

รายการอ้างอิง

- [1] Roth, J. R. Industrial Plasma Engineering. Volume 1: Principles, IOP Publishing Ltd., 1995.
- [2] Roth, J. R. Industrial Plasma Engineering. Volume 2: Applications to Non-thermal Plasma Processing, IOP Publishing, 2001.
- [3] Hope, D. A. D. and et al. Ion Energy Distribution in SiCl_4 and Ar/O_2 Dry Etching Discharge. Vacuum Vol.44, pp. 245-248, 1993.
- [4] Friedman, William D. A Swept Langmuir Probe at $150\text{V} / \mu \text{sec}$. The Review of Scientific Instruments, Vol. 42, No. 7, pp. 963, 1971.
- [5] Nascimento, L. F. C. and et al. An $\text{N}_2 : \text{CH}_4 : \text{H}_2\text{O}$ DC Glow Discharge Plasma Probed by Optical and Electric Techniques: Significance to the Radiation Chemistry of Titan's Upper Atmosphere in the Presence of Meteoritic Water. Planet. Space Sci., Vol. 46, No. 8, pp. 969-974, 1998.
- [6] Abdel-Baky, A. M. Spectroscopic and Electric Probe Measurements of Plasma Parameters in the Negative Glow Region of Helium Discharge Plasma. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, Vol. 67, pp. 217-225, 2000.
- [7] Heintz, M. J. and Hieftje, G. M. Langmuir-Probe Measurements of a Pulsed and Steady-state RF Glow Discharge Source and of an RF Planar-Magnetron Source. Spectrochimica Acta, Vol. 51, Part B, pp. 1629-1646, 1996.
- [8] Goldenbaum, G. C. and Gerber, K. A. Experimental Observation of the Thermal Expansion of a Plasma. The Physics of Fluids, Vol. 16, No. 8. 1973.
- [9] Langmuir, I. Gen. Elect. Rev., Vol. 26, pp. 731, 1923.
- [10] Wong, C. S. Gas Discharge Physics. Lecture Notes, Part 3, University of Malaya.

- [11] Liew, W. S. Studies on the Characteristics of RF Planar Inductively Coupled Plasma and Its Applications. Bachelor report, University of Malaya, 1998.
- [12] Thien, V. K. A Small Planar Coil Inductively Coupled Plasma System. Master Thesis, University of Malaya, 1998.
- [13] Dendy, R. O. Plasma Dynamics. Clarendon Press, Oxford, 1990.
- [14] Wei, Sing Khan. Pulsed Langmuir Probe System. Master Thesis, University of Malaya, 1999.
- [15] Conrads, H. and Schmidt, M. Plasma Generation and Plasma Sources. Plasma Sources Sci. Technol, Vol. 9, pp. 441-454, 2000.
- [16] Chapman, Brian. Glow Discharge Processes, Sputtering and Plasma Etching. John Wiley & Sons, Inc., 1980.
- [17] นิรุต ศุภศิริ. การวัดอุณหภูมิอิเล็กตรอนและความหนาแน่นพลาสมาของพลาสมาอาร์กอน ที่ได้จากการคิสร่างด้วยคลื่นวิทยุในแชนเบอร์พลาสมาแบบกลีบมะเฟือง. วิทยานิพนธ์มหาบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่, พ.ศ. 2545.
- [18] Suits, C. G. Collectes Works of Irving Langmuir. Vol. 4, Pergamon Press Ltd., 1961.
- [19] Shih-tung and Li, Yian-an. Plasma Physics: Diagnostics. Beijing College on Plasma Physics on 30 October–9 November, 1989.
- [20] Cherrington, B. E. Gaseous Electronics and Gas Lasers. Pergamon Press, 1979.
- [21] Hoong, Chin Oi. Construction and Characterization of a Helium Glow Discharge for Optogalvanic Studies. Master Thesis, University of Malaya, 1987.
- [22] Swift, J. D. and Schwar, M. J. R. Electric Probes for Plasma Diagnostics. Iliffe Books Ltd., 1970.

- [23] หมุดตอเล็บ หนิสอ. การศึกษาคุณสมบัติของ Inductive Coupled Plasma (ICP) Source โดยใช้ Compensated Langmuir Probe. รายงานการร่วมวิจัย ณ ห้องปฏิบัติการพลาสมาฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยมาลาเยา ประเทศมาเลเซีย, 19 พฤษภาคม-15 มิถุนายน, พ.ศ. 2545.
- [24] Roth, A. Vacuum technology. North-Holland Pub. Co., 1976.
- [25] Ding-pu, Yuan. Electric Probes. Edited by Tsai, Shih-tung and Li, Yian-an. from Beijing College on Plasma Physics, pp.37-45, 30 October–9 November, 1989.
- [26] Welzel, Th., Dunger, Th. And Richter, F. Time-Resolved Double Probe Measurements in Pulsed Magnetrons. BMBF Project FKZ 13N8053, Technische Universitat Chemnitz, 2003.
- [27] Liu, Chang-jun and et al. Floating Double Probe Characteristic of Non-Thermal Plasma in the Presence of Zeolite. Journal of Electrostatics, Vol. 54, pp.149-158, 2002.
- [28] สุจิรา พรหมนิมิตร. การสังเคราะห์ฟิล์มบางคาร์บอนคล้ายเพชร โดยวิธีการตกสะสมไอเชิงเคมี เสริมด้วยพลาสมาที่ความถี่วิทยุ. วิทยานิพนธ์มหาบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย, พ.ศ. 2546.
- [29] H. cross company. Stainless Steel [Online]. 2002. Available from: <http://hcrosscompany.com/metals/stainless.htm> [2004, April]
- [30] Echman, R. F. Langmuir Probe Measurements in the Plum of a Pulsed Plasma Thruster. Master Thesis, Worcester Polytechnic Institute. 1999.
- [31] Bristol University CVD Diamond Group. Microwave Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition of Diamond [Online]. Bristol University, England, 2003. Available from: <http://www.chm.bris.ac.uk/pt/diamond/activiti.htm> [2004, April]
- [32] Paosawatyanong, Boonchoat. Parametric Characterization of RF Coupled Plasma. Report Paper from Plasma Research Laboratory, University of Malaya, 13 May-6 June 2002.
- [33] Edwards Vacuum Products. 1998-1999.
- [34] Leybold Vacuum Components. 1999-2000.

[35] Engel, A. Von. Ionized Gases. America Institute of Physics Press, New York, 1965.

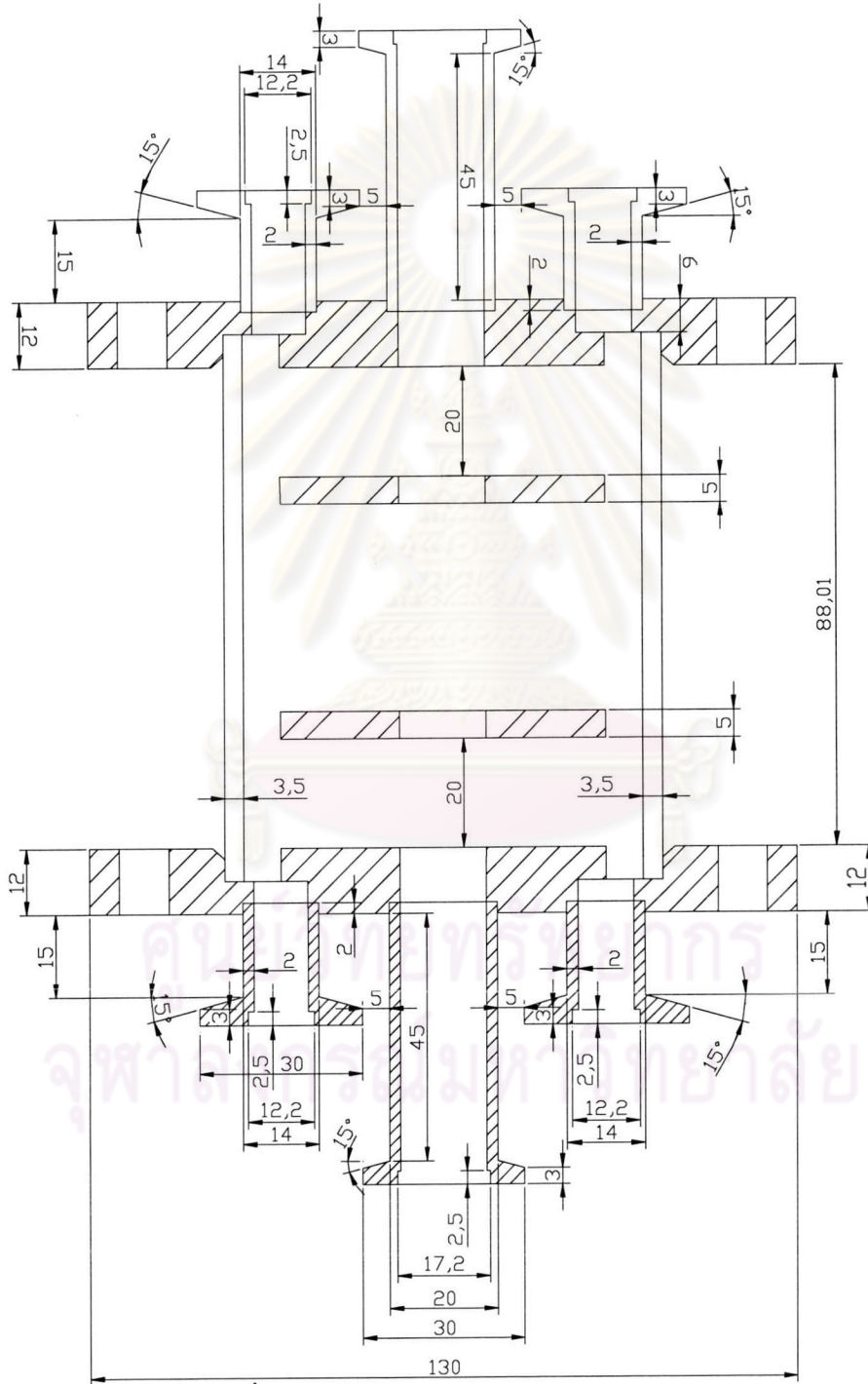
[36] Lieberman, M. A., and Lichtenberg, A. J. Principles of Plasma Discharges and Materails Processing. John Wiley & Sons, New York, 1994.



ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ภาคผนวก ก

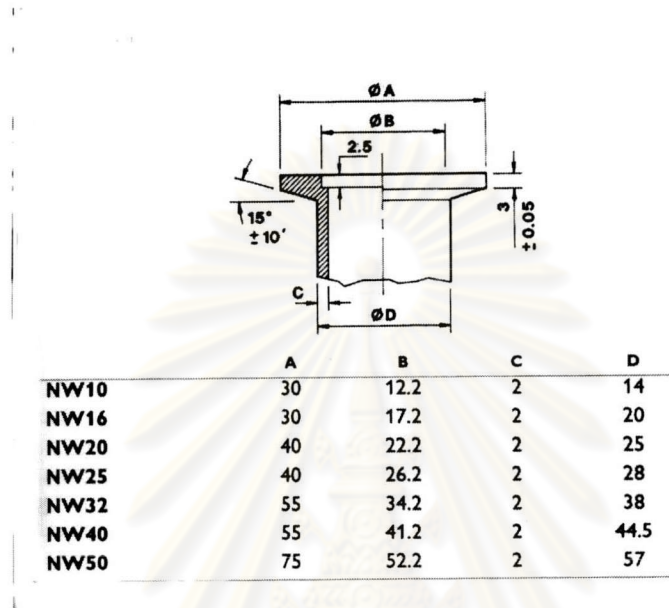
แบบแปลนการออกแบบภาชนะสุญญากาศ



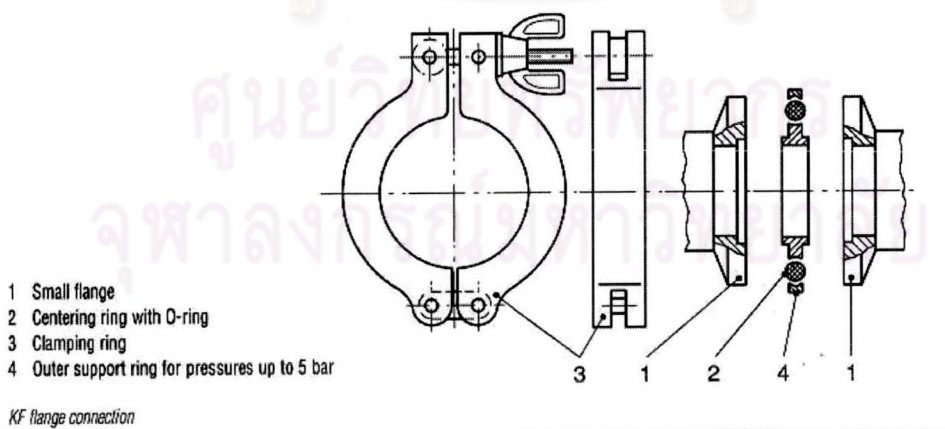
รูปที่ ก1 แบบแปลนของภาชนะสุญญากาศ

ภาคผนวก ข

แบบของหน้าแปลนและที่จับยึดมาตรฐาน (NW) ที่ใช้ในงานวิจัย



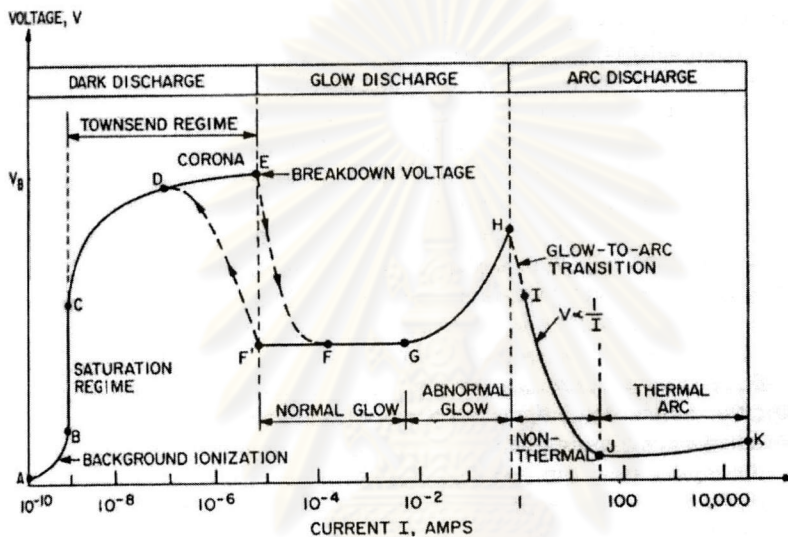
รูปที่ ข1 ภาพแสดงหน้าแปลนมาตรฐาน NW ขนาดต่าง ๆ [33]



รูปที่ ข2 ภาพแสดงการเชื่อมต่อหน้าแปลนมาตรฐาน NW [34]

ภาคผนวก ค

พลาสมาที่เกิดจากไฟฟ้ากระแสตรง (D.C. glow discharge)



รูปที่ ค1 ลักษณะเฉพาะตัวของกระแส-ศักย์ในการดิสชาร์จด้วยไฟฟ้ากระแสตรง [1]

ในช่วงแรกเมื่อทำการเพิ่มความต่างศักย์ไฟฟ้าจะพบว่ากระแสไฟฟ้ามืดที่มีแนวโน้มที่จะไม่เปลี่ยนแปลง [14] เมื่อให้ความต่างศักย์เพิ่มขึ้นจนถึงจุด C ในรูปที่ ค1 กระแสจะมีการเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วแบบเอกซ์โพเนนเชียล เทียบกับความต่างศักย์ไฟฟ้าที่สัมพันธ์กัน เพราะว่าอิเล็กตรอนทั้งหมดถูกเร่งไปยังขั้วแอโนด ถ้าสนามไฟฟ้ามีค่าสูงมากพอที่จะให้พลังงานที่มากพอแก่อิเล็กตรอน ก่อนที่อิเล็กตรอนจะไปถึงขั้วแอโนด อะตอมที่เป็นกลางอื่นๆก็จะเกิดการแตกตัวด้วย ผลจากการที่มีอิเล็กตรอนและไอออนเกิดขึ้นเป็นจำนวนมากนี้ จะนำไปสู่การสร้างคู่อิเล็กตรอน-ไอออน ลำดับที่สองสามและลำดับต่อ ๆ ไปได้อีก เราเรียกบริเวณ C และ E ในรูปที่ ค1 ว่าเป็นช่วงการดิสชาร์จแบบทาวเซน (Townsend discharge)

เมื่อเพิ่มความต่างศักย์ไฟฟ้า ในช่วงที่กระแสที่มีการเพิ่มขึ้นอย่างเอกซ์โพเนนเชียลนี้ เข้าใกล้ค่า V_B (breakdown voltage) สังเกตได้จากกระแสจะยังคงเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วในขณะที่ความต่างศักย์เริ่มจะเริ่มคงที่ ถ้าความต้านทานภายในของแหล่งกำเนิดไฟฟ้ายังคงมีค่าสูงมาก จะทำให้การนำกระแสภายในมีค่าน้อยลงไปด้วย ซึ่งจะส่งผลให้เกิดไม่เกิดการแตกตัว นั่นคือแก๊สภายในจะยังคงอยู่ในย่านโคโรนา (corona regime) ต่อไป ในทางกลับกันแก๊สจะเกิดการแตกตัวที่ความต่างศักย์ V_B และจะเข้าสู่ย่านการคายประจุเรืองแสงแบบปกติที่ความดันต่ำ (low pressure normal glow discharge regime) ต่อไป ในช่วงตั้งแต่เริ่มให้ความต่างศักย์ไฟฟ้าจนถึงย่านโคโรนานั้น จะไม่เกิดการเรืองแสงใดๆขึ้นเลย จึงมีชื่อเรียกการคายประจุในบริเวณนี้ว่า การคายประจุแบบมืด (dark discharge)

ภายหลังจากที่แก๊สเกิดการแตกตัวแล้ว จะพบว่าการเปลี่ยนแปลงของแผนภาพกระแส-ศักย์ที่ไม่ต่อเนื่องเกิดขึ้น นั่นคือเมื่อกระแสไฟฟ้ามีค่าเพิ่มขึ้นแต่ความต่างศักย์ไฟฟ้าจะมีค่าลดลงอย่างรวดเร็วในช่วงใกล้ๆ V_B แล้วจะค่อยๆเพิ่มขึ้นทีละน้อย เรียกบริเวณนี้ว่าย่านการคายประจุเรืองแสงแบบปกติ (normal glow) และหากกระแสยังคงมีการเพิ่มต่อไปเรื่อยๆ ความต่างศักย์จะยังคงเพิ่มขึ้นอย่างช้าๆและจะเพิ่มขึ้นอย่างรวดเร็วในย่านการเรืองแสงแบบไม่ปกติ (abnormal glow) และถ้ากระแสยังคงเพิ่มต่อไปจนถึงประมาณ 1 A ขึ้นไป พบว่าความต่างศักย์ไฟฟ้าจะลดลงอีกครั้งหนึ่ง ช่วงนี้เรียกว่าเข้าสู่บริเวณการคายประจุแบบอาร์ค (arc discharge) ซึ่งเป็นการคายประจุที่มีกระแสไฟฟ้าสูง (high current discharge) และในบริเวณนี้ขั้วไฟฟ้าจะมีความร้อนสูงมาก พอที่จะปลดปล่อยอิเล็กตรอน (thermal emitted electron) ออกมาได้อีกด้วย

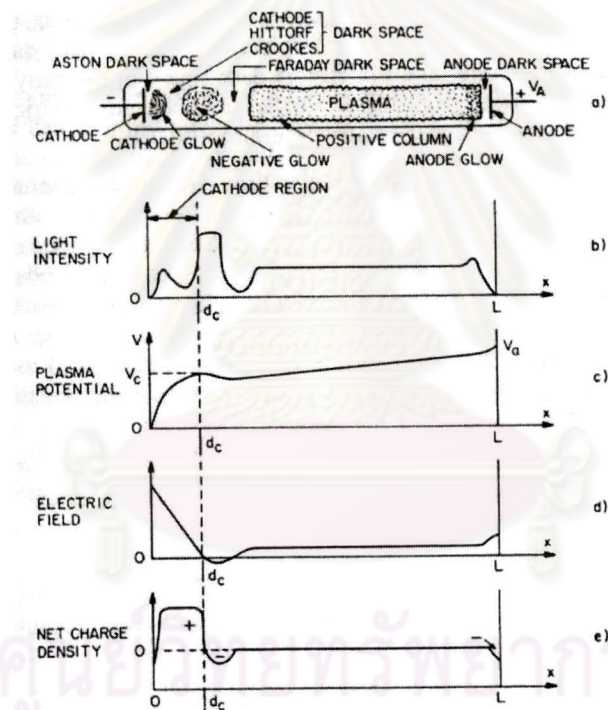
ในการทดลองนี้ กระทำอยู่ในช่วงการคายประจุเรืองแสงปกติ ที่มีกระแสในช่วงของมิลลิแอมแปร์ ดังนั้นเมื่อเกิดพลาสมาในช่วงนี้ แม้จะเพิ่มกระแสต่อไปอีก แต่ความต่างศักย์จะมีการเพิ่มขึ้นน้อยมาก

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ภาคผนวก ง

ส่วนประกอบของการคายาร์จเรืองแสงแบบปกติ

ในการทดลองนี้ กระทำในย่านของการคายาร์จเรืองแสงแบบปกติดังรูปที่ ง1



รูปที่ ง1 ลักษณะเฉพาะตัวในแนวแกนของการคายาร์จแบบปกติ [1]

ดังนั้นจะกล่าวถึงรายละเอียดต่างๆที่เกิดขึ้นในย่านนี้เท่านั้น ประการแรกคือภาพของการคายาร์จเรืองแสงแบบปกติที่ความดันต่ำด้วยไฟฟ้ากระแสตรงในทางอุดมคตินั้นแสดงไว้ดังรูปที่ ง1 ย่านของการคายาร์จ

ดิซซาร์จเรืองแสงแบบปกติ สามารถแบ่งย่อยได้อีกเป็น 8 โครงสร้างหลัก ๆ ขึ้นกับเงื่อนไขที่แตกต่างกันไปดังต่อไปนี้ [1,14,35]

1 บริเวณมืดของแอสตอน (Aston Dark Space)

เป็นบริเวณที่เล็กมาก แต่กลับมีสนามไฟฟ้าที่แรงมากและมีประจุในบริเวณที่ว่าง (space charge) เป็นลบ อิเล็กตรอนในบริเวณนี้อยู่ในกระบวนการที่จะถูกเร่งให้ออกห่างจากแคโทด แต่ก็ยังมีการเคลื่อนที่อย่างช้าๆอยู่ อิเล็กตรอนในบริเวณนี้มีพลังงานและความหนาแน่นน้อย จึงทำให้ไม่สามารถไปกระตุ้นให้ก๊าซเกิดการเรืองแสงได้

2 การเรืองแสงบริเวณแคโทด (Cathode Glow)

บริเวณนี้เรืองแสงได้หลายสีขึ้นกับแก๊สที่ใช้ โดยอะตอมที่ถูกกระตุ้นจนหลุดออกมาจากผิวของขั้วแคโทด หรือได้มาจากไอออนบวกซึ่งเคลื่อนที่เข้าสู่ขั้วแคโทดต่างปลดปล่อยพลังงานออกมาในรูปของแสง นอกจากนี้บริเวณนี้ยังมีความหนาแน่นของไอออนสูงเมื่อเทียบกับบริเวณอื่น ๆ ชนิดและความดันของแก๊สที่ใช้มีผลต่อขนาดในแนวแกนของการเรืองแสง บางครั้งแถบสว่างนี้จะเกาะติดกับขั้วแคโทดและบดบังบริเวณมืดของแอสตอนไว้ ซึ่งพบได้ในการทดลองนี้

3 บริเวณมืดของแคโทด (Cathode Dark Space)

บริเวณนี้มีมืดเนื่องจากว่า อะตอมมีการชนกับอิเล็กตรอนที่มีพลังงานมากกว่าพลังงานกระตุ้น (excitation energy) ของอะตอมเหล่านั้น หมายความว่าอะตอมที่ผ่านกระบวนการกระตุ้นจะมีจำนวนลดลงเป็นอย่างมาก นั่นคือจะมีการปลดปล่อยแสงออกมาน้อยลงตามไปด้วย นอกจากนี้ในบริเวณนี้จะมีสนามไฟฟ้าขนาดกลาง ๆ มีประจุในบริเวณที่ว่างเป็นบวก และมีความหนาแน่นของไอออนสัมพัทธ์สูง

4 การเรืองแสงด้านขั้วลบ (Negative Glow)

บริเวณนี้ต่อกับบริเวณมืดของแคโทด สนามไฟฟ้าบริเวณนี้มีค่าน้อยเมื่อเทียบกับบริเวณอื่น อย่างไรก็ตามบริเวณนี้กลับมีความสว่างมากที่สุด นอกจากนี้อิเล็กตรอนพลังงานสูงที่ถูกเร่งในบริเวณแคโทดก็เริ่มที่จะช้าลงเพราะมีการชนเกิดขึ้น นอกจากนี้การกระตุ้นและแตกตัวอย่างเข้มข้นก็เกิดขึ้นที่นี้ ซึ่งทำให้สามารถสังเกตเห็นความสว่างที่ส่งออกมาได้อย่างชัดเจน

5 บริเวณมืดของฟาราเดย์ (Faraday Dark Space)

บริเวณนี้อยู่ถัดออกมาจากบริเวณการเรืองแสงด้านขั้วลบ อิเล็กตรอนที่เข้ามาในบริเวณนี้จะมีอุณหภูมิสูงขึ้นเนื่องจากสามารถมีอันตรกิริยากับอะตอมและไอออนได้ง่ายขึ้น การกระจายของความเร็วของอิเล็กตรอนในบริเวณนี้จะเป็นไปตามการแจกแจงของแมกซ์เวลล์ (Maxwell distribution) นอกจากนี้ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในบริเวณนี้ก็มีค่าลดลงเนื่องจากผลของการรวมตัวกันใหม่ (recombination) และการแพร่กระจายตามแนวรัศมี (radial diffusion)

6 ลำสว่างด้านขั้วบวก (Positive Column)

มีสภาพประหนึ่งเป็นกลาง และมีสนามไฟฟ้าอ่อนๆ โดยทั่วไปมีค่าประมาณ 0.5 ถึง 30 V/cm โดยที่กระบวนการของการแตกตัว การรวมกันใหม่ การกระตุ้น และการแพร่กระจายของทั้งไอออนและอิเล็กตรอนจะอยู่ในภาวะสมดุล ทำให้บริเวณนี้เป็นส่วนที่มีการเรืองแสงที่สม่ำเสมอ (uniform) และยาว โดยที่ความยาวของลำสว่างนี้จะเพิ่มขึ้นตามความยาวของท่อ discharge ที่เพิ่มขึ้น เมื่อความดันและโครงสร้างของขั้วไฟฟ้าคงเดิม

7 การเรืองแสงของแอโนด (Anode Glow)

บริเวณนี้ปกติจะไม่สามารถสังเกตเห็นได้ แต่ในบางกรณีที่สามารถสังเกตเห็นได้ จะพบว่ามีความเข้มมากกว่าลำสว่างด้านขั้วบวก สนามไฟฟ้าบริเวณนี้เพิ่มขึ้นจากเดิมเล็กน้อย และจะเร่งอิเล็กตรอนจากบริเวณลำสว่างด้านขั้วบวกให้ไปชนกับผิวของขั้วแอโนด และด้วยวิธีนี้นั่นเองที่ทำให้เกิดแสงสว่างขึ้นมา

8 บริเวณมืดของแอโนด (Anode Dark Space)

อยู่ระหว่างบริเวณการเรืองแสงของแอโนด และตัวขั้วแอโนดเอง เป็นบริเวณที่มีประจุในที่ว่างเป็นลบ (negative space charges) อยู่ในบริเวณนี้อิเล็กตรอนที่เคลื่อนที่มาจากลำสว่างด้านขั้วบวก จะถูกดึงเข้าสู่แอโนดโดยตัวของแอโนดเองที่มีสนามไฟฟ้าแรงกว่าบริเวณลำสว่างด้านขั้วบวก

ภาคผนวก จ

การกำบังเดอบาย (Debye Shielding)

สมบัติพื้นฐานอันหนึ่งของพลาสมาคือ ความสามารถในการป้องกันศักย์ไฟฟ้าที่ให้แก่พลาสมาจากภายนอก เมื่อพิจารณาภายในพลาสมาซึ่งประกอบด้วยไอออนบวก อิเล็กตรอน และอะตอมหรือโมเลกุลที่เป็นกลาง โดยที่ความหนาแน่นของไอออน (n_i) และอิเล็กตรอน (n_e) มีค่าเท่ากัน นั่นคือ $n_i = n_e = n_0$ ที่ตำแหน่ง $x=0$ มีศักย์ไฟฟ้าเป็น V_0 สัมพันธ์กับศักย์ไฟฟ้าจากภายนอก

เนื่องจากไอออนบวกมีมวลมากกว่าอิเล็กตรอนมาก จนสามารถกล่าวได้ว่าไอออนบวกไม่มีการเคลื่อนที่ตอบสนองต่อศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์ V_0 ดังกล่าว ดังนั้นจึงประมาณได้ว่าความหนาแน่นของไอออนบวกที่ตำแหน่งต่างๆจะมีค่าเป็น

$$n_i(x) = n_0 \quad \text{จ1}$$

ส่วนการแจกแจงของความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่ตำแหน่งต่างๆภายในพลาสมา จะเป็นไปตามความสัมพันธ์ของโบลซ์มานน์ (Boltzmann) [36]

$$n_e(x) = n_0 e^{\left(\frac{eV(x)}{kT_e}\right)} \quad \text{จ2}$$

โดยที่ e เป็นประจุของอิเล็กตรอน (electron charge) มีค่า $\approx 1.6022 \times 10^{-19} \text{ C}$

$V(x)$ เป็นศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์ที่ตำแหน่ง x ใดๆในพลาสมา

k เป็นค่าคงที่ของโบลซ์มานน์ (Boltzmann constant) มีค่า $1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/K}$

T_e เป็นอุณหภูมิของอิเล็กตรอน

เมื่อต้องการหาการกระจายตัวของศักย์ไฟฟ้าสัมพันธ์ $V(x)$ ภายในพลาสมา

จากสมการพัชอง (Poisson) ใน 1 มิติ

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{-e[n_i(x) - n_e(x)]}{\epsilon_0} \quad (Z=1) \quad \text{จ3}$$

เมื่อ ϵ_0 คือค่าสภาพยอมของสุญญากาศ มีค่า 8.8542×10^{-12} F/m

Z คือจำนวนประจุ

ในที่นี้พิจารณาเฉพาะกรณีที่ไอออนบวกมีจำนวนประจุ (Z) เท่ากับ +1e จะได้

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{en_0 e^{\left(\frac{eV(x)}{kT_e} - 1\right)}}{\epsilon_0} \quad \text{จ4}$$

ในบริเวณที่ทำให้ $\left| \frac{eV(x)}{kT_e} \right| \ll 1$ คือบริเวณที่ไกลจากตำแหน่ง $x=0$ มาก ซึ่งศักย์ไฟฟ้ามีค่าน้อยทำให้สามารถกระจายเทอมในเอกซ์โพเนนเชียล โดยใช้นุกรมเทย์เลอร์ได้

ดังนั้นจากสมการ จ4 สามารถประมาณได้เป็น

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{en_0 eV}{\epsilon_0 kT_e} \quad \text{จ5}$$

จะได้

$$V(x) = V_0 e^{\left(\frac{|x|}{\lambda_D}\right)} \quad \text{จ6}$$

โดยที่ λ_D นิยามว่าเป็นระยะเดอบาย (Debye) มีค่าเป็น

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT_e}{n_0 e^2}} \quad \text{จ7}$$

สมการ จ7 บอกให้เราทราบว่า เมื่อพลาสมาถูกรบกวนด้วยศักย์ไฟฟ้าจากภายนอก พลาสมาจะทำการต่อต้านการรบกวนนั้น โดยมีระยะเดอบายเป็นตัวบอกว่าศักย์จากภายนอกนั้นจะถูกลดทอนลงไปเร็วเพียงใด

ถ้าขนาดของพลาสมา (L) มีค่ามากกว่าระยะเดอบายมาก ๆ ($L \gg \lambda_D$) จะสามารถประมาณสมการพัชของ สมการที่ จ3 ได้ว่า [16]

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} \approx \frac{V(x)}{L^2} \approx \left| \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \right| \quad \text{จ8}$$

พิจารณาในกรณีที่ $\left| \frac{eV(x)}{kT_e} \right| \ll 1$ หรือ $\frac{V(x)}{L^2} \ll \frac{kT_e}{eL^2}$ ซึ่งเป็นจริงเพราะ ที่ตำแหน่ง x ใกล้จุดรวมกวนศักย์ไฟฟ้ามีค่าลดลงอย่างรวดเร็ว

ซึ่งเขียนให้อยู่ในรูปของระยะเดอบายได้เป็น

$$\frac{V(x)}{L^2} \ll \frac{k}{eL^2} \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k} \lambda_D^2 \right) \quad \text{จ9}$$

รวมสมการ จ8 และ จ9 จะได้

$$\left| \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \right| \ll \frac{k}{eL^2} \left(\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 k} \lambda_D^2 \right) \quad \text{จ10}$$

หรือเขียนได้เป็น

$$\left| \frac{n_i - n_e}{n_e} \right| \ll \frac{\lambda_D^2}{L^2} \quad \text{จ11}$$

เมื่อ $L \gg \lambda_D$ สมการ จ11 จะสามารถเขียนได้เป็น

$$|n_i - n_e| \ll n_e \quad \text{จ12}$$

จากสมการข้างต้น ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน มีค่าประมาณความหนาแน่นของไอออนบวก นั่นคือ $n_i \approx n_e \approx n_0$ โดยเราจะเรียก n_0 ว่าความหนาแน่นพลาสมา ซึ่งเป็นที่มาของลักษณะประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้านั่นเอง และจากการที่ทรงกลมเดอบายรัศมี λ_D มีอนุภาคประจุ ความหนาแน่น n_0 อยู่ภายใน ดังนั้นจำนวนอนุภาคภายในทรงกลมเดอบายคือ

$$N_D = n_0 \left(\frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 \right) \quad \text{จ13}$$

นอกเหนือจากเงื่อนไข $L \gg \lambda_D$ ซึ่งบอกให้ทราบว่า พลาสมามีสมบัติประหนึ่งเป็นกลางทางไฟฟ้าแล้ว จำนวนอนุภาคประจุในทรงกลมเดอบาย ก็ต้องมีค่ามาก ๆ ด้วย เพื่อให้สอดคล้องกับเงื่อนไข $L \gg \lambda_D$

ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์

| | |
|-------------------|---|
| ชื่อ | นาย วันทพล งามดี |
| วัน เดือน ปี เกิด | 11 พฤษภาคม 2519 |
| ประวัติการศึกษา | สำเร็จการศึกษาปริญญาวิทยาศาสตรบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยสงขลานครินทร์ ปีการศึกษา 2540 |
| ทุนการศึกษา | ทุน โครงการพัฒนาอาจารย์ มหาวิทยาลัยสงขลานครินทร์ พ.ศ. 2543-2544 ทุน อุดหนุนงานวิจัย จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย พ.ศ.2545 |

ศูนย์วิทยทรัพยากร
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย