

บทที่ 2

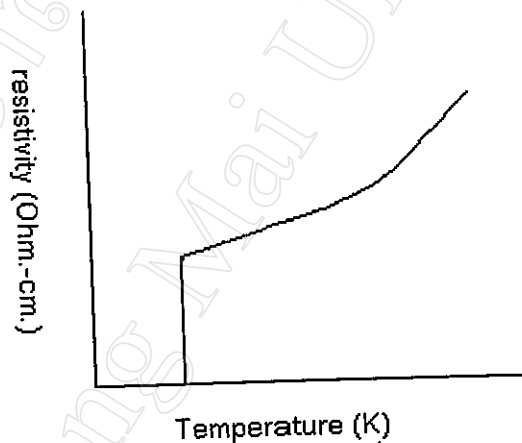
ทฤษฎี

2.1 สารตัวนำยวดยิ่ง

สมบัติทางไฟฟ้าของสารทั่วไปจะมีความแตกต่างกัน สารบางชนิดที่มีความต้านทานไฟฟ้าสูงอิเล็กตรอนยึดติดกันอยู่กับอะตอมแน่นมากไม่สามารถดึง หรือผลักให้เกิดการไหลได้จะไม่สามารถนำไฟฟ้าได้ เรียกสารนี้ว่า ฉนวน(insulator) เช่น ไม้, แก้ว, พลาสติก ฯลฯ ส่วนสารบางชนิดที่มีความต้านทานต่ำ อิเล็กตรอนบางตัวสามารถเคลื่อนที่ผ่านไปได้อย่างอิสระ และเกิดการไหลของกระแสไฟฟ้าได้ เรียกสารนี้ว่า สารตัวนำ(conductor) เมื่อให้ความต่างศักย์ไฟฟ้าแก่สาร ความต้านทานไฟฟ้าจะเกิดขึ้นจากการชนของอิเล็กตรอนกับแลตทิซ (lattice) ของผลึกหรือกับสิ่งเจือปน หรืออาจจะเกิดจากการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนด้วยกัน ถึงแม้ว่าผลึกจะมีความบริสุทธิ์มากแต่ค่าสภาพความต้านทานไฟฟ้าก็ยังมีอยู่ ทั้งนี้เนื่องจากแลตทิซมีการสั่นทำให้มีการสูญเสียพลังงานในรูปของความร้อน มีสารชนิดหนึ่งที่สามารถนำไฟฟ้าได้โดยปราศจากสภาพความต้านทาน เมื่อมีกระแสไหลผ่าน จะไม่มีการสูญเสียพลังงานในรูปความร้อนเลย เรียกสารนี้ว่า สารตัวนำยวดยิ่ง (superconductor) ซึ่งสมบัตินี้สามารถอธิบายได้ด้วยทฤษฎี BCS เป็นทฤษฎีระดับจุลภาคมีพื้นฐานเกี่ยวข้องกับอันตรกิริยาของอิเล็กตรอนตัวนำ(conduction electron) กับคลื่นของแลตทิซ (lattice wave) ในโครงผลึก (เรียกว่า โฟนอน) ซึ่งปกติอิเล็กตรอนจะผลักกันเองตามกฎของคูลอมบ์ แต่ในกรณีของสารตัวนำยวดยิ่ง เมื่ออุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤต อิเล็กตรอนตัวนำ จะเกิดการดึงดูดสุทธิระหว่างคู่อิเล็กตรอนที่มีสปินและโมเมนต์ตรงกันข้ามกันโดยอาศัยโฟนอนของโครงผลึกเป็นสื่อ ทำให้เกิดแรงยึดเหนี่ยวระหว่างคู่อิเล็กตรอน (cooper pairs) เคลื่อนที่ไปได้โดยไม่สูญเสียพลังงาน ทำให้ความต้านทานเป็นศูนย์ ประสิทธิภาพของอันตรกิริยานี้จะขึ้นกับอุณหภูมิ การเพิ่มขึ้นเนื่องจากความร้อนและสนามแม่เหล็กภายนอกสามารถทำลายการเป็น cooper pairs ของอิเล็กตรอนและสภาพการนำยวดยิ่งหายไป ที่อุณหภูมิสูงกว่าอุณหภูมิวิกฤต(T_c)

2.2 สมบัติของสารตัวนำยวดยิ่ง

สารตัวนำไฟฟ้าทั่วไป โลหะ ฉนวน หรือสารกึ่งตัวนำ จะมีธรรมชาติของการเกิดพฤติกรรมทางไฟฟ้าที่แน่นอน แต่ในสารตัวนำยวดยิ่งเมื่ออุณหภูมิต่ำกว่า T_c จะสามารถนำไฟฟ้าได้โดยไม่มีการสูญเสียพลังงาน สารตัวนำยวดยิ่งมีลักษณะเฉพาะตัวอยู่สองประการ คือ ปรากฏการณ์ที่สารแสดงความเป็นไดอะแมเนติกที่สมบูรณ์ (perfect diamagnetic) ไม่ยอมให้สนามแม่เหล็กผ่านเข้าไปในเนื้อได้ และมีค่าสภาพความต้านทานไฟฟ้าเป็นศูนย์ ปกติจึงทดสอบความเป็นสารตัวนำยวดยิ่งของสารโดยใช้คุณสมบัติ 2 ประการนี้เป็นหลัก

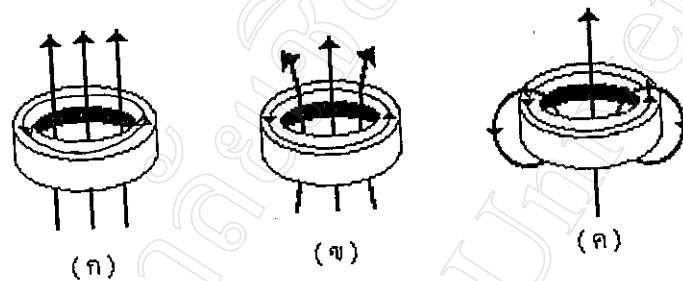


รูปที่ 2.1 แสดงการลดลงของค่าสภาพความต้านทานกับอุณหภูมิวิกฤต

2.2.1 ความต้านทานไฟฟ้าเป็นศูนย์

การนำไฟฟ้าในโลหะหรือตัวนำทั่วไป ประจุที่นำไฟฟ้าจะมีการสูญเสียพลังงานในการเคลื่อนที่วัดได้ด้วยปริมาณทางฟิสิกส์ที่เรียกว่า ความต้านทานไฟฟ้า (R) ของสาร สำหรับสารตัวนำยวดยิ่งเมื่อเข้าสู่การเป็นสารตัวนำยวดยิ่งจะไม่มี การสูญเสียพลังงาน ในทางปฏิบัติจะพบว่าค่าความต้านทานไฟฟ้าหายไป ($R = 0$) ดังรูปที่ 2.1 อาจมีความต้านทานไฟฟ้าเหลืออยู่เพียงเล็กน้อยขนาดหนึ่งในล้านส่วน ซึ่งสังเกตเห็นได้ยาก เพื่อแสดงให้เห็นว่าประจุไฟฟ้าไม่มีการสูญเสีย

พลังงานทำได้โดยการผ่านกระแสไฟฟ้าเข้าไปในวงแหวนของสารเมื่ออยู่ในสภาพการนำยวดยิ่งแล้ว สังเกตการสูญหายไปของค่าความต้านทานไฟฟ้าตามเวลา เป็นการทดสอบเชิงทฤษฎีเพื่อนำมาสู่ความเข้าใจสภาพการนำไฟฟ้ายวดยิ่งที่ปราศจากความต้านทาน เมื่อให้สารตัวนำยวดยิ่งอยู่ในลักษณะเป็นวงแหวนดังรูปที่ 2.2



รูปที่ 2.2 วงแหวนตัวนำยวดยิ่ง (ก) สารในสถานะปกติ (ข) สารในสถานะการนำยวดยิ่ง (ค) สารในสถานะการนำยวดยิ่งที่มี perfect current ไหลอยู่

สารที่วางอยู่ในสนามแม่เหล็ก $B(t)$ ที่ขึ้นกับเวลาทำให้เกิดกระแสเหนี่ยวนำ $I(t)$ ตามกฎของเลนซ์ได้ว่า

$$A[dB(t)/dt] = RI(t) + L[di(t)/dt] \quad (2.1)$$

เมื่อ A เป็นพื้นที่ภาคตัดขวางของวงแหวน, R คือ ความต้านทานไฟฟ้า และ L คือ เป็นสภาพเหนี่ยวนำทางแม่เหล็กของสาร ตามลำดับ เมื่อให้สนามแม่เหล็กภายนอกมีค่าคงที่ จากสมการที่ (2.1)

$$0 = RI(t) + L[di(t)/dt] \quad (2.2)$$

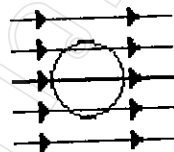
โดยการอินทิเกรตในสมการที่ 2.2 จะได้ว่า

$$I(t) = I(0)e^{-Rt/L} \quad (2.3)$$

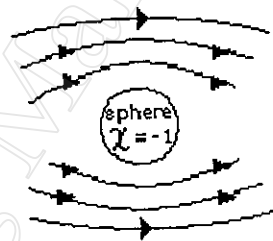
นั่นคือ จากสมการที่ 2.3 ค่ากระแสไฟฟ้าจะมีการไหลวนในวงแหวนและจะค่อยๆลดลงแบบ exponential จนเข้าสู่ศูนย์ แต่จะพบได้แต่ในสารตัวนำยวดยิ่งที่อยู่ในสถานะการนำยวดยิ่งเท่านั้น ค่าความต้านทานเท่ากับศูนย์ กระแสไฟฟ้าในสมการที่ 2.3 จะมีค่าคงที่คือ $I(0)$ และยังคงมีกระแสไฟฟ้าไหลอยู่โดยไม่ขึ้นกับเวลา ดังนั้น ค่า $R=0$ หรือการเคลื่อนที่ของประจุนำไฟฟ้าเมื่อสารอยู่ในสภาพการนำยวดยิ่งไม่มีการสูญเสียพลังงานนั้น ไม่น่าจะเคลื่อนจากความเป็นจริง

2.2.2 ปรากฏการณ์ไมสส์เนอร์

ปรากฏการณ์ที่สำคัญอีกประการหนึ่งของสารตัวนำยวดยิ่ง คือ ความเป็นสารไดอะแมกเนตริกที่สมบูรณ์ (perfect diamagnetic) เมื่ออยู่ในสภาพการนำยวดยิ่งที่อุณหภูมิต่ำกว่า T_c นั่นคือ จะผลักเส้นแรงแม่เหล็กออกจากเนื้อสารของตัวมันนั่นเอง ซึ่งปรากฏการณ์นี้เรียกว่า Meissner effect



(ก)



(ข)

รูปที่ 2.3 (ก) แสดงสนามแม่เหล็กจากภายนอกผ่านเข้ามาในเนื้อสาร โดยสารมีรูปร่างเป็นทรงกลม
(ข) แสดงสนามแม่เหล็กในสารตัวนำยวดยิ่งที่แสดงปรากฏการณ์ perfect diamagnetic

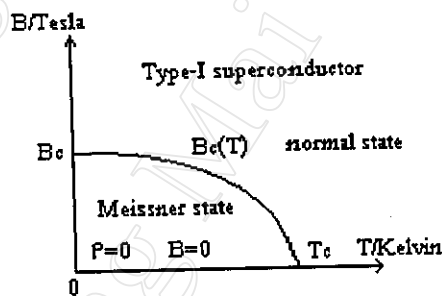
2.3 ชนิดของสารตัวนำยวดยิ่ง

สภาพนำยวดยิ่งของสารตัวนำยวดยิ่งจะถูกทำลายไปเมื่ออุณหภูมิของสารตัวนำยวดยิ่งนั้นสูงกว่าอุณหภูมิวิกฤต (T_c) หรือเมื่อกระแสที่ผ่านตัวนำยวดยิ่งมีค่ามากกว่ากระแสวิกฤต (I_c) นอกจากนี้สภาพนำยวดยิ่งยังถูกทำลายได้ด้วยสนามแม่เหล็กภายนอกด้วย ทั้งนี้เมื่อสารตัวนำยวดยิ่ง

ยังอยู่ในสนามแม่เหล็ก การผลักดันแรงแม่เหล็กจากตัวมันเองมี 2 แบบ ขึ้นอยู่กับชนิดของสารตัวนำยวดยิ่งซึ่งมีอยู่ 2 ชนิด

2.3.1 สารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 (Type I superconductor)

เมื่อสารนี้อยู่ในสนามแม่เหล็กภายนอกที่มีความเข้มของสนามแม่เหล็กน้อยกว่าสนามแม่เหล็กวิกฤต (B_c) สนามแม่เหล็กจะถูกผลักดันออกจากเนื้อสารได้หมด ยกเว้นบริเวณใกล้ๆ ผิวของสารเป็นระยะทางที่เรียกว่า London penetration depth (λ) ที่สนามแม่เหล็กสามารถผ่านเข้าไปได้ เมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่า B_c สารจะเข้าสู่สภาวะตัวนำปกติอย่างสมบูรณ์ และสนามแม่เหล็กจะผ่านเข้าไปในเนื้อสารได้ สนามแม่เหล็กที่สามารถทำลายสภาพ perfect diamagnetism ของสารตัวนำยวดยิ่งได้อย่างสมบูรณ์เรียกว่า Thermodynamic critical field (B_c) ค่าของ B_c จะมากหรือน้อยขึ้นกับอุณหภูมิด้วยแสดงในรูปที่ 2.4 และ magnetization curve ของสารตัวนำยวดยิ่ง แสดงในรูปที่ 2.5 ในระบบ SI เขียนได้ว่า



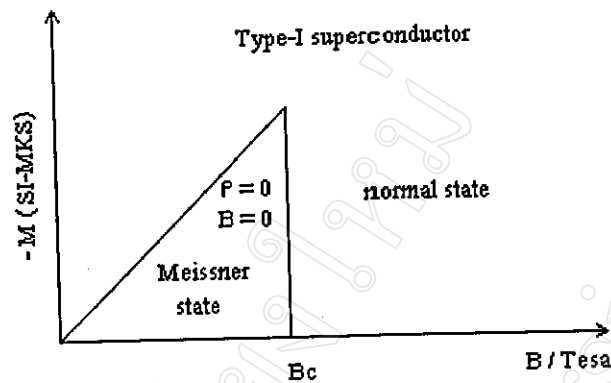
รูปที่ 2.4 แสดงสนามแม่เหล็กวิกฤตที่เป็นฟังก์ชันของอุณหภูมิในสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1

$$B = \mu_0(H + M) \quad (2.4)$$

เมื่อ M – เป็นค่า Magnetization

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$$

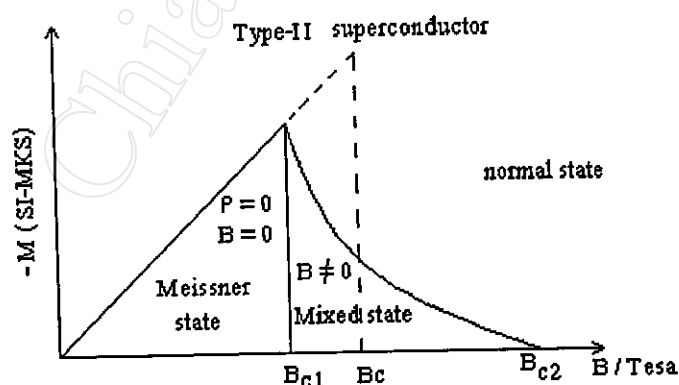
เมื่อเกิด Meissner effect ($B=0$) ซึ่งจะทำให้ $M = -H$ และเมื่อสนามแม่เหล็ก $B > B_c$ สารตัวนำยวดยิ่งจะกลับสู่สภาวะปกติ จนทำให้ $M = 0$ สำหรับเครื่องหมายลบแสดงให้เห็นว่า สารตัวนำยวดยิ่งเป็น perfect diamagnetism ที่ผลักดันสนามแม่เหล็กโดยกระแสวิกฤตพื้นผิว



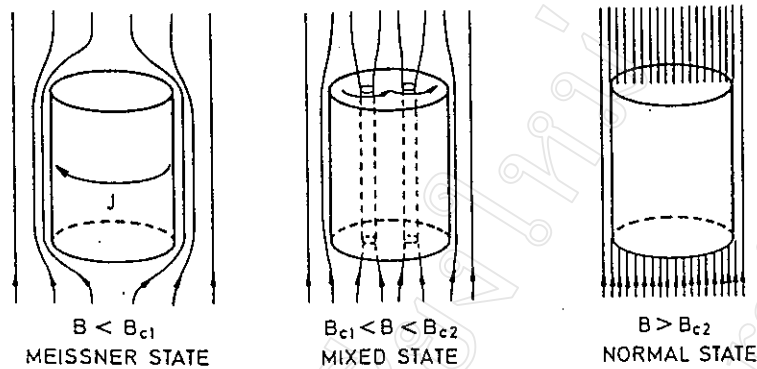
รูปที่ 2.5 แสดง magnetization ที่เป็นฟังก์ชันของสนามแม่เหล็กภายนอกในสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1

2.3.2 สารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2 (Type II superconductor)

สำหรับสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2 จะมีสนามวิกฤต 2 ค่า คือ B_{c1} และ B_{c2} เมื่อสนามแม่เหล็กมีค่าน้อยกว่า B_{c1} สนามแม่เหล็กจะถูกผลักออกจากเนื้อสารเหมือนกับที่เกิดขึ้นในสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 1 แต่เมื่อสนามแม่เหล็กภายนอกมีค่าอยู่ระหว่าง B_{c1} และ B_{c2} สารตัวนำยวดยิ่งจะอยู่ในสภาวะ Mixed state และ Meissner effect จะเกิดเพียงบางส่วนเท่านั้นดังแสดงในรูปที่ 2.6 เพราะเส้นแม่เหล็กจะทะลุเข้าไปในเนื้อสารได้บางส่วนในลักษณะเป็นหลอดเล็กๆ เรียกว่า vortex ขึ้น ดังแสดงในรูปที่ 2.7



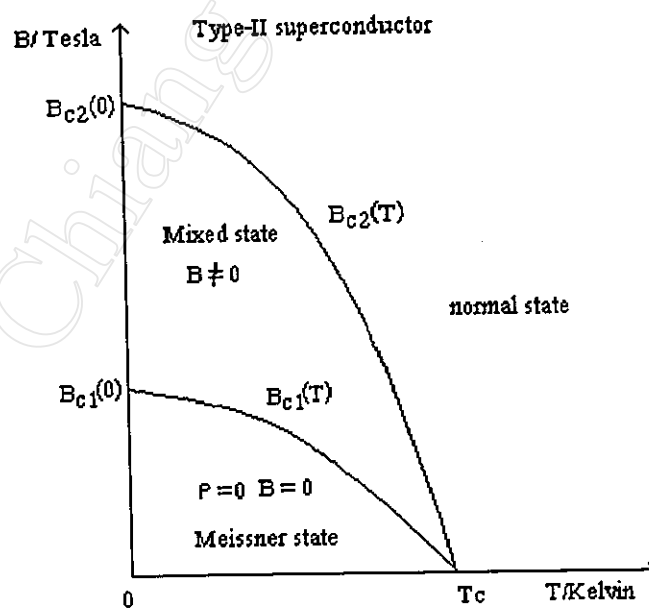
รูปที่ 2.6 แสดง magnetization ที่เป็นฟังก์ชันของสนามแม่เหล็กภายนอกในสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2



รูปที่ 2.7 แสดงการเข้าไปสู่ภายในสารตัวนำยวดยิ่งชนิดที่ 2 ของเส้นแรงแม่เหล็ก ในสภาวะ

Mixed state

การที่สนามแม่เหล็กสามารถทะลุเข้าไปในสารตัวนำยวดยิ่งเป็นบางส่วนเท่านั้น เป็นสิ่งที่ดีที่ทำให้สารตัวนำยวดยิ่งสามารถทนสนามแม่เหล็กความเข้มสูงได้ โดยไม่กลับคืนสู่สภาวะปกติ สภาพการนำไฟฟ้ายวดยิ่งจะยังคงอยู่ได้ใน Mixed state จนกระทั่งถึง B_{c2} และเมื่อสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่า B_{c2} สารตัวนำยวดยิ่งจะกลับคืนสู่สภาวะการนำปกติ ดังแสดงในรูปที่ 2.8



รูปที่ 2.8 แสดงค่าสนามแม่เหล็กวิกฤต B_{c1} และ B_{c2} ที่เป็นฟังก์ชันของอุณหภูมิ

2.4 ทฤษฎี BCS

ในปี ค.ศ.1957 ทฤษฎี BCS ได้ถูกเสนอโดย Bardeen ,Cooper และ Schrieffer^[1] เป็นทฤษฎีระดับจุลภาคที่สามารถอธิบายถึง การมีสภาพนำยวดยิ่งในสารตัวนำที่อุณหภูมิต่ำได้ โดยมีแนวคิดพื้นฐานว่า อันตรกิริยาระหว่างอิเล็กตรอนตัวนำนั้นเกิดจากการแลกเปลี่ยนโฟนอน (Virtual phonon) เป็นอันตรกิริยาแบบดูดเมื่อค่าผลต่างของระดับพลังงานของอิเล็กตรอนคู่หนึ่งมีค่าน้อยกว่าพลังงานโฟนอน $\hbar\omega$ ดังสมการที่ 2.5 ทฤษฎีนี้ได้ทำนายค่าช่องว่างพลังงานและให้ค่าที่สอดคล้องกับการทดลอง(เมื่อ $T = 0$) จะมีค่าเท่ากับ $3.25 k_B T_c$ ที่อุณหภูมิต่ำกว่าอุณหภูมิวิกฤตจะเกิดการเปลี่ยนแปลงของอิเล็กตรอน โดยอิเล็กตรอน 2 ตัว จับคู่กันเป็นคู่เรียกว่า cooper pair ณ ที่สถานะการนำยวดยิ่ง โดยคู่อิเล็กตรอนเคลื่อนที่โดยไม่มีการสูญเสียพลังงาน ช่องว่างพลังงาน (energy gap) เกิดจากการที่คู่อิเล็กตรอน(electron pair) มี interaction ต่อกันและกัน ถ้าอุณหภูมิสูงขึ้นคู่อิเล็กตรอนจะแยกตัวออกถ้าหากว่าพลังงานที่แตกต่างระหว่างระดับพลังงานของอิเล็กตรอนคู่หนึ่งมีค่าน้อยกว่าพลังงานโฟนอน ($\hbar\omega/2\pi$) ดังสมการ

$$T_c = \hbar\omega/2\pi \exp[-1/N(0)V] \quad (2.5)$$

T_c - อุณหภูมิวิกฤต

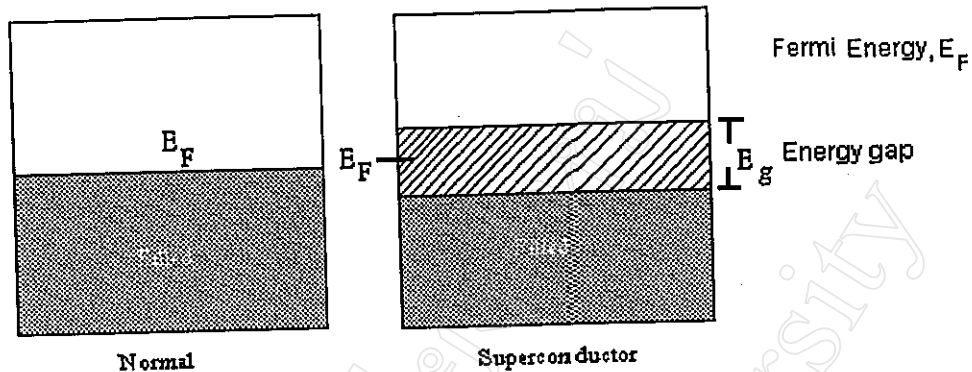
$N(0)$ - density of states ที่พื้นผิว Fermi level

V - metrics element ของ interaction energy

ω - ความถี่ที่เกิดจากการสั่นของโฟนอน(phonon vibration frequency)

$(\hbar/2\pi)$ - ค่าคงที่เท่ากับ $1.05459 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

นอกจากนี้ยังสามารถอธิบายปรากฏการณ์ต่างๆ ได้ เช่น ปรากฏการณ์ Meissner effect ($B = 0$) ,Isotope effect เป็นต้น แต่สำหรับ สารตัวนำยวดยิ่งอุณหภูมิสูงที่เป็นประเภทโลหะออกไซด์เซรามิก ไม่สามารถอธิบายได้ด้วยทฤษฎี BCS

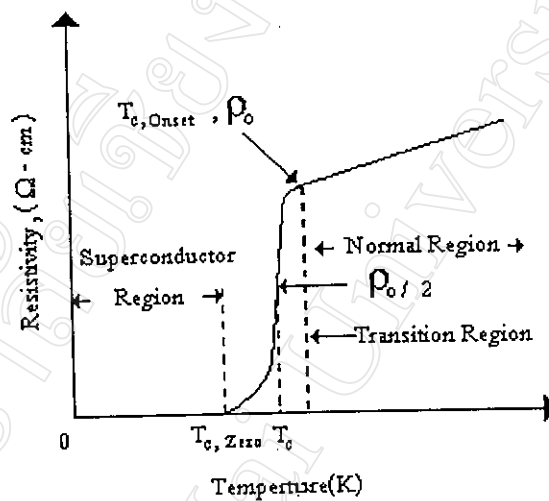


รูปที่ 2.9 โมเดลแสดงสถานะซูเปอร์คอนดักชันอิเล็กทรอนิกส์

2.5 อุณหภูมิวิกฤตในสารตัวนำยิ่งยวด

การพิจารณาอุณหภูมิวิกฤตนั้นจะกล่าวถึงบริเวณที่มีสนามแม่เหล็กเป็นศูนย์ และ ถ้าสารตัวนำยิ่งยวดนั้นมีช่วงการเปลี่ยนแปลงสถานะ จากสภาวะการนำปกติไปสู่สภาวะการนำยิ่งยวด (transition region) แคบค่าอุณหภูมิจะถือได้ว่าเป็นค่าอุณหภูมินั้น ถ้าการเปลี่ยนแปลงอยู่ในช่วงกว้างจำเป็นจะต้องพิจารณาอุณหภูมิวิกฤตให้ถูกต้อง โดยเฉพาะอย่างยิ่งสารตัวนำยิ่งยวดประเภทเซรามิกจะมีช่วงการเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิค่อนข้างกว้าง การหาค่าอุณหภูมิวิกฤตได้จากค่าอุณหภูมิที่ค่าสภาพความต้านทานไฟฟ้าลดลงครึ่งหนึ่งจากค่าสภาพความต้านทาน ที่อุณหภูมิที่มีการเปลี่ยนจากการนำปกติสู่การนำยิ่งยวดดังรูปที่ 2.10 ค่า $T_{c, Onset}$ คือ จุดที่กราฟมีการเปลี่ยนแปลงจากสภาพการนำปกติไปสู่สภาพการนำยิ่งยวด และค่าความชันของกราฟจะมีความแตกต่างกันระหว่างการวัดที่ใช้กระแสตรง (DC-current) กับกระแสสลับ (AC-current) ถ้าสภาพต้านทานไฟฟ้าของกระแสตรงที่ $T_{c, Onset}$ มีค่า ρ_0 ดังนั้นค่าสภาพความต้านทานไฟฟ้าที่ T_c จะมีค่าเป็น $\rho_0/2$ และค่า $T_{c, Zero}$ คือค่าอุณหภูมิสูงสุดที่ยังมีสมบัติการนำยิ่งยวดอย่างสมบูรณ์ ค่าความกว้างของช่วงการเปลี่ยนสถานะ (transition width) อาจหมายถึง ช่วงอุณหภูมิที่มีสภาพต้านทานไฟฟ้าเปลี่ยนไปในช่วง 10 ถึง 90% ของสภาพต้านทานไฟฟ้าที่ $T_{c, Onset}$ สำหรับสารตัวนำยิ่งยวดที่มีความบริสุทธิ์สูงจะมีความกว้างของการเปลี่ยนแปลงแคบ แต่ในทางปฏิบัติค่า $T_{c, Onset}$ และค่า $T_{c, Zero}$ จะมาจากการประมาณค่าเท่านั้น ถ้าความกว้างของการเปลี่ยนสถานะมีค่าน้อยก็จะทำให้ทราบถึงความบริสุทธิ์ของสารตัวนำยิ่งยวด ในสารประกอบตัวนำยิ่งยวด เช่น ออกไซด์ของทองแดงจะมีความกว้างของการเปลี่ยนสถานะประมาณ 2-10 K ค่ามาตรฐานที่พิจารณาอุณหภูมิวิกฤต

สำหรับสารตัวนำยวดยิ่งชนิดเซรามิก ซึ่งช่วงการเปลี่ยนสถานะมีค่ากว้างมากต้องพิจารณาค่าสภาพซึมซาบแม่เหล็ก (DC-magnetic susceptibility) โดย $[dx/dT]_{\max}$ ใช้ในการพิจารณา T_c สำหรับค่า T_c ที่ได้จากค่าสภาพต้านทานไฟฟ้า (DC-resistivity) ซึ่งจะเป็นพื้นฐานในการศึกษาสมบัติการนำยวดยิ่ง จุดสำคัญคือ การระบุ T_c ที่มาจากความต้องการที่จะอ้างอิงถึงค่าสูงสุด ซึ่งบางครั้งมักจะอ้างอิงถึง $T_{c, \text{onset}}$ แทนค่า T_c ในการรายงานของนักวิจัย

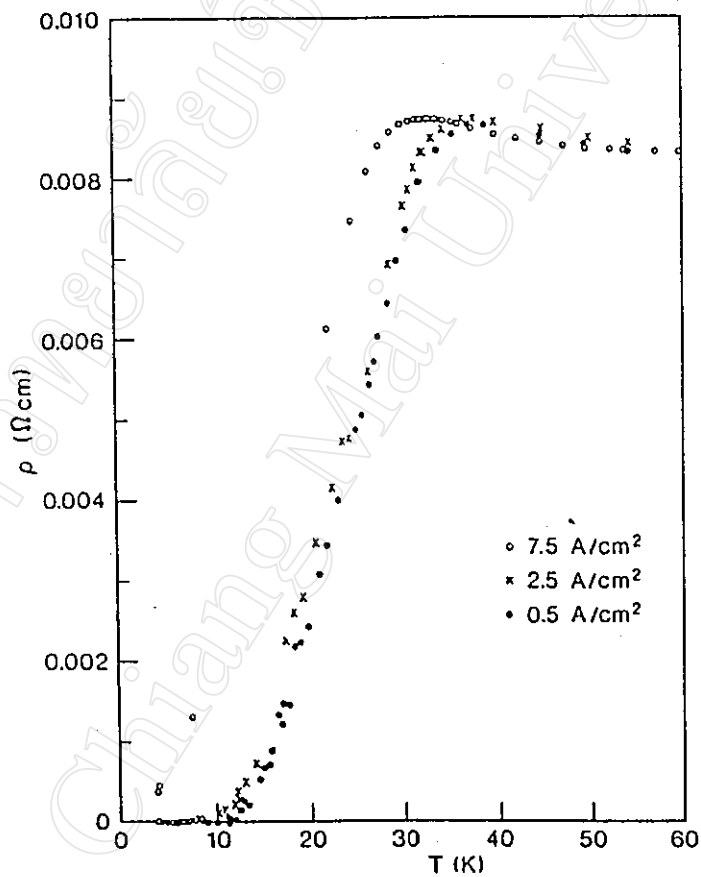


รูปที่ 2.10 ความสัมพันธ์ระหว่างค่าสภาพความต้านทานและอุณหภูมิ

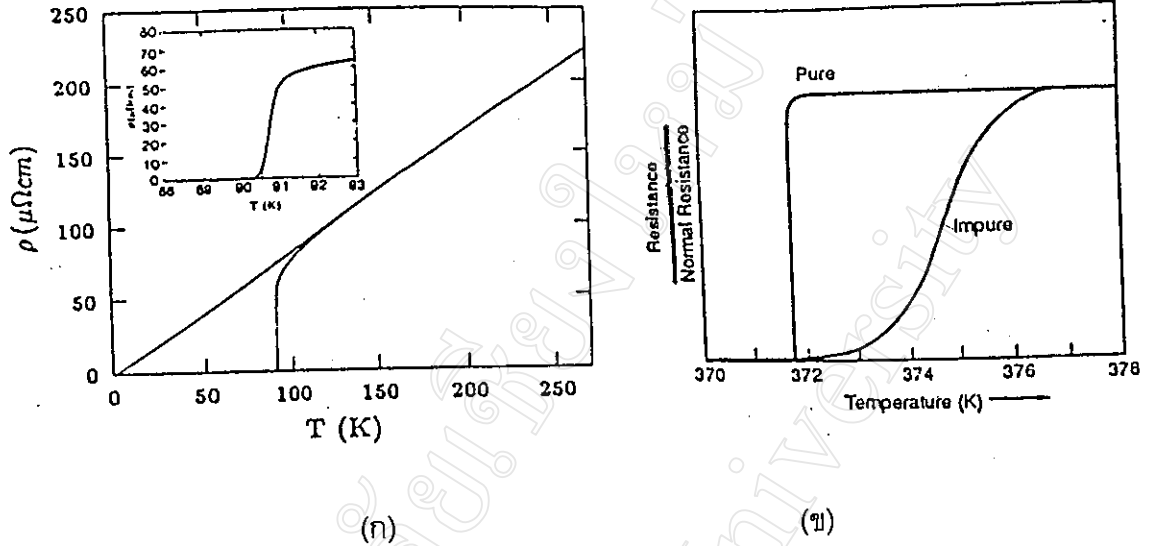
พิจารณาที่การเปลี่ยนของค่าสภาพความต้านทานที่จุด $T_{c, \text{onset}}$ และการเป็นไดอะแมกเนติกที่อุณหภูมิวิกฤต แม้ว่าในทางทฤษฎีที่กล่าวถึงการเปลี่ยนแปลงจากสถานะปกติไปเป็นสารตัวนำยวดยิ่งจะให้เห็นผลได้ชัดเจน แต่ในทางทดลองพบว่าบางครั้งการลดลงของค่าสภาพความต้านทานจะมีค่าค่อยๆ ลดลงหรือลดลงอย่างกะทันหัน จากรูปที่ 2.11 แสดงถึงการลดลงอย่างรวดเร็วของค่าสภาพความต้านทานที่ใกล้อุณหภูมิวิกฤตของสาร La-Ba-Cu-O จากผลวิจัยของ Bednorz และ Muller (ค.ศ. 1986) จากรูปนี้ในแต่ละช่วงอุณหภูมิซึ่งค่าสภาพความต้านทานจากสถานะปกติไปจนถึงเป็นศูนย์ จะเป็นไปในลักษณะเดียวกับ Transitional Temperature ของสารตัวนำยวดยิ่ง ตัวอย่างของ Transition ของช่วงแคบๆ ที่จุดศูนย์กลางที่ 90 เคลวิน และมีความกว้างประมาณ 0.3 เคลวิน ดังแสดงในรูปที่ 2.12 (ก) โดยทั้งสองกรณีนี้จะสอดคล้องกับอัตราส่วนของ $\Delta T/T_c \approx 1/2$ และ $\Delta T/T_c \approx 0.003$

ความเด่นชัดของการตกลงไปสู่ศูนย์ของค่าความต้านทานเป็นตัววัดความเป็น purity จากรูปที่ 2.12 (ข) แสดงการเปรียบเทียบการตกสู่ศูนย์ของค่าความต้านทานของสาร purity และ

impure สารที่มี impure tin จะค่อนข้าง Transition ที่กว้างกว่าและอุณหภูมิสูงกว่าดูเหมือนกับว่า impure จะเป็นสารตัวนำยิ่งยวดยิ่งที่ต่ำกว่าเพราะว่ามีค่าอุณหภูมิวิกฤตที่สูงกว่าแต่กลับไม่เป็นเช่นนั้น impure tin เป็นสารตัวนำยิ่งยวดยิ่งที่ไม่ดีเพราะมีค่า Transition ที่มากกว่า เมื่อสารตัวนำยิ่งยวดที่มี อุณหภูมิวิกฤตสูง(HTSC) การตกลงของความต้านทานพร้อมกับ paramagnetic ion ที่ copper site Transitional Temperature จะเลื่อนไปยังค่าที่ต่ำกว่าและกว้าง ในขณะที่การตกที่ Y site ของสาร YBaCuO จะมีผลกระทบต่ออุณหภูมิวิกฤตน้อยมาก ปรากฏการณ์นี้สามารถที่จะอธิบาย การหาตำแหน่งของ super electron บนระนาบ Cu-O ได้



รูปที่ 2.11 กราฟรายงานผลครั้งแรกที่พบสาร $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ ($\text{Ba}(x) = 0.75$) ซึ่งเป็นตัวนำยิ่งยวดที่มีอุณหภูมิวิกฤตสูง (Bednoz และ Muller)



รูปที่ 2.12 (ก) แสดงกราฟรูปแบบการตกถึงศูนย์ของ $Y_2Ba_2Cu_3O_{7.8}$ ^[31]

(ข) แสดงขอบเขตของค่าสภาพความต้านทานของสารตัวนำยวดยิ่งแบบ pure และ impure

2.6 Electron Conduction และกฎของโอห์ม^[30]

โมเมนตัมของอิเล็กตรอนอิสระเขียนให้อยู่ในรูปความสัมพันธ์กับ wavevector (K) ได้ว่า $mv = \hbar K$ ซึ่ง m คือมวลของอิเล็กตรอน, v ความเร็วของอิเล็กตรอน, $\hbar$ ค่าคงที่ของพลังค์หารด้วย 2π ($\hbar/2\pi$) เมื่ออิเล็กตรอนถูกกระตุ้นด้วยสนามไฟฟ้า, E และสนามแม่เหล็ก, B จะมีแรงกระทำต่ออิเล็กตรอนเขียนสมการได้ว่า

$$F = m(dv/dt) = \hbar(dK/dt) = -e(E + (v \times B)/c) \quad (2.6)$$

กรณีไม่มีการชนกันของอิเล็กตรอนใน Fermi surface sphere ใน K space เมื่อเวลาผ่านไป t จะได้ว่า

$$\int dK = -e/\hbar \left[\int E dt + 1/c \int (v \times B) dt \right] \quad (2.7)$$

กรณีที่ไม่มีสนาม B มากจะทำได้ว่า

$$K(t) - K(0) = -eE\tau/\hbar \quad (2.8)$$

$$\delta K = -eE\tau/\hbar \quad (2.9)$$

ปฏิกิริยาชนกันเกิดขึ้นได้เนื่องจาก impurity และ imperfection ต่างๆภายในโลหะ ดังนั้นถ้า อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปได้ τ ก่อนการชนจะได้ว่า

$$\Delta K = -eE\tau/\hbar \quad (2.10)$$

$$m\Delta v = -eE\tau \quad (2.11)$$

ความเร็วที่เพิ่มขึ้นในช่วงเวลา τ จะได้ว่า

$$\Delta v = -eE\tau/m \quad (2.12)$$

ถ้าไม่มีสนาม E มากจะทำ $v = 0$ ให้ความเร็วที่เพิ่มขึ้น v_E จะได้ว่า

$$v_E = -eE\tau/m \quad (2.13)$$

ถ้าภายใต้สนาม E ที่คงที่มีประจุ n ตัวต่อหน่วยปริมาตรเคลื่อนที่ไปจะได้ความหนาแน่นกระแสไฟฟ้า

$$j = nqv = ne^2\tau E/m \quad ; \text{ (Ohm's law)} \quad (2.14)$$

ดังนั้น จะหา electrical conductivity σ ได้จากความสัมพันธ์

$$j = \sigma E \quad (2.15)$$

$$\sigma = j/E = ne^2\tau/m \quad (2.16)$$

แต่ electrical resistivity $\rho = 1/\sigma$

$$\rho = m / ne^2\tau \quad (2.17)$$

สภาพความต้านทานของโลหะที่อุณหภูมิห้อง(300 K) เกิดจากการชนกันของคอนดักชัน อิเล็กตรอนกับ lattice phonon(relaxation time, τ_L) และที่อุณหภูมิต่ำๆ ของฮีเลียมเหลว(4 K) เกิดจากการชนกันของ impurity atoms กับ mechanical imperfection,(relaxation time, τ_i) ดังนั้น net relaxation time τ เขียนได้เป็น

$$1/\tau = 1/\tau_L + 1/\tau_i \quad (2.18)$$

และ net resistivity เขียนได้ว่า

$$\rho = \rho_L + \rho_i \quad (2.19)$$

เมื่อ ρ_L คือ สภาพความต้านทานที่เกิดจาก thermal phonon ไม่ขึ้นกับจำนวนของ defect เมื่อมีปริมาณน้อยๆ และ ρ_i คือค่าสภาพความต้านทานที่เกิดจากการกระเจิงของคลื่นอิเล็กตรอนซึ่งไม่ขึ้นกับอุณหภูมิแล้ว จาก Matthiessen's rule เขียนสมการใหม่ได้ว่า

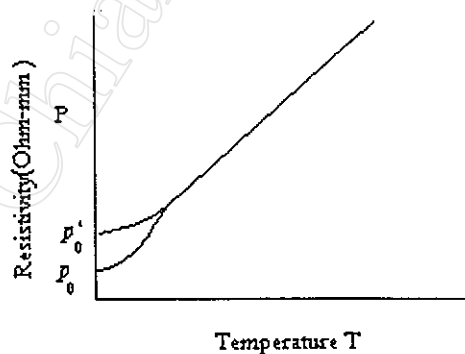
$$1/\rho = 1/\rho_0 + 1/\rho_{ph} \quad (2.20)$$

Matthiessen กล่าวว่าสภาพการนำไฟฟ้าขึ้นอยู่กับ impurity และ phonon ที่อยู่ในโครงสร้างผลึก เมื่อ ρ_0 สภาพความต้านทานที่ 0 K และเทอม $\rho_{ph}(T)$ จะขึ้นกับอุณหภูมิ T เมื่ออยู่ในอุณหภูมิที่สูง และ ขึ้นกับ T^5 เมื่ออยู่ในอุณหภูมิต่ำที่สอดคล้องกับ Bloch law ($\sigma = T^{-5}$ เมื่อ $T \ll \Theta_D$) ดังนั้นที่อุณหภูมิต่ำกว่า Debye Temperature เขียนสมการใหม่ได้ว่ากรณีของโลหะเขียนได้ว่า

$$\rho(T) \approx \rho(300K)[T/300] \quad , 300 K < T \quad (2.21)$$

$$\text{และ} \quad \rho(T) = \rho_0 + AT^5 \quad , T \ll \Theta_D \quad (2.22)$$

จากรูปที่ 2.13 แสดงอุณหภูมิที่ขึ้นกับสภาพความต้านทานของ high-purity (ρ_0 มีค่าน้อยๆ) และที่ lower-purity (ρ_0' จะมีค่ามากกว่า) สภาพความต้านทานที่อุณหภูมิต่ำในดำนนำที่ดีจะมีค่า $1.5-2 \mu\Omega$ (ตัวอย่างเช่น Cu เป็นต้น), ในดำนนำที่เลว จะมีค่า $10-100 \mu\Omega$ และ ในสาร high temperature superconductor จะมีค่า $300-10,000 \mu\Omega$ สำหรับสาร semiconductor จะมีค่า 10^5-10^{15} ในฉนวนจะมีค่า $10^{20}-10^{28} \mu\Omega$ [31]



รูปที่ 2.13 แสดงอุณหภูมิที่ขึ้นกับสภาพความต้านทาน ρ ของ ดำนนำบริสุทธิ์ (ρ_0) และดำนนำไม่บริสุทธิ์ (ρ_0') ณ ที่อุณหภูมิเป็นศูนย์

2.7 ค่าสภาพต้านทาน

พิจารณาค่าค่าสภาพความต้านทานของสารตัวนำยวดยิ่งที่แปรตามอุณหภูมิ จากสถานะปกติจนถึงสถานะการนำยวดยิ่งที่อุณหภูมิวิกฤต จากกราฟมีค่าสภาพต้านทานจะลดลงเป็นศูนย์เมื่อสารเปลี่ยนสถานะตัวนำยวดยิ่ง

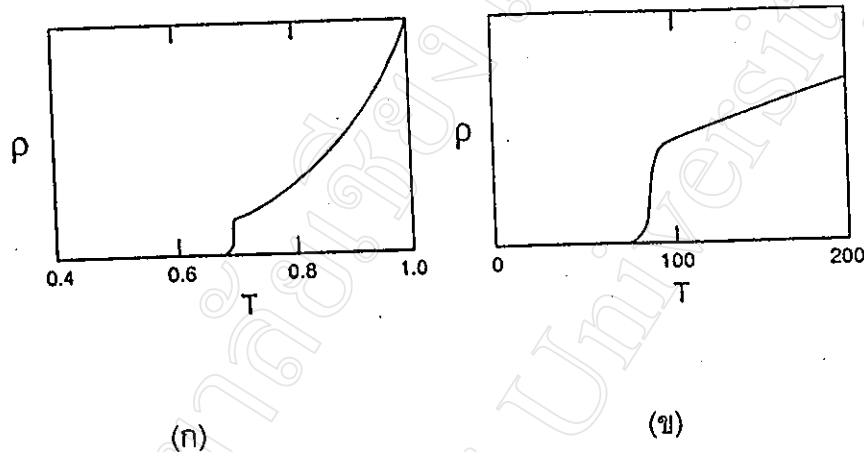
2.7.1 ค่าสภาพต้านทานที่อุณหภูมิที่สูงกว่าอุณหภูมิวิกฤต(T_c)

พิจารณากราฟที่ 2.14(ก) โดยค่าสภาพความต้านทานของตัวนำไฟฟ้าที่ดีจะมีลักษณะเส้นกราฟที่เป็นเส้นตรงเมื่อเทียบกับอุณหภูมิ โดยเฉพาะอุณหภูมิสูงๆและประพฤติตนเป็นไปตามกฎของ Bloch law, T^5 ในทาง classical หรือ low temperature superconductor จะอยู่ในจุดกำเนิดของ Bloch law ทั้งนี้เป็นการเปลี่ยนแปลงที่อุณหภูมิต่ำๆ โดยมีกราฟลักษณะดังรูปที่ 2.14 (ก) แต่ในสารตัวนำยวดยิ่งที่มีอุณหภูมิวิกฤตสูงๆ (High Temperature superconductor) จะมีการเปลี่ยนแปลงไม่เป็นแบบเส้นตรง แต่จะมีลักษณะสอดคล้องดังรูปที่ 2.14 (ข) อย่างไรก็ตามในความเป็นจริงแล้วยังมีความสลับซับซ้อนอยู่เพราะค่าสภาพความต้านทานของสารตัวนำยวดยิ่งที่มีอุณหภูมิวิกฤตสูงที่เป็นผลึกเชิงเดี่ยว โดยส่วนมากจะเป็นแบบไม่สมมาตร

ในสารตัวนำไฟฟ้าที่ดี เช่น ทองแดง (Cu) และเงิน ที่อุณหภูมิห้องจะมีค่าสภาพความต้านทานเท่ากับ $1.5 \mu\Omega\text{-cm}$. และที่อุณหภูมิไนโตรเจนเหลว (79 เคลวิน) ค่าสภาพความต้านทานจะมีค่าเพิ่มขึ้นในแฟกเตอร์ที่อยู่ในช่วง 3-8 ในส่วนประกอบชั้นพื้นฐานของสารตัวนำยวดยิ่งได้แก่ Nd , Pd และ Sn จะมีค่าสภาพความต้านทานสูงกว่า เป็นแฟกเตอร์ที่มากกว่าถึง 10 เท่าของสารตัวนำไฟฟ้าที่ดีอยู่มาก ในขณะที่สารประกอบออกไซด์ของสารตัวนำยวดยิ่งจะเป็นโลหะโดยมีสารที่เป็นพื้นฐานในองค์ประกอบ ได้แก่ Ba, Bi , La ,Sr ,TI และ Y ที่อุณหภูมิห้องจะมีค่าสภาพความต้านทาน $10\text{-}70 \mu\Omega\text{-cm}$.

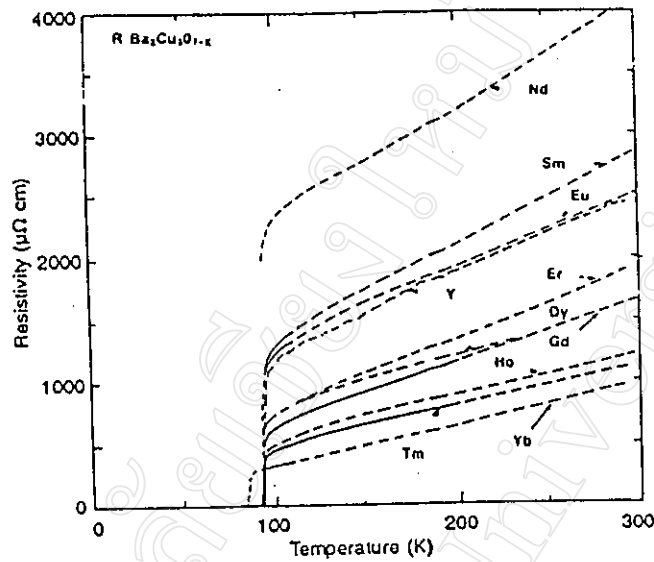
สารตัวนำยวดยิ่งที่มีองค์ประกอบของคอปเปอร์ออกไซด์ ณ ที่อุณหภูมิห้องจะมีค่าสภาพความต้านทานมากกว่า ถึง 3 order เมื่อเทียบกับทองแดง และที่แฟกเตอร์ที่ 3 หรือ 4 เมื่อเทียบกับสารกึ่งตัวนำ ค่าสภาพความต้านทานของสารที่อุณหภูมิที่สูงกว่าอุณหภูมิวิกฤต (T_c) จะมีค่าลดลงโดยเส้นกราฟเป็นเส้นตรง สำหรับสารประกอบ lanthanum สมบัติไฟฟ้าใน 2 มิติ ที่ต่างกัน และเห็นได้ในรูปของ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.8}$ โดยเริ่มสังเกตที่ช่วงอุณหภูมิที่ 600-700 เคลวิน เป็นอุณหภูมิ

ที่ใกล้กับการเปลี่ยนแปลงจากโครงสร้างแบบ Orthorhombic ไปเป็น Tetragonal และสารมีการเปลี่ยนแปลงจากโลหะน้อยกว่าที่จะเปลี่ยนแปลงมาเป็นสารกึ่งตัวนำ จากรูปที่ 2.16 (ข) แสดงถึงค่าสภาพความต้านทานที่ขึ้นกับความดันของออกซิเจนให้กับสาร หมายความว่า ค่าสภาพความต้านทานนอกจากจะขึ้นกับอุณหภูมิแล้ว ยังขึ้นกับการสูญเสียออกซิเจนอีกด้วย

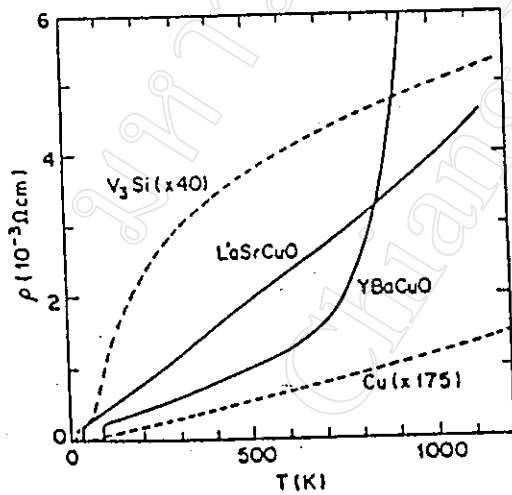


รูปที่ 2.14 แสดงการลดลงของค่าสภาพความต้านทานอย่างทันทีทันใด โดยมีค่าเป็นศูนย์ ณ อุณหภูมิที่สารเปลี่ยนสภาพเป็นสารตัวนำยิ่งยวดยิ่ง (ก) สารตัวนำยิ่งยวดที่มีอุณหภูมิวิกฤตต่ำๆ ค่าสภาพต้านทานจะเป็นไปตามกฎของ Bloch T^5 และ (ข) สารตัวนำยิ่งยวดที่มีอุณหภูมิวิกฤตสูงจะมีลักษณะของเส้นกราฟเป็นเส้นตรง

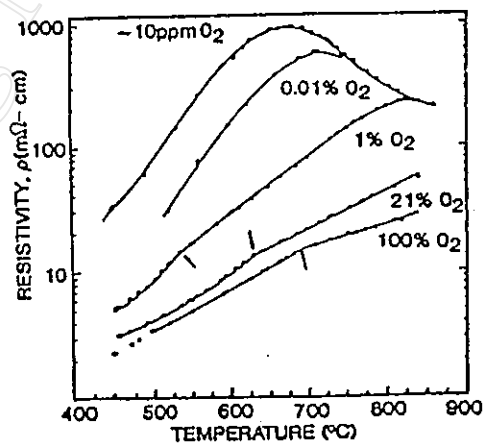
ค่าสภาพความต้านทานของโลหะที่ไม่ค่อยดี (poor metal) ที่อุณหภูมิสูงๆ จะมีแนวโน้มที่ไม่ขึ้นกับปริมาณของอุณหภูมิ โดยมีความสอดคล้องกับค่า wave length $\lambda_F = 2\pi/K_F$ ซึ่งอยู่ ณ ตำแหน่ง Fermi level และค่า K_F คือ Fermi wave vector และ Ioff-Regel ได้ให้กฎเกณฑ์สำหรับเริ่มต้นคือ $K_F l \approx 1$ (mean free path, l) ค่าที่เหมาะสมใน $YBa_2Cu_3O_{7.8}$ ค่าเท่ากับ 30 ที่อุณหภูมิ 100 เคลวิน และมีค่าเท่ากับ 3 ที่ อุณหภูมิ 1000 เคลวิน พิจารณาไปพร้อมกับรูปที่ 2.16 (ก) จะเป็นตัวบ่งบอก ที่อนุภาค ในกฎของ Ioff-Regel ไม่สามารถใช้ได้อย่างเหมาะสมในกรณีของสารตัวนำยิ่งยวด ขณะที่สารประกอบแบบที่มีโครงสร้างผลึกแบบ V_3Si เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น ไป 1950 เคลวิน สารจะแสดงคุณสมบัติทางไฟฟ้า ที่ค่าสภาพความต้านทานที่อุณหภูมิต่างๆ กัน



รูปที่ 2.15 แสดงค่าสภาพความต้านทานที่ขึ้นกับอุณหภูมิ ที่สาร rare earth (R) ในสมการ $\text{R Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [32]

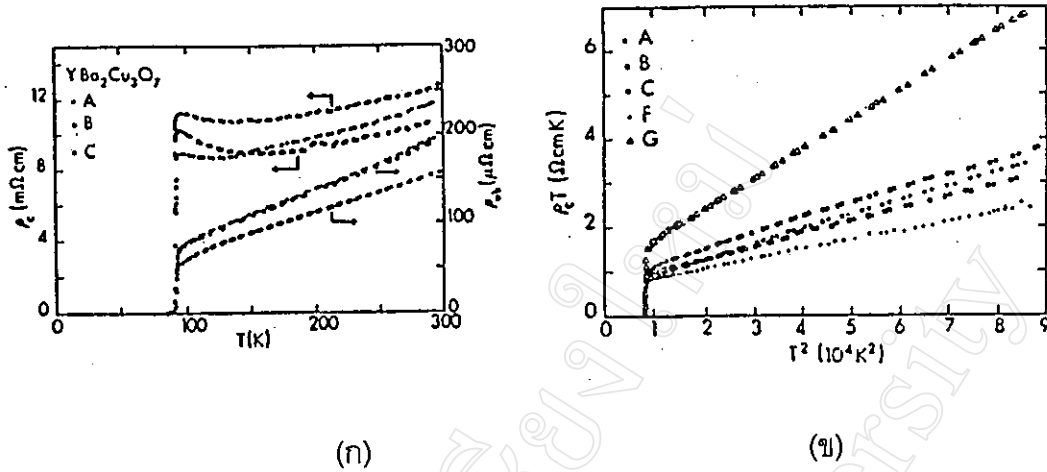


(ก)



(ข)

รูปที่ 2.16 (ก) แสดงกราฟค่าสภาพความต้านทานของ $(\text{La}_{0.9125}\text{Sr}_{0.0875})_2\text{CuO}_4$ และ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ รวมทั้งสารประกอบ V_3Si ($T_c = 17.1 \text{ K}$) [33] (ข) กราฟแสดงค่าสภาพความต้านทานที่ขึ้นกับอุณหภูมิของ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ ที่ความดันออกซิเจนต่างๆ [34]



รูปที่ 2.17 (ก) กราฟแสดงค่าสภาพความต้านทานในระนาบ ρ_{ab} และในแนวตั้งฉากกับระนาบ ρ_c ของสาร $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ (ข) กราฟเส้นที่สร้างจาก $\rho_c T$ และ T^2 ของผลึกเชิงเดี่ยว $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$

2.7.2 สภาพต้านทานแอนไอโซทรอปิก

ในรูปที่ 2.17 (ก) ค่าสภาพความต้านทานของ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ จะมี 2 order คือตามแนวแกน c และในแนวที่ขนานกับระนาบ ab เขียนออกมาในรูปของอัตราส่วนได้ว่า $\rho_c/\rho_{ab} \approx 100$ และสำหรับสาร $\text{Bi}_{2-x}\text{Sr}_{2-y}\text{CuO}_{6+\delta}$ มีค่าอัตราส่วนได้ว่า $\rho_c/\rho_{ab} \approx 10^5$ ค่าสภาพความต้านทานที่ขึ้นกับอุณหภูมิผลที่เกิดขึ้นอธิบายได้ด้วยทฤษฎีซึ่งจะอธิบายใน ส่วนต่อไป เมื่อเข้าใจจุดอุณหภูมิวิกฤตแสดงในรูปที่ 2.17 นำค่าที่ได้มาหาความสัมพันธ์ในรูปสมการออกมาได้ดังนี้

$$\rho_c = A_c/T + B_c T \quad (2.23)$$

$$\rho_{ab} = A_{ab}/T + B_{ab} T \quad (2.24)$$

โดยการสร้างกราฟ $\rho_{ab} T$ และ $\rho_c T$ กับ T^2 จะให้กราฟที่ดีในรูปที่ 2.17 (ข) ค่าสภาพความต้านทานที่ขึ้นกับมุมเขียนให้อยู่ในรูปสมการได้ว่า

$$\rho(\Theta) = \rho_c \cos^2(\Theta) + \rho_{ab} \sin^2(\Theta) \quad (2.25)$$

โดยที่ Θ เป็นมุมที่เกิดจากทิศทางของกระแสที่กระทำกับกับแกน c,

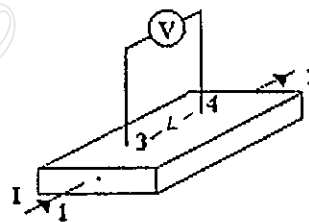
ปกติการวัดสภาพต้านทานไฟฟ้าของสาร polycrystalline จะมีค่าใกล้เคียงกัน สำหรับใน
ระนาบ Cu-O อัตราส่วนค่าสภาพต้านทานแบบแอนไอโซทรอปิกจะมีค่า $\rho_c/\rho_{ab} \approx 100$ ของสาร
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ซึ่งมีค่าสูง อธิบายได้ว่ากระแสจะไหลไปในทิศทางระนาบ Cu-O มากกว่า โดยไหล
ไปในระยะทางที่สั้นกว่าในทิศทางที่ตั้งฉากกับระนาบ Cu-O

2.7.3 anisotropy Determination

ปกติการวัดค่าสภาพความต้านทานของสารจะวัดแบบ four-point method ดังรูปที่ 2.18
โดยมีสองขาเป็นตัวนำกระแสเข้าและออก และอีกสองขาที่เหลือนั้นจะวัดความต่างศักย์ มีระยะห่าง
เท่ากับ L ซึ่งจุดที่วัดความต่างศักย์นั้นประมาณว่ากระแสนั้นมีลักษณะแบบ uniform มีการไหล
ของกระแสแบบ steady-state ค่าความต้านทานเกิดจากที่ขา 3 และ 4 ที่วัดได้ หาได้ในรูปอัตรา
ส่วนกับความต่างศักย์ที่วัดได้และกระแสที่จ่ายเข้าไป V/I และสามารถนำมาคำนวณหาค่าสภาพ
ความต้านทานได้จากสมการ

$$R = \rho L/A \quad (2.26)$$

เมื่อ A คือ cross-section area ของสารตัวอย่าง



รูปที่ 2.18 แสดงวิธีการวัดค่าสภาพต้านทานแบบ four-point method

ค่าสภาพความต้านทานวัดโดยใช้เทคนิคการวัดแบบ four-point method อาจมีความผิดพลาดได้เนื่องจากการติด contact ที่ไม่ดีหรือ มีค่าความต้านทานที่เกิดจากจุด contact มากเกินไป ดังนั้นการวัดแบบ four-point method จึงเป็นการวัดที่ใช้ได้ดีในสารแบบแอนไอโซทรอปิกถ้า
สารนั้นถูกตัดให้มีอยู่ในทิศทางใดทิศทางหนึ่ง โดยอยู่ในแนวทิศทางเดียวเท่านั้นและต้องเป็นทิศ

ทางที่กระแสไหลผ่าน ด้วยเงื่อนไขที่ว่า $L \gg A^{1/2}$ สำหรับสารตัวนำยิ่งยวดที่มีอุณหภูมิวิกฤตสูง (HTSC) สามารถกำหนดแนวการวัดได้สองทิศทาง คือ ในแนวแกน c ที่เป็นทิศที่มีการไหลของกระแส และอีกทิศทางหนึ่งคือ ในแนวที่ตั้งฉากกับแกน c นั่นคือค่าความต้านทานในแนว Transverse และ longitudinal R_t และ R_l โดยตัดสารให้มีรูปร่างเป็นแบบสี่เหลี่ยมมุมฉาก พร้อมกับค่า $a=b$ โดยที่ในแนวแกน c จะสั้นกว่าและเป็นทิศทางที่มีการไหลของกระแสดังรูปที่ 2.19 ค่าความต้านทาน R_t และ R_l จะนำไปคำนวณหาค่าสภาพความต้านทาน ρ_{ab} ในระนาบ ab และ ρ_c ในทิศทางที่ตั้งฉากกับระนาบ ab ตัวอย่างเช่น ในทิศทางแกน c แสดงออกมาในรูปความสัมพันธ์ของค่าความต้านทานที่ขึ้นกับพารามิเตอร์ x

$$x = c/a(\rho_c/\rho_{ab})^{1/2} \quad (2.27)$$

ที่อัตราส่วน $\rho_c/\rho_{ab} \approx 100$ ของ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ สำหรับในกรณี $x \ll 1$ สภาพความต้านทานจะอยู่ในรูปของ

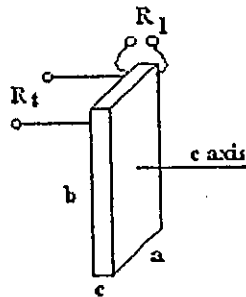
$$R_t = \rho_{ab}(a/bc)[1 - 4\ln 2/\pi] \quad x \ll 1 \quad (2.28)$$

$$R_l = \rho_c(c/ab)[(16\exp(-\pi/x))/\pi x] \quad x \ll 1 \quad (2.29)$$

และ ในกรณีที่ $x \gg 1$ จะได้ว่า

$$R_t = \rho_{ab}(a/bc)[(16\exp(-\pi/x))/\pi] \quad x \gg 1 \quad (2.30)$$

$$R_l = \rho_c(c/ab)[1 - 4\ln 2/\pi x] \quad x \gg 1 \quad (2.31)$$



รูปที่ 2.19 แสดงการวัดค่าสภาพความต้านทานแบบแอนนิโซทรอปิก

ทั้งสองค่านี้อยู่ในรูปแฟกเตอร์ของเอ็กโปเนนเชียล โดยในเทอมของ $4\ln 2/\pi$ มีค่าน้อย การสนับสนุนการนำไฟฟ้าที่ใกล้ค่าอุณหภูมิวิกฤตที่สถานะปกติจะเป็นผลมาจากการแปรผันของขอบเขตของการเป็นสารตัวนำยวดยิ่งบางที่เรียกว่า paraconductivity เป็นผลมาจากการสังเกตและการวิเคราะห์จากทฤษฎี

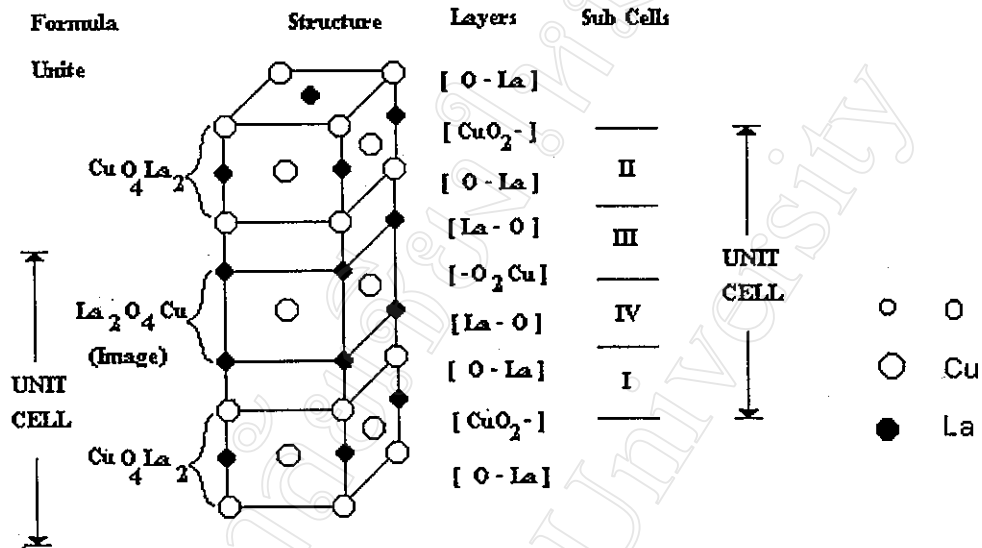
2.8 โครงสร้างสาร $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

โครงสร้างแบบ Perovskite เป็นโครงสร้างพื้นฐานของสารตัวนำยวดยิ่งที่มีรูปทรงเป็นกล่องสี่เหลี่ยมมีสูตรโครงสร้างเป็น ABX_2 ประกอบด้วยอะตอมของโลหะ A ที่อยู่ใจกลางกล่อง และมีอะตอมของโลหะ B ซึ่งมีขนาดเล็กกว่า A ที่มุมกล่องและอะตอมของโลหะ X อยู่ตรงกลางเส้นกล่อง ทั้ง 12 ด้าน A และ B เป็นไอออนบวก ส่วน X เป็นไอออนลบ จากลักษณะโครงสร้างนี้ ไอออนบวก B ถูกล้อมรอบโดยไอออน X ทั้ง 6 เป็นรูปออกตะฮีดรอน (Octahedron) ลักษณะโครงสร้างผลึกแบบต่อเนื่อง โครงสร้างของสารในระบบ La-Ba-Cu-O จะมีโครงสร้างเป็น Tetragonal ของ Perovskite มีโครงสร้างเป็นแบบ 2-1-4 ซึ่งแบ่งออกเป็น 3 ชั้น ได้แก่ด้านบนและด้านล่างจะเป็นส่วนของชั้น La-O และที่ชั้นตรงกลางที่ระนาบสี่เหลี่ยม จะมีทองแดงอยู่ พร้อมกับถูกล้อมรอบด้วยออกซิเจนและแยกออกไปได้อีก 3 แบบ ซึ่งทั้ง 3 แบบนี้มีความแตกต่างที่ตำแหน่งการจับของออกซิเจน ซึ่งอาจจะอยู่ด้านบนหรือด้านล่างของทองแดง รูปที่ 2.21

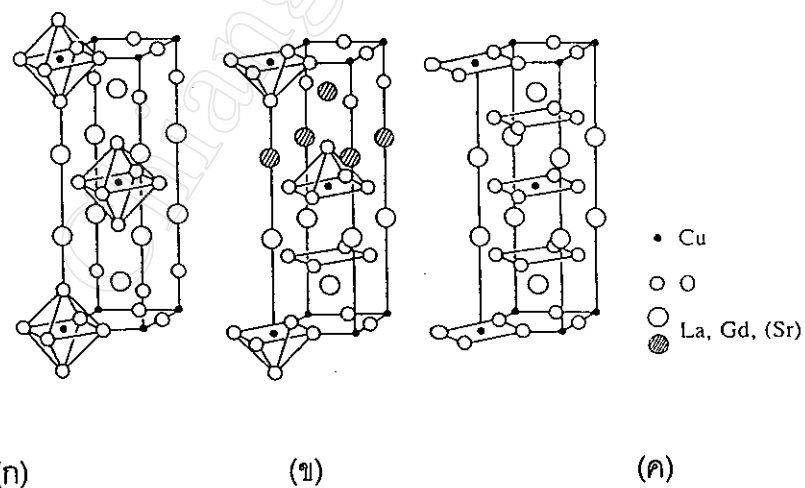
○ La_2CuO_4 ตำแหน่งของแลนทานัม ที่อยู่ในโครงสร้างผลึกสามารถแทนที่ได้ด้วย ธาตุที่อยู่ในหมู่ของ rare earth ได้แก่ Pr, Nd, Eu หรือ Gd รวมทั้ง ธาตุในหมู่ alkaline earth ได้แก่ Ca, Sr และ Ba และ ธาตุในหมู่ alkali metal ลักษณะโครงสร้างผลึกของ K_2NiF_4 มีรูปแบบ space group $I4/mmm$ ดังแสดงในรูปที่ 1 สำหรับสารที่มีโครงสร้างแบบ T คอออร์ดิเนตของออกซิเจนทั้ง 4 ตัว O1 ในมุมของระนาบทั้งสี่จะจับกับทองแดงซึ่งจะได้ระนาบของ Cu-O ความยาวของแกนพันธะมีความยาวประมาณ $1.9 \text{ \AA}$ สำหรับออกซิเจนที่มีตำแหน่งในโครงสร้างผลึกที่สูงกว่าทองแดงและต่ำกว่า มีแกนความยาวพันธะ $\sim 2.4 \text{ \AA}$

ตำแหน่งของทองแดงสามารถแสดงให้เห็นในรูปของออกตะฮีดรอน มีความสมมาตรแบบ $4/mmm$ จากผลการคำนวณทางทฤษฎี Band theory สนับสนุนการกระทำอันตรกิริยาของ Cu-O2 ในแนวที่ขนานกับแกน c ขณะที่ความยาวของแกนพันธะระหว่าง La และ O1 มีค่าเท่ากับ $2.6 \text{ \AA}$ และ O2 มีค่าเท่ากับ $2.7 \text{ \AA}$ ค่าเฉลี่ยของระยะ La-O เท่ากับ $2.4 \text{ \AA}$ ผลของการได้ไป Sr จะไปเพิ่ม

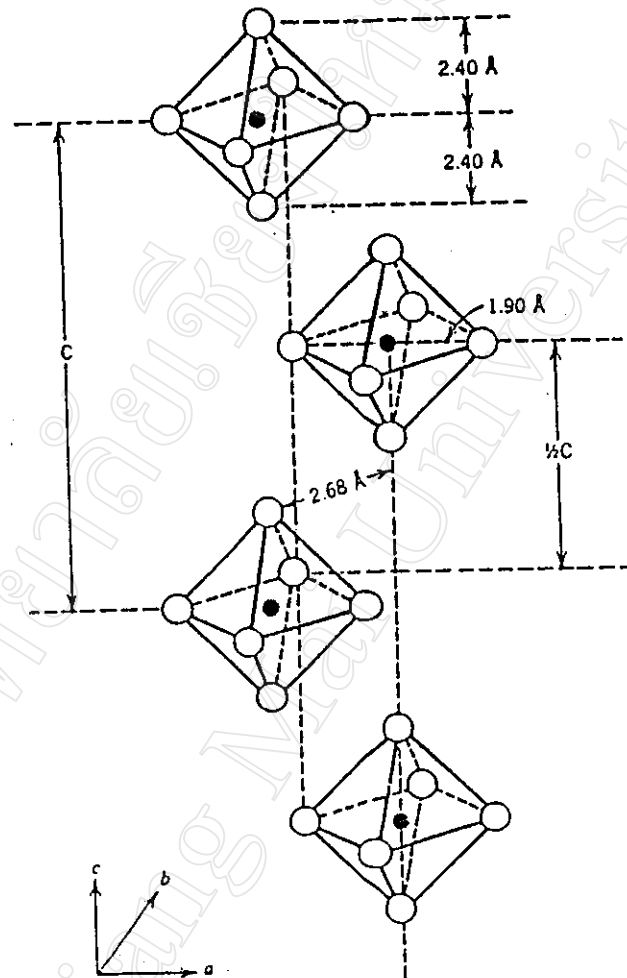
จำนวนอิเล็กตรอนที่เป็นพาหะในการนำไฟฟ้ามากขึ้น รูปที่ 2.18 แสดงเฟสไดอะแกรมของการเพิ่มของอุณหภูมิวิกฤตตามการได้ไป Sr



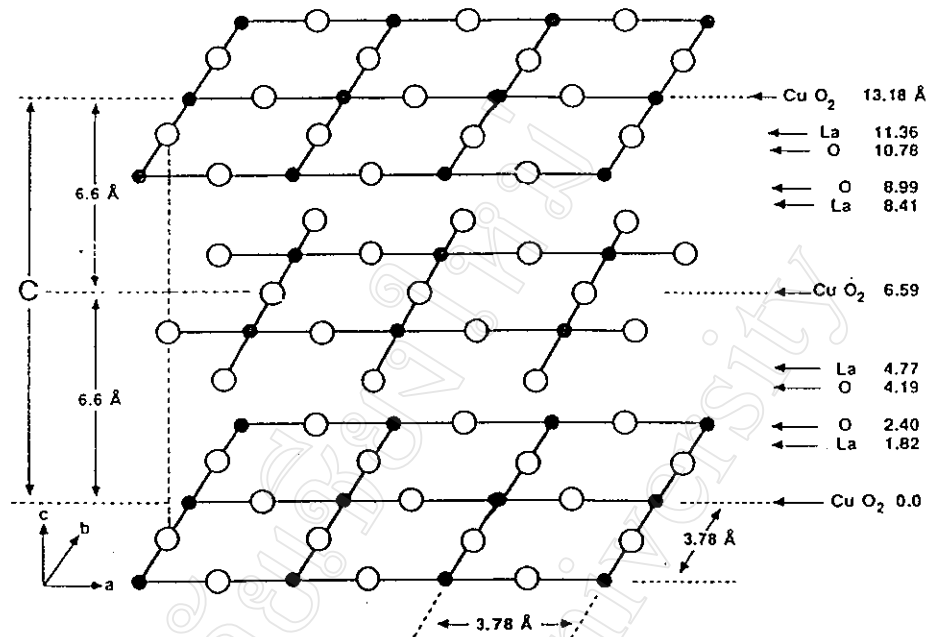
รูปที่ 2.20 แสดงโครงสร้างของ La₂CuO₄ ทางด้านซ้ายแสดงสูตรใน Unit cell ตามลำดับชั้นและทางขวาแสดง sub cell



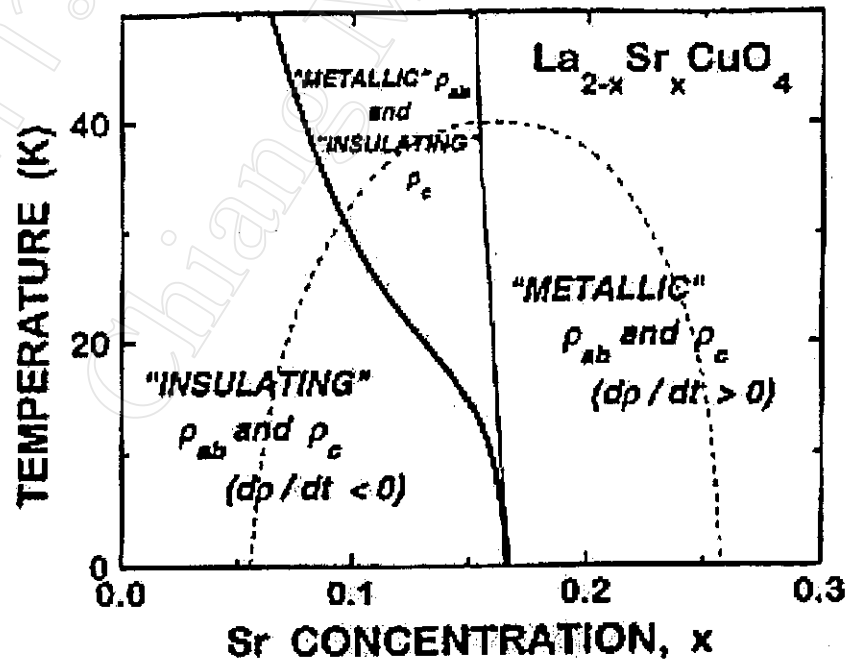
รูปที่ 2.21 (ก) โครงสร้างแบบ regular unit cell (T phase) ของสาร La_{2-x}Sr_xCuO₄
 (ข) โครงสร้างแบบ hybrid unit cell (T' phase) ของสาร La_{2-x-y}R_ySr_xCuO₄
 (ค) โครงสร้างแบบ alternate unit cell (T' phase) ของสาร (Nd_{1-x}Ce_x)₂CuO₄^[36]



รูปที่ 2.22 แสดงเส้นโครงร่างของ constant-valence charge density ที่อยู่บนระนาบ x, z และ ที่วางอยู่ในแนวทแยงมุมของระนาบใน unit cell ^[37]



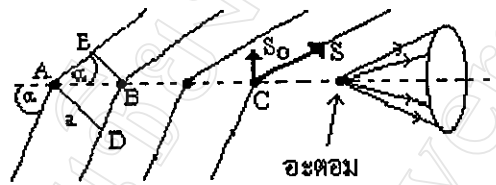
รูปที่ 2.23 แสดงชั้นของ CuO_2 ของโครงสร้าง La_2CuO_4 ที่อยู่ในแนวนอนและแสดงระยะห่างระหว่างชั้นในแกน C



รูปที่ 2.24 แสดงเฟสไดอแกรมของ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ ระหว่างการได้ป Sr (x) กับอุณหภูมิวิกฤต^[27]

2.9 การถ่ายภาพเลาเอ (Laue photograph)^[38]

เป็นวิธีการถ่ายภาพจากการเกิด diffraction โดยการใช้รังสีเอ็กซ์ที่เป็น white radiation ที่มีความยาวคลื่นต่อเนื่องและมีความยาวคลื่นใกล้เคียงกับค่า lattice constant เมื่อรังสีเอ็กซ์ผ่านเข้าไปในผลึกจึงเกิด diffraction ได้



รูปที่ 2.25 แสดงตำแหน่งของอะตอมที่เรียงตัวแบบหนึ่งมิติที่อยู่ห่างกัน a

ให้ A,B,C และ D ในรูปที่ 2.25 แสดงตำแหน่งของอะตอมที่เรียงตัวในหนึ่งมิติและให้ AD และ BE เป็นระยะห่างของลำรังสียิงเข้าและเป็นระยะห่างของรังสี diffraction แอมพลิจูดของคลื่นทั้งสองนี้จะ interfere แบบสร้างด้วยเงื่อนไขความแตกต่างของระยะเดินทาง AE-BD จะต้องเป็นจำนวนเต็มเท่าของความยาวคลื่น กล่าวคือ ทิศทางการ diffraction ดังสมการ

$$a (\cos\alpha - \cos\alpha_0) = e\lambda \quad , e = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.32)$$

โดยที่ a คือ ระยะห่างของ A และ B α คือ มุม diffraction α_0 คือ มุมตกกระทบ e เป็นเลขจำนวนเต็มใดๆ λ คือ ความยาวคลื่นของรังสีเอ็กซ์ จากค่าของ α_0 , a, λ และ e 1 ชุดให้ค่า α เพียงค่าเดียว ดังนั้นผลการ diffraction จึงมีลักษณะเป็นรูปกรวยกลมที่มีแกนในแนวแถวของอะตอมดังแสดงในรูปที่ 2.26 จากสมการที่ 2.32 แสดงเวกเตอร์ได้เป็น

$$a(S - S_0) = e\lambda \quad (2.33)$$

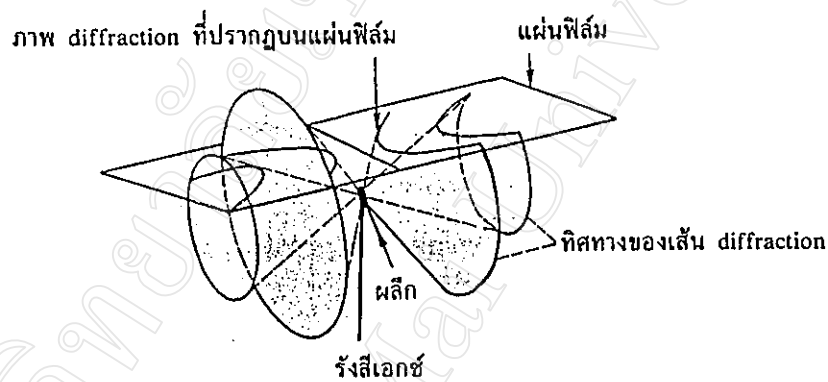
a เป็นเวกเตอร์ที่ลากจาก A ไปสู่ B S_0 และ S เป็น unit vector ที่มีทิศทางตามแนวรังสีตกกระทบและ diffraction ตามลำดับ ใน 3 มิติ พิจารณาโครงผลึกที่มี a, b, c เป็น primitive translation vector เงื่อนไขของการ diffraction คือ

$$a (\cos\alpha - \cos\alpha_0) = a(S - S_0) = e\lambda \quad (2.34)$$

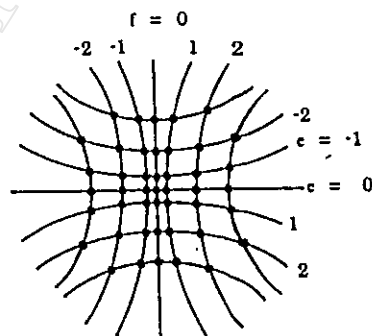
$$b (\cos\beta - \cos\beta_0) = b(S - S_0) = f\lambda \quad (2.35)$$

$$c (\cos\gamma - \cos\gamma_0) = c(S - S_0) = g\lambda \quad (2.36)$$

โดยที่ $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ และ α, β, γ คือ มุมที่รังสีตกกระทบ และรังสี diffraction กระทำกับ a, b, c ตามลำดับ สมการที่ 2.34 - 2.36 เรียกว่า สมการ Laue ของการ diffraction ของรังสีเอ็กซ์ จากรูปที่ 2.27 แสดงการเกิด diffraction ของรังสีเอ็กซ์อันเนื่องมาจากแถวของอะตอมหนึ่งมิติ (แกน x) เส้น diffraction ถูกบันทึกลงบนแผ่นฟิล์มมีลักษณะเป็นเส้นพาราโบลาโค้ง ลักษณะเช่นนี้เกิดจากการตัดกรวยกลมด้วยแผ่นฟิล์ม ถ้าการเรียงของอะตอมเป็นแบบสองมิติ (แกน x และ แกน y) ก็ จะเกิดจุดตัดบนเส้นพาราโบลา (ที่เกิดจากการกรวย) หลายๆ เส้นเป็นจุดๆ ดังแสดงใน รูปที่ 2.27 ซึ่งเป็นตัวอย่างกรณี $a = b$ และมุมรังสีตกกระทบเท่ากับ 90 องศา^[35]



รูปที่ 2.26 ภาพแสดง diffraction ของ รังสีเอ็กซ์ด้วยอะตอมที่เรียงตัวในหนึ่งมิติที่ปรากฏในแผ่นฟิล์มซึ่งเป็นรูปพาราโบลา



รูปที่ 2.27 ภาพ diffraction รังสีเอ็กซ์ด้วยอะตอมที่เรียงตัวแบบสองมิติ

กรณีการเรียงตัวของอะตอมใน 3 มิติ (x , y และ z) เส้น diffraction เกิดขึ้นได้ก็ต่อเมื่อเส้นพาราโลลิคของกรวยที่เกิดจากอะตอม ในแกน z ซ้อนทับกับทิศทางของ diffraction ที่เกิดจากอะตอมในแกน x และ y สังเกตการเกิด diffraction ของอะตอมใน 3 มิติ ได้โดยการให้ความยาวคลื่นรังสีเอ็กซ์คงที่ และเปลี่ยนมุมตกกระทบหรือให้ตำแหน่งมุมตกกระทบคงที่ แล้วเปลี่ยนความยาวคลื่นของรังสีเอ็กซ์ (Laue method)