

## บทที่ 2 ทฤษฎีและเอกสารที่เกี่ยวข้อง

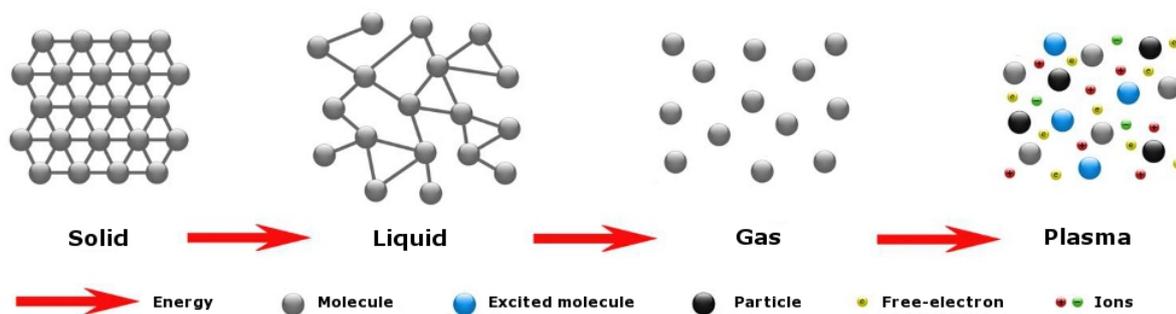
ในบทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีเบื้องต้นที่เกี่ยวข้องกับสมบัติเบื้องต้น การกำเนิดพลาสมา ระบบกำเนิดพลาสมาแบบ ดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอร์ การวัดพารามิเตอร์ของพลาสมา โดยใช้หัววัดทางไฟฟ้า รวมถึงงานวิจัยที่เกี่ยวข้องกับการวัดพารามิเตอร์ของพลาสมา

### 2.1 พลาสมา

#### 2.1.1 นิยามของพลาสมา

เมื่อต้องการจำแนกสสารด้วยสถานะแล้ว สามารถกล่าวได้ว่าพลาสมาคือ สถานะที่สี่ของสสาร นั่นคือ เมื่อเพิ่มพลังงานให้กับสสารซึ่งอยู่ที่อุณหภูมิต่ำ เริ่มจากสสารในสถานะของแข็งหลอมกลายเป็นของเหลว จากของเหลวเป็นแก๊ส ถ้ายังให้ความร้อนต่อไป อะตอมของแก๊สจะแตกตัวเป็นอิเล็กตรอนและไอออนประจุบวก ซึ่งเป็นที่มาของสถานะที่สี่ของสสาร ดังรูปที่ 2.1 อย่างไรก็ตาม Chen [4] ได้นิยามความหมายของพลาสมาไว้ดังนี้

“พลาสมา (plasma) คือแก๊สซึ่งประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้า (quasineutral gas) ประกอบด้วยอนุภาคประจุและอนุภาคเป็นกลาง โดยแสดงพฤติกรรมร่วม (collective behavior)” คำว่า พฤติกรรมร่วม คือ การเคลื่อนที่ของอนุภาคในพลาสมา ไม่เพียงแต่จะขึ้นกับเงื่อนไขในบริเวณอนุภาคนั้นๆ แต่ยังขึ้นกับสถานะของพลาสมาที่อยู่ในบริเวณห่างไกลออกไปอีกด้วย กล่าวคือเมื่ออนุภาคประจุภายในพลาสมา มีการเคลื่อนที่ อนุภาคเหล่านี้สามารถทำให้เกิดความหนาแน่นของประจุบวกหรือลบในบริเวณหนึ่งๆ ซึ่งทำให้เกิดสนามไฟฟ้าขึ้น นอกจากนี้การเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุยังทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าซึ่งจะเหนี่ยวนำให้เกิดสนามแม่เหล็กอีกด้วย ทั้งสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กนี้เองที่ส่งผลต่อการเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุตัวอื่นๆที่อยู่ไกลออกไปสำหรับกรณีประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้านั้นจะได้กล่าวถึงในหัวข้อ Debye shielding



รูปที่ 2.1 แสดงสถานะของสสาร [5]

แก๊สซึ่งอยู่ในสภาวะแตกตัวของใดๆ ไม่อาจเรียกว่าพลาสมาได้ทั้งหมด เงื่อนไขสำหรับแก๊สที่แตกตัวที่เรียกว่าพลาสมามีดังต่อไปนี้

- a. ระยะ Debye ( $\lambda_D$ ) มีค่าน้อยกว่าขนาดของพลาสมา ( $L$ ) มากๆ

$$\lambda_D \ll L \quad 2.1$$

นั่นคือพลาสมามีขนาดใหญ่มากจนระยะ Debye เกิดขึ้นภายในพลาสมาไม่มีนัยสำคัญกับพลาสมาโดยรวม

- b. จำนวนอนุภาคประจุภายในทรงกลม Debye ( $N_D$ ) มีค่ามากกว่า 1 มากๆ

$$N_D \gg 1 \quad 2.2$$

นั่นคือพลาสมามีความหนาแน่นเพียงพอที่จะทำให้  $\lambda_D \ll L$

- c. การเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุในพลาสมาอยู่ภายใต้อิทธิพลของแรงแม่เหล็กไฟฟ้าเป็นหลัก

$$\omega_p \tau > 1 \quad 2.3$$

โดย  $\omega_p$  คือความถี่พลาสมา และ  $t$  คือเวลาเฉลี่ยระหว่างการชนกันของอนุภาคประจุกับอนุภาคเป็นกลางทางไฟฟ้า

### 2.1.2 Debye Shielding

สมบัติพื้นฐานของพลาสมาคือความสามารถในการป้องกันศักย์ไฟฟ้าจากภายนอกที่ให้กับพลาสมา พิจารณาบริเวณภายในพลาสมา ซึ่งประกอบด้วยไอออนบวก อิเล็กตรอนและอะตอมหรือโมเลกุลที่เป็นกลาง โดยความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ( $n_e$ ) และไอออนบวก ( $n_i$ ) มีค่าเท่ากันคือ  $n_e = n_i = n_0$  ให้ตำแหน่ง  $x = 0$  มีศักย์ไฟฟ้า  $V_0$  สัมพันธ์กับศักย์ไฟฟ้าของพลาสมาถูกใส่เข้าไปจากภายนอก เนื่องจากมวลไอออนบวกมีค่ามากกว่ามวลอิเล็กตรอนมากจนสามารถประมาณได้ว่าไอออนบวกไม่มีการเคลื่อนที่สนองตอบต่อศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์  $V_0$  ดังกล่าว ดังนั้นความหนาแน่นของไอออนบวกที่ตำแหน่งต่างๆจึงมีค่าเป็น

$$n_i(x) = n_0 \quad 2.4$$

ส่วนนั้นการกระจายความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่ตำแหน่งต่างๆภายในพลาสมาจะเป็นไปตามความสัมพันธ์ของ Boltzmann

$$n_e(x) = n_0 \exp\left(\frac{eV(x)}{kT_e}\right) \quad 2.5$$

โดย  $e$  คือค่าประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอนซึ่งมีค่าเท่ากับ  $1.6022 \times 10^{-19}$  C และ  $V(x)$  คือ ศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์ที่ตำแหน่ง  $x$  ใดๆในพลาสมา  $k$  คือค่าคงที่ของ Boltzmann ซึ่งมีค่าเท่ากับ  $1.3807 \times 10^{-23}$  J/K

และ  $T_e$  คืออุณหภูมิอิเล็กตรอน ต้องการหาการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์  $V(x)$  ภายในพลาสมา จากสมการ มิติ 1 ใน Poisson

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{-e[n_i(x) - n_e(x)]}{\epsilon_0} \quad (Z=1) \quad 2.6$$

ซึ่งในที่นี้พิจารณาเฉพาะกรณีที่ไอออนบวกมีจำนวนประจุ ( $Z$ ) เท่ากับ  $+1e$  โดย  $\epsilon_0$  คือ permittivity ของสุญญากาศซึ่งมีค่าเท่ากับ  $8.8542 \times 10^{-12}$  F/m ดังนั้น

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT_e}\right) - 1 \right] \quad 2.7$$

ในบริเวณซึ่ง  $\left| \frac{eV(X)}{kT_e} \right| \ll 1$  นั่นคือบริเวณที่ไกลจากตำแหน่ง ซึ่งศักย์ไฟฟ้ามีค่าน้อยสามารถ  $x = 0$

จะเป็น (2.7) ขยายเทอมในเอกซ์โปเนนเชียล โดยใช้อนุกรมเทย์เลอร์ ดังนั้นสมการ

$$\frac{d^2V(X)}{dx^2} = \frac{en_0}{\epsilon_0} \frac{eV}{kT_e} \quad 2.8$$

ดังนั้นจะได้

$$V(x) = V_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad 2.9$$

โดยนิยาม ระยะ Debye

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \quad 2.10$$

สมการ (2.9) ทำให้ทราบว่าเมื่อพลาสมาถูกรบกวนด้วยศักย์ไฟฟ้าจากภายนอก มันจะต่อต้านศักย์ภายนอกนั้นโดยมีระยะ Debye เป็นตัวที่บอกกว่าศักย์ไฟฟ้าจากภายนอกจะถูกลดทอนลงอย่างรวดเร็วเพียงใด ลักษณะของการกระจายของศักย์ไฟฟ้า  $V(x)$  สัมพันธ์กับพลาสมาเมื่อใส่ศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์ค่า  $V_0$  เข้าไปในพลาสมา โดย  $V_0$  คือศักย์ไฟฟ้าของพลาสมา

ถ้าขนาดของระบบพลาสมา  $L$  มีค่ามากกว่าระยะ Debye มากๆ ( $L \gg \lambda_D$ ) จะสามารถประมาณสมการ (Poisson (2.6) ได้ว่า

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} \sim \frac{V(x)}{L^2} \sim \left| \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \right| \quad 2.11$$

จากการพิจารณาที่ค่า  $|eV(x)/kT_e| \ll 1$  หรือ

$$\frac{V(x)}{L^2} \ll \frac{kT_e}{eL^2} \quad 2.12$$

หรือเขียนสมการ ในรูปของระยะ ( 2.12)Debye จะได้ว่า

$$\frac{V(x)}{L^2} \ll \frac{k}{eL^2} \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k} \lambda_D^2 \right) \quad 2.13$$

รวมสมการ ได้ (2.13) และ (2.11)

$$\left| \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \right| \ll \frac{k}{eL^2} \left( \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k} \lambda_D^2 \right) \quad 2.14$$

หรือเขียนได้เป็น

$$\left| \frac{n_i - n_e}{n_e} \right| \ll \frac{\lambda_D^2}{L^2} \quad 2.15$$

เมื่อ  $\lambda_D \ll L$  สมการ (2.15) สามารถเขียนใหม่ได้เป็น

$$n_i - n_e \ll n_e \quad 2.16$$

จากสมการ ความหนาแน่นอิเล็กตรอนมีค่าประมาณความหนาแน่นไอออนบวก นั่นคือ (2.16)  $n_i \approx n_e \approx n_0$  ซึ่งเป็นที่มาของคำว่า ประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้านั่นเอง โดย  $n_0$  เรียกว่าความหนาแน่นพลาสมา และจากทรงกลม Debye ซึ่งเป็นทรงกลมที่มีรัศมี  $\lambda_D$  ที่มีอนุภาคประจุความหนาแน่น  $n_0$  บรรจุอยู่ภายใน จำนวนอนุภาคในทรงกลม Debye  $N_D$  คือ

$$N_D = n_0 \left( \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \right) \quad 2.17$$

นอกเหนือจากเงื่อนไข  $\lambda_D \ll L$  ซึ่งบ่งบอกว่าพลาสมามีสมบัติประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้าแล้ว จำนวนอนุภาคประจุในทรงกลม Debye ก็จะต้องมีค่ามากกว่าหนึ่งตัวมากๆ ด้วยเพื่อสนับสนุนให้เงื่อนไข  $\lambda_D \ll L$  เป็นจริง

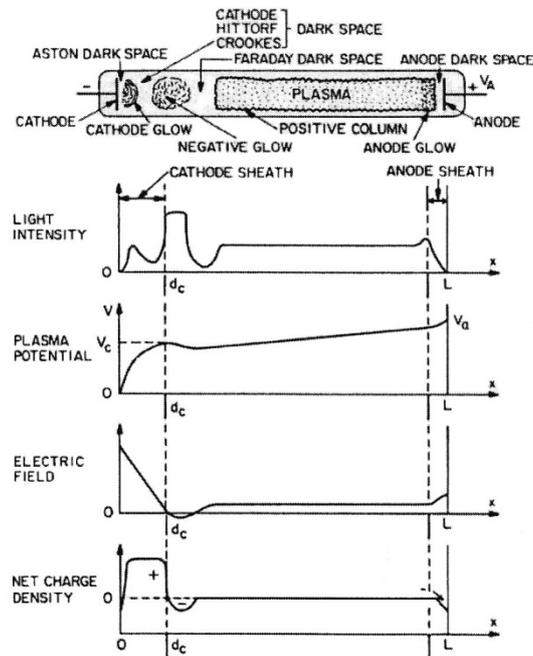
## 2.2 ระบบกำเนิดพลาสมาแบบ ดีซี แมกนีตรอนสปัตเตอริง (DC Magnetron Sputtering)

สถานะพลาสมาเกิดขึ้นได้โดยการทำให้อะตอมของก๊าซที่อยู่ในสภาวะที่เป็นกลางทางไฟฟ้าเกิดการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่งสามารถทำได้โดยอาศัยการชนด้วยอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูง โดยอะตอมที่ได้รับพลังงานที่เพียงพอจะทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมาจากอะตอม เรียกว่าการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่งพลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้อิเล็กตรอนตัวนอกสุดหลุดออกมาได้ คือ พลังงานการแตกตัวเป็นไอออน โดยการแตกตัวเป็นไอออนเป็นกระบวนการสำคัญในการสร้างพลาสมาของระบบดีซีแมกนีตรอนสปัตเตอริง สำหรับในกรณีของโลหะที่ได้รับพลังงานแล้วทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมาจากผิวของโลหะ เรียกว่า การปลดปล่อยอิเล็กตรอน ซึ่งพลังงานที่มีค่าน้อยที่สุดที่ทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกมาได้ คือ ค่าฟังก์ชันงาน

อะตอมใดๆเมื่อถูกชนด้วยอะตอมที่เป็นกลาง ไอออนหรืออิเล็กตรอนจะเกิดการแลกเปลี่ยนของพลังงานระหว่างกัน ในกรณีที่อนุภาคที่เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมคืออิเล็กตรอน และทำให้

อะตอมที่ถูกชนเกิดการแตกตัวเป็นไอออน เรียกว่า การแตกตัวเป็นไอออนเนื่องจากการชนด้วยอิเล็กตรอน (electron impact ionization) โดยที่อิเล็กตรอนจะต้องมีพลังงานจลน์มากกว่าหรือเท่ากับพลังงานการแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม

การโกลว์ดิสชาร์จซึ่งก็คือการเรืองแสงของพลาสมา การโกลว์ทำให้เกิดขึ้นมาได้โดยการจ่ายความต่างศักย์ระหว่างขั้วอิเล็กโทรดในสภาวะความดันต่ำที่มีก๊าซกระจายอยู่ในภาชนะสุญญากาศ ศักย์ไฟฟ้าจะตกลงอย่างรวดเร็วในบริเวณใกล้ขั้วคาโทดและมีค่าเปลี่ยนแปลงอย่างช้าๆในพลาสมา และเปลี่ยนแปลงอีกครั้งในบริเวณใกล้ขั้วแอโนดดังแสดงในรูปที่ 2.1

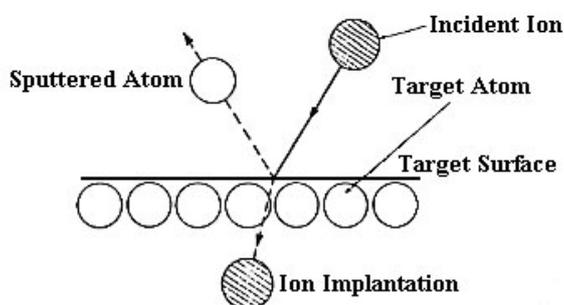


รูปที่ 2.2 แสดงโครงสร้างของการโกลว์ดิสชาร์จ

สนามไฟฟ้าในระบบจะถูกควบคุมไปจนถึงชีท (sheath) ของแต่ละขั้วไฟฟ้า ซึ่งชีทก็คือความหนาของบริเวณที่แยกพลาสมาออกจากขั้วไฟฟ้า อาณาเขตของชีทจะผลักอิเล็กตรอนที่พยายามเคลื่อนที่ไปยังแต่ละขั้วอิเล็กโทรด อิเล็กตรอนที่เกิดขึ้นที่ขั้วคาโทดจะถูกเร่งให้เกิดการเคลื่อนที่ตามทิศทางของสนามไฟฟ้าและเกิดการชนกับอนุภาคตัวอื่นและมีการแลกเปลี่ยนพลังงาน และจะหยุดลงเนื่องจากการแพร่กระจายและการรวมตัว การโกลว์ที่ทำให้การเรืองแสงเกิดขึ้นมาได้เนื่องจากอิเล็กตรอนมีพลังงานมากพอที่จะให้กำเนิดแสงที่สามารถมองเห็นได้ด้วยการชนแล้วทำให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออน อิเล็กตรอนจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าและมีการสะสมพลังงานและเกิดการชนกับอะตอมอื่นแล้วเกิดการแตกตัวเป็นไอออนโดยกระบวนการจะเกิดขึ้นอย่างต่อเนื่อง อิเล็กตรอนจะมีจำนวนเพิ่มขึ้นจากการปลดปล่อยออกมาจากขั้วคาโทด ซึ่งเป็นสิ่งสำคัญมากในการรักษาการดิสชาร์จให้สามารถมีอยู่ต่อไปได้ ลักษณะที่สำคัญหลายๆอย่างของโกลว์ดิสชาร์จแสดงให้เห็นในรูปที่ 2.2 การเรือง

แสงภายในภาชนะสุญญากาศแสดงลักษณะการจัดเรียงบริเวณที่เกิดการเรืองแสงระหว่างขั้วอิเล็กโทรด ทรงกลมภายในภาชนะสุญญากาศที่มีการเชื่อมต่อกับแหล่งกำเนิดไฟฟ้ากระแสตรง พอลการดิสชาร์จด้วยไฟฟ้ากระแสตรงถูกทำให้เกิดขึ้นและถ้าการโกล์วดิสชาร์จสามารถรักษาไว้ได้ก็จะปรากฏบริเวณการเรืองแสงและบริเวณมืดในตำแหน่งที่แตกต่างกัน

สปัตเตอริง เป็นปรากฏการณ์ที่สำคัญอีกอย่างหนึ่งในการเกิดพลาสมาเย็น (cold plasma) ซึ่งเป็นเหตุการณ์ที่อะตอมที่ผิวเป้าถูกทำให้หลุดออกมาพร้อมกับมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิ (secondary electron) ออกมาด้วย เนื่องจากการระดมยิงของอนุภาคพลังงานสูงที่ถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้าชนเป้า ดังแสดงในรูปที่ 2.2



รูปที่ 2.3 แสดงการเกิดการสปัตเตอริงที่ผิวเป้า

การกำเนิดพลาสมาในวิธีดีซีสปัตเตอริงเกิดจากการใช้สนามไฟฟ้าเร่งอิเล็กตรอนให้เข้าชนอะตอมของแก๊สที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกและอิเล็กตรอน โดยไอออนบวกจะถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนอะตอมที่ผิวเป้าให้หลุดออกมาและมีการปลดปล่อยอิเล็กตรอนทุติยภูมิออกมาภายหลังจากการชนของไอออนบวกที่ผิวเป้า ดังนั้นถ้าสามารถกักเก็บอิเล็กตรอนไว้ที่หน้าผิวเป้า และเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นก็จะเป็นการเพิ่มโอกาสในการชนกับอะตอมของแก๊สที่ใช้ในการสปัตเตอริงให้เกิดการแตกตัวเป็นไอออนบวกมากขึ้นและถูกเร่งด้วยสนามไฟฟ้าให้เคลื่อนที่เข้าชนเป้ามากขึ้น ผลคือทำให้อัตราการสปัตเตอริงสูงขึ้น ทั้งนี้การกักเก็บอิเล็กตรอนและการเพิ่มระยะทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนให้เพิ่มขึ้นนั้นสามารถทำได้โดยการบ่อนสนามแม่เหล็กในทิศทางที่เหมาะสมให้กับระบบดีซีสปัตเตอริง ทั้งนี้เมื่ออนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า  $q$  เคลื่อนที่ด้วยความเร็ว  $v_{\perp}$  ในทิศทางตั้งฉากกับสนามไฟฟ้า  $B$  จะเกิดแรงกระทำกับอนุภาคนั้น ซึ่งมีค่า

$$F = Bqv_{\perp} \quad 2.18$$

โดยแรงที่กระทำกับอนุภาคมีทิศทางตั้งฉากกับสนามแม่เหล็กและความเร็วของการเคลื่อนที่ ซึ่งจะมีผลทำให้ประจุไฟฟ้าที่มีมวล  $m$  เกิดการเคลื่อนที่เป็นวงกลม โดยที่

$$F_B = F_C \quad 2.19$$

โดย  $F_B$  คือ แรงเนื่องจากสนามแม่เหล็ก

$F_C$  คือ แรงสู่ศูนย์กลางของการเคลื่อนที่

จะได้ว่า

$$qv_{\perp}B = \frac{mv_{\perp}^2}{r} \quad 2.20$$

โดยจะได้รัศมีของการเคลื่อนที่

$$r = mv_{\perp} / Bq \quad 2.21$$

โดยเรียกรัศมีของประจุไฟฟ้าที่มีการเคลื่อนที่เป็นวงกลมว่ารัศมีไซโคลตรอน (cyclotron radius) หรือรัศมีลาร์มอร์ (larmor radius) โดยอิเล็กตรอนจะได้รับผลกระทบจากแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กนี้ แต่สำหรับไอออนซึ่งมีมวลมากจะได้รับผลกระทบของแรงเนื่องจากสนามแม่เหล็กนี้น้อย

และจาก  $v = \omega r$  จะได้ความเร็วเชิงมุมของการเคลื่อนที่ของอนุภาคเป็น

$$\omega = \frac{|q|B}{m} \quad 2.22$$

และเมื่อพิจารณาอิเล็กตรอนที่หลุดออกมาจากขั้วคาโทดแล้วเคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน จากสมการของลอเรนซ์

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad 2.23$$

โดย  $e$  = ประจุของอิเล็กตรอน

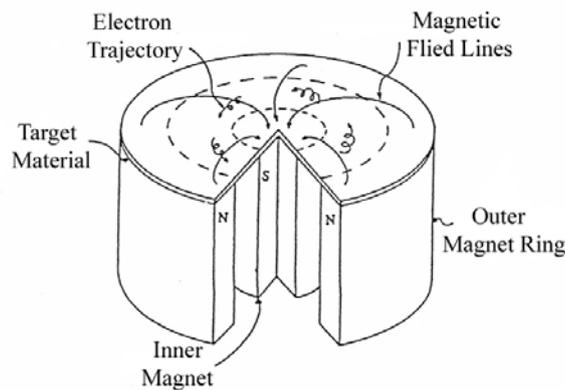
$m$  = มวลของอิเล็กตรอน

$\vec{v}$  = ความเร็วของอิเล็กตรอน

$\vec{E}$  = สนามไฟฟ้า

$\vec{B}$  = สนามแม่เหล็ก

ด้วยอิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน จะทำให้อิเล็กตรอนถูกกักเก็บไว้ที่บริเวณผิวเป้าและมีการเคลื่อนที่เป็นรูปเกลียววงกลม ด้วยความเร็วเชิงมุม  $\omega = eB/m$  ไปในเส้นทางเลื่อนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน ( $\vec{E} \times \vec{B}$  drift path) ที่เกิดขึ้น และจุดศูนย์กลางของการเคลื่อนที่เป็นวงกลมแบบเลื่อนลอยในทิศทางของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกันด้วยความเร็ว  $E/B$  ดังรูป 2.4 การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแบบนี้จะเพิ่มโอกาสในการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับโมเลกุลของแก๊สและเกิดกระบวนการแตกตัวเป็นไอออนบวกสูงขึ้นบริเวณผิวเป้าและไอออนบวกที่เกิดขึ้นจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่ชนเป้ามากขึ้น ซึ่งจะเป็นผลทำให้อัตราการสเปกตรัมมีค่าสูงขึ้น ส่งผลให้วิธีดีซีแมกนีตรอนสเปกตรัมเป็นวิธีที่ใช้ในการเคลือบฟิล์มบางกันอย่างแพร่หลายในงานวิจัยและในงานอุตสาหกรรม



รูปที่ 2.4 แสดงการเคลื่อนที่เป็นเกลียววงกลมของอิเล็กตรอนที่ถูกกักเก็บไว้ที่ผิวเป้าในเส้นทางเลื่อนลอยของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กตามขวางที่มีทิศทางตั้งฉากกัน

และจากความเร็ว  $v$  ที่เกิดขึ้นโดยการเร่งจากสนามไฟฟ้าที่สม่ำเสมอที่เกิดจากการจ่ายความต่างศักย์ให้กับขั้วอิเล็กโทรด จะได้ว่า

$$\frac{1}{2}mv^2 = |q|V \quad 2.24$$

จะได้ว่า

$$v = \sqrt{\frac{2|q|V}{m}} \quad 2.25$$

แทนค่า (2.25) ลงใน (2.21) จะได้

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mV}{|q|}} \quad 2.26$$

โดยจะได้รัศมีของอนุภาคที่เคลื่อนที่ภายใต้อิทธิพลของแรงลอเรนซ์

ในกรณีของอิเล็กตรอน จะได้ว่า

$$r = 0.33 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{V}}{B} \quad 2.27$$

และสามารถวิเคราะห์ผลของสนามแม่เหล็กที่มีต่อการดิสชาร์จ ซึ่งพิจารณาได้จากสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล (cut-off magnetic field;  $B_c$ ) โดยสนามแม่เหล็กจะมีผลต่อการดิสชาร์จเมื่อความเข้มของสนามแม่เหล็กมีค่ามากกว่าสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่งยุติผล ซึ่งแสดงได้ดังสมการต่อไป

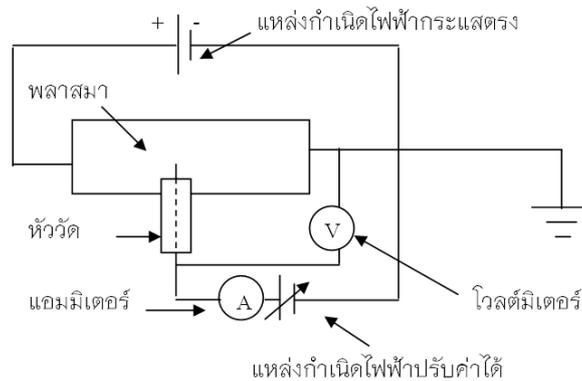
$$B_c = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2mV_c}{e}} \quad \text{สำหรับขั้วอิเล็กโทรดแผ่นราบ} \quad 2.28$$

โดย  $V_c$  คือ ความต่างศักย์ที่จ่ายระหว่างขั้วอิเล็กโทรด

$L$  คือ ระยะห่างระหว่างขั้วอิเล็กโทรด

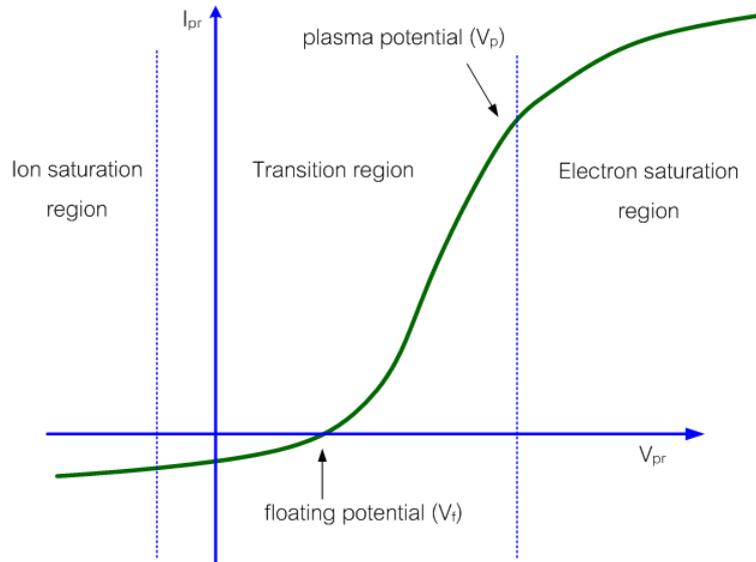
## 2.3 หัววัดทางไฟฟ้า

วิธีที่ใช้วัดพารามิเตอร์ของพลาสมามีด้วยกันหลายวิธี เช่น การใช้เครื่องวิเคราะห์โดยมวล (Mass spectroscopy) และ Optical Emission Spectroscopy (OES) [6] เป็นต้น หัววัดทางไฟฟ้าหรือหัววัดกลางมั้วร์ (Langmuir probe) เป็นอีกวิธีหนึ่งที่นิยมใช้วัดพารามิเตอร์ของพลาสมา ซึ่งเป็นวิธีที่ง่ายและราคาถูกลงกว่าเมื่อเทียบกับเทคนิคอื่นที่กล่าวมาข้างต้น นอกจากนี้ค่าพารามิเตอร์ที่ได้จากเทคนิคหัววัดกลางมั้วร์ยังเป็นค่าพารามิเตอร์ ณ ตำแหน่งที่วัดโดยตรง (Local parameters) [7]



รูปที่ 2.5 แผนภาพการวัดพลาสมาโดยใช้หัววัดกลางมั้วร์

การวัดพารามิเตอร์ของพลาสมาด้วยหัววัดกลางมั้วร์ ทำได้โดยการสอดเส้นลวด ตัวนำขนาดเล็กเข้าไปในพลาสมา แล้ววัดค่ากระแสที่ไหลเข้าสู่หัววัดเมื่อแปรค่าความต่างศักย์ที่จ่ายให้แก่หัววัดดังรูปที่ 2.5 แผนภาพการวัดพลาสมาโดยใช้หัววัดกลางมั้วร์ ภายหลังจากที่แหล่งกำเนิดไฟฟ้ากระแสตรงทำให้พลาสมาดิสชาร์จเกิดขึ้น ในสถานะที่มีหัววัดใส่อยู่ภายใน เมื่อมีการให้ศักย์ไฟฟ้าบวก และลบต่างกันเทียบกับพลาสมา จากแหล่งกำเนิดไฟฟ้าปรับค่าได้แก่หัววัด โดยใช้แอมมิเตอร์ และโวลต์มิเตอร์เป็นอุปกรณ์บันทึกค่าของกระแสและศักย์ที่เปลี่ยนแปลงไปของหัววัดควบคู่กันไป ซึ่งจะทำให้ทราบถึงข้อมูลเกี่ยวกับพลาสมาขณะนั้น ๆ และสำหรับพลาสมาพลังงานต่ำ จะสามารถประมาณว่าการแจกแจงความเร็วของอนุภาคเป็นแบบแมกซ์เวล จะทำให้สามารถวิเคราะห์หาค่าพารามิเตอร์ของพลาสมา เช่น อุณหภูมิของอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนได้ จากกราฟลักษณะส่อกระแส-ศักย์ ของพลาสมาที่ได้จากหัววัดได้



รูปที่ 2.6 ลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ [8]

ซึ่งจะได้กราฟความสัมพันธ์ระหว่างกระแสที่เปลี่ยนตามความต่างศักย์ที่ป้อนให้แก่หัววัด ลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ (I-V characteristics) ของหัววัดลางมัวร์ดังรูปที่ 2.6 แบ่งพิจารณาออกเป็น 3 บริเวณตามชนิดของกระแสที่ไหลเข้าสู่หัววัด [6, 7, 8] ดังต่อไปนี้

บริเวณที่ 1. เป็นบริเวณไอออนอิ่มตัว (Ion saturation region): ความต่างศักย์ที่ป้อนให้แก่หัววัด ( $V_{pr}$ ) มีค่าเป็นลบเมื่อเทียบกับศักย์พลาสมา (Plasma potential;  $V_p$ ) ที่ล้อมรอบหัววัด กำแพงศักย์ต่ออิเล็กตรอน (Electron potential barrier) สูงมากในบริเวณนี้ ทำให้อิเล็กตรอนไม่สามารถผ่านเข้าสู่หัววัดได้ ตรงกันข้ามกับไอออนที่ไหลเข้าสู่หัววัดจำนวนมาก จึงเกิดชีทไอออน (Ion sheath) ล้อมรอบหัววัด

บริเวณที่ 2. เป็นบริเวณการเปลี่ยนแปลง (Transition region): เมื่อค่าความต่างศักย์ที่ป้อนให้แก่หัววัดเป็นบวกเพิ่มมากขึ้นเมื่อเทียบกับศักย์พลาสมา กำแพงศักย์ต่ออิเล็กตรอนลดลงทำให้มีอิเล็กตรอนไหลเข้าสู่หัววัดเพิ่มมากขึ้น ตรงกันข้ามกับไอออนที่ไหลเข้าสู่หัววัดลดลง จนกระทั่งเมื่อถึงความต่างศักย์ค่าหนึ่ง กระแสไอออนเท่ากับกระแสอิเล็กตรอน ทำให้กระแสรวมที่ไหลเข้าสู่หัววัดเท่ากับศูนย์ ศักย์ที่ตำแหน่งนี้เรียกว่า “ศักย์ลอย” (Floating potential;  $V_f$ ) อิเล็กตรอนไหลเข้าสู่หัววัดเพิ่มมากขึ้นเรื่อยๆ จนกระทั่ง ค่าความต่างศักย์ที่จ่ายให้แก่หัววัดเท่ากับศักย์พลาสมา ทำให้ทั้งอิเล็กตรอนและไอออนที่ตำแหน่งนี้ ต่างเคลื่อนที่ด้วยความเร็วเนื่องจากอุณหภูมิของตัวเอง

(Thermal velocity) แต่เนื่องจากอิเล็กตรอนมีมวลน้อยกว่าไอออนมาก ทำให้เคลื่อนที่เข้าสู่หัววัดได้มากกว่าไอออน

บริเวณที่ 3. เป็นบริเวณอิเล็กตรอนอิ่มตัว (Electron saturation region): เมื่อเพิ่มความต่างศักย์ให้แก่หัววัดจนกระทั่งมากกว่าศักย์พลาสมา ไอออนที่พลังงานน้อยจะถูกผลักออกไป อิเล็กตรอนจำนวนมากไหลเข้าสู่หัววัด เกิดชีทอิเล็กตรอน (Electron sheath) ล้อมรอบหัววัดและอิ่มตัวในที่สุด

### 2.3.1 อุณหภูมิอิเล็กตรอน (Electron temperature; $T_e$ )

ในการวิเคราะห์ข้อมูลจากลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ จะพิจารณาจากข้อมูลในช่วงการเปลี่ยนแปลง เมื่อชีทที่ล้อมรอบหัววัดบางมากและไม่มี การชนกันของอนุภาคในชีท พลาสมามีการแจกแจงอิเล็กตรอนแบบแมกซ์เวล (Maxwellian distribution) กระแสอิเล็กตรอน ( $I_e$ ) เป็นดังสมการที่ 2.29

$$I_e = I_{es} \exp\left(\frac{e(V_p - V_s)}{kT_e}\right) \quad 2.29$$

โดยที่กระแสอิเล็กตรอนอิ่มตัว  $I_{es}$  เท่ากับ

$$I_{es} = en_e A_p \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \quad 2.30$$

เมื่อ  $A_p$  เป็นพื้นที่ผิวทั้งหมดของหัววัดที่สัมผัสกับพลาสมา

$T_e$  เป็นอุณหภูมิอิเล็กตรอนในหน่วย K

$n_e$  เป็นความหนาแน่นของอิเล็กตรอน

$m_e$  เป็นมวลของอิเล็กตรอน

$k$  เป็นค่าคงที่โบลซ์มานน์

เมื่อหาอัตราการเปลี่ยนแปลงของลอการิทึมของกระแสอิเล็กตรอนในสมการที่ 2.29 จะสามารถหาอุณหภูมิอิเล็กตรอน จากสมการที่ 2.31

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{\Delta V}{\Delta \ln I_e} \quad 2.31$$

ซึ่งจะนำไปคำนวณหาค่าอุณหภูมิอิเล็กตรอน

### 2.3.2 ความหนาแน่นของพลาสมา (Plasma density; $n_p$ )

จากนิยามของพลาสมาที่มีสมบัติประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้า (quasi-neutral) ดังนั้นจึงสามารถอนุมานได้ว่า ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ( $n_e$ ) และความหนาแน่นของไอออน ( $n_i$ ) เท่ากับความหนาแน่นของพลาสมา ( $n_p$ ) นั่นคือ  $n_e \approx n_i \approx n_p$  พิจารณากระแสไอออนอิมิตัว ( $I_{is}$ ) [1] ดังสมการที่ 2.32

$$I_{is} = 0.61en_iA_p \left( \frac{kT_e}{M_i} \right)^{1/2} \quad 2.32$$

ดังนั้นความหนาแน่นของพลาสมา [1] เท่ากับ

$$n_p = \frac{I_{is}}{0.61A_p e} \left( \frac{M}{kT_e} \right)^{1/2} \quad 2.33$$

สมการที่ 2.31 และสมการที่ 2.33 นี้จะถูกนำไปใช้ในการคำนวณเพื่อหา ค่าอุณหภูมิอิเล็กตรอนและความหนาแน่นของพลาสมาในระบบกำเนิดพลาสมาแบบ ดีซี แมกนีตรอนสปัตเตอร์ต่อไป

### 2.3.3 ศักย์พลาสมา

ค่าศักย์ของพลาสมา ( $V_p$ ) เป็นค่าที่ศักย์ไฟฟ้าของหัววัดมีค่าเท่ากับศักย์ไฟฟ้าของพลาสมา ทั้งไอออนบวกและอิเล็กตรอนไม่ถูกดึงดูดหรือผลักออกจากหัววัด แต่ยังคงมีไอออนและอิเล็กตรอนเคลื่อนที่ไปยังหัววัด เนื่องจากการเคลื่อนที่แบบสุ่ม ดังนั้นกระแสไฟฟ้าที่หัววัดวัดได้ จะเป็นกระแสอิเล็กตรอนเป็นส่วนใหญ่ เพราะอิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่ได้เร็วกว่าไอออนมาก

ค่าศักย์พลาสมาสามารถหาได้โดยตรงจากกราฟลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ ที่ได้จากหัววัด ดังรูปที่ 2.6

### 2.3.4 ศักย์ลอย

ศักย์ลอย ( $V_f$ ) คือค่าของศักย์ไฟฟ้าในกรณีที่ไม่มีกระแสไหลเข้าสู่หัววัด และเนื่องจากกระแสไอออนมีขนาดเท่ากับกระแสอิเล็กตรอน จึงส่งผลให้กระแสรวมที่หัววัดมีค่าเป็นศูนย์ ค่าของศักย์ลอยนี้ สามารถหาได้โดยตรงจากกราฟลักษณะเฉพาะของกระแสกับความต่างศักย์ที่ได้จากหัววัด ดังที่ได้อธิบายไว้ในรูปที่ 2.6 เช่นเดียวกัน

เมื่อพิจารณาว่าความเร็วเนื่องจากความอุณหภูมิของอิเล็กตรอน มีค่ามากกว่าของไอออนมาก ๆ ดังนั้นศักย์ลอยจึงมีค่าเป็นลบเมื่อเทียบกับศักย์ของพลาสมา ทำให้กระแสที่สะสมที่หัววัดที่ตำแหน่งศักย์ลอยนี้ก็คือ กระแสไอออนอิมิต์  $I_{is}$  โดยการประมาณค่ากระแสไอออนอิมิต์ ดังสมการ

$$I_i(V_f) = \frac{1}{4} n_0 e A \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad 2.34$$

เมื่อพิจารณาจากสมการ 2.13 กระแสอิเล็กตรอนซึ่งสะสมที่หัววัดขณะนี้จะมีความเป็น

$$I_e(V_f) = n_0 e A \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} e^{\left[ \frac{-e(V_p - V_f)}{kT_e} \right]} \quad 2.35$$

เนื่องจาก  $I_i(V_f) = I_e(V_f)$  ที่จุด  $V_f$  ดังนั้นเราจะได้ว่า

$$e(V_f - V_p) = \frac{kT_e}{2} \ln \left( \frac{\pi m_e}{8 m_i} \right) \quad 2.36$$

และ

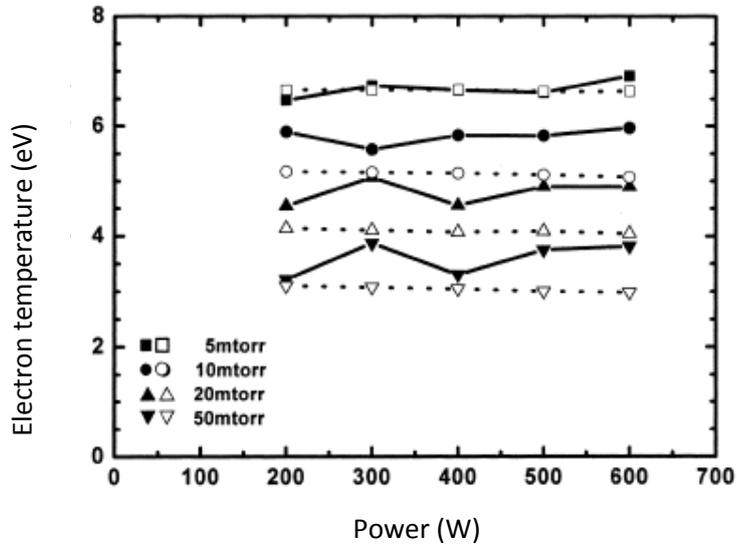
$$V_f - V_p = \frac{kT_e}{2e} \ln \left( \frac{\pi m_e}{8 m_i} \right) \quad 2.37$$

และจากสมการ 2.37 เมื่อทราบค่าของ  $V_f$  และ  $V_p$  ก็จะสามารถหาค่าอุณหภูมิของอิเล็กตรอนได้ สมการที่ 2.37 แสดงให้เห็นว่า หากอุณหภูมิอิเล็กตรอนคงที่แล้วความแตกต่างระหว่าง  $V_f$  และ  $V_p$  ก็คงที่ด้วย

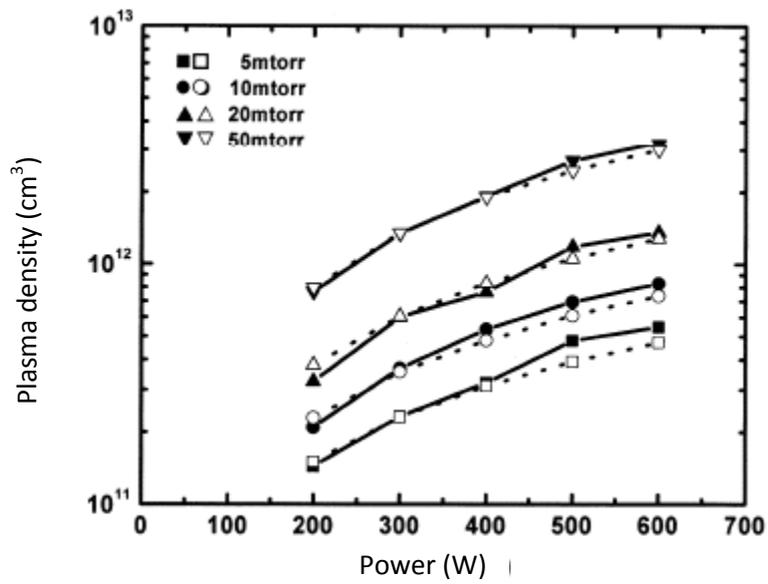
## 2.4 รายงานการวิจัยที่เกี่ยวข้อง

เทคนิคการวัดพารามิเตอร์ของพลาสมาโดยใช้หัววัดแบบลางมั้วร์ เป็นวิธีที่ใช้กันแพร่หลายมาก ดังเช่นในงานของ William D. Friedman [9] ซึ่งได้ใช้หัววัดแบบลางมั้วร์ศึกษาอุณหภูมิของอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของพลาสมา จากเครื่องกำเนิดพลาสมาด้วยคลื่นความถี่วิทยุ โดยสามารถวัดอุณหภูมิของอิเล็กตรอนได้ในช่วง 2 ถึง 5 อิเล็กตรอนโวลต์ (eV) และวัดความหนาแน่นของอิเล็กตรอนได้  $10^9$  ถึง  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ในงานชิ้นหนึ่งของ L. F. C. Nascimento และคณะ [10] ได้กล่าวถึงเทคนิคในการใช้หัววัดแบบลางมั้วร์ในการศึกษาระบบพลาสมา ที่สร้างขึ้นโดยวิธีใช้ไฟฟ้ากระแสตรงให้พลังงานกับก๊าซ ทำให้อิเล็กตรอนถูกกระตุ้นกลายเป็นพลาสมา และงานของ A.M. Abdel-Baky และคณะ [11] ได้วัดค่าพารามิเตอร์ของพลาสมาของก๊าซฮีเลียม ที่เกิดจากการดิสชาร์จ ในช่วงการเรืองแสงด้านลบ (negative glow region) ด้วยวิธีการทางแสงกับวิธีใช้หัววัดแบบลางมั้วร์ และงานของ M.J. Heintz และคณะ [12] ซึ่งได้ใช้หัววัดแบบลางมั้วร์ในการศึกษาพลาสมาที่เกิดจากการดิสชาร์จเรืองแสงด้วยคลื่นความถี่วิทยุ (Radio Frequency glow discharge) ซึ่งสามารถวัดพลังงานของอิเล็กตรอนได้อยู่ในช่วงประมาณ 2 ถึง 5 eV และความหนาแน่นพลาสมาอยู่ในช่วงประมาณ  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  ถึง  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ตัวอย่างงานอีกชิ้นหนึ่งทำโดย G.C. Goldenbaum และ K.A. Gerber [13] ได้ทดลองวัดพลังงานและความหนาแน่นพลาสมาของก๊าซอาร์กอนซึ่งสามารถหาพลังงานและความหนาแน่นได้ 4 eV และ  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ตามลำดับ

C. K. Kim [14] ได้ทำการวัดพารามิเตอร์ของพลาสมาในระบบ ICP ด้วยหัววัดลางมั้วร์ ที่กำลังไฟฟ้าที่ความถี่คลื่นวิทยุระหว่าง 200 – 600W ความดัน 0.005 – 0.05torr จากรายงานการวิจัยพบว่าอุณหภูมิของอิเล็กตรอนมีค่าอยู่ในช่วง 3 – 7 eV รูปที่ 2.7 แสดงอุณหภูมิอิเล็กตรอนซึ่งไม่ขึ้นกับกำลังไฟฟ้าอย่างชัดเจน แต่อุณหภูมิอิเล็กตรอนมีค่าลดลงเมื่อความดันแก๊สเพิ่มขึ้น ซึ่ง C. K. Kim ได้อธิบายว่าที่ความดันต่ำอัตราการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนกับอนุภาคต่ำทำให้พลังงานเฉลี่ยของอิเล็กตรอนเพิ่มขึ้น ความหนาแน่นของพลาสมามีค่าเพิ่มขึ้นเมื่อกำลังไฟฟ้าที่ความถี่คลื่นวิทยุและความดันเพิ่มขึ้น เขาได้อธิบายว่าเป็นผลจากที่ความดันสูงอัตราการการแตกตัวจากการชนของอิเล็กตรอนเพิ่มขึ้นและการสูญเสียไอออนกับผนังภาชนะสูญญากาศลดลง



รูปที่ 2.7 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างกำลังไฟฟ้าและอุณหภูมิอิเล็กตรอน



รูปที่ 2.8 แสดงความสัมพันธ์ระหว่างกำลังไฟฟ้าและความหนาแน่นพลาสมา

C. W. Chung และคณะ [15] ได้วัดพารามิเตอร์ของพลาสมา ด้วยหัววัดกลางมัวร์ในระบบ ICP ที่กำลังไฟฟ้าที่ความถี่คลื่นวิทยุ 100 – 300W ที่ความดัน 0.001 torr จากรายงานการวิจัยพบว่า อุณหภูมิของอิเล็กตรอนมีค่าอยู่ในช่วง 5.5 – 6.7eV โดยอุณหภูมิอิเล็กตรอนไม่ขึ้นกับกำลังไฟฟ้าที่ความถี่คลื่นวิทยุ และความหนาแน่นพลาสมามีค่าอยู่ในระดับ  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  ซึ่งมีค่าเพิ่มขึ้นอย่างชัดเจนเมื่อกำลังไฟฟ้าที่ความถี่คลื่นวิทยุเพิ่มขึ้น

จะเห็นได้ว่าในการวัดพลาสมาในหลาย ๆ งานวิจัย ดังที่ได้กล่าวมาข้างต้น เลือกใช้ระบบวัดโดยใช้หัววัดแบบกลางมัวร์ ทั้งสิ้น ซึ่งหมายความว่าระบบการวัดโดยใช้หัววัดแบบกลางมัวร์ เป็นระบบการวัดที่เป็นที่ยอมรับในระดับสากล