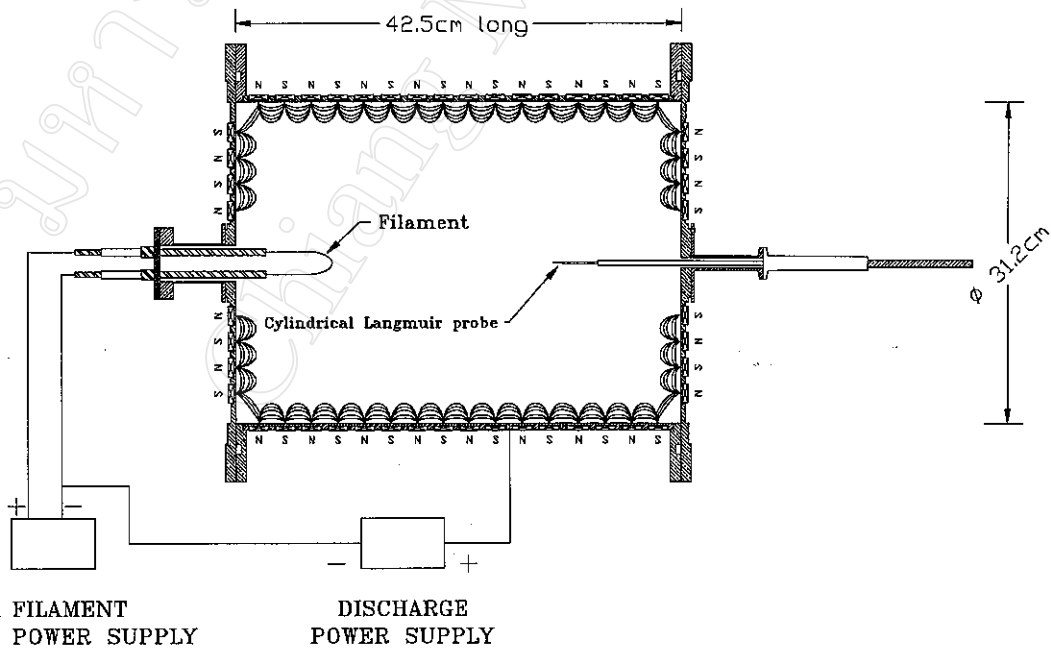


### บทที่ 3 เครื่องมือและหลักการทดลอง

แบบโครงสร้างของแชมเบอร์พลาสมา (plasma chamber) ที่ใช้ในการทดลองของรายงานเล่มนี้ได้แสดงในรูปที่ 3.1 รายละเอียดของแบบเขียนเชิงวิศวกรรมอยู่ใน “ภาคผนวก ก” แหล่งกำเนิดพลาสมาที่เป็นแหล่งกำเนิดทรงกระบอกขนาดใหญ่สร้างจากเหล็กกล้าไร้สนิม ขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 31.2 ซม. ตัวแชมเบอร์ยาว 42.5 ซม. มีผนังหนา 2 มม. ผิวภายนอกตัวแชมเบอร์ถูกขูดเป็นหลุมกลมขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 19.5 มม. ลึก 2.0 มม. จำนวนทั้งหมด 632 หลุม เพื่อใช้เป็นที่ยึดเม็ดกระดุมแม่เหล็กถาวรขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง  $18.03 \pm 0.38$  มม. หนา  $5.08 \pm 0.25$  มม. สนามแม่เหล็กที่ผิวหน้ามีค่า 2.2 กิโลเกาส์ ( $B_{\max} \approx 2.2$  kG) และลดลงจนเหลือประมาณ 670 เกาส์ ที่ผิวผนังด้านในแชมเบอร์ ลักษณะของเส้นแรงแม่เหล็กเป็นแบบ *full-line multicusp* ดังที่แสดงในรูปที่ 3.1 [Limpaccher and MacKemzie, 1973]



รูปที่ 3.1 แบบโครงสร้างของแหล่งกำเนิดพลาสมาแบบ ดีซี มัลติคัสป์

การทดลองใช้ก๊าซฮีเลียม อาร์กอน และซีนอน เพื่อสร้างพลาสมาโดยการเผาไส้หลอด ทั้งสแตนที่มีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 1.0 มม. และยาวประมาณ 20 ซม. แล้วเร่งอิเล็กตรอนปฐมภูมิที่เกิดจากการเผาไส้หลอดให้มีความเร็วประมาณ 40 อิเล็กตรอนโวลต์ ถึง 50 อิเล็กตรอนโวลต์ ไปชนอะตอมของก๊าซให้เกิดการแตกตัวและเกิดการฟอร์มพลาสมาขึ้น กำลังไฟที่ใช้ในการเผาไหม้ไส้หลอดทั้งสแตนที่อยู่ลึกเข้าไปในส่วนที่เป็นแชมเบอร์ 7 ซม. มีขนาดประมาณ 650 วัตต์ [จุดตอนที่ 3.1] สำหรับเครื่องมือที่ใช้วัดค่าความแน่นของพลาสมานั้นได้ใช้หัววัด Langmuir แบบทรงกระบอกตันเดี่ยวที่สามารถปรับเปลี่ยนระยะ ได้ทั้งตามแนวเส้นแกนตัวแชมเบอร์และตามแนวเส้นรัศมี

### 3.1 ไส้หลอดทั้งสแตน

โลหะแข็งทั้งสแตนถูกเผาโดยแหล่งจ่ายกำลังไฟฟ้าแบบ ดีซี (DC power supply) เพื่อให้เกิดอิเล็กตรอนปฐมภูมิอิสระสำหรับการฟอร์มตัวของพลาสมา [Ehlers and Leung, 1979] เนื่องจากทั้งสแตนมีจุดหลอมเหลวสูงถึง 3149 °C [Lide, 1994] เมื่อกำหนดให้  $I_f$  คือค่ากระแสในการเผาไหม้ซึ่งในการทดลองใช้ 65 แอมป์  $V_f$  คือศักย์ไฟฟ้าในการทดลอง (10 โวลต์) ดังนั้นค่าความต้านทานของไส้หลอด  $R_f$  ขณะนั้นคือ

$$R_f = \frac{V_f}{I_f} \quad (3.1)$$

ไส้หลอดทั้งสแตนที่ใช้ในการทดลองมีขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง  $d_f = 1.0$  มม. และยาว  $L_f = 20$  ซม. ค่าสภาพต้านทาน  $\rho$  จะหาได้จาก

$$\rho = R_f \left( \frac{\pi(d_f/2)^2}{L_f} \right) \quad (3.2)$$

$$= \frac{V_f}{I_f} \left( \frac{\pi(d_f/2)^2}{L_f} \right) \quad (3.3)$$

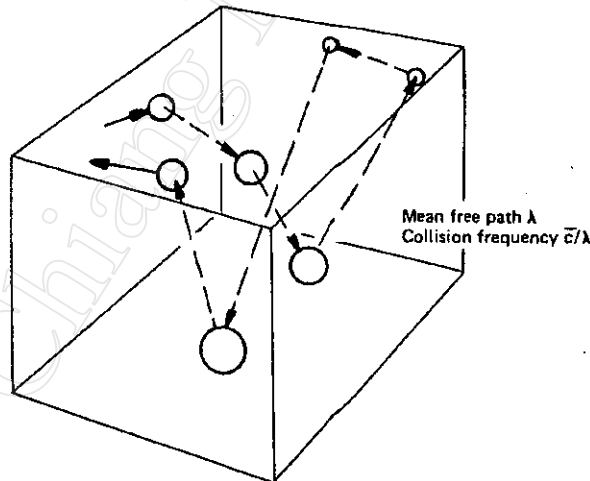
จากการคำนวณจะได้ค่า  $\rho = \mu\Omega/\text{cm}$  (ไมโครโอมห์ต่อซม.) ซึ่งสอดคล้องกับอุณหภูมิของไส้หลอดทั้งสแตน  $T_f = 2200^\circ\text{K}$  จำนวนอิเล็กตรอนที่ถูกปลดปล่อยออกมามีความหนาแน่น  $J_e = 1.33 \times 10^{-2}$  แอมป์ต่อตารางซม. [Lide, 1994] ค่ากระแสอิเล็กตรอนสูงสุด  $J_{\max}$  สามารถคำนวณได้โดยการใช้สมการของ Richardson-Dushman [Chapman, 1980] ได้

$$J_{\max} = A_0 T_f^2 \exp\left(-\frac{e\phi_A}{KT_f}\right) \quad (3.4)$$

เมื่อ  $A_0$  คือค่าคงที่ของ Dushman เท่ากับ  $120 \text{ A/cm}^2 \text{ deg}^2$   
 $\phi_A$  คือเวกซ์ฟังก์ชันของทั้งสแตนมีค่าเท่ากับ  $430 \text{ eV}$

ถ้า  $T_f = 2200^\circ\text{K}$  จะได้  $J_{\max} = 8.26 \times 10^{-2}$  แอมป์ต่อตารางซม. จะเห็นได้ว่า  $J_{\max}$  จะมีค่ามากกว่าค่าของกระแสในการปลดปล่อยอิเล็กตรอนที่แท้จริง  $J_{\max} > J_e$  และมีค่ามากขึ้นถ้าไส้หลอดมีอุณหภูมิสูงขึ้น

อิเล็กตรอนที่ปลดออกจากไส้หลอดจะเคลื่อนที่ระหว่างไส้หลอดที่ทำหน้าที่เป็นแคโทดไปยังผนังแชนเบอร์ดที่ทำหน้าที่เป็นแอโนด ในขณะที่เคลื่อนที่ไปนั้นจะมีโอกาสชนกับอิเล็กตรอนตัวอื่นหรือโมเลกุลของก๊าซที่อยู่ภายในแชนเบอร์ดดังแสดงในรูปที่ 3.2 ในการคำนวณหาระยะปลดออกการชนเฉลี่ย (mean free path,  $\lambda$ ) เราใช้ทฤษฎีจลนการชนของก๊าซ [Chapman, 1980]



รูปที่ 3.2 รูปแสดงทิศทางการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระ ที่ชนกันเองหรือชนกับอะตอมหรือโมเลกุลแบบสุ่ม [Chapman, 1980]

ให้  $P(x)$  เป็นโอกาสที่อิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่ได้ระยะ  $x$  ก่อนเกิดการชน พิจารณาระยะสั้น ๆ  $\Delta x$

$$P(x + \Delta x) = P(x)x \quad (3.5)$$

$$= P(x)(1 - \Delta x/\lambda) \quad (3.6)$$

สมการที่ (3.6) คือสมการของการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในระยะทาง  $\Delta x$  ที่ปลอดภัยจน เมื่อ  $1/\lambda$  คือโอกาสของการชนต่อหนึ่งหน่วยความยาวระหว่างอิเล็กตรอนกับอะตอมหรือโมเลกุล ดังนั้นโอกาสที่อิเล็กตรอนจะไม่มีอาการเกิดขึ้นก็คือ

$$P(x) = \frac{N}{N_0} \quad (3.7)$$

หรือ

$$P(x) = \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) \quad (3.8)$$

เมื่อ  $N_0$  คือจำนวนอิเล็กตรอนทั้งหมด

$N$  คือจำนวนอิเล็กตรอนทั้งหมดที่ไม่ถูกชนจากอะตอมหรือโมเลกุลตัวอื่น

ค่าเฉลี่ยของระยะทางปลอดภัย

$$\bar{x} = \frac{\int_0^{\infty} xP(x) dx}{\int_0^{\infty} P(x) dx} \quad (3.9)$$

หรือเขียนได้เป็น

$$\bar{x} = \lambda \quad (3.10)$$

สมการที่ (3.10) อาจหาได้จากความสัมพันธ์ของโอกาสที่จะเกิดการชน  $P_C$  ที่เป็นค่าเฉลี่ยของการชนในระยะ 1 ซม. ภายใต้ความดัน 1 ทอร์ อุณหภูมิ 0 °C [Brown, 1994]

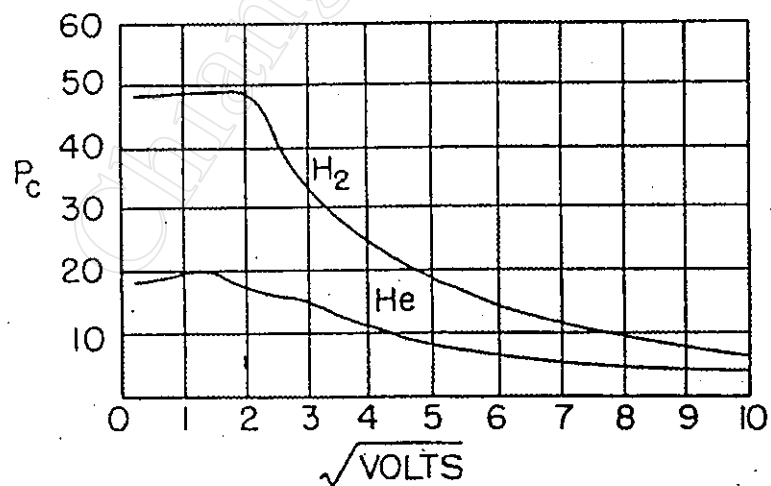
$$\lambda = \frac{1}{p_0 P_C} \quad (3.11)$$

ค่าของ  $p_0 = 273 P/T$  คือ *reduction pressure* ที่ความดัน  $P$  ในหน่วยของ “ทอร์” และอุณหภูมิ  $T$  ในหน่วยของอุณหภูมิองศาสมบูรณ์ “เคลวิน” ตารางที่ 3.1 แสดงผลที่จากการคำนวณจากสมการที่ (3.11) ของระยะปลอดภัยของก๊าซฮีเลียม อาร์กอน และซีนอนสามค่าพลังงาน ที่อุณหภูมิห้อง

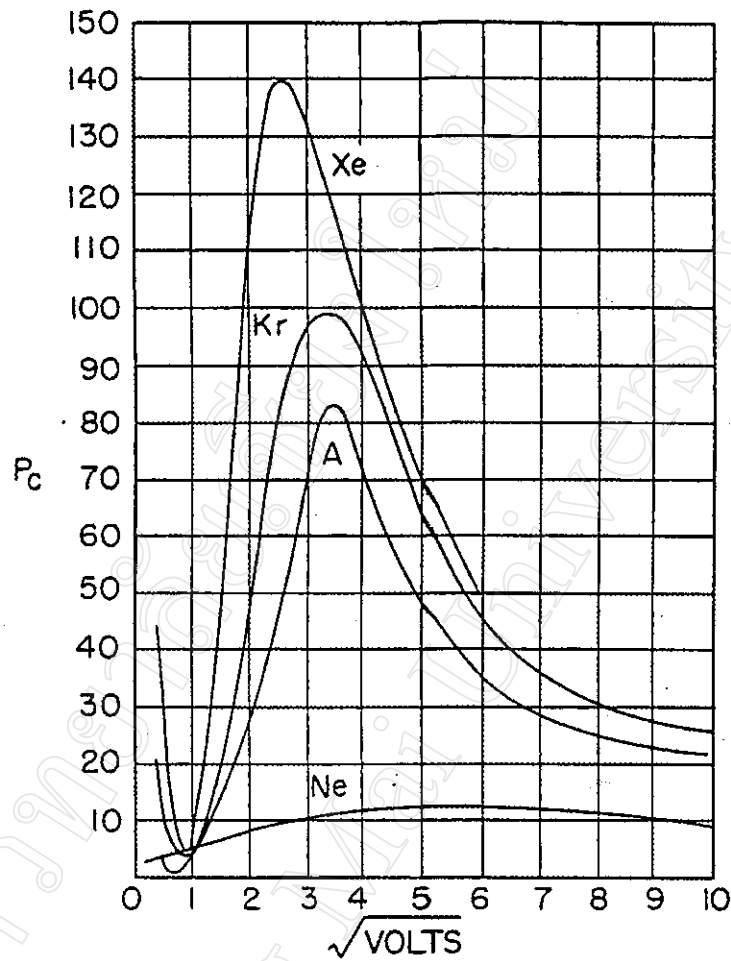
$T = 300^\circ\text{K}$  ภายใต้ความดัน  $P = 3.75 \times 10^{-4}$  ทอร์ โดยใช้ข้อมูลการทดลองจากรูปที่ 3.3-3.4 ที่แสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $P_C$  กับพลังงานของอิเล็กตรอนในหน่วยของ  $\sqrt{\text{Volts}}$

ตารางที่ 3.1 แสดงผลการคำนวณระยะปลอดการชนของก๊าซฮีเลียม อาร์กอน และซีนอน

Electrons energy 25 eV			
Gas	M (g/mole)	$P_C$	$\lambda$ (cm)
Helium	4.00	8.5	344.7
Argon	39.96	35.0	83.7
Xenon	131.90	70.0	41.9
Electrons energy 36 eV			
Gas	M (g/mole)	$P_C$	$\lambda$ (cm)
Helium	4.00	7.5	390.7
Argon	39.96	31.0	94.5
Xenon	131.90	50.0	58.6
Electrons energy 100 eV			
Gas	M (g/mole)	$P_C$	$\lambda$ (cm)
Helium	4.00	4.0	732.6
Argon	39.96	25.0	117.2
Xenon	131.90	-	-



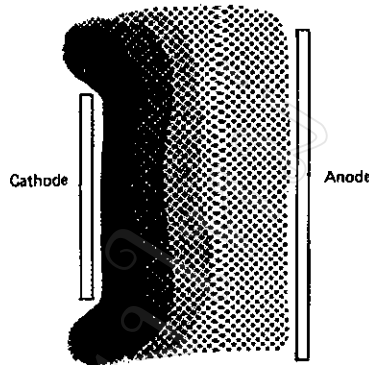
รูปที่ 3.3 กราฟแสดงโอกาสการชนของก๊าซไฮโดรเจน และฮีเลียม [Brode, 1933 ; Phelps et al., 1951 ; Varmerin, 1951 ; Gould and Brown, 1954]



รูปที่ 3.4 กราฟแสดงโอกาสการชนของก๊าซนีออน อาร์กอน คริปตอน และซีนอน [Brode, 1933]

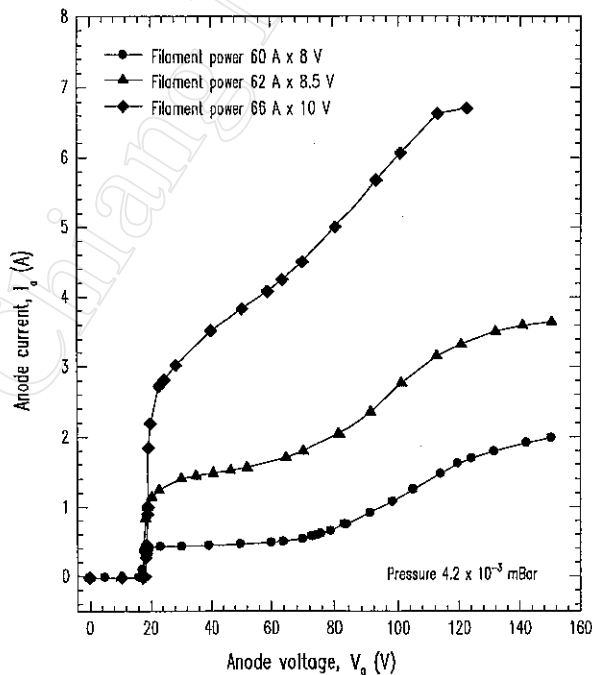
### 3.2 DC hot cathode discharge

เมื่อเราทำให้เกิดความต่างศักย์แบบกระแสตรงระหว่างแผ่นอิเล็กโทรดที่เป็นแคโทดที่ร้อนกับแผ่นแอโนดที่มีก๊าซอยู่จะเกิดการดีสชาร์จขึ้นจากแคโทดที่ร้อน (DC hot cathode discharge) จากการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนที่ถูกเร่งให้มีพลังงานสูงเนื่องจากความต่างศักย์ที่ต่างกันของแผ่นอิเล็กโทรดทั้งสองกับก๊าซทำให้ก๊าซแตกตัวเป็นไอออนและมีอิเล็กตรอนเพิ่มขึ้น ปริมาณอิเล็กตรอนที่เพิ่มขึ้นนี้จะทำให้บริเวณส่วนที่ใกล้กับแคโทดมีประชากรของอิเล็กตรอนอยู่มาก หรือเราเรียกว่า *dark space* ดังแสดงในรูปที่ 3.5 เราอาจจะเรียกการเกิดดีสชาร์จแบบนี้ว่า *negative glow discharge* [Chapman, 1980]

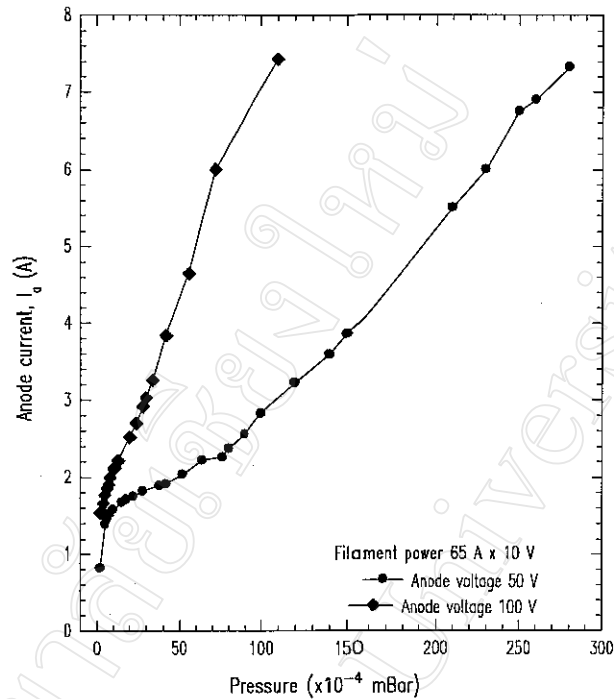


รูปที่ 3.5 รูปแสดงการเกิด DC glow discharge และแสดงบริเวณส่วนที่เป็น dark space [Chapman, 1980]

ลักษณะของการเกิด ดีซี ดิสชาร์จ นี้สามารถแสดงในรูปที่ 3.6-3.7 (ผลทดลองจากการจุดไส้หลอดภายในแหล่งกำเนิดไอออนแบบ ดีซี มัลติคัสพลาสมา) ซึ่งจะเห็นได้ว่าการเปลี่ยนแปลงของกระแสจะเปลี่ยนไปอย่างต่อเนื่องหลังจากที่ก๊าซเริ่มมีการแตกตัวหรือพลังงานของอิเล็กตรอนที่ไปชนมีมากพอที่จะทำให้ก๊าซมีการแตกตัวและการดีสชาร์จจะเริ่มเกิดจากบริเวณที่เป็น dark space แต่ไปยังแอโนด ความกว้างของ dark space จะลดลงเมื่อการแตกตัวของประจุมามากขึ้น การดีสชาร์จจะมากหรือน้อยยังขึ้นอยู่กับความถี่การชนกัน หรือปริมาณก๊าซที่มีอยู่ด้วย (ความดัน)



รูปที่ 3.6 กราฟผลการทดลองแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $I_a$  กับ  $V_a$  จากขบวนการ DC glow discharge



รูปที่ 3.7 กราฟผลการทดลองแสดงความสัมพันธ์ระหว่าง  $I_a$  กับ  $P$  จากขบวนการ DC glow discharge

### 3.3 Magnetic configuration

สนามแม่เหล็กถาวรที่เกิดจากการเรียงเม็ดกระดุมแม่เหล็กขนาด  $\phi 18 \times 5$  มม. ที่สลักขั้วกันจะมีลักษณะเป็นแบบมัลติคัสต์ดังแสดงในรูป 3.8(a) เราสามารถคำนวณหาค่าของสนามที่ไม่คงที่ภายในแชนเบอร์ที่อยู่ห่างจากผิวของแชนเบอร์เป็นระยะ  $r$  ได้ดังสมการ [Forrester, 1988]

$$B_\theta(r) = B_\theta(0) \exp\left(-\frac{\pi r}{a}\right) \quad (3.12)$$

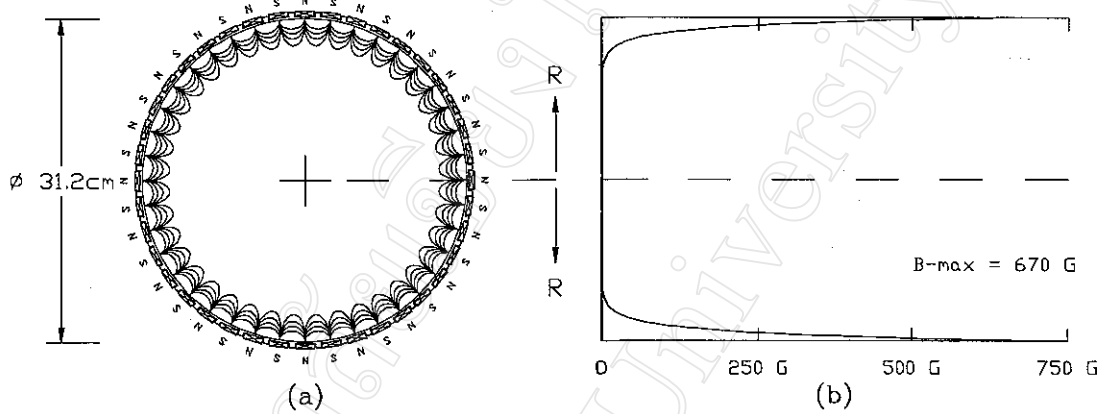
$a$  คือค่าของระยะห่างระหว่างจุดกึ่งกลางแม่เหล็กกับแม่เหล็กมีค่า

$$a = \frac{2\pi R}{m} \quad (3.13)$$

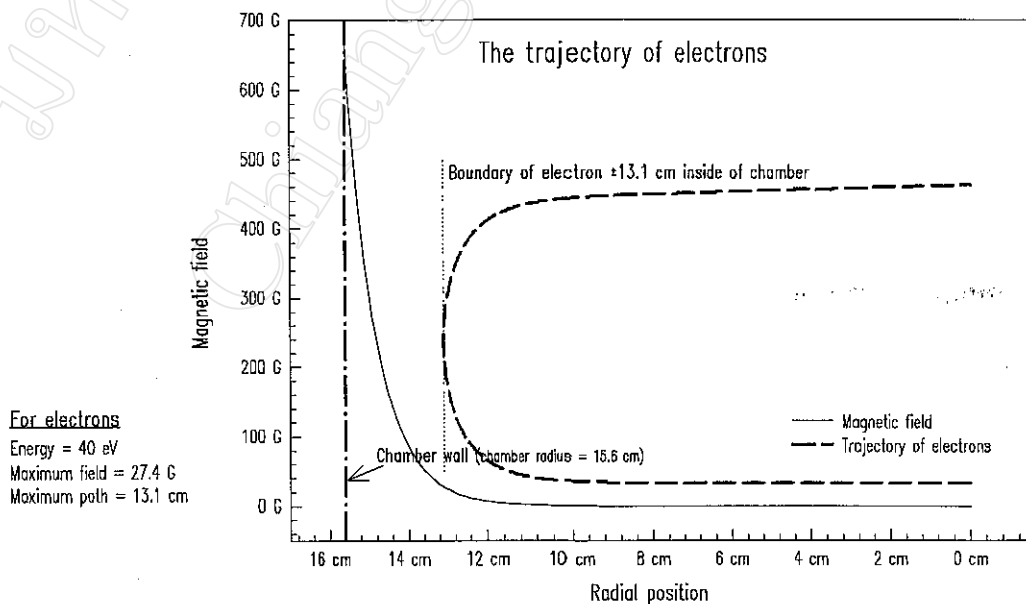
เมื่อ  $R$  คือรัศมีของแชนเบอร์  $R = 15.6$  ซม.  $m$  คือจำนวนเม็ดแม่เหล็กตามแนวรัศมี  $m = 40$  และ  $a = 2.45$  ซม. ค่าของสนามแม่เหล็กที่ผิวของแชนเบอร์  $r = 0$  ในสมการที่ (3.12) ซึ่งมีขนาดสนามที่ผิวของแชนเบอร์ที่ได้จากการวัดโดยตรงมีค่า 670 เกาส์ ( $B_\theta(0) = 670$  G) และลักษณะ



ของสนามที่คำนวณได้โดยอาศัยสมการที่ (3.12) แสดงได้ในรูปที่ 3.8(b) [Forrester, 1988] สนามแม่เหล็กที่เกิดการสลับขั้วแม่เหล็กกันนั้น มัลติคัสส์ที่เกิดขึ้นนั้นจะมีบางส่วนที่ทำให้ค่าสนามหักล้างกันจนเป็นศูนย์ [Ault and MacKenzie, 1973]



รูปที่ 3.8 รูปตัดขวางตามแนวเส้นรัศมี (a) แสดงการเกิดมัลติคัสส์ของเม็ดกระดุมแม่เหล็กถาวร 40 เมตร (b) แสดงการลดลงของสนามแม่เหล็กจากผิวของแชมเบอร์

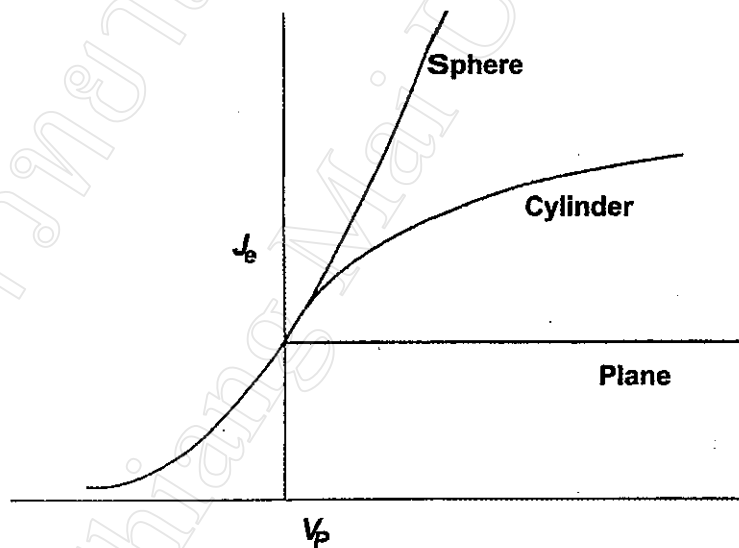


รูปที่ 3.9 แสดงการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนในสนามแม่เหล็กที่มีขนาดไม่คงที่ภายในแชมเบอร์

การคำนวณทิศทางเคลื่อนที่ (trajectory) ของอิเล็กตรอนพลังงาน 40 อิเล็กตรอนโวลต์ เริ่มการเคลื่อนที่จากจุดกึ่งกลางของแชนเบอร์เคลื่อนที่ไปยังผนังแชนเบอร์ดังแสดงในรูปที่ 3.9 ผลการคำนวณพบว่าระยะทางไกลที่สุดที่อิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่ไปได้จากจุดกึ่งกลางมีค่าประมาณ 13 ซม. ตรงกับบริเวณที่มีขนาดสนามแม่เหล็กประมาณ 27 เกาส์

### 3.4 หัววัด Langmuir แบบทรงกระบอกตันเดี่ยว

หัววัด Langmuir เดี่ยว (single Langmuir probe) ที่ใช้กันโดยทั่วไปจะมีอยู่สามแบบคือ แบบ ทรงกลม ทรงกระบอก และแบบแผ่น Huddleston และ Leonard (1965) ได้พูดถึงผลที่วัดได้จาการวัดค่ากระแสที่ไหลผ่านหัววัดทั้งสามแบบที่มีค่าการเปลี่ยนแปลงเนื่องจากการฟอร์มตัวของชีทที่เปลี่ยนแปลงไปตามค่าของศักย์ไฟฟ้าที่ให้แกหัววัด (sheath dynamic) ดังแสดงในรูปที่ 3.10



รูปที่ 3.10 กราฟแสดงรูปร่างการเปลี่ยนแปลงของกระแสอิเล็กตรอน  $J_e$  เมื่อค่าของศักย์  $V_p$  มีการเปลี่ยนแปลงของหัววัดทั้งสามแบบ [Huddleston and Leonard, 1965]

รายงานฉบับนี้ได้ทำการทดลองคำนวณหาค่าของความหนาแน่นของพลาสมาจากการใช้หัววัด Langmuir แบบทรงกระบอกตันเดี่ยว ที่มีขนาดของหัววัด (tip) เส้นผ่าศูนย์กลาง 0.15 มม. ยาว 10.0 มม. (รายละเอียด “ภาคผนวก ข-1”) หัววัดได้สร้างขึ้นเพื่อใช้ในการวัดทั้งทางแนวรัศมีและแนวตามแกนของแชนเบอร์ (แบบเขียนเชิงวิศวกรรมอยู่ “ภาคผนวก ข-2, ข-3”) รูปที่ 3.11 แสดงภาพถ่ายของหัววัด Langmuir ที่ใช้ในการทดลอง



รูปที่ 3.11 ภาพถ่ายแสดงหัววัด Langmuir แบบทรงกระบอกตันเดี่ยว  
ที่ใช้วัดตามแนวรัศมี (สั้น) และตามแนวแกน (ยาว)

ได้มีการออกแบบอุปกรณ์ที่ใช้วัดผลที่ได้จากการทดลองโดยใช้อุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ทั้งหมดและควบคุมการวัดหรือการเพิ่มค่าศักย์ไฟฟ้าที่หัววัดโดยไมโครคอมพิวเตอร์ ซึ่งการออกแบบอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์การสร้างแผงวงจร PCBs (printed circuit boards) และการเขียนโปรแกรมควบคุมการทำงานได้ทำขึ้นที่อาคารวิจัยนิวตรอนพลังงานสูง การตรวจสอบผลที่ได้จากการวัดพบว่ามีความคลาดเคลื่อนไป  $\pm 0.1\%$  ของอุปกรณ์ทดสอบมาตรฐาน

#### 3.4.1 การควบคุมการทำงานของหัววัด

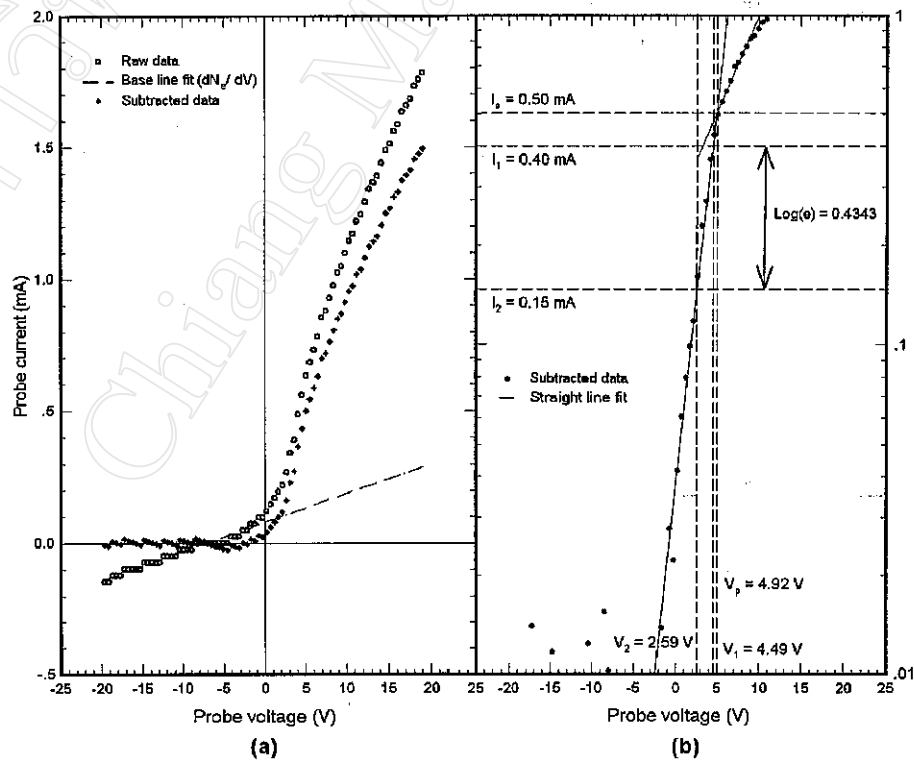
ในส่วนการควบคุมการทำงานชุดนี้มีส่วนประกอบที่สำคัญทั้งหมดสี่ส่วน (module) ซึ่งรวมถึงส่วนที่ใช้ติดต่อระหว่างอุปกรณ์ภายนอกกับเครื่องคอมพิวเตอร์เพื่อใช้แสดงผลข้อมูล IBM/PC printer port ไปยัง multiport translator แต่ยังไม่รวมส่วนที่เป็นแหล่งจ่ายไฟฟ้าของวงจร โมดูลทั้งสี่ได้แก่ส่วนแปลงข้อมูล DAC (digital to analog converter), multi-channel, programmable gain ส่วนแปลงข้อมูล 13-bit bipolar ADC (analog to digital converter) และ power amplifier module การออกแบบใช้ IC มาตรฐานเบอร์ 8255 เป็นอุปกรณ์หลักในการออกแบบมีจำนวนเส้นทางในการติดต่อเข้า-ออกโดยติดต่อทาง printer port เป็นแบบ I/O 24 bit เพื่อใช้กับ DAC 12 bit และ ADC 12 bit ซึ่งจะใช้ 11 bit เป็นตัวแปลงรูปของสัญญาณ สำหรับ power amplifier module นั้นได้ออกแบบขึ้นเพื่อเป็นแหล่งจ่ายไฟฟ้าให้แก่หัววัดสามารถปรับค่าได้ระหว่าง  $\pm 30$  โวลต์ การเดินทางของสัญญาณที่วัดได้จากหัววัดกับอุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์หรือการส่งสัญญาณควบคุมย้อนกลับไปนั้นใช้สาย RG-58 coaxial เป็นตัวกลางในการเดินทางของสัญญาณ

### 3.4.2 โปรแกรมการควบคุมและบันทึกข้อมูลจากหัววัด

การออกแบบโปรแกรมการควบคุมและบันทึกข้อมูลจากหัววัดใช้โปรแกรมจากภาษา *Visual Basic* ซึ่งเป็นโปรแกรมที่ใช้บน *Windows 3.11* หรือสูงกว่า และนำเอา *GUI* (graphical user interface) มาใช้ในการทำงานของโปรแกรม ในส่วนของโปรแกรม นอกจากจะใช้ควบคุมการตั้งเพิ่มค่าความต่างศักย์ที่จ่ายให้กับหัววัดแล้ว ยังมีส่วนที่รับข้อมูลที่วัดได้จากหัววัดมาบันทึกและวาดจุดแสดงให้เห็นกราฟของการเปลี่ยนแปลงค่ากระแสที่ได้จากการวัดที่หัววัดเพื่อที่จะได้นำมาวิเคราะห์ (รูปแสดงแผนผังการควบคุมการทำงานของหัววัดพลาสติกและการวิเคราะห์ข้อมูลมีอยู่ “ภาคผนวก ข-4”)

### 3.4.3 ทฤษฎีในการวิเคราะห์ข้อมูลจากหัววัดเดี่ยว Langmuir

ตัวอย่างข้อมูลที่วัดได้จากการใช้คอมพิวเตอร์ควบคุมและบันทึกข้อมูลที่ได้จากการใช้อุปกรณ์อิเล็กทรอนิกส์ที่ควบคุมศักย์ไฟฟ้าของหัววัดแสดงในรูปที่ 3.12(a)



รูปที่ 3.12 กราฟแสดงผลที่ได้จากการวัดหัววัด Langmuir แบบทรงกระบอกตันเดี่ยว โดยใช้คอมพิวเตอร์ควบคุมการวัด

ในการทดลองหาค่าความเข้มข้นของพลาสมานั้น เทคนิคการวัดโดยใช้หัววัดแบบ Langmuir ไม่สามารถวัดค่าความหนาแน่นของพลาสมาได้โดยตรง [Auciello and Flamm, 1989] แต่อาศัยหลักการที่สภาวะของพลาสมาเป็น *quasineutral* [ตอนที่ 2.1-2.2] ดังนั้นเราจึงวัดหาค่าของความหนาแน่นของกระแสอิเล็กตรอนต่อหน่วยพื้นที่  $J_e$  แล้วแปลงหาความหนาแน่นของอิเล็กตรอนซึ่งจะมีค่าประมาณความหนาแน่นของพลาสมา  $n_e \cong n_p \cong n_0$  จากการกระจายของอิเล็กตรอนมวล  $m_e$  ที่ตำแหน่ง  $\vec{x}$  มีความเร็ว  $\vec{v}$  และอุณหภูมิ  $T_e$  มีการกระจายที่เวลา  $t$  แบบ Maxwell's distribution [Chen, 1984] เราจะได้สมการของการกระจายได้เป็น

$$f(\vec{x}, \vec{v}, t) = n_e \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp \left[ - \left( \frac{m_e v^2}{2T_e} \right) \right] \quad (3.14)$$

ค่า  $J_e$  ที่ตำแหน่งค่าของความต่างศักย์  $\phi$  สามารถเขียนได้เป็น

$$J_e(\phi) = e \int f(\vec{x}, \vec{v}, t) v_z dv_x dv_y dv_z \quad (3.15)$$

หรือเขียนใหม่ได้

$$J_e(\phi) = en_e \left( \frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \int_{v_{\max}}^{\infty} \exp \left[ - \left( \frac{m_e v^2}{2T_e} \right) \right] v_z dv_z \quad (3.16)$$

อินทิเกรตสมการที่ (3.16) แล้วคูณทั้งหมดด้วยพื้นที่ทั้งหมดของหัว  $S$  จะได้

$$I_e(\phi) = I_e^* \exp \left[ \frac{-e(V_p - \phi_B)}{T_e} \right] \quad \text{ที่} \quad \phi \leq V_p \quad (3.17)$$

และ

$$I_e(\phi) = I_e^* \quad \text{ที่} \quad \phi > V_p \quad (3.18)$$

$V_p$  คือค่าศักย์ไฟฟ้าที่หัววัด (probe voltage,  $V_p$ ) และ  $I_e^* = S n_e e \sqrt{T_e / 2\pi m_e}$  สำหรับ  $S$  คือพื้นที่ที่เกิดจากการฟอร์มตัวของอิเล็กตรอนหรือเป็นส่วนที่ชี้ทิ่มอยู่รอบหัววัด (collection area) แต่มีค่าประมาณเท่ากับพื้นที่จริงของหัววัด (เมื่อถือว่าความหนา  $\lambda_D$  ที่เป็นผิวล้อมรอบหัววัดมีค่าน้อยมากเมื่อเทียบกับพื้นที่จริงของหัววัด) จากสมการที่ (3.17) และ (3.18) สามารถหาค่าของกระแส  $I_e^*$  เมื่อเราเขียนกราฟ *semilog* แสดงความสัมพันธ์ระหว่างค่ากระแสที่วัดได้จากหัววัด  $I_p$  กับ  $V_p$  (รูปที่ 3.12(b)) ซึ่งจุดที่ตัดกันของเส้น

กราฟที่ลากมาตัดกันก็คือ  $I_e^*$  ส่วนค่า  $T_e$  หาได้จากค่าของความชันของกราฟเส้นล่างที่มีค่าเท่ากับ  $e/T_e$  [Auciello and Flamm, 1989] จาก *Bohm criterion* [Forrester, 1988 ; Allen, 1995] เราสามารถหาค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนได้จาก

$$n_e = \frac{1}{e} \left( \frac{I_e^*}{S} \right) \sqrt{\frac{2\pi m_e}{T_e}} \quad (3.19)$$

หรือ

$$n_e = J_e \frac{1}{e} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{T_e}} \quad (3.20)$$

โดยการแทนค่าของของ  $T_e$  ในหน่วยของ อิเล็กตรอนโวลต์ (eV) และ  $J_e$  ในหน่วยของ แอมป์ต่อตาราง ซม. เราก็จะได้ค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในหน่วย ต่อ ลบ.ซม.