

บทที่ 3

ทฤษฎีพื้นฐาน

เพื่อให้เข้าใจถึงปัจจัยต่าง ๆ ที่มีผลต่อการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าแฟกเตอร์ความสูญเสียทางไดอิเล็กทริก ดังนั้นในบทนี้จะได้อธิบายถึงทฤษฎีทางไดอิเล็กทริก การไหลเวียนของไฟฟ้า ผลของอุณหภูมิ ความถี่ ขนาดเกรน ความเค้น และ โดเมนเฟอร์โรอิเล็กทริก ที่มีผลต่อการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าแฟกเตอร์ความสูญเสียทางไดอิเล็กทริก รวมไปถึงการวัดค่าสภาพยอมทางไฟฟ้า ซึ่งรายละเอียดในแต่ละหัวข้อมีดังต่อไปนี้

3.1 ทฤษฎีไดอิเล็กทริก (รัตติกร ยัมนิรัญ, 2536)

สารทุกชนิดประกอบไปด้วยส่วนย่อย คือ อะตอม อะตอมหลาย ๆ อะตอมรวมกันกลายเป็นโมเลกุล ซึ่งภายในโมเลกุลนั้นประกอบไปด้วยกลุ่มโปรตอนและกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีจุดศูนย์กลางมวลรวมกันและอยู่ภายใต้แรงยึดเหนี่ยวระหว่างโมเลกุลและแรงยึดของอะตอม เมื่อมีแรงจากสนามไฟฟ้ามากระทำกับโมเลกุลจะทำให้กลุ่มประจุบวกถูกผลักให้อยู่ในทิศทางของสนามและกลุ่มประจุลบจะเคลื่อนที่ไปในทิศทางตรงกันข้าม ดังนั้นโมเลกุลทุกโมเลกุลของสารจะก่อตัวกันเป็นไดโพลโมเมนต์ (dipole moment) ขนาดเล็กซึ่งไปในทิศทางเดียวกันตามทิศทางของสนามไฟฟ้า สารไดอิเล็กทริกประเภทนี้เรียกว่าสารโมเลกุลไม่มีขั้ว (non-polar molecule) สารไดอิเล็กทริกบางชนิดที่โมเลกุลก่อตัวกันเป็นคู่ขั้วแต่ทิศทางของไดโพลไฟฟ้า (electric dipole) ขั้วในทิศทางที่เป็นระเบียบ เมื่อมีแรงจากสนามไฟฟ้าภายนอกมากระทำจะส่งผลให้ไดโพลเรียงตัวกันในทิศทางเดียวกันอย่างเป็นระเบียบซึ่งเรียกโมเลกุลประเภทนี้ว่า โมเลกุลมีขั้ว (polar molecule) ส่วนสารไดอิเล็กทริกบางชนิดที่ขั้วของโมเลกุลมีการจัดเรียงตัวกันได้เองโดยไม่ต้องใช้สนามไฟฟ้าจากภายนอก และไดโพลของโมเลกุลเหล่านี้ยังสามารถเปลี่ยนแปลงทิศทางได้เมื่อมีการให้สนามไฟฟ้าภายนอกเข้าไป ดังนั้นสารชนิดนี้จึงแสดงอำนาจไฟฟ้าด้วยตัวของมันเองเราเรียกสารชนิดนี้ว่า สารเฟอร์โรอิเล็กทริก เช่น BaTiO_3 เป็นต้น

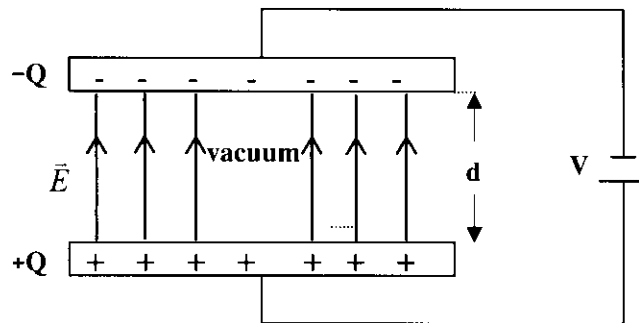
3.1.1 ทฤษฎีไดอิเล็กทริกในระดับมหรรณ (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

ไดอิเล็กทริก หรือฉนวนไฟฟ้า เป็นวัสดุที่ยอมให้สนามไฟฟ้าผ่านเนื้อสารได้ และเมื่อสนามไฟฟ้าผ่านเนื้อสารจะเหนี่ยวนำให้เกิดไดโพลไฟฟ้า (electric dipole) ในวัสดุนั้น การตอบสนองทางไดอิเล็กทริกเป็นผลมาจากการกระจัดในช่วงสั้น ๆ ของประจุภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกที่ให้เข้าไป โดยการกระจัดของประจุดังกล่าวนี้มีผลทำให้เกิดการสะสมของพลังงานไฟฟ้าและเกิดความจุไฟฟ้าในไดอิเล็กทริก โดยที่ความจุไฟฟ้า (capacitance) มีนิยามคือ ความสามารถในการเก็บประจุ (Q) ของแผ่นตัวนำสองแผ่นที่อยู่ใกล้กันมาก ๆ เมื่อให้ความต่างศักย์ไฟฟ้าระหว่างแผ่นตัวนำ V ดังนั้นจะได้ว่า

$$C = \frac{Q}{V} \quad (3.1)$$

เมื่อพิจารณาระบบตัวเก็บประจุที่ประกอบด้วยแผ่นโลหะตัวนำสองแผ่น โดยแต่ละแผ่นมีพื้นที่ A และแยกออกจากกันเป็นระยะทาง d ดังภาพที่ 3.1 โดยตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนานดังกล่าวนี้ต้องมีระยะห่างระหว่างแผ่น

อิเล็กโตรดน้อยมากเมื่อเทียบกับขนาดพื้นที่ของแต่ละแผ่น ($d \ll A$) ผลที่ตามมาคือสามารถตัดผลของสนามไฟฟ้าที่ไม่สม่ำเสมอบริเวณขอบของแผ่นตัวนำทั้งสองได้



ภาพที่ 3.1 ตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนานระหว่างแผ่นเป็นสุญญากาศ เมื่อ $\vec{E}$ และ $\vec{P}$ คือ สนามไฟฟ้า และ สนามโพลาไรเซชันทางฟ้า ตามลำดับ (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

ดังนั้นเราสามารถประมาณได้ว่าสนามไฟฟ้าระหว่างแผ่นตัวนำมีความสม่ำเสมอ และเมื่อให้ความต่างศักย์ระหว่างแผ่นตัวนำ จะได้ว่า

$$E = \frac{V}{d} \quad (3.2)$$

เมื่อ E คือขนาดของสนามไฟฟ้า และจากกฎของเกาส์ที่กล่าวว่า “ฟลักซ์ของสนามไฟฟ้าที่ออกจากผิวปิดใดๆ จะเท่ากับประจุทั้งหมดที่อยู่ในผิวปิดนั้น” เมื่อประยุกต์ใช้กับวัตถุที่สมมาตรแบบระนาบ (plane symmetry) ทำให้สามารถพิสูจน์ได้ว่าสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นระหว่างแผ่นตัวนำสองแผ่นคือ

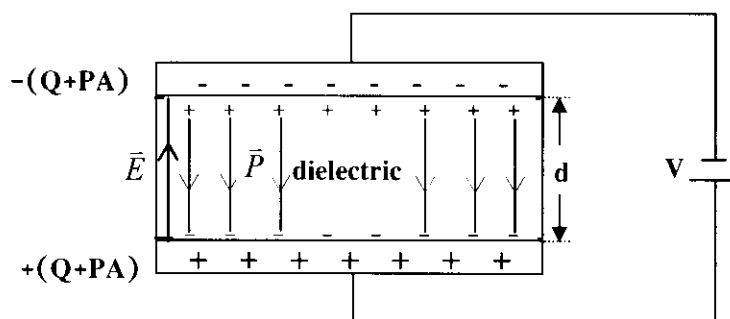
$$E = \frac{\sigma_s}{\epsilon_0} = \frac{Q}{\epsilon_0 A} \quad (3.3)$$

เมื่อ σ_s คือความหนาแน่นประจุอิสระเชิงพื้นผิว, Q คือประจุอิสระบนแผ่นตัวนำ และ ϵ_0 คือค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของสุญญากาศ (permittivity of free space) มีค่าเท่ากับ 8.854×10^{-12} F/m และจากสมการที่ (3.1), (3.2) และ (3.3) จะได้ว่า

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 A}{d} \quad (3.4)$$

เมื่อ C_0 คือความจุไฟฟ้าเมื่อระหว่างแผ่นตัวนำเป็นสุญญากาศ

เมื่อวัสดุไดอิเล็กทริก (เช่น พอลิเมอร์ เซรามิก แก้ว ไม้ และอื่นๆ) ถูกบรรจุในตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนาน สนามไฟฟ้าจะเหนี่ยวนำให้ประจุที่อยู่ในวัสดุไดอิเล็กทริกแยกออกจากกัน โดยประจุบวกเคลื่อนที่ไปทางด้านขั้วลบของอิเล็กโทรดและประจุลบเคลื่อนที่ไปทางด้านขั้วบวกของอิเล็กโทรด ดังแสดงในภาพที่ 3.2 ปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นดังกล่าวนี้เรียกว่า “โพลาริเซชันทางไฟฟ้า (electric polarization, $\vec{P}$)”



ภาพที่ 3.2 ตัวเก็บประจุแบบแผ่นขนานระหว่างแผ่นเป็นสารไดอิเล็กทริก เมื่อ $\vec{E}$ และ $\vec{P}$ คือ สนามไฟฟ้าและสนามโพลาริเซชันทางไฟฟ้า ตามลำดับ (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

สำหรับวัสดุใดๆ โพลาริเซชันมีนิยามคือ ปริมาณเวกเตอร์ที่แสดงทั้งขนาดและทิศทางของไดโพลโมเมนต์ไฟฟ้า (dipole moment) สุทธิของตัวกลางต่อหน่วยปริมาตร การเกิดโพลาริเซชันมีผลทำให้แผ่นคู่ขนานที่มีวัสดุไดอิเล็กทริกอยู่ระหว่างแผ่นมีความสามารถในการเก็บประจุมากขึ้น ที่ความต่างศักย์เท่าเดิม อัตราส่วนระหว่างความจุไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริกกับความจุไฟฟ้าของสุญญากาศเรียกว่า “สภาพยอมทางไฟฟ้าสัมพัทธ์ (relative permittivity, ϵ_r)” หรือเรียกว่า “ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (dielectric constant, k)” สามารถเขียนได้เป็น

$$\epsilon_r = k = \frac{C}{C_0} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (3.5)$$

เมื่อ ϵ คือ ค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของไดอิเล็กทริก (permittivity of dielectric) ดังนั้นจากกล่าวได้ว่า ค่าคงที่ไดอิเล็กทริก คือ อัตราส่วนระหว่างค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของไดอิเล็กทริกกับค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าของสุญญากาศ ดังนั้นจากสมการที่ (3.5) จะได้ว่า

$$\epsilon_r = \frac{Q + PA}{Q} = \frac{Q/A + P}{Q/A} \quad (3.6)$$

จากสมการที่ (3.3) และ (3.6) สามารถจัดเป็นสมการในรูปของเวกเตอร์ได้คือ

$$\vec{P} = (\epsilon_r - 1)\epsilon_0 \vec{E} = \chi_e \epsilon_0 \vec{E} \quad (3.7)$$

เมื่อ $\vec{E}$ คือสนามไฟฟ้าสุทธิ และ $\chi_e = (\epsilon_r - 1)$ เป็นค่าคงที่ เรียกว่า “สภาพรับไวได้ทางไฟฟ้า (electric susceptibility)” ของตัวกลาง เป็นค่าที่บ่งบอกสมบัติความไวของการตอบสนองทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากสนามไฟฟ้า วัสดุที่เป็นไปตามสมการที่ (3.7) เรียกว่า ไดอิเล็กทริกเชิงเส้น (linear dielectric) เมื่อจัดสมการที่ (3.7) ใหม่ “การกระจัดทางไฟฟ้า (electric displacement, $\vec{D}$)” มีนิยามเป็น

$$\vec{D} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.8)$$

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} \quad (3.9)$$

จากสมการที่ (3.8) สามารถสรุปได้ว่า โพลาริเซชันในวัสดุไดอิเล็กทริกมีผลกระทบต่อสนามไฟฟ้า คือทำให้ความหนาแน่นของฟลักซ์ไฟฟ้า $\vec{D}$ มีค่าเพิ่มขึ้นเท่ากับ $\vec{P}$ หรือกล่าวได้ว่า เมื่อมี $\vec{E}$ มากจะทำกับวัสดุไดอิเล็กทริก ความหนาแน่นของฟลักซ์ไฟฟ้าจะมีค่ามากกว่าขณะอยู่ในสุญญากาศ (ก่อนเกิดโพลาริเซชัน) เท่ากับ $\vec{P}$ และจากสมการที่ (3.9) ซึ่งเป็นสมการที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่าคงที่ไดอิเล็กทริกกับการโพลาริเซชันหมายความว่าค่าคงที่ไดอิเล็กทริกเป็นค่าที่บ่งบอกถึงความสามารถในการโพลาริเซชัน แต่เมื่อพิจารณากรณีในสุญญากาศ ($\vec{P} = 0$) และ $\vec{D}$ ขึ้นอยู่กับสนามภายนอกเท่านั้น ถ้าให้สนามไฟฟ้าภายนอกเป็น $\vec{E}_0$ การกระจัดทางไฟฟ้าจะมีนิยามเป็น (รัตติกร ยัมนิรัญ, 2536)

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}_0 \quad (3.10)$$

ทฤษฎีเกี่ยวกับไดอิเล็กทริกทั้งหมดที่ได้พิจารณามานั้นเป็นทฤษฎีของไดอิเล็กทริกในอุดมคติ (ideal dielectric) ในความเป็นจริงไม่มีวัสดุใดเป็นไดอิเล็กทริกในอุดมคติ เมื่อสนามไฟฟ้าในไดอิเล็กทริกมีค่าสูงมากพอสนามไฟฟ้าจะเริ่มดึงอิเล็กตรอนออกจากโมเลกุลทำให้ไดอิเล็กทริกแปรสภาพเป็นตัวนำ เรียกปรากฏการณ์นี้ว่า “การพังทลายของไดอิเล็กทริก (dielectric breakdown)” ซึ่งเกิดขึ้นในไดอิเล็กทริกทุกชนิด ขึ้นอยู่กับลักษณะของวัสดุ อุณหภูมิ ความชื้น และเวลาที่สนามไฟฟ้ากระทำต่อไดอิเล็กทริก ค่าต่ำสุดของสนามไฟฟ้าที่ทำให้เกิดการพังทลายของไดอิเล็กทริก เรียกว่า “ความคงทนของไดอิเล็กทริก (dielectric strength)” ของวัสดุไดอิเล็กทริก

3.1.2 ทฤษฎีไดอิเล็กทริกในระดับจุลทรรศน์ (Kao, 2004) และ (รัตติกร ยัมนิรัญ, 2536)

เมื่อพิจารณาการโพลาริเซชันในระดับโมเลกุล ปริมาณทางกายภาพของโมเลกุลที่เรียกว่า สภาพมีขั้วได้ (polarizability, α) ของโมเลกุลต้องนำมาพิจารณาด้วย โดยปริมาณดังกล่าวนี้เป็นปริมาณสเกลาร์ และมีนิยามคือ ไดโพลโมเมนต์เฉลี่ยของโมเลกุล (average molecular dipole moment, $\bar{\mu}$) ที่เกิดภายใต้แรงกระทำของสนามไฟฟ้าภายนอกต่อหน่วยความแรงของสนามท้องถิ่น (local electric field, $\vec{E}_L$) สำหรับวัสดุไดอิเล็กทริกใดๆ สามารถสมมติได้ว่าไดโพลโมเมนต์เฉลี่ยที่เกิดขึ้นในเนื้อสารมีทิศทางขนานกับสนามไฟฟ้าภายในไดอิเล็กทริก ดังนั้นสมการของค่าสภาพมีขั้วได้ของโมเลกุลสามารถกำหนดเป็นปริมาณสเกลาร์ได้โดยมีความสัมพันธ์ดังต่อไปนี้

$$\bar{\mu} = \alpha E_L \quad (3.11)$$

เมื่อกำหนดให้ N คือจำนวนของอะตอม (หรือโมเลกุล) ต่อหน่วยปริมาตร ดังนั้นหลังจากการให้สนามไฟฟ้า ($\bar{E}$) ผลรวมของไดโพลโมเมนต์ต่อหน่วยปริมาตรหรือโพลาไรเซชัน ($\bar{P}$) คือ

$$\bar{P} = N\bar{\mu} \quad (3.12)$$

แทนค่า $\bar{\mu}$ จากสมการที่ (3.11) ในสมการที่ (3.12) จะได้ว่า

$$\bar{P} = N\alpha\bar{E}_L \quad (3.13)$$

จากสมการที่ (3.13) และ (3.7) จะได้ว่า

$$(\epsilon_r - 1)\epsilon_0\bar{E} = N\alpha\bar{E}_L \quad (3.14)$$

จากสมการที่ (3.14) พบว่าเป็นสมการที่เชื่อมโยงกันระหว่างค่า ϵ_r และ $\bar{E}$ ซึ่งเป็นปริมาณที่สามารถวัดได้ในระดับมหรรณกับตัวแปรที่เกิดจากการพิจารณาในระดับโมเลกุล คือ N , α และ $\bar{E}_L$

เนื่องจากว่า $\bar{E}_L$ และ $\bar{E}$ เป็นปริมาณที่แตกต่างกัน โดยที่ $\bar{E}_L$ หมายถึงสนามไฟฟ้าภายในไดอิเล็กทริกที่ออกแรงกระทำกับโมเลกุลของไดอิเล็กทริก หรือที่เรียกว่าสนามท้องถิ่น (local field, $\bar{E}_L$) ในส่วนของ $\bar{E}$ หมายถึงสนามไฟฟ้าสุทธิที่กระทำกับชั้นของวัสดุไดอิเล็กทริก ความแตกต่างระหว่าง $\bar{E}_L$ กับ $\bar{E}$ ขึ้นกับอันตรกิริยาภายในโมเลกุลของไดอิเล็กทริกหลังจากเกิดการโพลาไรเซชัน ถ้าอันตรกิริยามีขนาดอ่อนๆ เช่นในกรณีของไดอิเล็กทริกจำพวกก๊าซ $\bar{E}_L$ สามารถกำหนดให้เท่ากับ $\bar{E}$ ได้ แต่สำหรับเซรามิกซึ่งเป็นวัสดุที่มีระยะห่างภายในโมเลกุลมีน้อยมาก ดังนั้นอันตรกิริยาของไดโพลไฟฟ้าที่ถูกเหนี่ยวนำขึ้นในแต่ละโมเลกุลจะมีผลที่สำคัญอย่างยิ่ง เพราะฉะนั้นแล้วในกรณีนี้ $\bar{E}_L$ และ $\bar{E}$ จะมีค่าที่แตกต่างกันเป็นอย่างมาก

ในการหา $\bar{E}_L$ ต้องคำนวณสนามรวมที่กระทำบนขั้วคู่ทั้งหมดซึ่งสนามทั้งหมดนี้ประกอบด้วยสนามจากภายนอกและสนามจากขั้วคู่ในระบบ ดังนั้น

$$\bar{E}_L = \bar{E}_0 + \bar{E}_1 + \bar{E}_2 + \bar{E}_3 \quad (3.15)$$

เมื่อ

$\bar{E}_0$ คือ สนามภายนอก

$\bar{E}_1$ คือ สนามลดการเป็นขั้วเนื่องจากความหนาแน่นประจุที่ผิวของเนื้อสาร

$\bar{E}_2$ คือ สนามเนื่องจากประจุโพลาไรเซชันที่อยู่บนผิวทรงกลมของลอเรนซ์ (Lorentz Cavity)

$\bar{E}_3$ คือ สนามเนื่องจากไดโพลอื่นๆภายในทรงกลมกลวง

ซึ่งแยกพิจารณาสนามต่างๆตามลำดับดังนี้

สนาม $\bar{E}_1$ เป็นสนามลดการเป็นขั้ว (depolarization field) เกิดจากประจุโพลาไรเซชันที่อยู่บนผิวภายนอกของสารไดอิเล็กทริก ค่าของสนามนี้ขึ้นกับรูปทรงเรขาคณิตของพื้นผิวภายนอก สำหรับกรณีสารไดอิเล็กทริกที่มีลักษณะเป็นแผ่นยาว (infinite slab) จะได้

$$\bar{E}_1 = -\left(\frac{1}{\epsilon_0}\right)\bar{P} \quad (3.16)$$

สนาม $\bar{E}_2$ เป็นสนามที่เกิดจากประจุโพลาไรเซชันที่อยู่บนผิวทรงกลมของลอเรนซ์ (Lorentz Cavity) ซึ่งจะได้สนามไฟฟ้าที่จุดศูนย์กลางบนทรงกลมรัศมี R เป็น

$$\begin{aligned} \bar{E}_2 &= \int_0^\pi \left(\frac{-\bar{P} \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 R^2} \right) \cos \theta (2\pi R^2 \sin \theta d\theta) \\ \bar{E}_2 &= \frac{1}{3\epsilon_0} \bar{P} \end{aligned} \quad (3.17)$$

สนาม $\bar{E}_3$ เป็นสนามเนื่องจากไดโพล (dipoles) อื่น ๆ ภายในทรงกลมกลางหาโดยการรวมสนามของไดโพลทั้งหมดจาก

$$\bar{E}_3 = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \left[\frac{3(\bar{p} \cdot \bar{r})\bar{r} - r^2 \bar{p}}{r^5} \right]$$

เมื่อ $\bar{P} = N\bar{p}$ โดยที่ $\bar{p}$ คือ ไดโพลโมเมนต์ของโมเลกุล ซึ่งค่า $\bar{E}_3$ จะขึ้นอยู่กับลักษณะโครงสร้างของผลึก ในกรณีที่พิจารณามีโครงสร้างเป็นลูกบาศก์ จะได้

$$\bar{E}_3 = 0 \quad (3.18)$$

แทนค่าสมการที่ (3.16), (3.17) และ (3.18) ในสมการที่ (3.15) จะได้ว่า

$$\bar{E}_L = \bar{E}_0 - \frac{2}{3\epsilon_0} \bar{P} \quad (3.19)$$

ซึ่งเป็นความสัมพันธ์ของสนามไฟฟ้าท้องถิ่นภายในไดอิเล็กทริกกับสนามภายนอกและโพลาไรเซชันเมื่อพิจารณาจากสมการที่ (3.8) และ (3.10) จะได้ว่า

$$\bar{E} = \bar{E}_0 - \frac{1}{\epsilon_0} \bar{P} \quad (3.20)$$

แทนค่าสมการที่ (3.20) ในสมการที่ (3.19) จะได้ว่า

$$\bar{E}_L = \bar{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \bar{P} \quad (3.21)$$

เรียกสมการที่ (3.20) ว่า Lorentz relation ซึ่งแสดงให้เห็นว่าค่าสนาม $\bar{E}_L$ มีค่ามากกว่าสนาม $\bar{E}$

ถ้าพิจารณาค่า α จะพบว่าเป็นสมบัติของแต่ละอะตอมหรือโมเลกุล แต่ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกจะขึ้นอยู่กับลักษณะที่อะตอมหรือโมเลกุลที่รวมกันเป็นผลึก ดังนั้นโพลาไรเซชันของผลึกจะมีค่าเป็น

$$\bar{P} = \sum N_j \alpha_j \bar{E}_{L(j)} \quad (3.22)$$

เมื่อ

N_j คือ จำนวนอะตอมที่ j ต่อหนึ่งหน่วยปริมาตร

α_j คือ ค่าสภาพมีขั้วได้ของอะตอมที่ j

$\bar{E}_{L(j)}$ คือ สนามไฟฟ้าภายในไดอิเล็กทริก ณ ตำแหน่งอะตอมที่ j

แทนค่าสมการที่ (3.21) ในสมการที่ (3.22) จะได้ว่า

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \sum N_j \alpha_j \left[\bar{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \bar{P} \right] \\ \bar{P} &= \frac{\sum N_j \alpha_j \bar{E}}{\left(1 - \frac{\sum N_j \alpha_j}{3\epsilon_0} \right)} \end{aligned} \quad (3.23)$$

จากสมการที่ (3.7) และจาก $\chi_e = (\epsilon_r - 1)$ จะได้ว่า

$$\epsilon_r = \frac{\left(1 + \frac{2}{3\epsilon_0} \sum N_j \alpha_j \right)}{\left(1 - \frac{1}{3\epsilon_0} \sum N_j \alpha_j \right)} \quad (3.24)$$

จัดรูปสมการที่ (3.24) จะได้

$$\frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 2} = \frac{\sum N_j \alpha_j}{3\epsilon_0} \quad (3.25)$$

จากสมการที่ (3.24) แสดงให้เห็นถึงความสัมพันธ์ของค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (dielectric constant) กับค่า สภาพมีขั้วได้ (polarizability) ซึ่งเรียกว่า Clausius–Mosotti relation

3.1.3 การโพลาริเซชันทางไฟฟ้า (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

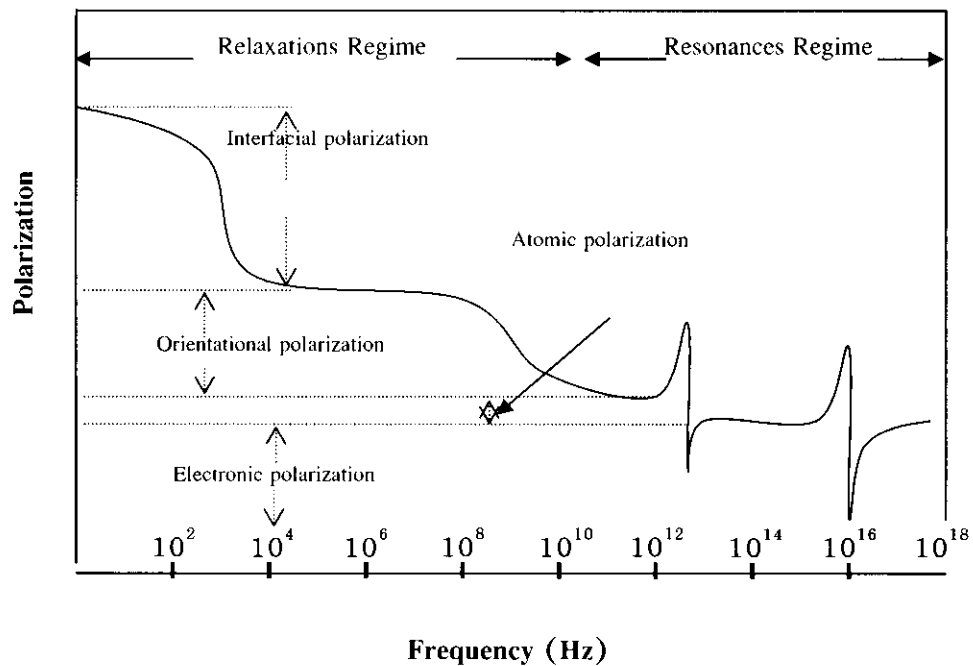
เมื่อก้าวถึงกระบวนการเกิดโพลาริเซชันทางไฟฟ้า กลไกของการเกิดสามารถแบ่งออกได้เป็น 4 ประเภท คือ

3.1.3.1 *Electronic polarization ($\vec{P}_e$)* เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้เกิดการกระจัดระหว่างจุดศูนย์กลางของกลุ่มหมอกอิเล็กตรอน (electron cloud) กับนิวเคลียสของอะตอม กลไกโพลาริเซชันดังกล่าวนี้สามารถเกิดได้ที่ความถี่สูงสุดประมาณ 10^{15} Hz หรือในช่วงคลื่นความถี่ของแสงอัลตราไวโอเลต (UV) โดยดัชนีหักเหของแสงในวัสดุจะขึ้นกับ $\vec{P}_e$ และมีผลทำให้เกิดพีคของการดูดกลืน (resonance absorption peak) ดังแสดงในภาพที่ 3.3

3.1.3.2 *Atomic polarization ($\vec{P}_a$)* เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้เกิดการกระจัดระหว่างอะตอมที่เป็นไอออนบวกกับอีกอะตอมที่เป็นไอออนลบ กลไกของการเกิดโพลาริเซชันดังกล่าวนี้สามารถเกิดได้ที่ความถี่สูงสุดประมาณ $10^{12} - 10^{13}$ Hz หรือในช่วงคลื่นความถี่ของรังสีอินฟราเรดและพีคของการดูดกลืนจะเกิดที่ความถี่เฉพาะ (ขึ้นกับความแข็งแรงของพันธะระหว่างไอออน)

3.1.3.3 *Orientational polarization ($\vec{P}_o$)* หรือที่เรียกว่า Dipolar polarization เกิดขึ้นเนื่องจากอิทธิพลของสนามไฟฟ้าภายนอกมีผลทำให้ไดโพลไฟฟ้าถาวรภายในโมเลกุลเกิดการหมุนและจัดเรียงตัวในทิศทางของสนามไฟฟ้าภายนอก การโพลาริเซชันนี้เป็นกลไกที่มีความสำคัญอย่างยิ่งต่อพฤติกรรมทางไดอิเล็กทริกของแก้วและเซรามิก โดยเกิดในช่วงความถี่ $10^3 - 10^6$ เฮิรซ์ (ที่อุณหภูมิห้อง) ในกรณีที่เกิดจากการหมุนของไดโพลไฟฟ้าจะเกิดขึ้นในวัสดุประเภทเฟอร์โรอิเล็กทริก โดยจะแสดงการโพลาริเซชันอย่างถาวรแม้ว่าจะไม่มีสนามไฟฟ้าเข้าเกี่ยวข้อง เป็นการ “โพลาริเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้น (nonlinear polarization)” ทำให้ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกมีค่าสูงถึง 10^4 แต่สำหรับในกรณีโพลาริเซชันเชิงเส้น จะเกิดขึ้นเนื่องจากการเคลื่อนที่ของประจุที่เป็นไอออนในช่วงสั้นๆ ภายในโครงสร้างของสารประกอบไอออนิกของฉนวนไฟฟ้า

3.1.3.4 *Interfacial polarization หรือ space charge polarization ($\vec{P}_i$)* เกิดขึ้นในวัสดุไดอิเล็กทริกที่ไม่เป็นเนื้อเดียวกัน (heterogeneous dielectric) โดยเกิดขึ้นที่ความถี่ต่ำ (น้อยกว่า 10^3 Hz) และที่อุณหภูมิสูง การโพลาริเซชันนี้เกิดขึ้นเนื่องจากการสะสมของประจุพาหะที่เคลื่อนที่ได้ (mobile charge carriers) (โดยส่วนใหญ่แล้วมักจะเป็นไอออน) ณ บริเวณผิวรอยต่อระหว่างเฟสที่มีสภาพนำไฟฟ้าสูงกับเฟสที่เป็นฉนวน (สภาพนำไฟฟ้าต่ำ) ภายในไดอิเล็กทริก ประจุที่สะสมดังกล่าวนี้มีผลทำให้เกิดสนามภายในไฟฟ้าและมีความจุไฟฟ้าและค่าคงที่ไดอิเล็กทริกมีค่าเพิ่มขึ้น ถ้าพฤติกรรมดังกล่าวนี้เกิดขึ้นที่อิเล็กโทรด จะเรียกว่า อิเล็กโทรดโพลาริเซชัน (electrode polarization) ทำให้ความจุไฟฟ้าเพิ่มขึ้นเนื่องจากระยะห่างของประจุบวกและลบมีค่าน้อยมาก ซึ่งอาจจะอยู่ในระดับอะตอม (ค่าความจุไฟฟ้าจะแปรผกผันกับระยะที่แยกกันระหว่างประจุ) ถ้าความหนาแน่นของประจุที่ทำให้เกิดโพลาริเซชันมีค่ามาก การตอบสนองต่อการโพลาริเซชันดังกล่าวนี้อาจเกิดขึ้นได้ในช่วงความถี่ที่เพิ่มขึ้นถึง 1 kHz ในกรณีนี้จะไม่สามารถจำแนกการตอบสนองต่อความถี่ระหว่าง Dipolar polarization และ Interfacial polarization ได้



ภาพที่ 3.3 แผนภาพแสดงการเกิดโพลาไรเซชันที่ความถี่ต่างๆ (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

3.1.4 ผลของอุณหภูมิต่อค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าแฟกเตอร์ความสูญเสียทางไดอิเล็กทริก (รัตติกร ยิ้มนิรัญ, 2536)

ในการอธิบายผลของอุณหภูมิต่อค่าคงที่ไดอิเล็กทริกนั้นสามารถอธิบายได้อย่างชัดเจนในกรณีเฉพาะที่อยู่ในย่านที่สารไดอิเล็กทริกมีสภาวะเป็นพาราไดอิเล็กทริกเท่านั้นโดยใช้ทฤษฎีของ Catastrophe อย่างง่ายโดยสมมติว่าสนามไฟฟ้าภายในไดอิเล็กทริกมีค่าดังสมการ (3.21) คือ

$$\vec{E}_l = \vec{E} + \frac{1}{3\epsilon_0} \vec{P}$$

จากสมการ ที่ (3.8) และ $\chi_e = (\epsilon_r - 1)$ และ สมการที่ (3.7) โดยที่ $\chi_e = \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}}$ จะได้

$$\epsilon_r = 1 + \frac{\vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}} \quad (3.26)$$

และจากสมการที่ (3.23) คือ

$$\varepsilon_r = \frac{\left(1 + \frac{2}{3\varepsilon_0} \sum N_j \alpha_j\right)}{\left(1 - \frac{1}{3\varepsilon_0} \sum N_j \alpha_j\right)}$$

จากสมการที่ (3.23) จะเห็นว่าค่าคงที่ไดอิเล็กทริก ε_r จะมีค่าเป็นอนันต์เมื่อ

$$\sum N_j \alpha_j = 3\varepsilon_0 \quad (3.27)$$

แต่ในความเป็นจริงแล้ว ε_r ไม่ได้มีค่าเป็นอนันต์เพียงแต่มีค่าสูงมากจึงกำหนดให้

$$\frac{1}{3\varepsilon_0} \sum N_j \alpha_j = 1 - \Delta \quad (3.28)$$

โดยถ้า $\Delta \ll 1$ ทำให้ได้ว่า

$$\varepsilon_r \approx \frac{3}{\Delta} \quad (3.29)$$

ถ้าพิจารณาเฉพาะบริเวณใกล้ๆ อุณหภูมิวิกฤต T_c หรือเรียกว่าอุณหภูมิคูรี (Curie temperature) นั้นจะได้ว่า Δ ขึ้นกับอุณหภูมิดังสมการ

$$\Delta \approx \frac{3(T - T_c)}{C} \quad (3.30)$$

ทำให้ได้ว่า

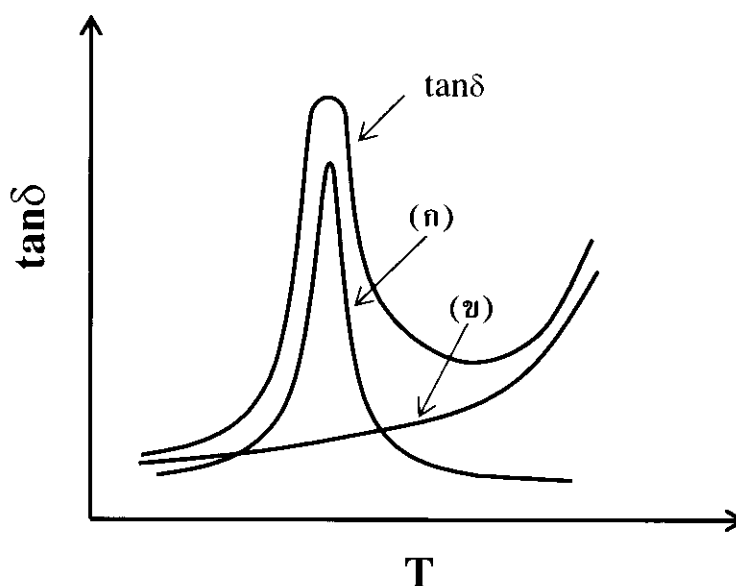
$$\varepsilon_r = \frac{C}{T - T_c} \quad (3.31)$$

เมื่อ C เป็นค่าคงที่คูรี (Curie constant) จากสมการที่ (3.31) เรียกว่า Curie-Weiss law ซึ่งใช้อธิบายผลของอุณหภูมิต่อค่าคงที่ไดอิเล็กทริกในสภาวะพาราอิเล็กทริก

เมื่อพิจารณาถึงผลของอุณหภูมิต่อค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริก ($\tan\delta$) โดยทั่วไปแล้วค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกควรจะเพิ่มขึ้นเมื่ออุณหภูมิเพิ่มขึ้น ซึ่งการเพิ่มขึ้นของค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกนั้นเกิดมาจากสาเหตุการเพิ่มขึ้นของการรบกวนของกระแส (I_R) นั่นก็คือการลดลงของค่าความต้านทานของไดอิเล็กทริกด้วย แต่ในความเป็นจริงแล้วการสูญเสียในสารไดอิเล็กทริกไม่ได้ขึ้นอยู่กับค่ากระแสรั่วเพียงอย่างเดียว แต่มีสาเหตุที่เกี่ยวข้องทั้งหมดคือ

- การสูญเสียเนื่องจากความต้านทานไม่ถึงอนันต์
- การสูญเสียเนื่องจากการผ่อนคลายไดโพล (dipole relaxation)
- การสูญเสียเนื่องจากการโพลาไรเซชันของอิเล็กตรอน (electron polarization)
- การสูญเสียเนื่องจากการสั่นของไอออน

ซึ่งการสูญเสียเนื่องจากความต้านทานไม่ถึงอนันต์และการสูญเสียเนื่องจากการผ่อนคลายไดโพล เป็นสาเหตุที่สำคัญที่ทำให้เกิดความสูญเสียทางไดอิเล็กทริกในช่วงความถี่ต่างๆ ส่วน การสูญเสียเนื่องจากการโพลาไรเซชันของอิเล็กตรอน และ การสูญเสียเนื่องจากการสั่นของไอออน จะเกิดขึ้นในย่านความถี่สูงๆ เท่านั้น นอกจากนี้การเปลี่ยนแปลงค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริก ($\tan\delta$) เมื่อเทียบกับอุณหภูมิจะขึ้นอยู่กับประเภทของสารไดอิเล็กทริกในสารไดอิเล็กทริกประเภทมีขั้ว (polar) นั้นจะมีค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากเกิดการผ่อนคลายไดโพล และค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากการนำไฟฟ้า ซึ่งจะมีค่ามากขึ้นเมื่ออุณหภูมิสูงขึ้น แสดงดังภาพที่ 3.4 ซึ่งแสดงให้เห็นถึงผลที่เกิดจากการผ่อนคลายไดโพลและผลที่เกิดจากการนำไฟฟ้า



ภาพที่ 3.4 แผนภาพแสดงผลของอุณหภูมิต่อค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริก ($\tan\delta$) ของสารไดอิเล็กทริกประเภทมีขั้ว (ก) ค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากเกิดการผ่อนคลายไดโพล (ข) ค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกเนื่องจากการนำไฟฟ้า (รัตติกร ยัมนิริญ, 2536)

3.1.5 ผลของความถี่ต่อค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าแฟกเตอร์ความสูญเสียทาง

ไดอิเล็กทริก (รัตติกร ยิ้มนิรันดร์, 2536)

เมื่อใส่สนามไฟฟ้ากระแสสลับให้กับสารไดอิเล็กทริก กระบวนการเกิดโพลาริเซชันจะเกิดการตอบสนองต่อสนามไฟฟ้า ความถี่ของการโพลาริเซชันจะทำให้เกิด การผ่อนคลาย (relaxation) ขึ้น ซึ่งกระบวนการผ่อนคลายนั้นจะขึ้นอยู่กับความถี่ของสนามไฟฟ้าที่ใส่เข้าไปและกระบวนการผ่อนคลายนั้นสามารถอธิบายได้โดยสมการของเดอบาย (Debye equation) เมื่อพิจารณากระบวนการผ่อนคลายโพลาริเซชัน (polarization relaxation) โดยเทียบกับความถี่ ถ้าค่าคงที่ไดอิเล็กทริกสถิต (static dielectric constant, ϵ_s) และ ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกเชิงแสง (optical dielectric constant, ϵ_∞) เป็นค่าคงที่ไดอิเล็กทริกสัมพัทธ์ (relative dielectric constant) เมื่อสนามไฟฟ้ามีความถี่ต่ำกว่าและสูงกว่าความถี่ธรรมชาติของการโพลาริเซชันมาก ๆ ตามลำดับ การเปลี่ยนแปลงของค่าคงที่ไดอิเล็กทริกและค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริก อาจอธิบายได้ในรูปของ

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty + f(\omega) \quad (3.32)$$

เมื่อ ω มีค่าเข้าใกล้ 0 จะได้ว่า

$$f(0) = \epsilon_s - \epsilon_\infty \quad (3.33)$$

ถ้าสมมติว่าให้สนามไฟฟ้าสม่ำเสมอในสารไดอิเล็กทริก แล้วนำสนามไฟฟ้านั้นออกทันที การโพลาริเซชันในสารไดอิเล็กทริกจะลดลงแบบเอกซ์โพเนนเชียล (exponential) ด้วยค่าคงที่เวลาการผ่อนคลาย τ ของโมเลกุล

$$P(t) = P_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.34)$$

ถ้า $f(\omega)$ เป็นสเปกตรัมของความถี่เนื่องจากการเปลี่ยนแปลงเทียบกับเวลาของการโพลาริเซชัน ดังนั้นจากการแปลงฟูเรียร์ (Fourier transform) จะได้ว่า

$$f(\omega) = \int_0^\infty P(t) e^{j\omega t} dt$$

$$f(\omega) = \frac{P_0}{-i\omega + \frac{1}{\tau}} \quad (3.35)$$

ดังนั้นที่ $\omega = 0$ จะได้ว่า

$$f(0) = \tau P_0 \quad (3.36)$$

และเมื่อพิจารณาสมการที่ (3.33) และ สมการที่ (3.35) จะได้ความสัมพันธ์

$$f(\omega) = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - j\omega\tau} \quad (3.37)$$

ดังนั้นจากสมการที่ (3.32) จะได้

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 - j\omega\tau} \quad (3.38)$$

แต่ในสนามไฟฟ้ากระแสสลับซึ่งมีการสูญเสียเกิดขึ้นสามารถเขียน $\varepsilon(\omega)$ ในรูปของจำนวนเชิงซ้อนได้เป็น

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon' - j\varepsilon'' \quad (3.39)$$

เมื่อพิจารณาสมการที่ (3.38) และสมการที่ (3.39) จะได้ว่า

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3.40)$$

$$\varepsilon'' = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \quad (3.41)$$

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''} \quad (3.42)$$

$$\tan \delta = \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_\infty)\omega\tau}{\varepsilon_s + \varepsilon_\infty\omega^2\tau^2} \quad (3.43)$$

โดยที่สมการที่ (3.40)-(3.43) คือสมการของเดอบาย (Debye equation) โดยที่เทอมของ ε' เกี่ยวข้องกับค่าคงที่ไดอิเล็กทริก และ เทอมของ $\tan \delta$ เกี่ยวข้องกับค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริก

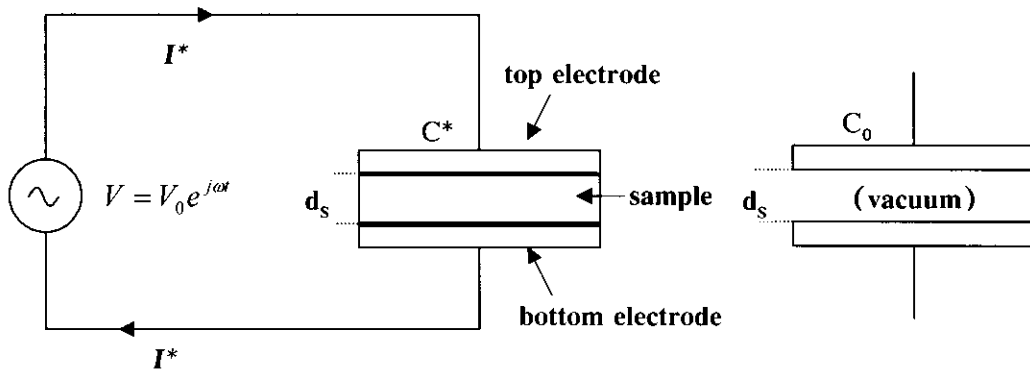
3.1.6 การวัดค่าคงที่ไดอิเล็กทริก (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

สำหรับการทดลองวัดค่าสภาพยอมทางไฟฟ้าหรือค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของวัสดุไดอิเล็กทริก โดยใช้แหล่งกำเนิดไฟฟ้าแบบกระแสสลับและความต่างศักย์ที่ให้กำหนดโดยส่วนจริงของ $V = V_0 e^{j\omega t}$ (เมื่อ V_0 คือแอมพลิจูด, ω คือความถี่เชิงมุม และ t คือเวลา) เมื่อให้ความต่างศักย์ตกคร่อมสารตัวอย่างซึ่งวางอยู่ระหว่างอิเล็กโทรดทั้งสองขั้ว ดังภาพที่ 3.5 กระแสที่วัดได้คือส่วนจริงของกระแสไฟฟ้าเชิงซ้อน ($I^* = I_0 e^{j\omega t}$) ซึ่งถูกกำหนดโดย

$$I^* = C^* \frac{dV}{dt} = \varepsilon(\omega)C_0 \frac{dV}{dt} = j\omega\varepsilon(\omega)C_0V \quad (3.44)$$

เมื่อ C^* คือความจุไฟฟ้าเชิงซ้อนกรณีวัสดุไดอิเล็กทริก และ C_0 คือความจุไฟฟ้ากรณีมีสุญญากาศระหว่างอิเล็กโทรด (โดยที่ระยะห่างระหว่างอิเล็กโทรดคือความหนาของสารตัวอย่าง, d_s) เมื่อแทนสมการ (3.39) ในสมการ (3.44) จะได้

$$I^* = \omega C_0 (\epsilon'' + j\epsilon') V \quad (3.45)$$



ภาพที่ 3.5 แผนภาพวงจรไฟฟ้าของการวัดสมบัติทางไดอิเล็กทริก (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

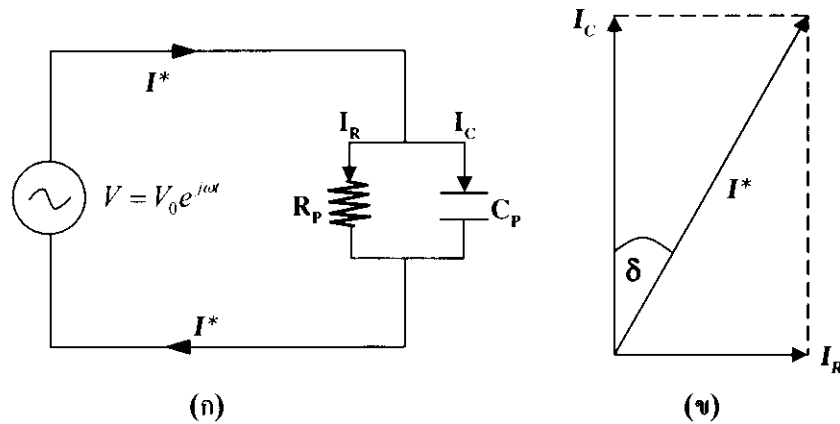
วัสดุตัวอย่างไดอิเล็กทริกในวงจรสามารถพิจารณาว่าเป็นวงจรไฟฟ้าแบบขนาน (ภาพที่ 3.6) และค่าแอดมิตแตนซ์ (admittance, Y^*) หรือส่วนกลับของค่าอิมพีแดนซ์ (impedance, Z^*) ของวงจรดังกล่าวนี้สามารถแสดงได้ดังสมการ

$$Y^* = \frac{1}{R_p} + j\omega C_p \quad (3.46)$$

เมื่อ R_p และ C_p คือความต้านทานไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริกและความจุไฟฟ้าเทียบเคียงที่ต่อกันแบบขนานตามลำดับ ดังนั้น กระแส I^* ที่ผ่านวงจรสามารถแสดงได้เป็น

$$I^* = VY^* = \left(\frac{1}{R_p} + j\omega C_p \right) V = I_R + jI_C \quad (3.47)$$

เมื่อ I_R และ I_C คือส่วนจริงและส่วนจินตภาพของกระแสเชิงซ้อน I^* ตามลำดับ



ภาพที่ 3.6 (ก) วงจรไฟฟ้าแบบขนานของตัวเก็บประจุที่มีสารไดอิเล็กทริก (ข) เฟสเซอร์ของกระแสในวงจร (เมื่อ R_p และ C_p คือความต้านทานและความจุไฟฟ้าของวัสดุไดอิเล็กทริกที่ต่อกันแบบขนานตามลำดับ) (ประสิทธิ์ ทองใบ, 2549)

จากสมการที่ (3.45) และ (3.47) ε' และ ε'' สามารถคำนวณได้ดังนี้

$$\varepsilon' = \frac{I_C}{\omega C_0 V} = \frac{C_p}{C_0} \quad (3.48)$$

$$\varepsilon'' = \frac{I_R}{\omega C_0 V} = \frac{1}{\omega C_0 R_p} \quad (3.49)$$

ดังนั้น

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{I_R}{I_C} \quad (3.50)$$

สมการที่ (3.49) สามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$\varepsilon'' = \frac{1}{\omega C_0 R_p} = \frac{G_p}{\omega C_0} \quad (3.51)$$

เมื่อ $G_p = 1/R_p$ คือความนำไฟฟ้ากระแสสลับ (AC conductance) ซึ่งโดยทั่วไปแล้วคือผลรวมสภาพนำไฟฟ้าที่เกิดขึ้นจริง (ดังเช่นการเคลื่อนที่ของประจุ) และความนำไฟฟ้าที่เกิดจากกระบวนการโพลาไรเซชันที่ขึ้นกับเวลา (เช่นการเคลื่อนที่ของไดโพลไฟฟ้า)

ถ้าแผ่นอิเล็กโทรดมีพื้นที่ A แยกห่างกันเป็นระยะทาง d_s (ความหนาของสารตัวอย่าง) ดังนั้น G_p และ C_0 สามารถเขียนได้เป็น

$$G_p = \frac{\sigma A}{d_s} \quad (3.52)$$

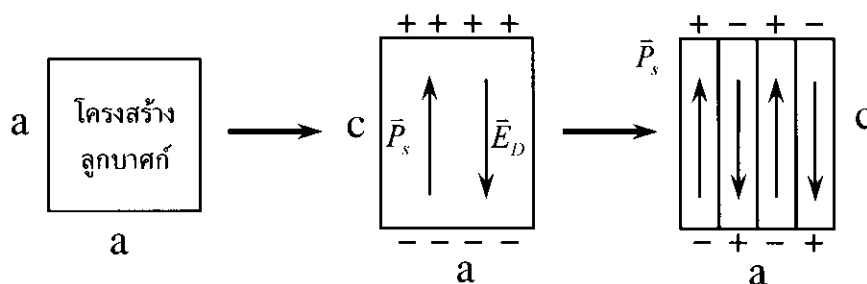
$$C_0 = \frac{\epsilon_0 A}{d_s} \quad (3.53)$$

$$\text{ดังนั้น} \quad \epsilon'' = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (3.54)$$

เมื่อ σ คือสภาพนำไฟฟ้า (conductivity) ของสารไดอิเล็กทริก

3.2 โดเมนเฟอร์โรอิเล็กทริก (รัตติกร์ ยัมน์ริญ, 2549) และ (Kao, 2004)

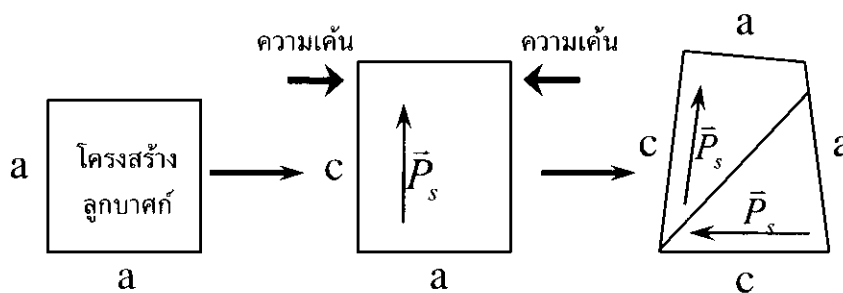
วัสดุเฟอร์โรอิเล็กทริก (ferroelectric material) เป็นวัสดุที่มีผลึกประเภทไม่มีศูนย์กลางของสมมาตร (non-centrosymmetry) ลักษณะของผลึกประเภทไม่มีศูนย์กลางของสมมาตรนี้จะเกิดโพลาไรเซชันได้เองโดยไม่มีสนามไฟฟ้าเข้ามาเกี่ยวข้อง (spontaneous polarization, $\bar{P}_s$) ในลักษณะที่ไดโพลโมเมนต์ถาวรมีการเรียงตัวในทิศทางเดียวกันเป็นหย่อม ๆ ซึ่งไดโพลโมเมนต์ถาวรที่เรียงตัวในทิศทางเดียวกันเรียกว่าโดเมน (domain) ดังนั้นในผลึกจะมีโดเมนไฟฟ้าอยู่มากมาย และขอบของแต่ละโดเมนจะเรียกว่า ผนังโดเมน (domain wall) โดเมนเฟอร์โรอิเล็กทริกเกิดขึ้นเพื่อลดระดับพลังงานศักย์ไฟฟ้าสถิตของสนามทำให้หมดสภาพการมีขั้ว (depolarizing) และทำให้พลังงานยึดหยุ่นที่เกี่ยวข้องกับข้อจำกัดทางกลที่เกิดขึ้นกับโดเมนเฟอร์โรอิเล็กทริกในช่วงที่เกิดการเปลี่ยนแปลงสถานะจากพาราอิเล็กทริกไปสู่เฟอร์โรอิเล็กทริกให้มีค่าต่ำที่สุด การเกิดขึ้นเองของสภาพการมีขั้วที่อุณหภูมิเปลี่ยนสถานะจากพาราอิเล็กทริกไปสู่เฟอร์โรอิเล็กทริกจะทำให้เกิดประจุที่บริเวณพื้นผิวซึ่งทำให้เกิดสนามไฟฟ้าที่เรียกว่า สนามที่ทำให้หมดสภาพการมีขั้ว (depolarizing field, $\bar{E}_D$) ที่มีทิศทางตรงข้ามกับทิศทางของโพลาไรเซชัน ซึ่งสนามที่ทำให้หมดสภาพการมีขั้วจะเกิดขึ้นเมื่อมีการกระจายตัวที่ไม่สม่ำเสมอของโพลาไรเซชัน หรือเมื่อเกิดการเปลี่ยนทิศทางของสภาพการมีขั้วที่บริเวณรอยต่อของขอบเกรน (grain boundaries) พลังงานไฟฟ้าสถิต (electrostatic energy) ที่เกี่ยวข้องกับสนามที่ทำให้หมดสภาพการมีขั้วอาจทำให้ลดลงต่ำสุดได้โดยทำให้วัสดุเฟอร์โรอิเล็กทริกดังกล่าวแยกออกไปเป็นหลายๆโดเมนโดยมีทิศทางการจัดเรียงตัวของทิศทางสภาพการมีขั้วในลักษณะตรงข้ามกัน ดังภาพที่ 3.7



การเกิดผนังโดเมน 180°

ภาพที่ 3.7 การเกิดผนังโดเมน 180° ในวัสดุเฟอร์โรอิเล็กทริกเพอรอฟสไกต์ที่มีโครงสร้างแบบเพอร์เรโกนัล (รัตติกร์ ยัมน์ริญ, 2549)

การแยกตัวของผลึกเฟอร์โรอิเล็กทริกทำให้เกิดโดเมนขึ้น ซึ่งอาจเกิดขึ้นภายใต้อิทธิพลของความเค้นเชิงกลระหว่างที่เกิดการเย็นตัวผ่านอุณหภูมิคูรี ดังนั้นเพื่อที่จะลดพลังงานยืดหยุ่นให้ต่ำสุดแกน c ของโครงสร้างแบบเทระโกนัล (แกนที่ยาวกว่า) จะเกิดขึ้นในทิศทางที่ตั้งฉากกับความเค้น ในขณะที่ส่วนของผลึกที่ไม่อยู่ภายใต้ความเค้นสภาพการมีข้อต่อจะจัดเรียงตัวในทิศทางที่ขนานกับทิศทางของความเค้น (แกน a ของโครงสร้างแบบเทระโกนัล) ดังภาพที่ 3.8 ดังนั้นผนังโดเมนในวัสดุอาจจะแยกบริเวณที่ทิศทางการมีสภาพข้อจัดเรียงในทิศสวนทางกันหรือที่เรียกว่าผนังโดเมน 180° หรือบริเวณที่ทิศทางการมีสภาพข้อจัดเรียงในทิศตั้งฉากกันหรือที่เรียกว่าผนังโดเมน 90° ถึงแม้ว่าผนังโดเมน 90° และ ผนังโดเมน 180° อาจจะลดสนามที่ทำให้หมดสภาพการมีข้อต่อได้ แต่มีเพียงการเกิดผนังโดเมน 90° เท่านั้นที่ทำให้พลังงานศักย์ยืดหยุ่นมีค่าต่ำที่สุด



การเกิดผนังโดเมน 90°

ภาพที่ 3.8 การเกิดผนังโดเมน 90° ในวัสดุเฟอร์โรอิเล็กทริกเพอรอฟสไกต์ที่มีโครงสร้างแบบเทระโกนัล (รัตติกร ยิ้มณิธิ, 2549)

สำหรับในกรณี BaTiO_3 ภายในโดเมนมีทิศทางของไดโพลมากกว่า 2 ทิศทาง เช่น เมื่อพิจารณาโครงสร้างแบบเทระโกนัลของ BaTiO_3 ทิศทางของโพลาริเซชันจะเกิดขึ้นตามแกน c (c -axis) ซึ่งเกิดจากการยืดออกของแกนในโครงสร้างแบบลูกบาศก์ a (a -axis) แต่ภายในโดเมนของวัสดุเฟอร์โรอิเล็กทริกมีทิศทางของไดโพล 6 ทิศทางในการขยับยืดออกของโครงสร้างแบบลูกบาศก์ แกน c ซึ่งสามารถเป็นทิศทาง $\pm x$, $\pm y$ และ $\pm z$ ซึ่งเป็นทิศทาง 3 คู่ที่ไม่ขนานกันตามขอบของโครงสร้างแบบลูกบาศก์ โดเมนของเฟอร์โรอิเล็กทริกสามารถมีทิศทางของไดโพล ได้ 6 ทิศทางในการโพลาริเซชันโดยการแบ่งไดโพลที่ไม่ขนานกันด้วยผนังโดเมน 180° และโดเมน 90° แต่สำหรับในโครงสร้างแบบรอมโบฮีดรอลมีทิศทางของไดโพลการเกิดโพลาริเซชัน 8 ทิศทาง และมีโดเมน 70.5° และ โดเมน 110° ซึ่งรายละเอียดการเกิดโดเมน 180° และ โดเมน 90° จะได้กล่าวถึงในหัวข้อต่อไป

3.2.1 โดเมน 180°

โดยทั่วไปแล้วพลังงานความเครียด (strain energy) มีอิทธิพลต่อองค์ประกอบภายในผนังโดเมนของเฟอร์โรอิเล็กทริก ผนังโดเมน 180° และ โดเมน 90° มีพฤติกรรมที่แตกต่างกันอย่างชัดเจน การเคลื่อนที่ของผนังโดเมน 180° เกิดขึ้นภายใต้ผลของการให้สนามไฟฟ้าเข้าไป ซึ่งการเคลื่อนที่ของผนังโดเมน 180° นั้น ไอออนบวกจะเลื่อนมากขึ้นจึงทำให้ทิศทางของการโพลาริเซชันมีการเปลี่ยนแปลงโดยที่ไม่ทำให้ไดโพลเกิดการหมุนหรือทำให้ผลึกเกิดการการเปลี่ยนรูปร่าง ซึ่งแสดงให้เห็นว่าโดเมน 180° มีทิศทางการโพลาริเซชันในทิศทางเดียวกับทิศทางของการให้สนามซึ่งทำให้ผนังของโดเมนมีการขยายออกทางด้านข้างตามการเคลื่อนที่ของผนังโดเมน

3.2.2 โดเมน 90°

ผนังโดเมน 90° เป็นผนังโดเมนที่ยากต่อการทำให้เคลื่อนที่ ซึ่งในการทำให้ผนังโดเมน 90° เคลื่อนที่นั้นจำเป็นต้องให้สนามไฟฟ้าที่มีค่าสูงมาก ดังนั้นการทำให้เกิดโดเมนด้วยโพลาริเซชันที่มีทิศทางตั้งฉากกับสนามที่ให้เข้าไปอาจเปลี่ยนทิศของการโพลาริเซชันไปตามทิศของสนาม ซึ่งอาจเป็นสาเหตุที่ทำให้โครงสร้างของผลึกมีการเปลี่ยนแปลง กระบวนการเกิดโพลาริเซชันอย่างสมบูรณ์ในทิศทางเดียวกับทิศทางการให้สนามสำหรับเฟร์โรอิเล็กทริกที่มีหลายแกน (multiaxis) มีความซับซ้อนเป็นอย่างมากซึ่งจะกล่าวในกรณีง่ายๆ เช่น สำหรับผลึกที่มีโดเมนเดี่ยวและมีโพลาริเซชันตามแกน c ในโครงสร้างแบบเทตระโกนัล ถ้าให้สนามไฟฟ้าในแกน a (ที่ตั้งฉากกับแกน c) โดเมนใหม่จำนวนมากถูกสร้างขึ้นที่ผิวและถูกโพลาริเซชันในทิศทางของการให้สนามการเกิดเป็นโดเมนใหม่อย่างต่อเนื่อง จนกระทั่งผลึกทั้งหมดถูกโพลาริเซชันในทิศทางของสนามจนกระทั่งเกิดเป็นโดเมนใหม่ที่บริเวณผิวของผลึกของวัสดุ (บริเวณผิวที่เป็นอิเล็กโทรด) และเติบโตในทิศเดียวกับทิศของสนามที่มีการเคลื่อนที่ของผนังโดเมนด้านข้างเล็กน้อย อย่างไรก็ตามการเกิดโดเมนใหม่เกิดขึ้นได้ยาก เนื่องจากมีอันตรกิริยาของ electro-mechanical ของอนุภาคในหลายโดเมนของผลึก

3.3 ผลของขนาดเกรน (Moulson, Herbert, 2003)

เมื่อเกรนของผลึกเดี่ยวของวัสดุเซรามิกเฟร์โรอิเล็กทริกถูกลดอุณหภูมิลงและผ่านอุณหภูมิคูรี เกรนของวัสดุเซรามิกจะพยายามขยายตัวยืดออกไปในทิศทางแกน c และในขณะเดียวกันเกรนของวัสดุเซรามิกจะหดตัวลงในทางทิศแกน a (โดยที่ a และ c คือค่าแลตทิซพารามิเตอร์ของโครงสร้างแบบเทตระโกนัล) ส่งผลให้ความเค้นที่อยู่ภายในเกรนของวัสดุเซรามิกลดลงเนื่องจากผนังโดเมน 90° ซึ่งกลไกการลดลงของความเค้นนี้จะพบทั้งในเกรนขนาดใหญ่และเกรนขนาดเล็ก การลดลงของขนาดเกรนส่งผลให้ความกว้างของผนังโดเมน 90° มีค่าลดลงทำให้พื้นที่ของผนังโดเมนต่อหน่วยปริมาตรของวัสดุเซรามิกมีค่าเพิ่มขึ้นซึ่งทำให้ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของวัสดุเซรามิกเฟร์โรอิเล็กทริกมีค่าเพิ่มขึ้นด้วย การเพิ่มขึ้นของพลังงานความเครียดเชิงกล (mechanical strain energy) ภายในเกรนของวัสดุเซรามิกเป็นผลเนื่องจากโดเมนภายในเกรนถูกหักล้างโดยการเพิ่มขึ้นของพลังงานในผนังโดเมน ที่สภาวะสมดุลพลังงานรวมภายในจะมีค่าน้อยที่สุดโดยที่พลังงานความเครียด (strain energy, ϵ_s) ต่อหน่วยปริมาตรถูกรอบครอบโดยโดเมน 90° สามารถคำนวณได้จาก

$$\epsilon_s = \frac{dYx^2}{128\pi g} \quad (3.55)$$

เมื่อ g คือ ขนาดเกรนเฉลี่ย d คือ ความกว้างของเกรน Y คือ ค่าโมดูลัสของยัง และ $x = \frac{c}{a-1}$ ดังนั้นพลังงานของผนังโดเมน (domain wall energy, ϵ_d) ต่อหน่วยปริมาตรเขียนได้เป็น

$$\epsilon_d = \frac{\gamma}{d} \quad (3.56)$$

เมื่อ γ คือ พลังงานพื้นผิว (surface energy) ที่เกี่ยวข้องกับผนังโดเมน 90° ดังนั้นพลังงานรวม (total energy, ϵ_t) คือ

$$\varepsilon_i = \varepsilon_s + \varepsilon_d \quad (3.57)$$

แทนค่าสมการที่ (3.55) และ สมการที่ (3.56) ในสมการที่ (3.57) จะได้ว่า

$$\varepsilon_i = \frac{dYx^2}{128\pi g} + \frac{\gamma}{d} \quad (3.58)$$

หาอนุพันธ์อันดับที่ 1 ของสมการที่ (3.58) เทียบกับ d เมื่อ $\frac{\partial \varepsilon_i}{\partial d} = 0$ ที่เงื่อนไขพลังงานรวมน้อยที่สุด จะได้

$$d = \left(\frac{128\pi g}{Yx^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.59)$$

สำหรับ BaTiO_3 ค่า $\gamma \approx 3 \text{ mJm}^{-2}$, $Y \approx 1.7 \times 10^{11} \text{ Pa}$ และ $x \approx 10^{-12}$ ดังนั้น จากสมการที่ (3.56) จะได้ว่า

$$d \approx 2 \times 10^{-4} g^{\frac{1}{2}} \quad (3.60)$$

จากสมการที่ (3.60) จะเห็นได้ว่าความกว้างของเกรนของวัสดุเซรามิก BaTiO_3 มีค่าเป็นสัดส่วนโดยตรงกับรากที่สองของขนาดเกรนของวัสดุ นั้นแสดงให้เห็นว่าเมื่อขนาดของเกรนลดลงจะส่งผลให้ความกว้างของผนังโดเมน 90° มีค่าลดลงด้วย จึงทำให้พื้นที่ของผนังโดเมนต่อหน่วยปริมาตรของวัสดุมีค่าเพิ่มขึ้นซึ่งทำให้ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกของวัสดุเซรามิก BaTiO_3 มีค่าเพิ่มขึ้นด้วย

3.4 ผลของความเค้น (รัตติกร์ ยี่มนิรัญ, 2549)

สมบัติต่างๆของวัสดุเฟร์โรอิเล็กทริกที่เกิดจากผลของธรรมชาติภายในตัวของมันเอง (intrinsic contribution) ซึ่งเกิดจากการตอบสนองของโดเมนเดี่ยว และผลจากภายนอก (extrinsic contribution) ซึ่งเกิดจากการขยับเคลื่อนย้ายของผนังโดเมน เมื่อวัสดุเฟร์โรอิเล็กทริกได้รับความเค้นเชิงกลจากภายนอกความเค้นเชิงกลที่ให้เข้าไปนั้นจะทำให้โครงสร้างโดเมนมีการเปลี่ยนแปลงเพื่อทำให้พลังงานภายในโดเมนมีค่าต่ำสุดระหว่างเกิดกระบวนการนี้โดเมนบางโดเมนจะถูกรวมเข้ากับโดเมนอื่นหรืออาจมีการเปลี่ยนแปลงรูปร่างไป ภายใต้ความเค้นแบบแกนเดียวโครงสร้างโดเมนของวัสดุเซรามิกเฟร์โรอิเล็กทริกจะเกิดการเปลี่ยนแปลงทิศทางของโดเมน (domain switching) การตรึงของผนังโดเมน การทำให้หมดสภาพการเป็นขั้ว และการลดการเสื่อมสภาพตามอายุ เมื่อความเค้นถูกอัดเข้าไปในทิศทางขนานกับทิศของขั้ว ความเค้นที่ให้เข้าไปจะเคลื่อนย้ายบางโพลาริเซชันจากทิศทางของขั้ว ผลของการเปลี่ยนแปลงในโครงสร้างของโดเมนซึ่งการเปลี่ยนแปลงนี้จะเพิ่มความหนาแน่นของผนังโดเมนในทิศทางที่ไม่ใช่ 180° (non- 180°) ดังนั้นเมื่อให้ความเค้นเข้าไปจะทำให้ค่าคงที่ไดอิเล็กทริกมีค่าสูงขึ้น ส่วนการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกนั้น การเพิ่มขึ้นของการเคลื่อนที่ของผนังโดเมนจะช่วยทำให้ค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกมีค่าเพิ่มขึ้นในบางองค์ประกอบ แต่ในขณะที่ลดการเสื่อมสภาพของตัววัสดุก็จะทำให้ค่าการสูญเสียทางไดอิเล็กทริกลดลงได้ในบางองค์ประกอบเช่นกัน