

บทที่ 2

ทฤษฎีและเอกสารที่เกี่ยวข้อง

2.1 การเตรียมผงแลงกาไรต์เพื่อการสังเคราะห์ผลึก

จากรายงานการวิจัยเท่าที่สำรวจพบจนกระทั่ง ค.ศ.2001 พบว่า การปลูกผลึก LGS อาศัยการหลอมเหลวของผง LGS ตั้งต้น (charge) ที่ได้จากการเตรียมใน 2 ลักษณะ

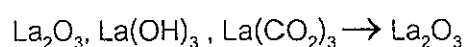
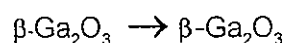
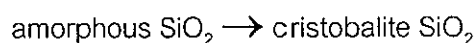
1).สร้างเป็นของแข็งก่อน(solid phase synthesis : SPS) เป็นการให้ความร้อนเพื่อสังเคราะห์ผงแคลไซต์ตามปกติ แต่มีความแตกต่างกันในรายละเอียดดังนี้

แบบที่1[20] เป็นการให้ความร้อนผงที่ผสมแล้วตามปกติ ที่อุณหภูมิ 1150°C -1200°C เป็นเวลา 4-5 ชั่วโมง ผงที่ได้จะมีเฟส $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$, LaGaO_3 , Ga_2O_3 และ SiO_2 แล้วนำมาหลอมในการปลูกผลึก

แบบที่2[4,16] เนื่องจาก La_2O_3 จะเป็นเฟสที่ไม่ค่อยเกิดปฏิกิริยา (non-reactive) แต่มีการแตกตัวของ La_2O_3 ที่ 357°C-420°C และ 530°C-580°C นำมาแอนนัลที่ 1300°C(ไม่ระบุเวลา) จะทำให้ ไม่เกิดการแตกตัวดังกล่าวอีก(ในขณะที่ 1200°C ยังคงเกิดการแตกตัว) เมื่อนำมาแคลไซน์ในถ้วยควอตซ์(ไม่ระบุอุณหภูมิ)จะเกิดปฏิกิริยาอย่างสมบูรณ์ โดยเฟส LGS เริ่มปรากฏที่ 1000°C โดยดูจากความร้อนเป็นลิวิตเฟสที่ 387°C และคายความร้อนเป็นเฟส LGS ที่ 1413°C

แบบที่3[21] พบว่า La_2O_3 มีการดูดความร้อนที่ 280°C, 550°C เมื่อนำออกไซด์ทั้งสามมาผสมกันในสัดส่วน stoichiometric ตรวจสอบด้วย DLA(dilatometric data analysis) พบการหดตัวที่ 950°C และ $\Delta l/l=25\%$ ที่ 1400°C แสดงว่าการจะได้เฟส LGS นำจะต้องใช้อุณหภูมิจนถึง 1400°C โดยใช้อัตราการขึ้นอุณหภูมิช้าๆ และทั้งช่วงเวลาในการหดตัวด้วยเฟส LGS สูงสุดที่ได้จากวิธีการนี้คือ 92% แต่เมื่อนำออกไซด์ตั้งต้นมาเผาที่ 550°C ก่อนแล้วอัดเม็ดเผาแอนนัลที่ 1450°C จะได้เฟสเดียวของ LGS

แบบที่4[22] นำออกไซด์ทั้งสามมาเผาแอนนัลที่ 1100°C เพื่อไล่ความชื้นและคาร์บอน โดยเฉพาะใน La_2O_3



ผงที่ได้นำมาผสมเผาแคลไซน์ตามปกติ วิธีใช้ควบคู่กับกระบวนการ Hard phase synthesis ซึ่งเป็นขั้นตอนที่ใช้ในการปลูกผลึก แต่หลีกเลี่ยงการอัดเม็ดบรรจุในภาชนะเลี้ยงผลึก เพื่อลดสารปนเปื้อนจากการอัด และรักษาสัดส่วนของผสมไว้ตลอดการปลูกผลึก

วิธีการ SPS นี้กระทำได้ง่าย แต่ใช้เวลานาน และที่อุณหภูมิมากกว่า 1100°C จะเกิดส่วนที่กลายเป็นไอ ของ Ga_2O_3 ในขณะที่ La_2O_3 และ SiO_2 ไม่ระเหยเป็นไอ

2) จากการกระจายความร้อนในตัว (self distribution high temperature synthesis : SHS)

อาศัยโลหะร้อนเป็นตัวจุดชนวนการเผาไหม้ โดยผสมโลหะ Ga ให้เข้ากับออกไซด์ La_2O_3 , SiO_2 ในสัดส่วนตามปกติ แล้วใช้โลหะอิสระ เช่น Pt ซึ่งมีอุณหภูมิเกินจุดหลอมเหลวของโลหะ Ga ไม่มากนัก ให้ O_2 ไหลผ่าน การออกซิไดซ์ของโลหะ Ga จะคายความร้อน เป็นตัวกำเนิดความร้อนในของผสมดังกล่าว จนเกิดเป็น LGS การควบคุมอุณหภูมิการเผาไหม้ ทำได้โดยการเติม Ga_2O_3 เข้าไปที่ละส่วน หรือควบคุมการไหลของ O_2 วิธี SHS นี้จะใช้เวลาน้อยกว่า แต่ยังคงมีการสูญเสีย Ga เช่นกัน จาก $\text{Ga}_{\text{met}} + \text{O}_2 \rightarrow \text{Ga}_2\text{O}_3 \uparrow$ และการชดเชย Ga โดยการเติม Ga_2O_3 แทนที่โลหะ Ga ต้องทำในปริมาณที่พอดี [20, 23]

แต่อย่างไรก็ตาม ผลึกที่ได้จากการปลูกจากผง LGS ที่เตรียมจากวิธีการใดก็ตาม บ่อยครั้งที่มีส่วนประกอบต่างไป กลายเป็น non-stoichiometric เช่น $\text{La} : \text{Ga} : \text{Si} : \text{O} = 3.27 : 4.9 : 0.87 : 14$ หรือ $2.56 : 5.8 : 0.72 : 14$ เป็นต้น [24] บางทีก็ปลูกผลึก LGS จากสัดส่วนที่ต่างออกไป ตั้งแต่ตอนต้น เช่น $\text{La}_2\text{O}_3 : \text{Ga}_2\text{O}_3 : \text{SiO}_2 = 48.6 : 48.9 : 3.1$ เป็นต้น [25]

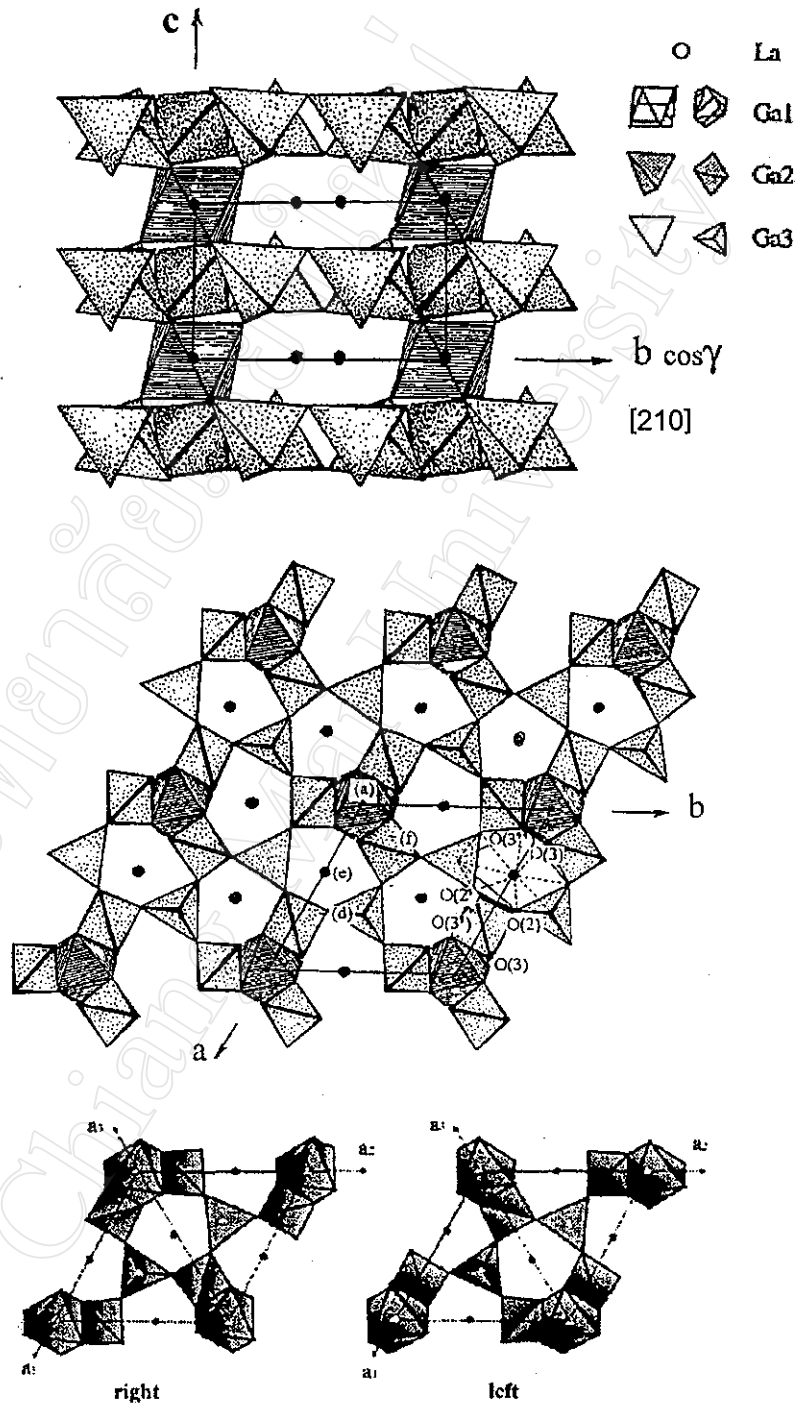
2.2 โครงสร้างผลึกแลงกาไซด์ [10,25-27]

LGS (gallium silicate of lanthanum, langasite, lansigate)

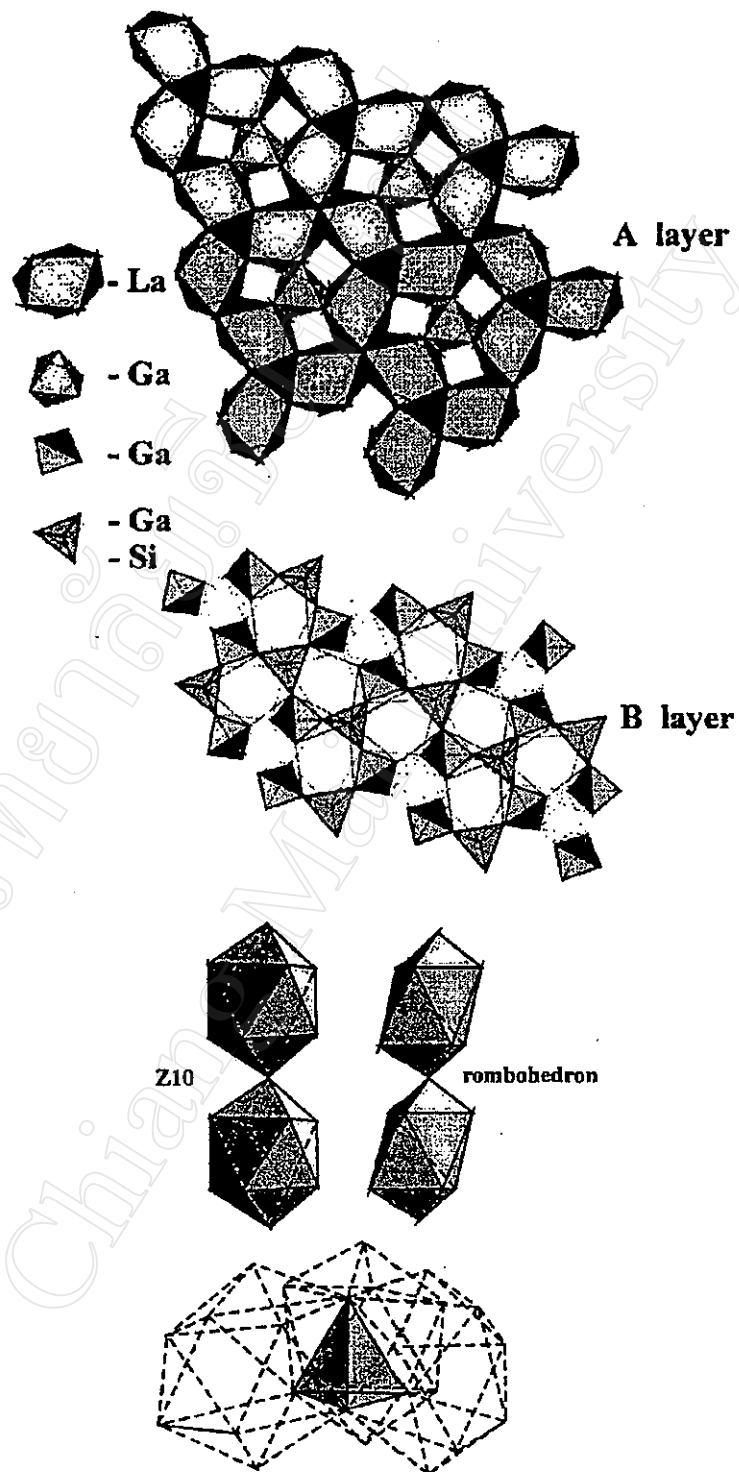
$\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ (calcium gallium germanium garnet, calcium gallo germanate)

LGS มีโครงสร้างแบบเดียวกับ $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$ อยู่ในกลุ่ม P321 เช่นเดียวกับควอตซ์ แต่ไม่เหมือนกันที่เดียวกัน ซึ่งควอตซ์อยู่ในกลุ่มมีสมมาตรแบบ P3₁21 แต่จากการที่อยู่ในกลุ่มผลึกไตรโกนอลเดียวกัน การคำนวณทางโครงสร้างที่ใช้ได้กับควอตซ์จึงใช้กับ LGS ได้โดยตรง ความแตกต่างทางโครงสร้างระหว่าง LGS กับ ควอตซ์ คือ

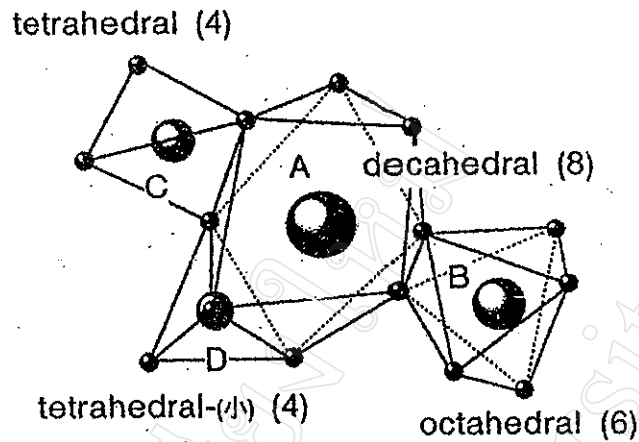
1.) ตามปกติ ผลึกในกลุ่ม P32 จะมีหน่วยโมติฟ (asymmetric object) ได้ 2 รูปแบบ คือ ซ้าย-ขวา ดังนั้น ผลึกที่ถูกสร้างจากหน่วยโมติฟจะมีลักษณะเป็นภาพสะท้อนของโครงสร้างผลึกที่สร้างจากอีกหน่วยหนึ่ง (enantiomorphous) ด้วย แต่ในตระกูล LGS กลับมีเพียงด้านเดียว โดย [10] สันนิษฐานว่าเป็นผลจากวิธีการปลูกผลึกซึ่งกำหนดให้หมุนไปในทิศทางเดียว



รูป 2.1 โครงสร้างผลึก LGS ในแบบ A₃BC₃D₂O₁₄ [12,25,26]



รูป 2.2 โครงสร้างผลึก LGS แสดงสายโซ่ พอลิอีตรอล Z10 ,เตตระอีตรอลของ Ga-Si และช่อง
รวมโบอีตรอล[25]



รูป 2.3 ตำแหน่งไอออนของโครงสร้างผลึก $A_3BC_3D_2O_{14}$ [26]

2.) ในขณะที่โครงสร้าง $P3_121$, $P3_221$ มีจุดอินเวอร์ชัน (หรือสมมาตร handedness) อยู่ภายใน แต่ไม่ปรากฏใน LGS อย่างไรก็ตาม พบว่า LGN มีลักษณะดังกล่าว แม้โครงสร้างจะไม่มีแกนสมการก็ตาม

รูปแบบทั่วไปของโครงสร้าง LGS คือ $A_3BC_3D_2O_{14}$ โดย A, B, C, D เป็นตำแหน่งของไอออนบวก 4 บริเวณ LGS มีธาตุอยู่ในตำแหน่งต่างๆ ตามรูปแบบ $La_3Ga(Ga_3)(GaSi)O_{14}$

A คือ บริเวณโคเคะฮีดรอล (หรือ Thomson cube)

B คือ บริเวณออกตะฮีดรอล

C คือ บริเวณเตตระฮีดรอลขนาดใหญ่

D คือ บริเวณเตตระฮีดรอลขนาดเล็ก

โครงสร้างผลึกถูกควบคุมด้วยแต่ละหน่วยของกลุ่ม BC_3O_7 ซึ่งเชื่อมโยงกันด้วย A และ D ตามรูป 2.1-2.3 และผลจากการที่ Ga, Si อยู่ในตำแหน่ง D ร่วมกัน ทำให้เกิดเป็นบริเวณไร้ระเบียบ(disordered) ขึ้นภายใน ซึ่งเป็นจุดดำหนิที่ส่งผลเสียต่อคุณสมบัติของผลึก โดยเฉพาะเกิดการสูญเสียทางเสียงและการสูญเสียทางความยืดหยุ่นมากขึ้น

แกนเพียโซอิเล็กตริก คือ แกน a ซึ่งเป็นแกนหมุนสอง เช่นเดียวกับในควอตซ์ อะตอมที่มีสมมาตรบนแกนหมุนสอง สามารถเลื่อนไปตามแกนเมื่อได้รับแรงกลไฟฟ้ามากระทำ

2.3 ค่าพารามิเตอร์

ตาราง 2.1 ค่าคงที่บางส่วนจาก[15]ของเซรามิกแลงกาไซด์

const	1983	1986	1992	1992	1995	1996	1999	1999	2000	straight average	straight stdev	Majority average	Majority stdev	Minority average
$\rho(\text{kg/m}^3)$	5743	5743	5743	5751	5743	5743	5764	5764	5739.2	5748.13	9.51	5743.6	3.56	5764
$\epsilon_{11}^T/\epsilon_0$	18.99	18.86			18.97		19.06	19.05		18.99	0.08			
$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$	49.32	49.1	50.701	49.3	52	50.7	51.6	51.81	49.41	50.44	1.18			
$\epsilon_{11}^S/\epsilon_0$	18.87	18.33	18.92	19	18.3	18.92	19.06	19.05	19.62	18.90	0.40			
$\epsilon_{33}^S/\epsilon_0$	49.32	49.1	50.701	49.3	52	50.7	51.6	51.81	49.41	50.44	1.18			
$e_{11}(\text{C/m}^3)$	-0.45	-0.44	-0.44	-0.45	-0.431	-0.44	-0.438	-0.4371	-0.402	-0.44	0.01			
$e_{11}(\text{C/m}^3)$	0.077	0.07	0.08	0.077	0.108	0.08	0.104	0.1039	0.13	0.09	0.02			
$C_{11}^E(\text{GPa})$	190.9	188.9	188.75	190.2	189.3	188.75	189	188.9	188.49	189.24	0.79			
$C_{12}^E(\text{GPa})$	106.3	104.6	104.75	106.3	105	104.75	104	104.2	104.07	104.89	0.87			
$C_{13}^E(\text{GPa})$	104.2	96.8	95.89	91.9	95.28	95.89	102	101.5	96.88	97.82	3.91	96.15	0.68	102.567
$C_{14}^E(\text{GPa})$	15.2	14.3	14.12	14.7	14.93	14.12	14.4	14.42	14.15	14.48	0.38			
$C_{33}^E(\text{GPa})$	261.9	262.2	261.4	262.1	262.4	261.4	268.3	268.3	261.68	263.30	2.86	261.87	0.39	268.3
$C_{44}^E(\text{GPa})$	52.4	53.9	53.5	53.4	53.84	53.5	53.3	53.3	53.71	53.43	0.44			
$C_{66}^E(\text{GPa})$	43.2	42.2	42	42.35	42.16	42	42.4	42.37	42.24	42.32	0.36			

ค่าคงที่ทางความร้อน ยังไม่มีข้อมูลสรุปแน่ชัด [16, 28] ระบุเป็น

$$\alpha_{11} = 5.84, 5.11, 5.15 \quad 10^{-6} / \text{K}$$

$$\alpha_{33} = 4.03, 3.6, 3.65 \quad 10^{-6} / \text{K}$$

การเปรียบเทียบค่าคงที่อื่นๆ ที่น่าสนใจ ดูได้จาก [3, 29, 30]

2.4 สมบัติอื่นๆ [3, 6, 16, 20, 24, 31]

LGS ไม่ละลายในน้ำ ละลายได้ในสารละลายของ HCl, HF, HNO₃ โดยไม่ตกตะกอน ซึ่งเป็นผลจากฟลูออไรด์ของ La, Ga ละลายได้ดี และยังละลายได้ใน HCl ร้อน และสารละลายที่มี HF $\leq 6 - 8\%$ ในทางตรงกันข้าม แก๊สของ La, Ga เช่น ฟลูออไรด์, คลอไรด์, คาร์บอนเตต, ฟอสเฟต, ออกซาลเตต จะละลายในน้ำได้น้อย ทำให้ตกตะกอน ส่วนผสมของกรดที่ใช้กัดผิวหน้าผลิตภัณฑ์สำรวจพบ มีหลายแบบ เช่น HCl : HNO₃ = 1 : 1 เป็นเวลา 2 ชม. ที่อุณหภูมิห้องหรือ 15 นาทีที่ 120°C หรือ HCl : HF : H₂O = 1 : 50 : 150 ที่ 70°C

ความแข็งในหน่วย Moh ที่มีระบุ คือ 5.5, 6-7,7

2.5 ตัวแปรที่มีผลต่อสมบัติไดอิเล็กตริก

ในส่วนนี้จะกล่าวถึงเฉพาะเรื่องของตัวแปรที่มีผลต่อค่าทางไดอิเล็กตริกเท่านั้น โดยไม่กล่าวถึง สมบัติพื้นฐานทางวงจร สมบัติไดอิเล็กตริกและเงื่อนไข (isotropic, uniform, linear) สมการไดอิเล็กตริกโดยตัวแปรจุลภาค (Clausius-Mossotti) รูปแบบการโพลาไรซ์ (P_o , P_i , P_o , P_s และ P_t)

2.5.1 สมบัติไดอิเล็กตริกแปรตามความถี่

ในย่านความถี่แสง (P_o , P_i) การตอบสนองของสารไดอิเล็กตริกที่ความถี่สูง เกิดจากการสั่นพ้องของการโพลาไรซ์กับสนามไฟฟ้า อาจคำนวณความสัมพันธ์จากการสั่นพ้องโพลาไรตอน หรือการสั่นพ้องของมวลทางกลศาสตร์ก็ได้ ความสัมพันธ์ที่ได้ให้รูปกราฟคล้ายคลึงกัน

ในย่านความถี่ทางไฟฟ้า (P_o , P_s) เนื่องจาก τ (ค่าคงที่ของเวลา) มีผลต่อ P_o , P_s เพราะสารไดอิเล็กตริกไม่ตอบสนองโดยทันทีเหมือนกรณี P_o , P_i ความเฉื่อยที่มีทำให้รูปแบบสมการที่เกิดขึ้นในแต่ละบริเวณไม่เหมือนกัน ดังนั้นจะกำหนดความสัมพันธ์จากการคะเนพฤติกรรมโดยรวมของการโพลาไรซ์ ดังนี้

-ให้ P = การโพลาไรซ์ทั้งหมดที่เวลา $t=0$ ซึ่งแทบทั้งหมดจะเป็น P_i , P_o ในย่าน $\omega \approx \infty$ คือ $\omega \geq \frac{1}{\tau}$ มากๆ ถือได้ว่า P_o , P_i ไม่ขึ้นกับ ω ซึ่งเมื่อ $\omega \approx \infty$ นี้ จะได้ $\epsilon_\infty^* = \epsilon_\infty$ เพราะการสูญเสียอาจเกิดจากการสั่นของไอออนหรือการเปลี่ยนรูปร่างไปเล็กน้อย ซึ่งเกิดขึ้นในช่วงอินฟราเรดเป็นหลัก แต่ต่ำกว่า 10^{10} Hz (ซึ่งสูงเกินระดับการใช้งาน) กล่าวได้ว่าไม่มีผล

-ให้ P_s หรือ $P_o =$ การโพลาไรซ์รวมทั้งหมด โดยไม่มีการสูญเสีย ($t=\infty$) ดังนั้น $\epsilon_s^* = \epsilon_s$

-ให้ $P_t =$ การโพลาไรซ์รวมทั้งหมดที่เวลา t แต่เฉพาะ P_s , P_o ในย่านความถี่ของการเกิด P_o , และ P_s เท่านั้นที่เป็นส่วนที่ขึ้นกับ ω , t อย่างแท้จริง

สมมติให้ลักษณะการเกิดโพลาไรซ์เป็นเช่นเดียวกับการเกิดแก๊สมันตรังสี นั่นคืออัตราการเกิดโพลาไรซ์ $\frac{d}{dt}(P_t - P_\infty)$ เป็นสัดส่วนโดยตรงกับจำนวนโพลาไรซ์ที่เหลืออยู่ ที่ยังไม่จัดเรียงตัวตามทิศทางสนาม

$$\begin{aligned} \left(-\frac{d}{dt}(P_s - P_i) \right) &= \frac{d}{dt}(P_t - P_\infty) \propto P_s - P_t \\ &= \frac{P_s - P_t}{\tau} \end{aligned} \quad (2-1)$$

ดังนั้นค่าคงที่ของเวลา τ ที่ได้ จึงเป็นตัวกำหนดเงื่อนไขว่าการโพลาริไซในย่านความถี่ช่วงหนึ่งถูกสมมติให้ใช้เวลาในการตอบสนองเป็นค่าเดียวกันทั้งหมด (single relaxation mode)

เนื่องจาก $P = (\epsilon^* - \epsilon_\infty)E_0^{i\omega t}$ ดังนั้นจะได้สมการในรูป

$$i\omega(\epsilon^* - \epsilon_\infty)E = \frac{(\epsilon_s - \epsilon^*)E}{\tau}$$

ชุดสมการเดอบายที่ได้คือ

$$\frac{\epsilon^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (2-2)$$

$$\frac{\epsilon' - \epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} = \frac{1}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (2-3)$$

$$\frac{\epsilon''}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} = \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (2-4)$$

$$\tan\delta \left(= \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \right) = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty)\omega\tau}{\epsilon_s + \epsilon_\infty\omega\tau} \quad (2-5)$$

ชุดสมการดังกล่าว อาจได้จากการคำนวณผ่านจากจำนวนโพลาริไซรวมที่เกิดขึ้น เมื่อเวลา t คือ $P_t = P_s(1 - e^{-t/\tau})$ ในรูป $P = (\epsilon^* - \epsilon_\infty)E_0^{i\omega t}$ หรืออาศัยการแปลงแบบฟูริเยร์ $F(\omega) = K \int_0^\infty P(t)e^{i\omega t} dt$ ซึ่งให้ผลเหมือนกัน

ค่า ϵ^* , ϵ' , ϵ'' , $\tan\delta$ ที่ได้สำหรับแต่ละย่านของ P_0 , P_s มีรูปแบบการตอบสนองต่อความถี่เหมือนกัน โดย ϵ'' หรือ ϵ'_s สมมาตรที่ $\omega\tau=1$ และ τ มีค่าเดียวกันตลอดตามเงื่อนไข ซึ่งไม่ตรงกับความเป็นจริงเท่าใดนัก เพราะเฟสที่หนาแน่นสูง สภาพแวดล้อมของอ็อนต่างชนิดกันจะไม่เหมือนกันแม้กระทั่งในผลึก การผันแปรจากสภาพข้างเคียงจะมากขึ้นในเฟสอสัณฐาน จะมีการกระจายค่า τ ที่กว้างกว่า ดังนั้น τ จึงควรอยู่ในรูปของการแจกแจงค่า

$$\frac{\epsilon^* - \epsilon_\infty}{\epsilon_s - \epsilon_\infty} = \int_0^\infty \frac{G(\tau)d\tau}{1 + i\omega\tau} \quad (2-6)$$

ซึ่งถ้า $G(\tau)$ เป็นฟังก์ชันเกาเซียน การแจกแจงค่าจะเป็นฟังก์ชันสมมาตร แต่ที่ความถี่สูงๆ ค่า ϵ'' แสดงให้เห็นว่าการแจกแจงที่เหมาะสมต้องเป็นแบบไม่สมมาตร. โดยด้านความถี่สูงมีค่ามากขึ้น แบบจำลองที่เกิดจากการปรับสมการเดอบาย ได้แก่ของสมการของ K.S. Cole และ R.H.Cole(1941) ซึ่งกราฟระหว่าง ϵ'' และ ϵ' เป็นส่วนโค้ง (circular arc) และสมการของ Cole-Davidson ซึ่งกราฟเป็นส่วนโค้งปลายแหลม (skewed arc)

$$\text{Cole-Cole} \quad \frac{\varepsilon^* - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty} = \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}} \quad (2-7)$$

$$\text{Cole-Davidson} \quad \frac{\varepsilon^* - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty} = \frac{1}{(1 + i\omega\tau)^\beta} \quad (2-8)$$

และยังมี Kirwood-Fuoss และ Williams-Watts ซึ่งใช้กันโดยทั่วไป

นอกจาก ε'' , ε' ที่ได้จากการโพลาริซจากจากการจำกัดเขตการเคลื่อนที่ด้วยวิธีการต่าง กันออกไปในย่านความถี่ต่างๆ ดังกล่าวแล้ว การเคลื่อนที่ของประจุอิสระส่วนหนึ่งที่มาถึงขั้ว ทำให้เกิดการนำไฟฟ้าเพิ่มขึ้น โดยไม่ส่งผลเปลี่ยนแปลงค่า ε' แต่ค่า ε'' เปลี่ยนไป ซึ่งจะกล่าวต่อไป

2.5.1.1 ค่าการสูญเสียแปรตามความถี่

จากรูปแบบการโพลาริซ สมการที่ได้และกราฟ ค่า ε' หรือการโพลาริซที่มีการเปลี่ยนแปลงการตอบสนอง จะเป็นบริเวณที่ ε'' มีค่ามาก เพราะพลังงานจากความถี่ที่สอดคล้องกับกระบวนการโพลาริซในย่านความถี่นั้น ถูกกักไว้ใช้ในกระบวนการนั้นนั่นเอง กล่าวได้ว่า กระบวนการใด ในย่านใด คือสาเหตุของค่าการสูญเสียในย่านนั้น ใส่เรียงตามลำดับความถี่ดังนี้

1. การสูญเสียจากการสั่นพ้อง (resonance loss) ในย่าน P_0 , P_1 เป็นผลจากการสั่นของออสซิลเลชันและการเปลี่ยนรูปร่างของอะตอมในย่านอินฟราเรด ($\approx 10^{12}$ Hz) และอัลตราไวโอเลต ($\approx 10^{15}$ Hz)

2. การสูญเสียจากการเคลื่อนที่ของไอออน (ion immigration)

2.1 การสูญเสียจากการปรับตัว (relaxation loss) เป็นผลจากการใช้เวลาตอบสนองสนามไฟฟ้า เพื่อให้เกิดการหมุนตัวปรับทิศทางใน P_0 และการย้ายตำแหน่งใน P_s ในกรณีการสูญเสียจาก P_s ปกติเกิดต่ำกว่า 1 kHz โดยที่ความถี่ของการปรับตัวมักปรากฏต่ำกว่า 1 Hz หรือเกิดจากขอบเกรนของเฟสที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกัน ซึ่งอาจทำให้มีโอกาสเกิดขึ้นสูงถึง 10^5 Hz ส่วนการสูญเสียจาก P_0 เกิดได้ที่หลายความถี่ จึงอยู่ในบริเวณกว้างๆ ในช่วง 10^4 - 10^{10} Hz

2.2 การสูญเสียจากการนำไฟฟ้า ((DC) conductivity loss) เกิดจากประจุอิสระและประจุที่ได้จากการกระโดดของไอออนในกระแสลับ โดยเฉพาะในเฟสแก้ว โดยทั่วไปการสูญเสียนี้มีค่าน้อย เมื่อความถี่มากกว่า 50-100 Hz ที่อุณหภูมิห้อง การเคลื่อนที่ไปยังขั้วอยู่ภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าอย่างเต็มที่ ไม่มีผลจากกลไกการดูดกลืนความถี่ใดๆ นั่นคือเมื่อพิจารณาที่ AC จะเป็น การสูญเสียที่สัมพันธ์โดยตรงกับระบบมหภาคและสภาพการนำไฟฟ้า $\sigma = \omega\varepsilon''$

$$\tan\delta = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'} = \frac{1}{\omega RC} \quad (2-9)$$

ซึ่งความถี่ต่ำลงเรื่อยๆ ค่า $\tan\delta$ จะเพิ่มขึ้นสูงสู่อินฟินิตี้

โดยรวมทั้งหมดแล้วค่าการสูญเสียของผลึก เกิดจากสารปนเปื้อนหรือตำหนิ(defect) เป็นหลัก ในขณะที่เฟสแกว่งขึ้นอยู่กับการโครงสร้างและองค์ประกอบ เกิดได้ในช่วงความถี่ที่กว้างขึ้น

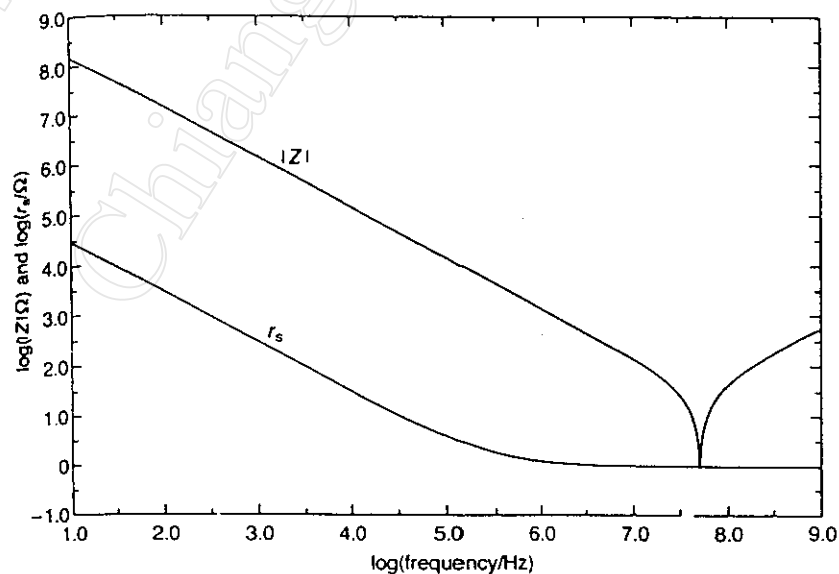
2.5.1.2 ค่าอิมพีแดนซ์แปรตามความถี่

อิมพีแดนซ์รวมในการวัดมีผลจากชิ้นงานไดอิเล็กตริกรวมกับขั้วโลหะ

$$\begin{aligned} Z^* &= (r_{el} + i\omega L) - \frac{1}{i\omega C^*} \\ &= r_{el} + i \left[\omega L - \frac{1}{\omega C'} \left(\frac{1 + i \tan \delta}{1 + \tan^2 \delta} \right) \right] \\ &= \left[r_{el} + \frac{\tan \delta}{\omega C' (1 + \tan^2 \delta)} \right] + i \left[\omega L - \frac{1}{\omega C' (1 + \tan^2 \delta)} \right] \end{aligned} \quad (2-10)$$

เพื่อดูลักษณะกราฟแปรตามความถี่อย่างง่าย สมมติให้ $C=200$ pF, $L=100$ nH, $\tan \delta=0.0002$ และ $r_{el}=1\Omega$ ทั้งหมดคงที่ไม่เปลี่ยนแปลงไปตามความถี่ กราฟของ $Z(f)$ เป็นตามรูป 2.4

$$\begin{aligned} Z^* &= r_s + i \left(\omega L - \frac{1}{\omega C'} \right) \\ |Z| &= \sqrt{r_s^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C'} \right)^2} \end{aligned} \quad (2-11)$$



รูป 2.4 ตัวอย่างค่าอิมพีแดนซ์ของไดอิเล็กตริกแปรตามความถี่[19:p193]

ความถี่สั่นพ้องคือ $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ และเมื่อความถี่ที่ใช้งานทั่วไปของตัวเก็บประจุมักจะต่ำกว่า ω_0 ดังนั้น อิมพีแดนซ์เป็นผลมาจาก X_C ของตัวเก็บประจุเป็นหลัก ซึ่งจะเห็นว่า $\log|Z|$ มีความสัมพันธ์เชิงเส้นกับ $\log f$ ได้ เมื่อไดอิเล็กตริกมีเงื่อนไขใกล้เคียงกับที่สมมติ ในขณะที่สูงกว่า ω_0 อิมพีแดนซ์เป็นผลมาจาก X_L เป็นหลัก อย่างไรก็ตาม กราฟที่ได้เป็นผลจากสมการมหภาคอุปนัยไปสู่ความถี่ที่สูงขึ้น ซึ่งไม่มีผลจาก P_s (หรือ P_0) และยังไม่ถึงความถี่ของ P_i เช่นกัน

2.5.2 สมบัติไดอิเล็กตริกแปรตามอุณหภูมิ

2.5.2.1 ค่า ϵ' , ϵ'' , $\tan\delta$ แปรตามอุณหภูมิ

เมื่อให้สารไดอิเล็กตริกมีสมบัติเปลี่ยนแปลงไปได้ด้วยการกระตุ้นทางความร้อน ด้วยค่า E/kT (Arrhenius group) ของฟังก์ชันเอกซ์โปเนนเชียล ในสมการอาร์เรเนียส โดยสมมติอย่างง่ายให้ τ มีเพียงค่าเดียว (ไม่เป็นฟังก์ชันการกระจาย) และ n เป็นจำนวนตัวที่เกิดการกระโดดของไอออนสำเร็จต่อวินาที ในลักษณะเดียวกับการแพร่ของอะตอม โดย E_A คือพลังงานกระตุ้น ซึ่งปกติมีค่าประมาณ 0.4-0.9 eV สำหรับเซรามิก

$$\tau = \frac{1}{2f_{\text{jump}}} = \tau_0 e^{E_A/kT} \quad (2-12)$$

$$n = n_0 f_{\text{jump}} = n_0 e^{-E_A/kT} \quad (2-13)$$

ดังนั้นเมื่อนำมาประกอบกับสมการเดอบาย จะพบว่าค่า ϵ' , ϵ'' มีการเพิ่มขึ้นแบบเอกซ์โปเนนเชียลกับอุณหภูมิ

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}$$

เมื่อพิจารณาประกอบกับสมการ Clausius-Mossotti, $N\alpha = \alpha_e + \alpha_i + n\alpha_j$ โดยสำหรับจำนวนเซรามิก α_e , α_i เทียบเท่ากับ α_j

$$\frac{\epsilon^* - 1}{\epsilon^* + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0} (= x) \quad (2-14)$$

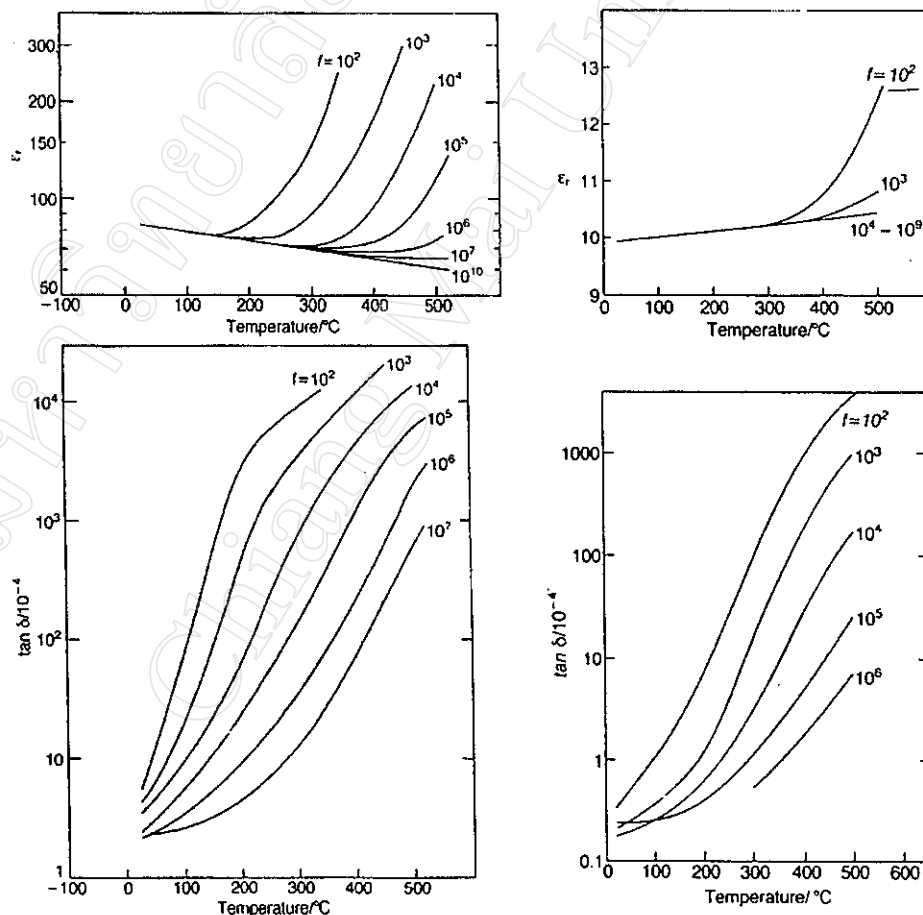
$$\epsilon^* = \frac{1 + 2x}{1 - x} = (1 + 2x)(1 + x + x^2 + x^3 + \dots)$$

$$= 3 \sum_{i=1} \left(\frac{N\alpha}{3\epsilon_0} \right)^{i-1} - 2$$

$$\alpha_j(T) = \frac{(ezd)^2}{3kT} \quad (2-15)$$

$$\alpha_j(\omega, T) = \frac{(ezd)^2}{3kT} \left(\frac{1}{1+i\omega\tau} \right) \quad (2-16)$$

นั่นคือโดยเทอมเอกซ์โปเนนเชียลทำให้เมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น จะใช้เวลาปรับตัวน้อยลง ทำให้มีจำนวนรอบสั่นได้มากขึ้น และความถี่ในการกระโดดของอิเล็กตรอน (f_{jump}) เพิ่มขึ้น ค่า ϵ' , ϵ'' จึงเพิ่มขึ้นตามอุณหภูมิ และเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงความถี่เข้ามาเกี่ยวข้อง การลำดับค่าของ ϵ' , ϵ'' จะเป็นไปตามสมการเดบายหรืออื่นๆ ด้วย โดยปกติสำหรับเซรามิกซึ่ง P_s อยู่ในช่วงความถี่ต่ำมาก ไม่ปรากฏ P_0 และ P_r , P_e สูงเกินระดับความถี่ใช้งานทั่วไป (10^{10} Hz) ค่า ϵ' , ϵ'' จึงลดลงตามลำดับความถี่ไปเรื่อยๆ ที่อุณหภูมิเดียวกันตามรูป 2.5



รูป 2.5 ตัวอย่าง ϵ' , $\tan \delta$ ของ เซรามิกไทเทเนียม เซรามิกอลูมินาแปรตามอุณหภูมิ[19:p218,227]

ดังนั้น โดยรวมแล้วค่า ϵ' , ϵ'' และ σ ที่จะกล่าวต่อไป แปรตามอุณหภูมิแบบเอกซ์โปเนนเชียลด้วย ค่า E_A/kT เป็นหลัก ซึ่งสามารถแทนได้ด้วยอนุกรมกำลัง ด้วยเหตุนี้ในบางกรณีจึงใช้สมการโพลีโนเมียลแทน เช่น ค่า $\epsilon'(T)$ ของของเหลว ค่า $\sigma(T)$ ของแก้วขณะหลอมเหลวที่อาจมีหลายค่าพลังงานกระตุ้น แต่ทั้งนี้สมการโพลีโนเมียลดังกล่าวย่อมประมาณค่าได้เฉพาะช่วงอุณหภูมิที่ทำการทดลองเท่านั้น

2.5.2.2 สภาพการนำไฟฟ้าแปรตามอุณหภูมิ

พิจารณาผลจาก DC เป็นหลัก สภาพการนำไฟฟ้าเกิดจากพาหะอิเล็กตรอนและโฮล

$$\sigma = \sum \sigma_i = \sum (e z_i) n_i \mu_i \quad (2-17)$$

$$\mu_i (\text{mobility}) = \frac{e z_i \tau_i}{m_i} \quad (2-18)$$

จะพบว่า $\sigma \propto e^{-1/T}$ เป็นส่วนที่เด่นกว่า $\sigma \propto \frac{1}{T}$ โดยตลอดทุกรูปแบบการนำไฟฟ้า

1) การนำไฟฟ้าด้วยอิเล็กตรอน (electronic conduction; σ_e)

พาหะประจุคืออิเล็กตรอน-โฮล (n-p) จากพันธะวาเลนซ์อาศัยการย้ายระดับพลังงาน (band to band) พลังงานความร้อนที่พอเพียงจะกระตุ้นให้อิเล็กตรอน เคลื่อนจากระดับยึดเหนี่ยวมาสู่ระดับเหนี่ยวนำ โดยทฤษฎีระดับพลังงาน (band theory) ที่อาศัยการประมาณว่า

-ระบบที่พิจารณาเป็นระบบไม่ถ่ายเทพลังงาน (adiabatic) เพราะนิวเคลียสมีขนาดใหญ่มาก และแทบไม่เคลื่อนไหวเมื่อเทียบกับอิเล็กตรอน

-อิเล็กตรอนตัวอื่นเคลื่อนที่อย่างปกติ ไม่มีผลต่อวาเลนซ์อิเล็กตรอนที่พิจารณา (ซึ่งใช้ได้กับโลหะ สารกึ่งตัวนำ แต่ไม่ดีนักในฉนวน)

$$p = n = 2 \left(\frac{2\pi kT}{h^2} \right)^{3/2} (m_e^* m_h^*)^{3/4} e^{-E_F/2kT} \approx 10^{19} e^{-E_F/2kT} \quad \text{ที่ } 300^\circ\text{K} \quad (2-19)$$

$$\mu \propto [T^{-3/2}, T^{0.25}]$$

$$\sigma_e = |e|n(\mu_e + \mu_p) = \mu_0 e^{-E_g/2kT} \quad (2-20)$$

σ_e แปรตามค่าเอกซ์โปเนนเชียลเป็นหลัก ซึ่งปกติมีค่าสูงกว่า $1/T$ มาก

2) การนำไฟฟ้าด้วยโพลารอน (polaron conduction; σ_p)

พาหะของประจุคืออิเล็กตรอน แต่การเคลื่อนที่ต่างไปจากกรณีแรกที่อธิบายโดยแบบจำลองระดับพลังงาน ซึ่งสมมติว่าเป็นระบบปิดไม่มีการถ่ายเทพลังงานนั้น ไม่เหมาะสมที่จะใช้กับพันธะไอออนิก ซึ่งย่อมต้องมีการสั่นของไอออนบวกลบหรือไอออนที่มีเลขออกซิเดชันต่างกันอยู่หนึ่ง

โพลารอนเป็นอันตรกิริยาของพาหะประจุกับสนามโพลารไรซ์ (จากโครงสร้างผลึก) หรือโฟนอน (ควอนตัมของพลังงานการสั่นของโครงผลึก) ซึ่งปกติอิเล็กตรอนจะเกิดการกระเจิงจากการชนกับโฟนอน แต่ในการเกิดเป็นโพลารอน อิเล็กตรอนลดพลังงานโดยเหนี่ยวนำกับสนามโพลารไรซ์เกิด การเปลี่ยนรูปร่างจากการย้ายตำแหน่งของประจุในบริเวณนั้น ผลที่เกิดขึ้นคืออิเล็กตรอนเหมือนมีมวลมากขึ้นเนื่องจากการเคลื่อนที่ที่จะเกิดขึ้นต้องลากหรือขยับอิออนรอบๆ มวลของโพลารอนหรืออิเล็กตรอนเสมือนเพิ่มขึ้นเป็นผลจากการเปลี่ยนแปลงรูปร่างนั่นเอง ซึ่งส่งผลต่อไปถึงขนาดของโพลารอน ถ้าเหนี่ยวนำไม่มากยังคงเป็นโพลารอนขนาดใหญ่ การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนจึงคล้ายอิเล็กตรอนอิสระ แต่ถ้าการเหนี่ยวนำมากจนเปลี่ยนรูปร่างมีขนาดเล็กกว่าค่าคงที่แลตทิซของหน่วยเซลล์ จะเป็นโพลารอนขนาดเล็ก อิเล็กตรอนจะอยู่ใกล้อิออนใดอิออนหนึ่ง(localized) และจะเคลื่อนที่แบบกระโดด(hopping) กล่าวคือเป็นการย้ายจากที่หนึ่งไปสู่อีกที่หนึ่ง(site to site) โดยไม่สูญเสียพลังงาน ซึ่งเกิดขึ้นได้เมื่อในระหว่างการสั่นจากความร้อนของโครงผลึก ทำให้เกิดมีบริเวณใกล้เคียงที่มีลักษณะเหมือนกัน เมื่อนั้นอิเล็กตรอนจะถูกจับแล้วไปปรากฏในอีกบริเวณดังกล่าว ที่อุณหภูมิสูง (thermally activated hopping) จะมีโอกาสเกิดมากกว่า และระยะการย้ายที่สั้นกว่าที่อุณหภูมิต่ำ (tunnelling) ในทางตรงกันข้ามอาจพิจารณาเป็นการกระโดดของโพลารอนได้เช่นกัน

ความเข้มข้นของพาหะ (n) ขึ้นอยู่กับปริมาณสารได้ป แต่ μ ยังคงเป็นฟังก์ชันเอกซโปเนนเชียล โดย E_p คือพลังงานยึดเหนี่ยวของโพลารอน

$$\mu = \mu_0 e^{-E_p/2kT} \quad (2-21)$$

ดังนั้น σ_0 จึงยังคงเป็นฟังก์ชันเอกซโปเนนเชียลแต่ด้วยเหตุผลที่ต่างไปจาก σ_0

3) การนำไฟฟ้าด้วยอิออน (ionic conduction: σ_i)

เป็นกระบวนการสำคัญในเซรามิกส่วนใหญ่ พาหะประจุคืออิออนและจุดตำหนิต่างๆ ที่ต้องมีเพื่อการแลกเปลี่ยนตำแหน่ง(ion-defect) ซึ่งสามารถสร้างขึ้นได้ด้วยความร้อน เช่นเดียวกับอิออนของโครงสร้างผลึกที่ต้องใช้พลังงานขั้นต่ำหนึ่งเพื่อข้ามกำแพงพลังงาน ของอิออนข้างเคียงไปยังตำแหน่งที่ว่าง โดยที่ n ของอิออนและจุดตำหนิจะเป็นฟังก์ชันเอกซโปเนนเชียลของเอนทัลปี และ μ เป็นฟังก์ชันของพลังงานอิสระของกิบส์

$$n_i = e^{-\Delta H/2kT} \quad (2-22)$$

$$\begin{aligned} \mu_i &= (ez_i) a^2 v e^{-\Delta G/kT} \\ &= ez_i \frac{D}{kT} = ez_i B \end{aligned} \quad (2-23)$$

เมื่อ D (สัมประสิทธิ์การแพร่) และ B (สภาพการเคลื่อนที่สัมบูรณ์) เป็นไปตามความสัมพันธ์ Nernst-Einstein ซึ่ง σ_i ที่ได้ยังคงเป็นฟังก์ชันเอกซโพเนนเชียลมากกว่า $1/T$ และขึ้นกับพลังงานสองส่วนคือ $\frac{E_i}{kT} = \frac{1}{kT} \left(\frac{\Delta H}{2} + \Delta G \right)$ เมื่อ ΔH คือพลังงานของสมบัติเนื้อใน (intrinsic) ที่ต้องใช้ในการสร้างจุดตำหนิให้เกิดขึ้น และ ΔG เป็นพลังงานสำหรับภายนอก (extrinsic) เพื่อใช้ในการเคลื่อนที่ไปสู่ตำแหน่งอื่น ดังนั้นการนำไฟฟ้าด้วยไอออนในย่าน intrinsic $\left(\frac{E_i}{2kT} \right)$ จึงเป็นผลรวมของย่าน extrinsic $\left(\frac{E_x}{kT} \right)$ เข้าไปด้วย ซึ่งโดยทั่วไปการนำไฟฟ้าในย่าน intrinsic จะเกิดได้ที่อุณหภูมิสูงกว่า extrinsic นอกจากนั้นการแพร่ของไอออนมักน้อยกว่าการแพร่ของตำแหน่งช่องว่างมาก เพราะเป็นผลจาก $n_v D_v = n_i D_i$ ซึ่งโดยปกติ $n_v \gg n_i$

อย่างไรก็ตาม σ_i ที่ได้จะเกิดความไม่ต่อเนื่องขึ้น เพราะมีกระบวนการสองส่วนเกิดขึ้น (เปรียบเทียบกับ σ_e, σ_p ที่ใช้พลังงานกระตุ้นเพียงส่วนเดียว) แต่ละส่วนต้องการพลังงานขั้นต่ำเพื่อให้เกิดผลขึ้น ดังนั้นในทางปฏิบัติเมื่อรวมผลจากสารปนเปื้อนเข้าไปด้วย ช่วงกราฟแปรตามอุณหภูมิอาจแบ่งได้เป็นหลายส่วนหลัก ดังนี้

-ย่านผลจากภายใน (intrinsic :I) เกิดที่อุณหภูมิสูง พาหะประจุอยู่ในสภาพสมดุลความร้อน σ ขึ้นกับ n และ D (หรือ μ) คือต้องใช้พลังงานทั้ง ΔH จากการสร้างตำแหน่งตำหนิ และ ΔG ในการเคลื่อนที่

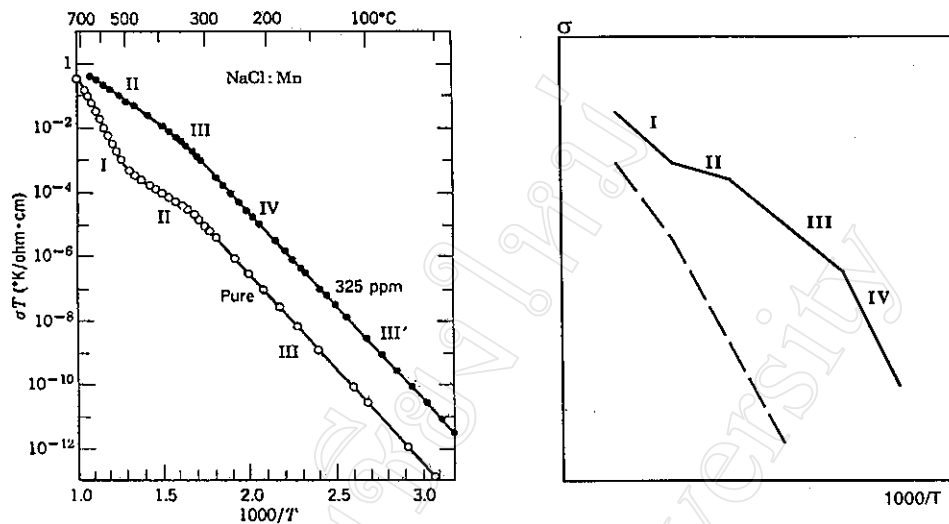
-ย่านผลจากภายนอก (extrinsic) แบ่งเป็น 3 ช่วงตามลำดับ อุณหภูมิลงไป คือ II, III, IV ค่า σ ขึ้นกับ D หรือ ΔG ทั้งหมด

-ย่านประจุนอิสระ (simple, unassociate :II) ตำแหน่งตำหนิและสารปนเปื้อนเป็นอิสระต่อกันทั้งหมด พลังงานกระตุ้นของการแพร่หรือการนำไฟฟ้าเป็นพลังงานที่ต้องใช้ในการเคลื่อนที่ทั้งหมด

-ย่านประจุก่ี่ยวพัน (association :III) ทั้งตำแหน่งตำหนิและสารปนเปื้อน ก่อตัวตามแรงดึงดูดเป็นตำหนิที่ซับซ้อนขึ้น พลังงานกระตุ้นของการแพร่จึงมีทั้งที่ต้องใช้ในส่วนของการเคลื่อนที่และทำลายสภาพเกี่ยวพันของตำแหน่งตำหนิกับสารปนเปื้อน

-ย่านจับตัวเป็นก้อน (precipitation :IV) แรงดึงดูดมีมากจนก่อตัวเป็นเฟสใหม่ของสารปนเปื้อนที่กระจายตัวอยู่ในโครงผลึก พลังงานกระตุ้นของการแพร่ถูกใช้ไปในสองส่วนเช่นเดียวกัน

ดังนั้นจากย่าน II, III และ IV ความร้อนส่วนหนึ่งจะใช้ไปในการสลายเฟสของสารปนเปื้อน (IV) ทั้งหมดที่มีอยู่ ไปจนถึงแตกกระจายเป็นอิสระต่อกัน (II) อีกส่วนหนึ่งใช้ไปในการเคลื่อนที่ของผลผลิตที่ได้อยู่ตลอดเวลา สภาพการนำไฟฟ้าและการแพร่จึงเพิ่มขึ้นตลอดตามอุณหภูมิแต่มีอัตราเปลี่ยนแปลงไป เนื่องจากประเภทยของสิ่งแปลกปลอมลดลงไปในแต่ละช่วงอุณหภูมิที่สูงขึ้น และแต่ละประเภทตอบสนองต่อความร้อนต่างกันไป เช่นรูป 2.6 กราฟของการนำไฟฟ้าของการแพร่ของไอออนบวก Na^+ ในโครงผลึก ซึ่งเคลื่อนที่ได้ง่ายเนื่องจากมีขนาดเล็ก ในย่านผลจากภายนอก อัตราการแพร่มีค่าลดลง เนื่องจากประเภทยของสิ่งแปลกปลอมลดลงไปตามอุณหภูมิที่สูงขึ้น



รูป 2.6 ตัวอย่างสภาพการนำไฟฟ้ากระแสตรงแปรตามอุณหภูมิ ในสารไดอิเล็กตริก[34:p856]

สำหรับเซรามิก ผลของสารปนเปื้อนที่มีต่อตำแหน่งว่างของไอออนบวกกับไอออนลบจะแสดงผลตรงข้ามกันตามรูป 2.6 ปัญหาที่เกิดขึ้นคือค่าที่ได้ถูกจำกัดอยู่ในช่วงอุณหภูมิค่าหนึ่งที่จะสามารถวัดได้ ทำให้ไม่สามารถจำแนกหรือระบุสภาพการนำไฟฟ้าว่าเกิดจากย่านใดได้แน่ชัดนัก

กล่าวโดยรวม สภาพการนำไฟฟ้าไม่ว่าด้วยอิเล็กตรอนโพลาไรซันหรือไอออนแปรตามฟังก์ชันเอกซ์โปเนนเชียลเป็นหลัก แสดงได้ในรูปสมการอาร์เรเนียสของค่าพารามิเตอร์ E_A/kT ที่แสดงว่าสามารถถูกกระตุ้นได้ด้วยความร้อน

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_A/k}{T} \quad (2-24)$$

โดย E_A คือพลังงานกระตุ้นจากการทดสอบ ซึ่งแปลความต่างกันไปในแต่ละเงื่อนไขในแต่ละช่วงการนำไฟฟ้า

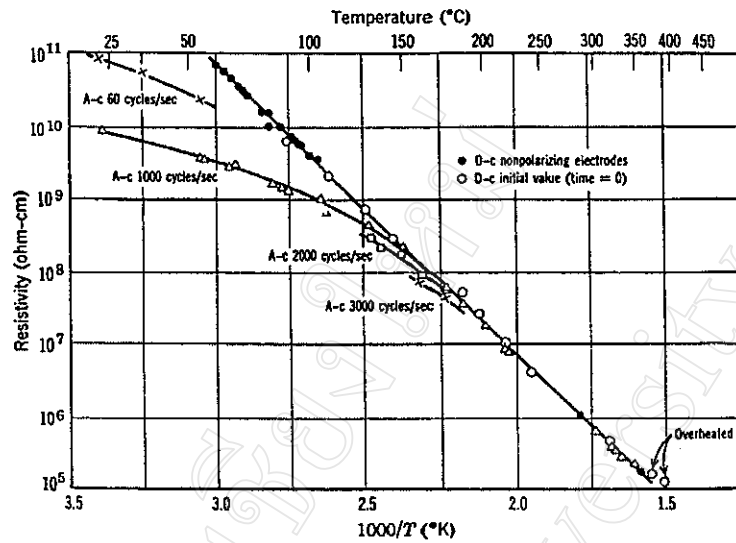
ผลรวมของสภาพการนำไฟฟ้าแปรตามความถี่ในกระแสสลับ AC และอุณหภูมิจะสูงกว่าจาก DC ในช่วงอุณหภูมิที่ยังไม่สูงมากนัก จนกระทั่งอุณหภูมิประมาณ 250 °C ผลการนำไฟฟ้าด้วยความร้อนจะมากขึ้นจนกลบผลจากความถี่จนไม่มีความแตกต่างกันตามรูป 2.7

2.5.3 ตัวแปรอื่นที่มีผลต่อสมบัติไดอิเล็กตริก

-ศักย์ไฟฟ้า มีผลต่อ P_s ทำให้ประจุอิสระเพิ่มขึ้น ทำให้มีค่า P_s เพิ่มขึ้นและความถี่ f_{jump} เพิ่มขึ้นด้วย รวมถึงถึง $\sigma(\text{DC})$

-ความชื้น มีผลเพิ่มค่า P_s และ $\sigma(\text{DC})$ เช่นกัน

-การแทรกตัวของน้ำ หลังจากเปียกน้ำ น้ำจะก่อตัวเป็นชั้นฟิล์มที่ผิว ทำให้ σ เพิ่มขึ้น



รูป 2.7 ตัวอย่างค่าสภาพความต้านทานแปรตามอุณหภูมิในกระแสสลับของแก้ว[34:p946]

-สภาพอากาศ เป็นผลรวมของสิ่งต่างๆ ที่มีปะปนอยู่รอบๆ เช่น สารปนเปื้อน ความชื้น ลม รังสี ซึ่งจะไปเปลี่ยนสภาพพื้นผิวของสารชิ้นงาน

-การเสื่อมสภาพ เป็นผลหลังจากการใช้งานหรือผ่านตัวแปรอื่นๆ โดยทั่วไปจะทำให้ ϵ' และ $\tan\delta$ เพิ่มสูงขึ้น โดยเฉพาะที่ความถี่ต่ำลง

รวมถึงการสั่นสะเทือนและความสะอาด ทั้งหมดเป็นเงื่อนไขที่มีผลต่อการวัดสมบัติไดอิเล็กตริก