

รายงานการวิจัย

เรื่อง

การประดิษฐ์ฟิล์มหนา CuAlO_2 เพื่อเป็นชั้นดูดกลืนแสงของเซลล์

แสงอาทิตย์

Preparation of CuAlO_2 Thick Films for Absorber Layer of
Solar Cells

โดย

นายฐิตินัย แก้วแดง

นางงามนิตย์ วงษ์เจริญ

นางทิพรัตน์ วงษ์เจริญ

RCH

TK

4871-15

F5

3351

สาขา.....

เลขทะเบียน.....

วัน,เดือน,ปี.....

84058

25 ก.ย. 2551

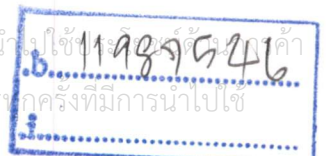
ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

งานวิจัยนี้ได้รับทุนวิจัยจากคณะวิทยาศาสตร์

ประเภทส่งเสริมนักวิจัย ประจำปีงบประมาณ 2550

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้เพื่อการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



ชื่อโครงการวิจัย การประดิษฐ์ฟิล์มหนา $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ เพื่อเป็นชั้นดูดกลืนแสงของเซลล์แสงอาทิตย์

โดย นายจตุตินัย แก้วแดง
นางงามนิศย์ วงษ์เจริญ
นางทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ

ปีงบประมาณ 2550

บทคัดย่อ

ได้ทำการเตรียมผลึกพหุพันธ์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ได้จากปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง จากสารตั้งต้นที่เป็นผลึกของสารประกอบ CuO , Al_2O_3 และ $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ที่มีความบริสุทธิ์ โดยเริ่มต้นจากการบดสารตั้งต้นให้ละเอียดและคลุกเคล้าให้เข้ากันดี จากนั้นจึงนำมาขึ้นรูปโดยการอัดให้เป็นเม็ดด้วยเครื่องไฮดรอลิกความดันสูงที่อุณหภูมิห้อง ผงผลึกที่อัดเป็นเม็ดแล้วจะนำไปเผาในอากาศความดันปกติที่อุณหภูมิ 1,100 องศาเซลเซียส เป็นเวลา 24 ชั่วโมง ส่วนฟิล์มหนาของ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ได้จากการเคลือบสารตั้งต้นที่เป็นผลึกผงของ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ลงบนกระจกสไลด์ โดยวิธีพิมพ์สกรีน โดยที่ผงผลึกจะละลายในเอทิลีนไกลคอล แล้วจากนั้นจึงพิมพ์สกรีนลงบนกระจกสไลด์ที่อุณหภูมิห้อง การแอนนیلในอากาศที่อุณหภูมิ 500 องศาเซลเซียส เป็นเวลา 30 นาที จะช่วยทำให้เนื้อฟิล์มแน่นขึ้น และนำมาตรวจสอบโครงสร้างผลึกของผลึกพหุพันธ์และฟิล์มหนา $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ที่เตรียมได้โดยวิธีการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ ส่วนภาพถ่ายของผิวหน้าผลึกของสารตัวอย่างทั้งสองแบบได้จากการบันทึกด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด แล้วทำการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของผลึกพหุพันธ์ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ และความต้านทานแผ่น $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ของฟิล์มหนานี้ค่าพลังงานกระตุ้นสามารถคำนวณได้จากการวัดความต้านทานไฟฟ้าที่อุณหภูมิต่างๆ จากค่าพลังงานกระตุ้นเหล่านี้สามารถระบุได้ว่าชนิดการนำไฟฟ้าแบบพีของผลึกพหุพันธ์และฟิล์มหนา $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ มีสาเหตุมาจาก แวแคนซีของอะตอมโลหะและอะตอมออกซิเจนส่วนเกินที่อยู่ในโครงผลึก รวมทั้งได้มีการศึกษาสมบัติเชิงไฟฟ้า-ความร้อนด้วยโดยการวัดสัมประสิทธิ์ซีเบกที่อุณหภูมิต่างๆ ด้วย

Project Title Preparation of CuAlO_2 Thick Films for Absorber Layer of Solar Cells

Name Mr. Thitinai Gaewdang
Mrs. Ngamnit Wongcharoen
Mrs. Tiparatana Wongchareon

Year 2007

ABSTRACT

In this research, polycrystalline of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) were prepared by a solid state reaction method. The mixture of high purity of CuO , Al_2O_3 and $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ powder was ground and then pressed by using uniaxial pressure. The obtained pellets were sintered in air at 1100°C for 24 h. Thick films of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) were deposited on slide glass substrates by screen printing method and using $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ phase in powder form as a precursor. The powders were dispersed in ethylene glycol and immediately depositing the screen on the glass substrate. In order to obtain the higher dense material, the as-deposited thick films were annealed in air at 500°C for 30 min. The crystal structures of polycrystalline and thick films of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ were checked by X-ray diffraction method. Surface morphology of the samples was observed by scanning electron microscope (SEM). Electrical resistivity and sheet resistance were performed on the polycrystalline and thick films of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ respectively. The activation energy values of the samples were estimated by the resistivity measurements as a function of temperature. From the activation energy values, the origin p-type conduction in polycrystalline and thick films of $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ was attributed to metal deficit and excess oxygen atoms within the crystallite sites of the material. The variation of Seebeck coefficient as a function of temperature was also investigated.

กิตติกรรมประกาศ

โครงการวิจัยนี้สำเร็จลุล่วงไปได้ด้วยดีก็ด้วยความอนุเคราะห์จาก รองศาสตราจารย์ ดร.วิสุทธิ จิตรุ่งเรือง หัวหน้าศูนย์วิจัยอิเล็กทรอนิกส์ คณะวิศวกรรมศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่ให้ความอนุเคราะห์นำปลอดประจมาใช้ในการงานวิจัยนี้

ขอขอบคุณ ศูนย์บริการเครื่องมือวิทยาศาสตร์ และเจ้าหน้าที่ศูนย์เครื่องมือวิทยาศาสตร์ คณะวิทยาศาสตร์ ที่กรุณาให้ความอนุเคราะห์และการแนะนำในการใช้เครื่อง ยูวี-วิสสิเบค แบบดับเบิลบีม สเปกโตรโฟโตมิเตอร์ ยี่ห้อ Thermo electron corporation รุ่น Heλ ios α ที่ใช้ในการศึกษาคุณสมบัติเชิงแสง โดยการวัดการส่งผ่านแสงของฟิล์มบางในช่วงความยาวคลื่นอัลตราไวโอเล็ตไปจนถึงย่านอินฟราเรด (ความยาวคลื่น 190 – 1100 nm) และเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ ยี่ห้อ Bruker รุ่น D8 Advance ซึ่งรังสีเอ็กซ์มีความยาวคลื่นในย่าน $\text{Cu}_K\alpha$ 1.5406 Å ในการศึกษาลักษณะโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคและกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด ยี่ห้อ JEOL รุ่น JSM - 6400 ในการศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาคของฟิล์มหนา

ขอขอบคุณ รองศาสตราจารย์อนุพงศ์ สรงประภา ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่ให้ความอนุเคราะห์ใช้เครื่องซังสาร, อิเล็กโตรมิเตอร์ ในการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้า และชุดวัดปรากฏการณ์ฮอลล์

ขอขอบคุณ รองศาสตราจารย์ ดร. อารีย์ วิเชียรฉาย ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่ให้ความอนุเคราะห์ใช้กล้องจุลทรรศน์

ขอขอบคุณ รองศาสตราจารย์วิชาญ เดชธีระ หัวหน้าภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่ให้ความอนุเคราะห์งบประมาณของภาควิชาฯ บางส่วนเพื่อใช้ในการงานวิจัยนี้

ขอขอบคุณ คุณธวัชชัย ขาวประเสริฐและคุณจรินทร์ โพธิ์ไชยะ เจ้าหน้าที่อาคารฝึกงาน ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่อำนวยความสะดวกในการเข้าใช้เครื่องมือเพื่อประดิษฐ์อุปกรณ์ในการทดลอง

ขอขอบคุณ นางสาวจิระนัย เวียงแก นางสาวณัฐพร เด่นประชา นางสาวธีรียามงคลกวิน นักศึกษาระดับปริญญาตรี และ นางสาวจุฑามาศ วัฒนานุรักษ์ นายประธาน ประจวบโชค นายณัฐวัฒน์ ทุมเมฆ นักศึกษาระดับปริญญาโทของภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ที่ให้ความช่วยเหลือในการเก็บข้อมูลของการทดลอง และอาจารย์ ณัฐพร พรหมรส ที่ช่วยทำรูปเล่มรายงานจนเสร็จสมบูรณ์

งานวิจัยนี้ได้รับการอุดหนุนประเภทส่งเสริมนักวิจัย จากคณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง ประจำปีงบประมาณ 2549 จึงขอขอบคุณมา ณ ที่นี้

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย.....	ก
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	ข
กิตติกรรมประกาศ	ค
สารบัญ	ง
สารบัญตาราง.....	ฉ
สารบัญรูป.....	ญ
บทที่ 1 บทนำ.....	1
1.1 วัตถุประสงค์ของโครงการวิจัย.....	3
1.2 ขั้นตอนการดำเนินงาน.....	3
1.3 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับ.....	4
บทที่ 2 ทฤษฎีและหลักการที่เกี่ยวข้อง.....	5
2.1 ทฤษฎีโครงสร้างผลึก.....	5
2.1.1 โครงสร้างผลึกในอุดมคติ.....	5
2.1.2 โครงสร้างผลึกแบบต่างๆ.....	8
2.1.2.1 โครงสร้างผลึกแบบเพชร.....	8
2.1.2.2 โครงสร้างผลึกแบบสฟาเลอไรท์หรือซิงค์เบลนด์.....	9
2.1.2.3 โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไซต์.....	10
2.1.3 ซ็อกพร่องผลึก.....	12
2.1.3.1 ซ็อกพร่องผลึกแบบจุด.....	12
2.1.3.2 ซ็อกพร่องผลึกเชิงเส้น.....	13
2.1.3.3 ซ็อกพร่องผลึกแบบแนวระนาบ.....	14
2.1.4 การศึกษาโครงสร้างผลึก โดยการเลี้ยวเบนรังสีเอกซ์.....	15
2.1.5 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน แบบส่องกราด.....	18

สารบัญ(ต่อ)

	หน้า
2.2 สมบัติทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ.....	19
2.2.1 สมบัติการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ.....	19
2.2.1.1 สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก.....	20
2.2.1.2 สารกึ่งตัวนำชนิดเอกซ์ทรีนซิก.....	22
2.2.2 การวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิค แวนเดอร์เพาว์.....	26
2.2.3 การจัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีสี่ขั้วเชิงเส้น.....	27
2.2.4 ปรากฏการณ์ฮอลล์.....	29
2.2.5 การวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์.....	33
2.3 ปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน.....	36
2.3.1 ปรากฏการณ์ซีเบก.....	36
2.3.2 ปรากฏการณ์เปลติเยร์.....	40
2.3.3 ปรากฏการณ์ทอมสัน.....	41
2.4 ทฤษฎีการนำไฟฟ้าในช่วงอุณหภูมิต่างๆ.....	42
2.4.1 การนำไฟฟ้าแบบจำกัดกระแสไฟฟ้าโดยประจุปรักุมิ.....	43
2.4.2 กระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปรักุมิในฉนวน และกฎของมอตต์-เกอร์นีย์(Mott-Gurney).....	44
2.4.3 กระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปรักุมิในสารกึ่งตัวนำสมบูรณ์.....	46
2.4.4 ผลของกัณฑ์ประจุ.....	48
2.5 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O}-\text{CuO}-\text{Al}_2\text{O}_3$	53
2.6 การนำไฟฟ้าของพาหะแบบกระโดดในระยยะไม่คงที่.....	55

บทที่ 3 การดำเนินงานวิจัย

3.1 การเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) โดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง จากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก.....	60
3.1.1 เครื่องมือและอุปกรณ์ที่ใช้ในการเตรียมเซรามิกส์ ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$).....	60
3.1.2 การคำนวณเพื่อเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ	

สารบัญ(ต่อ)

	หน้า
3.1.3 วิธีการเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)	63
3.2 การเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับ ที่เป็นกระจกสไลด์.....	63
3.2.1 สารเคมีและอุปกรณ์ที่ใช้ในการเตรียมฟิล์มหนา ของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	63
3.2.2 วิธีการเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์ โดยวิธีพิมพ์สกรีน.....	64
3.3 การศึกษาสมบัติทางด้านฟิสิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ทั้งในรูปแบบที่เป็น เซรามิกส์ และฟิล์มหนา.....	64
3.3.1 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาค.....	64
3.3.2 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาค.....	65
3.3.3 การศึกษาสมบัติทางแสง.....	65
3.3.4 การศึกษาสภาพต้านทาน ไฟฟ้า.....	66
3.3.5 การศึกษาความต้านทานที่ขึ้นกับอุณหภูมิ.....	66
3.3.6 การศึกษาปรากฏการณ์ของซีเบก.....	66
 บทที่ 4 ผลการทดลองและการอภิปราย	
4.1 การศึกษาสมบัติพื้นฐานของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมจากสารตั้งต้น ที่เป็นผงผลึกโดยวิธีปฏิบัติการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง.....	67
4.1.1 สารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ในรูปของเซรามิกส์.....	67
4.1.2 การศึกษาการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของเซรามิกส์ ของสารกึ่งตัวนำ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)	68

สารบัญ(ต่อ)

หน้า

4.1.3 ผลการทดลองที่ได้จากการถ่ายภาพด้วยกล้องจุลทรรศน์ อิเล็กตรอนแบบส่องกราดของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยา การเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก.....	71
4.1.4 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยา การเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก.....	72
4.1.5 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าความร้อนของเซรามิกส์ ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดย วิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้น ที่เป็นผงผลึก.....	73
4.2 การศึกษาสมบัติพื้นฐานของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	74
4.2.1 ฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	74
4.2.2 การศึกษาการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่น ฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	75
4.2.3 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีน ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	78
4.2.4 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าความร้อนของฟิล์มหนาของ สารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมบนแผ่น ฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	80
บทที่ 5 สรุปและข้อเสนอแนะ	
5.1 สรุปผลการทดลองของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยา การเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก.....	83

สารบัญ(ต่อ)

หน้า

5.2 สรุปผลการทดลองของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีน ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	86
5.3 ปัญหาและข้อเสนอแนะ.....	87
เอกสารอ้างอิง.....	88
ภาคผนวก.....	91



สารบัญตาราง

ตารางที่	หน้า
2.1 พารามิเตอร์ของหน่วยเซลล์ในระบบสองมิติ.....	6
2.2 ระบบผลึกทั้งเจ็ดแบบในระบบสามมิติ.....	7
2.3 การเปรียบเทียบระหว่างกล้องจุลทรรศน์แบบแสงกับกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอน แบบส่องกราด.....	18
3.1 แสดงปริมาณสารตั้งต้นที่ใช้ในการเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$).....	63
4.1 แสดงค่าคงที่ของ โครงผลึกของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียม โดยวิธีปฏิบัติการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้น ที่เป็นผงผลึก.....	70
4.2 แสดงค่าสภาพความต้านทาน ไฟฟ้าและค่าพลังงานกระตุ้นของเซรามิกส์ ของสารประกอบ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียม โดยวิธีปฏิบัติการเกิด เป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก.....	72
4.3 แสดงค่าคงที่ของ โครงผลึกของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	76
4.4 แสดงค่าความต้านแผ่นของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	78
4.5 แสดงพลังงานกระตุ้นและค่าความต้านทานของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็น กระจกสไลด์.....	79
4.6 แสดงผลต่างระหว่างระดับพลังงานผู้รับและระดับพลังงานเฟอร์มิของฟิล์มหนา ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีน ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	81

สารบัญรูป

รูปที่	หน้า
2.1 หน่วยเซลล์ในระบบสองดิ.....	5
2.2 โครงสร้างผลึกแบบเพชร.....	8
2.3 โครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์ของสารประกอบ GaAs.....	9
2.4 โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์.....	11
ก. โครงสร้างชนิดรวม โบฮีตรัล 3R	
ข. โครงสร้างชนิดเฮกซะโกนัล 2H	
2.5 โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์ที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมแบบรวม โบฮีตรัล 3R....	11
2.6 แผนภูมิกำรค์มี ไอออนของ โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์ของสารประกอบ ชนิดต่างๆ.....	12
2.7 ข้อบกพร่องผลึกชนิดต่างๆ.....	13
2.8 ข้อบกพร่องผลึกแบบดิสโลเคชันแบบขอบ.....	14
2.9 ข้อบกพร่องผลึกแบบดิสโลเคชันแบบสกรู.....	14
2.10 เกรนและขอบเขตของเกรน.....	15
2.11 การเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์บนระนาบของผลึกที่เป็นไปตามกฎของแบรกก์.....	16
2.12 ตัวอย่างของสเปกตรัมที่ได้จาก XRD.....	16
2.13 วิธีการหา $\beta_{2\theta}$ เพื่อนำไปหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของ รังสีเอกซ์.....	17
2.14 ส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด.....	19
2.15 กราฟความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น กับส่วนกลับของอุณหภูมิ.....	23
2.16 ตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชิ้นสารตัวอย่าง.....	26
2.17 การต่อขั้วเพื่อวัดความต้านทานแผ่นและวัดสภาพต้านทาน ไฟฟ้า ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์.....	26
2.18 การวัดค่าสภาพต้านทาน ไฟฟ้าโดยวิธีสี่ขั้วเชิงเส้น.....	28
2.19 ปรากฏการณ์ฮอลล์บนแผ่นสารกึ่งตัวนำชนิดพี.....	30
ก. ก่อนใส่สนามแม่เหล็กในทิศแกน x	
ข. หลังใส่สนามแม่เหล็กในทิศแกน x	

สารบัญรูป(ต่อ)

รูปที่	หน้า
2.20 การวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์บนสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางที่มีรูปทรงใดๆ.....	34
2.21 ความสัมพันธ์ระหว่าง $d\Delta R_{\text{MNOF}}$ กับค่าสนามแม่เหล็ก B.....	35
2.22 ปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน.....	37
ก. วงจรการเกิดปรากฏการณ์ไฟฟ้าพลังงานความร้อน	
ข. วงจรการเกิดปรากฏการณ์ไฟฟ้าพลังงานความร้อนของสารกึ่งตัวนำชนิดอื่น	
ค. แผนภูมิแถบพลังงานขณะที่ยังไม่มี ความแตกต่างของอุณหภูมิ	
ง. แผนภูมิแถบพลังงานขณะที่มีอุณหภูมิแตกต่างกัน	
2.23 ปรากฏการณ์เปลติเยร์ในสารกึ่งตัวนำชนิดอื่น.....	40
ก. หลักการวัดปรากฏการณ์เปลติเยร์	
ข. วงจรเปลติเยร์ในสารกึ่งตัวนำชนิด เอ็น	
ค. แผนภูมิแถบพลังงานขณะมีกระแสไฟฟ้า J ไหล	
2.24 การกระจายของความต่างศักย์ตลอดแท่งฉนวน.....	45
2.25 การเปลี่ยนแปลงการนำไฟฟ้าตามกฎของโอห์มไปสู่กฎของมอตต์-เกอร์นี่ (Mott Gurney).....	48
2.26 ลักษณะเฉพาะของกระแส-ความต่างศักย์ของสารกึ่งตัวนำที่มีกับดักประจุ.....	51
2.27 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O-CuO-Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อย $p\text{O}_2$ เท่ากับ 0.21 atm.....	54
ก. ได้จากผลงานของเกตต์ลลาและไวท์	
ข. ได้จากผลงานของเจคอบและอัลคอก	
2.28 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O-CuO-Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อย $p\text{O}_2$ เท่ากับ 0.4 atm.....	54
ก. ได้จากผลงานของเกตต์ลลาและไวท์	
ข. ได้จากผลงานของเจคอบและอัลคอก	
3.1 แสดงเตาอบอุณหภูมิสูง 1050 °C และ 200 °C ตามลำดับ.....	64
3.2 แสดงภาพถ่ายเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟร็ก โครมิเตอร์ (XRD) ของ Burker รุ่น D8 Advance...65	
3.3 แสดงภาพถ่ายเครื่องUV-VIS แบบดับเบิลบีม สเปกโตรโฟโตมิเตอร์ยี่ห้อ Thermo electron corporation รุ่น <i>Helionsa</i>	65
3.4 แสดงเครื่องมือวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้า.....	66

สารบัญรูป(ต่อ)

4.1	แสดงสารตั้งต้นที่เป็นผลึกของสาร CuO , Al_2O_3 และ $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ที่บดรวมกันแล้วนำไปอัดเป็นเม็ดผลึก.....	67
4.2	แสดงเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	68
4.3	แสดงพิกความเข้มของการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	68
4.4	แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\beta\cos\theta/\lambda$ กับ $\sin\theta/\lambda$ ของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	69
4.5	แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของผลึก a และ c เมื่อเทียบกับปริมาณสัดส่วนผสมทางเคมี Mg (x) ค่าต่างๆของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	70
4.6	แสดงรูปถ่าย SEM ของผิวหน้าเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	71
4.7	แสดงสภาพต้านทานไฟฟ้าของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	72
4.8	กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานไฟฟ้าเมื่อเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	73
4.9	กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับอุณหภูมิของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผลึก.....	74
4.10	แสดงภาพฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมได้โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	74

สารบัญรูป(ต่อ)

หน้า

4.11	แสดงพีคความเข้มของการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็น กระจกสไลด์.....	75
4.12	แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\beta \cos \theta / \lambda$ กับ $\sin \theta / \lambda$ ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็น กระจกสไลด์.....	76
4.13	แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของผลึก a และ c เมื่อเทียบกับปริมาณของ อะตอม Mg (x) ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	77
4.14	แสดงค่าความต้านทานแผ่นเมื่อเทียบกับสัดส่วนของอะตอม Mg (x) ของฟิล์มหนา ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่น ฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	78
4.15	กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานไฟฟ้าเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิ ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีน ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	79
4.16	กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับอุณหภูมิของฟิล์มหนา ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบน แผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	80
4.17	กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิ ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีน ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	80
4.18	แสดงระดับพลังงานต่างๆที่ปรากฏในช่องว่างแถบพลังงานของฟิล์มหนา CuAlO_2	81
4.19	แสดงความสัมพันธ์ระหว่างแฟกเตอร์กำลังเทียบกับอุณหภูมิของฟิล์มหนาของ สารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียม โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบน แผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์.....	82

บทที่ 1

บทนำ

การพัฒนาเทคโนโลยีสิ่งประดิษฐ์อิเล็กทรอนิกส์เชิงแสง (optoelectronics) แนวใหม่ที่เรียกว่า สิ่งประดิษฐ์อิเล็กทรอนิกส์ชนิดโปร่งแสง (transparent electronics) หรือสิ่งประดิษฐ์อิเล็กทรอนิกส์ล่องหน (invisible electronics) เริ่มได้รับความสนใจในการพัฒนากันอย่างกว้างขวาง [1-3] โดยสิ่งประดิษฐ์ดังกล่าวนี้ จะต้องมีชั้นหน้าต่างเป็นแบบ functional window ซึ่งจะต้องมีสมบัติโปร่งแสงในย่านตามองเห็น แต่สามารถดูดกลืนแสงในย่านอัลตราไวโอเล็ตได้ดี สภาพนำไฟฟ้ามีค่าสูงและต้องมีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นได้ทั้งชนิดพี (p-type) และชนิดเอ็น (n-type) [1] ดังนั้นสิ่งประดิษฐ์ชนิดนี้จะสามารถปกป้องรังสีอัลตราไวโอเล็ตได้ รวมทั้งสามารถผลิตพลังงานไฟฟ้าออกมาได้หลังจากที่ดูดกลืนคลื่นแสงในย่านอัลตราไวโอเล็ตไว้

ตัวนำไฟฟ้าโปร่งแสงที่มีการใช้งานกันอยู่ในปัจจุบัน ได้แก่ ZnO, SnO₂ และ In₂O₃ ที่เจือด้วยอะตอมของธาตุต่าง ๆ ที่เหมาะสม ซึ่งชนิดการนำไฟฟ้าจะเป็นแบบเอ็น และยากที่จะประดิษฐ์ให้เป็นชนิดพี เมื่อไม่นานมานี้ Kawasoe และเพื่อนร่วมงาน [4] ได้รายงานที่สามารถประดิษฐ์ฟิล์มบาง CuAlO₂ ชนิดพีโดยการระเหยด้วยแสงเลเซอร์ชนิดพัลส์ (pulse laser deposition, PLD) หลังจากนั้นงานวิจัยฟิล์มบางของตัวนำโปร่งแสงชนิดพีที่เป็นสารประกอบออกไซด์ก็ได้รับความสนใจกันอย่างกว้างขวาง ทั้งที่เป็นสารประกอบในกลุ่มเดลตาฟอสไซต์ (delafossite) และกลุ่มอื่น ๆ ที่ไม่ใช่กลุ่มเดลตาฟอสไซต์ [3] ได้มีการประดิษฐ์เป็นรอยต่อ p-i-n และหัวต่อ p-n ทั้งในแบบรอยต่อเอกพันธ์ (homojunction) และรอยต่อวิวิธพันธุ์ (heterojunction) ซึ่งพบว่ามีความสัมพันธ์ทางไฟฟ้าเชิงแสงที่เหมาะสมที่จะนำไปทำเป็นสิ่งประดิษฐ์อิเล็กทรอนิกส์เชิงแสงแบบต่าง ๆ เช่น จอแสดงผลแบบแบน ไดโอดเปล่งแสง และเซลล์แสงอาทิตย์ เป็นต้น [3]

CuAlO₂ เป็นสารประกอบออกไซด์ชนิดหนึ่งในกลุ่มเดลตาฟอสไซต์ซึ่งมีช่องว่างแถบพลังงานเป็นทั้งแบบตรงและแบบเฉียงที่มีค่าเท่ากับ 3.5 และ 1.8 eV ตามลำดับ [4] โครงผลึกมี 2 แบบ คือ 2H (เฮกซะโกนอล) และ 3R (ไตรโกนอล) ซึ่งมีสเปซกรุป P6₃ / mmc และ R-3m ตามลำดับ [5] ความแตกต่างของ โครงผลึกทั้ง 2 แบบ คือ การจัดเรียงของชั้นออกไซด์อะตอม AlO₂ ที่ต่างกัน กล่าวคือ โครงผลึก 2H จะมีการจัดเรียงของชั้นออกไซด์อะตอม AlO₂ เป็นแบบ AaBbAaBb ส่วนโครงผลึก 3R จะเป็นแบบ AaBbCcAaBbCc [5] พันธะโคเวเลนต์ของผลึก CuAlO₂ เกิดจาก p-d ไฮบริดเซชันของออร์บิทัล Cu-3d กับ O-2p_z ของคัมเบล O-Cu-O [1, 4] สถานะของพันธะเป็นได้ 3 แบบ โดยแบบที่ 1 คือ anti-bonding 3d (3z²-r²), 3d(yz), 3d(zx) แบบที่ 2 คือ non-bonding

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไมอนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

$3d(x^2-y^2)$, $3d(xy)$ และแบบที่ 3 คือ bonding $3d(3z^2-r^2)$, $3d(yz)$, $3d(zx)$ [1] ซึ่งส่งผลให้ช่องว่างของแถบพลังงาน (bandwidth) มีค่าประมาณ 4 eV ส่วนช่องว่างแถบพลังงานของชั้นออกไซด์คริสตัล AlO_2 มีค่าประมาณ 6 eV ดังนั้นสถานะพลังงานของดัมเบล O-Cu-O จะแทรกอยู่ในช่องว่างแถบพลังงานของชั้นออกไซด์คริสตัล AlO_2 [1]

ผลึกของสารประกอบ $CuAlO_2$ เตรียมได้จากวิธีปฏิกิริยาสารละลายของแข็ง (solid state reaction) โดยการบดสารตั้งต้น CuO กับ Al_2O_3 และอัดให้เป็นเม็ด (pellet) จากนั้นจึงนำไปเผาในอากาศที่อุณหภูมิ $1200^\circ C$ เป็นเวลา 20 ชั่วโมง [6] สภาพต้านทานไฟฟ้าที่อุณหภูมิห้องของเซรามิกส์ $CuAlO_2$ มีค่าประมาณ $1 \Omega\text{-cm}$ [6] ชนิดการนำไฟฟ้าเป็นแบบพี เนื่องจากจากแวกเคนซีของอะตอม Cu และ/หรือ อะตอมออกซิเจนที่แทรกอยู่ในโครงผลึก (oxygen interstitial) [7] สัมประสิทธิ์ของซีเบก (Seebeck coefficient) ที่อุณหภูมิ $200^\circ C$ มีค่าสูงราว ๆ $500 \mu V/K$ [5] ดังนั้นสารประกอบ $CuAlO_2$ จึงมีสมบัติเชิงไฟฟ้า-ความร้อน (thermoelectric effect) ที่โดดเด่นอีกชนิดหนึ่งของกลุ่มเคลาฟอสไซท์ [8]

ฟิล์มบางของ $CuAlO_2$ เตรียมได้จากหลายวิธี เช่น การเคลือบฟิล์มโดยแสงเลเซอร์เป็นพัลส์ (pulse laser deposition, PLD) [4] การเคลือบฟิล์มด้วยวิธีดีซีสปัตเตอร์ริง (dc sputtering) [8, 9] และพัลส์แมกนีตรอนสปัตเตอร์ริง (pulse magnetron sputtering) [10] นอกจากนี้ฟิล์มบางยังสามารถเตรียมได้จากกระบวนการทางเคมี เช่นการจุ่มเคลือบในสารละลายที่เป็นโซล-เจล [11, 12] จากสารตั้งต้นที่เป็นคอปเปอร์อะซิเตต (copper acetate hydrate) เอทานอล (ethanol) 2-เมทอกซีเอทานอล (2-methoxyethanol) บุตานอล (butanol) และอลูมิเนียมไตรเซคบิวตอกไซด์ (aluminium-trisec-butoxide) [11] และจากกรดอะซิติก (acetic acid) คอปเปอร์เอโทไซด์ (copper ethoxide) อลูมิเนียม-คอปเปอร์ ดับเบิล-เมทัล อัลคอกไซด์ (aluminium-copper double-metal alkoxide) และโพลี อ็อกซีเอทิลีน (poly oxyethylene) (10) ออกทิล ฟีนิลอีเทอร์ (octylphenylether) [12] ฟิล์มบางที่เตรียมได้จากวิธีเคลือบฟิล์มด้วยแสงเลเซอร์เป็นพัลส์ (PLD) มีชนิดการนำไฟฟ้าเป็นแบบพี ความหนาแน่นของโฮลมีค่าประมาณ $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ สภาพต้านทานไฟฟ้าประมาณ $11 \Omega\text{-cm}$ และสัมประสิทธิ์การส่งผ่านแสงประมาณ 80 % [1, 13] ส่วนฟิล์มบาง $CuAlO_2$ ที่เตรียมได้จากวิธีเคลือบฟิล์มโดยวิธีดีซีสปัตเตอร์ริง [8] ก็ให้ผลในทำนองเดียวกันกล่าวคือความหนาแน่นของโฮลมีค่าประมาณ $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ สภาพต้านทานไฟฟ้าประมาณ $10 \Omega\text{-cm}$ สัมประสิทธิ์ซีเบกที่อุณหภูมิห้องมีค่าสูงประมาณ $230 \mu V/K$ และจะมีค่าเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิเพิ่มขึ้น

Katayama-Yoshida [13] เสนอว่า $CuAlO_2$ สามารถที่จะนำไปประดิษฐ์เป็นเซลล์แสงอาทิตย์ที่ให้ประสิทธิภาพสูงได้ ดังนั้นจึงเป็นที่น่าสนใจจะเตรียมสารประกอบ $CuAlO_2$ ทั้งในรูปของเซรามิกส์และฟิล์มหนาในราว 2-3 ไมโครเมตร เพื่อไปประยุกต์เป็นชั้นดูดกลืนแสง

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

(absorber) ของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดหัวต่อ n-CdS / p- CuAlO₂ ซึ่งปัจจุบันได้มีการวิจัยและพัฒนาเซลล์แสงอาทิตย์ ชนิดหัวต่อ n-CdS / p-CdTe และ n-CdS / p-Cu(In, Ga)Se₂ กันอย่างกว้างขวาง โดยที่ประสิทธิภาพในการแปลงพลังงานแสงอาทิตย์เป็นพลังงานไฟฟ้าอยู่ในระดับ 15 และ 17.8 % ตามลำดับ [14, 15] ซึ่งทั้ง CdTe และ CuInSe₂ และ CuGaSe₂ ต่างเป็นวัสดุมีราคาแพง แต่ถ้าใช้ CuAlO₂ แทน CuInSe₂ และ CdTe ได้ จะทำให้ต้นทุนของเซลล์แสงอาทิตย์ลดลงได้ในอนาคต

การเตรียมฟิล์มหนาด้วยวิธีพิมพ์สกรีน (screen printing method) ได้รับความนิยมนในการประดิษฐ์ฟิล์มหนาของสารประกอบออกไซด์หลายชนิด [16, 17] ที่มีคุณภาพดี มีเกรนขนาดใหญ่ ยึดติดกับฐานรองได้ดี ไม่มีรอยแตกในเนื้อฟิล์ม และมีสมบัติการนำไฟฟ้าและสมบัติการส่งผ่านแสงที่ดี ดังนั้นในเบื้องต้นทางกลุ่มวิจัยจึงเลือกวิธีพิมพ์สกรีนนี้ในการประดิษฐ์ฟิล์มหนา CuAlO₂ บนกระจกสไลด์เพื่อประดิษฐ์เป็นชั้นดูดกลืนแสงของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดหัวต่อวิธีพ่นรุ้งของ n-CdS / p- CuAlO₂ ต่อไปในอนาคต

1.1 วัตถุประสงค์ของโครงการวิจัย

- 1.1.1 เพื่อพัฒนาการเตรียมฟิล์มหนา CuAlO₂ ด้วยวิธีพิมพ์สกรีน เพื่อที่จะประยุกต์ใช้เป็นชั้นดูดกลืนแสงของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดหัวต่อ n-CdS / p- CuAlO₂
- 1.1.2 เพื่อพัฒนาเทคนิคการตรวจสอบสมบัติของฟิล์มด้วยเทคนิคต่าง ๆ เช่น การวัดการเลี้ยวเบนรังสีเอ็กซ์ (XRD) การถ่ายภาพผิวหน้าสารตัวอย่างด้วยกล้องจุลทรรศน์แบบส่องกราด (SEM) การตรวจสอบสมบัติเชิงไฟฟ้าโดย การวัดปรากฏการณ์ของฮอลล์ (Hall effect) และการตรวจสอบสมบัติเชิงไฟฟ้า-ความร้อน โดยการวัดสัมประสิทธิ์ซีเบค

1.2 ขั้นตอนการดำเนินงาน

- 1.2.1 เตรียมเซรามิกส์และฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ CuAl_{1-x}Mg_xO₂ ($0 \leq x \leq 0.20$)
- 1.2.2 นำเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ CuAl_{1-x}Mg_xO₂ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้ไปตรวจสอบโครงสร้างผลึกด้วยวิธีการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ในย่านความยาวคลื่น $\text{Cu}_{K\alpha} = 1.5406 \text{ \AA}$ ด้วยเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ ยี่ห้อ Bruker รุ่น D8 Advance
- 1.2.3 นำเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ CuAl_{1-x}Mg_xO₂ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้ไปถ่ายภาพผิวหน้าของ โครงสร้างผลึกด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (Scanning Electron Microscope : SEM) ของ JOEL รุ่น JSM-6400

- 1.2.4 นำฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมได้ไปตรวจสอบโครงสร้างผลึกด้วยวิธีการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ในย่านความยาวคลื่น $\text{Cu}_K\alpha = 1.5406 \text{ \AA}$ ด้วยเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ ยี่ห้อ Bruker รุ่น D8 Advance
- 1.2.5 นำเซรามิกส์และฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้ไปศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าด้วยการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าและศึกษาสมบัติทางไฟฟ้า-ความร้อนด้วยการวัดค่าสัมประสิทธิ์ซีเบก
- 1.2.6 วิเคราะห์ผลและสรุปผล
- 1.2.7 เขียนรายงานโครงการวิจัย

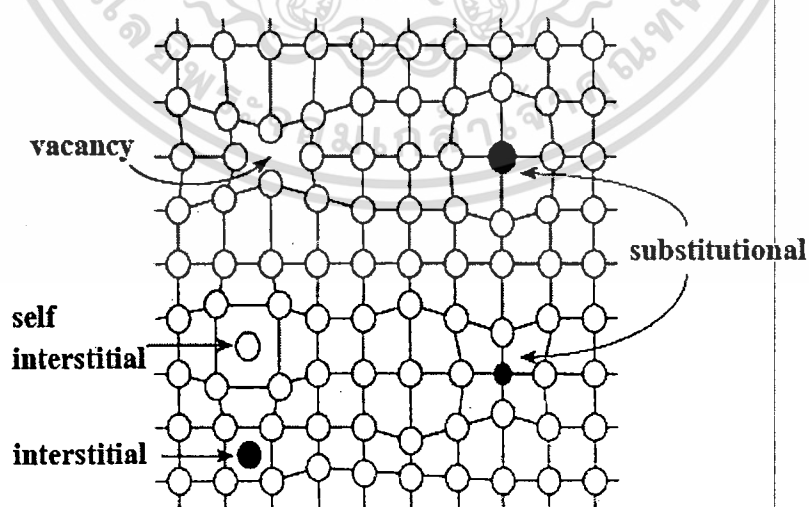
1.3 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับ

- 1.3.1 ทำให้ทราบถึงวิธีการเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนจากสารตั้งต้นที่เป็นเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) โดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง
- 1.3.2 ทำให้ทราบถึงสมบัติทางด้านฟิสิกส์พื้นฐานที่สำคัญของเซรามิกส์และฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้ เช่น ลักษณะโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคและมหภาค สมบัติทางไฟฟ้าโดยการวัดปรากฏการณ์ของฮอลล์และสมบัติทางไฟฟ้า-ความร้อน โดยการวัดสัมประสิทธิ์ซีเบก
- 1.3.3 ทำให้ทราบถึงอิทธิพลของ Mg ที่มีต่อสมบัติของเซรามิกส์และฟิล์มหนาของ CuAlO_2
- 1.3.4 ได้ผลงานวิจัยที่สามารถส่งตีพิมพ์ในงานประชุมระดับนานาชาติ
- 1.3.5 ได้พัฒนาการวิจัยของนักศึกษาระดับบัณฑิตศึกษาที่ร่วมในโครงการ

- ก) ข้อบกพร่องผลึกแบบแวนแคนซี (vacancy defect) ซึ่งมีลักษณะที่อะตอมหรือไอออนหลุดหายไป โดยที่ถ้าหากเป็นกรณีที่เกิดจากการที่มีอะตอมหรือไอออนหลุดหายไปจากตำแหน่งของโครงผลึกที่อยู่ภายในย้ายขึ้นไปอยู่ที่บริเวณผิวหน้าของสารจะเรียกว่า ข้อบกพร่องผลึกแบบชอตต์กี (Schottky defect)
- ข) ข้อบกพร่องผลึกแบบอินเตอร์สติเชียล (interstitial) ซึ่งเป็นลักษณะที่อะตอมบางอะตอมหรือไอออนที่ไม่อยู่ที่ตำแหน่งของโครงผลึก แต่จะเข้าไปแทรกอยู่ระหว่างตำแหน่งที่เป็นที่ว่างของโครงผลึกโดยทั่วไปแล้วรัศมีอะตอมที่เข้าไปแทรกอยู่จะเท่าหรือน้อยกว่ารัศมีของอะตอมหลัก
- ค) ข้อบกพร่องผลึกแบบเฟรเนเคิล (Frenkel defect) เกิดจากการที่มีอะตอมหรือไอออนหลุดหายไป จากตำแหน่งของโครงผลึกที่อยู่ภายในย้ายไปแทรกอยู่ที่ตำแหน่งที่ควรเป็นที่ว่างของโครงผลึก
- ง) การผิดรูปของโครงผลึกแบบแอนติสตรัคเจอร์ (antistructure disorder) เป็นลักษณะของอะตอมตั้งแต่ 2 อะตอมขึ้นไป เข้าไปอยู่ในตำแหน่งของโครงผลึกทำให้ลักษณะของโครงผลึกไม่เป็นระเบียบ

2.1.3.2 ข้อบกพร่องผลึกเชิงเส้น (line defect)

ข้อบกพร่องผลึกเชิงเส้นอาจจะเรียกได้อีกอย่างว่าดิสโลเคชัน เกิดจากความผิดปกติแบบจุดโครงผลึกตั้งแต่ 2 จุดขึ้นไปซึ่งอาจขาดหายหรือเพิ่มขึ้นมาซึ่งมีผลทำให้เกิดการผิดปกติของโครงผลึกแบบเชิงเส้น การเกิดดิสโลเคชันอาจจะแบ่งออกได้ตามลักษณะรูปร่างที่สังเกตเห็น คือ ดิสโลเคชันแบบขอบ (edge dislocations) ดังรูปที่ 2.8 และดิสโลเคชันแบบสกรู (screw dislocations) ดังรูปที่ 2.9



รูปที่ 2.7 ข้อบกพร่องผลึกชนิดต่างๆ

บทที่ 2

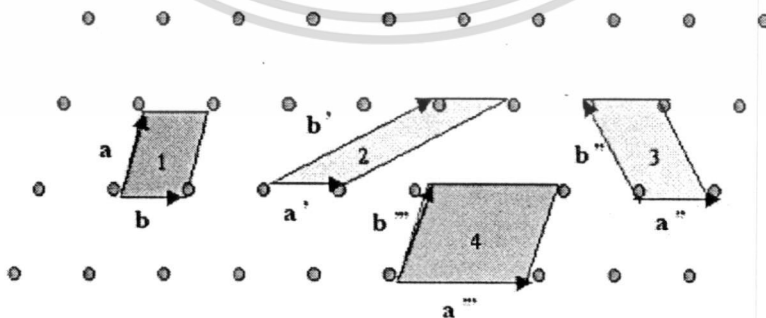
ทฤษฎีและหลักการที่เกี่ยวข้อง

2.1 ทฤษฎีโครงสร้างผลึก

ในทางผลึกวิทยาสามารถแบ่งสสารและวัสดุที่อยู่ในสภาพของแข็งออกได้เป็น 2 กลุ่มใหญ่ๆ ตามการจัดเรียงตัวของอะตอม ได้แก่ วัสดุที่เป็นผลึก (crystalline materials) และวัสดุที่เป็นอะมอร์ฟัส (amorphous materials) ซึ่งในที่นี้จะกล่าวถึงวัสดุที่เป็นผลึกเท่านั้น

2.1.1 โครงสร้างผลึกในอุดมคติ [18-22]

ผลึกของสารเกิดจากการที่อะตอมหรือโมเลกุลของสารชนิดนั้นมารวมกันอยู่เป็นจำนวนมาก โดยระยะห่างระหว่างอะตอมมีค่าคงที่และมีการจัดเรียงตัวกันเป็นระบบ แบบรูปทรงเรขาคณิตที่แน่นอนเป็นระเบียบอย่างต่อเนื่อง ภายในหนึ่งหน่วยเซลล์ของผลึกอาจประกอบด้วยอะตอมของธาตุเพียงอะตอมเดียวไปจนถึงหลายๆ อะตอมหรือหลายๆ โมเลกุล เซลล์ที่มีปริมาตรเล็กที่สุดที่สามารถใช้เป็นตัวแทนของผลึกนั้นเรียกว่า หน่วยเซลล์ (unit cell) กล่าวคือ ถ้าหาหน่วยเซลล์นี้มาเรียงต่อกันก็จะได้ผลึกขึ้นมา และเรียกตำแหน่งต่างๆ ของอะตอมที่ระบบตามมิติว่า โครงผลึกหรือแลตทิซ (lattice) ในทางทฤษฎีการกำหนดหน่วยเซลล์จะทำได้ไม่จำกัด แต่ตามปกติจะเลือกหน่วยเล็กที่สุด ที่เป็นไปได้ และมีสมมาตรค่อนข้างสูง ตัวอย่างการเลือกหน่วยเซลล์ในโครงผลึก 2 มิติ ดังรูปที่ 2.1 ในระบบสองมิติพารามิเตอร์ของโครงผลึก ได้แก่ เวกเตอร์ \vec{a} และ \vec{b} และ มุม γ ซึ่งเป็นมุมระหว่าง เวกเตอร์ทั้งสอง ทั้งนี้ชนิดของ โครงผลึกที่แตกต่างกันที่เป็นไปได้มีเพียงห้าแบบ ดังตารางที่ 2.1



รูปที่ 2.1 หน่วยเซลล์ในระบบสองมิติ

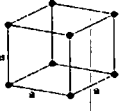
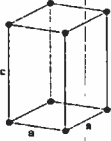
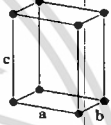

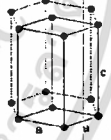
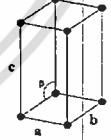
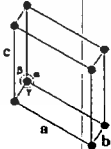
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ตารางที่ 2.1 พารามิเตอร์ของหน่วยเซลล์ในระบบสองมิติ

ชนิดของโครงผลึกสองมิติ	ค่าคงที่ของโครงผลึก	มุมผลึก
สี่เหลี่ยมจัตุรัส (square)	$a = b$	$\gamma = 90^\circ$
สี่เหลี่ยมผืนผ้า (rectangle)	$a \neq b$	$\gamma = 90^\circ$
สี่เหลี่ยมผืนผ้าแบบบอดีเซนเตอร์ (body-centered rectangle)	$a \neq b$	$\gamma = 90^\circ$
สี่เหลี่ยมขนมเปียกปูน 60° (60° rhombus)	$a = b$	$\gamma = 90^\circ$
สี่เหลี่ยมด้านขนานทั่วไป (general parallelogram)	$a \neq b$	ไม่มี ข้อกำหนด

ในระบบ 3 มิติพารามิเตอร์ของโครงผลึก ได้แก่ ขนาดของเวกเตอร์ a, b และ c และ มุม α, β และ γ ซึ่งเป็นมุมระหว่างเวกเตอร์ต่างๆ ดังตัวอย่างในตารางที่ 2.1 ทั้งนี้สามารถจัดแบ่งรูปแบบโครงผลึกขึ้นมาโดยสามารถแบ่งออกได้เป็นสี่ประเภทในสามมิติ ซึ่งจัดได้เป็นเจ็ดกลุ่ม คือ ไตรคลินิก (triclinic) โมโนคลินิก (monoclinic) ออร์โธโรมบิก (orthorhombic) เตตระโกนัล (tetragonal) คิวบิก (cubic) รอมโบฮีดรัล (rhombohedral) และเฮกซะโกนัล (hexagonal)

ตารางที่ 2.2 ระบบผลึกทั้งเจ็ดแบบในระบบสามมิติ

ระบบผลึก(system)	ค่าคงที่ของโครงผลึกและมุมผลึก	รูปทรงเรขาคณิตของหน่วยเซลล์
คิวบิก (cubic)	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
เตตระโกนัล (tetragonal)	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
ออร์โธโรมบิก (orthorhombic)	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	
รอมโบฮีดรัล (rhombohedral)	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$	
เฮกซะโกนัล (hexagonal)	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	
โมนอคลินิก (monoclinic)	$a \neq b \neq c$ $\alpha = \gamma = 90^\circ \neq \beta$	
ไตรคลินิก (triclinic)	$a \neq b \neq c$ $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$	

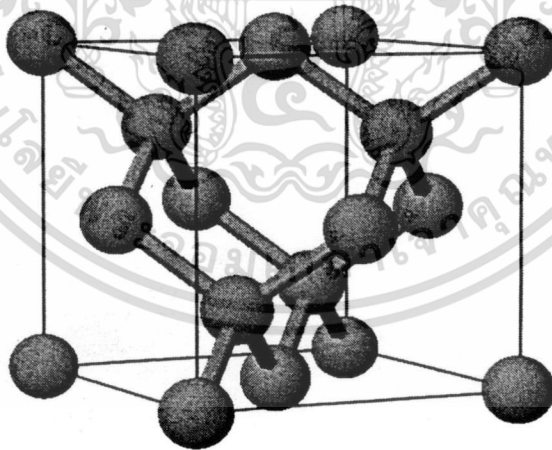
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

2.1.2 โครงสร้างผลึกแบบต่างๆ

แถบพลังงานของสารขึ้นอยู่กับลักษณะโครงสร้างทางกายภาพของสารนั้นๆ เรียกว่า โครงสร้างผลึก (crystal structure) ซึ่งในสารกึ่งตัวนำแต่ละชนิดจะมีการจัดเรียงตัวของอะตอมต่างกัน จึงทำให้คุณสมบัติต่างๆ ไม่เหมือนกัน เช่น สมบัติทางแสง ช่องว่างแถบพลังงาน สมบัติทางไฟฟ้า เป็นต้น

2.1.2.1 โครงสร้างผลึกแบบเพชร (diamond structure) [18-22]

โครงสร้างแบบนี้เป็นโครงสร้างของธาตุกลุ่ม IV คือ C, Si, Ge และ α -Sn เราอาจพิจารณาได้ว่า โครงสร้างแบบเพชรนี้เกิดจากการนำเอาโครงผลึกแบบเฟสเซนเตอร์คิวบิก (face-center cubic lattices, $a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$) สองโครงมาวางซ้อนเหลื่อมกันเป็นระยะทาง $\frac{1}{4}$ ของเส้นทแยงมุม หนึ่งหน่วยเซลล์มี 8 อะตอมและอะตอมของโครงผลึกทั้งสองเป็นชนิดเดียวกันมีค่าอิเล็กโตรเนกาติวิตีเท่ากันและอยู่ที่ตำแหน่ง (000) , $(0\frac{1}{2}\frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2}0\frac{1}{2})$, $(\frac{1}{2}\frac{1}{2}0)$, $(\frac{1}{4}\frac{1}{4}\frac{1}{4})$, $(\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{3}{4})$, $(\frac{3}{4}\frac{1}{4}\frac{3}{4})$, $(\frac{3}{4}\frac{3}{4}\frac{1}{4})$ ดังรูปที่ 2.2 ดังนั้นแต่ละแขนของพันธะสี่หน้าจึงมีแรงดึงดูดคู่ออมบ์ซึ่งกันและกันเท่ากันทุกทิศทุกทาง นอกจากนี้แต่ละอะตอมยังมีพันธะโควาเลนต์ที่แข็งแรงกับอะตอมข้างเคียง 4 อะตอม ทำให้โครงผลึกแบบนี้เป็นรูปคิวบิกซึ่งบิดเบี้ยวได้ยาก โครงผลึกจึงสมมาตรมากที่สุด ในจำนวนโครงสร้างทั้งหมดของกลุ่มนี้

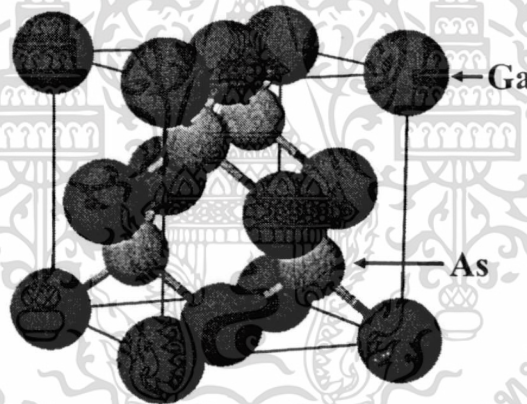


รูปที่ 2.2 โครงสร้างผลึกแบบเพชร

2.1.2.2 โครงสร้างผลึกแบบสฟาเลอร์ไรท์หรือซิงค์เบลนด์ (sphalerite or zincblende structure)

สารกึ่งตัวนำที่มีโครงสร้างผลึกแบบนี้ได้แก่ สารประกอบกึ่งตัวนำกลุ่ม III-V และ II-VI เช่น GaAs, GaSb, InSb เป็นต้น โครงสร้างผลึกแบบนี้มีความสัมพันธ์โดยตรงกับโครงสร้างผลึกแบบเพชร ได้จากการเอาโครงสร้างผลึกแบบเฟสเซนเตอร์คิวบิก 2 โครง ซึ่งมีค่าคงที่ของโครงสร้างผลึก $a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ มาซ้อนเหลื่อมกันแต่ต่างกันตรงที่แต่ละโครงสร้างผลึกแบบเฟสเซนเตอร์คิวบิกที่วางซ้อนเหลื่อมกันนั้นเป็นอะตอมของธาตุแต่ละชนิดกัน ดังรูปที่ 2.3

ถึงแม้ว่าโครงสร้างผลึกแบบนี้จะประกอบด้วยอะตอมต่างชนิดกัน 2 ชนิดซึ่งมีค่าอิเล็กโตรเนกาติวิตีของอะตอมแต่ละชนิดต่างกัน อะตอมที่ปลายแขนของพันธะสี่หน้าของอะตอมแต่ละตัวยังคงเป็นอะตอมชนิดเดียวกันดังนั้นความยาวพันธะของแต่ละอะตอมจึงเท่ากัน โครงสร้างผลึกแบบนี้จึงยังเป็น รูปคิวบิก แต่จะมีสมมาตรน้อยกว่าโครงสร้างผลึกแบบเพชร ในหนึ่งหน่วยเซลล์ประกอบไปด้วยอะตอม 2 ชนิด แต่ละชนิดมี 4 อะตอม ตัวอย่างเช่น GaAs



รูปที่ 2.3 โครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์ของสารประกอบ GaAs

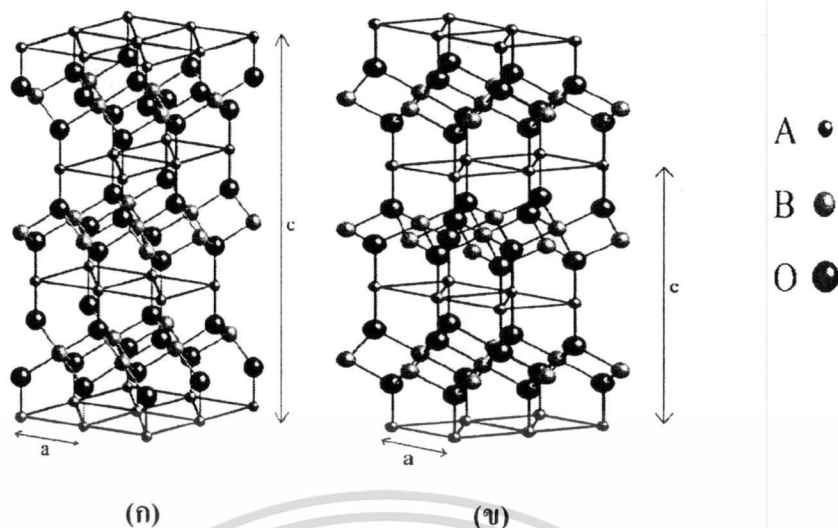
โดยที่อะตอมของ Ga อยู่ที่ตำแหน่ง $(0,0,0), (0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}), (\frac{1}{2}, 0, \frac{1}{2}), (\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0)$ อะตอมของ As อยู่ที่ตำแหน่ง $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4}), (\frac{1}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4}), (\frac{3}{4}, \frac{1}{4}, \frac{3}{4}), (\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{1}{4})$ ปลายแขนของ Ga จะมีอะตอมของ As จับอยู่ 4 อะตอม และปลายแขน As จะมีอะตอม Ga จับอยู่ 4 อะตอมเช่นเดียวกัน

โลหะผสมของสารประกอบกึ่งตัวนำกลุ่ม III-V จะยังมีโครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์ แต่ในกรณีนี้อะตอมของธาตุอื่น ๆ ที่อยู่ในกลุ่ม III (หรือกลุ่ม V) ที่เราแปรเปลี่ยนอัตราส่วนผสม (เช่น Ga และ In ในโลหะผสม $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$) จะเรียงตัวอย่างสุ่ม (random) อยู่ในโครงผลึกย่อยเฟสเซนเตอร์คิวบิก ของธาตุกลุ่ม III

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

2.1.2.3 โครงสร้างผลึกแบบเดลลาฟอสไซต์ (delafossite structure)

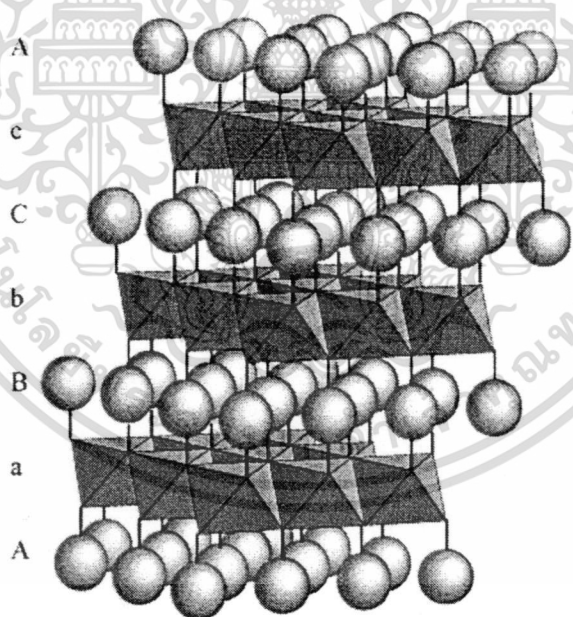
สารประกอบเดลลาฟอสไซต์ดังรูปที่ 2.4-2.6 จัดอยู่ในกลุ่มของสารประกอบออกไซด์เชิงสาม โดยมีสูตรโมเลกุลคือ ABO_2 โดยที่ A เป็นอะตอมที่มีประจุ +1 เช่น ทองแดง (Cu), เงิน (Ag) หรือ พาราเดียม (Pd) เป็นต้น ซึ่งจะมีพันธะยึดเหนี่ยวกับอะตอมของออกซิเจนสองอะตอมในแบบเชิงเส้น (linear) โดยที่ระยะทางระหว่างอะตอม A จะอยู่ในช่วง 2.8 ถึง 3.0 อังสตรอม ในตำแหน่งของอะตอม B จะเป็นอะตอมที่มีประจุเป็น +3 โดยที่อะตอม B จะมีอะตอมของออกซิเจนล้อมรอบ 6 อะตอมหรือเรียกว่าการจับพันธะแบบออกตะฮีดรัล (octahedral) โดยที่จะมีการใช้อะตอมออกซิเจนร่วมกับอะตอม B ข้างเคียง ตัวอย่างของอะตอมในตำแหน่ง B ได้แก่ อะลูมิเนียม (Al), เหล็ก (Fe) และ แลนทานัม (La) เป็นต้น โครงสร้างเดลลาฟอสไซต์ประกอบด้วยชั้นหลักสองชั้นที่เรียงสลับสับเปลี่ยนกันไปซึ่งประกอบด้วยชั้นระนาบของอะตอม A ซึ่งจับกับออกซิเจนในแนวแกน c และชั้นของอะตอม B ซึ่งจับกับออกซิเจนแบบออกตะฮีดรัลหรือ BO_6 โดยโครงสร้างเดลลาฟอสไซต์มีการจัดเรียงตัวอยู่ 2 ชนิดโดยขึ้นกับทิศทางในการจัดเรียงตัวของแต่ละชั้น ในกรณีที่ชั้น A มีการจัดเรียงตัวแบบ ABAB... โดยมีทิศทางต่างกัน 180 องศา จะเรียกรวมการจัดเรียงโครงสร้างแบบ เฮกซะ โกนัล 2H ซึ่งอยู่ในสเปซกรุป (space group) แบบ P63/mmc ถ้าในกรณีที่ชั้น A มีการจัดเรียงตัวแบบ ABCABC... โดยที่ AB มีทิศทางเดียวกันแต่ C ทิศต่างออกไป การจัดเรียงตัวแบบนี้ เรียกว่า รอมโบฮีดรัล 3R ซึ่งมีสเปซกรุปแบบ $R\bar{3}m$ โครงสร้างเดลลาฟอสไซต์ในตำแหน่งของอะตอม A จะมีอะตอมที่ใช้ได้ในตำแหน่งนี้แล้วเกิดความเสถียรเพียงสี่อะตอมเท่านั้น แต่ในตำแหน่งของอะตอม B นั้นจะมีอะตอมที่มีความเหมาะสมอยู่หลายชนิด



รูปที่ 2.4 โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์

ก. การจัดเรียงตัวของอะตอมแบบบรอมโบฮีดรัล 3R

ข. การจัดเรียงตัวของอะตอมแบบเฮกซะโกนัล 2H



รูปที่ 2.5 โครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์ที่มีการจัดเรียงตัวของอะตอมแบบบรอมโบฮีดรัล 3R

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ภาว. 3 มาตรา 10

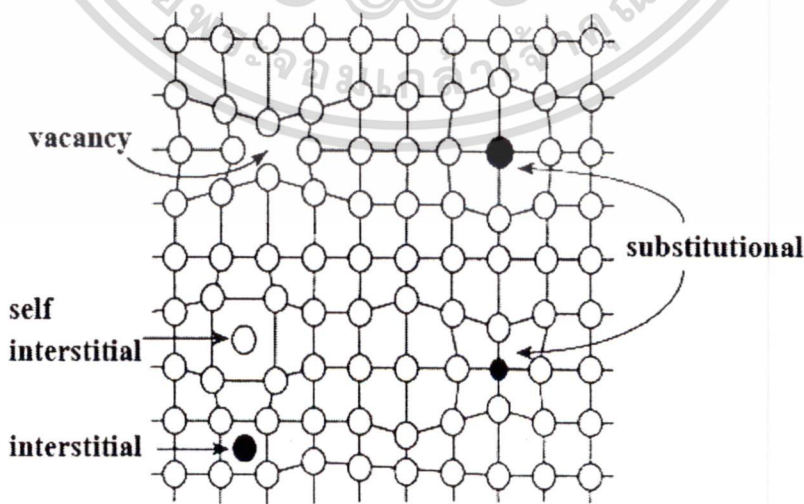
vacancy defect) ซึ่งมีลักษณะที่อะตอมหรือไอออนหลุด
จากการที่มีอะตอมหรือไอออนหลุดหายไปจากตำแหน่ง
อยู่ที่บริเวณผิวหน้าของสารจะเรียกว่า ข้อบกพร่องผลึก

ยล (interstitial) ซึ่งเป็นลักษณะที่อะตอมบางอะตอมหรือ
เล็ก แต่จะเข้าไปแทรกอยู่ระหว่างตำแหน่งที่เป็นที่ว่างของ
ที่เข้าไปแทรกอยู่จะเท่าหรือน้อยกว่ารัศมีของอะตอมหลัก
nkel defect) เกิดจากการที่มีอะตอมหรือไอออนหลุด
อยู่ภายในย้ายไปแทรกอยู่ที่ตำแหน่งที่ควรเป็นที่ว่างของ

(ตริคเจอร์ (antistructure disorder) เป็นลักษณะของ
อยู่ในตำแหน่งของโครงผลึกทำให้ลักษณะของโครงผลึก

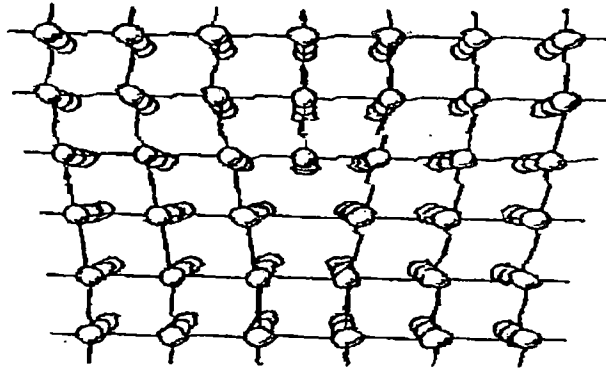
2.1.3.2 ข้อบกพร่องผลึกเชิงเส้น (line defect)

ข้อบกพร่องผลึกเชิงเส้นอาจจะเรียกได้อีกอย่างว่าดิสโลเคชัน เกิดจากความผิดปกติแบบจุด
โครงผลึกตั้งแต่ 2 จุดขึ้นไปซึ่งอาจขาดหายไปหรือเพิ่มขึ้นมาซึ่งมีผลทำให้เกิดการผิดปกติของ
โครงผลึกแบบเชิงเส้น การเกิดดิสโลเคชันอาจจะแบ่งออกได้ตามลักษณะรูปร่างที่สังเกตเห็น คือ
ดิสโลเคชันแบบขอบ (edge dislocations) ดังรูปที่ 2.8 และดิสโลเคชันแบบสกรู(screw dislocations)
ดังรูปที่ 2.9

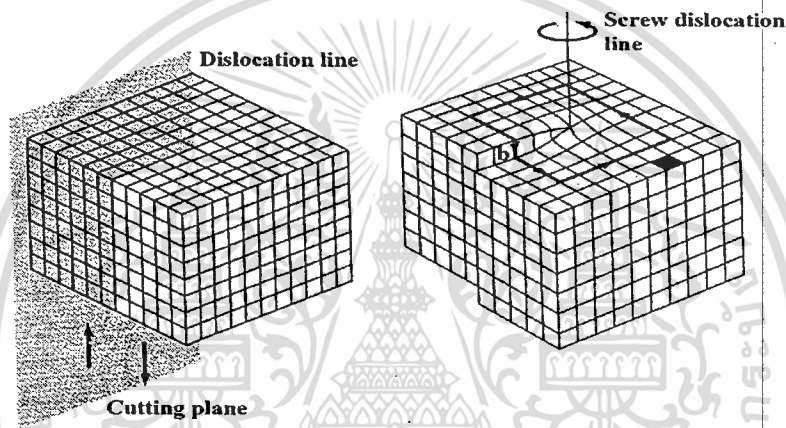


รูปที่ 2.7 ข้อบกพร่องผลึกชนิดต่างๆ

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



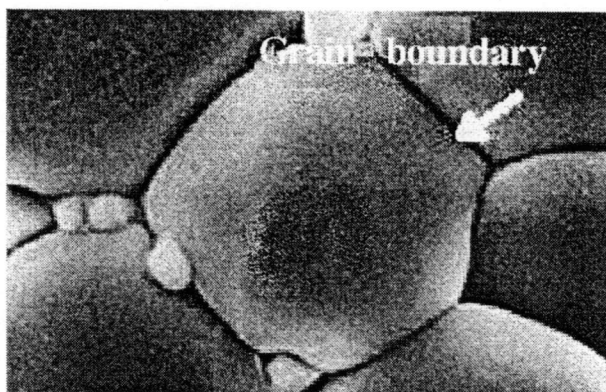
รูปที่ 2.8 ข้อบกพร่องผลึกแบบดิสโลเคชันแบบขอบ



รูปที่ 2.9 ข้อบกพร่องผลึกแบบดิสโลเคชันแบบสกรู

2.1.3.3 ข้อบกพร่องผลึกแบบแนวระนาบ (planar defect)

เป็นลักษณะของความผิดปกติของผลึกแบบระนาบแบ่งออกได้เป็น 3 กลุ่มใหญ่ ๆ คือ การจัดเรียงระนาบของอะตอมผิดปกติ (stacking faults), ระนาบทวิน (twin planes), ตลอดจนเกรนและขอบของเกรน ข้อบกพร่องผลึกชนิดนี้มักเกิดขึ้นในผลึกพหุพันธ์ (polycrystallines) ที่มีหลายเกรนดังรูปที่ 2.10 ซึ่งในแต่ละเกรนจะมีการจัดเรียงตัวของผลึกในทิศทางเดียวกัน และมีแนวแบ่งระหว่างแต่ละเกรนที่มีการจัดเรียงตัวของผลึกในทิศทางต่างกัน เรียกว่า ขอบเขตของเกรน ซึ่งเกรนและขอบเขตของเกรน จะมีผลทำให้เกิดการเปลี่ยนแปลงสมบัติเชิงฟิสิกส์ต่าง ๆ ไป จากผลึกในอุดมคติ



รูปที่ 2.10 เกรนและขอบเขตของเกรน

2.1.4 การศึกษาโครงสร้างผลึกโดยการเลี้ยวเบนรังสีเอกซ์

การศึกษาโครงสร้างผลึกโดยการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ ด้วยเครื่องเอกซ์เรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ โดยใช้รังสีเอกซ์ความยาวคลื่นเดี่ยวดกกระทบสารตัวอย่าง ซึ่งอาจเป็นผลึกเดี่ยวหรือผลึกพหุพันธ์ก็ได้ สารตัวอย่างจะหมุนไปเป็นมุม θ ในขณะที่อุปกรณ์ตรวจจับสัญญาณรังสีเอกซ์จะเคลื่อนที่ไปเป็นมุม 2θ เพื่อให้การเลี้ยวเบนสอดคล้องกับกฎของแบรกก์

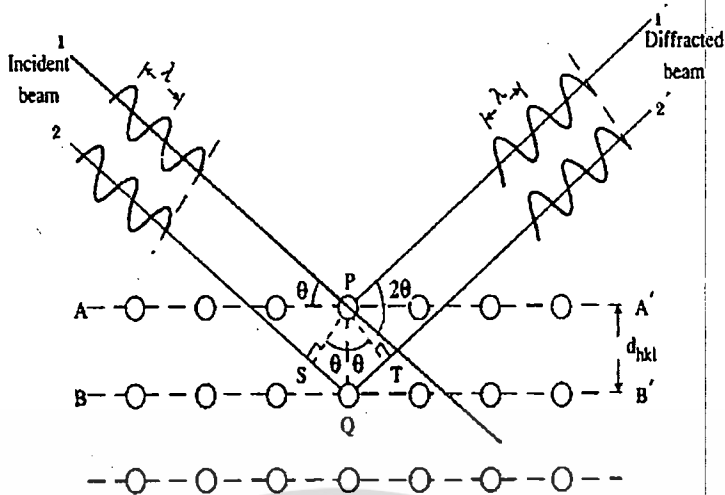
ในปี พ.ศ. 2455 (ค.ศ. 1912) คับเบิลยู เอช แบรกก์ และ คับเบิลยู แอล แบรกก์ (W.H. Bragg and W.L. Bragg) ได้เสนอแนวคิดที่เราสามารถมองได้ว่าผลึกจัดเรียงตัวเป็นชั้น (layer) หรือระนาบ (plane) ของอะตอมซึ่งสามารถสะท้อนคลื่นที่ตกกระทบ โดยมุมตกกระทบเท่ากับมุมสะท้อน ทั้งนี้ ถ้าคลื่นที่สะท้อนออกไปจากระนาบต่างๆ ดังกล่าวจะมีความเข้มสูงและแทรกสอดแบบเสริมกัน ถ้าหากความแตกต่างระหว่างทางเดินของคลื่นที่สะท้อนจากระนาบที่อยู่ข้างเคียง (path difference) มีค่าเป็นจำนวนเท่าของความยาวคลื่นที่ตกกระทบดังสมการ(2.1)

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (2.1)$$

เมื่อ	d_{hkl}	คือ	ระยะระหว่างระนาบ
	θ	คือ	มุมสะท้อนจากระนาบแบรกก์ของรังสีเอกซ์ ซึ่งจะเท่ากับมุมตกกระทบ
	n	คือ	ลำดับของการเลี้ยวเบน มีค่าตั้งแต่ 1, 2, 3,
	λ	คือ	ความยาวคลื่น

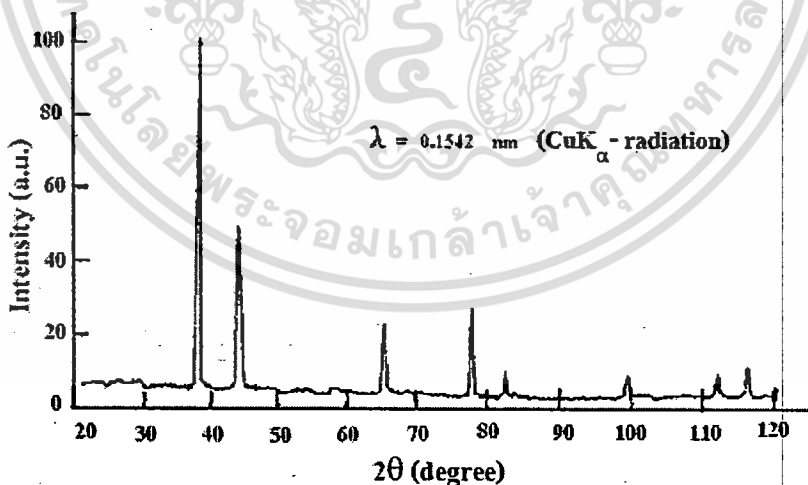
ระนาบต่าง ๆ ของผลึกที่ก่อให้เกิดการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์ต้องสอดคล้องกับกฎของแบรกก์ เรียกว่าระนาบแบรกก์ (Bragg plane) และมุมที่รังสีสะท้อนทำกับแนวที่ขนานกับรังสีตกกระทบ เรียกว่ามุมเลี้ยวเบน (diffraction angle) ซึ่งมีค่าเป็นสองเท่าของมุมตกกระทบ (2θ) ดังรูปที่ 2.11

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 2.11 การเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์บนระนาบของผลึกที่เป็นไปตามกฎของแบรกก์

รูปที่ 2.12 กราฟ XRD แสดงความสัมพันธ์ระหว่างความเข้มของรังสีเอกซ์และมุมเลี้ยวเบน เรียกว่า รูปแบบการเลี้ยวเบน (diffraction pattern) ซึ่งสำหรับธาตุหรือสารประกอบต่างชนิดกันก็จะมีรูปแบบการเลี้ยวเบนต่างกัน สังเกตได้จากพีก (peak) ในรูปแบบการเลี้ยวเบนสำหรับการวิเคราะห์โครงสร้างผลึกนั้น สามารถทำได้โดยการคำนวณหาค่าคงที่ของโครงผลึก, ขนาดของเกรนและความเครียดในระดับจุลภาคได้จากสูตรดังต่อไปนี้



รูปที่ 2.12 ตัวอย่างของสเปกตรัมที่ได้จาก XRD

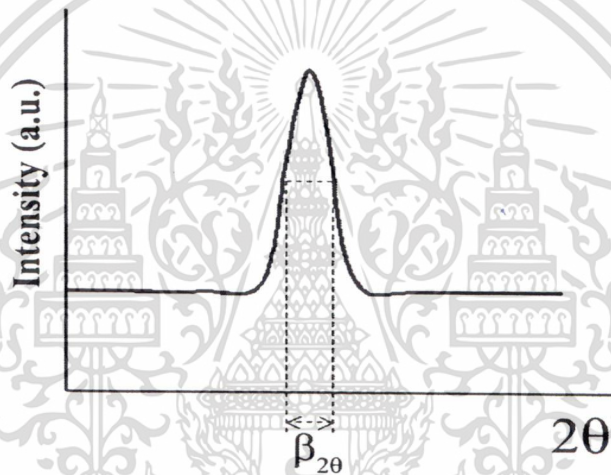
สมการสำหรับหาค่าคงที่ของโครงผลึก (lattice constant) สำหรับโครงสร้างผลึกแบบซิงค์เบลนด์หาได้จากสมการ(2.2)

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a^2} \quad (2.2)$$

และสำหรับโครงสร้างผลึกแบบเฮกซะโกนัลหาได้จากสมการ (2.3)

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \left[\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right] + \frac{l^2}{c^2} \quad (2.3)$$

เมื่อ a, c คือ ค่าคงที่ของโครงสร้างผลึก
 h, k, l คือ ดัชนีมิลเลอร์ที่ใช้บอกชื่อระนาบของผลึก



รูปที่ 2.13 วิธีการหา $\beta_{2\theta}$ เพื่อนำไปหาขนาดของเกรนจากสเปกตรัมของการเลี้ยวเบนของรังสีเอกซ์

พิจารณารูปที่ 2.13 จะสามารถคำนวณหาขนาดของเกรน (grain size) ได้จากสมการ

$$D = \frac{K\lambda}{\beta_{2\theta} \cos \theta} \quad (2.4)$$

เมื่อ D คือ ขนาดของเกรน
 K คือ ค่าคงตัวซึ่งขึ้นกับขนาดและรูปร่างของเกรน
 $\beta_{2\theta}$ คือ ระยะความกว้างของพีคที่ความเข้มที่ค่าเป็นครึ่งหนึ่งของค่าความเข้มสูงสุด (full width at half-maximum of the diffraction peak)

2.1.5 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด [18-23]

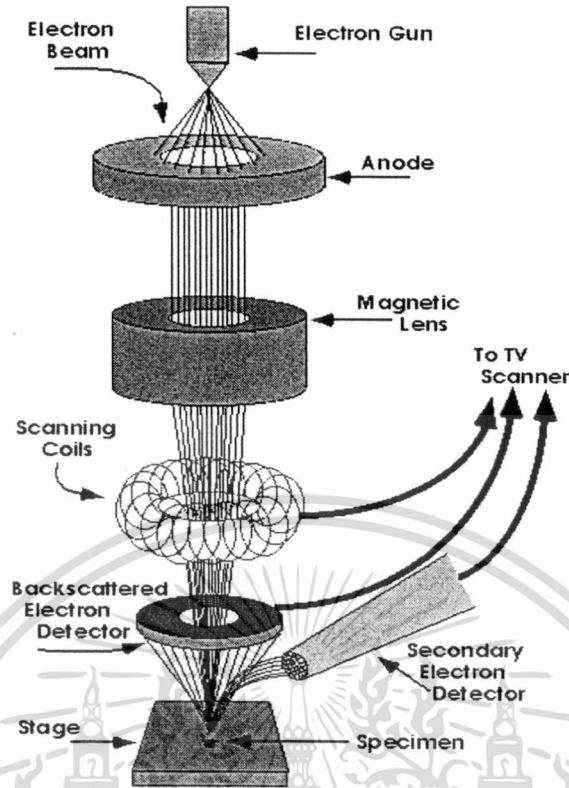
ในปี พ.ศ. 2478 มัคซ์ คโนลล์ (Max Knoll) ได้คิดค้นหลักการ และวิธีการในการประดิษฐ์กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดขึ้น และต่อมา มานเฟรด ฟอน อาเดนเน (Manfred Von Ardenne) ได้ประดิษฐ์กล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดเครื่องแรกสำเร็จในปี พ.ศ. 2481 โดยเครื่องมือที่ประดิษฐ์ได้นั้นยังมีกำลังขยายไม่สูงมากนัก ต่อมาในปี พ.ศ. 2498 ชาร์ล วิลเลียม แอ็ทเลย์ (Charles William Oatley) และทีมงานจากเคมบริดจ์ ได้สร้างกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดที่มีความละเอียดสูงถึง 250 อังสตรอม

ตารางที่ 2.3 การเปรียบเทียบระหว่างกล้องจุลทรรศน์แบบแสงกับกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

สมบัติทางฟิสิกส์	แบบแสง	แบบอิเล็กตรอนแบบส่องกราด
Resolution		
- easy	5 μm	0-2 μm
- skilled	0-2 μm	10 nm
- special	0-1 μm	0-5 nm
Depth of focus	Poor	High
Mode		
- transmission	Yes	Yes
- refraction	Yes	Yes
- diffraction	Yes	Yes
- other	Some	Many
Field of view	Small	Large enough
Signal	Only as image	Available for processing
Cost	Low	High

การทำงานของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดดังแสดงในรูปที่ 2.14 เริ่มจากแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอน ซึ่งมีหน้าที่ผลิตอิเล็กตรอนจากไส้หลอด กลุ่มอิเล็กตรอนที่ได้จะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้า พร้อมทั้งบังคับกลุ่มอิเล็กตรอนให้มีลักษณะเป็นลำ โดยลำอิเล็กตรอนจะกราดไปบนพื้นผิวของตัวอย่างโดยขดลวดสนามแม่เหล็กบนระนาบ xy เพื่อทำให้เกิดอิเล็กตรอนทุติยภูมิ อิเล็กตรอนเหล่านี้จะถูกตรวจจับโดยเซนเซอร์ และแปลงเป็นสัญญาณไฟฟ้าเพื่อส่งต่อไปให้ระบบสร้างภาพต่อไป

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 2.14 ส่วนประกอบของกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด

2.2 สมบัติทางไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ

จากทฤษฎีโครงสร้างแถบพลังงาน สารกึ่งตัวนำประกอบไปด้วยแถบวาเลนซ์ แถบพลังงานต้องห้ามและแถบการนำ สารกึ่งตัวนำซึ่งมีช่องว่างแถบพลังงานไม่เกิน 3 eV ที่อุณหภูมิห้อง อิเล็กตรอนและโฮลจากภายในผลึกจะถูกกระตุ้นด้วยพลังงานจากแถบวาเลนซ์ไปยังแถบนำ จากนั้นจะเกิดโฮลในแถบวาเลนซ์ ดังนั้นสภาพนำไฟฟ้าที่อุณหภูมิใด ๆ ของสารกึ่งตัวนำจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของพาหะ และความคล่องตัวของพาหะอิสระเหล่านี้

2.2.1 สมบัติการนำไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำ [18-23]

สมบัติการนำไฟฟ้าในสารกึ่งตัวนำขึ้นอยู่กับจำนวนพาหะอิสระเป็นสำคัญ กล่าวคือ ถ้าจำนวนอิเล็กตรอนในแถบวาเลนซ์เพิ่มมากขึ้น สารกึ่งตัวนำนั้นจะนำไฟฟ้าได้ดียิ่งขึ้น ปริมาณความหนาแน่นพาหะอิสระในสารกึ่งตัวนำถูกกำหนดด้วยขนาดของช่องว่างแถบพลังงาน, ความหนาแน่นของอะตอมของสารเจือ และอุณหภูมิเป็นสำคัญ ที่สภาวะสมดุลเชิงความร้อน การกระจายของพาหะอิสระตามระดับพลังงานของผลึกเป็นตามฟังก์ชันการกระจายแบบเฟอร์มี-ดิแรก

เอกส (Fermi-Dirac distribution) ดังสมการที่ (2.5) การศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_F)/kT] + 1} \quad (2.5)$$

- เมื่อ $f(E)$ คือ ฟังก์ชันการกระจายแบบเฟอร์มิหรือความน่าจะเป็นที่จะพบอิเล็กตรอนในระดับพลังงาน E ที่ อุณหภูมิ T ใดๆ
- E_F คือ ระดับพลังงานเฟอร์มิ (Fermi energy level)
- k คือ 1.38×10^{-23} J/K ค่าคงตัวของโบลต์ซมันน์ (Boltzmann's constant)
- T คือ อุณหภูมิในหน่วยของเคลวิน

ในการพิจารณาความหนาแน่นพาหะอิสระในสภาวะสมดุลความร้อนสามารถแยกได้เป็น 2 กรณี คือ กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกซึ่งเป็นสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ (intrinsic semiconductor) และกรณีสารกึ่งตัวนำชนิดเอกซ์ทรีนสิกซึ่งเป็นสารกึ่งตัวนำที่ไม่บริสุทธิ์ (extrinsic semiconductor)

2.2.1.1 สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิก

สารกึ่งตัวนำชนิดอินทรีนสิกซึ่งเป็นสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ อิเล็กตรอนถูกกระตุ้นด้วยพลังงานความร้อนขึ้นไปยังแถบนำและทิ้งโฮลจำนวนเท่ากันไว้ในแถบวาเลนซ์ ถ้ากำหนดให้ $N_C(E)dE$ เป็นจำนวนสถานะในแถบนำต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรที่มีพลังงานอยู่ระหว่าง E และ $E+dE$ ดังนั้นความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระในแถบนำที่มีค่าพลังงานอยู่ระหว่าง E และ $E+dE$ ที่อุณหภูมิใดๆ คือ

$$n(E)dE = N_C(E)f(E)dE \quad (2.6)$$

เมื่อ N_C คือ ความหนาแน่นของสถานะพลังงาน (density of state) ในแถบนำ ซึ่งเมื่อพิจารณาจากกรณีที่แถบนำมีความสมมาตรในเชิงทรงกลมและมีจุดต่ำสุดเพียงจุดเดียว ดังนั้น

$$N_C(E) = 2\pi \left(\frac{2m_e^*}{h} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad (2.7)$$

- เมื่อ m_e^* คือ มวลยังผลของอิเล็กตรอนในแถบนำ
- h คือ ค่าคงตัวของพลังค์ (Planck's constant)
- $= 6.625 \times 10^{-34}$ J·s

จากสมการที่ (2.7) พิจารณาโดยกำหนดให้ระดับพลังงานศูนย์กลางอยู่ตรงขอบล่างของแถบนำ นั่นคือจะมีความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำทั้งหมดเท่ากับ

$$\begin{aligned} n_i &= \int_0^{E_i} n(E) dE \\ &= \int_0^{E_i} N_c(E) f(E) dE \end{aligned} \quad (2.8)$$

เมื่อ E_i คือ ค่าพลังงานที่ขอบบนของแถบนำ

โดยทั่วไปพลังงานความร้อน (kT) ของผลึกมีค่าน้อยกว่าค่าช่องว่างแถบพลังงานของผลึกมากๆ จนมั่นใจได้ว่าสถานะพลังงานของแถบนำอยู่ในสภาวะที่เป็นระดับพลังงานช้อน (non-degeneracy) และ $n(E)dE$ มีค่าใกล้ศูนย์ที่ค่าระดับพลังงานสูงๆ สมการที่ (2.8) จึงสามารถขยายขอบเขต E_i ออกไปจนถึงอนันต์ และสามารถเขียนสมการที่ (2.8) ใหม่ได้เป็น

$$n_i = 4\pi \left[\frac{2m_e^*}{h^2} \right]^{3/2} \int_0^\infty \frac{E^{2/3}}{\exp[(E - E_F)/kT] + 1} dE \quad (2.9)$$

เนื่องจาก $\exp[(E - E_F)/kT] + 1 \gg 1$ นั่นคือ

$$n_i = N_c \exp \left[\frac{E_F}{kT} \right] \quad (2.10)$$

เมื่อ

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right]^{3/2} \quad (2.11)$$

และทำนองเดียวกันเราจะได้ความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์ดังนี้

$$p_i = N_v \exp \left[-\frac{E_F + E_g}{kT} \right] \quad (2.12)$$

โดย

$$N_v = 2 \left[\frac{2\pi m_h^*}{h^2} \right]^{3/2} \quad (2.13)$$

เมื่อ E_g คือ ค่าช่องว่างของแถบพลังงาน

m_h^* คือ มวลยังผลของโฮลในแถบวาเลนซ์

เอกสารนี้เป็นเอกสาร NUS ที่สงวนไว้ความหนาแน่นของสถานะพลังงานในแถบวาเลนซ์ นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เนื่องจากในสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ โยลและอิเล็กตรอนมีจำนวนเท่ากัน ดังนั้นจากสมการที่ (2.12) และสมการที่ (2.13) จะได้

$$n_i p_i = n_i^2 = N_C N_V \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right] \quad (2.14)$$

และ

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left[-\frac{E_g}{2kT}\right] \quad (2.15)$$

หรือ

$$n_i = p_i = 4.82 \times 10^{15} T^{3/2} \left(\frac{m_e m_h}{m^2}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{E_g}{2kT}\right] \quad (2.16)$$

จากสมการที่ (2.16) พาหะอิสระในสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ จะขึ้นอยู่กับอุณหภูมิในเทอมของเอ็กซ์โพเนนเชียล อุณหภูมิจึงมีบทบาทสำคัญกับสมบัติไฟฟ้าของสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์

2.2.1.2 สารกึ่งตัวนำชนิดเอกซ์ทรินสิก

สารกึ่งตัวนำชนิดเอกซ์ทรินสิกเป็นสารกึ่งตัวนำที่ไม่บริสุทธิ์ เมื่อมีการเติมอะตอมของสารเจือปนลงในสารกึ่งตัวนำที่อาจมีได้ทั้งอะตอมผู้ให้ (donor) หรืออะตอมผู้รับ (acceptor) ในสภาวะสมดุลความร้อนของผลึก ความหนาแน่นพาหะอิสระทั้งอิเล็กตรอนและโฮลจะหาได้ทำนองเดียวกับสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ นั่นคือ ความหนาแน่นอิเล็กตรอนในแถบนำคือ

$$n = N_C \exp\left[\frac{E_F}{kT}\right] \quad (2.17)$$

และความหนาแน่นของโฮลในแถบวาเลนซ์คือ

$$p = N_V \exp\left[-\frac{E_F + E_g}{kT}\right] \quad (2.18)$$

ภายใต้สภาวะที่สถานะพลังงานซ้อนจะยังคงมีความสัมพันธ์

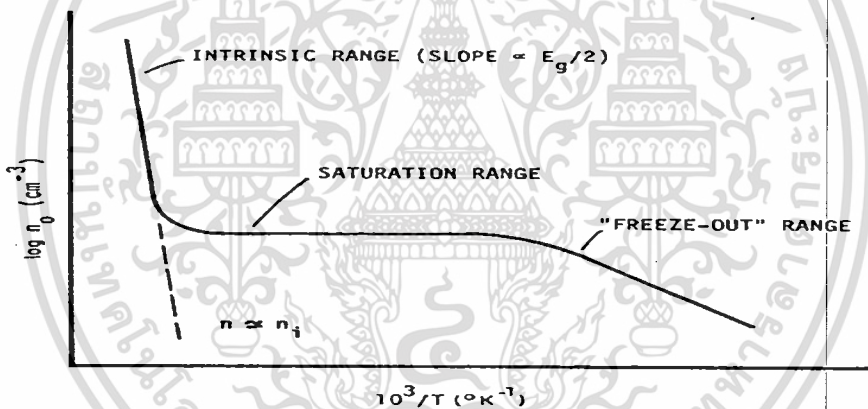
$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp\left[-\frac{E_g}{kT}\right] \quad (2.19)$$

พิจารณาสารกึ่งตัวชนิดเอ็น (n-type) ที่มีทั้งอะตอมผู้ให้ (N_d) ที่มีระดับพลังงานลึกจากขอบล่างของแถบนำเป็นสถานะพลังงานของอะตอมผู้ให้ (donor level: E_d) และอะตอมผู้รับ (N_a) ที่มีระดับพลังงานสูงกว่าขอบล่างของแถบวาเลนซ์เป็นสถานะพลังงานของอะตอมผู้รับ (acceptor level: E_a) จากเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าของระบบจะได้

$$n + (N_a - n_a) = p + (N_d - n_d) \tag{2.20}$$

- เมื่อ n, p คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮลอิสระ
- N_d, N_a คือ ความหนาแน่นของอะตอมผู้ให้และผู้รับ
- n_d, n_a คือ ความหนาแน่นของอะตอมผู้ให้และผู้รับที่ไม่ถูกไอออไนซ์

เราสามารถแยกพิจารณาลักษณะการแปรผันตามอุณหภูมิของพาหะได้เป็น 2 กรณี ดังแสดงในรูปที่ 2.15 คือ



รูปที่ 2.15 กราฟความสัมพันธ์ระหว่างความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นกับส่วนกลับของอุณหภูมิ

กรณีความหนาแน่นของสิ่งเจือปนมีน้อยหรือที่อุณหภูมิสูง

ในกรณีเช่นนี้อะตอมของสิ่งเจือปนจะถูกไอออไนซ์จนหมดด้วยพลังงานเนื่องจากความร้อนพาหะอิสระเกิดจากสองส่วนคือ มาจากสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ และมาจากอะตอมของสารเจือปนทั้งหมด จากเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้าสมการที่ (2.20) ลดรูปได้เป็น

$$n = p + (N_d - N_a) \tag{2.21}$$

จากสมการที่ (2.21) จะได้ว่า

$$n = \frac{1}{2} \left[(N_d - N_a) + \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2} \right] \quad (2.22)$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} \quad (2.23)$$

ในช่วงอุณหภูมิสูงมากจนกระทั่งความหนาแน่นพาหะส่วนใหญ่มาจากสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์มากกว่าอะตอมของสารเจือปนมาก ๆ ($|N_d - N_a| \ll n_i$) ช่วงนี้จะมีการเพิ่มขึ้นของพาหะอิสระตามการเพิ่มของอุณหภูมิอย่างรวดเร็วแบบเอกซ์โพเนนเชียล เรียกช่วงนี้ว่าเป็นบริเวณย่านอินทรินสิก (intrinsic region) และสมการที่ (2.22) และ (2.24) จะกลายเป็นสมการอินทรินสิก

$$n = p = n_i \quad (2.24)$$

ในช่วงที่อุณหภูมิต่ำกว่าช่วงอินทรินสิก พาหะที่มาจากสารกึ่งตัวนำที่บริสุทธิ์ จะมีน้อยกว่าพาหะที่มาจากอะตอมของสารเจือปนมาก ๆ ($|N_d - N_a| \gg n_i$) พาหะข้างมากในช่วงนี้จะมีค่าคงที่เรียกช่วงนี้ว่าบริเวณย่านอิ่มตัว (saturation region) โดยสมการที่ (2.13) จะเปลี่ยนเป็น

$$n \cong N_d - N_a \quad (2.25)$$

2. กรณีความหนาแน่นของอะตอมของสารเจือปนมีมากหรือที่อุณหภูมิต่ำ

ในกรณีนี้พลังงานเนื่องจากความร้อนไม่สามารถไอออไนซ์อะตอมของสารเจือปนได้ทั้งหมด ดังนั้นจึงยังมีอะตอมผู้ให้ (N_d) บางส่วนเหลืออยู่แต่โฮล (p) และอะตอมผู้รับ (N_a) จะมีค่าน้อยมาก ดังนั้นสมการที่ (2.25) จะเปลี่ยนเป็น

$$n = N_d - N_a - n_d \quad (2.26)$$

และ

$$n_d = N_d \left[\frac{1}{1 + \beta \exp \left\{ \frac{E_d + E_F}{kT} \right\}} \right] \quad (2.27)$$

เมื่อ β คือ แฟกเตอร์สถานะพลังงานไม่ซ้อน (degeneracy factor)

ที่สถานะพื้นฐานของอะตอมผู้ให้ จากสมการที่ (2.17), (2.26) และ (2.27) สามารถเขียนได้ในรูปของสมการที่ (2.19) ดังนี้

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

$$n^2 + n(N_a + N'_c) - (N_d - N_a)N'_c = 0 \quad (2.28)$$

เมื่อ

$$N'_c = \beta N_c \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad (2.29)$$

n อยู่ในรูปของสมการควอดราติกซึ่งมีรากของสมการคือ

$$n = -\frac{1}{2}(N_d + N'_c) + \frac{1}{2}\left[(N_d + N'_c)^2 + 4N'_c(N_d - N_a)\right]^{1/2} \quad (2.30)$$

เมื่อ $E_d \gg kT$ และ N'_c จะมีค่าน้อย เราสามารถกระจายสมการที่ (2.30) เทอมที่สองด้านขวามือได้ด้วยอนุกรมทวินาม (Binomial series) จะได้

$$n = -\left(\frac{N_d + N'_c}{2}\right) + \frac{1}{2}(N_d + N'_c) + \frac{N'_c(N_d - N_a)}{N_d + N'_c} + \dots$$

$$n \approx \frac{N'_c(N_d - N_a)}{N_d + N'_c} \quad (2.31)$$

ถ้า $N_d \gg N'_c$ สมการที่ (2.31) จะกลายเป็น

$$n \approx \frac{N'_c(N_d - N_a)}{N_d} = \frac{(N_d - N_a)}{2N_d} \beta N_c \exp\left[-\frac{E_d}{kT}\right] \quad (2.32)$$

ถ้า N_d มีค่าน้อยมากนั่นคือ $N_d \gg N'_c \gg N_a$ จะทำให้สมการที่ (2.32) สามารถลดรูปได้เป็น

$$\frac{n^2}{N_d} - N'_c = 0 \quad (2.33)$$

หรือ

$$n \approx \sqrt{\beta N_d N_c} \exp\left[-\frac{E_d}{2kT}\right] \quad (2.34)$$

จะเห็นได้ว่าความหนาแน่นของพาหะอิสระจะลดลงตามการลดลงของอุณหภูมิในแบบเอกซ์โพเนนเชียล ซึ่งเรียกช่วงทั้งสองนี้ว่าย่าน ฟรีซเอาท์ (freeze-out region) โดยการลดลง

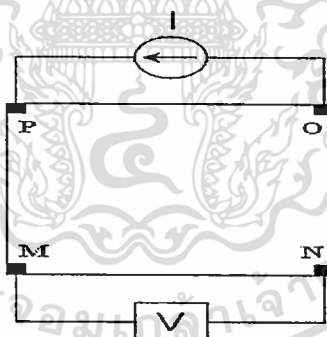
เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

จะเป็นไปตามสมการที่ (2.33) เมื่ออุณหภูมิต่ำลงจนกระทั่ง $N_u < n < N_d$ และลดลงตามสมการที่ (2.34) เมื่ออุณหภูมิลดลงจนกระทั่ง $n < N_u < N_d$

2.2.2 การวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์ [18-22, 24-25]

วิธีการวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์ ดังรูปที่ 2.16-2.17 เป็นวิธีที่ได้รับการยอมรับสำหรับการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของชั้นสารตัวอย่างที่เป็นฟิล์มบางที่มีความหนาสม่ำเสมอและมีรูปร่างไม่แน่นอน โดยขั้วสัมผัสจะอยู่บริเวณขอบของชั้นสารตัวอย่าง รอยต่อระหว่างขั้วสัมผัสที่มีกระแสไฟฟ้าไหลผ่านจะต้องไม่ขัดขวางการไหลของกระแส

รูปที่ 2.16 ตำแหน่งของจุดสัมผัสบนชั้นสารตัวอย่าง



รูปที่ 2.17 การต่อขั้วเพื่อวัดความต้านทานแผ่นและวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์

การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถทำได้โดยจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าขั้ว P-O ทำการวัดความต่างศักย์ตกคร่อมขั้ว M-N จะทำให้ได้ค่า R_1 จากสมการที่ (2.35)

$$R_1 = \frac{V_{MN}}{I_{PO}} \quad (2.35)$$

หลังจากนั้นทำการจ่ายกระแสไฟฟ้าเข้าที่ขั้ว P-M แล้วทำการวัดความต่างศักย์ตกคร่อมขั้ว O-N จะได้ค่า R_2 จากสมการที่ (2.36)

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

$$R_2 = \frac{V_{ON}}{I_{PM}} \quad (2.36)$$

เมื่อได้ค่า R_1 และ R_2 มาแล้วสามารถคำนวณหาค่าความต้านทานแผ่นได้ดังนี้

$$R_{sh} = f \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right) \left(\frac{R_1 + R_2}{2} \right) \quad (2.37)$$

เมื่อ f คือ แฟกเตอร์ค่าแก้ไขของแวนเดอร์เพาว์ (van der Pauw correction factor)

โดย

$$f = 1 - \left(\frac{\ln 2}{2} \right) \left(\frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \right)^2 \quad (2.38)$$

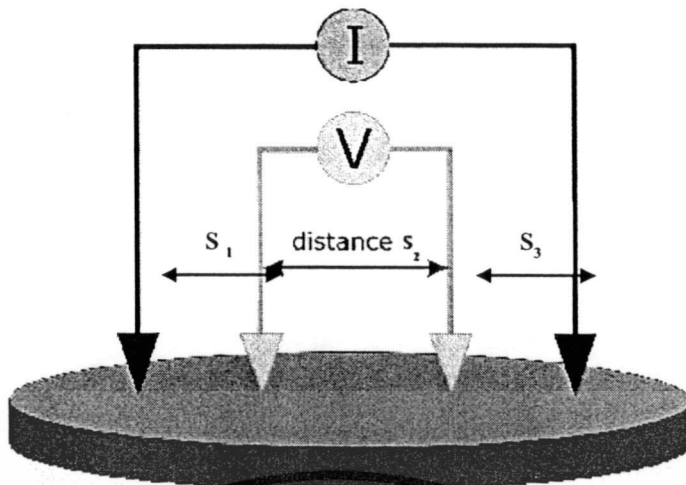
ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถคำนวณได้ดังนี้

เมื่อ d คือ ความหนาของชิ้นสารตัวอย่าง

$$\rho = R_{sh} \cdot d \quad (2.39)$$

2.2.3 การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีสี่ขั้วเชิงเส้น (linear four point probes)

เป็นวิธีที่ใช้วัดค่าความต้านทานไฟฟ้าจำเพาะที่แพร่หลายและเป็นที่ยอมรับมากในวงการอุตสาหกรรม วิธีการนี้ได้ใช้กันมานานประมาณ 70 ปีมาแล้ว ซึ่งปัจจุบันนี้ก็ยังคงนิยมใช้กันอยู่ เป็นวิธีที่ดีและไม่ทำลายสารตัวอย่างที่นำมาวัด อันที่จริงแล้วปัญหา 2 จุด และ 4 จุดคล้ายๆกัน คือปัญหาที่จุดสัมผัสระหว่างต่างๆ ดังนั้น วิธีสี่ขั้วในแนวเส้นตรงนี้ ได้ใช้ขั้วไฟฟ้าทั้งสองด้านให้กระแสเข้าออก ตลอดจนขั้วที่วัดความต่างศักย์ไฟฟ้าจะอยู่บนผิวหน้าของสารตัวอย่าง ซึ่งเป็นโลหะแข็ง โดยจะใช้เส้นลวดโลหะทั้งสแตน จัดให้ระยะห่างเท่ากันหมด ดังรูป 2.18



รูปที่ 2.18 การวัดค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยวิธีสี่ขั้วเชิงเส้น

ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าโดยทั่วไปแล้ว หาได้จากการนิโคกระแสเข้าไปในเนื้อสารตัวอย่าง แล้ววัดศักย์ไฟฟ้าที่เกิดขึ้นระหว่างขั้วทั้งสอง ซึ่งในการนิโคกระแสจะต้องให้มีลักษณะสม่ำเสมอภายในสารตัวอย่าง ดังนั้นจะได้สมการสำหรับใช้วัดสภาพต้านทานไฟฟ้าชนิด 4 ขั้ว ดังนี้

$$\rho = \frac{2\pi V I}{\left[\frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_3} - \frac{1}{S_1 + S_2} - \frac{1}{S_2 + S_3} \right] I} \quad (2.40)$$

ในกรณีที่ $S_1 = S_2 = S_3$ จะได้สมการ

$$\rho = \frac{2\pi S V}{I} \quad (2.41)$$

ข้อจำกัดของวิธีการวัดแบบสี่ขั้วเชิงเส้น

1. ขั้วทั้ง 4 ต้องมีลักษณะแหลมมีพื้นที่หน้าตัดตรงรอยสัมผัสของสารตัวอย่างเท่ากันหมด ลวดที่ใช้ทำขั้วไฟฟ้าจะต้องเป็นโลหะที่มีความต้านทานไฟฟ้าน้อย
2. สารตัวอย่างตรงบริเวณขั้วทั้ง 4 วางอยู่จะต้องสม่ำเสมอทั่วบริเวณ

2.2.4 ปปรากฏการณ์ฮอลล์ (Hall effect) [18-22, 24-25]

ค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าสามารถเขียนในเทอมของสภาพคล่องของพาหะได้และความหนาแน่นพาหะอิสระด้วยความสัมพันธ์

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากอิเล็กตรอน

$$\rho = \frac{1}{ne\mu_e} \quad (2.42)$$

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากโฮล

$$\rho = \frac{1}{pe\mu_h} \quad (2.43)$$

กรณีกระแสไฟฟ้าเกิดจากพาหะสองชนิดคืออิเล็กตรอนและโฮลซึ่งมีปริมาณใกล้เคียงกันสภาพต้านทานไฟฟ้าที่แท้จริงคือ

$$\rho = \frac{1}{e(n\mu_e + p\mu_h)} \quad (2.44)$$

เมื่อ n คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระ

p คือ ความหนาแน่นของโฮลอิสระ

μ_e และ μ_h คือ สภาพคล่องของอิเล็กตรอนและสภาพคล่องของโฮล

นั่นคือหากทราบสภาพต้านทานไฟฟ้า และสภาพคล่องของพาหะจะทำได้สามารถคำนวณค่าความหนาแน่นของพาหะข้างมากได้จากสมการที่ (2.42) และ (2.43) คือ

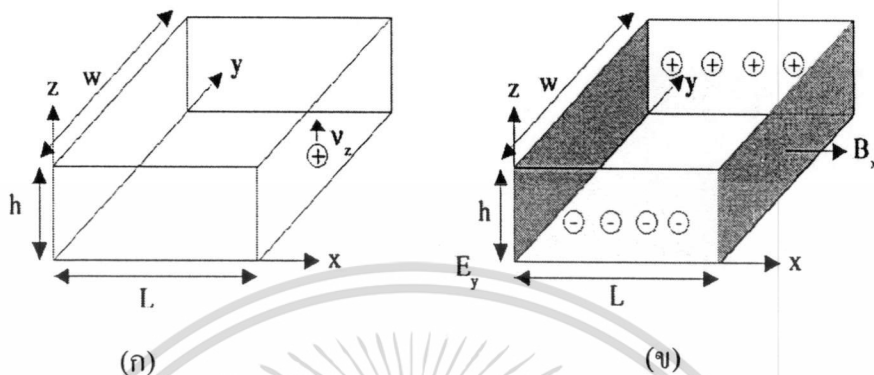
กรณีเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน $n = \frac{1}{e\rho\mu_e} \quad (2.45)$

กรณีเป็นสารกึ่งตัวนำชนิดพี

ความหนาแน่นของโฮล $p = \frac{1}{e\rho\mu_h} \quad (2.46)$

เราสามารถคำนวณค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า, สภาพคล่องของพาหะได้หลายวิธี วิธีที่สะดวกและมักนิยมใช้กันอย่างกว้างขวางคือ การคำนวณจากการศึกษาปรากฏการณ์ฮอลล์ ปรากฏการณ์ฮอลล์ ได้ถูกค้นพบในปี พ.ศ. 2422 โดย เอ็ดวิน เฮอร์เบิร์ต ฮอลล์ (Edwin Herbert Hall)



รูปที่ 2.19 ปรากฏการณ์ฮอลล์บนแผ่นสารกึ่งตัวนำชนิดพี

- ก. ก่อนใส่สนามแม่เหล็กในทิศ x
- ข. หลังใส่สนามแม่เหล็กในทิศ x

พิจารณาชิ้นสารกึ่งตัวนำชนิดพี ที่เป็นรูปทรงดังแสดงในรูปที่ 2.19 ซึ่งมีกระแสไฟฟ้า I ไหลผ่านในแนว z หรืออาจมองว่ามีประจุบวกเคลื่อนที่ไปในทิศ z ด้วยความเร็วลอยเลื่อน v_z เกิดเป็นกระแสไฟฟ้าในแนวทิศทาง z คือ I_z ดังสมการที่ (2.47)

จาก
$$I = nqvA \tag{2.47}$$

ดังนั้น
$$I_z = qnwhv_z \tag{2.48}$$

จากกฎของโอห์ม

$$V = IR \tag{2.49}$$

$$R = \frac{\rho L}{A} \tag{2.50}$$

จากรูปที่ 2.19

$$A = w.h \tag{2.51}$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ถ้าทราบความต่างศักย์ (V_z) ระหว่างปลายทั้งสองของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น สามารถหาค่าสภาพต้านทานไฟฟ้าได้จากสมการที่ (2.49) (2.50) และ (2.51)

$$\rho = \frac{V_z}{I_z} \cdot \frac{A}{L} = \frac{V_z}{I_z} \cdot \frac{wh}{L} \quad (2.52)$$

ปรากฏการณ์ฮอลล์เกิดขึ้นเมื่อมีสนามแม่เหล็ก (B_x) ที่กระทำกับชิ้นสารในทิศ x อย่างสม่ำเสมอ อันตรกิริยาจากสนามแม่เหล็กมีผลทำให้แนวกระแสของอิเล็กตรอนเบี่ยงเบนไปในทิศ y สะสมในบริเวณขอบด้านนอก ($y=0$) และเหนี่ยวนำให้เกิดโวลต์ขึ้นที่ขอบด้านใน (y) ทำให้เกิดสนามไฟฟ้าฮอลล์ในทิศ $-y$ (Hall field: E_y หรือ E_H) และเกิดความต่างศักย์ฮอลล์หรือเกิดแรงเคลื่อนไฟฟ้าฮอลล์ในทิศ y (Hall voltage: V_H) ขึ้น ทำให้กลุ่มอิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปด้วยแรงลอเรนตซ์ (Lorentz's force)

$$F = q(v_z \times B_x) + qE_y \quad (2.53)$$

เมื่อแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่กระทำต่ออิเล็กตรอนมีค่าเท่ากันจะเกิดสภาวะสมดุลเชิงความร้อน หรือสภาวะคงตัว ทำให้อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ในทิศ $-z$ ดังเดิม เพราะฉะนั้นจะทำให้ได้ว่า

$$E_y = v_z B_x = \frac{1}{qn} \cdot \frac{I_z}{wh} \cdot B_x \quad (2.54)$$

หากพิจารณาสมการที่ (2.54) จะเห็นว่าสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่เกิดขึ้นเป็นปฏิภาคกับความหนาแน่นกระแสและสนามแม่เหล็ก สามารถเขียนได้ในรูปของ

$$E_y = R_H \cdot J_z B_x \quad (2.55)$$

เมื่อ $J_z = \frac{I_z}{wh} \quad (2.56)$

แล้ว $R_H = \frac{E_y}{J_z B_x} = \frac{1}{qn} \quad (2.57)$

เรียก R_H ว่าเป็นสัมประสิทธิ์ฮอลล์ (Hall coefficient) ซึ่งนิยามว่าเป็นสนามไฟฟ้าฮอลล์ที่เกิด

จากความหนาแน่นกระแสของพาหะขนาด 1 หน่วย ไหลผ่านภายใต้สนามแม่เหล็กขนาด 1 หน่วย เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น เมื่อนูญเตเห็นาเบไซบระเยชนต้นการคำ
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เราอาจทราบศักย์ไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจากสนามไฟฟ้าฮอลล์ โดยอินทิเกรตสนามฮอลล์ ตลอดความกว้าง (w) ของแผ่นสารและเรียกความต่างศักย์นี้ว่า ความต่างศักย์ฮอลล์ (V_H) นั่นคือ

$$\begin{aligned} V_H &= \int_b^w E_y dy = \int_b^w \frac{1}{qn} \cdot \frac{I_z B_x}{wh} dy \\ &= \frac{1}{qn} \cdot \frac{I_z B_x}{h} \end{aligned} \quad (2.58)$$

สัมประสิทธิ์ฮอลล์ที่ได้จากการวัด คือ

$$R_H = \frac{V_H}{I_z} \cdot \frac{h}{B_x} \quad (2.59)$$

ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนตามนิยาม คือ

$$n = \frac{1}{qR_H} = \frac{I_z}{V_H} \cdot \frac{B_x}{qh} \quad (2.60)$$

โดยทั่วไปพาหะอิสระที่เคลื่อนที่ในสารกึ่งตัวนำ มักประสบกับกลไกการกระเจิงหลาย ๆ ชนิด กลไกการกระเจิงของพาหะในสารกึ่งตัวนำจะเป็นกลไกที่ขึ้นอยู่กับพลังงานของพาหะ โดยที่ช่วงเวลาปลอดการกระเจิง (τ) จะแสดงได้ดังนี้

$$\tau = \tau(E) \quad (2.61)$$

เมื่อคิดผลรวมจากการกระเจิงที่ขึ้นกับพลังงานของพาหะ สัมประสิทธิ์ฮอลล์สามารถเขียนใหม่ได้ดังนี้

$$\text{กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น} \quad R_H = \frac{r}{nq} \quad (2.62)$$

$$\text{กรณีสารกึ่งตัวนำชนิดพี} \quad R_H = \frac{r}{pq} \quad (2.63)$$

เมื่อ r คือ แฟกเตอร์การกระเจิง (scattering factor) ของพาหะในปรากฏการณ์ฮอลล์

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ซึ่งสามารถนิยามค่า r ได้จากความสัมพันธ์ดังนี้

$$r = \frac{\langle \tau \rangle^2}{\langle \tau^2 \rangle} \quad (2.64)$$

r มีค่าอยู่ระหว่าง 1 ถึง 2 ขึ้นอยู่กับกลไกการกระเจิงของพาหะ เช่น การกระเจิงเนื่องจากโครงผลึกหรือการกระเจิงเนื่องจากอะตอมของสารเจือปนที่ถูกไอออนไนซ์ สัมประสิทธิ์ฮอลล์แปรค่าตามสนามแม่เหล็กและอุณหภูมิ ซึ่งจะมีค่าใกล้ 1 เมื่อขึ้นสารอยู่ภายใต้สนามแม่เหล็กความเข้มสูงมาก ดังนั้นเราทราบค่าของ r จากการทดลองด้วยความสัมพันธ์

$$r = \frac{R_H(B)}{R_H(B = \infty)} \quad (2.65)$$

ในทางปฏิบัติสนามแม่เหล็กที่ใช้วัดโดยทั่วไปมีค่าอยู่ระหว่าง 5 ถึง 10,000 G ซึ่งค่า r ในช่วงนี้มีการเปลี่ยนแปลงไม่มาก ดังนั้นอาจประมาณได้ว่าค่าคงที่จากสมการที่ (2.42) และ (2.65) สามารถนิยามสภาพคล่องฮอลล์ (μ_H) ได้เป็น

$$\mu_H = \left| \frac{R_H}{\rho} \right| = r\mu \quad (2.66)$$

หรือ จากสมการที่ (2.66)

$$\mu_H = \frac{V_H}{I_z} \cdot \frac{h}{B_x} \cdot \frac{1}{\rho} \quad (2.67)$$

สภาพคล่องฮอลล์แตกต่างจากสภาพคล่องที่ได้จากการนำไฟฟ้าด้วยอัตราส่วนของ r ซึ่งมีค่ามากกว่า 1 โดยทั่วไปเพื่อลดความซับซ้อนเมื่อคำนวณความหนาแน่นของพาหะจึงมักประมาณว่า r มีค่าเท่ากับ 1 ความหนาแน่นของพาหะที่คำนวณจากปรากฏการณ์ฮอลล์ จึงอาจสูงกว่าความหนาแน่นของพาหะที่แท้จริงถึง 30 เปอร์เซ็นต์

2.2.5 การวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์ [18-22, 24-26]

เทคนิคนี้ได้รับการพัฒนาขึ้นมาจากพื้นฐานของวิชาคณิตศาสตร์ คอนฟอร์มอลแมปปิง (conformal mapping) โดยนักวิทยาศาสตร์ชื่อ แวนเดอร์เพาว์ (van der Pauw) สาระสำคัญของเทคนิคนี้อยู่ที่การวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของแผ่นสารตัวอย่างรูปทรงใด ๆ ซึ่งสามารถทำได้

อย่างแม่นยำโดยไม่จำเป็นต้องทราบลักษณะของรูปแบบการกระจายของเส้นทางเดินกระแสที่ไหลภายในแผ่นสาร ถ้าสารตัวอย่างประพฤติตามเงื่อนไขต่อไปนี้

1. ขั้วสัมผัสวางอยู่ที่ขอบของชิ้นสาร
2. ขนาดของขั้วสัมผัสต้องมีขนาดเล็กมากเมื่อเทียบกับเส้นรอบรูปของชิ้นสาร
3. สารตัวอย่างต้องมีความหนาเท่ากันตลอด
4. เนื้อสารตัวอย่างต้องไม่มีรูหรือรอยแยกใดๆ

พิจารณาชิ้นสารรูปทรงเป็นแผ่นบางใดๆ และมีขั้วสัมผัสเล็กๆ M N O และ P กระจายอยู่ที่บริเวณขอบของแผ่นซึ่งสอดคล้องกับเงื่อนไขข้างต้น ดังรูปที่ 2.20



รูปที่ 2.20 การวัดปรากฏการณ์ฮอลล์ด้วยเทคนิคแวนเดอร์เพาว์บนสารตัวอย่างที่เป็นแผ่นบางที่มีรูปทรงใดๆ

ในการวัดสภาพคล่องฮอลล์ หากกระบวนการวัดกระทำภายใต้สนามแม่เหล็กความเข้ม B ที่กระทำตั้งฉากกับระนาบแผ่นสาร กระแสไฟฟ้าจะเข้าในแนวทะแยงมุมขั้ว M, O และวัดความต่างศักย์จากขั้ว N, P

นิยาม
$$R_{MNOP} = \frac{V_{NP}}{I_{MO}} \quad (2.68)$$

สัมประสิทธิ์ฮอลล์จากเทคนิคของแวนเดอร์เพาว์ คือ

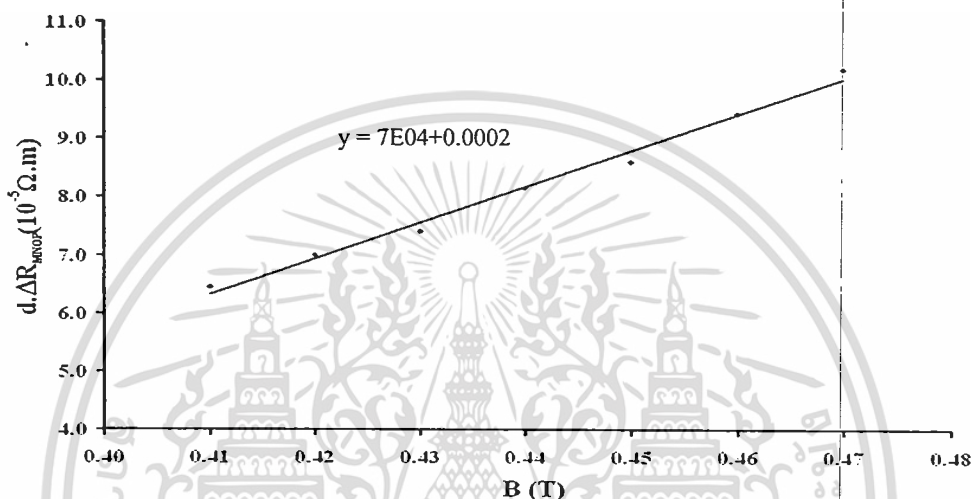
$$R_H = \frac{d}{B} \Delta R_{MNOP} \quad (2.69)$$

เมื่อ ΔR_{MNOP} คือ ผลต่างระหว่างค่า R_{MNOP} ในขณะที่มีสนามแม่เหล็กและไม่มีสนามแม่เหล็ก
 d คือ ความหนาของชิ้นสารตัวอย่าง
 B คือ ความเข้มของสนามแม่เหล็ก

จากสมการที่ (2.93) จะได้ว่า

$$d.\Delta R_{\text{MNOP}} = R_H B \quad (2.70)$$

เมื่อทำการวาดกราฟระหว่าง $d.\Delta R_{\text{MNOP}}$ กับค่าสนามแม่เหล็ก B ที่ได้จากการทดลองเราจะได้ลักษณะกราฟดังรูปที่ 2.21 โดยที่ความชันของกราฟที่ได้จะเป็นค่าสัมประสิทธิ์ของฮอลล์ (R_H) สภาพคล่องฮอลล์สามารถคำนวณได้จาก



รูปที่ 2.21 ความสัมพันธ์ระหว่าง $d.\Delta R_{\text{MNOP}}$ กับค่าสนามแม่เหล็ก B

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} = \frac{d}{B\rho} \cdot \Delta R_{\text{MNOP}} \quad (2.71)$$

และสามารถคำนวณหาระยะทางเฉลี่ยที่ปลดการกระเจิงได้จากความสัมพันธ์ดังนี้

$$l = \left(\frac{h}{2e} \right) \left(\frac{3n}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \mu_H \quad (2.72)$$

เมื่อ h คือ ค่าคงตัวของพลังค์

ในทางปฏิบัติการเตรียมชิ้นสารให้มีรูปทรงตามเงื่อนไขทั้ง 4 ข้อดังกล่าวอาจเป็นไปได้ยาก โดยเฉพาะขนาดและตำแหน่งของขั้วสัมผัสซึ่งมักไม่เป็นจุดและไม่อยู่ที่ขอบของชิ้นสารตามทฤษฎี จึงทำให้เกิดความคลาดเคลื่อนของผลการวัด

2.3 ปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน [27]

ปรากฏการณ์ที่เกี่ยวข้องกับปรากฏการณ์ด้านความร้อนและด้านไฟฟ้าในขณะเดียวกัน โดยมีพลังงานจลน์และระดับพลังงานเฟอร์มิของอิเล็กตรอนเป็นตัวเชื่อมโยงความสัมพันธ์ เรียกว่า ปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน (thermoelectric effect) ในวัสดุสารกึ่งตัวนำมีปรากฏการณ์ที่สำคัญ 3 ชนิด คือ ปรากฏการณ์ซีเบก (Seebeck effect) ปรากฏการณ์เปเลติเยร์ (Peltier effect) ปรากฏการณ์ทอมสัน (Thomson effect)

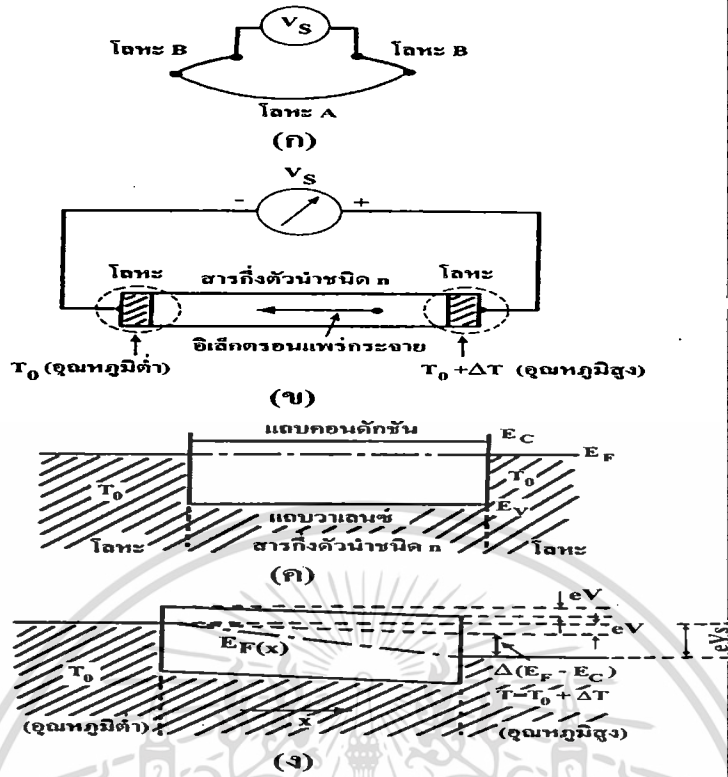
2.3.1 ปรากฏการณ์ซีเบก

ถ้านำโลหะหรือสารกึ่งตัวนำ 2 ชนิดมาต่อสัมผัสกันดังแสดงในรูปที่ 2.22 (ก) และทำให้เกิดความแตกต่างของอุณหภูมิที่รอยสัมผัสนั้นเท่ากับ ΔT จะก่อให้เกิดความต่างศักย์ไฟฟ้า (V_s) ขึ้นที่ระหว่างรอยสัมผัสทั้งสอง เราเรียกปรากฏการณ์เช่นนี้ว่า ปรากฏการณ์ซีเบก และเรียก V_s ว่า ศักย์ไฟฟ้าความร้อน (thermoelectric potential) โลหะถูกนำไปใช้งานประยุกต์เป็นเทอร์โมคัปเปิล โดยอาศัยปรากฏการณ์นี้

สัมประสิทธิ์ของซีเบก (S) มีนิยามดังนี้

$$V_s = S\Delta T \quad (2.73)$$

ตามปกติค่า V_s ของสารกึ่งตัวนำจะสูงกว่าของโลหะ ทำให้การวัดค่า S ของสารกึ่งตัวนำ กระทำได้ง่ายกว่าในรูปที่ 2.22 (ข) ที่ปลายทั้งสองข้างของสารกึ่งตัวนำชนิด n มีโลหะชนิดเดียวกัน 2 ชนิดสัมผัสอยู่และสมมุติว่าที่ปลายทั้งสองข้างมีอุณหภูมิต่างกันเป็น ΔT ถ้าอุณหภูมิของแท่งสารกึ่งตัวนำอยู่ในย่าน ที่ทำให้ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนอิสระเพิ่มแบบเอกซ์โพเนนเชียลกับอุณหภูมิ ที่ด้านปลายของสารกึ่งตัวนำที่ร้อนกว่าจะมีอิเล็กตรอนจำนวนมากกว่าด้านเย็น ดังนั้น อิเล็กตรอน ก็จะพยายามแพร่กระจายจากด้านร้อนไปสู่ด้านเย็น เมื่อเป็นเช่นนี้จะทำให้ด้านเย็น ก็จะมีประจุค้างอยู่มากขึ้น และทำให้เกิดสนามไฟฟ้าขึ้น สนามไฟฟ้านี้จะคอยผลการแพร่กระจาย มาของอิเล็กตรอนและระบบก็จะอยู่ในสภาพสมดุล ดังนั้นในรูปที่ 2.22 (ข) จึงเกิดแรงดันไฟฟ้าที่มีเครื่องหมายดังแสดงในรูป แต่ถ้าสารกึ่งตัวนำเป็นชนิดพีพาหะข้างมาก คือ โฮลซึ่งจะไหลจากที่ อุณหภูมิสูง ไปสู่ที่อุณหภูมิต่ำจึงทำให้ขั้วของแรงดันไฟฟ้าสลับกับกรณีชนิดเอ็นจากปรากฏการณ์นี้ ถ้าดูเครื่องหมายของแรงดันไฟฟ้าจะทำให้เราวิเคราะห์ได้ว่าสารกึ่งตัวนำเป็นชนิดเอ็นหรือพี



รูปที่ 2.22 ปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน

- ก. วงจรการเกิดปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อน
- ข. วงจรการเกิดปรากฏการณ์ไฟฟ้าเชิงความร้อนของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น
- ค. แผนภูมิแถบพลังงานขณะที่ยังไม่มีความแตกต่างของอุณหภูมิ
- ง. แผนภูมิแถบพลังงานขณะที่มีอุณหภูมิแตกต่างกัน

แรงดันไฟฟ้าซีเบก (V_S) มีค่าเท่ากับความแตกต่างของระดับเฟอร์มิ E_F ที่ปลายทั้งสองข้างของสารกึ่งตัวนำ... แต่เนื่องจากเราเคยทราบแล้วว่า E_F ก็ขึ้นกับอุณหภูมิด้วยเพราะฉะนั้นความลาดของเส้นของระดับพลังงานเฟอร์มิ จึงไม่จำเป็นต้องเท่ากับความลาดของแถบพลังงานจากรูป 2.22 (ง) V_S มีค่าเท่ากับปริมาณการเปลี่ยนตำแหน่งของขอบแถบนำไฟฟ้า (V) + การเปลี่ยนแปลงตำแหน่ง ระดับพลังงานเฟอร์มิเมื่อเทียบกับขอบ E_C

$$\begin{aligned}
 V_S &= V + \frac{\Delta(E_F - E_C)}{e} \\
 &= V + \frac{d}{dT} \left(\frac{E_F - E_C}{e} \right) \Delta T
 \end{aligned}
 \tag{2.74}$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ในสภาวะสมดุลเชิงความร้อน (thermal equilibrium) เนื่องจากกระแสไฟฟ้าที่เกิดจากการแพร่ซึมจะต้องสมดุลกับกระแสลอยเลื่อนที่เกิดจากสนามไฟฟ้าภายในซึ่งถูกเหนี่ยวนำให้เกิดขึ้นในขณะที่ยาหะกำลังแพร่ซึมดั่งนั้น

$$\begin{aligned} D_n(-e)\frac{dn}{dx} &= n(-e)\mu_e E \\ &= n(-e)\mu_e \left(\frac{-dV}{dx} \right) \\ \frac{dV}{dx} &= -\frac{D_n}{n\mu_e} \frac{dn}{dx} \end{aligned} \quad (2.75)$$

เพื่อความสะดวกในการคำนวณจะสมมติให้ความลาดของอุณหภูมิและสนามไฟฟ้าสารกึ่งตัวนำนั้นสม่ำเสมอตลอดดั่งนั้น

และจากความสัมพันธ์ของอินทิกรัล $D_n = \frac{kT\mu_e}{e}$ และให้ $\frac{dn}{dx} = \frac{dn}{dT} \frac{dT}{dx}$ ดั่งนั้นสมการที่ 2.75 จะกลายเป็น

$$\begin{aligned} \frac{V}{L} &= -\frac{\left(\frac{kT\mu_e}{e} \right) \frac{dn}{dT} \frac{dT}{dx}}{n\mu_e} \\ &= -\frac{kT}{en} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{\Delta T}{L} \\ V &= -\frac{kT\Delta T}{en} \left(\frac{dn}{dT} \right) \end{aligned} \quad (2.76)$$

เมื่อ n มีค่า

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT} \right) \quad (2.77)$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เมื่อคำนวณค่า $(1/n)dn/dT = d \ln n/dT$ แล้วแทนค่าลงในสมการที่ 2.76 จะได้ว่า

$$V = - \left\{ \frac{E_c - E_F}{eT} + \frac{3k}{2e} - \frac{d}{dT} \left(\frac{E_c - E_F}{e} \right) \right\} \Delta T \quad (2.78)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (2.74) และ (2.78) สัมประสิทธิ์ของซีเบก (Seebeck coefficient) (S) คือ

$$S = - \left(\frac{E_c - E_F}{eT} + \frac{3k}{2e} \right) \quad (2.79)$$

ในการคำนวณที่กล่าวมาข้างต้นนั้น ไม่ได้คำนึงถึงความจริงที่ว่าพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่ได้แพร่กระจายจากที่อุณหภูมิสูงไปสู่ที่อุณหภูมิต่ำนั้น จะมีค่ามากกว่าพลังงานจลน์ของอิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่ด้วยแรงไฟฟ้า (induced) จากที่อุณหภูมิต่ำไปสู่ที่อุณหภูมิสูง ถ้าจะพิจารณาเทอมนี้ด้วย ทำให้ศักย์ไฟฟ้าเชิงความร้อน (thermoelectric potential) มีค่าเพิ่มขึ้นเล็กน้อยและสัมประสิทธิ์ของซีเบกของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นจะมีรูปเป็น

$$S = - \left(\frac{E_c - E_F}{eT} + 2 \frac{k}{e} \right) \quad (2.80)$$

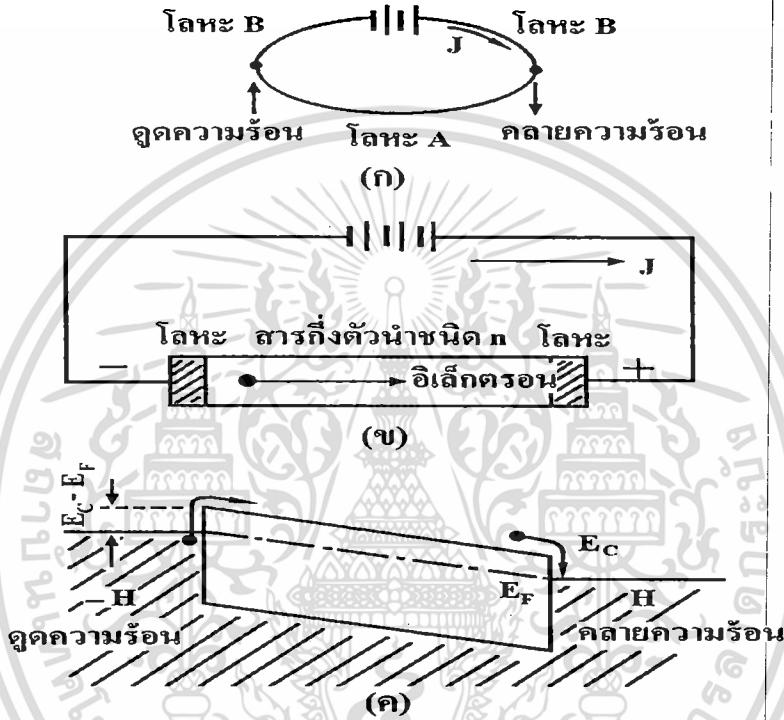
ถ้าแทนสมการ (2.77) ลงในสมการ (2.80) ก็จะพบว่าในกรณีสารกึ่งตัวนำอนติเจนเนอเรต (nondegenerated semiconductor) ถ้าความหนาแน่นของพาหะมีค่าเพิ่มจึงทำให้ศักย์ไฟฟ้าพลังงานความร้อนมีค่าลดลง

นอกจากนี้ถ้าสารกึ่งตัวนำเป็นชนิดอินทรินสิกหรืออยู่ในย่านอุณหภูมิอินทรินสิก (intrinsic region) ที่ด้านอุณหภูมิสูงความหนาแน่นของอิเล็กตรอนและโฮลจะเพิ่มขึ้นและพาหะทั้งสองจะแพร่กระจายไปสู่ด้านอุณหภูมิต่ำ และก่อให้เกิดสนามไฟฟ้าภายในเกิดขึ้น แต่เนื่องจากทิศทางของสนามไฟฟ้าที่เกิดจากอิเล็กตรอนและโฮลมีทิศทางหักล้างกันดังนั้นแรงดันไฟฟ้าพลังงานความร้อนที่เกิดขึ้นได้นั้นจะเกิดจากแพกเตอร์ของความแตกต่างของความคล่องตัวของพาหะทั้งสองชนิดซึ่งมีค่าน้อยมาก

2.3.2 ปปรากฏการณ์เพลตียเอร์

การต่อตัวนำที่มีอุณหภูมิเท่ากันสองชนิดให้สัมผัสกัน และปล่อยให้กระแสไฟฟ้า J ไหลดังแสดงในรูปที่ 2.23 (ก) จะทำให้เกิดการปล่อยหรือดูดความร้อน (W) เราเรียกปรากฏการณ์นี้ว่า ปปรากฏการณ์เพลตียเอร์ (Peltier effect) นิยามสัมประสิทธิ์ของเพลตียเอร์ (Peltier coefficient) คือ

$$W = \Pi J \tag{2.81}$$



รูปที่ 2.23 ปปรากฏการณ์เพลตียเอร์ ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น

- ก. หลักการวัดปรากฏการณ์เพลตียเอร์
- ข. วงจรเพลตียเอร์ในสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็น
- ค. แผนภูมิแถบพลังงานขณะมีกระแสไฟฟ้า J ไหล

ต่อไปลองพิจารณารอยต่อสัมผัสของสารกึ่งตัวนำชนิดเอ็นและโลหะ และปล่อยให้กระแสไฟฟ้าให้ไหล J ดังแสดงในรูปที่ 2.23 (ข) จากรูปที่ 2.23 (ค) อิเล็กตรอนที่สามารถไหลจากโลหะเข้าสู่สารกึ่งตัวนำได้นั้นจะต้องเป็นอิเล็กตรอนที่มีพลังงานมากกว่าค่าแ่งศักย์ $(E_c - E_f)/e$ และเมื่อรวมพลังงานจลน์เข้าไปอิเล็กตรอนจะมีพลังงานเป็น $(E_c - E_f)/e + (3/2)kT$ การไหลของอิเล็กตรอนออกจากโลหะเข้าสู่สารกึ่งตัวนำจะเป็นการทำให้อิเล็กตรอนดึงพลังงานออกจากโลหะทำให้โลหะสูญเสียพลังงาน และโลหะก็จะเย็นตัวลงและอีกทางปลายด้านหนึ่งอิเล็กตรอนก็จะนำพลังงาน

$(E_C - E_F)/e + (3/2) kT$ ไปให้กับโลหะทำให้โลหะอีกด้านหนึ่งร้อนขึ้น เพราะฉะนั้นพลังงาน ΔE ที่อิเล็กตรอน 1 ตัวนำพาไปคือ

$$\Delta E = (E_C - E_F) + \frac{3}{2} kT \quad (2.82)$$

ปริมาณความร้อน (W) ที่ถูกปล่อยออกมาหรือดูดกลืนต่อหนึ่งหน่วยเวลา คำนวณได้โดยการคูณสมการ (2.82) ด้วยจำนวนอิเล็กตรอนที่ไหลต่อหน่วยเวลา นั่นคือ

$$W = \frac{\Delta E J}{e} = \left(\frac{E_C - E_F}{e} + \frac{3 kT}{2 e} \right) J \quad (2.83)$$

เพราะฉะนั้นสัมประสิทธิ์ของเพลตเตอร์ มีค่า

$$\Pi = \frac{E_C - E_F}{e} + \frac{3 kT}{2 e} \quad (2.84)$$

เมื่อเปรียบเทียบสมการที่ (2.79) และ (2.84) จะพบว่าสัมประสิทธิ์ของซีเบกและสัมประสิทธิ์ของเพลตเตอร์ มีความสัมพันธ์กันดังนี้

$$\Pi = ST \quad (2.85)$$

ปรากฏการณ์เพลตเตอร์ถูกนำไปใช้งานในการทำอุปกรณ์ทำความเย็นแบบอิเล็กทรอนิกส์ เช่น วัสดุ Bi_2Te_3 และ Sb_2Te_3

2.3.3 ปรากฏการณ์ทอมสัน

เมื่อปล่อยกระแสไฟฟ้า I เข้าสู่เส้นโลหะที่ปลายทั้งสองข้างมีอุณหภูมิต่างกัน ΔT จะเกิดการคายหรือดูดกลืนความร้อนปริมาณ $\tau \Delta T$ เราเรียกปรากฏการณ์นี้ว่าปรากฏการณ์ทอมสัน (Thomson effect) τ คือ สัมประสิทธิ์ของทอมสัน (Thomson coefficient) ซึ่งมีค่าคงตัวของวัสดุหนึ่งๆ (แตกต่างกันกับ S และ Π ซึ่งเกี่ยวข้องกับรอยต่อของวัสดุสองชนิด) τ จะมีค่าเป็นบวกถ้าเกิดการคายความร้อนโดยกระแสไหลจากที่อุณหภูมิสูงไปสู่ที่อุณหภูมิต่ำ

สัมประสิทธิ์ของทอมสันมีความสัมพันธ์กับสัมประสิทธิ์ของซีเบกดังนี้

$$T \frac{dS_{ab}}{dT} = \tau_a - \tau_b \quad (2.86)$$

หรือ

$$S_{ab} = \frac{\tau_{ab}}{T} = \int_0^T \frac{\tau_a}{T} dT - \int_0^T \frac{\tau_b}{T} dT \quad (2.87)$$

ความสัมพันธ์นี้เรียกว่าความสัมพันธ์เคลวิน (Kelvin relation)

จากความสัมพันธ์ จะสังเกตเห็นได้ว่า S_{ab} เป็นปริมาณที่เกี่ยวข้องกับรอยต่อของโลหะ 2 ชนิด และสามารถเขียนได้ในรูปของผลต่างของ τ_a และ τ_b ซึ่งเป็นปริมาณที่เกี่ยวข้องกับโลหะทั้งสอง ถ้าให้ว่า

$$S_a = \int_0^T \frac{\tau_a}{T} dT \quad \text{และ} \quad S_b = \int_0^T \frac{\tau_b}{T} dT \quad (2.88)$$

จากความสัมพันธ์เหล่านี้จึงกล่าวได้ว่าสมการ(2.88) ก็คือนิยามของค่าสัมบูรณ์สัมประสิทธิ์ของซีเบก (absolute Seebeck coefficient) ของวัสดุ a และวัสดุ b นั่นเอง

2.4 ทฤษฎีการนำไฟฟ้าในช่วงอุณหภูมิต่างๆ [28]

ในการศึกษากลไกการนำไฟฟ้าซึ่งเปลี่ยนแปลงตามอุณหภูมินั้น มีที่โดดเด่นอยู่ในแต่ละช่วงอุณหภูมิ 2 แบบด้วยกัน โดยในช่วงอุณหภูมิสูงการนำไฟฟ้าอธิบายได้โดยการประมาณของ ซีโต (Seto) ในแบบจำลองนี้ประจุจะถูกดักจับไว้ที่ขอบของเกรน ทำให้เกิดเขตปลอดพาหะขึ้นในบริเวณเกรนซึ่งเป็นเหตุผลหลักที่ทำให้เกิดค่าแรงแกตักย์ที่ขอบของเกรนหรือไม่ก็เกิดการขยายตัวของเขตปลอดพาหะหรือเพียงบางส่วน ซึ่งขึ้นกับขนาดความหนาแน่นของระดับพลังงานของกัณฑ์ประจุ ระดับพลังงานของสารเจือ ขนาดของเกรนและความยาวคอรีบายน์ ซึ่งความสูงของค่าแรงแกตักย์ที่ขอบของเกรนนี้จะขึ้นอยู่กับอุณหภูมิ พบว่าเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้นค่าแรงแกตักย์จะลดลง และทำให้การนำไฟฟ้าเป็นแบบเทอร์มิโอนิกอิมิตชันซึ่งมีความสัมพันธ์ดังสมการ

$$\sigma = AT^{-1/2} \exp[\phi_b/kT] \quad (2.89)$$

ϕ_b	คือ	ค่าค่าแรงแกตักย์
A	คือ	ค่าคงที่
T	คือ	อุณหภูมิมองศาเคลวิน
k	คือ	ค่าคงที่โบลต์ซมันน์

ในช่วงอุณหภูมิต่ำนั้นการนำไฟฟ้าอธิบายได้โดยการประมาณแบบจำลองของ มอตต์ ซึ่งจำลองมาจากการนำไฟฟ้าในสารที่มีการจัดเรียงตัวไม่เป็นระเบียบเช่น อะมอร์ฟัส เรียกการนำไฟฟ้าแบบกระโดดเป็นช่วงๆ (variable-range hopping) ซึ่งจะโดดเด่นในช่วงที่สารกึ่งตัวนำมีอุณหภูมิต่ำ เนื่องจากที่อุณหภูมิต่ำสารกึ่งตัวนำมีลักษณะการจัดเรียงตัวของอะตอมแบบไม่เป็นระเบียบ การนำไฟฟ้าแบบนี้โดดเด่นในช่วงอุณหภูมิต่ำ เนื่องจากโฟนอนมีพลังงานไม่เพียงพอในการเคลื่อนย้ายไปยังอะตอมข้างเคียง และพาหะจะเคลื่อนที่ลักษณะคล้ายการกระโดดจากอะตอมเดิมไปยังอะตอมข้างเคียงที่มีระดับพลังงานเดียวกัน ซึ่งในสารกึ่งตัวนำที่เป็นผลึกพหุพันธ์นั้นที่อุณหภูมิต่ำ พาหะไม่สามารถเคลื่อนที่ผ่านบริเวณขอบของเกรนได้ด้วยกระบวนการเทอร์มิโอนิกอิมิสชัน ซึ่งที่ขอบของเกรนนั้นมีลักษณะเป็นระดับพลังงานของกับดักประจุซึ่งเกิดจากความไม่เป็นระเบียบของอะตอมหรือความไม่สมบูรณ์ของพันธะเคมีซึ่งกระจายอยู่ในช่องว่างแถบพลังงานซึ่งมีความสัมพันธ์ดังสมการ

$$\sigma T^{1/2} = A \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (2.90)$$

2.4.1 การนำไฟฟ้าแบบกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ (space charge limited current)

การมีอยู่จริงของกระแสไฟฟ้าแบบจำกัดประจุข้างในสารกึ่งตัวนำ เป็นสิ่งที่ขัดแย้งกับความเป็นกลางของประจุ เมื่อมีการรบกวนความเป็นกลางของประจุในสารกึ่งตัวนำ พบว่าระยะเวลาที่ประจุปริภูมิ (space charge) จะลดลงจากค่าที่เริ่มต้นจนเป็นศูนย์ มีค่าเท่ากับค่าคงที่ค่าหนึ่ง ซึ่งเรียกว่าเวลาผ่อนคลายไดอิเล็กตริก (dielectric relaxation time) ดังสมการ

$$\tau_R = \left(\frac{\epsilon}{\sigma} \right) \quad (2.91)$$

เมื่อ ϵ คือ สภาพยอมทางไฟฟ้าของวัสดุ
 σ คือ สภาพนำไฟฟ้าของวัสดุ

และยังพบว่าความหนาแน่นประจุปริภูมิที่ถูกสร้างขึ้นจากการฉีดกระแสหรือโดยวิธีการอื่นใดก็ตามเข้าไปภายในสารกึ่งตัวนำ จะลดลงในลักษณะเอกซ์โพเนนเชียล คือ

$$\rho = \rho_0 \exp \left(- \frac{t}{\tau_R} \right) \quad (2.92)$$

จากสมการ(2.92) จะได้ว่าเวลาผ่อนคลาย (relaxation time) เพิ่มขึ้นเมื่อสภาพต้านทานไฟฟ้าเพิ่มขึ้น ดังนั้นกรณีของฉนวนจริงๆ เวลาผ่อนคลายจะมีค่ามากเป็นอนันต์เป็นการยืนยันว่าประจุปริภูมิที่เกิดจากการฉีดพาหะเข้าไปนั้นจะไม่ถูกทำให้เป็นกลางทางไฟฟ้า เนื่องจากเวลาผ่อนคลายของประจุที่เกิดขึ้นจากการฉีดพาหะเข้าไปในสารกึ่งตัวนำจะเกิดขึ้นอย่างปกติ โดยการเคลื่อนย้ายของพาหะความร้อนแต่ในกรณีนี้ถือว่าไม่มีพาหะความร้อนอยู่ในฉนวน

2.4.2 กระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิในฉนวนและกฎของมอตต์-เกอร์นีย์ (Mott-Gurney)

เมื่อพิจารณาผลจากการฉีดพาหะเข้าไปในวัสดุที่เป็นฉนวนที่ดี(perfect insulator) โดยวัสดุที่เป็นฉนวนนี้มีลักษณะเป็นแท่งยาว พื้นที่ภาคตัดขวางด้านหนึ่งมีขั้วโลหะฉีดกระแส และอีกด้านหนึ่งมีขั้วโลหะรับกระแส ขั้วสัมผัสโอห์มมิก (ohmic contact) หรือขั้วฉีดกระแสอาจจะเป็นรอยต่อไบอัสตรง(forward biased junction) และขั้วโลหะรับกระแส (collecting contact) อาจจะเป็นรอยต่อไบอัสกลับทาง (reverse biased junction) เพื่อความสะดวกต่อการทำความเข้าใจ สมมติว่าเมื่อให้ความต่างศักย์ทั้งหมด V_d ตกคร่อมขั้วสัมผัสจะทำให้เกิดความต่างศักย์ตกคร่อมแท่งฉนวน โดยที่สมมติว่าความยาวของแท่ง ฉนวน(L)ยาวมากเมื่อเปรียบเทียบกับความกว้างของชั้นปลอดพาหะหรือชั้น โอห์มมิกที่ขั้วสัมผัสแบบโลหะ

จากเงื่อนไขข้างต้น เมื่อพิจารณาการฉีดอิเล็กตรอนเข้าสู่แถบนำ หรือ ฉีดโฮลเข้าสู่แถบวาเลนซ์ จะพบว่าปรากฏการณ์ทั้งสองจะไม่เกี่ยวข้องกัน ดังนั้นสามารถพิจารณาเพียงปรากฏการณ์ใดปรากฏการณ์หนึ่งก็พอ ซึ่งในที่นี้จะพิจารณาการฉีดอิเล็กตรอนเข้าสู่แถบนำ

การฉีดพาหะเข้าสู่ฉนวนอาจจะถูกพิจารณาเหมือนกับกรณีการฉีดอิเล็กตรอนจากขั้วคาโทดเข้าสู่ระบบสุญญากาศ เช่นเดียวกับระบบวาล์วเทอร์มิออนิก ซึ่งปรากฏการณ์นี้จะไม่มีการรวมตัวกันของอิเล็กตรอนที่ฉีดเข้าไปในโฮล เพราะถือว่าไม่มีโฮลอยู่ภายในฉนวน

ความต่างศักย์และความหนาแน่นประจุ ณ ตำแหน่งใดๆ ของแท่งฉนวนมีความสัมพันธ์กับสมการของปัวซงซอง(Poisson's equation) คือ

$$\left(\frac{d^2 v(x)}{dx^2} \right) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (2.93)$$

โดยที่ความหนาแน่นกระแส ณ ตำแหน่งใดๆ ของแท่งฉนวน คือ

$$J = \mu \rho(x) \left(\frac{dv(x)}{dx} \right) \quad (2.94)$$

เมื่อ μ คือ สภาพคล่องของพาหะ
 J คือ ความหนาแน่นกระแส

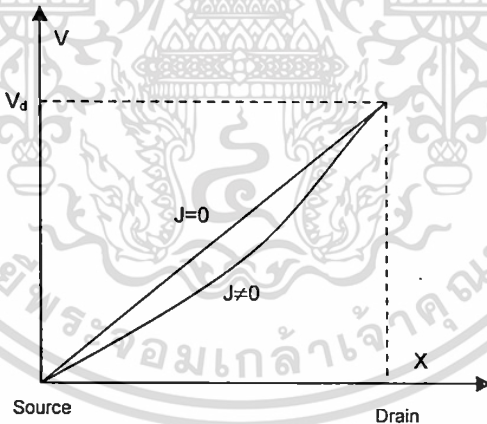
จากสมการ(2.93)และ(2.94)จะได้

$$\left(\frac{d^2V}{dx^2}\right) = \left(\frac{1}{\epsilon\mu}\right) \frac{J}{\left(\frac{dV}{dx}\right)} \quad (2.95)$$

อินทิเกรตสมการ(2.95) จะได้

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = \left(\frac{2J}{\epsilon\mu}\right)x + E_0^2 \quad (2.96)$$

เมื่อ E_0 คือ ค่าของ (dV/dx) ที่จุดกำเนิด x ภายใต้เงื่อนไขกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ จะ
 ได้ E_0 มีค่าศูนย์นั่นคือความเข้มไฟฟ้า (electric intensity) ที่แหล่งกำเนิดมีค่าเป็นศูนย์ จากข้อสรุป
 ข้างต้นจะถูกนำมาใช้ในการพิจารณาต่อไป



รูปที่ 2.24 การกระจายของความต่างศักย์ตลอดแท่งฉนวน

จากสมการ (2.96) พิจารณา ถ้า J ไม่เป็นศูนย์จะได้ว่า (dV/dx) เป็นฟังก์ชันเพิ่มสม่ำเสมอ (monotonic increasing function) ของ x สมมติว่ามีความเป็นไปได้ที่จะควบคุมการฉีดอิเล็กตรอน จากแหล่งกำเนิดเข้าสู่ฉนวนเมื่อไม่มีการฉีดอิเล็กตรอน J จะมีค่าเป็นศูนย์ จากสมการ (2.96) แสดงว่า (dV/dx) เท่ากับค่า E_0 ที่ทุกๆตำแหน่ง ซึ่งค่าความต่างศักย์จะเพิ่มขึ้นแบบเชิงเส้นจากค่าศูนย์ จากแหล่งกำเนิดไปจนถึงค่า V_d ที่ตำแหน่งปลายสุด (drain) ดังแสดงในรูปที่ 2.24 เมื่อมีการฉีดกระแสเข้าไป จะว่าค่า J ไม่เป็นศูนย์ และจากสมการ (2.96) ซึ่งให้เห็นว่า (dV/dx) จะเพิ่มขึ้นที่ตำแหน่ง

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนลิขสิทธิ์ไว้เพื่อการศึกษาเท่านั้น มิใช่เพื่อเผยแพร่โดยไม่ได้รับอนุญาต
 ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ปลายสุด เมื่อเปรียบเทียบกับกรณีกระแสเป็นศูนย์ เพราะ (dV/dx) เป็นฟังก์ชันเพิ่มสม่ำเสมอของ x ดังนั้นจะได้ว่า (dV/dx) ที่แหล่งกำเนิดจะมีค่าต่ำกว่ากรณีที่กระแสเป็นศูนย์ กล่าวคือกระแสที่ฉีดจะทำให้ E_0 มีค่าเป็นศูนย์ด้วย กระแสไฟฟ้าที่ฉีดเข้าไปนี้เป็นกระแสไฟฟ้าจำกัด โดยประจุปริภูมิ (space-charge-limited) และผลจากการเพิ่มขึ้นของการฉีดกระแสมีแนวโน้มที่จะก่อให้เกิดสนามไฟฟ้าขัดขวางที่แหล่งกำเนิดซึ่งจะยับยั้งการเพิ่มขึ้นของกระแสจนถึงจุดที่ E_0 มีค่าเป็นศูนย์ โดยกระแสนี้จะถูกเรียกว่ากระแสฉีดจำกัด (injection-limited) เมื่อสมมติเงื่อนไขว่ากระแสที่ฉีดเข้าไปไม่เป็นกระแสฉีดจำกัด และให้ E_0 มีค่าเป็นศูนย์ ถ้าขั้วสัมผัสที่ฉีดกระแสทุกๆ จุดไม่ใช่สาเหตุของฉีดจำกัดการฉีดกระแส ในทางปฏิบัติพบว่าอิเล็กตรอนจะถูกฉีดเข้าไปในแถบนำด้วยพลังงานศักย์ค่าหนึ่ง โดยในกรณีนี้จะก่อให้เกิดสนามไฟฟ้าขัดขวางจำนวนเล็กน้อยขึ้นที่แหล่งกำเนิดและจุดที่ความเข้มไฟฟ้าเป็นศูนย์จะปรากฏเป็นระยะทางสั้นๆ จากแหล่งกำเนิดระยะยังผล (effective length) จะมีบทบาทน้อยกว่าความยาวจริง จากเงื่อนไขข้างต้นเมื่ออินทิเกรตสมการ(2.96) จะได้ว่า

$$V(x) = \left(\frac{2}{3}\right) \left(\sqrt{\frac{2J}{\epsilon\mu}}\right) x^{3/2} \quad (2.97)$$

จากสมการ (2.97) จะได้ว่า $V(0)$ มีค่าเท่ากับศูนย์ และเมื่อ x คือความยาว (L) จะได้ว่า $V(x)$ เป็นความต่างศักย์ V_d ของแท่งฉนวน ซึ่งจะให้ความหนาแน่นกระแส คือ

$$J = \left(\frac{9}{8}\right) \left(\frac{\epsilon\mu}{L^3}\right) V_d^2 \quad (2.98)$$

สมการนี้เรียกว่า กฎของมอดด์-เกอร์นี ซึ่งคล้ายกับกฎเทอร์มियोอนิกของ ชิลด์-แลงจัมัวร์ (Child-Langmuir) สรุปได้ว่ากระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ ในฉนวนมีค่าแปรตามความต่างศักย์ยกกำลังสอง V_d^2 ซึ่งขึ้นกับรูปทรงเรขาคณิตของแหล่งกำเนิดแท่งยาวและรูปทรงของฉนวน

2.4.3 กระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิในสารกึ่งตัวนำสมบูรณ์

การพิจารณาสารกึ่งตัวนำสมบูรณ์จำเป็นต้องมีการสมมติเงื่อนไขว่าภายในสารกึ่งตัวนำมีความหนาแน่นของพาหะกำเนิดความร้อน(thermally generated carriers: n_T) แต่ไม่มีกับดักพาหะ (carrier traps) และไม่มีปรากฏการณ์รวมตัวของพาหะเกิดขึ้น

สมมติว่าพาหะความร้อนคือ อิเล็กตรอนที่อยู่ในแถบนำหรือเป็น โฮลที่อยู่ในแถบวาเลนซ์ ผลลัพธ์ที่ได้กรณีพาหะความร้อนจะสามารถมาพิจารณากรณีที่พาหะความร้อนคืออิเล็กตรอนในแถบนำกับโฮลในแถบวาเลนซ์

เมื่อพิจารณาที่ความต่างศักย์ต่ำ (low drain voltage: V_d) การนำไฟฟ้าที่พบจะเป็น การนำไฟฟ้าแบบ โห้มิก โดยที่ความหนาแน่นกระแสโห้มิก คือ

$$J = \left(\frac{q\mu n_T}{L} \right) V_d \quad (2.99)$$

เมื่อ n_T คือ ความหนาแน่นพาหะความร้อน

V_d/L คือ ความเข้มไฟฟ้าปกติในแท่งสารกึ่งตัวนำสมบูรณ์ที่ไม่มีประจุปริภูมิ

ที่ความต่างศักย์สูงการนำไฟฟ้าจะเป็นแบบกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ โดยที่ ความหนาแน่นกระแสจะแปรผันตรงกับความต่างศักย์ยกกำลังสอง V_d^2 ซึ่งการเปลี่ยนแปลงจากกฎ ของโห้มเข้าสู่กฎของมอตต์-เกอร์นีย์ (Mott-Gurney) จะปรากฏเมื่อความหนาแน่นกระแสจากกฎ ทั้งสองมีค่าเท่ากันโดยประมาณ จากสมการ (2.98) และ (2.99) จะได้ความต่างศักย์เปลี่ยนแปลง V_T (transition voltage) คือ

$$\left(\frac{\epsilon\mu}{L^3} \right) V_T^2 \cong \left(\frac{q\mu n_T}{L} \right) V_T \quad (2.100)$$

$$V_T \cong \left(\frac{qn_T L^2}{\epsilon} \right) \quad (2.101)$$

ที่ความต่างศักย์นี้ เวลาการเปลี่ยนแปลงของพาหะของแท่งสารกึ่งตัวนำยาว มีค่าประมาณ

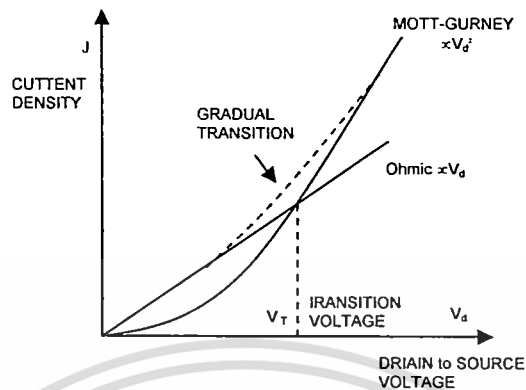
$$t_{Tr} \cong \frac{L}{\mu(V_T/L)} = \left(\frac{L^2}{\mu V_T} \right) \quad (2.102)$$

แทนค่า V_T จากสมการ (2.101) ลงใน (2.102) จะได้

$$t_{Tr} \cong \left(\frac{\epsilon}{q\mu n_T} \right) = \left(\frac{\epsilon}{\sigma} \right) \quad (2.103)$$

จากสมการ (2.103) จะได้ว่าเวลาการเปลี่ยนแปลงมีค่าโดยประมาณเท่ากับเวลาผ่อนคลาย ไดอิเล็กตริก นั่นคือ การเปลี่ยนแปลงจากกฎของโห้มเข้าสู่กฎของมอตต์-เกอร์นีย์ จะเกิดขึ้นเมื่อเวลา การเปลี่ยนแปลงของพาหะมีค่าโดยประมาณเท่ากับเวลาผ่อนคลายไดอิเล็กตริก เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

จากประจุปริภูมิที่เกิดขึ้นได้เมื่อเวลาการเปลี่ยนแปลงของพาหะที่ฉีดเข้าไปสั้นกว่าเวลาที่พาหะจะเกิดการพ่นคลายโดยพาหะความร้อนช่วงระยะเวลาการเปลี่ยนแปลงดังรูปที่ 2.25



รูปที่ 2.25 การเปลี่ยนแปลงการนำไฟฟ้าตามกฎของโอห์มไปสู่กฎของมอตต์-เกอร์นีย์

จากรูปที่ 2.25 ที่ความต่างศักย์ (V_T) จากกฎของมอตต์-เกอร์นีย์ ตามสมการที่ (2.98) เมื่อแทนค่า V_T จะให้ความหนาแน่นกระแสคือ

$$J \cong \left(\frac{\epsilon \mu}{L^3} \right) V_T^2 = \left(\frac{\mu}{\epsilon} \right) q^2 n_T L \quad (2.104)$$

จากสมการ (2.103) และ (2.104) สามารถนำมาหาจำนวนประจุภายในแท่งสารกึ่งตัวนำได้ โดยคูณความหนาแน่นกระแสกับค่าของระยะเวลาการเปลี่ยนแปลง จะได้ว่า

$$Jt_{Tr} = Q \cong qn_T L \quad (2.105)$$

ความหนาแน่นของพาหะที่ฉีดเข้าไปจะเป็นแบบกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ มีความต่างศักย์ (V_T) เปรียบเทียบได้เท่ากับความหนาแน่นพาหะความร้อน (n_T) โดยการเปลี่ยนแปลงจะเกิดขึ้นเมื่อความหนาแน่นพาหะความร้อนไม่พอเพียงต่อการพ่นคลายของพาหะที่ถูกฉีด

2.4.4 ผลของกับดักประจุ

กับดักประจุ(trap) ในสารกึ่งตัวนำและฉนวน สามารถสังเกตได้จากลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ของสารกึ่งตัวนำและฉนวน กับดักประจุมี 2 ชนิด คือ ชนิดที่มีการรวมตัวกัน (recombination) และ ชนิดไม่มีการรวมตัวกัน (non recombination) ซึ่งชนิดที่ไม่มีการรวมตัวกัน

จะปรากฏเฉพาะในจำนวนเนื่องจากภายในจำนวนจะมีพาหะเพียงชนิดเดียวที่แสดงตัวออกมา โดยความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในแถบนำ คือ

$$n = N_c \exp \left[- \left(\frac{E_c - E_{Fn}}{kT} \right) \right] \quad (2.106)$$

เมื่อ E_{Fn} คือ ค่าพลังงานเฟอร์มิสำหรับเงื่อนไขที่ไม่สมดุล (non equilibrium).

N_c คือ ความหนาแน่นสถานะยังผล (effective density of states) ในแถบนำ และความหนาแน่นของกักตุนที่เข้าครอบครองในแต่ละระดับพลังงาน คือ

$$n_t = \frac{N_t}{\left[1 + \exp \left(\frac{E_t - E_{Fn}}{kT} \right) \right]} \quad (2.107)$$

เมื่อ N_t คือความหนาแน่นของกักตุนประจุโดยที่กักตุนประจุทั้งหมดถูกสมมติว่าอยู่ที่ระดับพลังงานคงที่ค่าหนึ่งในที่นี้ คือ E_t และจะไม่คำนึงถึงแฟกเตอร์สถานะซ้อนของสปิน (spin degeneracy factor) เมื่อพิจารณาสมการที่(2.106) และ (2.107) จะได้ว่าสมการที่ (2.106) คือค่าที่เกิดจากการประมาณด้วยฟังก์ชันเฟอร์มิ เพราะในสมการที่ (2.106) ค่า N น้อยกว่า N_c มาก ขณะที่สมการที่ (2.107) ค่า n_t จะใกล้เคียงกับ N_t และในสมการนี้จะใช้สมมติฐานสถานะกึ่งตัวเทียม (quasi equilibrium) ในการประมาณ โดยที่ E_{Fn} คือระดับเฟอร์มิยังผลที่กักตุนประจุเข้าครอบครอง เหตุผลนี้เป็นสิ่งกำหนดเงื่อนไขความหนาแน่นพาหะที่จะไม่ทำให้สมบัติของกักตุนประจุเปลี่ยนแปลงในช่วงเวลาที่สั้นมาก เมื่อเปรียบเทียบกับระยะเวลาเฉลี่ยที่พาหะถูกจับไว้

เมื่อระดับพลังงาน E_{Fn} ต่ำกว่าระดับพลังงาน E_t มากกว่า $3kT$ กักตุนประจุที่อยู่ในระดับพลังงาน E_t จะถูกจัดว่าเป็นกักตุนประจุ แบบตื้น (shallow traps) ค่าประมาณฟังก์ชันเฟอร์มิจะเขียนอยู่ในรูป

$$n_t = N_t \exp \left[- \left(\frac{E_t - E_{Fn}}{kT} \right) \right] \quad (2.108)$$

จากสมการที่(2.108) และสมการที่(2.106) สามารถที่จะนิยามค่า θ ขึ้นมาได้ คือ

$$\theta = \left(\frac{n}{n + n_t} \right) = \left[\frac{N_c}{N_c + N_t \exp \left(\frac{E_c - E_t}{kT} \right)} \right] \quad (2.109)$$

โดยค่าของ θ สำหรับกับดักประจุแบบตื้นที่อุณหภูมิต่ำๆ จะขึ้นกับความหนาแน่นของกับดักประจุและความลึกของระดับพลังงานของกับดักประจุ ($E_c - E_t$) เมื่อ $N_t \exp[(E_c - E_t)/kT]$ มีค่ามากเมื่อเปรียบเทียบกับ N_c จะพบว่าค่า θ จะมีค่าน้อยกว่าหนึ่งหลายๆ ซึ่งกรณีนี้จะเกิดขึ้นเมื่อ N_t มีค่ามาก หรือเมื่อ E_t ต่ำกว่า E_c หรือเงื่อนไขเกิดขึ้นพร้อมกัน และที่ θ มีค่าน้อยกว่าหนึ่งหลายๆ นั้น อิเล็กตรอนที่ถูกฉีดเกือบทั้งหมดจะเข้าสู่กับดักประจุ จะมีเพียงส่วนน้อยเท่านั้นที่เข้าสู่แถบนำและแสดงผลเหมือนกับพาหะประจุ และค่าความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าแบบจำกัดโดยประจุปริภูมิ ที่ความต่างศักย์ต่างๆจะน้อยมาก เมื่อเปรียบเทียบกับกรณีที่ไม่มีการกับดักประจุ เรียกเซตของกับดักประจุกับค่า θ น้อยกว่าเซตของกับดักประจุแบบตื้น (dominant set : θ_s) โดยที่เซตนี้จะตอบสนองต่อค่าสูงสุดของ $N_t \exp[(E_c - E_t)/kT]$

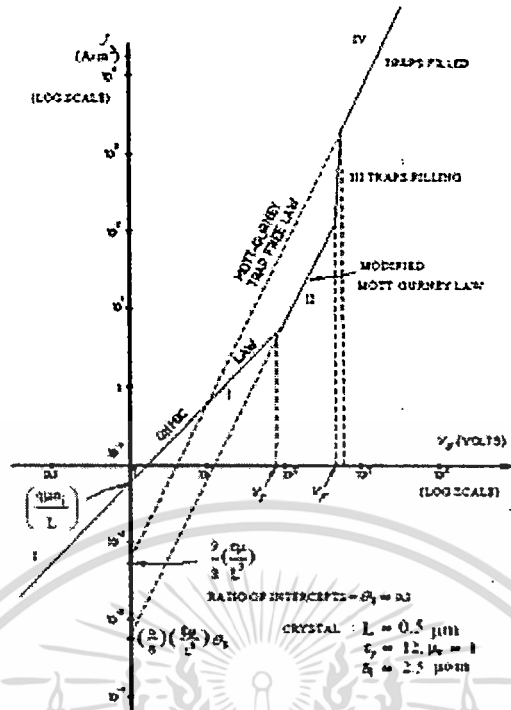
เพราะเหตุว่าเศษส่วนน้อยของพาหะที่ถูกฉีดที่มีค่าพอเหมาะสำหรับแถบนำเซตของกับดักประจุแบบตื้น (dominant set : θ_s) ของกับดัก (θ_s) ดังนั้นจะทำให้ค่ากระแสไฟฟ้าแบบจำกัดโดยประจุปริภูมิในสมการที่ (2.104) ลดลงด้วยเศษส่วนน้อยนี้ ซึ่งจะได้ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้าแบบจำกัดโดยประจุปริภูมิ คือ

$$J = \theta_s \left(\frac{9}{8} \right) \left(\frac{\epsilon \mu}{L^3} \right) V_d^2 \quad (2.110)$$

เมื่อผลจากพาหะความร้อนที่เกี่ยวข้อง การเปลี่ยนแปลงการนำไฟฟ้าแบบโอห์มมิกสู่การนำไฟฟ้าแบบกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ จะปรากฏที่ความต่างศักย์ ดังแสดงในสมการที่(2.107) เมื่อมีผลของเซตของกับดักประจุแบบตื้น (dominant set of shallow traps: θ_s) ความต่างศักย์ (V_T)จะอยู่ในรูปของ

$$V_T \cong \left(\frac{q n_i L^2}{\theta_s \epsilon} \right) \quad (2.111)$$

จากที่กล่าวมาข้างต้นเกี่ยวกับผลของกับดักประจุต่อการนำไฟฟ้าภายในสารกึ่งตัวนำสามารถนำมาสรุป และแสดงได้ดังรูปที่ 2.26



รูปที่ 2.26 ลักษณะเฉพาะของกระแส-ความต่างศักย์ของสารกึ่งตัวนำที่มีกับดักประจุ

ในรูปที่ 2.26 สมมติว่าความหนาแน่นของกับดักประจุมีค่าประมาณ 10^{20} ต่อลูกบาศก์เมตร โดยให้กับดักประจุหนึ่งตัวสำหรับทุกๆ โครนพลิกไอออน นั่นคือ (N_t / N_c) มีค่าอยู่ในระดับ 10^7

เมื่อ $(E_c - E_t)$ มีค่า 0.54 eV ที่อุณหภูมิห้องและ kT มีค่าประมาณ 0.03 eV จากสมการ (2.109) จะได้ว่า θ มีค่าโดยประมาณเท่ากับ 0.03 ซึ่งการเปลี่ยนแปลงของ N_t จะส่งผลต่อค่า θ และสองเท่าของ $(E_c - E_t)$ จะทำให้ θ มีค่าลดลงประมาณ 10^{-10}

จากเหตุผลข้างต้นทำให้ได้ว่าเมื่อระดับพลังงานของกับดักประจุแบบตื้น (dominant shallow traps) อยู่ลึก การนำไฟฟ้าแบบ กระแสไฟฟ้าจำกัด โดยประจุปริภูมิจะไม่ถูกนำมาพิจารณา และพบว่าค่าความต่างศักย์เปลี่ยนแปลง (transition voltage : V_T) ในสมการ (2.111) จะสูงมาก อาจได้ถึงหนึ่งร้อย โวลต์สำหรับผลึกที่หนา 50 ไมครอน หรือหนามากกว่านี้แต่ถ้า n_t มีค่าน้อยมากๆ ผลที่เกิดจากการที่กับดักประจุแบบตื้นอยู่ลึก จะตอบสนองต่อความต้านทานโอห์มมิกที่สูงมาก

เมื่อ N_t มีค่าเท่าเดิม แต่ $(E_c - E_t)$ มีค่า 0.27 eV ซึ่งลดลงจากเดิมครึ่งหนึ่ง จะทำให้ค่า θ มีค่าอยู่ในช่วงตั้งแต่หนึ่งจนถึงหนึ่งในพันส่วน ซึ่งในกรณีนี้การนำไฟฟ้าจะใกล้เคียงกับกฎของ มอตต์-เกอร์นี่

จากสมการ(2.101)เมื่อระดับพลังงาน E_{Fn} อยู่เหนือระดับพลังงาน E_t มากกว่า $3kT$ จะได้ว่า

$$n_t \cong N_t \tag{2.112}$$

จากสมการ (2.112) จะได้ว่ากับดักประจุเกือบทุกตัวอยู่ในสภาพเต็ม ซึ่งกับดักประจุเหล่านี้จะเปรียบเสมือนกับกับดักประจุแบบลึก(deep traps) และค่า θ สำหรับกรณีนี้จะมีค่าใกล้เคียงหนึ่ง โดยไม่คำนึงถึงความหนาแน่นของกับดักประจุ (N_t) ซึ่งมีค่าน้อยมากเมื่อเปรียบเทียบกับ N_c โดยที่กับดักประจุลึกเหล่านี้จะไม่มีอิทธิพลต่อกระแสไฟฟ้าจำกัดโดยประจุปริภูมิ ในทุกๆจุด

การแบ่งชั้นระหว่างระดับพลังงานของกับดักประจุแบบตื้นกับแบบลึกนั้น ไม่มีความแน่นอน แต่ค่อนข้างขึ้นอยู่กับระดับที่ฉีดพาหะ เมื่อระดับที่ฉีดพาหะยกระดับขึ้น และระดับกึ่งพลังงานเฟอร์มิยกระดับขึ้น เหนือกว่าระดับพลังงาน E_c อยู่ $3kT$ ซึ่งจะได้ว่ากับดักประจุทุกตัวจับพาหะไว้เต็ม และเปลี่ยนจากกับดักประจุแบบตื้นไปสู่กับดักประจุแบบลึก

เมื่อพิจารณาลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์สำหรับแท่งฉนวนที่ประกอบด้วยเซกเตียของกับดักประจุแบบตื้นที่สภาวะสมดุล ในระยะเริ่มแรกที่มีความต่างศักย์ต่ำ (V_d) ลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์จะเป็นแบบเชิงเส้น ตอบสนองต่อการนำไฟฟ้าแบบโอห์มมิก

การนำไฟฟ้าแบบกระแสไฟฟ้าจำกัด โดยประจุปริภูมิซึ่งปรับปรุงมาจากกฎของมอดต์-เกอร์นี ตามสมการ(2.110)จะเริ่มต้นเมื่อ V_d เพิ่มขึ้นจนถึงความต่างศักย์เปลี่ยนแปลงของระดับพลังงานของกับดักประจุแบบตื้น (shallow trap transition voltage : V_T) ตามสมการ (2.111) ซึ่งการนำไฟฟ้าในช่วงนี้คือ แถบที่ II ในรูปที่ 2.26 โดยในช่วงนี้จะมีพาหะที่ถูกฉีดจำนวนเพียงเล็กน้อยเท่านั้นที่เข้าสู่แถบนำ ส่วนที่เหลือจะเข้าสู่กับดักประจุระดับกึ่งพลังงานเฟอร์มิจะเคลื่อนย้ายไปสู่ระดับพลังงานกับดัก (E_t) เมื่อประจุเพียงพอที่จะถูกฉีดเข้าไปในแท่งฉนวนเพื่อที่จะทำให้กับดักประจุเต็ม การนำไฟฟ้าจะเป็นไปตามกฎของมอดต์-เกอร์นี ตามสมการ(2.98) ดังแสดงในแถบริบที่ 2.26 การประมาณค่าของความต่างศักย์ของการเปลี่ยนแปลงในช่วงสุดท้าย สามารถหาได้ดังต่อไปนี้ คือ ค่าความจุต่อหนึ่งหน่วยภาคตัดขวางของแท่งฉนวนอยู่ในรูปของ (ϵ/L) และ (qN_tL) คือ ประจุที่ต้องการในการเติมกับดักประจุให้เต็มต่อหนึ่งหน่วยภาคตัดขวางของแท่งฉนวน ซึ่งสามารถเขียนความสัมพันธ์ระหว่างความต่างศักย์กับความจุประจุได้ คือ

$$V_F \cong \left(\frac{Q_F}{C} \right) \cong \left(\frac{qN_t L^2}{\epsilon} \right) \quad (2.113)$$

ค่าความต่างศักย์ V_F เป็นค่าความต่างศักย์ที่ต้องการในการเติมกับดักประจุให้เต็ม เมื่อกับดักประจุถูกเติมจนเต็ม ลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ที่ยกตัวสูงขึ้นอย่างฉับพลันจะปรากฏดังแสดงในแถบริบที่ III ในรูปที่ 2.26 ลักษณะเฉพาะนี้จะรวมเป็นหนึ่งเดียวกับกรณีกฎของการไม่มีกับดักประจุ (trap free law) ดังแสดงในแถบริบที่ 4 ซึ่งจะเป็นการเปลี่ยนแปลงอย่างฉับพลัน กรณีสุดท้าย ถ้าความต่างศักย์ V_T เพิ่มขึ้นเรื่อยๆจนกระทั่งมากกว่า ซึ่ง V_F เหมือนกับกรณีที่ θ มีค่าน้อยๆ ส่งผลให้ลักษณะเฉพาะกระแส-ความต่างศักย์ในแถบริบที่ 2 ไม่เกิดขึ้น และลักษณะเฉพาะกระแส-

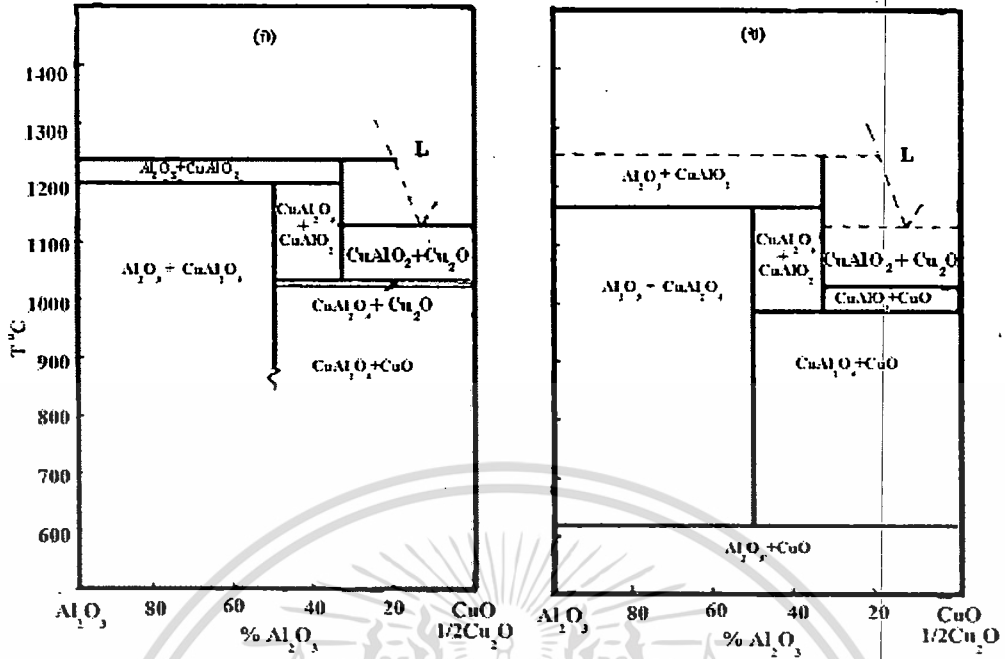
เอกส ความต่างศักย์ที่เกิดขึ้นจะเป็นกรณีการเปลี่ยนแปลงจากแถบริบที่ I ไปยังแถบริบที่ III ไปยังประโยชน์ด้านการคำนวณว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

2.5 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O}-\text{CuO}-\text{Al}_2\text{O}_3$ [29]

จากแผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O}-\text{CuO}-\text{Al}_2\text{O}_3$ พบว่ามีเฟสสถานะของแข็งจำนวน 3 เฟส เกิดร่วมกันกับเฟสสถานะแก๊ส ซึ่งจะเรียกระบบนี้ว่าเป็นระบบที่มีการเปลี่ยนแปลงแบบครั้งเดียว (monovariant) และที่ความดันย่อยของแก๊สออกซิเจนค่าใดค่าหนึ่ง เฟสสถานะของแข็งจำนวน 3 เฟส รวมกับเฟสสถานะแก๊สแล้วจะกลายเป็น 4 เฟส ซึ่งเฟสทั้ง 4 นี้จะเกิดร่วมกันได้ที่อุณหภูมิค่าเดียวเท่านั้น รูปที่ 2.27 และรูปที่ 2.28 แสดงแผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O}-\text{CuO}-\text{Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อยของออกซิเจน (p_{O_2}) เท่ากับ 0.21 และ 0.4 atm ตามลำดับ เส้นตรงในแนวตั้งของรูปที่ 2.27 และ 2.28 จะแสดงเฟสของแข็งชนิดต่างๆ จะเกิดขึ้นตามอุณหภูมิและความดันย่อยของออกซิเจน (p_{O_2}) ที่ระบุในแผนภาพเฟส ส่วนเส้นตรงในแนวนอนมีความหมายได้ 2 แบบคือ แสดงให้เห็นว่าไม่มีการเปลี่ยนแปลงใดๆ เกิดขึ้นกับเฟสทั้งหลายหรือไม่ก็มีการเปลี่ยนแปลงแบบครั้งเดียว (monovariant) ที่เกิดขึ้นกับเฟสของแข็ง 3 เฟส และกับเฟสสถานะแก๊สอีก 1 เฟส ตัวอย่างเช่นในแผนภาพเฟสของ เจคอบและอัลคอก (Jacob and Alcock) ดังรูปที่ 2.27 (ข) ที่สภาวะสมดุลระหว่างเฟสของแข็ง 3 เฟส ซึ่งได้แก่ $\text{CuAl}_2\text{O}_4 + \text{CuAlO}_2 + \text{Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อยของออกซิเจน ($p_{\text{O}_2} = 0.21$) atm จะเกิดที่อุณหภูมิ 1172°C แต่สำหรับในรูปที่ 2.27 (ก) ซึ่งเป็นแผนภาพเฟสของเกตต์ลลาและไวท์ (Gadalla and White) สภาวะสมดุลระหว่าง $\text{CuAl}_2\text{O}_4 + \text{CuAlO}_2 + \text{Al}_2\text{O}_3$ จะเกิดขึ้นที่อุณหภูมิ $1,200^\circ\text{C}$ ซึ่งสูงกว่าในแผนภาพเจคอบและอัลคอกเท่ากับ 28°C

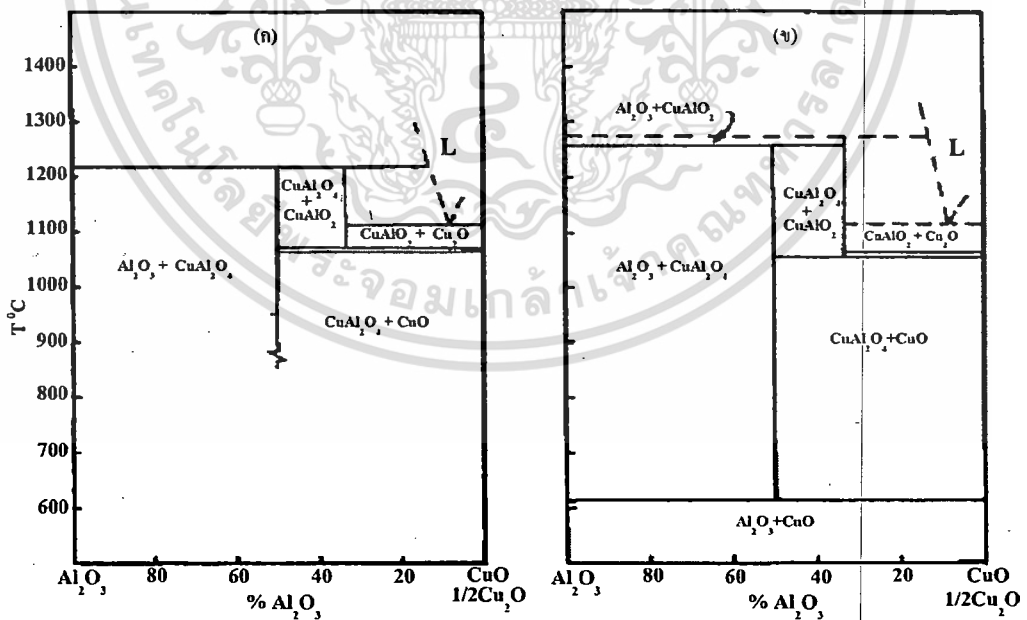
เมื่อความดันย่อยของออกซิเจน (p_{O_2}) เพิ่มขึ้นเป็น 0.4 atm ดังรูปที่ 2.28 (ข) สภาวะสมดุลของการเกิดร่วมกันระหว่างเฟสของแข็งจำนวน 3 เฟส กับเฟสของเหลว 1 เฟส จะปรากฏที่อุณหภูมิ $1,250^\circ\text{C}$ ส่วนในรูปที่ 2.28 (ก) การเกิดร่วมกันของเฟสของแข็ง 3 เฟส กับเฟสของเหลว 1 เฟส จะปรากฏที่อุณหภูมิ $1,227^\circ\text{C}$ ซึ่งอุณหภูมิจากแผนภาพเฟสของ เจคอบและอัลคอก จะสูงกว่าอุณหภูมิจากแผนภาพเฟสเกตต์ลลาและไวท์เท่ากับ 39°C

จากการคำนวณทางอุณหพลศาสตร์จะได้ว่าที่ความดันย่อยออกซิเจน ($p_{\text{O}_2} = 0.21$ atm) CuO จะสลายตัวเป็น Cu_2O ที่อุณหภูมิจากประมาณ $1,028^\circ\text{C}$ และเฟสผสมระหว่าง $\text{CuAlO}_2 + \text{CuO}$ จะเกิดในช่วงอุณหภูมิ $1,005$ ถึง $1,028^\circ\text{C}$ ดังรูปที่ 2.27 (ข) แต่ถ้าความดันย่อยออกซิเจน (p_{O_2}) เพิ่มขึ้นเป็น 0.4 atm เฟส CuO จะสลายตัวเป็น Cu_2O ที่อุณหภูมิ $1,055^\circ\text{C}$ ถึง $1,062^\circ\text{C}$ กล่าวคือเมื่อความดันย่อยออกซิเจน (p_{O_2}) เพิ่มขึ้นจาก 0.21 atm เป็น 0.4 atm แล้วเฟสผสม $\text{CuAlO}_2 + \text{CuO}$ จะปรากฏในช่วงอุณหภูมิที่แคบลงคือลดจาก 23°C เป็น 7°C จากแผนภาพเฟสของเกตต์ลลาและไวท์ ดังรูปที่ 2.27 (ก) แสดงให้เห็นว่าในช่วงอุณหภูมิ $1021 - 1028^\circ\text{C}$ เฟส CuAlO_2 จะสลายตัวเป็นเฟส CuAl_2O_4 และ Cu_2O ส่วนแผนภาพเฟสของเจคอบและอัลคอก ดังรูปที่ 2.27 (ข) จะไม่ปรากฏเฟสผสมนี้ในช่วงอุณหภูมิดังกล่าว



รูปที่ 2.27 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O-CuO-Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อย p_{O_2} เท่ากับ 0.21 atm

- ก. ได้จากผลงานของเกตต์สลาและไวท์
- ข. ได้จากผลงานของเจคอบและอัลคอก



รูปที่ 2.28 แผนภาพเฟสของระบบ $\text{Cu}_2\text{O-CuO-Al}_2\text{O}_3$ ที่ความดันย่อย p_{O_2} เท่ากับ 0.4 atm

- ก. ได้จากผลงานของเกตต์สลาและไวท์
- ข. ได้จากผลงานของเจคอบและอัลคอก

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

2.6 การนำไฟฟ้าของพาหะแบบกระโดดในระยะไม่คงที่ (variable range hopping conduction : VRH) [30]

การนำไฟฟ้าของฟิล์มบางที่อุณหภูมิต่างๆ โดยเฉพาะที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิห้อง มักจะแบ่งง่าย ๆ เป็น 2 ช่วงดังนี้คือ

$$\sigma = \sigma_{\text{ext}} + \sigma_{\text{hop}} \quad (2.114)$$

เมื่อ σ_{ext} จะเกี่ยวกับการนำไฟฟ้าของพาหะที่อยู่ในแถบนำหรือแถบวาเลนซ์ซึ่งแถบนำและแถบวาเลนซ์จะเป็นสถานะพลังงานที่ต่อเนื่อง (extended state) การนำไฟฟ้าชนิดนี้จะเกิดขึ้นในช่วงอุณหภูมิที่ไม่ต่ำมากนักซึ่งสามารถที่จะแสดงอยู่ในรูปของความสัมพันธ์อาร์เรเนียส (Arrhenius relation) ได้ดังนี้คือ

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp\left(\frac{-\Delta E}{kT}\right) \quad (2.115)$$

เมื่อ σ_0 คือ แฟกเตอร์หน้าพจน์เอกซ์โพเนนเชียล (pre-exponential factor)

E คือ พลังงานกระตุ้นมีหน่วยเป็น eV

k คือ ค่าคงที่ของโบลต์ซมันน์

T คือ อุณหภูมิเคลวิน

ส่วนกรณีสารตัวอย่างที่เป็นฟิล์มบาง พาหะที่ไหลจะต้องข้ามกำแพงศักย์ของแต่ละเกรน ดังนั้น สมการอาร์เรเนียสสามารถเขียนใหม่ได้เป็นกฎของเซโต (Seto's law) ดังนี้คือ

$$\sigma(T) = \frac{\sigma_0}{T^{1/2}} \exp\left(\frac{-E_b}{kT}\right) \quad (2.116)$$

เมื่อ E_b คือ ความสูงของกำแพงศักย์ที่ขอบของเกรนมีหน่วยเป็น eV

สำหรับ σ_{hop} จะเกี่ยวกับการนำไฟฟ้าของพาหะแบบกระโดดระหว่างสถานะถูกจำกัดเฉพาะที่ (localized state) ซึ่งเป็นสถานะพลังงานที่ปรากฏอยู่ในช่องว่างแถบพลังงาน สถานะถูกจำกัดเฉพาะที่เวลานี้มีระยะทางไม่คงที่ ดังนั้นจึงเรียกการนำไฟฟ้าชนิดนี้ว่าการนำไฟฟ้าของพาหะแบบกระโดดในระยะไม่คงที่ (VRH) และจะปรากฏเด่นชัดที่อุณหภูมิต่ำมากซึ่งในกรณี 3 มิติจะแสดงได้โดยความสัมพันธ์ดังนี้คือ

$$\sigma_{\text{hop}} = \sigma = \frac{\sigma_0}{T^{1/2}} \exp\left[-\frac{T_0^{1/4}}{T}\right] \quad (2.117)$$

$$\sigma T^{1/2} = \sigma_0 \exp\left[-\frac{T_0^{1/4}}{T}\right] \quad (2.118)$$

$$\ln(\sigma T^{1/2}) = -\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} + \ln \sigma_0 \quad (2.119)$$

เมื่อนำเอาสมการที่ (2.119) ไปเขียนกราฟจะได้กราฟเชิงเส้น โดยความชันของกราฟ คือ $(-T_0)^{1/4}$ ส่วน $\ln \sigma_0$ คือจุดตัดแกน $\ln(\sigma T^{1/2})$ ที่จุด $T^{-1/4} = 0$ โดยที่

$$\sigma_0 = 3e^2 v \left[\frac{N(E_F)}{8\pi\alpha k} \right]^{1/2} \quad (2.120)$$

$$T_0 = \frac{18\alpha^3}{kN(E_F)} \quad (2.121)$$

เมื่อ v คือ ความถี่ของโฟนอนที่อุณหภูมิเดบาย (Debye temperature) จะมีค่าประมาณ 1×10^{13} Hz

$N(E_F)$ คือ ความหนาแน่นของสถานะถูกจำกัดเฉพาะที่ที่ระดับเฟอร์มี (density of localized states at Fermi level)

α คือ ค่าคงที่ของการสลายตัวของฟังก์ชันคลื่นของสถานะถูกจำกัดเฉพาะที่ที่ระดับเฟอร์มี (decay constant of the wave function at the localized state near Fermi level)

e คือ ประจุอิเล็กตรอนมีค่าเท่ากับ 1.6×10^{-19} C

k คือ ค่าคงที่ของโบลต์ซมันน์ซึ่งมีค่าเท่ากับ 1.38×10^{-23} J/K

T_0 คือ องศาของความไม่เป็นระเบียบ (degree of disorder)

จากสมการ (2.120) ถ้ายกกำลังสองทางด้านซ้ายและขวามือของเครื่องหมายเท่ากับจะได้ว่า

$$\sigma_0^2 = 9e^4 v^2 \left[\frac{N(E_F)}{8\pi\alpha k} \right] \quad (2.122)$$

เอาสมการ (2.122) คูณกับสมการ (2.121) จะได้

$$\sigma_0^2 T_0 = \frac{81\alpha^2 e^4 v^2}{4\pi k^2} \quad (2.123)$$

$$\alpha^2 = \left[\frac{4\pi k^2}{81e^4 v^2} \right] \sigma_0^2 T_0 \quad (2.124)$$

$$\alpha = \left[\frac{2\sqrt{\pi}k}{9e^2 v} \right] \sigma_0 T_0^{1/2} \quad (2.125)$$

เมื่อความถี่โฟนอน (ν) = 1×10^{13} Hz ดังนั้นจะได้ว่า

$$\alpha = 21.23\sigma_0 T_0^{1/2} \quad (2.126)$$

ถ้าแทนสมการ(2.125) ลงใน (2.121) จะได้ว่า

$$N(E_F) = \left[\frac{16\pi^{3/2}k^2}{81e^6 v^3} \right] \sigma_0^3 T_0^{1/2} \quad (2.127)$$

$$= (2.0 \times 10^9) \sigma_0^3 T_0^{1/2} \quad (2.128)$$

ระยะทางเฉลี่ยของการกระโดด (average hopping distance:R) มีหน่วยเป็น cm และพลังงานเฉลี่ยของการกระโดด (average hopping energy : W) มีหน่วยเป็น eV จะแสดงถึงความสัมพันธ์

$$R = \left[\frac{9}{8\pi\alpha k T N(E_F)} \right]^{1/4} \quad (2.129)$$

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)} \quad (2.130)$$

ส่วนกรณี ที่อุณหภูมิสูงกว่าอุณหภูมิห้อง CuAlO_2 จะแสดงพฤติกรรมการนำไฟฟ้าแบบ โพลารอนขนาดเล็ก (small polaron conduction) กล่าวคือ สภาพการนำไฟฟ้าของ CuAlO_2 จะมีค่าเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิที่เพิ่มขึ้น แต่ค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกมีค่าไม่ขึ้นกับอุณหภูมิ การนำไฟฟ้าแบบ โพลารอนขนาดเล็กสามารถเขียนได้ดังความสัมพันธ์

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{T} \exp\left(\frac{-E_H}{kT}\right) \quad (2.131)$$

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

เมื่อ σ_0 คือ แฟกเตอร์หน้าพจน์เอกซ์โพเนนต์ซีล ซึ่งเท่ากับ $2.43 \times 10^4 \text{ S.cm}^{-1} \cdot \text{K}$ ส่วนสัมประสิทธิ์ซีเบกของการนำไฟฟ้าแบบโพลารอนขนาดเล็ก คือ

$$S = \pm \frac{k}{e} \ln \left[\frac{2(1-c)}{c} \right] \quad (2.132)$$

เมื่อ $\frac{k}{e}$ เท่ากับ $86.14 \mu\text{V/K}$

c คือ เศษส่วนของตำแหน่งที่โฮลเข้าไปครอบครอง (fraction of site occupied by hole)

$1-c$ คือ ตำแหน่งที่พร้อมจะให้โฮลกระโดดไปครอบครอง

เลข 2 คือ สถานะของสปินของพาหะ (spin degeneracy)

ในกรณีแบบจำลองโพลารอนที่สัมพันธ์กับ Cu^{2+} และ Cu^+ จะมีค่า c เท่ากับ 1.21×10^{-2} และ 3.02×10^{-3} ตามลำดับ[28] ตำแหน่งของ Cu ที่มีอยู่ใน CuAlO_2 จะเท่ากับ $2.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ดังนั้นความหนาแน่นของโฮลที่สัมพันธ์กับ Cu^{2+} และ Cu^+ จะเท่ากับ $3.02 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ และ $7.56 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ตามลำดับ

สำหรับสารกึ่งตัวนำที่มีปริมาณสารเจือปนกลาง และเป็นชนิดเอ็นสัมประสิทธิ์ของซีเบกจะแสดงได้ดังนี้

$$S = -\frac{k}{e} \left(\frac{E_c - E_F}{kT} + r + \frac{5}{2} \right)$$

หรือ

$$S = -\frac{k}{e} \left(\frac{E_s}{kT} + A \right) \quad (2.133)$$

เมื่อ

$$E_s = E_c - E_F$$

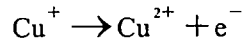
โดยที่ E_s คือ พลังงานกระตุ้นกำลังความร้อน(thermopower activation energy)

r และ A เป็นค่าคงที่

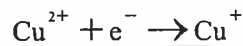
ถ้าการเคลื่อนที่ของพาหะเกิดขึ้นในแถบพลังงานกระตุ้นของสภาพนำไฟฟ้า (conductivity activation energy : E_σ) ควรมีค่าเท่ากับพลังงานกระตุ้นกำลังความร้อน (E_s) ในลักษณะตรงกันข้าม ถ้าพาหะมีการเคลื่อนที่แบบกระโดดระหว่างสถานะถูกจำกัดเฉพาะที่แล้ว E_σ จะมีค่าสูงกว่า E_s และผลต่างของ E_σ กับ E_s ก็คือพลังงานกระตุ้นของการกระโดด (W_H) จะแสดงดังความสัมพันธ์

$$E_\sigma = E_s + W_H \quad (2.134)$$

ที่อุณหภูมิสูงกว่าอุณหภูมิห้อง การนำไฟฟ้าของโฮลใน CuAlO_2 ที่เพิ่มขึ้นจะสัมพันธ์กับ Cu^{2+} ที่ปรากฏขึ้นในโครงผลึก เมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้นพลังงานความร้อนจะส่งผลให้ Cu^+ ปลดปล่อยอิเล็กตรอนออกไปดังสมการ



ดังนั้นการนำไฟฟ้าแบบโพลารอนขนาดเล็ก จะเกี่ยวข้องกับการเกิดโฮลชนิด Cu^{2+} (Cu^{2+} hole) จากนั้นอิเล็กตรอนอิสระจะถูกจับไว้ที่ตำแหน่งของไอออน Cu^+ ดังความสัมพันธ์



สำหรับเซรามิกส์ของ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Ni}_x\text{O}_2$, $\text{Cu}_{1-x}\text{Na}_x\text{AlO}_2$, $\text{CuAl}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_2$ และ $\text{CuAl}_{1-x}\text{P}_x\text{O}_2$ จะมีค่า E_σ จะมีค่าสูง E_s ซึ่งหมายความว่าพาหะมีการเคลื่อนที่แบบกระโดดระหว่างสถานะถูกจำกัดเฉพาะที่ ดังนั้น W_H ก็คือ พลังงานของกำแพงศักย์ที่โพลารอนจะต้องกระโดด จากตำแหน่งหนึ่งไปยังอีกตำแหน่งหนึ่ง

การคำนวณประจุของพาหะที่เพิ่มขึ้น เมื่อมีการนำเอาอะตอมของสาร A แทนที่อะตอมของสาร B ทำได้โดยสมการ

$$A_B = \text{ประจุ A} - \text{ประจุ B}$$

ตัวอย่างเช่น สารที่เป็น p-type มักเกิดจากกรณีที่เป็น

$$V_{\text{Cu}}^{1+} = 0 - (+1) = -1$$

ซึ่งถ้าจะทำให้เกิดเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้า จะต้องมีโฮลเพิ่มขึ้นมาอีก 1 ตัว

หรือ

$$V_{\text{Al}}^{3+} = 0 - (+3) = -3$$

ซึ่งถ้าจะทำให้เกิดเงื่อนไขความเป็นกลางทางไฟฟ้า จะต้องมีโฮลเพิ่มขึ้นมาอีก 3 ตัว

บทที่ 3

การดำเนินงานวิจัย

ในโครงการวิจัยนี้ได้ทำการเตรียมและศึกษาสมบัติฟิสิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ในรูปแบบที่เป็นทั้งเซรามิกส์และฟิล์มหนาซึ่งจะได้กล่าวถึงกรณีต่างๆดังต่อไปนี้

3.1 การเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) โดยวิธีปฏิบัติการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

3.1.1 เครื่องมือและอุปกรณ์ที่ใช้ในการเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)

สารตั้งต้น ประกอบด้วย

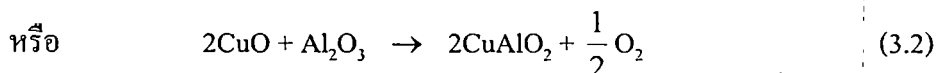
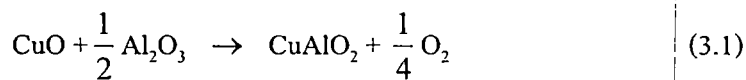
- คอปเปอร์ออกไซด์ (CuO)
- อลูมิเนียมออกไซด์ (Al_2O_3)
- แมกนีเซียมไนเตรด ($\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$)

อุปกรณ์ที่ใช้ ประกอบด้วย

- ครกอาเกต
- ช้อนตักสาร
- เครื่องชั่งสาร
- ชุดเครื่องมืออัดเม็ด
- เครื่องอัดเม็ดสาร
- เครื่องควบคุมอุณหภูมิเตาในการเผาสาร
- เตาเผาสาร
- ครุชิวีล

3.1.2 การคำนวณเพื่อเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)

ใช้สารตั้งต้น CuO ร่วมกับ Al_2O_3 ให้ได้ CuAlO_2 1 กรัม มีวิธีในการคำนวณดังนี้ จากสมการ



ต้องเตรียมสารที่มีน้ำหนักโมเลกุล ดังนี้

$$\begin{aligned} \text{CuO} &= 63.546 + 15.9994 \\ &= 79.5454 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \text{Al}_2\text{O}_3 &= 0.5[2(26.9815) + 3(15.9994)] \\ &= 0.5(101.9612) \\ &= 50.9806 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{CuAlO}_2 &= 63.546 + 26.9815 + 2(15.9994) \\ &= 63.546 + 26.9815 + 31.9988 \\ &= 122.5263 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

ดังนั้นจะได้ CuO หนัก 79.5454 กรัม/โมล ร่วมกับ Al_2O_3 หนัก 50.9806 กรัม/โมล จะได้ CuAlO_2 หนัก 122.5263 กรัม/โมล ถ้าต้องการ CuAlO_2 1 กรัม/โมล จะสามารถคำนวณหาปริมาณของ CuO และ Al_2O_3 ได้ดังสมการต่อไปนี้

ปริมาณสารตั้งต้นที่เป็นองค์ประกอบ =

$$\frac{\text{มวลโมเลกุลของสารตั้งต้นใน 1 โมล } x \text{ น้ำหนักของสารทั้งหมดที่มีปริมาณสุทธิ 1 กรัม}}{\text{มวลของสารประกอบเซรามิกส์ใน 1 โมล}}$$

จะได้

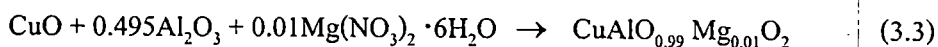
$$\begin{aligned} \text{CuO} &= \frac{79.5454}{122.5263} \\ &= 0.6492 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Al}_2\text{O}_3 &= \frac{50.9806}{122.5263} \\ &= 0.4161 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) จะแสดงการคำนวณที่กรณีเจืออะตอมของธาตุ Mg ที่ $x = 0.01$ เมื่อ

เปรียบเทียบกับอะตอมของธาตุ Al จากสมการ

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนลิขสิทธิ์หรือการสงวนเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



ดังนั้นจะได้ว่า

$$\begin{aligned} \text{CuO} &= 63.546 + 15.9994 \\ &= 79.5454 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 0.495\text{Al}_2\text{O}_3 &= 0.495[2(26.9815)+3(15.9994)] \\ &= 0.495[53.963+47.9982] \\ &= 0.495(101.9612) \\ &= 50.4708 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 0.01\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} &= 0.01[24.312 + 2[14.0067 + 3(15.9994)] + 108.09204] \\ &= 0.01[24.312 + 2(62.0049) + 108.09204] \\ &= 0.01[24.312 + 124.0098 + 108.09204] \\ &= 0.01(256.41384) \\ &= 2.5641 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{CuAl}_{0.99}\text{Mg}_{0.01}\text{O}_2 &= 63.546 + 0.99(26.9815) + 0.01(24.312) + 2(15.9994) \\ &= 63.546 + 26.711685 + 0.24312 + 31.9988 \\ &= 122.499605 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

ดังนั้นถ้าต้องการ $\text{CuAl}_{0.99}\text{Mg}_{0.01}\text{O}_2$ ปริมาณ 1 กรัม จะต้องใช้

$$\begin{aligned} \text{CuO} &= \frac{79.5454}{122.499605} \\ &= 0.6494 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Al}_2\text{O}_3 &= \frac{50.4708}{122.499605} \\ &= 0.4120 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O} &= \frac{2.5641}{122.499605} \\ &= 0.0209 \text{ กรัม/โมล} \end{aligned}$$

ตารางที่ 3.1 แสดงปริมาณสารตั้งต้นที่ใช้ในการเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)

Composition (x)	CuO (g/mol)	Al_2O_3 (g/mol)	$\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (g/mol)
0.00	0.4921	0.4161	-
0.01	0.6494	0.4120	0.0209
0.05	0.6499	0.3957	0.1048
0.10	0.6506	0.3753	0.2097
0.20	0.6521	0.3343	0.4204

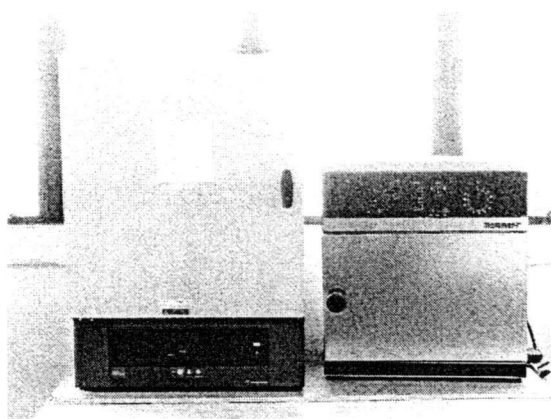
3.1.3 วิธีการเตรียมเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)

- 3.1.3.1 นำผงผลึก CuO และ Al_2O_3 ตามปริมาณที่ต้องการนำมาบดรวมกันในครกอาเกตเป็นเวลา 1 ชั่วโมง
- 3.1.3.2 การเจืออะตอมของธาตุ Mg จะทำการเจือในปริมาณ 1,5,10 และ 20 เปอร์เซ็นต์ โดยเทียบกับอะตอมของธาตุ Al โดยที่ในการบดสารจะทำเช่นเดียวกับข้อ 3.1.2.1
- 3.1.3.3 เมื่อบดแล้วนำไปอัดเม็ดโดยใช้แรงอัด 2 ตัน
- 3.1.3.4 นำเม็ดของสารที่ได้มาใส่ในครุชชีเบล บิดฝาให้มิดชิดแล้วนำเข้าเตาเผา
- 3.1.3.5 ใช้อุณหภูมิในการเผา 1,100 องศาเซลเซียส โดยทำการเพิ่มอุณหภูมิทีละ 100 องศาเซลเซียสต่อ 1 ชั่วโมง

3.2 การเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

3.2.1 สารเคมีและอุปกรณ์ที่ใช้ในการเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

- สาร CuAlO_2 ที่เตรียมได้จากหัวข้อ 3.13
- เอทิลีน ไกล โคล (ethylene glycol)
- แท่นพิมพ์สกรีน
- แผ่นกระจกสไลด์
- เตาอบ



รูปที่ 3.1 แสดงเตาอบอุณหภูมิสูง 1050 °C และ 200 °C ตามลำดับ

3.2.2 วิธีการเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์โดยวิธีพิมพ์สกรีน

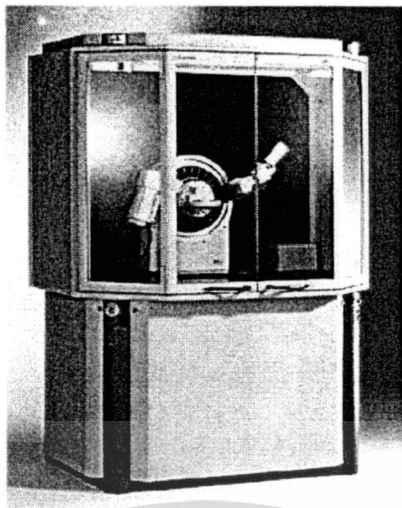
- 3.2.2.1 นำผงเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่ได้จากหัวข้อ 3.1.3 มาบดเป็นเวลา 1 ชั่วโมง
- 3.2.2.2 นำผงเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่บดแล้วมาผสมกับเอทิลีนไกลคอล
- 3.2.2.3 นำสารละลายเคมีที่ได้มาเตรียมฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์
- 3.2.2.4 นำฟิล์มที่ได้ไปอบไล่ไอน้ำที่อุณหภูมิ 120 องศาเซลเซียส เป็นเวลา 6 ชั่วโมงหลังจากนั้นอบต่อที่อุณหภูมิ 500 องศาเซลเซียส เป็นเวลา 30 นาที

3.3 การศึกษาสมบัติทางด้านฟิสิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ทั้งในรูปแบบที่เป็น เซรามิกส์ และฟิล์มหนา

ในโครงการวิจัยนี้ได้นำฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมได้ไปตรวจสอบสมบัติทางด้านฟิสิกส์หลายประการ ดังนี้

3.3.1 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาค

ตรวจสอบโครงสร้างผลึกของฟิล์มหนาของสารประกอบ CuAlO_2 โดยการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ด้วยเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟรคโตรมิเตอร์ที่มีรังสีเอ็กซ์ย่าน $\text{Cu}_K\alpha$ ความยาวคลื่น 1.5418 อังสตรอม โดยใช้กระแส 40 มิลลิแอมป์ และความต่างศักย์ 40 กิโลโวลต์



รูปที่ 3.2 แสดงเครื่องเอ็กซ์เรย์ดิฟแฟรคโตมิเตอร์ (XRD) ของ Bruker รุ่น D8 Advance

3.3.2 การศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาค

ศึกษาโครงสร้างผลึกเชิงมหภาคของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_{1-x}\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราด (Scanning Electron Microscope : SEM) ของ JEOL รุ่น JSM-6400

3.3.3 การศึกษาสมบัติทางแสง

ศึกษาการส่งผ่านแสงของฟิล์มหนาของสารประกอบ CuAlO_2 ด้วยเครื่อง UV-VIS แบบดับเบิลบีม สเปกโตรโฟโตมิเตอร์ยี่ห้อ Thermo electron corporation รุ่น *Helions α* ในช่วงความยาวคลื่น 190-1100 นาโนเมตร



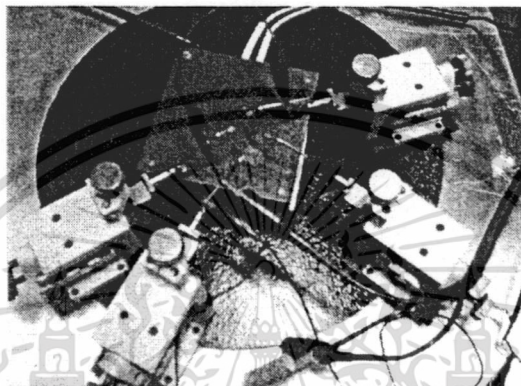
รูปที่ 3.3 แสดงเครื่อง UV-VIS แบบดับเบิลบีมสเปกโตรโฟโตมิเตอร์ยี่ห้อ

Thermo electron corporation รุ่น *Helions α*

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

3.3.4 การศึกษาสภาพต้านทานไฟฟ้า มีอุปกรณ์ดังนี้

- อิเล็กโตรมิเตอร์ ของ Keithley รุ่น 610 CR
- มัลติมิเตอร์ของ Digicon รุ่น DM-810A
- แหล่งจ่ายไฟกระแสตรงปรับค่าได้ของ Dolphin Electronic
- กาวเงินนำไฟฟ้า
- สายไฟ



รูปที่ 3.4 แสดงเครื่องมือวัดความต้านทานแผ่นและสภาพต้านทานไฟฟ้า

3.3.5 การศึกษาความต้านทานที่ขึ้นกับอุณหภูมิ มีอุปกรณ์ดังนี้

- เครื่องควบคุมอุณหภูมิเตาของ SHINKO รุ่น MCD100 พร้อมเทอร์โมคัปเปิล
- แหล่งจ่ายกระแสไฟตรงคงที่ของ Keithley รุ่น 236
- เครื่องวัดอุณหภูมิของ Digicon รุ่น DP-50A
- เตาให้ความร้อน
- กาวเงินนำไฟฟ้า
- สายไฟ

3.3.6 การศึกษาปรากฏการณ์ของซีเบค มีอุปกรณ์ดังนี้

- เครื่องควบคุมอุณหภูมิเตาของ SHINKO รุ่น MCD100 พร้อมเทอร์โมคัปเปิล
- แหล่งจ่ายกระแสไฟตรงคงที่ของ Keithley รุ่น 236
- เครื่องวัดอุณหภูมิของ Digicon รุ่น DP-50A
- เตาให้ความร้อน
- เครื่องทำความเย็น
- กาวเงินนำไฟฟ้า

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

บทที่ 4

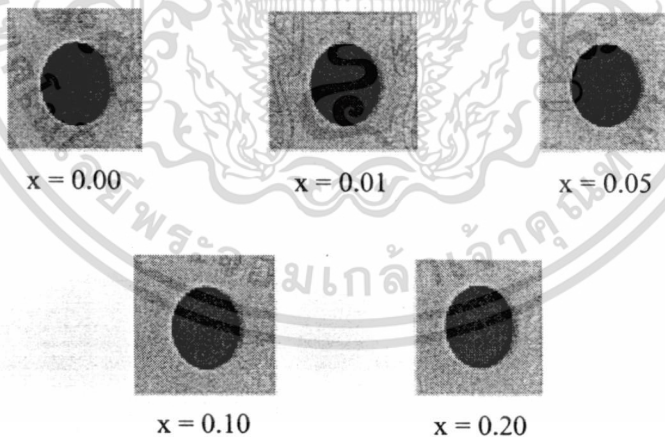
ผลการทดลองและการอภิปราย

ในโครงการวิจัยนี้ได้ทำการศึกษาสมบัติทางฟิสิกส์บางประการของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ในรูปของเซรามิกส์และฟิล์มหนา โดยทำการปรับปรุงสมบัติต่างๆ ของสารกึ่งตัวนำให้ดีขึ้นจากการเจืออะตอมของแมกนีเซียมและมีการเพิ่มอะตอมของออกซิเจนเข้าไปเพื่อเพิ่มค่าสภาพการนำไฟฟ้าและเพิ่มปริมาณความหนาแน่นของพาหะข้างมากซึ่งคือโฮลนั่นเอง

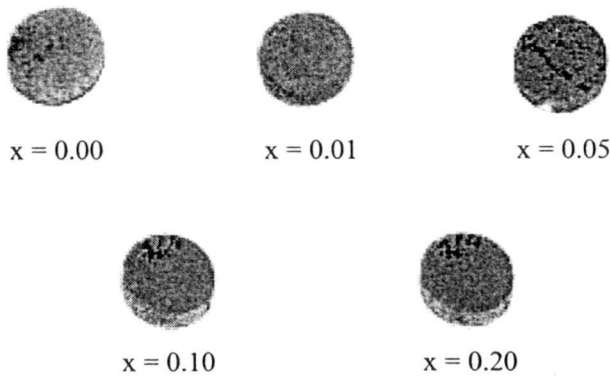
4.1 การศึกษาสมบัติพื้นฐานของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก โดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง

4.1.1 สารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ในรูปของเซรามิกส์

เซรามิกส์ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้จากปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็ง ขณะยังไม่มีการเผาสีจะเป็นสีเทาเข้มแต่เมื่อผ่านการเผาที่อุณหภูมิ 1,100 องศาเซลเซียสเป็นเวลา 24 ชั่วโมง เซรามิกส์ที่ไม่มีการเจือแมกนีเซียม ($x = 0$) จะยังคงเป็นสีเทา ส่วนเซรามิกส์ที่มีการเจือแมกนีเซียมจะเปลี่ยนสีเป็นสีเทาแกมส้ม ($0.01 \leq x \leq 0.20$)



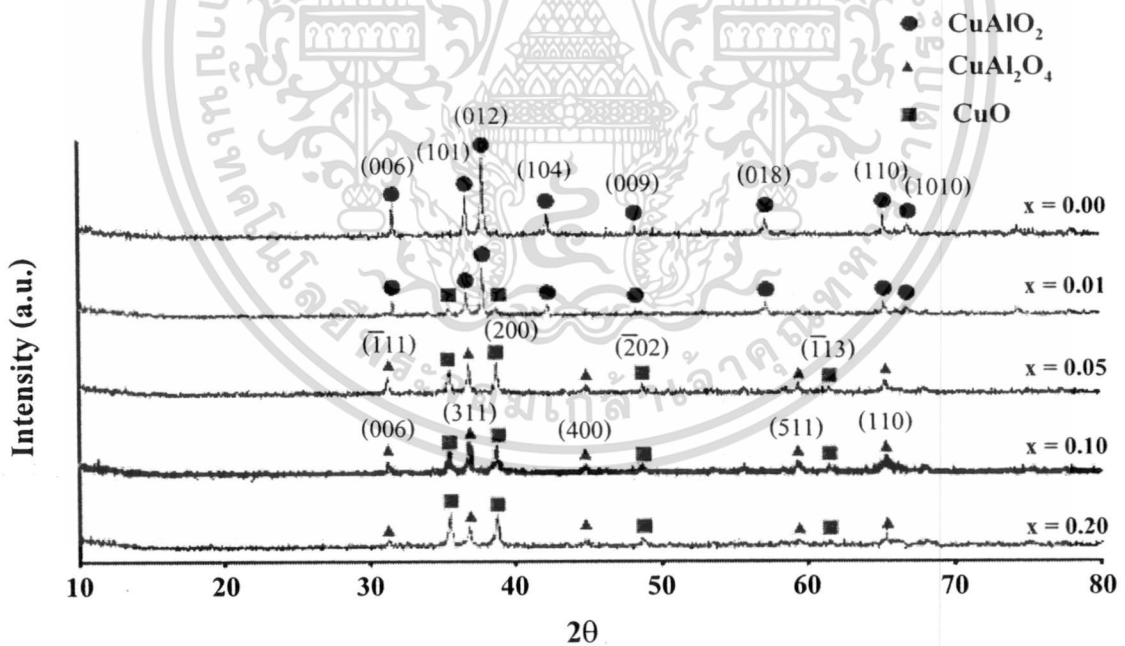
รูปที่ 4.1 แสดงสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึกของสาร CuO , Al_2O_3 และ $\text{Mg}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ ที่บดรวมกันแล้วนำไปอัดเป็นเม็ดผงผลึก



รูปที่ 4.2 แสดงเซรามิกสีของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

4.1.2 การศึกษาการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของเซรามิกสีของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$)

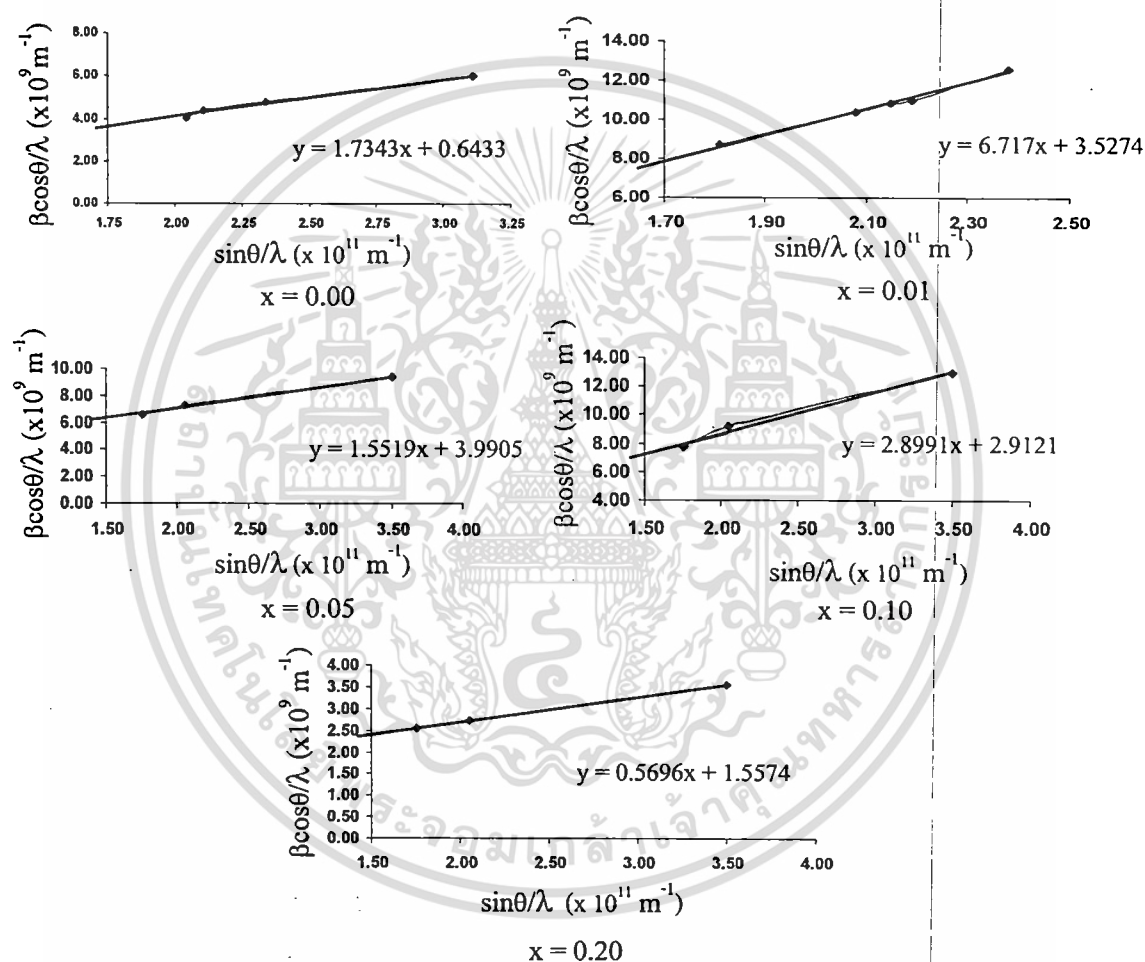
การศึกษาการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์เป็นวิธีการที่ใช้ในการตรวจสอบโครงสร้างผลึกเชิงจุลภาคของสารกึ่งตัวนำว่าเป็นชนิดใดและมีโครงสร้างแบบใด



รูปที่ 4.3 แสดงพิกัดความเข้มของการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของเซรามิกสีของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

จากรูปที่ 4.3 เป็นการศึกษาโครงสร้างผลึกของเซรามิกสีของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ด้วยเทคนิควิธีการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์พบว่าในช่วง $0 \leq x \leq 0.01$ จะพบเฟสของเอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น เมื่ออนุญาตเห็นาเปไซประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

CuAlO_2 ซึ่งมีโครงสร้างผลึกเป็นแบบเตลาฟอสไฟท์ ชนิด $R\bar{3}m$ โดยจะปรากฏระนาบการเลี้ยวเบน (006) ที่มุม $2\theta \approx 32^\circ$ (101) ที่มุม $2\theta \approx 37^\circ$ (012) ที่มุม $2\theta \approx 38^\circ$ (104) ที่มุม $2\theta \approx 42^\circ$ (009) ที่มุม $2\theta \approx 48^\circ$ (018) ที่มุม $2\theta \approx 57^\circ$ (110) ที่มุม $2\theta \approx 65^\circ$ (1010) ที่มุม $2\theta \approx 67^\circ$ (116) ที่มุม $2\theta \approx 74^\circ$ และ (202) ที่มุม $2\theta \approx 78^\circ$ โดยที่ปริมาณการเจือของอะตอม Mg ที่ $x = 0.01$ นั้นจะเริ่มปรากฏเฟสของ CuO ขึ้น ในกรณี $0.05 \leq x \leq 0.20$ จะไม่ปรากฏเฟสของ CuAlO_2 แต่จะปรากฏเฟส CuO และ CuAl_2O_4 ขึ้นแทน และทุกกรณีจะไม่พบเฟสของ MgO

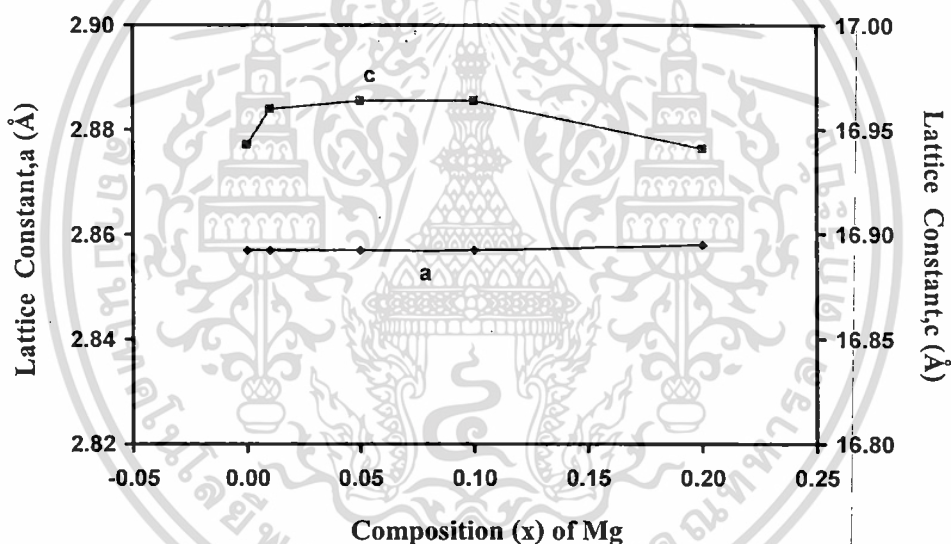


รูปที่ 4.4 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\beta \cos\theta/\lambda$ กับ $\sin\theta/\lambda$ ของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ

$\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

ตารางที่ 4.1 แสดงค่าคงที่ของโครงสร้างผลึกของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิบัติกรการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

Composition (x)	Lattice Constant (Å)		c/a	Grain size (nm)	Strain	Dislocation Density (cm^{-2})
	a	c				
0.00	2.857	16.943	5.93	271.19	1.73×10^{-3}	1.36×10^{-5}
0.01	2.857	16.96	5.936	133.33	6.72×10^{-3}	5.63×10^{-5}
0.05	2.857	16.964	5.938	156.25	1.55×10^{-3}	4.10×10^{-5}
0.10	2.857	16.964	5.938	142.86	2.90×10^{-3}	4.90×10^{-5}
0.20	2.858	16.941	5.928	416.67	5.70×10^{-4}	5.76×10^{-6}

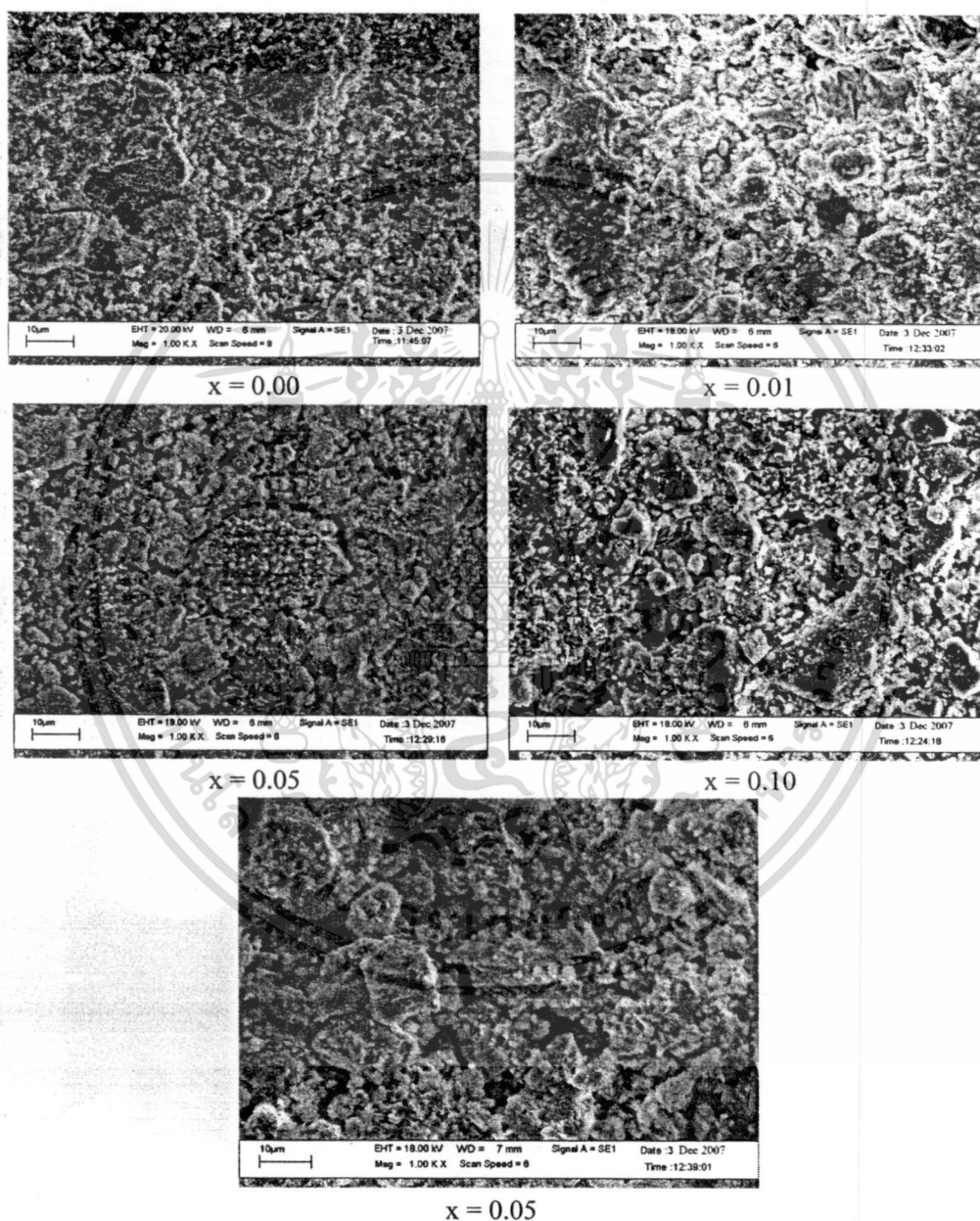


รูปที่ 4.5 แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของผลึก a และ c เมื่อเทียบกับปริมาณสัดส่วนผสมทางเคมีของอะตอม Mg (x) ค่าต่างๆของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิบัติกรการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

จากรูปที่ 4.5 แสดงถึงค่าคงที่ของผลึก a และค่าคงที่ของผลึก c เทียบกับปริมาณอะตอม Mg โดยที่ค่าคงที่ของผลึก a ที่ปริมาณการเจือของอะตอม Mg ในช่วง $0 \leq x \leq 0.10$ จะมีค่าคงที่ แต่เมื่อในช่วง $x = 0.20$ ค่าคงที่ของผลึก a นั้นจะมีค่าเพิ่มขึ้นเล็กน้อย ส่วนค่าคงที่ของผลึก c ที่ปริมาณสารเจือของอะตอม Mg ในช่วง $0 \leq x \leq 0.01$ ค่าคงที่ของผลึก c จะมีค่าเพิ่มขึ้น หลังจากนั้นในช่วง

$0.05 \leq x \leq 0.10$ ค่าคงที่ของผลึก c จะมีค่าคงที่และต่อมาในช่วง $0.10 \leq x \leq 0.20$ ค่าคงที่ของผลึก c จะมีค่าลดลง

4.1.3 ผลการทดลองที่ได้จากการถ่ายภาพด้วยกล้องจุลทรรศน์อิเล็กตรอนแบบส่องกราดของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิบัติการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

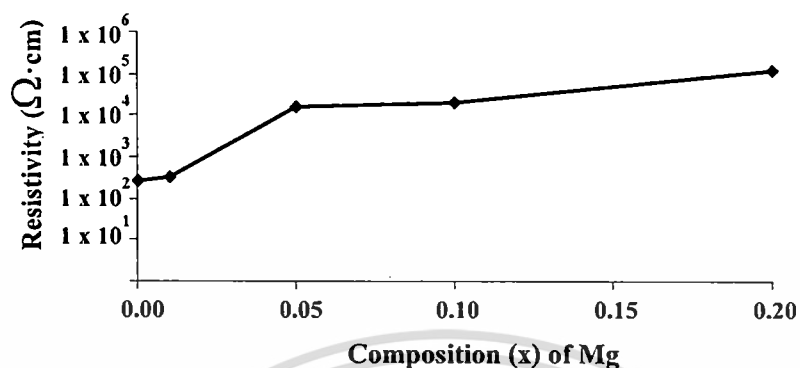


รูปที่ 4.6 แสดงรูปถ่าย SEM ของผิวหน้าเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิบัติการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

จากรูปแสดงภาพถ่าย SEM จะเห็นว่าเมื่อปริมาณการเจือของอะตอม Mg เพิ่มขึ้นขนาดของ

เกรนจะมีขนาดที่เพิ่มขึ้นและขณะเดียวกันช่องว่างระหว่างเกรนก็มีขนาดเพิ่มขึ้นด้วย ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้คัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

4.1.4 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

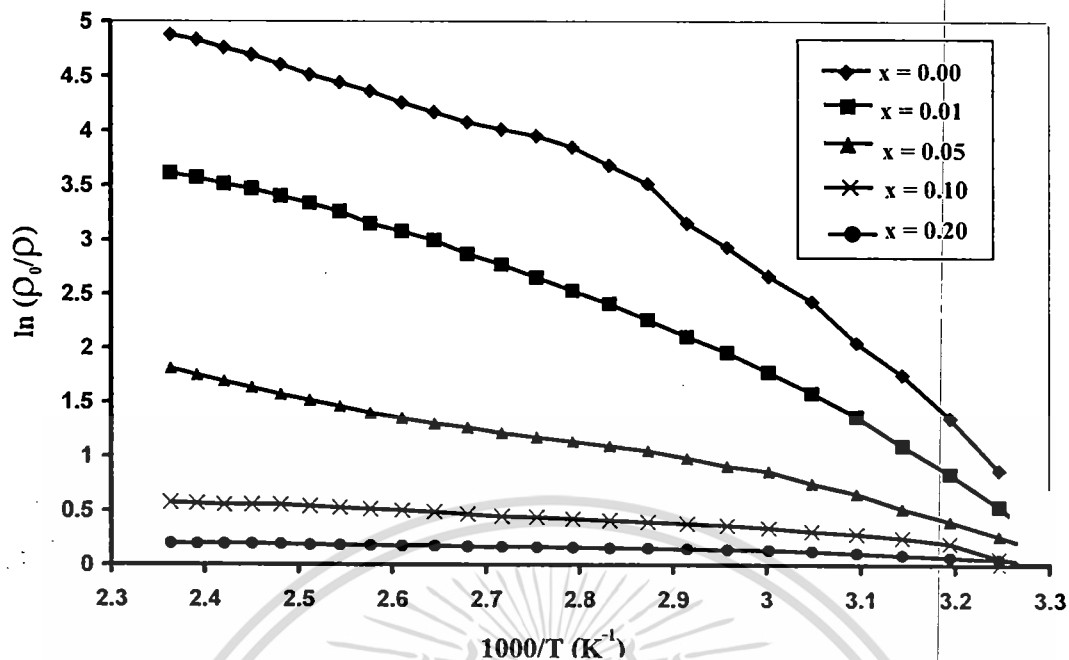


รูปที่ 4.7 แสดงสภาพต้านทานไฟฟ้าของเซรามิกส์ ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

ตารางที่ 4.2 แสดงค่าสภาพความต้านทานไฟฟ้าและค่าพลังงานกระตุ้นของเซรามิกส์ของสารประกอบ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

Composition (x)	Resistivity (Ω·cm)	Activation Energy (meV)		
		E_1	E_2	E_3
0.00	4.07×10^2	120	300	900
0.01	5.41×10^2	-	260	-
0.05	2.61×10^4	100	192	-
0.10	3.60×10^4	40	-	-
0.20	1.98×10^5	32	-	-
Defect type		O_i	V_{Cu}	Cu_i

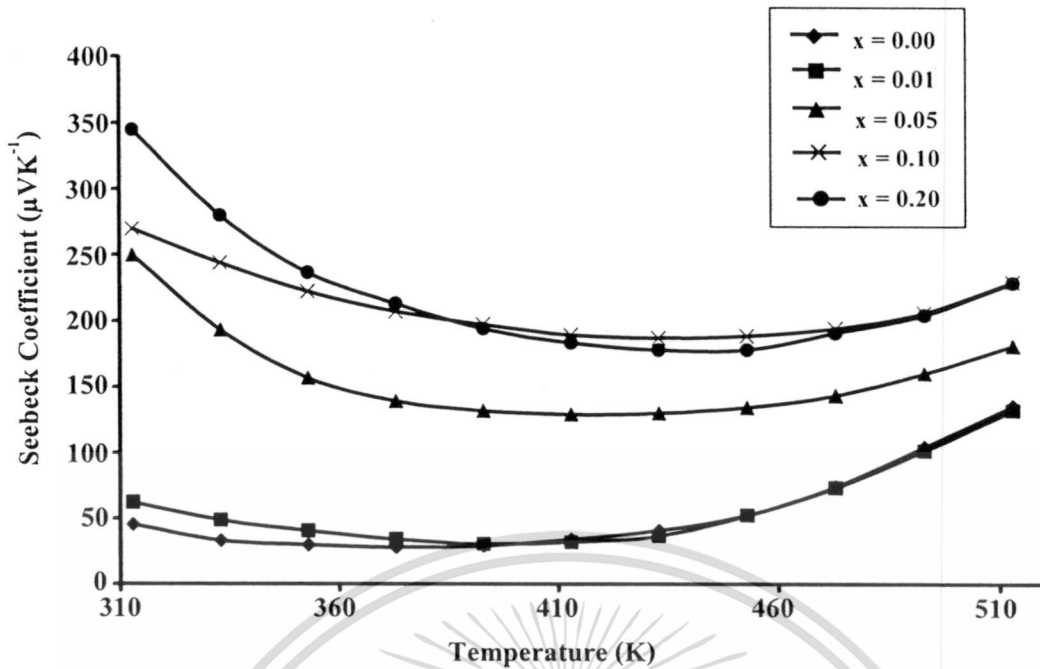
จากภาพที่ 4.7 และตารางที่ 4.2 จะเห็นว่าเมื่อเจือ Mg ในปริมาณเพิ่มมากขึ้นค่าสภาพความต้านทานจะมีค่าเพิ่มมากขึ้นด้วยและเมื่อไม่มีการเจืออะตอม Mg จะเกิดระดับพลังงาน 3 ระดับ คือ ระดับพลังงานของ O_i ระดับพลังงานของ V_{Cu} และระดับพลังงานของ Cu_i แต่เมื่อมีการเจืออะตอมของ Mg เพิ่มขึ้นนั้น ระดับพลังงานของ Cu_i จะหายไป



รูปที่ 4.8 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานไฟฟ้าเมื่อเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

4.1.5 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าความร้อนของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

ค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่อุณหภูมิห้องมีแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นตามปริมาณสารเจือ สัมประสิทธิ์ของซีเบกที่ปริมาณ x เท่ากับ 0.00 มีค่าประมาณ $50 \mu\text{VK}^{-1}$ และที่ค่า x มากขึ้นค่าสัมประสิทธิ์ของซีเบกจะมีค่าเพิ่มขึ้น โดยที่แนวโน้มของค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกจะมีลักษณะเช่นเดียวกัน คือ จะลดลงจากช่วงอุณหภูมิห้องจนถึงอุณหภูมิ 100°C และจะค่อยๆมีค่าเพิ่มขึ้นดังรูปที่ 4.9

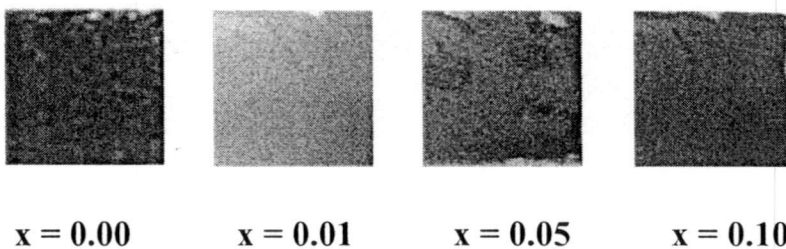


รูปที่ 4.9 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับอุณหภูมิของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมโดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

4.2 การศึกษาสมบัติพื้นฐานของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) โดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

4.2.1 ฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

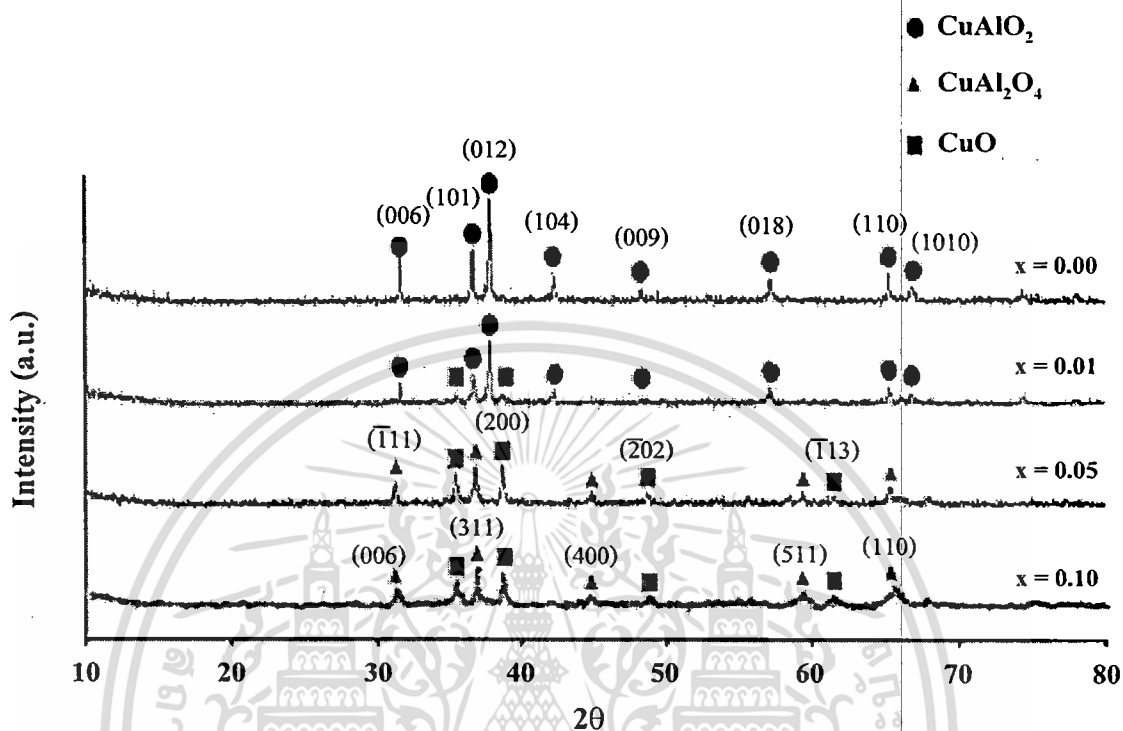
ฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) เตรียมได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์โดยใช้สารตั้งต้นที่เป็นเซรามิกส์ที่ได้จากวิธีปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก ฟิล์มที่ได้จะมีความพรุนที่สูง สีที่ได้จะมีลักษณะคล้ายกับเซรามิกส์



รูปที่ 4.10 แสดงภาพฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมได้โดยวิธี

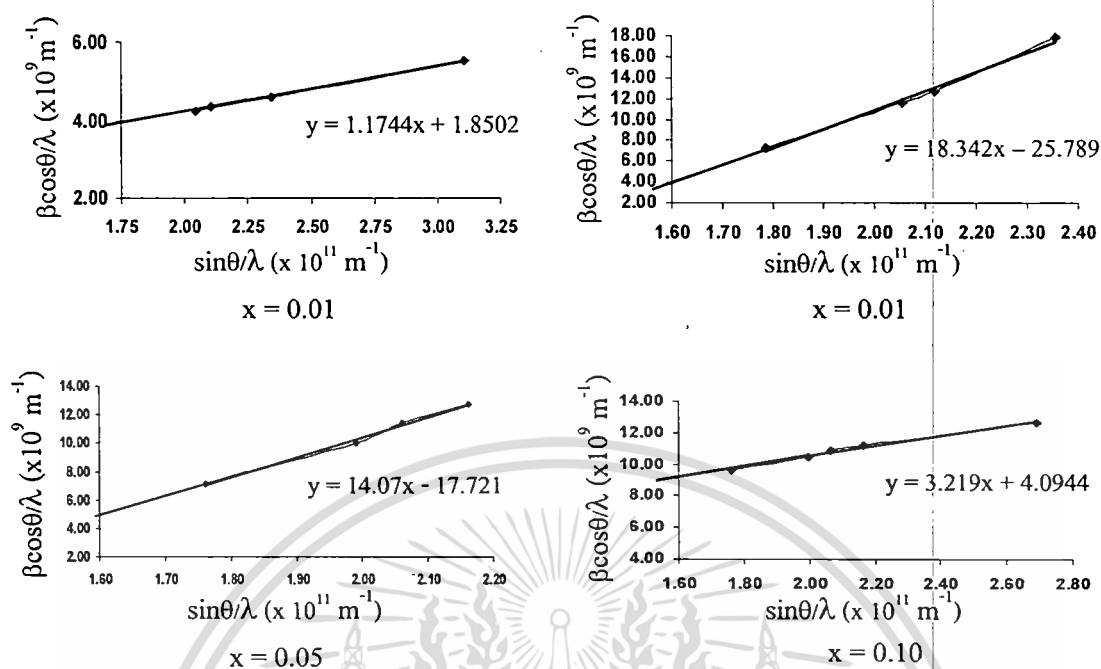
พิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์ เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนลิขสิทธิ์ไว้เพื่อใช้ในการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า ไม่ว่าจะกรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

4.2.2 การศึกษาการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์



รูปที่ 4.11 แสดงพีคความเข้มของการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

พีคของการเลี้ยวเบนของรังสีเอ็กซ์ของฟิล์มหนา $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) มีลักษณะเหมือนกับเซรามิกส์ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ คือปริมาณของอะตอม Mg ที่ x เท่ากับ 0.00 จะพบเฟสเดี่ยวของ CuAlO_2 และที่ x เท่ากับ 0.01 จะเริ่มพบเฟสของ CuO และ CuAl_2O_4 และในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$ จะพบว่าเฟสของ CuO และ CuAl_2O_4 นั้นมีแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นและเฟสของ CuAlO_2 จะหายไป

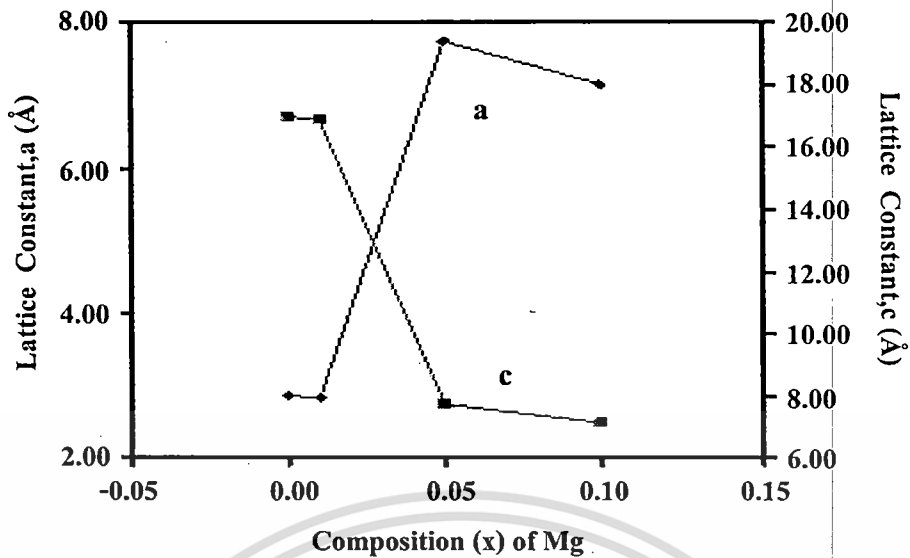


รูปที่ 4.12 แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง $\beta \cos \theta / \lambda$ กับ $\sin \theta / \lambda$ ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

ตารางที่ 4.3 แสดงค่าคงที่ของโครงสร้างของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

Composition (x)	Lattice Constant (Å)		c/a	Grain size (nm)	Strain	Dislocation Density (cm^{-2})
	a	c				
0.00	2.86	16.961	5.93	253.97	1.17×10^{-3}	1.55×10^{-5}
0.01	2.841	16.884	5.94	266.67	1.83×10^{-2}	1.41×10^{-5}
0.05 ^a	7.744	7.744	1	213.33	1.41×10^{-2}	2.20×10^{-5}
0.10 ^a	7.147	7.147	1	232.56	3.22×10^{-3}	1.85×10^{-5}

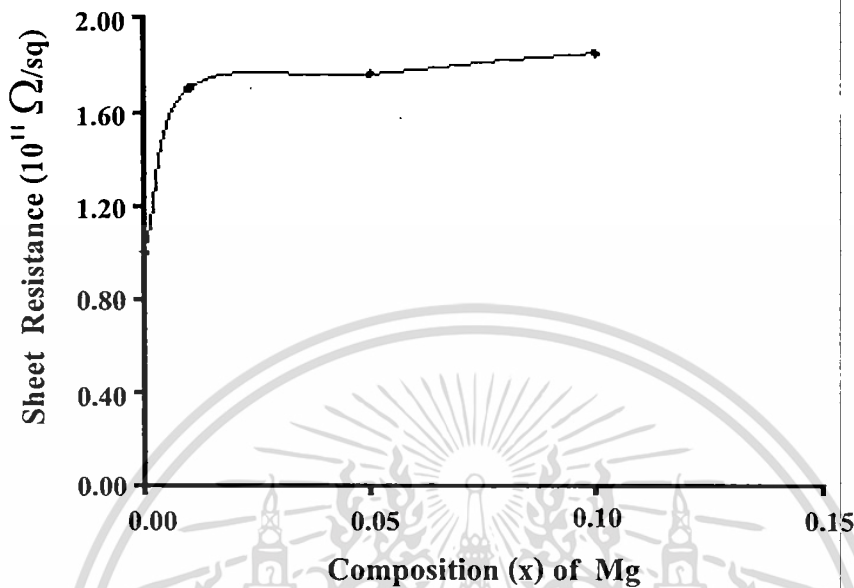
a: คือเฟสของ CuAl_2O_4



รูปที่ 4.13 แสดงกราฟความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ของผลึก a และ c เมื่อเทียบกับปริมาณของอะตอม Mg (x) ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

จากรูปที่ 4.13 แสดงถึงค่าคงที่ของผลึก a และค่าคงที่ของผลึก c เทียบกับปริมาณอะตอม Mg โดยที่ค่าคงที่ของผลึก a ที่ปริมาณการเจือของอะตอม Mg ในช่วง $0 \leq x \leq 0.01$ จะมีค่าลดลงเล็กน้อยเมื่อเจืออะตอม Mg ในช่วง $0.01 \leq x \leq 0.05$ ค่าคงที่ของโครงผลึก a จะมีค่าเพิ่มขึ้นเป็นอย่างมาก และเมื่อเจืออะตอม Mg ในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$ ค่าคงที่ของโครงผลึก a ก็จะมีค่าลดลงเล็กน้อย ส่วนค่าคงที่ของผลึก c ที่ปริมาณการเจือของอะตอม Mg ในช่วง $0 \leq x \leq 0.01$ จะมีค่าลดลงเล็กน้อยเมื่อเจืออะตอม Mg ในช่วง $0.01 \leq x \leq 0.05$ ค่าคงที่ของโครงผลึก c จะมีค่าลดลงเป็นอย่างมาก และเมื่อเจืออะตอม Mg ในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$ ค่าคงที่ของโครงผลึก c ก็จะมีค่าลดลง

4.2.3 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมที่ได้จากวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

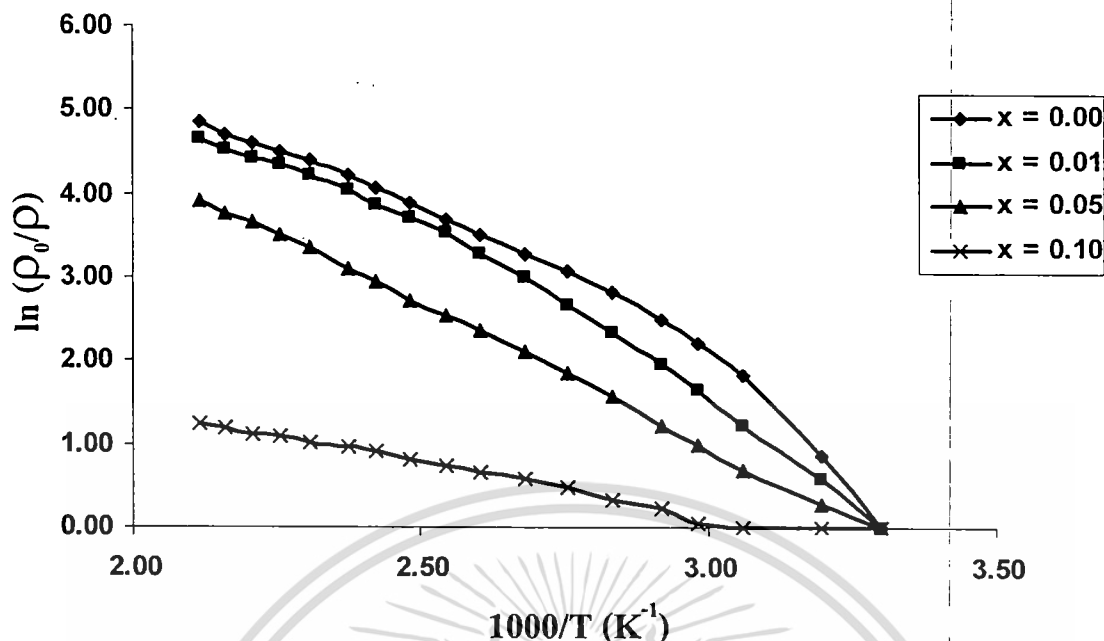


รูปที่ 4.14 แสดงค่าความต้านทานแผ่นเมื่อเทียบกับสัดส่วนของอะตอม Mg (x) ของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

ตารางที่ 4.4 แสดงค่าความต้านทานแผ่นของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

Composition (x)	Sheet Resistance (Ω/sq)
0.00	1.04×10^{11}
0.01	1.70×10^{11}
0.05	1.76×10^{11}
0.10	1.85×10^{11}

จากรูปที่ 4.14 และตารางที่ 4.4 แสดงถึงค่าความต้านทานแผ่นของฟิล์มหนาที่เพิ่มขึ้นในช่วงแรกคือที่ปริมาณของอะตอม Mg อยู่ในช่วง $0 \leq x \leq 0.01$ และเริ่มมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างช้าๆ ในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$



รูปที่ 4.15 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างสภาพต้านทานไฟฟ้าเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

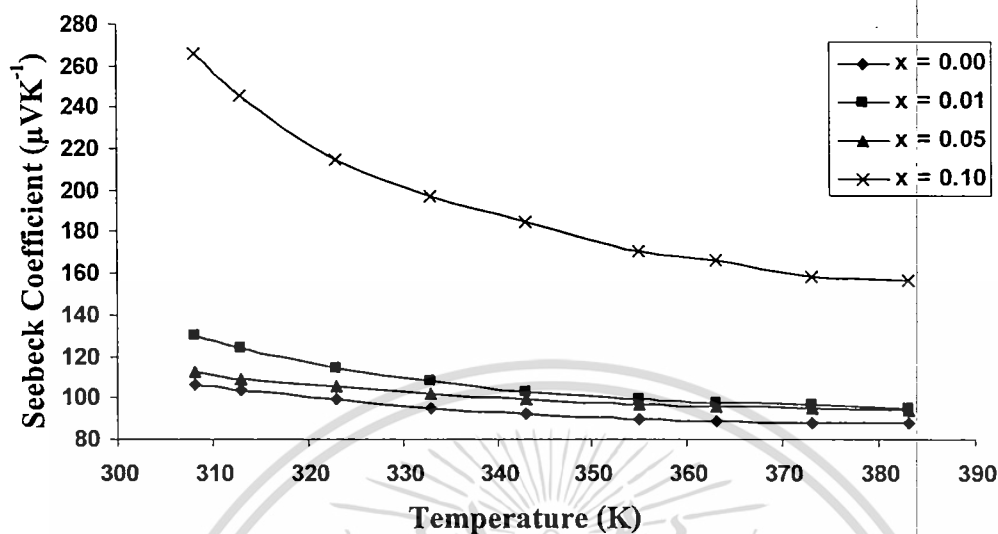
ตารางที่ 4.5 แสดงพลังงานกระตุ้นและค่าความต้านทานของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_x\text{Mg}_{0.1-x}\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

Composition (x)	Resistivity ($\Omega\text{-cm}$)	Activation Energy (meV)			
		E_1	E_2	E_3	E_4
0.00	1.04×10^{11}	318	657	-	-
0.01	1.70×10^{11}	-	783	-	1560
0.05	1.76×10^{11}	-	-	817	-
0.10	1.85×10^{11}	-	-	856	-
Defect type		V_{Cu}	V_{Al}	Cu_i	V_{O}

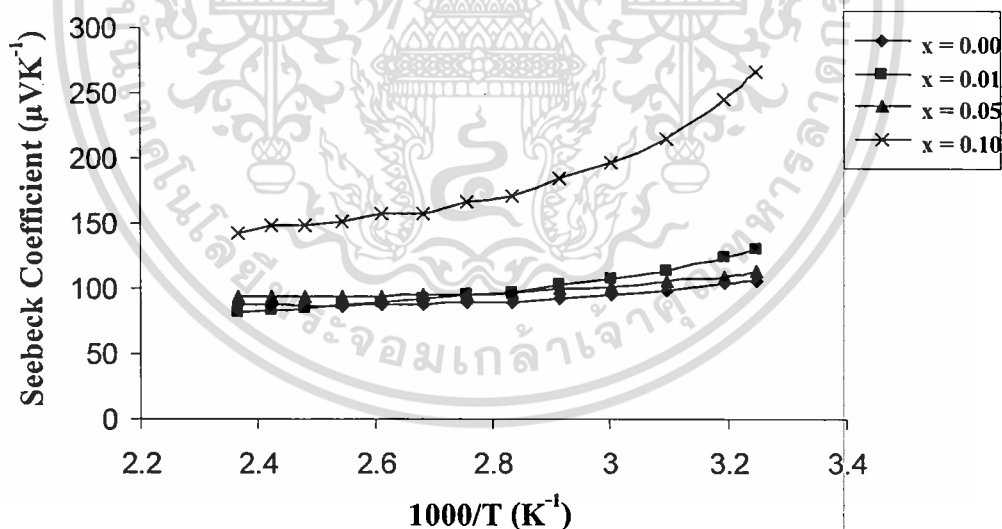
ระดับพลังงานการกระตุ้นที่พบในฟิล์มหนาในช่วงของปริมาณสารเจือ $x = 0$ จะพบระดับพลังงานของ V_{Cu} และ V_{Al} ในช่วง $x = 0.01$ จะพบระดับพลังงานของ V_{Al} และ V_{O} และในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.20$ จะพบระดับพลังงานของ Cu_i เพียงอย่างเดียว

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้าไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

4.2.4 การศึกษาสมบัติทางไฟฟ้าความร้อนของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์



รูปที่ 4.16 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับอุณหภูมิของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์



รูปที่ 4.17 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกเทียบกับส่วนกลับของอุณหภูมิของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

จากรูปที่ 4.16 และ 4.17 แสดงค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

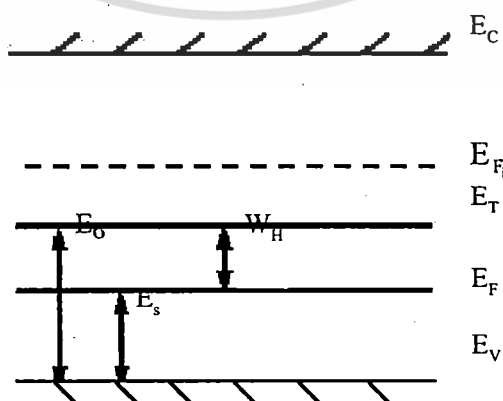
พบว่า ที่อุณหภูมิห้องมีแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นตามปริมาณสารเจือ สัมประสิทธิ์ซีเบกที่ปริมาณสารเจืออาร์ค่า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้คัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

(x) เท่ากับ 0.00 มีค่าประมาณ $105 \mu\text{VK}^{-1}$ โดยที่ปริมาณของสารเจือมีค่าเท่ากับ 0.00 , 0.01 , 0.05 จะมีแนวโน้มที่มีค่าใกล้เคียงกัน และเมื่อปริมาณของสารเจือมีค่าเท่ากับ 0.10 พบว่ามีค่าที่สูงกว่าปริมาณสารเจืออื่น ๆ มาก โดยมีค่าสัมประสิทธิ์ซีเบก ณ อุณหภูมิห้องประมาณ $265 \mu\text{VK}^{-1}$

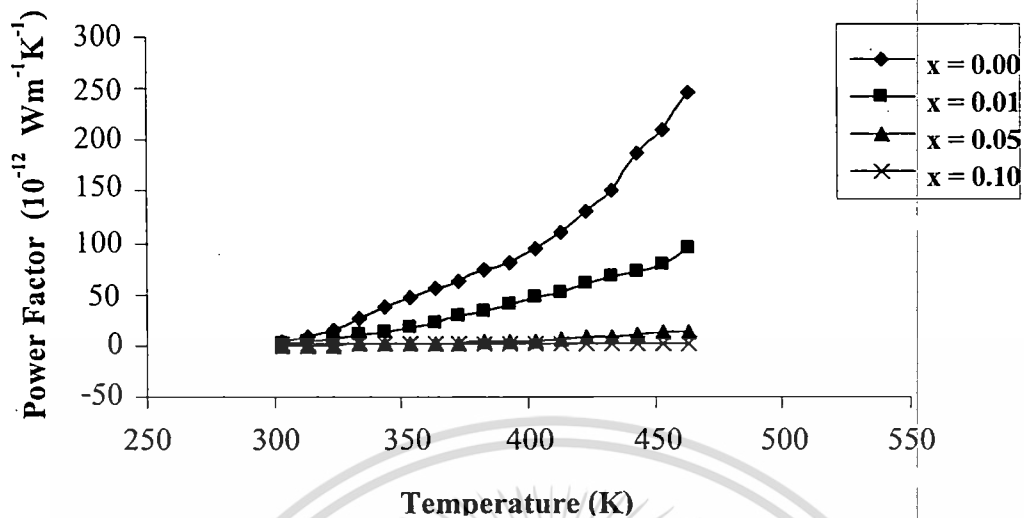
ตารางที่ 4.6 แสดงผลต่างระหว่างระดับพลังงานผู้รับและระดับพลังงานเฟอร์มิของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

Composition (x)	E_C (meV)	E_S (meV)	W_H (meV)
0.00	522	41	481
0.01	325	34	291
0.05	292	34	258
0.10	112	53	59

จากตารางที่ 4.6 พบว่าเมื่อปริมาณของสารเจือมีค่าเพิ่มขึ้นจะทำให้ E_C มีค่าลดลงอย่างมาก และ E_S มีค่าลดลงเล็กน้อยในช่วง $0.01 \leq x \leq 0.05$ และจะมีค่าเพิ่มมากขึ้นในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$ ดังนั้นจึงทำให้ค่า W_H ที่ได้มีค่าลดลง เมื่อปริมาณของสารเจือมีค่าเพิ่มมากขึ้นระดับพลังงาน E_C , E_S และ W_H จะปรากฏในรูปที่ 4.18



เอกสารรูปที่ 4.18 แสดงระดับพลังงานต่างๆที่ปรากฏในช่องว่างแถบพลังงานของฟิล์มหนา CuAlO_2 ด้านการคำนวณว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้



รูปที่ 4.19 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างแฟกเตอร์กำลังเทียบกับอุณหภูมิของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์

จากรูปที่ 4.19 แสดงถึงค่าแฟกเตอร์กำลังของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนแผ่นฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์ พบว่าเมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้นจะทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังของทุกกรณี มีค่าเพิ่มขึ้นแต่เมื่อปริมาณของสารเจือเพิ่มขึ้น จะมีผลทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังที่อุณหภูมิสูงๆมีค่าเพิ่มขึ้นน้อยลง และพบว่าที่ $0.05 \leq x \leq 0.10$ ค่าแฟกเตอร์กำลังที่ได้มีแนวโน้มค่อนข้างคงที่ โดยเมื่ออุณหภูมิมีค่าเพิ่มขึ้นจะทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังที่ได้มีค่าเพิ่มขึ้นเพียงเล็กน้อยเท่านั้น

บทที่ 5

สรุปและข้อเสนอแนะ

ในบทนี้เป็นการสรุปการดำเนินโครงการวิจัยนี้ ตั้งแต่ขั้นเตรียมสารตัวอย่างในแบบเซรามิกส์และฟิล์มหนา จากนั้นได้ทำการศึกษาสมบัติพื้นฐานต่างๆ ที่สำคัญของสารตัวอย่างทั้ง 2 ชนิด รวมทั้งยังได้ทำการวิเคราะห์และสรุปผลการทดลอง พร้อมทั้งให้ข้อเสนอแนะเพื่อเป็นแนวทางในการดำเนินงานต่อไป

5.1 สรุปผลการทดลองของเซรามิกซ์ของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่เตรียมได้ โดยปฏิกิริยาการเกิดเป็นสารละลายของแข็งจากสารตั้งต้นที่เป็นผงผลึก

เซรามิกซ์ของสารกึ่งตัวนำ CuAlO_2 ที่เตรียมได้เป็นเฟสเดี่ยวที่มี โครงสร้างผลึกแบบเดลตาฟอสไฟท์ สเปซกรุป $R\bar{3}m$ หน่วยเซลล์เป็นแบบเฮกซะโกนอลมีค่าคงที่ของโครงผลึก a และ c เท่ากับ 2.857 และ 16.943 Å แต่สำหรับเซรามิกซ์ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) ที่มีการเจืออะตอม Mg เข้าไปในโครงผลึกของ CuAlO_2 พบว่าเมื่อ x มีค่าเพิ่มขึ้นจาก 0 ถึง 0.10 ค่าคงที่โครงผลึกแกน c มีแนวโน้มเพิ่มขึ้นส่วนค่าคงที่โครงผลึกแกน a มีค่าคงที่ แสดงว่าไอออน Mg^{2+} ได้เริ่มเข้าไปแทนที่ในตำแหน่งของ Cu^+ ซึ่งโครงผลึก CuAlO_2 มักจะมี V_{Cu} ปรากฏอยู่เสมอ (Ingram; et.al. 2005) โดยที่ Mg ไม่ได้เข้าไปแทนที่ในตำแหน่งของ Al^{3+} เนื่องจากรัศมีไอออน Mg^{2+} (เท่ากับ 0.72 Å) มีขนาดใหญ่กว่ารัศมีของ Al^{3+} (เท่ากับ 0.535 Å) และมีขนาดเล็กกว่ารัศมีของ Cu^+ (เท่ากับ 0.95 Å) ซึ่งปรากฏการณ์ที่ Mg^{2+} เข้าไปแทนที่ในตำแหน่งของ Cu^+ นี้ Stauber และเพื่อนร่วมงาน (Banerjee; Maity and Chattopadhyay 2003) ได้รายงานไว้ในฟิล์มบางของ $\text{CuAlO}_2:\text{Mg}$ ก่อนหน้านี้แล้ว

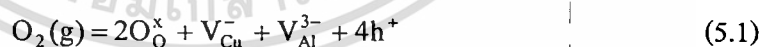
สำหรับ $0.10 \leq x \leq 0.20$ ค่าคงที่โครงผลึกแกน a และ แกน c มีค่าเพิ่มขึ้นและลดลงเพียงเล็กน้อยตามลำดับ ส่วนพีคการเลี้ยวเบนที่ $0.05 \leq x \leq 0.20$ จะเริ่มปรากฏเฟสของ CuO และ CuAl_2O_4 ขึ้นแสดงว่าปริมาณ Mg^{2+} สามารถเข้าไปแทนที่ในตำแหน่งของ Cu^+ เมื่อ x ไม่เกิน 0.10 แต่เมื่อ $x \geq 0.10$ ค่าคงที่โครงผลึกแกน c มีแนวโน้มลดลงแต่ค่าคงที่โครงผลึกแกน a มีแนวโน้มเพิ่มขึ้น แสดงว่า Mg^{2+} สามารถที่จะเข้าไปในตำแหน่งของ Al^{3+} ได้บ้างแต่ที่ปริมาณของเฟส CuO และ CuAl_2O_4 มีปริมาณเพิ่มขึ้นมาก จากโครงสร้างผลึกแบบเดลตาฟอสไฟท์ ชั้นดัมเบลของ O-Cu-O จะวางตัวอยู่ในแนวแกน c ส่วนชั้นของออกทระฮีดรัล AlO_6 ที่มีขอบเชื่อมติดกัน (edge-sharing octahedral) จะขนานกับระนาบ ab โดยที่ชั้นของดัมเบล O-Cu-O กับชั้นของออกทระฮีดรัล

จะวางตัวในลักษณะสลับชั้นกันตามแนวแกน c ได้ 2 แบบ คือแบบ AaBbAaBb ซึ่งเรียกว่าชนิด 2H (2H polytype) กับแบบ AaBbCcAaBbCc ซึ่งเรียกว่าชนิด 3R (3R polytype) การที่ Mg^{2+} เข้าไปแทนที่ใน V_{Cu} จะทำให้ค่าคงที่โครงผลึกแกน c มีค่าเพิ่มขึ้น แต่เมื่อปริมาณของ Mg^{2+} เพิ่มขึ้นถึง $x = 0.10$ แล้ว Mg^{2+} จะเริ่มเข้าแทนที่ในตำแหน่งของ Al^{3+} ได้บ้างจึงส่งผลให้ค่าคงที่โครงผลึกแกน a มีค่าเพิ่มขึ้นบ้าง เนื่องจากชั้นของออกไซด์คริสตัล AlO_6 วางตัวอยู่ในระนาบ ab แต่หน่วยเซลล์ของ $CuAlO_2$ เป็นระบบบรอมโบฮีดรัล ดังนั้น $a = b$ และรัศมีของ Mg^{2+} ใหญ่กว่ารัศมีของ Al^{3+} มากเมื่อ Mg^{2+} แทนที่ในตำแหน่งของ Al^{3+} จึงส่งผลให้ค่าคงที่โครงผลึกแกน a มีค่าเพิ่มขึ้น

จากภาพถ่าย SEM ของเซรามิกส์ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) แสดงให้เห็นว่าเมื่อ x มีค่าเพิ่มขึ้นเกรนจะมีขนาดใหญ่ขึ้นในลักษณะที่แต่ละเกรนมีขนาดใกล้เคียงกันมากขึ้นแต่ช่องว่างระหว่างเกรนมีขนาดใหญ่ขึ้นด้วย แสดงว่าเซรามิกส์มีรูพรุนมากขึ้นเมื่อปริมาณ x เพิ่มขึ้น

จากการศึกษาสมบัติเชิงไฟฟ้าของเซรามิกส์ $CuAl_{1-x}Mg_xO_2$ ($0 \leq x \leq 0.20$) เมื่อปริมาณสารเจือ Mg^{2+} เพิ่มขึ้นสภาพต้านทานไฟฟ้าจะมีค่าเพิ่มขึ้น

สำหรับโครงสร้างผลึกแบบเตลาฟอสไฟท์ สภาพนำไฟฟ้าจะขึ้นอยู่กับสัดส่วนทางเคมีของอะตอมที่ต่างไปจากกรณีอุดมคติหรือที่เรียกว่า นอนสโตยเคียมเมตรี (nonstoichiometry) ซึ่งจะก่อให้เกิดข้อบกพร่องชนิดจุด (point defects) ในหลายๆ แบบ เช่น อะตอมโลหะของโครงผลึกขาดหายไป (metal deficit) และการเติมอะตอมออกซิเจนส่วนเกินเข้าไปในโครงผลึกซึ่งเรียกกระบวนการนี้ว่า อินเตอร์เคเลชัน (intercalation) หรือกระบวนการออกซิเดชัน (oxidation) ซึ่งข้อบกพร่องทั้ง 2 แบบดังกล่าวนี้เกี่ยวข้องกับอะตอมออกซิเจนส่วนเกินในโครงผลึก ในกรณีที่มีอะตอมของออกซิเจนส่วนเกินซึ่งเกิดขึ้นเนื่องมาจากแวกแคนซีของ Cu และ Al จะแสดงได้ดังความสัมพันธ์ (Stauber; et. al. 2000)



เมื่อ O_O^x , V_{Cu}^- , V_{Al}^{3-} และ h^+ คืออะตอมของออกซิเจน แวกแคนซีของ Cu แวกแคนซีของ Al และโฮลตามลำดับ

ส่วนกรณีที่มีอะตอมออกซิเจนส่วนเกินโดยกระบวนการอินเตอร์เคเลชันอะตอมออกซิเจนดังกล่าวจะปรากฏแทรกอยู่ระหว่างโครงผลึก (O_I^{2-}) ดังความสัมพันธ์ (Banerjee and Chattopadhyay 2005)



ปรากฏการณ์ฮอลล์ได้ ดังนั้นค่าความหนาแน่นของพาหะและค่าสภาพคล่องของฮอลล์จึงไม่ได้มีรายงานไว้

สำหรับค่าสัมประสิทธิ์ซีเบกของฟิล์มหนา $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ที่อุณหภูมิห้องมีค่าประมาณ $105 \mu\text{VK}^{-1}$ โดยที่ปริมาณของสารเจือ (x) = 0.00, 0.01 และ 0.05 จะมีแนวโน้มที่มีค่าใกล้เคียงกัน และเมื่อปริมาณของสารเจือมีค่าเท่ากับ 0.10 พบว่ามีค่าที่สูงกว่าปริมาณสารเจืออื่น ๆ มากโดยมีค่าสัมประสิทธิ์ซีเบก ณ อุณหภูมิห้องประมาณ $265 \mu\text{VK}^{-1}$

เมื่อปริมาณของสารเจือมีค่าเพิ่มขึ้นนั้นจะทำให้ E_{σ} มีค่าลดลงอย่างมาก และ E_{μ} มีค่าลดลงเล็กน้อยในช่วง $0.01 \leq x \leq 0.05$ และจะมีค่าเพิ่มมากขึ้นในช่วง $0.05 \leq x \leq 0.10$ ดังนั้นจึงทำให้ค่า W_H ที่ได้มีค่าลดลง แสดงให้เห็นว่าเมื่อปริมาณสารเจือ Mg เพิ่มขึ้น กลไกการนำไฟฟ้าแบบกระโดดในระยะไม่คงที่ (variable range hopping) จะเด่นชัดขึ้นมาก

สำหรับค่าแฟกเตอร์กำลังของฟิล์มหนาของสารกึ่งตัวนำ $\text{CuAl}_{1-x}\text{Mg}_x\text{O}_2$ ($0 \leq x \leq 0.10$) ที่เตรียมโดยวิธีพิมพ์สกรีนลงบนฐานรองรับที่เป็นกระจกสไลด์ พบว่าเมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้นจะทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังของทุกกรณีมีค่าเพิ่มขึ้นแต่เมื่อปริมาณของสารเจือเพิ่มขึ้นจะมีผลทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังที่อุณหภูมิสูงๆมีค่าเพิ่มขึ้นน้อยลง และพบว่าที่ $0.05 \leq x \leq 0.10$ ค่าแฟกเตอร์กำลังที่ได้มีแนวโน้มค่อนข้างคงที่ โดยเมื่ออุณหภูมิมีค่าเพิ่มขึ้นจะทำให้ค่าแฟกเตอร์กำลังที่ได้มีค่าเพิ่มขึ้นเพียงเล็กน้อยเท่านั้น

5.3 ปัญหาและข้อเสนอแนะ

1. การเจือ Mg ลงในโครงผลึกของเซรามิกส์ของสารกึ่งตัวนำ CuAlO_2 ไม่ช่วยให้สภาพความต้านทานไฟฟ้าของเซรามิกส์ลดลงได้ ดังนั้นจึงควรรหาสารเจืออื่นที่เหมาะสมกว่าเช่น N, Ni, Fe หรือ Ca เป็นต้น
2. การเตรียมฟิล์มหนา CuAlO_2 ด้วยเทคนิคอื่นเช่น ดีซีสปีดเตอร์ริง ภายใต้การควบคุมปริมาณก๊าซ O_2 / Ar ในปริมาณที่เหมาะสมจะช่วยทำให้ฟิล์มหนามีสมบัติเหมาะสมกับการประยุกต์เป็นชั้นดูดกลืนแสงของเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดฟิล์มหนา n-CdS/p-CuAlO₂
3. ควรมีการวัดสัมประสิทธิ์ซีเบกที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิห้อง
4. ควรศึกษาสมบัติของ CuAlO_2 กรณีที่เจือธาตุหมู่ IV เพื่อให้เป็นชนิดเอ็น

เอกสารอ้างอิง

1. T. Koyanagi, H. Harima, A. Yanase, H. Katayama-yoshida, "Materials Design of P-type Transparent Conducting Oxides of Delafossite CuAlO_2 by Super-cell FLAPW Method" J. Phys. Chem. Solids, vol. 64, 2003, pp. 1443-1446.
2. G. Thomas, "Materials Science: Invisible Circuits" Nature, vol. 389, 1997, pp. 907-910.
3. A. N. Banejee, D. Panda and K. K. Chattopadhyay, "Fabrication of p- CuAlO_2 /n-ZnO:Al Heterojunction Diodes for Transparent Electrodes" Proceedings in Photonics 2004, 9-11 December 2004, Cochin, India.
4. H. Kawazoe, M. Yasukawa, H. Hyodo, M. Kurita, H. Yanagi and H. Hosono, "P-type Electrical Conduction in Transparent Thin Films of CuAlO_2 " Nature, vol. 389, 1997, pp. 939-942.
5. B. J. Ingram, M. I. Bertoni, K. R. Poeppelmeier and T. O. Mason, "Point Defects and Transport Mechanisms in Transparent Conducting Oxides of Intermediate Conductivity" Thin Solid Films, vol. 486, 2005, pp. 86-93.
6. K. Park, K. Y. Ko and W. S. Seo, "Thermoelectric Properties of CuAlO_2 " J. Eur. Ceram. Soc., vol. 25, 2005, pp. 2219-2222.
7. J. Tate, M. K. Jayaraj, A. D. Draeseke, T. Ulbrich, A. W. Sleight, K. A. Vanaja, R. Nagarajan, J. F. Wager and R. L. Hoftman, "P-type for Use in Transparent Diodes" Thin Solid Films, vol. 411, 2002, pp. 119-124.
8. A. N. Banejee, R. Maity, P. K. Ghosh and Chattopadhyay, "Thermoelectric Properties and Electrical Characteristics of Sputter-Deposited p- CuAlO_2 Thin Films" Thin Solid Films, vol. 474, 2005, pp. 261-266.
9. N. Tsuboi, Y. Takahashi, S. Kobayashi, H. Shimizu, K. Kato and F. Kaneko, "Delafossite CuAlO_2 Films Prepared by Reactive Sputtering Using Cu and Al Targets" J. Phys. Chem. Solids, vol. 64, 2003, pp. 1671-1674.
10. E. M. Alkoy and P. J. Kelly, "The Structure and Properties of Copper Oxide and Copper Aluminium Oxide Coating Prepared by pulsed Magnetron Sputtering of Powder Targets" Vacuum, vol. 97, 2005, pp. 221-230.
11. M. Ohashi, Y. Iida and H. Morikawa, "Preparation of CuAlO_2 Films by Wet Chemical Synthesis" J. Am. Ceram. Soc., vol. 85, No. 1, 2002, pp. 270-272.

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

12. K. Tonooka, K. Shimokawa and O. Nishimura, "Properties of Copper-Aluminium Oxide Films Prepared by Solution Methods" *Thin Solid Films*, vol. 411, 2002, pp. 129-133.
13. H. Katayama-Yoshida, T. Koyanagi, H. Funashima, H. Harima and A. Yanase, "Engineering of Nested Fermi Surface and Transparent Conducting p-type Delafossite CuAlO_2 : Possible Lattice Instability or Transparent Superconductivity?" *Solid State Comm.*, vol. 126, 2003, pp. 135-139.
14. U. Ran and H. Shock, "Future Development of CdS/CuInSe_2 Thin Films Solar Cells" *Appl. Phys. A*, vol. 69, No. 7, 1999, pp. 131-147.
15. P. D. Paulson and V. Dutta, "Study of in situ CdCl_2 Treatments on CSS Deposited CdTe Films and CdS/CdTe Solar Cells" *Thin Solid Films*, vol. 370, 2000, pp. 299-306.
16. K. Tanaka, T. Kubota and Y. Sakabe, "Preparation of Piezoelectric $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$ on ZrO_2 Substrate Using Low Temperature Firing", *Sens. Actuators A*, vol. 96, 2002, pp. 179-183.
17. Z. C. Yuan, A. J. Williams and T. C. Shields, "The Production of Hexaferrite Thick Films by Screen printing" *J. Magn. Mater.*, vol. 247, 2002, pp. 257-269.
18. งามนิตย์ แก้วแดง, จูตินัย แก้วแดง, ชัยสิงห์ ภูร์กษเกียรติ และ ทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ การเตรียมและการศึกษาสมบัติของฟิล์มบาง $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ เพื่อประดิษฐ์เป็นเซลล์แสงอาทิตย์. รายงานวิจัยเสนอต่อ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง, 2545.
19. จูตินัย แก้วแดง, งามนิตย์ แก้วแดง, ทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ, ชัยสิงห์ ภูร์กษเกียรติ "การประดิษฐ์ฟิล์มบาง $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}$ ที่มี Zn ในปริมาณสูงสำหรับ เซลล์แสงอาทิตย์" รายงานการวิจัยเสนอต่อ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง, 2546.
20. จูตินัย แก้วแดง, งามนิตย์ แก้วแดง และ ทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ "การเตรียมฟิล์มบาง CdS ที่เจือด้วยอะตอม In โดยวิธีระเหยในระบบสุญญากาศ" รายงานการวิจัยเสนอต่อ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง, 2547.
21. จูตินัย แก้วแดง งามนิตย์ วงษ์เจริญ และทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ "การประดิษฐ์ฟิล์มบางดีบุกออกไซด์ที่เจือด้วยอะตอมฟลูออรีนสำหรับเป็นขั้วไฟฟ้าโปร่งแสงของเซลล์แสงอาทิตย์" รายงานการวิจัยเสนอต่อ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง, 2549.
22. จูตินัย แก้วแดง, งามนิตย์ วงษ์เจริญ, ทิพรรัตน์ วงษ์เจริญ และ ชัยสิงห์ ภูร์กษเกียรติ การพัฒนาเซลล์แสงอาทิตย์ชนิดหัวต่อวิวิธพันธุ์ของฟิล์มบาง CdS/CdTe ระยะที่ 1 รายงานการวิจัยเสนอต่อ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง, 2548.

23. J.W.S. Hearle, J.T. Sparrow and P.M. Cross, *The Use of the Scanning Electron Microscope*, New York: Pergamon Press Ltd., 1973. Abelas F., *Optical Properties of Solids.*, London: North-Holland, 1972.
24. van der Pauw L. J. 1958. "A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape." *Philips Res. Repts.*, vol. 13, pp. 1-9.
25. W.R. Runyan, *Semiconductor Measurement and Instrument* 3rd ed., New York: Mc Graw-Hill, 1975.
26. D.K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization* 2nd ed., New York: John Wiley & Sons Inc., 1998.
27. ดุสิต เครื่องงาม. 2535. โพลีคริสตัลฟิสิกส์. กรุงเทพมหานคร. ซีเอ็ดยูเคชั่น.
28. B.J. Ingram, et. al. "Electronic Structure and Small Polaron Hole Transport of Copper Aluminate" *Phys. Rev. B.* vol. 64, 2001, pp. 1-7.
29. K.T. Jacob, and C.B. Alcock, "Thermodynamics of CuAlO_2 and CuAl_2O_4 and Phase Equilibria in the System $\text{Cu}_2\text{O-CuO-Al}_2\text{O}_3$," *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 58(5-6), 1975, pp. 192-195.
30. N.F. Mott and E.A. Davis *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, Oxford: Clarendon, 1979.



เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ดัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

ประวัติหัวหน้าโครงการวิจัย

1. **ชื่อผู้ขอรับทุน** (ภาษาไทย) นายฐิตินัย แก้วแดง
(ภาษาอังกฤษ) Mr. Thitinai Gaewdang
2. **ตำแหน่งและสถานที่ทำงานปัจจุบัน**
รองศาสตราจารย์ ระดับ 9 ภาควิชาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์
สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง เขตลาดกระบัง
กรุงเทพฯ 10520 โทร. 0-2326-4339-53 ต่อ 328, 285
3. **ประวัติการศึกษา**
วท.บ. (ฟิสิกส์) จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย กรุงเทพฯ
วท.ม. (ฟิสิกส์) จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย กรุงเทพฯ
Ph.D (Materials Science) Bordeaux University I, France
4. **ประสบการณ์ในการวิจัย**
 - 4.1 การปลูกผลึกของสารกึ่งตัวนำ และสารประกอบออกไซด์ ด้วยวิธีบริดจ์แมน-สโตคบาร์เกอร์ และวิธี CVD
 - 4.2 การเตรียมฟิล์มบางของสารกึ่งตัวนำด้วยวิธีระเหยในระบบสุญญากาศวิธีอบสารละลายเคมี และวิธีสเปร์ไพโรไลซิส
 - 4.3 การศึกษาสมบัติพื้นฐาน เช่น คุณสมบัติเชิงไฟฟ้า คุณสมบัติเชิงแสง เป็นต้น
5. **ผลงานวิจัยที่ตีพิมพ์ออกเผยแพร่นวารสารและสิ่งตีพิมพ์ต่าง ๆ**
 - 5.1 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Siripudhaiwon and N. Promros "Influence of Substrate Temperature on Some Properties of Close-Spacing Thermal Evaporated CdTe Thin Films" Smartmat'-08 & IWOFM-2, 22-25 April 2008, Chiang Mai, Thailand, Abstract Book, p.382.
 - 5.2 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, J. Wattananurak and C. Poo-Rakkiat "Structural and Electrical Properties of Ni-Doped CuAlO₂" International Conference on Engineering, Applied Science and Technology (ICEAST 2007), November 21-23, 2007, Bangkok, Thailand, Proceedings, pp.885- 888.
 - 5.3 T. Gaewdang and Ng. Wongcharoen "Optical and Electrical Properties of Chemical Bath Co-Deposited CdS-ZnS Thin Films" ISES Solar World Congress 2007, September 18- 21, 2007, Beijing, China, Proceedings, pp.1299-1302.

เอกสารนี้เป็นเอกสารที่สงวนไว้สำหรับการใช้งานเพื่อการศึกษาเท่านั้น ไม่อนุญาตให้นำไปใช้ประโยชน์ด้านการค้า
ไม่ว่ากรณีใดๆทั้งสิ้น อีกทั้งห้ามมิให้ตัดแปลงเนื้อหา และต้องอ้างอิงถึงเจ้าของเอกสารทุกครั้งที่มีการนำไปใช้

- 5.4 Ng. Wongcharoen and T. Gaewdang “Co-existence of F and Sb Dopant in Transparent Conducting SnO₂ Thin Films Prepared by Ultrasonic Spray Pyrolysis Method” ISES Solar World Congress 2007, September 18- 21, 2007. Beijing, China, Proceedings, pp.1269-1274.
- 5.5 T. Gaewdang and Ng. Wongcharoen “Growth and Characterization of Co-Doped Fluorine and Antimony in Tin Oxide Thin Films Obtained by Ultrasonic Spray Pyrolysis” Journal of Solid Mechanics and Material Engineering, Vol. 1, No. 4, 2007, pp.592-601.
- 5.6 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Sittiketkorn and N. Promros “Effects of Sodium Incorporation in Copper Indium Diselenide Thin Films Grown by Thermal Evaporation Method” Laos Journal on Applied Science, Vol 1, No. 1, November 2006 (Special Issue), pp.134-141.
- 5.7 T. Gaewdang, Ng. Wongcharoen, A. Hanwungmoung and N. Promros “Influence of Precursor-Substrate Spacer on Some Properties of CSS-CdTe Thin Films” Laos Journal on Applied Science, Vol 1, No. 1, November 2006 (Special Issue), pp.151-157.
- 5.8 T. Gaewdang, Ng. Wongcharoen, A. Nakaruk and N. Promros “Growth and Characterization of Co-Doped Fluorine and Antimony in Tin Oxide Thin Films Obtained by Ultrasonic Spray Pyrolysis” Asian Symposium on Materials and Processing 2006 (ASMP2006), November 9-10, 2006 Sofitel Central Plaza Bangkok, Thailand. Proceeding, p.36.
- 5.9 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Sittiketkorn and N. Promros “The Role of Sodium, Sulfur and Oxygen Incorporation in Copper Indium Diselenide Thin Films” Asian Symposium on Materials and Processing 2006 (ASMP2006), November 9-10, 2006 Sofitel Central Plaza Bangkok, Thailand. Proceeding, p.47.
- 5.10 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Prachopchok and P. Sittiketkorn “Electrical Properties of P-type CuAlO₂ Transparent Conducting Oxide” KMITL SCIENCE JOURNAL, Vol. 6, No. 1, 2006, pp.70- 77.
- 5.11 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang “Investigations on Chemically Deposited Cd_{1-x}Zn_xS Thin Films With Low Zn Content” Materials Letters, Vol.59, 2005 pp. 3577- 3584.
- 5.12 Ng. Wongcharoen and T. Gaewdang “Comparative Studies of Thermally Evaporated Cd_{1-x}Zn_xS Thin Films Prepared by Using Different Precursors” Technical Digest of the International PVSEC-15, 10-15 October 2005, Shanghai, RPC. pp.694- 695.
- 5.13 T. Gaewdang and Ng. Wongcharoen “Optical and Electrical Properties of B-Doped Cd_{0.6}Zn_{0.4}S Thin Films Prepared by Chemical Bath Deposition Method” Technical Digest of the International PVSEC-15, 10-15 October 2005, Shanghai, RPC. pp.696- 697.

- 5.14 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang, C. Poo-Rakkiat and A. Nakaruk “Optoelectronic Properties of Fluorine Doped Tin Oxide Thin Films Prepared by Spray Pyrolysis Deposition Technique” The International Conference on Smart Materials SmartMat’04, 1-3 December 2004, Imperial Mae Ping Hotel, Chiang Mai, Thailand, p.62.
- 5.15 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Sittiketkorn, S. Kirtsaeng and T. Chanyatham “Effects of Selenization Temperature on Some Properties of CuInSe₂ Thin” 31th Congress on Science and Technology of Thailand, 18- 20 October 2005, Technopolis, Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand, p.207.
- 5.16 Ng. Wongcharoen, T. Gaewdang, P. Sittiketkorn, S. Kirtsaeng and T. Chanyatham “Effects of Selenization Temperature on Some Properties of CuInSe₂ Thin” 31th Congress on Science and Technology of Thailand, 18- 20 October 2005, Technopolis, Suranaree University of Technology, Nakhon Ratchasima, Thailand, p.207.
- 5.17 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang and A. Nakaruk “Studies on the Electrical and Optical Properties of SnO₂:F Thin Films Prepared by Intermittent Spray Pyrolysis Method” 30th Congress on Science and Technology of Thailand, 19-21 October 2004, Impact Exhibition and Convention Center, Muang Thong Thani, Nonthaburi, Thailand, p.152.
- 5.18 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang, S. Kirtsaeng, P. Sittiketkorn and T. Chanyatham “Some Properties of Cadmium Telluride Thin Films Grown by Thermal Evaporation” 30th Congress on Science and Technology of Thailand, 19-21 October 2004, Impact Exhibition and Convention Center, Muang Thong Thani, Nonthaburi, Thailand, p.158.
- 5.19 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang, S. Kirtsaeng, P. Sittiketkorn and T. Chanyatham “Growth and Some Properties of CdTe Thin Films by Thermal Evaporation” The Third Thailand Materials Science and Technology Conference (MSAT III), 10-11 August 2004, Bangkok, Thailand, pp.264-266.
- 5.20 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang, N. Promros, A. Nakaruk, W. Lipar and T. Chanyatham “Photochemical Deposition CdS Thin Films for Photovoltaic Applications” The First National Conference on Optics and Applications (NCOA-1), 9 January 2004, Bangkok, Thailand, pp.75-79.
- 5.21 Ng. Gaewdang , T. Gaewdang, S. Kirtsaeng, P. Sittiketkorn and A. Nakaruk “Characterization of CdS Thin Films Grown by Thermal Evaporation Method” The First National Conference on Optics and Applications (NCOA-1), 9 January 2004, Bangkok, Thailand, pp.80-83.

- 5.22 Ng. Gaewdang and T. Gaewdang "Thickness Dependence of Structural, Optical and Electrical Properties of CdS and CdS:In Films Prepared by Thermal Evaporation" Technical Digest of the International PVSEC-14, Bangkok, Thailand. 2004, pp.581-582.
- 5.23 Ng. Gaewdang, T. Gaewdang and W. Lipar "Some Characterization of Chemical Bath Co-Deposited CdS- ZnS Thin Films" Technical Digest of the International PVSEC-14, Bangkok, Thailand. 2004, pp.583-584.
- 5.24 Ng. Gaewdang and T. Gaewdang "CdS Thin Films Deposited by a Modified Chemical Bath Deposition Method" KMITL Science Journal, Vol.3, No.3, 2003, pp.21-29.
- 5.25 Ng. Gaewdang, W. Lipar, T. Gaewdang and T. Wongcharoen "Photoluminescence of Chemical Bath Co-Deposited CdS-ZnS Thin Films" 29th Congress on Science and Technology of Thailand, 20-22 October 2003, Khonkaen University , p.195.
- 5.26 T. Gaewdang and Ng. Gaewdang "Chemical Bath Deposition and Characterization of Cd_{1-x}Zn_xS Thin Films" Third International Conference on Inorganic Materials, 7-10 September 2002, Steigenberger Hotel, Konstanz, Germany, p.39.