(double x)
{
    double result;
    if(x1<x && x<x2)
        result = x/(exp(x)-one);
    else if(x2<x && x<x3)
        result=(2*one)/((2*one)+x);
    else if(x3<x && x<=x4)
        result=x/(exp(x)-one);
    else
        result=x*(exp(-x));
    return result;
}

```

//----- Function derivative execute -----//

```

double DerivB(double x)
{
    double ans;
    if(x<=x5)
        ans=(exp(x)-(x*exp(x))-1)/((exp(x)-1)*(exp(x)-1));
    else if(x>=x5 && x<=x6)
        ans=-(1+x)/(2+(2*x)+(x*x));
}

```

```

else
    ans=(exp(-x)-(x*exp(-x))-(exp(-x)*exp(-x)))
        /(1-(2*exp(-x))+exp(-x)*exp(-x));
return ans;
}

//----- Function De-scaled execute -----//
void DeScaled()
{
    ////////////////////////////////// de-scale Psi P N //////////////////////////////////
    for(i=0;i<=NM;i++)
    {
        Psi[i] = Psi[i]*Psi0;
        P[i] = P[i]*C0;
        N[i] = N[i]*C0;
        PhiP[i] = PhiP[i]*Psi0;
        PhiN[i] = PhiN[i]*Psi0;
    }
    ////////////////////////////////// de-scale Current & GR rate //////////////////////////////////
    for(i=0;i<=NM-1;i++)
    {
        Jpm[i] = Jpm[i]*J0;
        Jnm[i] = Jnm[i]*J0;
        Jn_drift[i] = Jn_drift[i]*J0;
        Jp_drift[i] = Jp_drift[i]*J0;
        Jn_diff[i] = Jn_diff[i]*J0;
        Jp_diff[i] = Jp_diff[i]*J0;
        EField[i] = EField[i]*(Psi0/x0);
        DGR[i] = R[i]*GR0;
    }
    return;
}

```

## ประวัติผู้เขียน

ชื่อ-นามสกุล	นายโสภณ พรหมชัย
วัน เดือน ปี เกิด	3 เมษายน พ.ศ.2520
ที่อยู่	25 หมู่ 3 ต.ทับกวาง อ.แก่งคอย จ.สระบุรี 18260 โทร. 0-3632-9620.
ประวัติการศึกษา	วิศวกรรมศาสตรบัณฑิต สาขาวิศวกรรมอิเล็กทรอนิกส์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ปีการศึกษา 2543