

## บทที่ 2

### ทฤษฎีเบื้องต้น

การออกแบบและสร้างเครื่องกำเนิดพลาสมาด้วยคลื่นไมโครเวฟจำเป็นต้องมีความรู้ ความเข้าใจคุณสมบัติของพลาสมาและพฤติกรรมของคลื่นไมโครเวฟเพื่อใช้เป็นข้อมูลในการทำเกิดพลาสมา ในบทนี้จะกล่าวถึงทฤษฎีพื้นฐานที่จำเป็น ได้แก่ ลักษณะทั่วไปของพลาสมา การเกิดพลาสมาด้วยคลื่นไมโครเวฟ การเกิดเรโซแนนซ์ของคลื่นไมโครเวฟภายในโพรงทรงกระบอก นอกจากนี้จะกล่าวถึงหลักการของหัววัดทางไฟฟ้า ที่ใช้วัดค่าพารามิเตอร์ต่างๆ ของพลาสมา เช่น อุณหภูมิของอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของพลาสมา เป็นต้น

#### 2.1 ลักษณะทั่วไปของพลาสมา

ในปี ค.ศ.1879 Sir William Crookes [16] ได้จำแนกสสารด้วยสถานะแล้วกล่าวว่า มีสถานะที่สี่ของสสาร เพราะว่าเมื่อให้พลังงานกับสสาร สสารจะมีการเปลี่ยนสถานะ เริ่มจากสสารในสถานะของแข็งจะเปลี่ยนสถานะเป็นของเหลว และของเหลวกลายเป็นก๊าซ และถ้ายังให้ความร้อนต่อไป สสารในสถานะก๊าซจะแตกตัวเป็นอิเล็กตรอน และไอออน การที่ก๊าซแตกตัวเป็นอิเล็กตรอน และไอออนเป็นที่มาของสถานะที่สี่ของสสาร ต่อมาในปี ค.ศ.1928 I. Langmuir และ L. Tonks [17] ได้ทำการทดลองเกี่ยวกับชิ้นส่วนทางไฟฟ้าแล้วสังเกตเห็นว่าการที่ก๊าซถูกไอออไนซ์ และมีการไหลของกระแสไฟฟ้าที่ประกอบด้วยอิเล็กตรอนความเร็วสูง และไอออนต่างๆ มีลักษณะคล้ายคลึงกับการไหลของเลือดที่ประกอบด้วยเม็ดเลือดแดง เม็ดเลือดขาว และจุลินทรีย์ต่างๆ จึงได้นิยามก๊าซในสถานะนั้นว่า “พลาสมา” จนกระทั่งในปี ค.ศ.1984 Chen [18] ได้ให้นิยามเกี่ยวกับพลาสมา ดังนี้ “พลาสมา คือก๊าซที่ประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้า (quasineutral gas) ประกอบด้วยอิเล็กตรอน ไอออน อะตอม และโมเลกุล และจะแสดงพฤติกรรมรวม (collective behavior)” คำว่า พฤติกรรมรวมคือ ในระดับมหภาคจะเห็นพลาสมาแสดงลักษณะความเป็นกลางทางไฟฟ้าออกมาอย่างเดียว หากมองพลาสมาในระดับจุลภาค จะเห็นว่าภายในพลาสมาจะประกอบไปด้วยอนุภาคประจุที่มีการเคลื่อนที่ อนุภาคประจุเหล่านี้จะทำให้เกิดความหนาแน่นของประจุบวกและประจุลบในบริเวณหนึ่งๆ ซึ่งทำให้เกิดสนามไฟฟ้าขึ้น นอกจากนี้การเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุยังทำให้เกิดกระแสไฟฟ้าซึ่งจะเหนี่ยวนำให้เกิดสนามแม่เหล็กอีกด้วย ดังนั้นพลาสมาจึงมีอันตรกิริยาต่อสนามไฟฟ้า สนามแม่เหล็ก และสนามแม่เหล็กไฟฟ้า

การแตกตัวของก๊าซโดยทั่วไปไม่สามารถบอกได้ว่าเป็นพลาสมาได้ทั้งหมด ขึ้นกับเงื่อนไขของการเป็นพลาสมา [19,22] ดังนี้

1. ขนาดของพลาสมา ( $L$ ) ต้องมีขนาดใหญ่กว่าระยะเดอบาย ( $\lambda_D$ ) มากๆ

$$L \gg \lambda_D \quad (2.1)$$

เนื่องจากพลาสมามีสมบัติในการกำบังศักย์รบกวนจากภายนอก หากมีศักย์รบกวนจากภายนอกรบกวนพลาสมา จะมีการเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุของพลาสมาที่มีศักย์ตรงข้ามกับศักย์รบกวนเคลื่อนที่ไปล้อมรอบศักย์รบกวน ปรากฏการณ์นี้เรียกว่า “การกำบังของเดอบาย (Debye shielding)” การกำบังของเดอบายนี้จะมีลักษณะเป็นปริมาตรทรงกลมที่เรียกว่า “ทรงกลมเดอบาย (Debye sphere)” โดยรัศมีของทรงกลมเดอบายจะเรียกว่า “ระยะเดอบาย ( $\lambda_D$ )” ซึ่งปรากฏการณ์นี้จะมีผลทำให้ศักย์ภายในทรงกลมเดอบายมีค่าเป็นศูนย์ และการที่จะพิจารณาเสมือนว่าไม่มีศักย์รบกวนพลาสมาภายนอกทรงกลมเดอบายนั้น ก็แสดงว่า ขนาดของพลาสมา ( $L$ ) ต้องมีขนาดใหญ่กว่าระยะเดอบาย ( $\lambda_D$ ) มากๆ

2. จำนวนอนุภาคประจุภายในทรงกลมเดอบาย ( $N_D$ ) ต้องมีค่ามากกว่า 1 มากๆ

$$N_D \gg 1 \quad (2.2)$$

เมื่อพิจารณาเงื่อนไขข้อที่ 1 ที่ว่า ขนาดของพลาสมาต้องมีขนาดใหญ่กว่าระยะเดอบายมาก ( $L \gg \lambda_D$ ) ร่วมกับความสัมพันธ์ระหว่างจำนวนอนุภาคประจุภายในทรงกลมเดอบายกับระยะเดอบาย ที่ว่า

$$\lambda_D = (k_B T_e \epsilon_0 / N_D e^2)^{1/2} \quad (2.3)$$

เมื่อ  $k_B$  เป็นค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ มีค่า  $1.38 \times 10^{-23}$  จูลต่อเคลวิน (J/K)

$\epsilon_0$  เป็นสภาพยอมสุญญากาศ มีค่า  $8.85 \times 10^{-12}$  ฟารัดต่อเมตร (F/m)

$T_e$  เป็นอุณหภูมิของอิเล็กตรอนในพลาสมา ในหน่วยเคลวิน (K)

$e$  เป็นค่าประจุไฟฟ้าของอิเล็กตรอน มีค่า  $1.67 \times 10^{-19}$  คูลอมป์ (C)

$N_D$  เป็นจำนวนอนุภาคประจุภายในทรงกลมเดอบาย หน่วยต่อลูกบาศก์เมตร ( $m^{-3}$ )

จะเห็นได้ว่า พลาสมาจะเกิดขึ้นเมื่อระยะเดอบายมีขนาดเล็กกว่าขนาดของพลาสมาหลายๆ การที่ระยะเดอบายจะมีขนาดเล็กมากๆ ก็ต่อเมื่อจำนวนอนุภาคประจุภายในทรงกลมเดอบาย ( $N_D$ ) มีค่ามากกว่า 1 มากๆ จึงจะทำให้พลาสมามีความหนาแน่นเพียงพอที่จะเกิดเป็นพลาสมาได้



3. ความถี่พลาสมา ( $\omega_p$ ) ต้องมีค่ามากเมื่อเทียบกับความถี่ของการชนระหว่างอนุภาค ประจุในพลาสมากับอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า ( $\omega_n$ )

$$\frac{\omega_p}{\omega_n} \gg 1 \quad (2.4)$$

เมื่อ  $\omega_p$  เป็นความถี่พลาสมา

$\omega_n$  เป็นความถี่ของการชนระหว่างอนุภาคประจุในพลาสมากับอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า

ความถี่พลาสมาหมายถึง ความถี่ของการสั่นของอนุภาคประจุ ประมาณได้เท่ากับความถี่ของการสั่นของอิเล็กตรอน เพราะอิเล็กตรอนเคลื่อนที่ได้เร็วกว่าไอออนมาก และการที่ก๊าซแตกตัวไม่สามารถผ่านเงื่อนไขการเป็นพลาสมาได้ เนื่องจากมีอนุภาคประจุชนกับอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้าจำนวนมากจนทำให้การเคลื่อนที่ของอนุภาคประจุอยู่ใต้อิทธิพลของแรงเนื่องจากอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า แทนที่จะเป็นแรงแม่เหล็กไฟฟ้า ดังนั้นถ้าความถี่พลาสมามีค่ามากกว่าความถี่ของการชนระหว่างอนุภาคประจุกับอนุภาคที่เป็นกลาง จะทำให้ก๊าซที่แตกตัวมีพฤติกรรมเป็นพลาสมามากกว่าก๊าซที่มีพฤติกรรมเป็นกลางทางไฟฟ้าได้ จึงทำให้พลาสมาสามารถคงอยู่ได้ [19, 22]

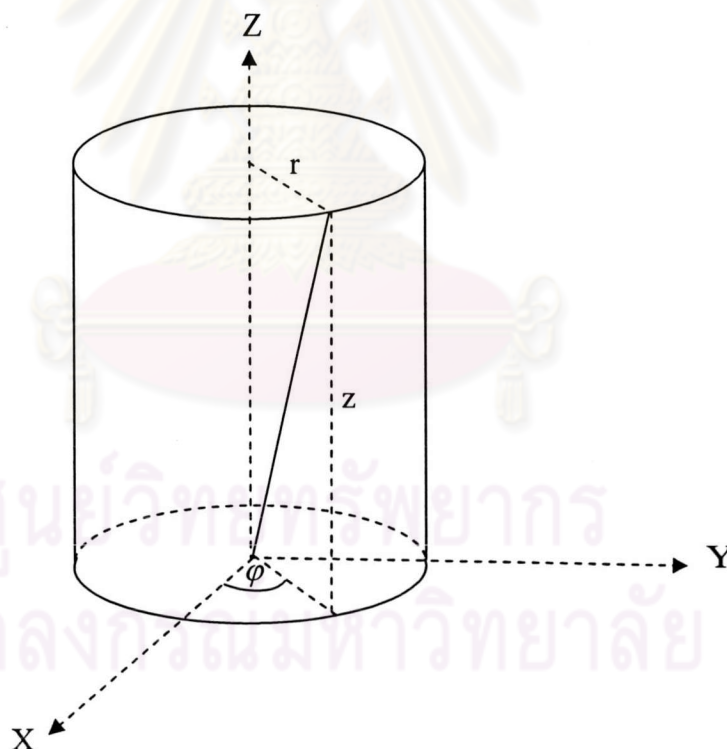
พลาสมาสามารถเกิดจากการให้พลังงานแก่ก๊าซที่เป็นกลางทางไฟฟ้า ทำให้อิเล็กตรอนอิสระที่อยู่ในก๊าซเกิดการเคลื่อนที่ไปชนอะตอมของก๊าซ ส่งผลให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากอะตอม ซึ่งกระบวนการนี้เรียกว่า กระบวนการแตกตัวเป็นไอออน (ionization) ถ้าพลังงานที่ให้แก่ก๊าซมีค่าสูง ก๊าซก็จะเกิดการแตกตัวอย่างรวดเร็วและจะมีอิเล็กตรอนหลุดออกมามาก ทำให้ก๊าซเกิดการแตกตัวและเข้าสู่สถานะพลาสมาได้

การกำเนิดพลาสมาด้วยคลื่นไมโครเวฟนั้นจะเกิดจากการส่งผ่านพลังงานคลื่นไมโครเวฟ (microwave generator) ซึ่งเป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าความถี่ 2.45 GHz (ความถี่ 2.45 GHz เป็นความถี่ในย่านไมโครเวฟที่ International communication authors กำหนดให้สามารถใช้ในห้องปฏิบัติการได้) สู่ก๊าซที่ถูกจัดเตรียมไว้ในภาชนะสุญญากาศ พลังงานเนื่องจากสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กของคลื่นไมโครเวฟจะถ่ายทอดพลังงานไปยังอิเล็กตรอนอิสระของก๊าซที่อยู่ภายในภาชนะสุญญากาศ เมื่ออิเล็กตรอนอิสระได้รับพลังงานมากพอ ซึ่งมากกว่าพลังงานไอออนในเซชันของก๊าซแล้ว จะทำให้อิเล็กตรอนเข้าชนกับอะตอมของก๊าซก็จะทำให้อิเล็กตรอนแตกตัวและเข้าสู่สถานะพลาสมาได้ พลาสมาที่เกิดจากการจ่ายพลังงานด้วยคลื่นไมโครเวฟนี้จะเรียกโดยรวมว่า “ไมโครเวฟพลาสมา” [5,16,17]

## 2.2 การเกิดเรโซแนนซ์ในโพรงเรโซแนนซ์ทรงกระบอก

การกำเนิดพลาสมาด้วยคลื่นไมโครเวฟจะสามารถส่งผ่านพลังงานให้มีค่าสูงสุดได้โดยการใช้หลักการเรโซแนนซ์ของคลื่นภายในโพรงเรโซแนนซ์ เมื่อปรับขนาดของโพรงเรโซแนนซ์ให้เหมาะสมก็จะทำให้สนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็กเกิดการเรโซแนนซ์กลับไป-มาภายในโพรงเรโซแนนซ์ ทำให้เกิดการรวม (superposition) ของคลื่นที่ตกกระทบและคลื่นสะท้อน มีลักษณะเป็นกระบวนการเกิดคลื่นนิ่ง (standing wave) ทำให้คลื่นมีการส่งผ่านพลังงานได้สูงสุด [23, 24]

โพรงเรโซแนนซ์มีหลายชนิด แต่ละชนิดก็จะมีแบบ (pattern) ของการเรโซแนนซ์ที่แตกต่างกัน ทำให้เกิดความหลากหลายในการใช้งานในหลายๆ ด้าน โพรงเรโซแนนซ์ที่สนใจใช้ในงานวิจัยนี้เป็นโพรงทรงกระบอก เพราะสามารถทำการปรับตำแหน่งของการเรโซแนนซ์ได้ง่าย รูปที่ 2.1 แสดงพิกัดของโพรงเรโซแนนซ์ ทรงกระบอกในตัวแปรชุด  $(r, \varphi, z)$  เทียบกับตัวแปรชุด  $(X, Y, Z)$



รูปที่ 2.1 พิกัดสัมพันธ์ของโพรงเรโซแนนซ์ทรงกระบอก ในตัวแปรชุด  $(r, \varphi, z)$  เทียบกับตัวแปรชุด  $(X, Y, Z)$

การศึกษาสนามแม่เหล็กไฟฟ้าที่เกิดขึ้นขณะเกิดการเรโซแนนซ์ภายในทรงกระบอก เริ่มจากสมการคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้า [23, 24] ได้ดังนี้

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) + k_c^2 H_z = 0 \quad (2.5)$$

และ

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + k_c^2 E_z = 0 \quad (2.6)$$

โดย  $k_c^2 = k_0^2 - \beta^2$

เมื่อ  $H_z$  คือสนามแม่เหล็กในแนวแกน  $z$

$E_z$  คือสนามแม่ไฟฟ้าในแนวแกน  $z$

$r$  คือระยะทางในแนวตั้งฉากจากแกน  $z$  วัดจากแกน  $z$

$\varphi$  คือมุมในพิกัดเชิงขั้ว (polar angle)

$k_0$  คือเลขคลื่น (wave number)  $\left( k_0 = \frac{\omega}{c} \right)$

$\beta$  คือค่าคงที่เฟส (phase constant)  $\left( \beta = \sqrt{\omega \mu \sigma} \right)$

$k_c$  คือคัตออฟเลขคลื่น (cut-off wave number)  $\left( k_c = \frac{\omega_c}{c} \right)$

การแก้สมการอนุพันธ์บางส่วนของสมการที่ 2.5 และ 2.6 จะแก้ในรูปผลคูณฟังก์ชันของตัวแปรที่แยกจากกัน (separation of variables) เนื่องจาก  $H_z$  จะเป็นฟังก์ชันของ  $r$  และ  $\varphi$  เท่านั้น ดังนั้น  $H_z$  จะเขียนได้

$$H_z = F(r)G(\varphi)e^{i\beta z} \quad (2.7)$$

เมื่อแทน  $H_z$  นี้ลงในสมการ 2.5 และคูณด้วย  $(r^2/F(r)G(\varphi))$  ตลอดจะได้ผลดังนี้

$$\frac{r^2}{F} \frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{r}{F} \frac{dF}{dr} + r^2 k_c^2 = -\frac{1}{G} \frac{d^2 G}{d\varphi^2} \quad (2.8)$$

สมการ 2.8 จะเป็นฟังก์ชันของ  $\varphi$  และฟังก์ชันของ  $r$  ที่เท่ากัน ซึ่งจะถูกต้องเสมอ เมื่อทั้งสองข้างของสมการเท่ากับค่าคงที่ หากให้ค่าคงที่นั้นเป็น  $m^2$  จะได้สมการดิฟเฟอเรนเชียล (differential equation) ออกมา 2 ชุดดังนี้



$$\frac{d^2G}{d\varphi^2} + m^2G = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} + \left(k_c^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)F = 0 \quad (2.10)$$

สมการ 2.9 มีผลเฉลยทั่วไปคือ

$$G = C\cos(m\varphi) + D\sin(m\varphi) \quad (2.11)$$

โดยที่ C และ D เป็นค่าคงที่ใดๆ เมื่อพิจารณาค่าฟังก์ชันจะต้องมีค่าเดิมเมื่อ  $\varphi$  หมุนไปเป็นมุม  $2\pi$  ดังนั้น  $m$  จึงต้องเป็นเลขลงตัวคือ 0, 1, 2, ... และเพื่อให้  $G \neq 0$  เมื่อ  $m = 0$  จึงต้องมีค่า  $C \neq 0$  และ  $D = 0$

สำหรับสมการ 2.10 นั้นเป็นสมการเบสเซล (Bessel's equation) ซึ่งมีผลเฉลยทั่วไปคือ

$$F = AJ_m(k_c r) + BN_m(k_c r) \quad (2.12)$$

โดยที่  $J_m(k_c r)$  เป็นเบสเซลฟังก์ชันประเภทที่ 1 อันดับที่  $m$  ส่วน  $N_m(k_c r)$  เป็นเบสเซลฟังก์ชันประเภทที่ 2 อันดับที่  $m$  เมื่อ A และ B เป็นค่าคงที่ใดๆ เนื่องจากเบสเซลฟังก์ชัน  $N_m(k_c r)$  จะมีค่าเป็นอนันต์เมื่อ  $r = 0$  ดังนั้นในกรณีนี้จึงเป็นผลเฉลยที่เป็นไปไม่ได้ โดยสรุปแล้วผลเฉลยทั่วไปของ  $H_z$  จะเขียนได้ดังนี้

$$H_z = AJ_m(k_c r) \cos m\varphi \quad (2.13)$$

ในการทำงานเดียวกันผลเฉลยทั่วไปของ  $E_z$  จะเขียนได้ดังนี้

$$E_z = AJ_m(k_c r) \cos m\varphi \quad (2.14)$$

**การหาผลเฉลยเฉพาะการส่งผ่านคลื่นของโหมด TM (Transverse Magnetic waves)**

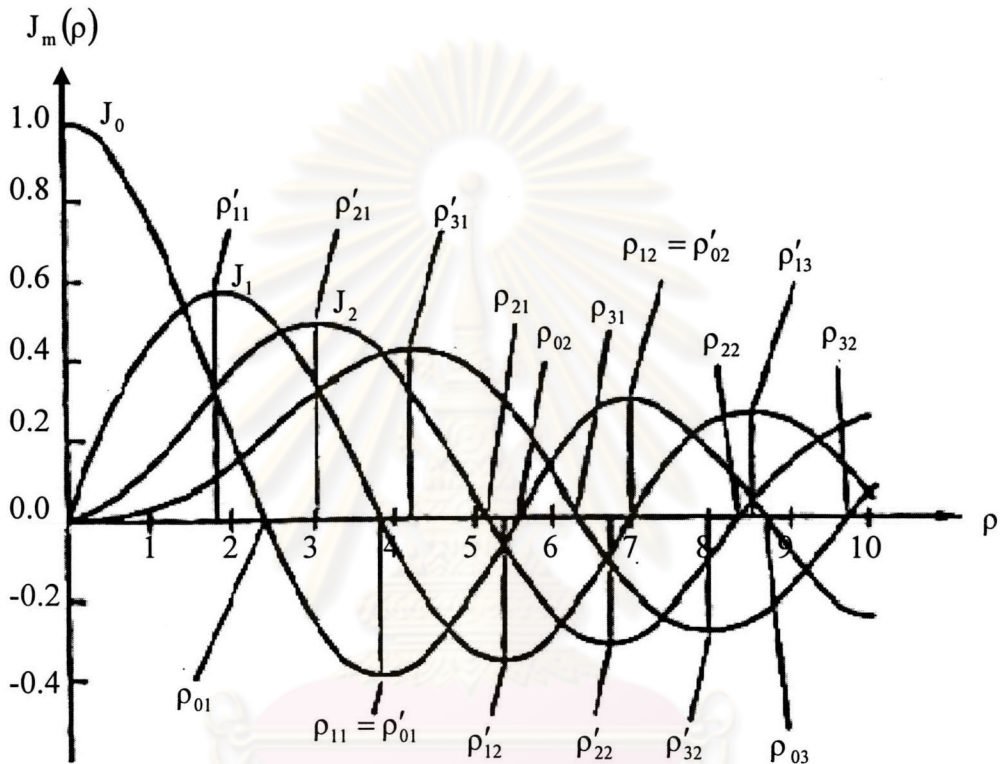
ในโหมด TM นี้สนามแม่เหล็กในแนวแกน  $z$  จะเท่ากับศูนย์ เงื่อนไขขอบเขตที่ต้องพิจารณาคือ สนามไฟฟ้าในแนวแกน  $z$  ที่ผนังของโพรงมีค่าเท่ากับศูนย์ จะได้

$$E_z|_{r=a} = 0 \quad (2.15)$$

พิจารณาเงื่อนไขขอบเขต  $E_z|_{r=a} = 0$  ในสมการที่ 2.14 จะได้เงื่อนไขสำหรับ  $k_c$  ในรูปต่อไปนี้

$$J_m(k_c a) = 0 \quad (2.16)$$

ผลเฉลยของ  $k_c$  สามารถหาได้จากกราฟเบสเซลฟังก์ชันในรูปที่ 2.2



รูปที่ 2.2 กราฟเบสเซลฟังก์ชัน [24]

เมื่อให้  $\rho_{mn}$  เป็นผลเฉลยของสมการที่ 2.16 ดังแสดงในรูปที่ 2.2 จะได้ค่า  $k_c$  ของแต่ละโหมดเป็น

$$k_{cmn} = \frac{\rho_{mn}}{a} \quad (2.17)$$

ค่า  $k_{cmn}$  เป็นค่าตัดออฟเวฟนัมเบอร์ (Cut-off wave number) ของโหมด  $TM_{mn}$  ตารางที่ 2.1 แสดงค่า  $\rho_{mn}$  ของโหมด  $TM$  ต่างๆ [23, 24]

n \ m	0	1	2	3
1	2.4048	3.8317	5.1356	6.3802
2	5.5201	7.0156	8.4172	9.7610
3	8.6537	10.1735	11.6198	13.0152
4	11.7915	13.3237	14.7960	16.2235

ตารางที่ 2.1 ค่า  $\rho_{mn}$  ที่เป็นผลเฉลยของ  $J_m(\rho) = 0$

เมื่อแทนสมการ 2.17 ลงในสมการ 2.14 จะได้สนามไฟฟ้าในแนวแกน  $z$  ดังนี้

$$E_z = J_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\cos m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.18)$$

เนื่องจากส่วนประกอบของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าทั้งหมดไม่ได้เป็นอิสระจากกัน ความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็ก จะแสดงในภาคผนวก ก ซึ่งจะนำมาเขียนสนามแม่เหล็กและสนามไฟฟ้าของโหมด  $TM_{mn}$  ในรูปต่อไปนี้

$$E_z = J_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\cos m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.19)$$

$$E_r = -\frac{j\beta_{mn}a}{\rho_{mn}}J'_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\cos m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.20)$$

$$E_\varphi = \frac{j\beta_{mn}ma^2}{\rho_{mn}^2r}J_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\sin m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.21)$$

$$H_r = -\frac{j\omega\epsilon ma^2}{\rho_{mn}^2r}J_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\sin m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.22)$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\epsilon a^2}{\rho_{mn}^2r}J'_m\left(\frac{\rho_{mn}}{a}r\right)\cos m\varphi(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z}) \quad (2.23)$$

$$H_z = 0 \quad (2.24)$$



เมื่อทำการสร้างโพรงเรโซแนนซ์โดยใช้แผ่นโลหะปิดทั้งสองข้างของโพรงห่างกัน  $d$  จะทำให้มีเงื่อนไขขอบเขตที่  $E_r$  และ  $E_\theta$  เป็นศูนย์ที่ปลายท่อ ผลทำให้  $A^+ = -A^-$  และทำให้  $(A^+e^{-j\beta_{mn}z} + A^-e^{j\beta_{mn}z})$  กลายเป็น  $-j2A^+\sin\beta_{mn}z$  ซึ่งทำให้  $\beta_{mn}$  ต้องเท่ากับ  $\frac{p\pi}{d}$  โดยที่  $p = 1, 2, 3, \dots$  ซึ่งความถี่เรโซแนนซ์จะมีความสัมพันธ์กับรัศมีและความยาวของท่อนำคลื่น ดังนี้

$$k_{mnp}^2 = \left(\frac{2\pi f_{mnp}}{c}\right)^2 = \left(\frac{p_{mn}}{a}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \quad (2.25)$$

เมื่อ  $k_{mnp}$  เป็นค่าเลขคลื่น (wave number)  $\left(k_{mnp} = \frac{\omega}{c}\right)$

$p_{mn}$  เป็นค่ารากของสมการเบสเซลอันดับที่ 1 ของโหมด TM

$a$  และ  $d$  เป็นรัศมีและความยาวของโพรงเรโซแนนซ์ตามลำดับ

## 2.3 หัววัดทางไฟฟ้า

ในปี ค.ศ. 1924 ลางมัวร์ (Langmuir) ได้นำเทคนิคการวัดพลาสมาด้วยหัววัดทางไฟฟ้ามาใช้วัดค่าพารามิเตอร์ต่างๆ ของพลาสมา เช่น อุณหภูมิอิเล็กตรอน ความหนาแน่นของพลาสมา ศักย์ของพลาสมา และค่าศักย์ลอย เป็นต้น และเพื่อเป็นเกียรติต่อลางมัวร์จึงได้เรียกหัววัดทางไฟฟ้านี้ว่า "หัววัดแบบลางมัวร์" ข้อดีของหัววัดลางมัวร์คือ เป็นชุดอุปกรณ์ที่ใช้งานไม่ยากง่ายต่อการติดตั้ง การวัดพารามิเตอร์ของพลาสมาด้วยวิธีนี้เป็นที่วัดที่พลาสมาโดยตรง ดังนั้นผลวัดที่ได้จะมีลักษณะเฉพาะที่ (local) ทำให้ค่าพารามิเตอร์ที่ได้มีความแม่นยำกว่าการวัดพารามิเตอร์ของพลาสมาจากภายนอกพลาสมา [13,14]

ระบบหัววัดลางมัวร์จะประกอบด้วย หัววัดลางมัวร์ และแหล่งกำเนิดไฟฟ้าสำหรับหัววัดลางมัวร์ ซึ่งทำงานร่วมกัน ดังนี้

### 2.3.1 หัววัดลางมัวร์ [25,26]

หัววัดลางมัวร์จะเป็นลวดโลหะที่สอดเข้าไปในพลาสมา อีกด้านต่ออยู่กับแหล่งกำเนิดไฟฟ้า และระบบวัดค่ากระแสและศักย์ หัววัดลางมัวร์มีรูปทรงหลายแบบเช่น ทรงกลม ทรงกระบอก และแผ่น เป็นต้น รูปทรงที่นิยมใช้มากที่สุดเป็นรูปทรงกระบอก เนื่องจากสร้างและนำมาใช้งานได้ง่ายกว่ารูปทรงอื่น ในการเลือกลวดโลหะที่ใช้เป็นหัววัดควรเลือกโลหะที่มีความทนต่อการสเปตเตอร์ (sputtering) และความร้อนที่เกิดจากการชนกันของอนุภาคในพลาสมา โดยทั่วไปลวดโลหะที่นิยมใช้เป็นลวดโมลิบดีนัม เพราะมีอัตราการสเปตเตอร์ (sputtering rate) ต่ำ (เท่ากับ  $3.9 \text{ g/cm}^3\text{h}$ ) และ

มีจุดหลอมเหลว (melting point) สูง (เท่ากับ  $2,610^{\circ}\text{C}$ ) [25] ทำให้ทนต่อการสึกหรอทั้งจากการชนของอนุภาคในพลาสมาและจากความร้อนที่เกิดขึ้นในพลาสมา แต่เนื่องจากลวด โมลิบดีนัมมีราคาสูง ดังนั้นในงานวิจัยครั้งนี้ได้ใช้ลวดทนความร้อน ที่ทำจากโลหะผสมนิกเกิลแทน ลวดโลหะผสมนิกเกิลนี้มีค่าอัตราการสปีดเตอร์ประมาณ  $2.4 \text{ g/cm}^3\text{h}$  และมีจุดหลอมเหลวประมาณ  $1,400^{\circ}\text{C}$  ซึ่งมีสมบัติที่พอเพียงต่อการนำมาใช้งาน

สิ่งที่ต้องคำนึงถึงในการเลือกใช้หัววัดลางมัวร์คือ

### 1. ขนาดรัศมีของหัววัดลางมัวร์

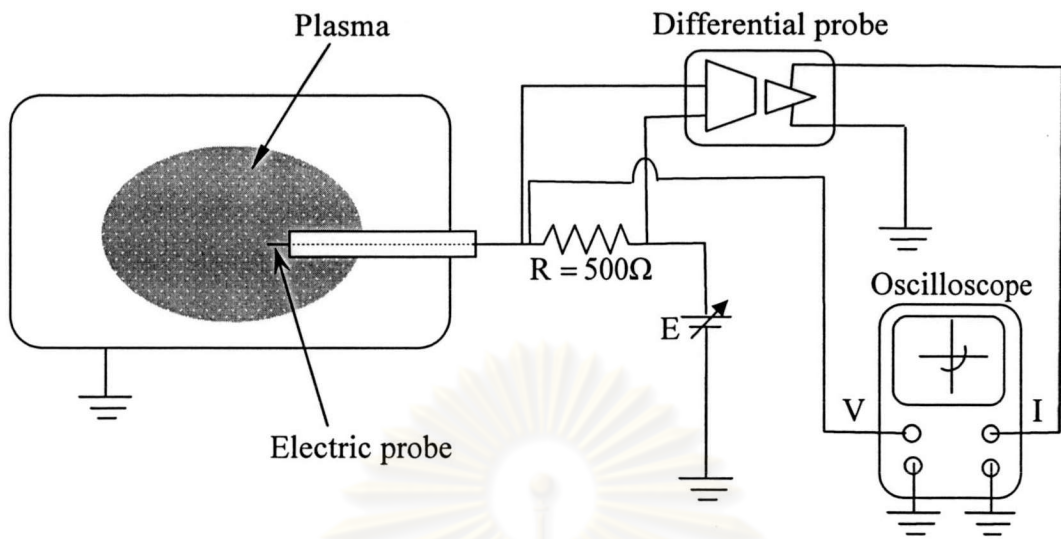
การเลือกใช้ขนาดรัศมีของหัววัด ( $r$ ) ควรจะมีค่ามากกว่าระยะเดอบายของพลาสมา ( $\lambda_D$ ) เพราะหากหัววัดมีขนาดเล็กกว่าระยะเดอบายของพลาสมาแล้วหัววัดจะเข้าไปรบกวนพลาสมา ทำให้พลาสมาพยายามด้านการรบกวน โดยการสร้างชีท (sheath) รอบๆ สิ่งรบกวนนั้น ซึ่งจะเรียกว่า “การกำบังเดอบาย (Debye Shielding)” ดังนั้นการลดการรบกวนจะทำโดยสร้างหัววัดให้ใหญ่กว่าระยะเดอบายเพื่อประมาณขนาดของชีทที่เกิดขึ้นมีขนาดเล็กเมื่อเทียบกับหัววัด และทำให้เสมือนว่าพื้นผิวที่สัมผัสพลาสมาเท่ากับพื้นผิวหัววัด

### 2. วิธีเสรีเฉลี่ย (mean free path) ของอนุภาคในพลาสมา

วิธีเสรีเฉลี่ยของอนุภาคในพลาสมาต้องมีขนาดใหญ่กว่ารัศมีของหัววัด เพื่อไม่ให้เกิดการชนที่เกิดขึ้นรอบๆ หัววัด และไม่ให้เกิดการสะสมของอนุภาคประจุที่หัววัดได้ นอกจากนี้ต้องคำนึงถึงประสิทธิภาพในการวัดกระแสที่ขึ้นกับขนาดของหัววัดด้วย

#### 2.3.2 แหล่งกำเนิดไฟฟ้าสำหรับหัววัดลางมัวร์

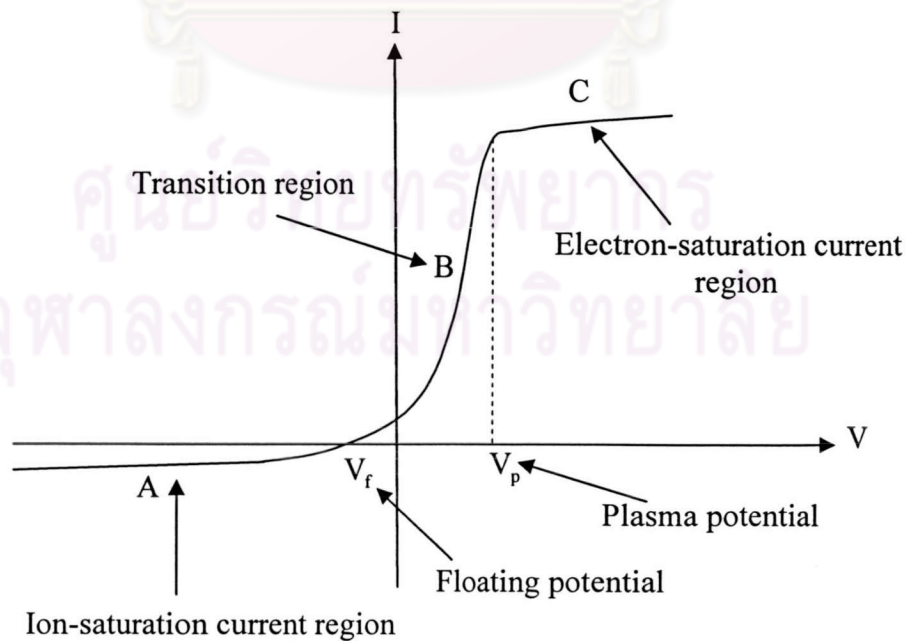
แหล่งกำเนิดไฟฟ้าจะต่ออยู่ที่ปลายอีกด้านของหัววัด หลังจากที่ก๊าซเกิดการแตกตัวเป็นพลาสมาแล้ว แหล่งกำเนิดไฟฟ้าจะทำหน้าที่ไบแอสศักย์บวก-ลบค่าต่างๆ เทียบกับพลาสมาแก่หัววัด โดยมีแอมมิเตอร์บันทึกค่ากระแส และโวลต์มิเตอร์บันทึกค่าศักย์ที่เปลี่ยนแปลงไปของพลาสมา ซึ่งค่ากระแสและค่าความต่างศักย์นี้นำไปวิเคราะห์หาค่าพารามิเตอร์ต่างๆ ของพลาสมาได้ แผงผังของระบบหัววัดลางมัวร์จะแสดงในรูปที่ 2.3



รูปที่ 2.3 แผนผังของระบบหัววัดลงมัวร์ในพลาสมา

การวิเคราะห์ค่าพารามิเตอร์ต่างๆ ของพลาสมาด้วยหัววัดลงมัวร์ [14, 27, 28]

ในการวัดพลาสมาด้วยหัววัดลงมัวร์ เมื่อทำการไบแอสศักย์ขนาดต่างๆ ให้แก่หัววัด แล้วบันทึกค่ากระแสและศักย์ที่เปลี่ยนแปลงไปของพลาสมา ตามค่าศักย์ไบแอสที่เปลี่ยนไป นำค่ากระแสและศักย์ที่เปลี่ยนไปมาเขียนกราฟลักษณะส่อกระแส-ศักย์ ซึ่งจะได้กราฟที่มีลักษณะดังรูปที่ 2.4



รูปที่ 2.4 ลักษณะส่อกระแส-ศักย์ ของพลาสมาที่ได้จากหัววัดลงมัวร์



ลักษณะส่อกระแส-ศักย์ ของพลาสมาที่ได้จากหัววัดกลางมัวร์ในรูปที่ 2.4 อธิบายได้ดังนี้

ในบริเวณ A จะเป็นบริเวณที่มีการจ่ายความต่างศักย์ให้กับหัววัดมีค่าลบมากๆ เทียบกับจุดอ้างอิงใดๆ โดยทั่วไปจะใช้จุดอ้างอิงเป็นผนังภาชนะสุญญากาศ การจ่ายศักย์เป็นลบมากๆ ให้กับหัววัดนี้ จะทำให้เกิดการเหนี่ยวนำของสนามไฟฟ้ารอบๆ หัววัด และไอออนจะถูกเร่งให้เคลื่อนที่เข้ามาที่หัววัด ขณะเดียวกันอิเล็กตรอนก็จะถูกผลักให้เคลื่อนที่ออกจากหัววัด ผลทำให้ที่หัววัดมีกระแสไอออนเกิดขึ้น ขณะเดียวกันกระแสอิเล็กตรอนก็จะลดลงเข้าสู่ศูนย์ ดังนั้น ณ บริเวณนี้กระแสส่วนใหญ่ที่หัววัดจะเป็นกระแสไอออน จึงเรียกบริเวณนี้ว่า “ช่วงกระแสไอออนอิ่มตัว” (ion-saturation current ( $I_{is}$ ) region)

หากเพิ่มความต่างศักย์ให้แก่หัววัดมีค่าเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ จะทำให้อิเล็กตรอนสามารถเอาชนะแรงผลักทางไฟฟ้าและเคลื่อนที่เข้าไปถึงหัววัดได้ ทำให้มีกระแสอิเล็กตรอนเพิ่มขึ้นที่หัววัด ขณะเดียวกันกระแสไอออนอิ่มตัวจะลดลง และถ้ายังให้ความต่างศักย์เพิ่มขึ้นเรื่อยๆ อีก ก็จะทำให้กระแสอิเล็กตรอนเพิ่มมากขึ้น จนกระทั่งเท่ากับกระแสไอออน ตำแหน่งที่กระแสไอออนเท่ากับกระแสอิเล็กตรอนนี้เรียกว่า “ศักย์ลอย” (floating potential;  $V_f$ )

หากยังคงเพิ่มความต่างศักย์ขึ้นเรื่อยๆ สำหรับพลาสมาพลังงานต่ำอิเล็กตรอนจะมีการแจกแจงอิเล็กตรอนเป็นแบบแมกซ์เวล (Maxwell distribution) [14] จะทำให้กระแสอิเล็กตรอนที่เพิ่มขึ้นจะเพิ่มขึ้นอย่างเลขชี้กำลัง (exponential) ตามการจ่ายความต่างศักย์ที่ให้แก่หัววัด ซึ่งจะเรียกบริเวณนี้ว่า “ช่วงการเปลี่ยนแปลง” (transition region) ดังแสดงไว้ในบริเวณ B หากยังเพิ่มความต่างศักย์ต่อไปอีก จะทำให้หัววัดมีศักย์เท่ากับศักย์พลาสมา ที่ตำแหน่งที่เรียกว่า “ศักย์พลาสมา” (plasma potential;  $V_p$ ) ที่ตำแหน่งนี้จะไม่มีการไหลของไฟฟ้ารอบหัววัด ดังนั้นอิเล็กตรอนและไอออนทั้งหมดจะเคลื่อนที่ด้วยความเร็วเนื่องจากอุณหภูมิของตัวเอง (thermal velocity) และกระแสส่วนใหญ่จะเป็นกระแสอิเล็กตรอน

และเมื่อเพิ่มศักย์แก่หัววัดต่อไปอีกจะทำให้ความเร็วของการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนมีค่ามากกว่าไอออน และกระแสอิเล็กตรอนจะเพิ่มขึ้นอย่างช้าๆ ดังแสดงในบริเวณ C ดังนั้นกระแสที่ได้จากหัววัดในช่วงนี้จะเป็นผลมาจากอิเล็กตรอนเป็นส่วนใหญ่ จึงทำให้เรียกบริเวณนี้ว่า “ช่วงกระแสอิเล็กตรอนอิ่มตัว” (electron-saturation current ( $I_{es}$ ) region)

กราฟลักษณะต่อกระแส-ศักย์ของพลาสมาที่ได้จะนำมาใช้เป็นข้อมูลในการหาค่าพารามิเตอร์ต่างๆ ของพลาสมา [29] ได้ดังนี้

### 1. การหาค่าอุณหภูมิของอิเล็กตรอน

อุณหภูมิของอิเล็กตรอนเป็นค่าที่บอกถึงพลังงานเฉลี่ยของอิเล็กตรอนภายในพลาสมา การหาค่าอุณหภูมิลูกอิเล็กตรอนจะพิจารณาในบริเวณที่มีการเปลี่ยนแปลง สำหรับพลาสมาพลังงานต่ำอิเล็กตรอนจะมีการแจกแจงเป็นแบบแมกซ์เวล กระจายอิเล็กตรอน ( $I_e$ ) ที่หัววัดจะเพิ่มขึ้นอย่างเลขชี้กำลังตามการจ่ายศักย์ให้แก่หัววัด ถ้าหัววัดมีศักย์ไฟฟ้า ( $V$ ) จะได้กระแสอิเล็กตรอนเท่ากับ

$$I_e = \left( \frac{en_e \bar{v}_e A}{4} \right) \exp \left[ -\frac{e(V_p - V)}{kT_e} \right] \quad (2.26)$$

เมื่อ  $A$  คือพื้นที่ผิวของหัววัดที่สัมผัสกับพลาสมา ในหน่วยต่อตารางเซนติเมตร ( $\text{cm}^2$ )

$n_e$  คือความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ในหน่วยต่อลูกบาศก์เซนติเมตร ( $\text{cm}^{-3}$ )

$e$  คือประจุอิเล็กตรอน มีค่า  $1.67 \times 10^{-19}$  คูลอมบ์ (C)

$\bar{v}_e$  คือความเร็วเฉลี่ยของอิเล็กตรอน โดยที่  $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}$  ในหน่วยเซนติเมตร

ต่อวินาที ( $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$ )

$V_p$  คือศักย์ของพลาสมา

เมื่อกระทำลอการิทึมสมการที่ 2.26 และหาอัตราการเปลี่ยนแปลงของ  $\ln(I_e)$  กับ  $V$  โดยที่  $\frac{en_e \bar{v}_e A}{4}$  เป็นค่าคงที่ จะได้

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{\Delta V}{\Delta(\ln(I_e))} \quad (2.27)$$

ดังนั้นการหาค่าอุณหภูมิของอิเล็กตรอนจะหาได้จากความชันของกราฟ  $\ln(I_e)$  กับ  $V$  ในบริเวณที่มีการเปลี่ยนแปลง

### 2. การหาค่าความหนาแน่นของพลาสมา

ความหนาแน่นของพลาสมาเป็นค่าบอกถึงจำนวนไอออนบวกต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรในพลาสมา การหาค่าความหนาแน่นของพลาสมาจะหาได้จากบริเวณที่ความต่างศักย์มีค่าลบมาๆ เทียบกับความต่างศักย์ของพลาสมา ซึ่งคือบริเวณกระแสไอออนอิมพัลส์ เพราะว่าที่บริเวณนี้จะมีการ

เปลี่ยนแปลงของไอออนน้อยกว่าอิเล็กตรอน ทำให้กระแสส่วนใหญ่เป็นกระแสเนื่องจากไอออน ซึ่งการหาค่าความหนาแน่นของพลาสมาจะหาได้ดังนี้

$$n_p = \frac{I_{is}}{0.61eA} \sqrt{\frac{m_i}{kT_e}} \quad (2.28)$$

เมื่อ  $m_i$  คือมวลของไอออน ในหน่วยเป็นกิโลกรัม (kg)

ดังนั้นการหาค่าความหนาแน่นของพลาสมาจะหาได้เมื่อทราบค่ามวลของไอออน พื้นที่ผิวของหัววัดที่สัมผัสพลาสมา อุณหภูมิของอิเล็กตรอน และทราบค่ากระแสไอออนอิมพัลส์ของพลาสมาได้ในบริเวณกระแสไอออนอิมพัลส์



ศูนย์วิทยทรัพยากร  
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย