



การศึกษาพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กโดยใช้  
แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม

โดย

นางสาวจิราภรณ์ พรหมพิงค์

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร  
วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต  
สาขาวิชาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์  
คณะวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี มหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์  
พ.ศ. 2552

การศึกษาพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กโดยใช้  
แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม

โดย

นางสาวจิราภรณ์ พรมพิงค์

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตร  
วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต  
สาขาวิชาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์  
คณะวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี มหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์  
พ.ศ. 2552

Study of Plasmas in Small Tokamak Experiment using  
Integrated Predictive Modeling Code

By

Miss Jiraporn Promping

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements  
for the Degree of Master of Science Program in Physics

Department of Physics

Faculty of Science and Technology

Thammasat University

2009

**บทคัดย่อ**

วิทยานิพนธ์นี้มีจุดประสงค์เพื่อศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา (Thermal and particle transport) และความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อย (Sawtooth oscillation) ในช่วงที่มีการให้พลังงานแบบคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน (Electron Cyclotron Resonant Heating, ECRH) แก่พลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ซึ่งในการวิจัยนี้ได้จำลองพฤติกรรมพลาสมาโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมที่มีชื่อว่า BALDUR โดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในบริเวณส่วนกลางของเครื่องโทคาแมค ซึ่งสามารถอธิบายได้จากผลรวมของสองส่วนคือ อะนอมอลัสดีทรานสปอร์ตที่คำนวณมาจากแบบจำลอง MMM95 หรือ แบบจำลอง Mixed B/gB และ นิวโอคลาสสิกคอลลีชันทรานสปอร์ต จากการศึกษาหากใช้ข้อมูลจากโครงสร้างของเครื่องโทคาแมค HL-2A พบว่า อุณหภูมิที่คำนวณได้มีค่าใกล้เคียงกับผลการตรวจวัดจากการทดลองที่เกิดขึ้น ทั้งนี้ยังแสดงว่าอุณหภูมิมิมีแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อตรวจสอบค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานพบว่าค่าสูงขึ้นเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH เช่นเดียวกัน ซึ่งสอดคล้องกับผลที่ได้จากการทดลอง นอกจากนี้พบว่า เมื่อใช้ แบบจำลอง Mixed B/gB ส่วนของ Bohm จะมีค่าสูงกว่า gyro-Bohm แต่หากใช้ แบบจำลอง MMM95 ค่าจาก resistive ballooning มีค่าสูงสุด ส่วนการศึกษาความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อย พบว่าผลที่ได้จากการใช้แบบจำลอง Park-Monticello และ Rogers-Zakharov ในช่วงที่ให้พลังงานแบบ ECRH คาบของความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยเพิ่มขึ้น ซึ่งแตกต่างกับผลการทดลอง และเมื่อใช้แบบจำลอง Porcelli พบว่าในช่วงที่ให้พลังงานแบบ ECRH คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยไม่มีการเปลี่ยนแปลง ทั้งนี้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคทั้งแบบ MMM95 และแบบ Mixed B/gB ให้ผลที่สอดคล้องกัน

### Abstract

This thesis aims to study the thermal and particle transport, and sawtooth oscillation during Electron Cyclotron Resonant Heating (ECRH) experiment of plasma in a small-size tokamak by taking plasma parameters similar to the HL-2A tokamak in China. The simulations are carried out using the BALDUR integrated predictive modeling code, where the plasma core transport is described either using Multi-mode (MMM95) anomalous core transport model or using Mixed bohm/gyro-bohm (Mixed B/gB) anomalous core transport model. It is found that the temperatures obtained from the simulations based on both anomalous transport models are in the range of experiment data. It is also found in both simulations that when the ECRH is applied, ion and electron thermal transports are increased. Consequently, ion and electron temperatures and plasma stored energy increase, which is similar to those observed in the experiment. In the simulation using Mixed B/gB model, the Bohm component is a main transport contribution, similar to those normally observed in the large tokamak experiments. However, in the simulations using MMM95 model, the resistive ballooning mode is the main contribution for most region of the plasma. In these simulations, it is found that in the simulations either using Park-Monticello sawtooth model or Rogers-Zakharov sawtooth model, the sawtooth period is increased during the heating; while the sawtooth period is unchanged in the simulations using Porcelli sawtooth model. However, these observations are in disagreement with the results obtained from the experiment. These simulation trends are found in both simulations using MMM95 and Mixed B/gB transport models.

### กิตติกรรมประกาศ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้สำเร็จลุล่วงไปได้ด้วยความช่วยเหลืออย่างดียิ่งของ ดร. นพพร พูลยรัตน์ อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ และ ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร. ธวัชชัย อ่อนจันทร์ อาจารย์ที่ปรึกษาร่วม ที่ได้ให้คำปรึกษา ข้อเสนอแนะ และความช่วยเหลือในหลายสิ่งหลายอย่างในการทำวิจัยมาโดยตลอด จนกระทั่งลุล่วงไปได้ด้วยดี ผู้วิจัยขอกราบขอบพระคุณเป็นอย่างสูงมา ณ ที่นี้

ขอกราบขอบพระคุณ รองศาสตราจารย์ มนุ เพ็ญพิง ประธานสอบวิทยานิพนธ์ และ อาจารย์ ดร. รพพน พินา และอาจารย์ นอ. ไพโรจน์ ไตรรัตน์ ที่กรุณาสละเวลา เป็นกรรมการสอบวิทยานิพนธ์ พร้อมทั้งให้คำแนะนำที่เป็นประโยชน์

ขอขอบพระคุณ สถาบันเทคโนโลยีนิวเคลียร์แห่งชาติ ผู้ให้ทุนการศึกษา “ทุนสนับสนุนการผลิตนักวิจัยและพัฒนาด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี” ตลอดจนมหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์ ผู้ให้ทุนสนับสนุนการวิจัยจากบัณฑิตศึกษา “ทุนสนับสนุนงานวิจัยประเภททุนวิจัยทั่วไปสำหรับนักศึกษาระดับบัณฑิตศึกษา” และ “ทุนสนับสนุนการจัดทำบทความจากวิทยานิพนธ์” ที่ได้สนับสนุนทุนการศึกษาสำหรับการทำวิจัย ผู้วิจัยขอกราบขอบพระคุณในความกรุณาของท่านมา ณ โอกาสนี้

ขอบใจ พี่ๆ เพื่อนๆ และน้องๆ ภาควิชาฟิสิกส์ทุกคน ที่คอยถามไถ่ด้วยความห่วงใยว่าเมื่อไหร่จะสำเร็จการศึกษา และขอขอบคุณเป็นพิเศษสำหรับพี่ๆ และน้องๆ ร่วมห้องปฏิบัติการหน่วยวิจัยพลาสมาและฟิวชัน ที่เป็นเพื่อนร่วมทุกข์ร่วมสุขตลอดระยะเวลาการศึกษาและลึ้นเอาใจช่วยทุกขณะโดยเฉพาะ “พี่ยุทธ” ยุทธพงศ์ เพ็ชรโรจน์ ผู้ที่ดูแลและช่วยเหลือน้องๆ ได้ทุกอย่างในห้องปฏิบัติการ “น้องก๊ิบ” และ “พี่ต้น” ที่ช่วยแปลและตรวจสอบบทความ “พี่ชาติ” “น้องปุ้ย” และที่ลืมไม่ได้คือ “พี่อู๋” ที่ช่วยดูแลความเรียบร้อยในห้องปฏิบัติการ รวมถึงผู้มีพระคุณทุกท่านที่ได้เอ่ยนามไว้ ณ ที่นี้

สุดท้ายนี้ ผู้วิจัยขอกราบขอบพระคุณ คุณร่ำจวน พรหมพิงค์ บุพการีผู้ให้ทุกสิ่งทุกอย่างกับข้าพเจ้า

จิราภรณ์ พรหมพิงค์

มหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์

พ.ศ. 2552

## สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อ .....	(1)
กิตติกรรมประกาศ .....	(3)
สารบัญตาราง .....	(8)
สารบัญภาพประกอบ .....	(9)
บทที่	
1. บทนำ.....	1
1.1 ความสำคัญของปัญหา .....	1
1.1.1 พลังงานฟิวชั่น .....	2
1.1.2 เครื่องปฏิกรณ์โทคาแมค .....	3
1.1.3 การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา .....	4
1.1.4 ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลี้ยง.....	6
1.1.5 แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR .....	6
1.2 วัตถุประสงค์ของการวิจัย.....	7
1.3 ขอบเขตของการวิจัย .....	7
1.4 คำสำคัญของวิทยานิพนธ์.....	7
1.5 คำโครงของวิทยานิพนธ์ .....	8
2. เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง.....	9

2.1 พลาสมา.....	10
2.1.1 ความยาวเดอบายด์.....	12
2.1.2 จำนวนอนุภาคภายในทรงกลมเดอบายด์.....	13
2.1.3 ความถี่ของพลาสมา.....	14
2.1.4 เงื่อนไขของพลาสมา.....	16
2.1.5 พลาสมาในเครื่องโทคาแมค .....	16
2.2 เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค .....	17
2.3 การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา .....	19
2.3.1 การแพร่กระจายจากการชนหรือการแพร่กระจายแบบคลาสสิก ...	21
2.3.2 การแพร่กระจายแบบนี้โอคาสสิกของอิเล็กตรอนในเครื่อง โทคาแมค.....	25
2.3.3 การสูญเสียเนื่องจากความปั่นป่วน การแพร่กระจายแบบโบห์มและ ไจโรโบห์ม และการสูญเสียจากการแผ่ .....	28
2.3.4 การสูญเสียเนื่องจากความปั่นป่วนของสนามแม่เหล็ก.....	35
2.3.5 ทฤษฎีเชิงกึ่งเส้นตรง .....	36
2.3.6 สมการของของไหล .....	38
2.4 ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย .....	40
2.4.1 แบบจำลองของ Kadomtsev.....	41
2.5 แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR.....	52
2.5.1 แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค.....	54
2.5.2 แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย.....	56
3. การศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาด เล็ก.....	58
3.1 ข้อมูลที่สังเกตได้จากการทดลอง .....	58
3.2 อภิปรายผล.....	60
3.2.1 ผลการทำนายพลังงานที่ได้และพลังงานที่ให้เมื่อใช้แบบจำลอง การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ	

MMM95 ตามลำดับ .....	61
3.2.2 ผลการทำนายคุณสมบัติของไอออนและอิเล็กตรอนและความหนาแน่นของอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ .....	63
3.2.3 ผลการทำนายค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของไอออนและอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ .....	65
3.2.4 ผลการทำนายส่วนที่ส่งผลต่อค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ .....	67
3.3 สรุปผล .....	69
4. การศึกษาความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็อยในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก	70
4.1 ข้อมูลที่สังเกตได้จากการทดลอง .....	71
4.2 อภิปรายผล .....	72
4.2.1 ผลการทำนายความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็อยด้วยแบบจำลองต่างๆเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB .....	73
4.2.2 ผลการทำนายความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็อยด้วยแบบจำลองต่างๆเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 .....	75
4.3 สรุปผล .....	77
5. สรุปผลการศึกษา .....	79
5.1 ผลการศึกษาแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค .....	79
5.2 ผลการศึกษาแบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็อย .....	80
5.3 ข้อเสนอแนะในการทดลอง .....	80

บรรณานุกรม .....	82
ภาคผนวก	
ก. สัญลักษณ์ที่ใช้ในวิทยานิพนธ์.....	86
ประวัติการศึกษา.....	88

## สารบัญตาราง

ตารางที่		หน้า
2.1	พลาสมาของโทคาแมคโดยทั่วไป .....	17
3.1	ตัวแปรพื้นฐานที่ติดตั้งในแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR.....	61
3.2	คุณสมบัติและความหนาแน่นเฉลี่ยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในเครื่อง โทคาแมคเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB	63
3.3	คุณสมบัติและความหนาแน่นเฉลี่ยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในเครื่อง โทคาแมคเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95...	64
4.1	แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยโดยเฉลี่ยที่ บริเวณตรงกลางของพลาสมาที่ที่ตรวจวัดได้จากการทดลอง .....	71
4.2	แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยของแบบ จำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบต่างๆ เมื่อใช้แบบทำนาย การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB.....	75
4.3	แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยของแบบ จำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบต่างๆ เมื่อใช้แบบทำนาย การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 .....	77

### สารบัญภาพประกอบ

ภาพที่		หน้า
1.1	การทำนายปริมาณของพลังงานที่มีอยู่และที่ความต้องการของโลกในช่วงปี ค.ศ. 1980 -2120.....	1
1.2	แสดงปฏิกิริยาในการหลอมรวมไฮโดรเจนไปเป็นฮีเลียม และใช้เชื้อเพลิงพื้นฐานคือไฮโดรเจนชนิดหนักหลอมรวมกับลิเทียมทำให้ได้ฮีเลียม .....	2
1.3	แสดงองค์ประกอบโดยรวมของเครื่องโทคาแมคและสนามแม่เหล็กพื้นฐานของเครื่องโทคาแมค JET .....	4
1.4	แสดงคุณสมบัติของอิเล็กตรอนและไอออน (ซ้าย) และสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย (ขวา) ที่วัดได้จากเครื่องโทคาแมค NSTX เป็นฟังก์ชันของรัศมีหลักในช่วงที่ให้พลังงานแบบ NBI.....	5
1.5	แสดงรังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยจากตรงกลาง (a) และส่วนขอบ (b) ของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค ซึ่งรังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยมานี้ มีความสัมพันธ์โดยตรงกับคุณสมบัติของพลาสมา .....	6
2.1	แสดงความแตกต่างของสถานะแก๊ส (Gas) และพลาสมา (Plasma).....	11
2.2	แสดงแผนภาพของพลาสมาที่ถูกกักด้วยสนามแม่เหล็กของเครื่องโทคาแมค .	16
2.3	แสดงเส้นแรงสนามแม่เหล็กในทิศต่างๆ.....	18
2.4	แสดงสนามไฟฟ้าในพลาสมาที่ถูกกักในสนามแม่เหล็กในแนวทออยดัล สัญลักษณ์ $\oplus$ และ $\ominus$ แสดงทิศทางของกระแสแบบ Pfirsch-Schluter .....	22
2.5	พื้นผิวแม่เหล็ก (เส้นประ) และพื้นผิวลอยเลื่อน (เส้นทึบ) .....	24
2.6	แสดงวงโคจรของ guiding center of circulating ของไอออนและอิเล็กตรอน (เส้นทึบ) และพื้นผิวสนามแม่เหล็ก (เส้นประ).....	25
2.7	แสดงวงโคจรแบบ banana orbit ของไอออน .....	26
2.8	แสดงค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายที่ขึ้นกับความถี่ของการชนในเครื่องโทคาแมค .....	28
2.9	รูปบน: รัศมีความกว้างของ eigenmode $\Delta r$ ซึ่งมีค่ามากกว่ารัศมีการแยกของสัดส่วน surfaces $\Delta r_m$ ครึ่งทรงกลม eigenmode $\Delta r_g$ เกิดขึ้นในช่วงโหมด couplings, รูปล่าง: รัศมีความกว้างของ eigenmode $\Delta r$ ซึ่งมีค่าน้อยกว่า	

	รัศมีการแยกของสัดส่วน surfaces $\Delta r_m$ กับโหนดรัศมีมีความกว้างของ $\Delta r$ ซึ่งเป็นอิสระต่อกัน .....	34
2.10	พื้นผิวแม่เหล็ก $\Psi$ เป็นค่าคงที่ และ electric field equipotential $\phi = \text{const}$ พลาสมาเคลื่อนไปตามพื้นผิวที่มีศักย์เท่ากัน (equipotential surfaces) ด้วย $\vec{E} \times \vec{B}$ .....	35
2.11	แสดงลักษณะแผนภาพของแผ่นโครงร่างสมมุติซึ่งลากเชื่อมต่อระหว่างแกนกลางของเครื่องโทคาแมคกับเส้นสนามแม่เหล็กที่มี $q = 1$ แผ่นโครงร่างสมมุติจะมีลักษณะบิดเป็นเกลียวไปตามเส้นสนามแม่เหล็ก .....	42
2.12	แสดงพื้นผิวฟลักซ์ด้วยด้วยเส้นทึบที่มีทิศทางเข้าสู่จุด X เมื่อมีการสัมผัสและตัดกันจึงเกิดการเชื่อมต่อฟลักซ์ขึ้น เมื่อเวลาผ่านไปจากซ้ายไปขวา .....	42
2.13	แสดงภาพตัดขวางของสนามแม่เหล็กในช่วงเริ่มแรก (i) จนถึงช่วงสุดท้าย (vi) ของความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย (ความไม่เสถียรที่โหมด $m=1$ เคลื่อนที่ออกไปยังบริเวณที่ค่า $q < 1$ โดยแสดงด้วยส่วนที่เงาในภาพ) .....	43
2.14	แสดงการเชื่อมต่อของสนามแม่เหล็กซึ่งเกิดขึ้นในบริเวณช่วงแคบๆที่มีความหนา $\delta$ โดยที่แกนตรงกลางเลื่อนด้วยความเร็ว $v_1$ ทำให้พลาสมาถูกดันออกด้วยความเร็ว $v_2$ .....	43
2.15	แสดงลักษณะของการเกิดฟลักซ์จากสถานะเริ่มต้นถึงสถานะสุดท้ายในแบบจำลอง Kadomtsev ของช่วงตกของความไม่เสถียรแบบพื้นเลื่อย .....	45
2.16	แสดงการเปรียบเทียบสนามแม่เหล็กและฟลักซ์บนแผ่นโครงร่างที่เป็นเกลียวของแบบจำลอง Kadomtsev โดยที่ตัวห้อย $f$ ใช้อ้างอิงถึงสถานะสุดท้าย .....	46
2.17	แสดงความแตกต่างของการเติบโตแบบไม่เป็นเชิงเส้น (a) และ quansi-interchange (b) ในโหมดการเชื่อมที่มีการเชื่อมต่อใหม่ .....	49
2.18	แสดงการเปรียบเทียบการจำลอง (P. Kirby) กับการเชื่อมต่อใหม่ด้วยรังสีเอ็กซ์ของเครื่องโทคาแมค JET (R. Granetz) .....	49
2.19	แสดงการเปลี่ยนแปลงของสนามแม่เหล็กและฟลักซ์ที่เป็นเกลียวของแบบจำลอง Kadomtsev โดยที่ตัวห้อย $f$ ใช้อ้างอิงถึงสถานะสุดท้าย .....	50
2.20	แสดงโครงสร้างการทำงานของแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR .....	53
3.1	คุณสมบัติของอิเล็กตรอนที่เวลาต่างๆเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH โดย	

	สัญลักษณ์สี่เหลี่ยม ดาว สามเหลี่ยม และสี่เหลี่ยมข้าวหลามตัด คือข้อมูลจากการวัดที่เวลา 600 750 800 และ 900 มิลลิวินาที ตามลำดับ.....	59
3.2	สัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของอุณหภูมิของอิเล็กตรอนกับรัศมีเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH.....	60
3.3	พลังงานที่ได้ออกมาเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH ในช่วงเวลา 700 – 1030 มิลลิวินาที เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB .....	62
3.4	พลังงานที่ได้ออกมาเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH ในช่วงเวลา 700 – 1030 มิลลิวินาที เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95 .....	62
3.5	อุณหภูมิของไอออน (บน) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (กลาง) และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อนระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB.....	64
3.6	อุณหภูมิของไอออน (บน) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (กลาง) และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อนระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95.....	65
3.7	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานและอนุภาคของไอออน (บน) และอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB .....	66
3.8	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานและอนุภาคของไอออน (บน) และอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95.....	66
3.9	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB .....	67
3.10	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95 .....	68
4.1	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อยที่มีการเปลี่ยนแปลง	

	เมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH .....	72
4.2	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Park-Monticello และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB .....	73
4.3	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Roger-Zakharov และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB .....	73
4.4	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Porcelli และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB	74
4.5	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Park-Monticello และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 .....	75
4.6	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Roger-Zakharov และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 .....	76
4.7	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยที่บริเวณตรงกลาง ของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อยแบบ Porcelli และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 ...	76

# บทที่ 1

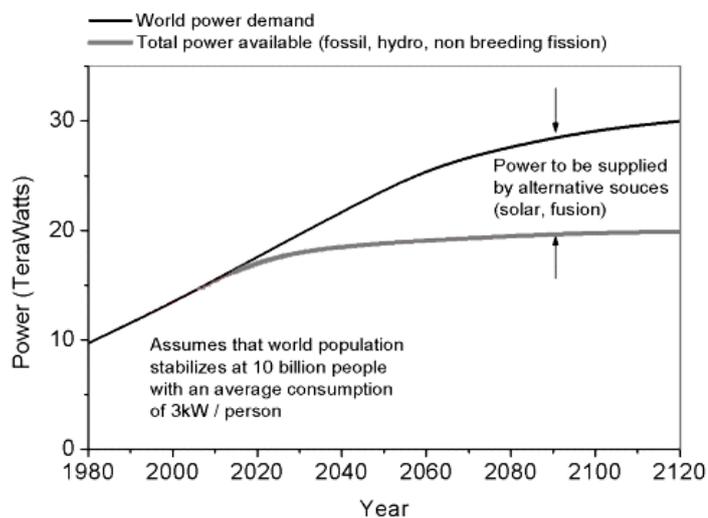
## บทนำ

### 1.1 ความสำคัญของปัญหา

พลังงานเป็นปัจจัยที่สำคัญยิ่งต่อการดำเนินชีวิตและประกอบกิจการต่างๆ ปัจจุบันความต้องการใช้พลังงานมีแนวโน้มสูงขึ้นอยู่ตลอดเวลา ซึ่งเป็นผลมาจากจำนวนประชากรที่มีเพิ่มมากขึ้น ความเจริญก้าวหน้าทางเศรษฐกิจและเทคโนโลยี และการหมดสิ้นไปของทรัพยากร จึงจำเป็นต้องจัดหาแหล่งพลังงานให้ทันต่อความต้องการไว้ล่วงหน้า ปัจจุบันพลังงานส่วนใหญ่เป็นพลังงานจากปิโตรเลียมและแก๊สธรรมชาติ เนื่องจากปิโตรเลียมและ แก๊สธรรมชาติเป็นทรัพยากรที่ใกล้จะหมดลง จึงไม่มีความยั่งยืน จะเห็นได้ว่าประมาณ ปี ค .ศ. 2020 ความต้องการพลังงานจะสูงกว่าพลังงานที่มีอยู่ ดังแสดงในภาพที่ 1.1

ภาพที่ 1.1

การทำนายปริมาณของพลังงานที่มีอยู่และที่ต้องการของโลกในช่วงปี ค.ศ. 1980-2120



ที่มา: [http://www.plasma.inpe.br/LAP\\_Portal/LAP\\_Site/Text/Advantages\\_of\\_Fusion.htm](http://www.plasma.inpe.br/LAP_Portal/LAP_Site/Text/Advantages_of_Fusion.htm)

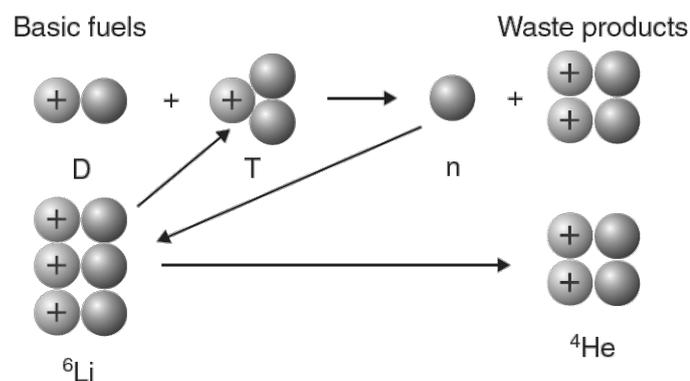
ซึ่งอาจนำไปสู่สภาวะวิกฤตการณ์ทางด้านพลังงาน ดังนั้นการจัดการศึกษาวิจัยและพัฒนาเพื่อสรรหาพลังงานทางเลือกใหม่ จึงมีความจำเป็นอย่างยิ่งที่ควรได้รับการสนับสนุน เพื่อที่จะนำไปสู่ความมั่นคงและป้องกันวิกฤตการณ์ทางด้านพลังงานในอนาคต แหล่งพลังงานจากปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันเป็นพลังงานทางเลือกหนึ่งที่นานาชาติให้ความสนใจศึกษาอยู่ในหลายประเทศ เช่น สหรัฐอเมริกา สหภาพยุโรป และญี่ปุ่น เป็นต้น เนื่องจากพลังงานฟิวชันเป็นพลังงานสะอาดที่มีผลกระทบต่อสิ่งแวดล้อมน้อย และสามารถให้พลังงานในปริมาณสูงเมื่อเทียบกับพลังงานจากรูปแบบอื่น ตัวอย่างของพลังงานฟิวชันที่มีอยู่ในธรรมชาติคือ พลังงานฟิวชันที่เกิดขึ้นบนดวงอาทิตย์ พลังงานฟิวชันจึงเป็นทางเลือกที่สำคัญของพลังงานทดแทนสำหรับอนาคต

### 1.1.1 พลังงานฟิวชัน

พลังงานนิวเคลียร์เกิดจากการทำปฏิกิริยาในระดับอะตอมสามารถเกิดได้ 2 แบบ คือ ปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิชชัน (fission) และปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน (fusion) โดยปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดจากนิวเคลียสของธาตุที่มีน้ำหนักมากแยกตัวเป็นนิวเคลียสของธาตุที่มีน้ำหนักเบา ึ่งคือ ปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิชชัน ส่วนปฏิกิริยานิวเคลียร์อีกแบบหนึ่งเรียกว่าปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันเกิดจากการที่นิวเคลียสของธาตุที่มีน้ำหนักเบามีการหลอมรวมกันจนนิวเคลียสของธาตุที่มีน้ำหนักมากขึ้น เช่น ปฏิกิริยาในการรวมตัวกันของนิวเคลียสของดิวเทอเรียม (deuterium) กับนิวเคลียสของทริเทียม (tritium) ซึ่งทำให้เกิดอนุภาคอัลฟาและอนุภาคนิวตรอน ดังแสดงในภาพที่ 1.2

ภาพที่ 1.2

แสดงปฏิกิริยาในการหลอมรวมไฮโดรเจนไปเป็นฮีเลียม และใช้เชื้อเพลิงพื้นฐานคือไฮโดรเจนชนิดหนักหลอมรวมกับลิเทียมทำให้ได้ฮีเลียม



ที่มา: “Fusion The Energy of the Universe,” by G. M. Cracken and Peter Stott, 2005, Elsevier Academic Press, p. 36 [2]

การรวมตัวกันของนิวเคลียสนี้สามารถให้พลังงานประมาณ 17.6 MeV ต่อ 1 ปฏิกิริยา โดยดิวเทอเรียมกับตรีเทียมจำนวน 1 kg สามารถให้พลังงานถึง  $10^8$  kWh และให้กำลังขนาด 1 GW ทั้งนี้ ดิวเทอเรียมและตรีเทียมต่างเป็นไอโซโทปของไฮโดรเจน โดยทั่วไป ดิวเทอเรียมมีอยู่มากมายในน้ำทะเล โดยที่ใน 6,700 ส่วนของน้ำทะเลจะมี ดิวเทอเรียม เป็นส่วนประกอบ 1 ส่วน และดิวเทอเรียมเพียง 1 g สามารถนำไปผลิตกระแสไฟฟ้าได้ 300 GJ ส่วนตรีเทียมนั้นไม่ได้มีอยู่ในธรรมชาติแต่ก็สามารถ สร้างได้ โดยการใช้นิวตรอนที่ออกมาจากปฏิกิริยาฟิวชัน ยิ่งไปที่ ลิเทียม (lithium) จะทำให้ได้ตรีเทียมหรือฮีเลียมขึ้นอยู่กับแต่ละปฏิกิริยา ดังแสดงใน ภาพที่ 1.2 ซึ่งลิเทียมขนาด 1 kg จะสามารถผลิตกระแสไฟฟ้าได้ 100 TJ

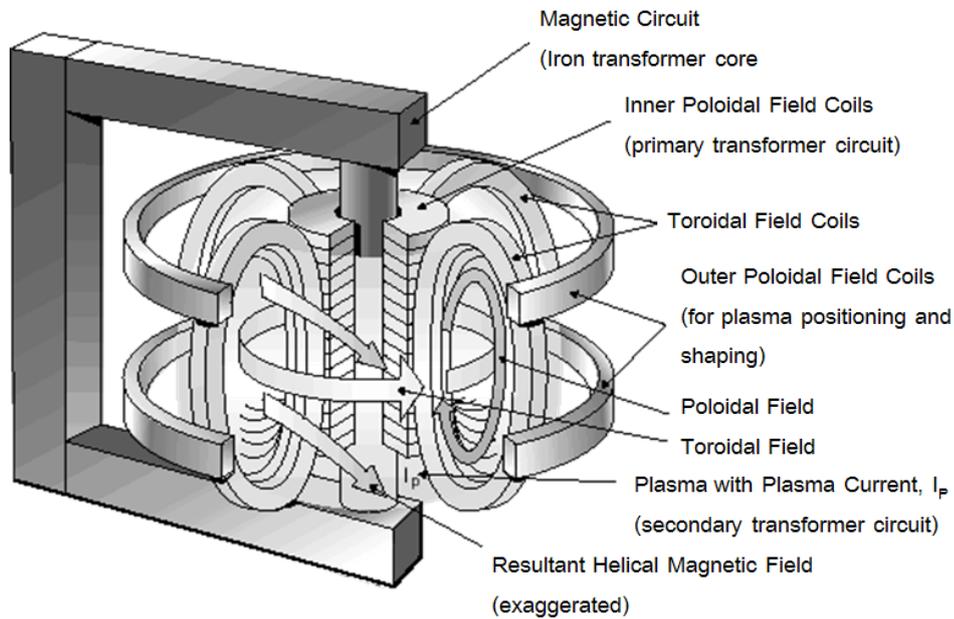
### 1.1.2 เครื่องปฏิกรณ์โทคาแมค

เครื่องโทคาแมคเป็นเครื่องมือที่ใช้สนามแม่เหล็กเป็นตัวควบคุม พลาสมา (magnetic confinement fusion) รูปทรงของเครื่องโทคาแมคเมื่อดูจากภายนอกจะมีลักษณะคล้ายกับขนมโดนัทดังแสดงในภาพที่ 1.3 ในการวิจัยและพัฒนาเกี่ยวกับเครื่องโทคาแมคและพลาสมาได้มีการทำมาอย่างต่อเนื่อง เพื่อที่จะควบคุมพลาสมาให้มีพลังงานสูงที่จะก่อให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ได้อย่างต่อเนื่อง ปัจจุบัน โทคาแมคมีความก้าวหน้าเป็นอย่างมาก แต่อย่างไรก็ตาม เนื่องจากความยากและซับซ้อนในการควบคุมพลาสมาพลังงานสูง ยังคงมีปัญหามากมายที่จำเป็นต้องมีการศึกษาและวิจัยเพิ่มเติม อาทิเช่น การเกิดการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค (thermal and particle transport) และความไม่เสถียรของพลาสมาในรูปแบบของ ฟันเลื่อย (sawtooth oscillation) ซึ่งจะส่งผลโดยตรงต่อประสิทธิภาพการทำงานของเครื่องโทคาแมค

ปัจจุบันเครื่องโทคาแมคมีอยู่ในหลายประเทศเช่น เครื่องโทคาแมค DIII-D ที่ประเทศสหรัฐอเมริกา เครื่องโทคาแมค JET ที่ประเทศอังกฤษ และเครื่องโทคาแมค JT-60U ที่ประเทศญี่ปุ่น เป็นต้น เครื่องโทคาแมคทั้งหมดนี้จัดเป็นเครื่องโทคาแมคที่มีขนาดใหญ่ ซึ่งการดำเนินการเพื่อที่จะศึกษาและวิจัยด้วยเครื่องโทคาแมค ที่มีขนาดใหญ่ นั้น จำเป็นต้องใช้ทรัพยากรค่อนข้างสูง จึงได้มีการสร้างเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กขึ้น ซึ่งสามารถสร้างได้ง่าย ใช้ทรัพยากรในการทดลองวิจัยน้อยกว่าเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ อีกทั้งยังสามารถกระจายการศึกษาและทดลองไปยังสถานที่ต่างๆได้หลายๆที่ เพื่อที่จะให้ การศึกษา วิจัยและทดลองต่างๆ เป็นไปอย่างรวดเร็วยิ่งขึ้น โดยสามารถที่จะนำเอาองค์ความรู้ที่ได้ไปประยุกต์ใช้กับเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ต่อไป ตัวอย่าง เครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ที่มีการศึกษาและวิจัยมาอย่างต่อเนื่องเช่น เครื่องโทคาแมค HL-2A ที่ประเทศจีน เครื่องโทคาแมค ISTTOK ที่ประเทศโปรตุเกส เป็นต้น

ภาพที่ 1.3

แสดงองค์ประกอบโดยรวมของเครื่องโทคาแมคและสนามแม่เหล็ก  
พื้นฐานของเครื่องโทคาแมค JET



ที่มา: <http://www.jet.efda.org/pages/fusion-basics/fusion3.html> [3]

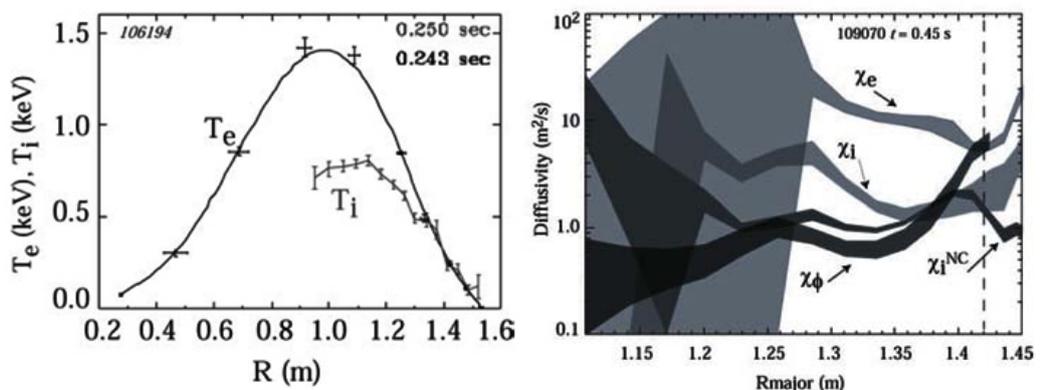
### 1.1.3 การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา

ในการทดลองของเครื่องโทคาแมค NSTX มีการตรวจพบว่าที่บริเวณแกนกลางของพลาสมามีอุณหภูมิของอิเล็กตรอน  $T_e$  สูงสุดและต่ำสุดที่บริเวณขอบ ส่งผลให้พลังงานและอนุภาคหลุดออกไปยังขอบของพลาสมา โดยการตรวจวัดค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอน  $\chi_e$ , ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของไอออน  $\chi_i$ , ค่าสัมประสิทธิ์ของโมเมนต์  $\chi_\phi$  และค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของไอออนที่คำนวณมาจากการชน  $\chi_i^{NC}$  (neoclassical) ดังแสดงในภาพที่ 1.4 การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคในพลาสมานั้นสามารถเกิดขึ้นได้จาก 3 กระบวนการคือ การแพร่ของความร้อน (heat diffusion) การแพร่ของอนุภาค (particle diffusion) และการกระจายของสนามแม่เหล็ก (magnetic field diffusion) ซึ่งการแพร่ของความร้อนจะเป็นกระบวนการหลัก เนื่องจากการแพร่ความร้อนในพลาสมานั้นส่วนใหญ่ไม่ได้เป็นผลที่เกิดจากการชนกันแบบคูลอมบ์ (Coulomb collision) แต่เป็นผลมาจากความปั่นป่วน (turbulence) ของพลาสมาอันเนื่องมาจากความไม่เสถียรในระดับเล็กๆ (micro-

instabilities) การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคออกไปจากแกนกลาง ของพลาสมา จะทำให้ความหนาแน่นของพลังงานของพลาสมา ลดลง ทำให้ปฏิกิริยาฟิวชั่นที่เกิดขึ้นไม่ต่อเนื่อง หรือไม่เกิดเลย การทำความเข้าใจ การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบไม่ปกติ (anomalous transport) นี้ จำเป็นต้องใช้แบบจำลองทางจลนศาสตร์ (kinetic models) และการจำลองเชิงตัวเลขแบบไม่เชิงเส้นหลายมิติ (non-linear multi-dimension numerical simulation) ถึงแม้ว่าจะมีการศึกษาเกี่ยวกับหลักการเบื้องต้นและทฤษฎีที่เกี่ยวข้องกับการแพร่ของ ความร้อนแบบไม่ ปกติ (anomalous heat diffusion) แต่ความเข้าใจในด้านนี้ก็ยังคงจำกัด อย่างไรก็ตาม การพัฒนาทางด้านทฤษฎีก็อาศัยความสัมพันธ์ในเชิงสัดส่วนพื้นฐาน (empirical scaling) จากฐานข้อมูลที่ได้จากการทดลอง ซึ่งได้มีการวิเคราะห์และประเมินแล้วว่า เครื่องโทคาแมค นั้นสามารถที่จะทำงานในสภาวะต่อเนื่องด้วยตัวของมันเองได้ (self-sustained ignited operation) อย่างไรก็ตาม การประเมินนี้ได้นำเอาผลจากการทำนายที่ไม่ได้มีการทดลองจริงมาประเมินด้วย การควบคุมพลาสมาพลังงานสูงไม่ใช่สิ่งง่าย เนื่องจากมีความแปรปรวนที่อาจเกิดขึ้นได้ มากมาย เพื่อให้โทคาแมคควบคุมพลาสมาได้อย่างมีประสิทธิภาพ ฉะนั้นจึงควรที่จะมีการศึกษาถึงการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาเป็นอย่างยิ่ง

ภาพที่ 1.4

แสดงคุณสมบัติของอิเล็กตรอนและไอออน (ซ้าย) และค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย (ขวา) ที่วัดได้จากเครื่องโทคาแมค NSTX เป็นฟังก์ชันของรัศมีหลักในช่วงที่ให้พลังงานแบบ NBI



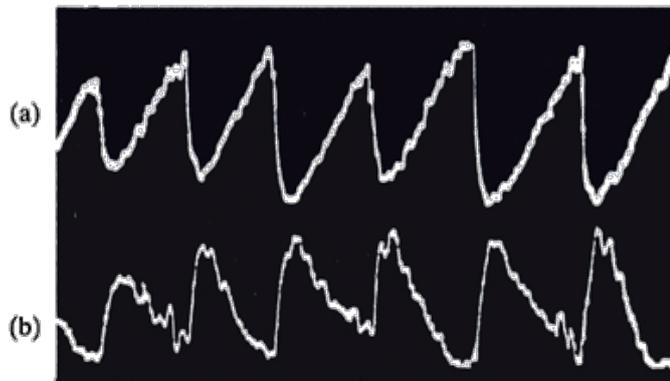
ที่มา: B.P. LeBlanc, R.E. Bell, S.M. Kaye, et al. (2004) Confinement studies of auxiliary heated NSTX plasmas. Nucl. Fusion 44, pp.513–523 [4]

#### 1.1.4 ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย

ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย คือความไม่เสถียรของพลาสมารูปแบบหนึ่ง ซึ่งทำให้อุณหภูมิหรือความหนาแน่นที่ใจกลางของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคเพิ่มสูงขึ้นและลดลง มีลักษณะคล้ายกับพินเลื่อย ดังแสดงในภาพที่ 1.5 (a) ขณะเดียวกันก็จะเกิดปรากฏการณ์นี้ในลักษณะที่ตรงกันข้ามบริเวณขอบของพลาสมา ดังจะเห็นได้จากภาพที่ 1.5 (b) ทั้งนี้การเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย นั้นจะมีผลเชื่อมโยงกับพลังงานความร้อนที่ปลดปล่อยออกมาจากพลาสมาในรูปของคลื่นความร้อน (heat pulse)

ภาพที่ 1.5

แสดงรังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยจากตรงกลาง (a) และส่วนขอบ (b) ของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค ซึ่งรังสีเอ็กซ์ที่ปลดปล่อยมานี้ มีความสัมพันธ์โดยตรงกับอุณหภูมิของพลาสมา



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

#### 1.1.5 แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR

แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR คือแบบจำลองที่ประกอบด้วยหน่วย (modules) ต่างๆ ทางฟิสิกส์ ซึ่งแต่ละหน่วยทำหน้าที่ต่างๆ กันไป อย่างเช่น แบบจำลองการให้ความร้อนแบบลำอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า (Neutral Beams Injection model; NBI) แบบจำลองการให้ความร้อนแบบคลื่นวิทยุ (Resonance Frequency Heating model: RF) แบบจำลองการส่งผ่านของอนุภาคภายใน (core transport model) และแบบจำลองแสดงการแผ่รังสีของอนุภาคเจือปน (impurity radiation model) เป็นต้น โดยแต่ละหน่วยจะสามารถคำนวณผลลัพธ์ได้ด้วยตัวเองไม่ขึ้นอยู่กับหน่วยอื่น โดยทั่วไปแล้ว ข้อมูลที่ผู้ใช้จะป้อนเข้าไปในแบบจำลอง

คณิตศาสตร์แบบรวมนี้คือค่าที่วัดได้จากการทดลอง อย่างเช่น ขนาดของเครื่องโทคาแมค ความหนาแน่นของ แก๊สเริ่มต้น สนามแม่เหล็กที่ใช้ พลังงานทั้งหมดที่ให้แก่พลาสมาและกระแสของพลาสมา เป็นต้น ซึ่งจะถูกนำไปใช้ในการจำลองการเปลี่ยนแปลงของพลาสมาตามแต่ผู้ใช้ต้องการ

## 1.2 วัดถูประสงค์และขอบเขตของการวิจัย

1.2.1 ศึกษาและพัฒนาการทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ด้วยการให้พลังงานคลื่น แบบ ECRH ซึ่งจำลองพฤติกรรมของพลาสมาโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR

1.2.2 ศึกษาและพัฒนาการทำนาย ความไม่เสถียร ของพลาสมา แบบพินเลื่อย ในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ด้วยการให้พลังงานคลื่น แบบ ECRH ซึ่งจำลองพฤติกรรมของพลาสมาโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR

## 1.3 ขอบเขตของการวิจัย

ในงานวิจัยนี้ได้ ใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมที่ ชื่อ BALDUR เพื่อจำลองพฤติกรรมของพลาสมา โดยใช้ข้อมูล เปรียบเทียบจากเครื่องโทคาแมค HL-2A ในการทดลองที่มีการให้พลังงานคลื่นแบบ ECRH โดยศึกษาการทำงานของพลาสมาในเครื่อง โทคาแมค HL-2A ในส่วนของการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค และความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย ในส่วนของใจกลาง (core region) ของพลาสมา

## 1.4 คำสำคัญของวิทยานิพนธ์

1.4.1 Plasma: พลาสมา

1.4.2 Tokamak: โทคาแมค

1.4.3 Thermal Transport: การส่งผ่านพลังงานความร้อน

1.4.4 Particle transport: การส่งผ่านอนุภาค

1.4.5 Sawtooth Oscillation: ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อย ซึ่งจะเป็นคาบและมีลักษณะเหมือนพินเลื่อย

1.4.6 Electron Cyclotron Resonant Heating (ECRH): ให้พลังงานแบบคลื่นที่มีความถี่สั้นพ้องกับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน

## 1.5 คำโครงของวิทยานิพนธ์

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้ได้อธิบายถึงเนื้อหารายละเอียดของพลาสมาและปฏิกิริยาฟิวชัน เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบโทคาแมค แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR การส่งผ่านพลังงานและอนุภาค และความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย ในบทที่ 2 การศึกษาถึงแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา ในส่วนของคุณสมบัติของอิเล็กตรอน คุณสมบัติของไอออน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน รวมถึงค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนได้กล่าวไว้ในบทที่ 3 ส่วนในบทที่ 4 เป็นผลการศึกษาแบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย โดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR จำลองพฤติกรรมของพลาสมา ทั้งนี้ผลการศึกษาโดยสรุปและข้อเสนอแนะได้ถูกแสดงไว้ในบทที่ 5

## บทที่ 2

### เอกสารและงานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

การทำนายผลของพลาสมาและปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันในเครื่องโทคาแมคโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม (Integrated predictive modeling code) นั้นได้มีการทำมาอย่างต่อเนื่อง ปัจจุบันมีโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ถูกพัฒนาและใช้งานมากมาย อาทิเช่น JETTO [6], CRONOS [7], ASTRA [8], XPTOR [9, 10] และ BALDUR [11] โดยทั่วไปแล้วการนำแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ แบบรวม มาศึกษาพฤติกรรมของพลาสมาและปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันนั้นจะดำเนินการในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ ยกตัวอย่าง เช่น การทำนายผลของพลาสมาและปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ที่มีอยู่ในปัจจุบัน [12-18] และมีการนำไปใช้ในการศึกษาพลาสมาและปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันในเครื่องโทคาแมคที่อยู่ในช่วงออกแบบเพื่อพัฒนาให้ได้ประสิทธิภาพสูงสุด [19-22] การศึกษาเรื่องปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมนั้นยังไม่มี ซึ่งการนำแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ที่สามารถทำนายผลของพลาสมาและปฏิกริยานิวเคลียร์ฟิวชันในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่มาใช้ทำนายในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก นั้นเป็นเรื่องที่น่าสนใจและยังไม่มีการศึกษามากนัก อีกทั้งแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ แบบรวมนั้น สามารถนำมาใช้ในการศึกษาการส่งผ่านของพลาสมาได้ ซึ่งในการศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ ได้มีการพัฒนาทฤษฎีสำหรับอธิบายปรากฏการณ์ดังกล่าวในหลายรูปแบบ เช่น แบบจำลอง Mixed Bohm/Gyro Bohm [23] แบบจำลอง Multimode MMM95 [24] แบบจำลอง GLF23 [25] เป็นต้น ซึ่งแบบจำลองเหล่านี้มีพื้นฐานจากทฤษฎีที่แตกต่างกัน โดยแบบจำลอง Mixed Bohm/Gyro Bohm เป็นแบบจำลองจากผลการทดลอง (empirical model) ที่อาศัยสมบัติเฉพาะส่วนของพลาสมา (local plasma properties) เป็นหลักในการคำนวณ สำหรับแบบจำลอง Multimode (MMM95) นั้นเป็นแบบจำลองที่รวมเอาแบบจำลองทางทฤษฎีที่เกี่ยวข้องกับการส่งผ่าน เช่น แบบจำลอง Weiland ในส่วนที่เป็น Ion Temperature Gradient (ITG) และ Trapped Electron Mode (TEM), แบบจำลอง Guzdar-Drake ในส่วนที่เป็น drift-resistive ballooning modes (RB) และ kinetic ballooning modes (KB) ส่วนแบบจำลอง GLF23 นั้นจะคำนึงถึง ballooning modes, gyrokinetic instabilities และ gyrofluid nonlinear turbulence ทั้งนี้ทั้งนี้แบบจำลองทั้งสามสามารถทำนายผลการทดลองได้เป็นอย่างดี ยกตัวอย่างเช่น JET, DIII-D, Tore

Supra และ Alcator C-MOD จึงได้รับการยอมรับเป็นอย่างสูง ส่วนการศึกษาในเรื่องความไม่เสถียรของพลาสมาแบบ ฟันเลื่อย [26] ซึ่งส่งผลโดยตรงต่ออุณหภูมิของพลาสมา อันจะมีผลต่ออัตราการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันนั้น ในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่มีการพัฒนาแบบจำลองขึ้นมาเช่น แบบจำลองของ Park-Monticello [27] แบบจำลองของ Roger-Zakharov [28] และแบบจำลองของ Porcelli [29] เป็นต้น และสามารถทำนายผลการทดลอง ในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ เช่น เครื่องโทคาแมค JET และเครื่องโทคาแมค DIID [30] ได้เป็นอย่างดีอีกทั้งยังได้รับการยอมรับเป็นอย่างสูง แต่ในระดับในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ยังไม่มีการทดสอบ

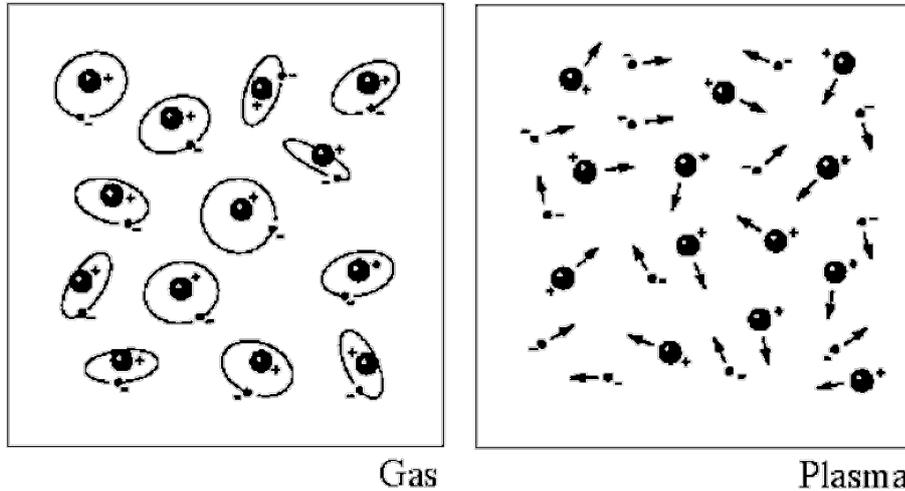
## 2.1 พลาสมา

พลาสมาคือ แก๊สที่แตกตัวอย่างสมบูรณ์อยู่ในสภาพที่เป็นกลุ่มของไอออนและอิเล็กตรอนดังแสดงใน ภาพที่ 2.1 พลาสมาจึงจัดเป็นสถานะที่ 4 ของสสาร เนื่องจาก มีลักษณะเฉพาะที่แตกต่างไปจากสถานะอื่นอย่างชัดเจน พลาสมาประกอบด้วยอนุภาคที่มีประจุทั้งประจุบวกและลบ ในสัดส่วนที่เท่ากัน ทำให้ประจุสุทธิเป็นศูนย์ การอยู่รวมกันของอนุภาคเหล่านี้เป็นแบบประหนึ่งเป็นกลาง ซึ่งหมายความว่าอิเล็กตรอนและไอออนในบริเวณนั้น โดยรวมแล้วมีจำนวนเท่าๆกัน และแสดงพฤติกรรมร่วม ซึ่งหมายถึงการเคลื่อนที่ของอนุภาคต่างๆในพลาสมา ไม่เพียงแต่จะขึ้นอยู่กับเงื่อนไขในบริเวณนั้นๆ เท่านั้น ยังรวมไปถึงผลโดยรวมจากพลาสมาส่วนใหญ่ และผลเหล่านี้มีอิทธิพลมากกว่าการชนกันของอนุภาคที่อยู่ใกล้เคียงกัน เนื่องจากอนุภาคในพลาสมาที่สถานะสมดุลจะมีการสั่นด้วยความถี่ที่สูงกว่าความถี่ในการชนกันของอนุภาค 2 ตัวที่อยู่ใกล้กัน ดังนั้นอาจกล่าวได้ว่าพฤติกรรมร่วมนี้เป็นพฤติกรรมที่กลุ่มพลาสมาแสดงออกมารวมกัน

พลาสมาสามารถเกิดได้โดยการให้พลังงานที่มากเพียงพอแก๊สสารในสถานะแก๊สจนทำให้แก๊สเกิดการแตกตัวเป็นไอออน (ionization) ตัวอย่างเช่น การสร้างสนามไฟฟ้าความเข้มสูงให้แก๊สซึ่งจะทำให้อิเล็กตรอนอิสระได้รับพลังงานจากสนามไฟฟ้าและเคลื่อนที่ชนกับอะตอม หากพลังงานที่อิเล็กตรอนอิสระ มีมากเพียงพอ ก็จะทำให้อิเล็กตรอนใน อะตอมของ แก๊สหลุดออกมา กลายเป็นอิเล็กตรอนอิสระ และอะตอมของแก๊สจะกลายเป็นไอออน โดยกระบวนการนี้เรียกว่ากระบวนการแตกตัวเป็นไอออน ซึ่งจะทำให้จำนวนอิเล็กตรอนอิสระเพิ่มจำนวนขึ้นอย่างมาก และกระบวนการนี้ก็จะเกิดต่อไปเรื่อยๆจนในที่สุดแก๊สก็จะกลายเป็นพลาสมาทั้งหมด

ภาพที่ 2.1

แสดงความแตกต่างของสถานะแก๊ส (Gas) และพลาสมา (Plasma)



พลาสมา มีสมบัติเฉพาะที่แตกต่างจากสถานะอื่นๆ (ของแข็ง ของเหลว และแก๊ส) โดยมีคุณสมบัติ 3 ประการ คือ ประการแรกคือความยาวเดอบายด์ (Debye length,  $\lambda_D$ ) ซึ่งเป็นระยะที่สนามจากประจุหนึ่งโดนกำบัง (Shielding) และโดยหลักพื้นฐานของพลาสมา ระยะนี้จะต้องมีค่าน้อยกว่าระยะระหว่างพลาสมาหลายๆ ( $\lambda_D \ll L$ ,  $L$  คือระยะระหว่างพลาสมา) ประการที่สอง จำนวนอนุภาคภายในทรงกลมเดอบายด์ (number of particle,  $N_D$ ) ซึ่งเป็นทรงกลมที่มีรัศมีเท่ากับ ความยาวเดอบายด์ จะต้องมียุคอยู่จำนวนมาก และประการสุดท้าย ความถี่พลาสมา (plasma frequency,  $\omega_p$ ) คือความถี่ของการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน เพื่อให้พลาสมากลับคืนสู่สภาพความเป็นกลางทางไฟฟ้าภายหลังจากที่พลาสมาถูกรบกวน กล่าวคือเมื่อพลาสมาถูกรบกวนโดยศักร์ภายนอกมากกระทำ ทำให้อิเล็กตรอน ซึ่งมีมวลน้อยกว่าไอออนมาก เคลื่อนที่เปลี่ยนไปจากตำแหน่งสมดุล พลาสมาจึงเสียความเป็นกลางทางไฟฟ้า ฉะนั้นเพื่อให้พลาสมา กลับเข้าสู่สภาพความเป็นกลางทางไฟฟ้าตามเดิม ก็จะต้องเกิดแรงดึงกลับกระทำต่อ อิเล็กตรอนให้เคลื่อนที่กลับไปยังจุดสมดุล แต่เนื่องจากแรงเฉื่อย อิเล็กตรอนก็จะเคลื่อนที่เลยจุดสมดุลและเกิดการสั่นรอบจุดสมดุลนี้ด้วยความถี่ที่เรียกว่า ความถี่ของพลาสมา และการสั่นนี้ก็จะเกิดขึ้นอย่างรวดเร็วจนไอออนไม่มีเวลาที่จะตอบสนองต่อสนามไฟฟ้าที่เกิด การเปลี่ยนแปลงอย่างรวดเร็วนี้ จนสามารถพิจารณาได้ว่าไอออนมีตำแหน่งคงที่

### 2.1.1 ความยาวเดอบายด์ ( $\lambda_D$ )

พิจารณาอนุภาคมีประจุที่อยู่ในพลาสมา ซึ่งอยู่ในสมดุลความร้อน (thermal equilibrium) นั่นคือ พลาสมามีการเปลี่ยนแปลงอย่างช้าๆเมื่อเทียบกับเวลาในการชน (collision time) และไม่มี ความแตกต่างของอุณหภูมิมากนักในช่วงระยะเฉลี่ยที่ไม่มี การชน (mean-free path) อีกทั้งยังสมมติให้พลาสมามีอุณหภูมิสม่ำเสมอ (isothermal) และคงที่ ไม่ขึ้นอยู่กับตำแหน่ง และพิจารณาการแจกแจงอนุภาคเป็นแบบแหล่งความร้อนโดยที่ พลังงาน ( $W_r$ ) ของอนุภาคแต่ละตัวมาจากทั้งพลังงานจลน์และพลังงานศักย์

$$W_r = mv^2/2 + q\phi \quad (2.1)$$

โดยที่  $q$  เป็นประจุของอนุภาค ( $-e$  สำหรับอิเล็กตรอน และ  $+Ze$  สำหรับไอออนที่มีประจุ  $Z$ ) และ  $\phi$  คือศักย์ไฟฟ้าของอนุภาค ดังนั้น Boltzmann factor จะสามารถเขียนได้เป็น

$$\exp(-(mv^2/2 + q\phi)/T) \quad (2.2)$$

ซึ่งจะเห็นได้ว่า ความน่าจะเป็นของอนุภาคที่จะมีพลังงานใดๆขึ้นอยู่กับตำแหน่ง โดยผ่านทางค่าของ  $\phi$  ส่วน spatial dependence นั้นสามารถประมาณได้ จาก Boltzmann factor

$$n \propto \exp(-q\phi/T) \quad (2.3)$$

นั่นก็หมายความว่าอิเล็กตรอนนั้นมีแนวโน้มที่จะอยู่รอบประจุบวกในพลาสมา และจะส่งผลให้อิเล็กตรอน “กำบัง” (shield) สนามไฟฟ้าของประจุบวกไปสู่พลาสมา ในทางตรงกันข้าม ประจุบวก ก็มีแนวโน้มที่จะอยู่รอบอิเล็กตรอน สมบัติพื้นฐานอย่างหนึ่งของพลาสมาก็คือ ระยะที่สนามจากประจุนั้นโดนกำบัง ซึ่งระยะนี้เรียกว่า ความยาวเดอบายด์,  $\lambda_D$  (Debye และ Huckel ได้คำนวณไว้ในปี 1923) และโดยหลักพื้นฐานของพลาสมา ระยะนี้จะต้องมีค่าน้อยกว่ามากๆเมื่อเทียบกับขนาดของพลาสมา และภายในทรงกลมที่มีรัศมีเท่ากับ ความยาวเดอบายด์ จะต้องมีอนุภาคจำนวนมากอยู่ ในการคำนวณหาระยะ ความยาวเดอบายด์ นั้น สามารถทำได้ดังนี้ สมมติว่าจุ่มแผ่น ประจุ ทรงกลมที่มีประจุเป็น  $Ze$  ลงไปในพลาสมา โดยที่ในพลาสมา นั้น ที่ระยะห่างจาก แผ่นประจุทรงกลมนี้มากๆจะมี ความหนาแน่นของ อิเล็กตรอน เป็น  $n_e = Zn_i = n_\infty$  และให้ศักย์ไฟฟ้าเป็นศูนย์ ( $\phi = 0$ ) ที่ระยะอนันต์ ดังนั้น จะได้ว่า

$$n_e(x) = n_\infty \exp(e\phi/T_e) \quad (2.4)$$

$$Zn_i = n_\infty \exp(-eZ_i\phi/T_i) \quad (2.5)$$

โดยที่กำหนดให้  $T_e \neq T_i$  เพื่อเป็นกรณีทั่วไป แต่ทั้ง  $T_e$  และ  $T_i$  นั้นมีความสม่ำเสมอทุกทิศทาง (spatially homogenous) (อิเล็กตรอนและไอออน ต่างก็อยู่ในสมดุลความร้อนแยกกัน) สมการปัวส์ซอง (Poisson equation) สำหรับระบบพิกัด planar นั้นสามารถเขียนได้เป็น

$$\epsilon_0 \frac{d^2\phi}{dx^2} = e(n_e - Zn_i) = en_\infty [\exp(e\phi/T_e)] - \exp(-eZ\phi/T_i) \quad (2.6)$$

โดยที่  $\epsilon_0$  เป็นสภาพยอมของสุญญากาศ (permittivity of free space) ซึ่งในการแก้สมการนี้ในช่วงที่ใกล้อิเล็กโทรดนั้น (ค่า  $e\phi/T$  อาจจะมีค่ามาก) อาจจะทำได้ยาก แต่อาจจะเริ่มจากการประมาณโดย

$$\epsilon_0 \frac{d^2\phi}{dx^2} \approx en_\infty (e\phi/T_e + eZ\phi/T_i) \quad (2.7)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} \approx \frac{e^2 n_\infty (1 + ZT_e/T_i)}{\epsilon_0 T_e} \phi \quad (2.8)$$

ซึ่งสามารถที่จะแก้สมการเพื่อให้ได้ความยาวเฉพาะ (characteristic exponential decay length) ตามรูป

$$\phi \propto \exp(-x/\lambda_D) \quad (2.9)$$

โดยที่

$$\lambda_D \equiv \left( \frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2 (1 + ZT_e/T_i)} \right)^{1/2} \quad (2.10)$$

ซึ่งในบางครั้ง พจน์ที่เกี่ยวข้องกับไอออนอาจจะไม่รวมในสมการ ทำให้เหลือเพียง

$$\lambda_D \equiv \left( \frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2} \right)^{1/2} \quad (2.11)$$

สำหรับพลาสมาในห้องปฏิบัติการโดยทั่วไปนั้น ค่าความยาวเดอบายด์ นั้นมีค่าน้อยมาก สำหรับพลาสมาแบบ discharge arc ที่ 3 eV และความหนาแน่นเป็น  $10^{-19} m^{-3}$  นั้น  $\lambda_D \approx 3 \times 10^{-6} m$  และมีจำนวนอนุภาคในทรงกลมเดอบายด์ (Debye sphere) ประมาณหนึ่งพันอนุภาค

### 2.1.2 จำนวนอนุภาคภายในทรงกลมเดอบายด์ ( $N_D$ )

จากสมบัติพื้นฐานอย่างหนึ่งของพลาสมาก็คือระยะที่สนาม จากประจุนั้นโดนกำบังภายในทรงกลมที่มีรัศมี เท่ากับความยาวเดอบายด์ สามารถคำนวณหาจำนวนอนุภาค  $N_D$  ภายในทรงกลมเดอบายด์ ได้ดังนี้

$$N_D = n \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 = 1.38 \times 10^6 T^{3/2} / n^{1/2} \quad (2.12)$$

โดยหน่วยของอุณหภูมิเป็นองศาเคลวิน ( $T$  in  $^{\circ}K$ )

### 2.1.3 ความถี่ของพลาสมา ( $\omega_p$ )

ถ้าอิเล็กตรอนในพลาสมามีการเปลี่ยนตำแหน่งไปจากตำแหน่งของไอออนพื้นหลัง ก็จะทำให้เกิดสนามไฟฟ้าซึ่งจะมีทิศทางที่จะทำให้เกิดการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนไปยังจุดสมดุล แต่เนื่องจากแรงเฉื่อย อิเล็กตรอนก็จะเคลื่อนที่เลยจุดสมดุลและเกิดการสั่นรอบจุดสมดุลนี้ด้วยความถี่ที่เรียกว่า ความถี่ของพลาสมา และการสั่นนี้ก็จะเกิดขึ้นอย่างรวดเร็วจนไอออนไม่มีเวลาที่จะตอบสนองต่อสนามไฟฟ้าที่เกิดการเปลี่ยนแปลงอย่างรวดเร็ว วนนี้ จนสามารถพิจารณาได้ว่า ไอออนมีตำแหน่งคงที่ ซึ่งสามารถหาความสัมพันธ์ของความถี่ของพลาสมา ( $\omega_p$ ) ในกรณีที่ย้ายที่สุดได้โดยสมมติว่า

- ไม่มีสนามแม่เหล็กมาเกี่ยวข้อง
- ไม่มี thermal motion
- ไอออนมีตำแหน่งคงที่ ไม่มีการเคลื่อนที่
- พลาสมามีขนาดใหญ่เป็นอนันต์
- การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนนั้น มีเฉพาะในแนวแกน  $\hat{x}$  ซึ่งจะได้ว่า

$$\nabla = \partial/\partial x \hat{x}; \quad \vec{E} = E\hat{x}; \quad \nabla \times \vec{E} = 0; \quad E = -\nabla\phi \quad (2.13)$$

ซึ่งจะเป็นการเปลี่ยนแปลงของสนามไฟฟ้าอย่างเดียว ดังนั้น

$$mn_e \left[ \frac{\partial v_e}{\partial t} + (v_e \cdot \nabla) v_e \right] = -en_e \vec{E} \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e v_e) = 0 \quad (2.15)$$

ดังนั้นสมการแมกซ์เวลล์ (Maxwell equation) ที่ต้องการเพิ่มเติมคือสมการของปัวส์ซอง จะได้ว่า

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial x} = e(n_i - n_e) \quad (2.16)$$

ซึ่งสมการเหล่านี้สามารถแก้ได้โดยวิธีการ ทำให้เป็นสมการเชิงเส้น (linearization) นั่นคือ สมมติว่าแอมพลิจูดของการสั่นนั้นมีค่าน้อย และเทอม อื่นๆสามารถที่จะละได้ แล้ว ทำการแยกตัวแปรออกเป็นสองส่วนคือ ส่วนที่เป็นส่วนสมดุลและส่วนที่เป็นการรบกวน (perturbation)

$$n_e = n_0 + n_1; \quad v_e = v_0 + v_1; \quad \vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1 \quad (2.17)$$

และจะได้

$$\begin{aligned}\nabla n_0 = v_0 = \vec{E}_0 = 0 \\ \frac{\partial n_0}{\partial t} = \frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.18)$$

สมการ (2.17) ก็จะกลายเป็น

$$m \left[ \frac{\partial v_1}{\partial t} + (v_1 \cdot \nabla) v_1 \right] = -e \vec{E}_1 \quad (2.19)$$

ถ้า  $|v_1|$  มีค่าน้อยจะทำให้เทอม  $(v_1 \cdot \nabla) v_1$  นี้สามารถตัดทิ้งได้ เนื่องจากเป็นเทอมที่เป็นกำลังสอง ดังนั้นจะประมาณได้ว่า

$$\begin{aligned}\frac{\partial n_1}{\partial t} + \nabla \cdot (n_0 \vec{v}_1 + n_1 \vec{v}_1) = 0 \\ \frac{\partial n_1}{\partial t} + n_0 \nabla \cdot \vec{v}_1 + \vec{v}_1 \cdot \nabla n_0 = 0\end{aligned}\quad (2.20)$$

ในสมการของปัวส์ซง (Poisson equation) นั้นมี  $n_{i0} = n_{e0}$  ในสภาวะสมดุล และ  $n_{i1} = 0$  จากสมมติฐานที่ว่าไอออนไม่เคลื่อนที่ ดังนั้น จากสมการ 2.16 จะได้

$$\varepsilon_0 \nabla \cdot \vec{E}_1 = -en_1 \quad (2.21)$$

และการเปลี่ยนแปลงนั้น สมมติให้เป็นแบบฟังก์ชันไซน์ (sinusoidally)

$$\begin{aligned}\vec{v}_1 = v_1 e^{i(kx - \omega t)} \hat{x} \\ n_1 = n_1 e^{i(kx - \omega t)} \\ \vec{E} = E e^{i(kx - \omega t)} \hat{x}\end{aligned}\quad (2.22)$$

ดังนั้นจากสมการ 2.19, 2.20 และ 2.21 จะได้

$$im\omega v_1 = eE_1 \quad (2.23)$$

$$i\omega n_1 = n_0 ikv_1 \quad (2.24)$$

$$ik\varepsilon_0 E_1 = -en_1 \quad (2.25)$$

จากสมการ 2.24 และ 2.25 จะทำให้เขียนสมการ 2.23 ได้ใหม่เป็น

$$\omega^2 = \frac{n_0 e^2}{m\varepsilon_0} \quad (2.26)$$

ความถี่ของพลาสมาหาได้จาก

$$\omega_p = \left( \frac{n_0 e^2}{m\varepsilon_0} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

หรือมีค่าโดยประมาณ  $\omega_p/2\pi = f_p \approx 9\sqrt{n_0}$

#### 2.1.4 เงื่อนไขของพลาสมา (plasma criterion)

เนื่องจากพลาสมา มีลักษณะเฉพาะที่แตกต่าง จากสถานะอื่นอย่างชัดเจน ทั้งนี้จึงสามารถสรุปเงื่อนไขของพลาสมาได้ว่า

2.1.4.1 ค่าความยาว เดอบายด์  $\lambda_D \ll L$  เมื่อ  $L$  เป็นมิติความยาวของพลาสมา ส่วน  $\lambda_D$  เป็นระยะที่อนุภาคมีประจุในพลาสมาตัวหนึ่งถูกกำบัง (shielding) ด้วยประจุชนิดตรงกันข้าม ไม่ให้รับอิทธิพลจากศักย์ไฟฟ้าคูโลมบ์

2.1.4.2 จำนวนอนุภาคภายในทรงกลมเดอบายด์ที่มีรัศมี  $\lambda_D$  จะมีค่าสูงมาก  $N_D \gg 1$

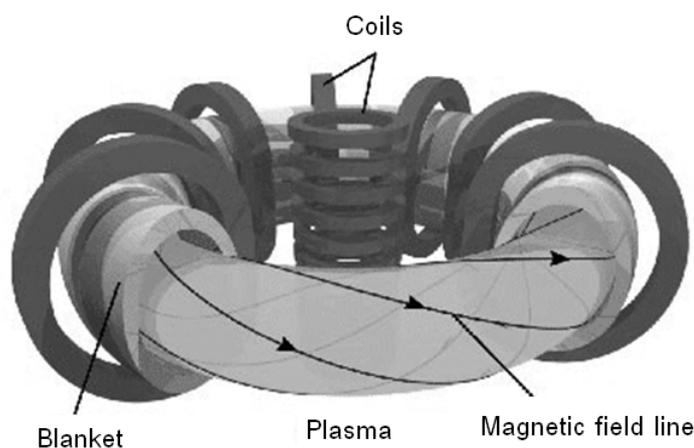
2.1.4.3 สภาพไฟฟ้าเป็นกลางหรือเกือบเป็นกลาง (quasi-neutral)

2.1.4.4 ความถี่ของการชนระหว่างอิเล็กตรอนกับอนุภาคเป็นกลาง (collision frequency,  $\omega_{collision}$ ) มีค่าน้อยกว่าความถี่ธรรมชาติของพลาสมา ( $\omega_{pe}$ )  $\omega_{collision} \ll \omega_{pe}$  ถ้า  $\omega$  คือความถี่ของพลาสมา และ  $\tau$  คือช่วงเวลาในการชนกับอะตอมที่เป็นกลาง  $\omega\tau > 1$

#### 2.1.5 พลาสมาในเครื่องโทคาแมค

ภาพที่ 2.2

แสดงแผนภาพของพลาสมาที่ถูกกักด้วยสนามแม่เหล็กของเครื่องโทคาแมค



พลาสมาเป็นสถานะของสสารที่ควบคุมได้ยากที่สุด มีความเสถียรต่ำที่สุด พลาสมาพลังงานสูงสามารถถูกควบคุมได้ โดยใช้สนามแม่เหล็ก ความเข้มสูงดังแสดงในภาพที่ 2.2 และทำ

ให้พลังงานความร้อนที่มีค่ามากนั้น รวมกันอยู่ตรงกลางของพลาสมาเพื่อที่จะทำให้เกิดปฏิกิริยาฟิวชันเกิดขึ้นได้ แต่การสร้างพลาสมาเพื่อที่จะทำให้เกิดฟิวชันได้นั้น ต้องทำให้พลาสมาให้มีความหนาแน่นของประจุไฟฟ้า และพลังงานสูง ตัวแปรหลักๆที่บอกถึงลักษณะของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคแสดงในตารางที่ 2.1

### ตารางที่ 2.1

พลาสมาของโทคาแมคโดยทั่วไป (typical tokamak plasma)

ตัวแปร	ปริมาณ
ปริมาตรของพลาสมา (Plasma volume)	1-100 m <sup>3</sup>
ความเข้มข้นของไอออน (Ion concentration)	10 <sup>-4</sup> -10 <sup>-2</sup> gm
ความหนาแน่นของพลาสมาสุทธิ (Total plasma density)	10 <sup>19</sup> -10 <sup>20</sup> m <sup>-3</sup>
อุณหภูมิ (Temperature)	1-40 keV
ความดัน (Pressure)	0.1-5 atmospheres
ความเร็วของไอออนที่มีพลังงาน (Ion thermal velocity)	100-1000 km s <sup>-1</sup>
ความเร็วของอิเล็กตรอนที่มีพลังงาน (Electron thermal velocity)	0.01c-0.1c
สนามแม่เหล็ก (Magnetic field)	1-10 T
กระแสพลาสมาสุทธิ (Total plasma current)	0.1-7 MA

ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

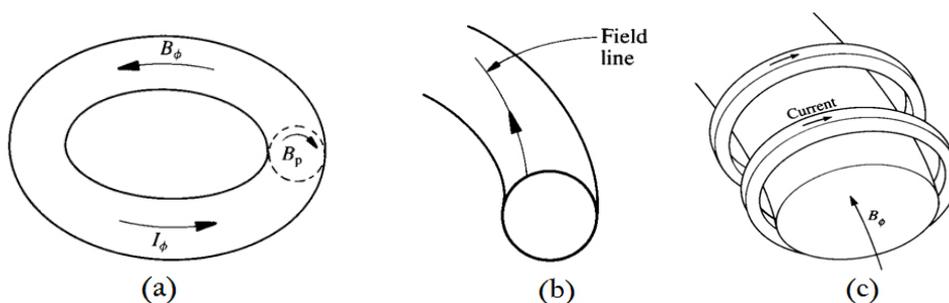
## 2.2 เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ฟิวชันแบบโทคาแมค

เครื่องโทคาแมคเป็นเครื่องมือสำหรับใช้ในการวิจัยและทดลองต่างๆเกี่ยวกับพลาสมาพลังงานสูง เพื่อที่จะก่อให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชัน โดยปกติปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันจะเกิดขึ้นที่อุณหภูมิสูง (มากกว่า 10<sup>8</sup> K) ดังนั้น สสารที่อุณหภูมิดังกล่าวจะอยู่ในสภาพของพลาสมา เครื่องโทคาแมคเป็นเครื่องมือที่ใช้ สนามแม่เหล็ก เป็นตัวควบคุมพลาสมา (magnetic confinement Fusion) ซึ่งประกอบไปด้วยสนามแม่เหล็กในแนวทออยดัล (toroidal magnetic field:  $B_\phi$ ) และสนามแม่เหล็กในแนวโพลอยดัล (poloidal magnetic field:  $B_p$ ) สนามแม่เหล็กพื้นฐานจะเป็นสนามแม่เหล็กในแนวทออยดัล ซึ่งเกิดจากกระแสไฟฟ้าที่ไหลผ่านขดลวดรูป

วงแหวนในแนวโพลอยดัลดังแสดงในภาพที่ 2.3 (c) ส่วนสนามแม่เหล็กในแนวโพลอยดัลนั้น เกิดจากกระแสของพลาสมาที่ใหญ่ในทิศของโทรอยดัลดังแสดงในภาพที่ 2.3 (a) ผลจากสนามแม่เหล็กทั้งสองแนวนี้ทำให้เกิดสนามแม่เหล็ก กัลฟ์ในลักษณะที่บิดเป็นเกลียวพันรอบพลาสมาดังแสดงในภาพที่ 2.3 (b) ทั้งนี้สนามแม่เหล็กในแนวโทรอยดัลจะสูงกว่าสนามแม่เหล็กในแนวโพลอยดัลประมาณ 10 เท่า

ภาพที่ 2.3

แสดงเส้นแรงสนามแม่เหล็กในทิศต่างๆ



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ในการวิจัยและพัฒนาเกี่ยวกับเครื่องโทคาแมคและพลาสมาได้มีการทำอย่างต่อเนื่อง เพื่อที่จะควบคุมพลาสมาให้มีพลังงานสูงที่จะก่อให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ได้อย่างต่อเนื่อง ปัจจุบัน เครื่องโทคาแมคมีความก้าวหน้าเป็นอย่างมาก แต่อย่างไรก็ตาม เนื่องจากความยากและซับซ้อนในการควบคุมพลาสมาพลังงานสูง ยังคงมีปัญหามากมายที่ จำเป็นที่ต้องมีการศึกษาและวิจัยเพิ่มเติม อาทิเช่น การส่งผ่านพลังงานและอนุภาค และความไม่เสถียรของพลาสมาในรูปแบบของการแกว่งแบบพินลีย์ ซึ่งจะส่งผลโดยตรงต่อประสิทธิภาพการทำงานของเครื่องโทคาแมค

ปัจจุบันเครื่องโทคาแมคมีอยู่ในหลายประเทศเช่น เครื่องโทคาแมค DIII-D ที่ประเทศสหรัฐอเมริกา เครื่องโทคาแมค JET ที่ประเทศอังกฤษ และเครื่องโทคาแมค JT-60U ที่ประเทศญี่ปุ่น เป็นต้น เครื่องโทคาแมคทั้งหมดนี้จัดเป็นเครื่องโทคาแมคที่มีขนาดใหญ่ ซึ่งการดำเนินการเพื่อที่จะศึกษาและวิจัยด้วยเครื่องโทคาแมคที่มีขนาดใหญ่นั้น จำเป็นต้องใช้ทรัพยากรค่อนข้างสูง จึงได้มีการสร้างเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กขึ้น ซึ่งสามารถสร้างได้ง่าย ใช้ทรัพยากรในการทดลองวิจัยน้อยกว่าเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ อีกทั้งยังสามารถกระจายการศึกษาและทดลองไปยัง

สถานที่ต่างๆ ได้หลายๆ ที่ เพื่อที่จะให้การศึกษา วิจัยและทดลองต่างๆ เป็นไปอย่างรวดเร็วยิ่งขึ้น โดยสามารถที่จะนำเอาองค์ความรู้ที่ได้ไปประยุกต์ใช้กับเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ต่อไป ตัวอย่างเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ที่มีการศึกษาและวิจัยอย่างต่อเนื่องเช่น เครื่องโทคาแมค ISTTOK ที่ประเทศโปรตุเกส

## 2.3 การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา

การส่งผ่าน (transport) ภายในพลาสมานับ เป็นหนึ่งในหัวข้อที่มีความสำคัญมากที่สุดของการวิจัยทางด้านฟิวชัน ในการที่จะตรวจสอบข้อเท็จจริงทั้งทางด้านทฤษฎีและการทดลอง เพื่อที่จะให้ผลการศึกษาเป็นไปในทิศทางเดียวกัน แม้ว่าโดยทั่วไปการอธิบายเกี่ยวกับการส่งผ่านหรือการจำกัด (confinement) มักจะพิจารณาถึงความไม่เสถียร (instabilities) ต่างๆ ซึ่งเป็นสิ่งสำคัญที่ง่ายในการ พิจารณา ถึงพื้นฐาน การแพร่กระจาย ในกรณีของความไม่เสถียรในอุดมคติ ยกตัวอย่างเช่น หัวข้อ 2.3.1 กล่าวถึงการแพร่กระจายแบบคลาสสิก (classical diffusion) ซึ่งเป็นผลที่เกิดจากการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนและไอออน ส่วนหัวข้อ 2.3.2 จะอธิบายการแพร่กระจายแบบนีโอคลาสสิก (neoclassical diffusion) ของการควบคุมพลาสมาในแนวทอไรอยดัลของเครื่องโทคาแมค ทั้งบริเวณที่เกิดการชนกันและบริเวณที่เกิดการชนกันได้ยาก บางครั้งการส่งผ่านในพลาสมายังไม่มีความแน่นอน ทั้งนี้ก็อาจจะศึกษาในลักษณะทั่วไป โดยไม่มีการอาศัยการให้ความเข้าใจในรายละเอียดของ ความไม่เสถียร ในหัวข้อ 2.3.3 และ 2.3.4 จะอธิบายสาเหตุของการส่งผ่านที่เกิดจากการขั้ นลงของพลาสมา ในหัวข้อ 2.3.5 จะอธิบายแนวคิดของทฤษฎีกึ่งเชิงเส้น และในหัวข้อที่ 2.3.6 จะอธิบายเกี่ยวกับสมการของของไหล

สมการการส่งผ่านสำหรับอนุภาค คือ

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) + \vec{\nabla} \cdot [n(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t)] = 0 \quad 2.28$$

โดยที่  $n$  คือ จำนวนอนุภาค และ  $\vec{V}$  คือ ความเร็วของอนุภาค หากสมมติ ว่า กระบวนการของการทำให้เป็น ไอออนของอนุภาคที่เป็นกลาง (neutrals) และการกลับสู่สภาพเป็นกลาง (recombination) ของไอออนมีเล็กน้อย ฟลักซ์ของอนุภาค ( $\Gamma = nV$ ) สามารถเขียนได้โดย

$$n(\vec{r}, t) \vec{V}(\vec{r}, t) = -D(\vec{r}, t) \vec{\nabla} n(\vec{r}, t) \quad 2.29$$

โดยที่  $D$  คือค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย (diffusion coefficient) (โดยในกรณีที่ไม่ว่าจะ อาจจะเป็นต้องมีเทอมเพิ่มเติม)

ค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจาย  $D$  และเวลา ในการจำกัด อนุภาค  $\tau_p$  มีความเกี่ยวข้องโดยสมการการแพร่กระจายความหนาแน่นของพลาสมา  $n$  เป็นดังนี้

$$\vec{\nabla} \cdot [D \vec{\nabla} n(\vec{r}, t)] = \frac{\partial}{\partial t} n(\vec{r}, t) \quad 2.30$$

แทนที่  $n(\vec{r}, t) = n(\vec{r}) \exp(-t / \tau_p)$  ในสมการการแพร่กระจายได้

$$\vec{\nabla} \cdot [D \vec{\nabla} n(\vec{r})] = -\frac{1}{\tau_p} n(\vec{r}) \quad 2.31$$

เมื่อ  $D$  คือค่าคงที่และพิจารณาพลาสมาในรูปทรงกระบอกมีรัศมี  $a$  สมการการแพร่กระจายจะเปลี่ยนเป็น

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial n}{\partial r} \right) + \frac{1}{D \tau_p} n = 0 \quad 2.32$$

ผลเฉลยสำหรับเงื่อนไขที่ขอบ  $n(a) = 0$  คือ

$$n = n_0 J_0 \left( \frac{2.4r}{a} \right) \exp \left( -\frac{t}{\tau_p} \right) \quad 2.33$$

และเวลาที่ใช้ในการกักอนุภาคคือ

$$\tau_p = \frac{a^2}{2.4^2 D} = \frac{a^2}{5.8D} \quad 2.34$$

เมื่อ  $J_0$  เป็นฟังก์ชันของเบสเซลลำดับที่ศูนย์ (zeroth-order Bessel function) ความสัมพันธ์ในหัวข้อ (2.3.2) ระหว่างเวลาในการกักอนุภาค  $\tau_p$  และ  $D$  ถือเป็นที่ยอมรับกันทั่วไป โดยเฉพาะการเปลี่ยนแปลงเพียงเล็กน้อย สมการนี้ใช้สำหรับหาค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจาย จากค่าต่างๆของรัศมีพลาสมาและเวลาในการกักอนุภาค

สมการความสมดุลพลังงาน (equation of energy balance) สามารถแสดงได้ดังนี้

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} nkT \right) + \vec{\nabla} \cdot \left( \frac{3}{2} kTn\vec{v} \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{q} = Q - p \vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \sum_{ij} \Pi_{ij} \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial x_j} \quad 2.35$$

เทอมแรกทางขวาคือ การให้ความร้อนที่เกิดเนื่องจากการชนกันของอนุภาคต่อหน่วยปริมาตรต่อหน่วยเวลา เทอมที่สองคืองานเนื่องจาก ความดันและ เทอมที่สามคือ ความร้อนที่เกิดจากความหนืด เทอมแรกด้านซ้ายมือเป็น อนุพันธ์เทียบกับเวลา ของพลังงานความร้อน ต่อหน่วยปริมาตร เทอมที่สองคือการสูญเสียพลังงาน แบบการพาความร้อน (convective loss) และเทอมที่สามคือการสูญเสียพลังงาน แบบการนำความร้อน สภาพการนำความร้อน (conductivity) โดยพลั๊กซ์ของความร้อนสามารถเขียนได้

$$\bar{q} = -k_T \bar{\nabla}(kT) \quad 2.36$$

ถ้ามีการสูญเสียโดยการพาความร้อน (convective loss) เทอมที่สองทางด้านซ้ายมือของ สมการ 2.35 จะละทิ้งได้และเทอมทางด้านขวามือจะได้ว่า

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} nkT \right) - \bar{\nabla} \cdot k_T \bar{\nabla}(kT) = 0 \quad 2.37$$

ในกรณีที่  $n$  คงที่ สมการนี้ก็จะลดเหลือเป็น

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} kT \right) - \bar{\nabla} \cdot \left[ \frac{kT}{n} \bar{\nabla}(kT) \right] = 0 \quad 2.38$$

เมื่อค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงาน  $\chi_T$  แสดงได้ดังนี้

$$\chi_T = \frac{k_T}{n} \quad 2.39$$

สมการเดียวกันใน  $kT$  จะได้เป็น 2.28 ในกรณีที่  $\chi_T$  ค่าคงที่ ผลเฉลยจะได้

$$kT = kT_0 J_0 \left( \frac{2.4}{a} r \right) \exp \left( -\frac{t}{\tau_E} \right), \quad \tau_E = \frac{a^2}{5.8(2/3)\chi_T} \quad 2.40$$

เทอม  $\tau_E$  เรียกว่าเวลาในการกักเก็บพลังงาน (energy confinement time)

### 2.3.1 การแพร่กระจายจากการชน (collisional diffusion) หรือการแพร่กระจายแบบคลาสสิก (classical diffusion)

#### 2.3.1.1 วิธีแมคนีโทไฮโดรไดนามิค (magnetohydrodynamic treatment)

วิธีแมคนีโทไฮโดรไดนามิค จะนำไปปรับใช้ได้กับการแพร่กระจายเมื่อความถี่ของการชนระหว่างอิเล็กตรอนกับไอออนมีค่าสูง และระยะทางอิสระเฉลี่ย (mean free path) สั้นกว่าความยาวการเชื่อมต่อ (connection length) ของพื้นที่ภายในของโค้งที่ดีและพื้นที่นอกโค้งของทอรัส

$$\frac{V_{Te}}{v_{ei}} < \frac{2\pi R}{l}, \quad v_{ei} > v_p \equiv \frac{1}{R} \frac{l}{2\pi} v_{Te} = \frac{1}{R} \frac{l}{2\pi} \left( \frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad 2.41$$

วิธีทาง MHD สามารถใช้กับการแพร่กระจายพลาสมา  $v_{Te}$  คือความเร็ว thermal ของอิเล็กตรอน และ  $v_{ei}$  คือความถี่ของการชนกันระหว่างไอออนกับอิเล็กตรอน จากกฎของโอห์ม

$$\bar{E} + \bar{V} \times \bar{B} - \frac{1}{en} \bar{\nabla} p_i = \eta \bar{j} \quad 2.42$$

การเคลื่อนที่ของพลาสมาที่ตัดผ่านเส้นแรงแม่เหล็กจะแสดงได้โดย

$$\begin{aligned} nv_{\perp} &= \frac{1}{B} \left[ \left( n\bar{E} - \frac{kT_i}{e} \bar{\nabla} n \right) \times \bar{b} \right] - \frac{m_e v_{ei}}{e^2} \frac{\bar{\nabla} p}{B^2} \\ &= \frac{1}{B} \left[ \left( n\bar{E} - \frac{kT_i}{e} \bar{\nabla} n \right) \times \bar{b} \right] - (\rho \Omega e)^2 v_{ei} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \bar{\nabla} n \end{aligned} \quad 2.43$$

โดยที่  $\rho\Omega_e = v_{Te} / \Omega_e$ ,  $v_{Te} = (kT_e / m_e)^{1/2}$  และ  $\eta = m_e v_{ei} / e^2 n_e$  หากเทอมแรกบนด้านขวามือสามารถละได้ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของอนุภาค  $D$  จะแสดงได้โดย

$$D = (\rho\Omega_e)^2 v_{ei} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \quad 2.44$$

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายแบบคลาสสิก (classical diffusion coefficient,  $D_{ei}$ ) แสดงได้โดย

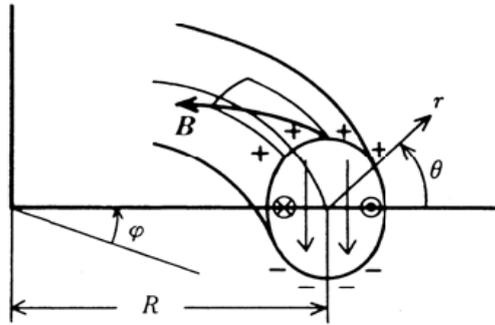
$$D_{ei} \equiv (\rho\Omega_e)^2 v_{ei} = \frac{nT_e}{\sigma_{\perp} B^2} = \frac{\beta_e \eta_{\parallel}}{\mu_0} \quad 2.45$$

โดยที่  $\sigma_{\perp} = n_e e^2 / (m_e v_{ei})$ ,  $\eta_{\parallel} = 1/2\sigma_{\perp}$

ภาพที่ 2.4

แสดงสนามไฟฟ้าในพลาสมาที่ถูกกักในสนามแม่เหล็กในแนวทอรอยดัล สัญลักษณ์

⊕ และ ⊙ แสดงทิศทางของกระแสแบบ Pfirsch-Schluter



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

อย่างไรก็ตามเทอม แรกทางด้านขวามือของ สมการ 2.43 อาจจะไม่สามารถละได้เสมอไป ในรูปทรงแบบทอรอยดัล การแยกกันของประจุเนื่องจากความเร็วลอยเลื่อนในแนวทอรอยดัลไม่หักล้างกันหมดพอดี ในแนวสนามแม่เหล็ก เนื่องจากความต้านทานที่จำกัดและสนามไฟฟ้า  $\vec{E}$  ที่เกิดขึ้นดังแสดงในภาพที่ 2.4 ดังนั้นเทอม  $\vec{E} \times \vec{b}$  ในสมการ 2.43 จะส่งผลต่อการแพร่กระจาย

จากสมการที่จุดสมดุลย์ กระแสเนื่องจาก diamagnetic

$$\vec{j}_{\perp} = \frac{\vec{b}}{B} \times \vec{\nabla} p, \quad j_{\perp} = \left| \frac{1}{B} \frac{\partial p}{\partial r} \right| \quad 2.46$$

การไหลในพลาสมา  $\nabla \cdot \vec{j} = 0$  พบว่า  $\nabla \cdot \vec{j}_{\parallel} = -\nabla \cdot \vec{j}_{\perp}$  และ  $B = B_0 [1 - (r/R) \cos \theta]$ ,  $j_{\parallel}$  สามารถเขียนได้เป็น

$$j_{\parallel} = 2 \frac{2\pi}{l} \frac{1}{B_0} \frac{\partial p}{\partial r} \cos \theta \quad 2.47$$

ถ้าการนำไฟฟ้าตามแนวเส้นแรงแม่เหล็กเป็น  $\sigma_{\parallel}$  และสนามไฟฟ้าในแนวขนานเป็น  $E_{\parallel} = j_{\parallel} / \sigma_{\parallel}$  จากภาพที่ 2.3 จะได้ว่า

$$\frac{E_{\theta}}{E_{\parallel}} \approx \frac{B_0}{B_0} \quad 2.48$$

จาก  $B_{\theta}/B_0 \approx (r/R)(l/2\pi)$  สนามไฟฟ้าในแนวมุม  $\theta$  สามารถเขียนได้เป็น

$$E_{\theta} = \frac{B_{\theta}}{B_0} E_{\parallel} = \frac{R}{r} \frac{2\pi}{l} \frac{1}{\sigma_{\parallel}} j_{\parallel} = \frac{2}{\sigma_{\parallel}} \frac{R}{r} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 \frac{1}{B_0} \frac{\partial p}{\partial r} \cos \theta \quad 2.49$$

ดังนั้นสมการ 2.43 จะกลายเป็น

$$\begin{aligned} nV_r &= -n \frac{E_{\theta}}{B} - (\rho \Omega_e)^2 v_{ei} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{\partial n}{\partial r} \\ &= - \left[ \frac{R}{r} 2 \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 \frac{nkT_e}{\sigma_{\perp} B_0^2} \cos \theta \left( 1 + \frac{r}{R} \cos \theta \right) + \frac{nkT_e}{\sigma_{\perp} B_0^2} \left( 1 + \frac{r}{R} \cos \theta \right)^2 \right] \times \\ &\quad \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \frac{\partial n}{\partial r} \end{aligned} \quad 2.50$$

สังเกตได้ว่า พื้นที่ผิวขึ้นอยู่กับมุม  $\theta$  หากทำการหาค่าเฉลี่ยของ  $nV_r$  ตลอดทั้งหมดของ  $\theta$  จะได้

$$\begin{aligned} \langle nV_r \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} nV_r \left( 1 + \frac{r}{R} \cos \theta \right) d\theta \\ &= - \frac{nkT_e}{\sigma_{\perp} B_0^2} \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \left[ 1 + \frac{2\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 \right] \frac{\partial n}{\partial r} \end{aligned} \quad 2.51$$

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย ของพลาสมาในแนวทออยดัล เป็น  $[1 + (2\pi/l)^2]$  เท่าของค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย ของสมการที่ 2.44 ซึ่งค่านี้เรียกว่า ค่าของปัจจัย Pfirsch-Schluter เมื่อความสัมพันธ์ของการเปลี่ยนแปลงมุม  $l/2\pi$  มีค่าประมาณ 0.3 และตัวประกอบค่าของ Pfirsch-Schluter จะมีค่าประมาณ 10

### 2.3.1.2 แบบจำลองอนุภาค (particle model)

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายแบบคลาสสิกของอิเล็กตรอนที่กำหนดโดย

$$D_{ei} = (\rho \Omega_e)^2 v_{ei} \quad 2.52$$

จะเหมือนกับ ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของ อิเล็กตรอนที่ เคลื่อนที่แบบ สุ่ม (random walk) ที่มีความยาวขั้นตอนเท่ากับ รัศมีของลาร์มอร์ (Larmor radius) พิจารณาพลาสมา ในรูปทรงโทรออยด์ล สำหรับการแปลงเชิงมุม (rotational transform) ด้วยมุม  $l$  และมีการกระจัด  $\Delta$  ของพื้นผิวลอยเลื่อนของอิเล็กตรอนจากพื้นผิวสนามแม่เหล็กดังแสดงในภาพที่ 2.5 จะได้ว่า

$$\Delta \approx \pm \rho \Omega_e \frac{2\pi}{l} \quad 2.53$$

โดยเครื่องหมาย  $\pm$  จะขึ้นอยู่กับทิศทางของการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนว่าจะขนานหรือสวนทางกับสนามแม่เหล็ก ดังแสดงในภาพที่ 2.6 เนื่องจากอิเล็กตรอนสามารถ ถ่างออกจากพื้นผิวลอยเลื่อน หนึ่งไปยังอีก พื้นผิวลอยเลื่อนหนึ่งได้ โดยการ ขน โดยความยาวของแต่ละขั้นที่ผ่านสนามแม่เหล็กเป็น

$$\Delta = \left( \frac{2\pi}{l} \right) \rho \Omega_e \quad 2.54$$

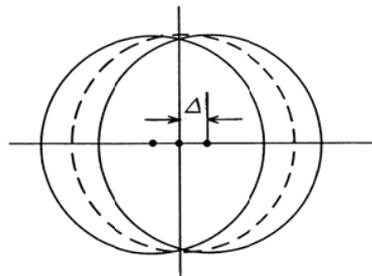
ดังนั้นค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายจะได้

$$D_{P.S.} = \Delta^2 v_{ei} = \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 (\rho \Omega_e)^2 v_{ei} \quad 2.55$$

ค่าของ Pfirsch-Schl ถูกลดลงเนื่องจาก สมมติให้  $|2\pi/l| \gg 1$  ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของสมการ 2.55 เรียกว่า ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของ Pfirsch-Schl

ภาพที่ 2.5

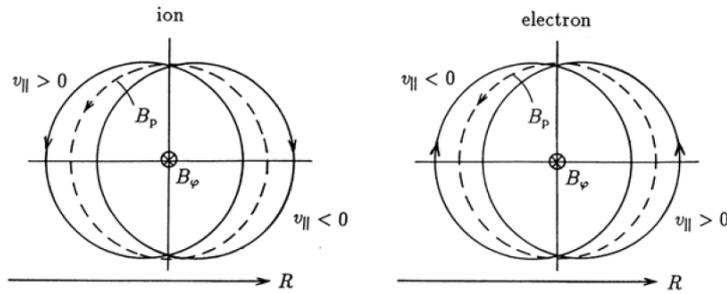
พื้นผิวแม่เหล็ก (เส้นประ) และพื้นผิวลอยเลื่อน (เส้นทึบ)



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

ภาพที่ 2.6

แสดงวงโคจรของ guiding center of circulating ของไอออนและอิเล็กตรอน (เส้นทึบ) และพื้นผิวสนามแม่เหล็ก (เส้นประ)



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

### 2.3.2 การแพร่กระจายแบบนีโอคลาสสิกของอิเล็กตรอนในเครื่องโทคาแมค (neoclassical diffusion of electrons in a tokamak)

ขนาดของสนามแม่เหล็ก  $B$  ของเครื่องโทคาแมคสามารถแสดงได้โดยสมการ

$$B = \frac{RB_0}{R(1 + \varepsilon_t \cos \theta)} = B_0 (1 - \varepsilon_t \cos \theta) \quad 2.56$$

โดยที่ 
$$\varepsilon_t = \frac{r}{R} \quad 2.57$$

ดังนั้นเมื่อความเร็วของอิเล็กตรอนในแนวตั้งฉาก  $v_{\perp}$  มีค่ามากกว่าความเร็วของอิเล็กตรอนในแนวขนาน  $v_{\parallel}$  มาก เช่นเมื่อ

$$\left( \frac{v_{\perp}}{v} \right)^2 > \frac{R}{R+r} \quad 2.58$$

นั่นคือ

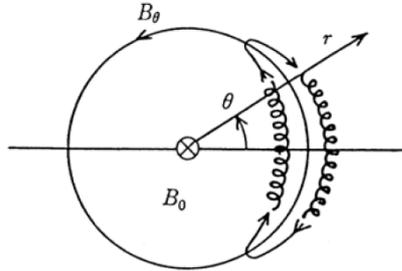
$$\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} > \frac{1}{\varepsilon_t^{1/2}} \quad 2.59$$

อิเล็กตรอน จะถูกกัก อยู่ติดกับด้านนอกของ ทอรัส ซึ่งเป็นส่วนที่ สนามแม่เหล็ก มีค่าน้อย อิเล็กตรอนเหล่านี้จะเคลื่อนที่แบบ banana orbit ดังแสดงในภาพที่ 2.7 เพื่อให้การเคลื่อนที่แบบ banana orbit ครอบรอบสมบูรณ์ เวลาในการชนกันของอิเล็กตรอนที่ถูกกัก  $\tau_{eff} = 1/v_{eff}$  จะต้องนานกว่าคาบของ banana orbit  $\tau_b$  ดังเช่น

$$\tau_b \approx \frac{R}{v_{\parallel}} \left( \frac{2\pi}{l} \right) = \frac{R}{v_{\perp} \varepsilon_t^{1/2}} \left( \frac{2\pi}{l} \right) \quad 2.60$$

ภาพที่ 2.7

แสดงการเคลื่อนที่แบบ banana orbit ของไอออน



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

ความถี่ยังผลในการชนกัน (effective collision frequency,  $\nu_{eff}$ ) ของอิเล็กตรอนที่ถูกกักเป็นความถี่ที่เป็นไปตามเงื่อนไขของสมการ 2.59 สำหรับอิเล็กตรอนที่ถูกกักนั้น จะถูกละเมิดเนื่องจากผลของการชน ความถี่ในการชน  $\nu_{ei}$  นั้นเป็นส่วนกลับของเวลาในการแพร่ที่ใช้ในการเปลี่ยนทิศทางของความเร็ว ไป 1 เเรเดียน จะได้ว่าความถี่ยังผลของการชน  $\nu_{eff}$  สามารถเขียนได้เป็น

$$\nu_{eff} = \frac{1}{\epsilon_t} \nu_{ei} \quad 2.61$$

ดังนั้น ถ้า  $\nu_{eff} < 1/\tau_b$  ดังเช่น

$$\nu_{ei} < \nu_b \equiv \frac{v_{\perp} \epsilon_t^{3/2}}{R} \left( \frac{l}{2\pi} \right) = \epsilon_t^{3/2} \frac{1}{R} \left( \frac{l}{2\pi} \right) \left( \frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad 2.62$$

อิเล็กตรอนที่ถูกกักสามารถเคลื่อนที่แบบ banana orbit ทั้งหมด เมื่ออิเล็กตรอนที่ถูกกักเกิดการชนกันก็สามารถเปลี่ยนตำแหน่งตามจำนวนที่เท่ากับความกว้างกล้วย

$$\Delta_b = \frac{mv_{\parallel}}{eB_p} \approx \frac{mv_{\perp}}{eB} \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} \frac{B}{B_p} \approx \rho \Omega_e \epsilon_t^{1/2} \frac{R}{r} \frac{2\pi}{l} = \left( \frac{2\pi}{l} \right) \epsilon_t^{-1/2} \rho \Omega_e \quad 2.63$$

เนื่องจาก จำนวนอิเล็กตรอน ที่ถูกกักคือ  $\epsilon_t^{1/2}$  เท่าของจำนวนอิเล็กตรอนทั้งหมด ดังนั้นผลของอิเล็กตรอนที่ถูกกักต่อค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายสามารถเขียนได้ว่า

$$\begin{aligned} D_{G.S.} &= \epsilon_t^{1/2} \Delta_b^2 \nu_{eff} = \epsilon_t^{1/2} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 \epsilon_t^{-1} (\rho \Omega_e)^2 \frac{1}{\epsilon_t} \nu_{ei} \\ &= \epsilon_t^{3/2} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 (\rho \Omega_e)^2 \nu_{ei} \end{aligned} \quad 2.64$$

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายนี้ นำเสนอโดย Galeev และ Sagdeev จากหัวข้อที่ 2.3.3 มีค่าเป็น  $\varepsilon_i^{-3/2} = (R/r)^{3/2}$  เท่าของค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายในกรณีของการชน ซึ่งสมการนี้เป็นสมการกึ่งประมาณการ ในส่วนของรายละเอียดจะนำเสนอมากขึ้นในหัวข้อที่ 2.3.3

ดังที่กล่าวถึงในหัวข้อที่ 2.3.1 การใช้ MHD จะเป็นไปได้หากความถี่ในการชนกันของอิเล็กตรอนและไอออนมีค่ามากกว่าความถี่  $v_p$  ซึ่งกำหนดโดย

$$v_p = \frac{1}{R} \frac{l}{2\pi} v T_e = \frac{1}{R} \left( \frac{l}{2\pi} \right) \left( \frac{kT_e}{m_e} \right)^{1/2} \quad 2.65$$

เมื่อความถี่ในการชนกันของอิเล็กตรอนกับไอออนน้อยกว่าความถี่  $v_p$  มากๆ แล้ว

$$v_b = \varepsilon_i^{3/2} v_p \quad 2.66$$

อิเล็กตรอนจะเคลื่อนที่แบบ banana orbit ครบ ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายสามารถเขียนได้โดย

$$D_{P.S.} = \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 (\rho \Omega_e)^2 v_{ei}, \quad v_{ei} > v_p \quad 2.67$$

$$D_{G.S.} = \varepsilon_i^{3/2} \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 (\rho \Omega_e)^2 v_{ei}, \quad v_{ei} < v_b = \varepsilon_i^{3/2} v_p \quad 2.68$$

หาก  $v_{ei}$  อยู่ในบริเวณที่  $v_b > v_{ei} > v_p$  ปฏิกิริยาการรบกวนการแพร่กระจายของอิเล็กตรอนในพื้นที่นี้จะไม่สามารถอธิบายได้ โดยแบบจำลองแบบง่ายๆ ในพื้นที่นี้ต้องอาศัยการประมาณการลอยเลื่อนของสมการวลาซอ (Vlasov) ผลก็คือค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายไม่ขึ้นอยู่กับความถี่ในการชนกันในพื้นที่นี้และจะแสดงได้โดยหัวข้อที่ 2.3.3 และ 2.3.4

$$D_p = \left( \frac{2\pi}{l} \right)^2 (\rho \Omega_e)^2 v_p, \quad v_p > v_{ei} > v_b = \varepsilon_i^{3/2} v_p \quad 2.69$$

การที่ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายขึ้นอยู่กับความถี่ในการชนกันนั้นจะปรากฏในภาพที่ 2.8 บริเวณ  $v_{ei} > v_p$  เรียกว่าบริเวณ MHD หรือบริเวณที่เกิดการชน ส่วนบริเวณนี้  $v_p > v_{ei} > v_b$  เป็นบริเวณที่เป็นช่วงราบหรือบริเวณส่วนกลาง และบริเวณที่  $v_{ei} < v_b$  จะเรียกว่า banana region หรือบริเวณที่เกิดการชนได้ยาก กระบวนการนี้เรียกว่าการแพร่กระจายแบบนีโอคลาสสิก ซึ่งจะกล่าวอีกครั้งในหัวข้อที่ 2.3.4

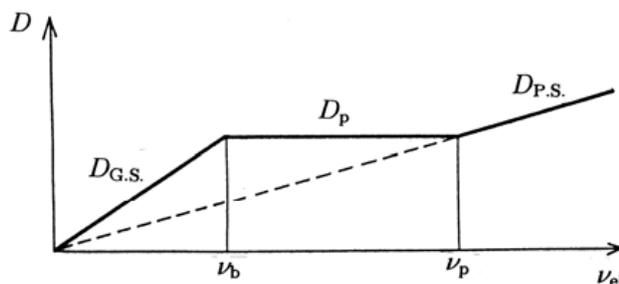
สาเหตุที่ความถี่ของการชนกันระหว่างอิเล็กตรอนและอิเล็กตรอนไม่มีผลต่อค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของอนุภาคอิเล็กตรอน เนื่องจากคือความเร็วศูนย์กลางมวลไม่เปลี่ยนแปลงจากการชนแบบคูลอมบ์

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายความร้อน แบบนีโอคลาสสิก  $\chi_T$  มีค่าอยู่ในช่วงเดียวกับค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของอนุภาค ( $\chi_{Te} \sim D_e$ ) แม้ว่าการชนกันระหว่างไอออนชนิดเดียวกัน จะไม่มีผลต่อ ค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจาย ของอนุภาคไอออน แต่ก็ส่งผลต่อกระบวนการแพร่กระจายความร้อนถ้า มีผลต่างของ อุณหภูมิ แม้ ว่าไอออน นเป็นชนิดเดียวกันก็ เป็นไปได้ที่จะจำแนกไอออน ร้อนจากไอออนเย็น ด้วยค วามเร็ว แบบ thermal ตามค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจายความร้อน ของไอออน ในบริเวณรูป กลัวย ทั้งนี้ จึง สามารถ แสดง ได้โดย  $\chi_{Ti} \sim \epsilon_i^{-3/2} (2\pi/l)^2 \rho_{\Omega_i}^2 v_{ii}$  และ  $\chi_{Te} \sim (m_i/m_e)^{1/2} D_{ie} (D_{ie} - D_{ei})$  ดังนั้นค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจายพลังงาน ความร้อนของไอออนจะมีค่าประมาณ  $(m_i/m_e)^{1/2}$  เท่าของค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจายของอนุภาคไอออน

ภาพที่ 2.8

แสดงค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายที่ขึ้นกับความถี่ของการชนในเครื่องโทคาแมค

$$(v_p = (l/2\pi)vT_e/R, v_b = \epsilon_i^{3/2}v_p)$$



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

2.3.3 การสูญเสียเนื่องจากความปั่นป่วน (fluctuation loss) การแพร่ กระจาย แบบ Bohm และ Gyro-Bohm (Bohm and Gyro-Bohm diffusion) และการสูญเสียจากการ แฉ่ (convective loss)

ในส่วนที่ผ่านมาได้กล่าวถึงการแพร่เนื่องจาก การชนแบบคู่ (binary collisions) และ ได้หาเวลาในการเก็บกักพลาสมา (confinement time) สำหรับการแพร่แบบสมบูรณ แต่ในหลายกรณีพลาสมาจะไม่มีเสถียรและการเปลี่ยนแปลงของความหนาแน่นและสนามไฟฟ้า จะทำให้เกิดการเคลื่อนไหวโดยรวมของอนุภาคและจะส่งผลให้เกิดการสูญเสียแบบไม่ปกติ (anomalous loss) ซึ่งต่อไปนี้จะทำการศึกษาความสูญเสียดังกล่าว

สมมติให้ความหนาแน่นของพลาสมา  $n(r, t)$  ประกอบไปด้วย พจน์อันดับศูนย์ (zeroth-order term)  $n_0(\bar{r}, t)$  และพจน์อันดับหนึ่งของการรบกวน (first-order perturbation terms)  $\tilde{n}_k(\bar{r}, t) = n_k \exp i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega_k t)$  และ

$$n = n_0 + \sum_k \tilde{n}_k \quad 2.70$$

เนื่องจาก  $n$  และ  $n_0$  เป็นจำนวนจริง ดังนั้น

$$\tilde{n}_{-k} = (\tilde{n}_k)^* \quad n_{-k} = n_k^* \quad \omega_{-k} = -\omega_k^*$$

โดยสัญลักษณ์ดอกจันที่ จะหมายถึง complex conjugate และ  $\omega_k$  โดยปกติเป็นจำนวนเชิงซ้อน โดยที่  $\omega_k = \omega_{kr} + i\gamma_k$  และ

$$\omega_{-kr} = -\omega_{kr} \quad \gamma_{-k} = \gamma_k \quad 2.71$$

ซึ่งพลาสมาจะถูกบังคับให้เคลื่อนที่โดยการรบกวนแบบ perturbation ความเร็วจะแสดงได้โดย

$$\vec{V}(\bar{r}, t) = \sum_k \tilde{V}_k = \sum_k \bar{V}_k \exp i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega_k t) \quad 2.72$$

ดังนั้น  $V_{-k} = V_k^*$  และสมการความต่อเนื่อง

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}) = 0 \quad 2.73$$

อาจเขียนเป็น

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial \tilde{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \sum_k n_0 \tilde{V}_k + \sum_{k,k'} \tilde{n}_k \tilde{V}_{k'} \right) = 0 \quad 2.74$$

แยกพจน์ที่เป็นอันดับหนึ่งและอันดับสองออกจากกัน จะได้

$$\sum_k \frac{\partial \tilde{n}_k}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \sum_k n_0 \tilde{V}_k = 0 \quad 2.75$$

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left( \sum_{k,k'} \tilde{n}_k \tilde{V}_{k'} \right) = 0 \quad 2.76$$

เมื่อสมมติว่าอนุพันธ์ตามเวลาของ  $n_0$  เป็นพจน์อันดับสอง เวลาเฉลี่ยของผลลัพธ์ที่ได้ของสมการ

2.75 และ  $\tilde{n}_{-k}$  กลายเป็น

$$\begin{cases} \gamma_k |n_k|^2 + \vec{\nabla} n_0 \cdot \text{Re}(n_k \bar{V}_{-k}) + n_0 \bar{k} \cdot \text{Im}(n_k \bar{V}_{-k}) = 0 \\ \omega_{kr} |n_k|^2 + \vec{\nabla} n_0 \cdot \text{Im}(n_k \bar{V}_{-k}) + n_0 \bar{k} \cdot \text{Re}(n_k \bar{V}_{-k}) = 0 \end{cases} \quad 2.77$$

หาค่าเฉลี่ยจากเวลาของสมการ 2.76 พบว่า

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[ \sum_k \text{Re}(n_k \bar{V}_{-k}) \exp(2\gamma_k t) \right] = 0 \quad 2.78$$

สมการการแพร่คือ

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} = \bar{\nabla} \cdot (D \bar{\nabla} n_0) \quad 2.79$$

และฟังก์ชันของอนุภาค  $\Gamma$  คือ

$$\Gamma = -D \bar{\nabla} n_0 = \sum_k \text{Re}(n_k \bar{V}_{-k}) \exp 2\gamma_k t \quad 2.80$$

สมการ 2.77 อย่างเดียวนั้น ไม่เพียงพอต่อการหาค่า จำเป็นต้องอาศัย

$$\bar{\nabla} n_0 \cdot \text{Re}(n_k \bar{V}_{-k}) \exp(2\gamma_k t) \quad 2.81$$

แทนค่า

$$\beta_k = \frac{n_0 k \cdot \text{Im}(n_k \bar{V}_{-k})}{\bar{\nabla} n_0 \cdot [\text{Re}(n_k \bar{V}_{-k})]} \quad 2.82$$

สมการ 2.80 ลดเหลือเป็น

$$D |\bar{\nabla} n_0|^2 = \sum_k \frac{\gamma_k |n_k|^2 \exp 2\gamma_k t}{1 + \beta_k} \quad 2.83$$

และ

$$D = \sum_k \gamma_k \frac{|\tilde{n}_k|^2}{|\bar{\nabla} n_0|^2} \frac{1}{1 + \beta_k} \quad 2.84$$

สมการ 2.84 คือค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจาย แบบไม่ปกติเนื่องจากการสูญเสีย จากความปั่นป่วน จะพิจารณากรณีที่มีการขึ้นลงของสนามไฟฟ้า  $\tilde{E}_k$  ที่มีไฟฟ้าสถิตและสามารถแสดงได้จากศักย์ไฟฟ้า  $\tilde{\phi}_k$  แล้วสนามไฟฟ้าจากการรบกวน (perturbed electric field) จะแสดงโดย

$$\tilde{E}_k = -\bar{\nabla} \tilde{\phi}_k = -i \bar{k} \phi_k \exp i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega_k t) \quad 2.85$$

สนามไฟฟ้าจะส่งผลต่อการลอยเลื่อนจาก  $\tilde{E}_k \times \bar{B}$  เช่น

$$\tilde{V}_k = \frac{\tilde{E}_k \times \bar{B}}{B^2} = -i \frac{(\bar{k} \times \bar{b}) \tilde{\phi}_k}{B} \quad 2.86$$

เมื่อ  $\bar{b} = \bar{B}/B$  สมการ 2.86 ให้องค์ประกอบการตั้งฉากของการเคลื่อนที่แบบปั่นป่วน (fluctuating motion) แทนที่สมการ 2.86 ลงในสมการ 2.75 จะให้

$$\tilde{n}_k = \bar{\nabla} n_0 \cdot \left( \frac{\bar{b} \times \bar{k}}{B} \right) \frac{\tilde{\phi}_k}{\omega_k} \quad 2.87$$

โดยทั่วไป  $\bar{\nabla} n_0$  และ  $\bar{b}$  นั้นตั้งฉากกัน ใช้แกน z ในทิศทางของ  $\bar{b}$  และแกน x ในทิศทางของ  $-\bar{\nabla} n$  เช่น  $\bar{\nabla} n = -k_n n_0 \hat{x}$  เมื่อ  $k_n$  ให้ที่อยู่ตรงกันข้ามของขนาดของ ความแตกต่างของ ความหนาแน่นและเป็นเวกเตอร์หน่วยในทิศทาง x แล้วสมการที่ 2.87 จะได้

$$\frac{\tilde{n}_k}{n_0} = \frac{k_n}{B} \frac{k_y}{\omega_k} \tilde{\phi}_k = k_y k_n \frac{k T_e}{e B \omega_k} \frac{e \tilde{\phi}_k}{k T_e} = \frac{\omega_k^*}{\omega_k} \frac{e \tilde{\phi}_k}{k T_e} \quad 2.88$$

โดยที่  $k_y$  คือองค์ประกอบ (ในแนวโพรอยดัล) ของการแพร่ของเวกเตอร์  $\bar{k}$  จำนวน

$$\omega_k^* \equiv k_y k_n \frac{kT_e}{eB} \quad 2.89$$

เรียกว่าความถี่ลอยเลื่อน (drift frequency) ถ้าความถี่  $\omega_k$  เป็นจำนวนจริง (คือถ้า  $\gamma_k = 0$ )  $\tilde{n}_k$  และ  $\tilde{\phi}_k$  มีเฟสเดียวกันและความผันผวนไม่ส่งผลต่อการแพร่กระจาย แบบไม่ปรกติ เนื่องจากสมการ 2.84 เมื่อ  $\gamma_k > 0$  ดังนั้น  $\omega$  จะเป็นจำนวนซ้อนที่มีความแตกต่างเฟสระหว่าง  $\tilde{n}_k$  และ  $\tilde{\phi}_k$  และความผันผวนในสนามไฟฟ้า ส่งผลต่อการแพร่แบบไม่ปรกติ (เมื่อ  $\gamma_k < 0$  ขนาดของความผันผวนจะลดลงและไม่ส่งผลต่อการแพร่) ใช้พารามิเตอร์ที่เป็นจำนวนจริง  $A_k, \alpha_k$  ของ  $\omega_k = \omega_{kr} + i\gamma_k = \omega_k^* A_k \exp i\alpha_k$  ( $A_k > 0, \alpha_k$  เป็นจำนวนจริงทั้งสอง)  $\tilde{V}_k$  จะแสดงโดย

$$\begin{aligned} \tilde{V}_k &= -i(\bar{k} \times \bar{b}) \frac{kT_e}{eB} \frac{\tilde{\phi}_k}{kT_e} = -i(\bar{k} \times \bar{b}) \frac{kT_e}{eB} \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \frac{\omega_{kr} + \gamma_k i}{\omega_k^*} \\ &= -i(\bar{k} \times \bar{b}) \frac{kT_e}{eB} \frac{\tilde{n}_k}{n_0} A_k \exp i\alpha_k \\ \tilde{V}_{kx} &= k_y \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \frac{kT_e}{eB} \frac{\gamma_k - \omega_{kr} i}{\omega_k^*} = k_y \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \frac{kT_e}{eB} (-iA_k \exp i\alpha_k) \end{aligned} \quad 2.90$$

ดังนั้น ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่อาจหาได้จากสมการ 2.80 ดังนี้

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{k_n n_0} R_e(\tilde{n}_k \tilde{V}_{-kx}) = \left( \sum_k \frac{k_y \gamma_k}{k_n \omega_k^*} \left| \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \right|^2 \right) \frac{kT_e}{eB} \\ &= \left( \sum_k \frac{k_y}{k_n} A_k \sin \alpha_k \left| \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \right|^2 \right) \frac{kT_e}{eB} \end{aligned} \quad 2.91$$

ค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจาย แบบไม่ปรกติ เนื่องจากการสูญเสียความปั่นป่วนเพิ่มขึ้นตามเวลา จากสมการที่ 2.84 และสมการที่ 2.91 และในที่สุด ในเทอมที่มีอัตราการเติบโตสูงสุดเป็นที่โดดเด่น  $\gamma_k > 0$  แต่ขนาดของ  $|\tilde{n}_k|$  จะอิ่มตัวเนื่องจากผลไม่เชิงเส้น (nonlinear) และขนาดที่อิ่มตัวนี้จะมีค่าประมาณ

$$|\tilde{n}_k| = |\bar{V} n_0| \Delta x \approx \frac{k_n}{k_x} n_0 \quad 2.92$$

$\Delta x$  คือความยาวเชิงสหสัมพันธ์ (correlation length) ของความผันผวนและแปรผกผันกับค่าคงที่  $k_x$  ในทิศทางแกน x แล้วสมการที่ 2.84 จะแสดงได้เป็น

$$D = \frac{\gamma_k}{k_n^2} \left| \frac{\tilde{n}_k}{n_0} \right|^2 \approx \frac{\gamma_k}{k_x^2} \quad 2.93$$

ซึ่งจะได้ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่แบบ Bohm จากค่าสัมประสิทธิ์ที่ไม่มีหน่วยในสมการ 2.91 โดยค่านี้จะมีค่าสูงสุดที่ 1/16

$$D_B = \frac{1}{16} \frac{kT_e}{eB} \quad 2.94$$

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายที่มากที่สุดที่เป็นไปได้แสดงด้วยสมการ 2.94

เมื่อความหนาแน่นและ ศักย์ที่มีความปั่นป่วนแทนด้วย  $\tilde{n}_k$ ,  $\tilde{\phi}_k$  ตามลำดับ ซึ่ง เป็นค่าที่ได้จากการ วัด  $\tilde{V}_k$  สามารถคำนวณโดยใช้ สมการ 2.86 และฟังก์ชันของอนุภาคภายนอก  $\Gamma$  คำนวณได้โดยใช้สมการ 2.80 ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย  $D$  สามารถนำมาเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง เนื่องจาก ความสัมพันธ์ระหว่าง  $\tilde{n}_k$  และ  $\tilde{\phi}_k$  แสดงได้ โดยสมการ 2.87 ความแตกต่างของเฟสเมื่อ  $\omega_k$  เป็นจำนวนจริง (โหมด oscillatory) หรือ  $\gamma_k > 0$  (โหมดการเจริญเติบโต) ดังนั้นสมการนี้จึงเป็นสมการที่มี ประโยชน์อย่างมากในการแปลผล ที่ได้จากการทดลอง

พิจารณาตัวอย่าง ของความ ผันผวนเนื่องจากผลต่างของ อุณหภูมิไอออนซึ่งอธิบายโดย

$$\phi(r, \theta, z) = \sum \phi_{mn}(r) \exp(-im\theta + in z/R) \quad 2.95$$

อัตราการเจริญเติบโตของการขึ้นลงมีค่าสูงสุดประมาณ

$$k_\theta = -\frac{i}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} = -\frac{m}{r} \quad 2.96$$

หรือ

$$|k_\theta| = \frac{m}{r} \sim \frac{\alpha_0}{\rho_i} \quad \alpha_0 = 0.7 - 0.8 \quad 2.97$$

ดังนั้นความยาวเชิงสหสัมพันธ์  $\Delta_\theta$  ในทิศของ  $\theta$  คือ  $\Delta_\theta \sim \rho_i / \alpha_0$ , โดยที่  $\rho_i$  คือรัศมีลามอร์ของไอออน (ion Larmor radius)

ค่าคงที่ของการแผ่ (propagation constant)  $k_\parallel$  ตามแนวของเส้นแรงแม่เหล็ก เข้าใกล้พื้นผิวเหมาะสม (rational surface)  $q(r_m) = m/n$  คือ

$$\begin{aligned} k_\parallel &= -i\bar{b} \cdot \bar{\nabla} = \frac{B_\theta}{B} \left( \frac{-m}{r} \right) + \frac{B_z}{B} \left( \frac{n}{R} \right) \approx \frac{1}{R} \left[ n - \frac{m}{q(r)} \right] \\ &= \frac{m}{rR} \frac{rq'}{q^2} (r - r_m) = \frac{s}{Rq} k_\theta (r - r_m) \end{aligned} \quad 2.98$$

ซึ่ง  $q(r) \equiv (r/R)(B_z/B_\theta)$  เป็นปัจจัยความปลอดภัย (safety factor)  $B_\theta$  และ  $B_z$  คือสนามแม่เหล็กในแนวโพลอยดัล และสนามแม่เหล็กในแนวโทรอยดัลตามลำดับ และ  $s$  เป็นพารามิเตอร์ของแรงเฉือน  $s \equiv rq'/q$  และ  $|k_\parallel|$  มีขนาดใหญ่กว่า ค่าผกผันของ ความยาวการ

เชื่อมต่อกับ  $qR$  ของทอรัสและน้อยกว่าค่าผกผันของเกรเดียนต์ของความดัน (pressure gradient)  $L_p$  นั่นคือ

$$\frac{1}{qR} < |k_{\parallel}| < \frac{1}{L_p}$$

รัศมีความกว้าง (radial width)  $\Delta r = |r - r_m|$  ของโหมดใกล้เคียงกับพื้นผิวเหมาะสม  $r = r_m$  ซึ่งประมาณได้

$$\Delta r = |r - r_m| = \frac{Rq}{s} \frac{k_{\parallel}}{k_0} = \frac{\rho_i}{s\alpha_0} \sim O(\rho_i/s) \quad 2.99$$

ค่าประมาณความกว้างในแนวรัศมีของ eigenmode ของความปั่นป่วนเนื่องจากผลของความแตกต่างของอุณหภูมิไอออน สามารถเขียนได้เป็น

$$\Delta r = \rho_i \left( \frac{qR}{sL_p} \right)^{1/2} \left( \frac{\gamma_k}{\omega_{kr}} \right)^{1/2} \quad 2.100$$

ระยะห่าง  $\Delta r_m$  ระหว่างสัดส่วนพื้นผิวดัดกัน  $r_m$  และ  $r_{m+1}$  คือ

$$q' \Delta r_m = q(r_{m+1}) - q(r_m) = \frac{m+1}{n} - \frac{m}{n} = \frac{1}{n}$$

$$\Delta r_m = \frac{1}{nq'} = \frac{m/n}{rq' m} \sim \frac{1}{sk_0} \quad 2.101$$

เมื่อความกว้างโหมด (mode width) มีขนาดใหญ่กว่ารัศมีระหว่างพื้นผิวเหมาะสม  $\Delta r_m$  โหมดต่างๆทับซ้อนกันและ toroidal mode coupling ก็เกิดขึ้น ดังแสดงในภาพที่ 2.9 ครึ่งกว้าง (half-width)  $\Delta r_g$  ของ envelope of coupled modes ประมาณ

$$\Delta r_g = \left( \frac{\rho_i L_p}{s} \right)^{1/2} \quad 2.102$$

ทั้งนี้ค่าความยาวเชิงสหสัมพันธ์ในแนวรัศมีจะมีค่าเป็นหลายเท่าของ  $\Delta r_g \left[ \Delta r_g / \Delta r \sim (L_p / \rho_i)^{1/2} \right]$  และค่าคงที่ของการแผ่ในแนวรัศมี กลายเป็น  $k_r \sim 1 / \Delta r_g$  ในกรณีนี้ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย  $D$  เป็นไปตามสมการ

$$D \sim (\Delta r_g)^2 \gamma_k \sim \frac{\rho_i L_p}{s} \omega_k^* \sim \frac{kT}{eB} \frac{\alpha_0}{s} \quad 2.103$$

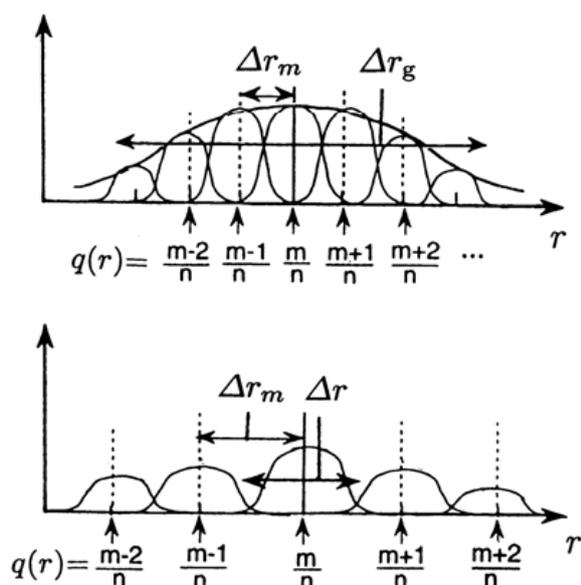
โดยที่  $\omega_k^*$  เป็นความเร็วลอยเลื่อน ค่าสัมประสิทธิ์นี้เป็นแบบ Bohm

เมื่อความกว้างโหมด  $\Delta r$  น้อยกว่า  $\Delta r_m$  (กรณีแรงเฉือนมีค่าน้อย) จะไม่มีความเกี่ยวเนื่องกันระหว่างโหมดและความสัมพันธ์ระยะรัศมีเป็น

$$\Delta r = \rho_i \left( \frac{qR}{sL_p} \right)^{1/2} \quad 2.104$$

ภาพที่ 2.9

รูปบน: รัศมีความกว้างของ eigenmode  $\Delta r$  ซึ่งมีค่ามากกว่ารัศมีการแยกของพื้นผิวเหมาะสม  $\Delta r_m$  ครึ่งทรงกลม eigenmode  $\Delta r_g$  เกิดขึ้นในช่วงโหนด couplings, รูปล่าง: รัศมีความกว้างของ eigenmode  $\Delta r$  ซึ่งมีค่าน้อยกว่ารัศมีการแยกของพื้นผิวเหมาะสม  $\Delta r_m$  กับโหนดรัศมีความกว้างของ  $\Delta r$  ซึ่งเป็นอิสระต่อกัน



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย  $D$  ในกรณีนี้คือ

$$D \sim (\Delta r)^2 \omega_k^* \sim \rho_i^2 \left( \frac{qR}{sL_p} \right) \left( \frac{k_0 kT}{eBL_p} \right) \sim \frac{kT}{eB} \frac{\rho_i}{L_p} \left( \frac{\alpha_0 qR}{sL_p} \right) \propto \frac{kT}{eB} \frac{\rho_i}{L_p} \quad 2.105$$

ค่านี้เรียกว่า ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายแบบ gyro-Bohm การส่งผ่านของระบบในแนวทอรอยดัล อาจคาดได้ว่ามีค่าน้อยในพื้นที่ที่มีความเฉือนต่ำของรูปแบบค่าเฉลี่ยเชิงลบ ที่อยู่ใกล้ตำแหน่ง  $q$  ต่ำสุด ถัดไปจะพิจารณาความสูญเสียจากการพาคงที่ (stationary convective loss) ผ่านฟลักซ์แม่เหล็ก ถึงแม้ว่าจะไม่พบการขึ้นๆลงๆของความหนาแน่นและสนามไฟฟ้าในตำแหน่งที่คงที่ พลาสมาจะสามารถ เคลื่อน ย้ายผ่านสนามแม่เหล็ก ได้อย่างต่อเนื่อง เมื่อสนามไฟฟ้าคงที่มีอยู่และพื้นผิวสมตักย์ไม่ซ้อนทับกับพื้นผิวแม่เหล็กที่มีค่าศักย์คงที่ การลอยเลื่อนเนื่องจาก  $\vec{E} \times \vec{B}$  ก็จะตั้งฉากกันที่สนามไฟฟ้า ซึ่งสนามไฟฟ้านี้ก็ตั้งฉากกับ พื้นผิวสมตักย์ ดังนั้น

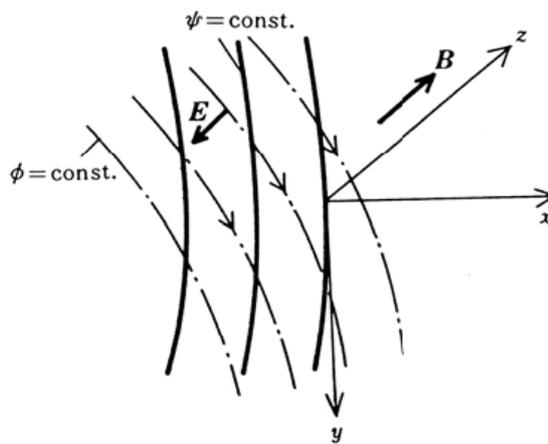
พลาสมาจะลอยเลื่อนตามพื้นผิวสมศักย์ดังแสดงใน ภาพที่ 2.10 ซึ่งผลลัพธ์ของการสูญเสียที่เกิดขึ้นเรียกว่า ความสูญเสียจากการพาครั้งที่ โดยฟังก์ชันอนุภาคสามารถเขียนได้เป็น

$$\Gamma_k = n_0 \frac{E_y}{B} \quad 2.106$$

ความสูญเสียเนื่องจากการแพร่กระจายโดยการชนกันสองครั้งของอนุภาคและเป็นสัดส่วนกับ  $B^{-2}$  แต่ความปั่นป่วนหรือการสูญเสียเนื่องจากการพา เป็นสัดส่วนกับ  $B^{-1}$  แม้ว่าสนามแม่เหล็กจะเพิ่มขึ้นแต่การสูญเสียเนื่องจากการปั่นป่วนไม่ได้ลดลงอย่างรวดเร็ว

ภาพที่ 2.10

พื้นผิวแม่เหล็ก  $\psi$  เป็นค่าคงที่ และ electric field equipotential  $\phi = \text{const}$  พลาสมาเคลื่อนไปตามพื้นผิวที่มีศักย์เท่ากัน (equipotential surfaces) ด้วย  $\vec{E} \times \vec{B}$



ที่มา: K. Miyamoto "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion" 2004: Springer [31]

### 2.3.4 การสูญเสียเนื่องจาก ความปั่นป่วน ของสนามแม่เหล็ก (magnetic fluctuation)

เมื่อสนามแม่เหล็กใน พลาสมาเกิดการเปลี่ยนแปลง เส้นแรงแม่เหล็กจะ เปลี่ยนในแนวรัศมี ในที่นี้เมื่อแสดงการเปลี่ยนแปลงของเส้นสนามแนวรัศมีด้วย  $\Delta r$  และองค์ประกอบของความปั่นป่วนแม่เหล็กแนวรัศมี  $\delta \vec{B}$  ด้วย  $\delta B_r$  ตามลำดับ แล้วพบว่า

$$\Delta r = \int_0^L b_r dl \quad 2.107$$

โดยที่  $b_r = \delta B_r / B$  และ  $l$  เป็นความยาวตามแนวแรงแม่เหล็ก ค่าเฉลี่ยรวมของ  $(\Delta r)^2$  หาได้จาก

$$\begin{aligned} \langle (\Delta r)^2 \rangle &= \left\langle \int_0^L b_r dl \int_0^L b_r dl' \right\rangle = \left\langle \int_0^L dl \int_0^L dl' b_r(l) b_r(l') \right\rangle \\ &= \left\langle \int_0^L dl \int_{-l}^{L-l} ds b_r(l) b_r(l+s) \right\rangle \approx L \langle b_r^2 \rangle l_{corr} \end{aligned} \quad 2.108$$

โดยที่  $l_{corr}$  คือ

$$l_{corr} = \frac{\left\langle \int_{-\infty}^{\infty} b_r(l) b_r(l+s) dl \right\rangle}{\langle b_r^2 \rangle}$$

ถ้าอิเล็กตรอนวิ่งไปตามเส้นแรงแม่เหล็กด้วยความเร็ว  $v_{Te}$  ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย  $D_e$  ของอิเล็กตรอนก็จะกลายเป็น

$$D_e = \frac{\langle (\Delta r)^2 \rangle}{\Delta t} = \frac{L}{\Delta t} \langle b_r^2 \rangle l_{corr} = v_{Te} l_{corr} \left\langle \left( \frac{\delta B_r}{B} \right)^2 \right\rangle \quad 2.109$$

สามารถคิดได้ว่า  $l_{corr} \sim R$  ในกรณีของโทคาแมค และ  $l_{corr} \sim a$  ในกรณีของ reverse field pinch

### 2.3.5 ทฤษฎีกึ่งเชิงเส้น (quasi-linear theory)

ความสัมพันธ์ระหว่างการปั่นป่วนและการส่งผ่านสามารถคำนวณได้จากทฤษฎีกึ่งเชิงเส้น

ด้วยการพิจารณาพลาสมาในลักษณะของไหล ฟลักซ์ของความหนาแน่นที่ปั่นป่วนสามารถหาได้จากความหนาแน่นเชิงพื้นที่เฉลี่ยของอิเล็กตรอน ( $n$ ) ดังสมการ

$$\frac{\partial}{\partial t} n + \nabla \cdot (Vn) = S \quad 2.110$$

เมื่อ  $S$  คือแหล่งอนุภาค โดยเลือกแกน  $x$  และแกน  $y$  ที่ตั้งฉากกับสนามแม่เหล็ก (ให้อยู่ในแกน  $z$ ),  $x$  มีทิศทางไปตามเกรเดียนต์ของความหนาแน่น และเฉลี่ยในทิศ  $y$  โดยที่  $n = \langle n \rangle + \delta n$ ,  $V = \delta V$  ดังนั้นจะได้

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle n \rangle + \frac{\partial}{\partial x} (\Gamma_x) = S \quad 2.111$$

เมื่อฟลักซ์ของอนุภาค  $\Gamma_x$  ในทิศของ  $x$  คือ

$$\Gamma_x = (\delta V_x \delta n)$$

จากสมการความปั่นป่วน 2.110 จะได้

$$(-i)(\omega_k + i\gamma_k) \delta n_k = -\delta V_{x,k} \frac{\partial}{\partial x} \langle n \rangle \quad 2.112$$

เมื่อ  $\omega_k$  และ  $\gamma_k$  คือความถี่และอัตราการเจริญเติบโตของโหมดฟูรีเย่  $k$  เฉพาะส่วนที่ไม่สามารถย้อนกลับได้ของความหนาแน่นที่ปั่นป่วนจากสมการ 2.112

$$\delta n_k = -\frac{\gamma_k}{\omega_k^2 + \gamma_k^2} \delta V_{x,k} \frac{\partial}{\partial x}(n') \quad 2.113$$

ทำให้สามารถกระจายสมการที่ 2.111 ได้เป็น

$$\Gamma_x = -D_\perp \frac{\partial}{\partial x}(n) \quad 2.114$$

เมื่อค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายคือ

$$D_\perp = \sum_k \frac{\gamma_k}{\omega_k^2 + \gamma_k^2} |\delta V_{x,k}|^2 \quad 2.115$$

เป็นการสะดวกที่จะ แสดง  $\delta V_{x,k}$  ในเทอม ของการกระจัดในแนว รัศมี  $\xi_x$  ของ ส่วนเล็กๆของ พลาสมาโดยใช้ความสัมพันธ์  $d\xi/dt = V_\perp$

$$(-i)(\omega_k + i\gamma_k)\xi_{x,k} = \delta V_{x,k} \quad 2.116$$

ดังนั้นส่วนที่เปลี่ยนแปลงไม่ได้ของการกระจัด  $\xi$

$$\gamma_k \xi_{x,k} = \delta V_{x,k} \quad 2.117$$

สมการ 2.117 เป็นสิ่งจำเป็นในการประมาณ ค่าการส่งผ่าน เมื่อแทนการกระจายตามสมการที่ 2.117 ลงใน 2.115 จะได้

$$D_\perp = \sum_k \gamma_k |\xi_{x,k}|^2 \frac{\gamma_k^2}{\omega_k^2 + \gamma_k^2} \quad 2.118$$

สมการ 2.118 แสดงให้เห็นถึงการส่งผ่านพลังงาน แบบกึ่งเชิงเส้น เมื่อ  $\xi$  เป็นปริมาณที่ต้องหามาก่อน นอกจากนี้ยังสามารถทำให้สมการง่ายขึ้นเนื่องจาก การกระจัดนั้นไม่เกินกว่าค่าของ  $\xi_{x,k} = \pi/k_\perp$  สำหรับความปั่นป่วนของคลื่นสั้น  $k_x \approx k_y \approx k_\perp$  ค่าสัมประสิทธิ์ การแพร่กระจายจะกลายเป็น

$$D_\perp = \frac{(2.4)^2}{2} \left( \frac{\gamma_k}{k_\perp^2} \frac{\gamma_k^2}{\omega_k^2 + \gamma_k^2} \right)_{\max k} \quad 2.119$$

เมื่อเทอมที่มากที่สุดรวมของสมการ 1.118 ถูกเลือก

ในเทอมของการเคลื่อนไหวนิวทอน ภายใต้อิทธิพลของสนามแม่เหล็กและการให้พลังงาน ฟลักซ์สามารถคำนวณได้จาก  $\delta f$ ,  $\delta \vec{E}$  และ  $\delta \vec{B}$  ยกตัวอย่างเช่น

$$\Gamma_x = \left\langle \int \delta f \left( \frac{\delta E_y}{B} + v_{\parallel} \frac{\delta B_x}{B} \right) d^3 v \right\rangle \quad 2.120$$

ในรูปทรงกระบอกสมการเกี่ยวกับการเคลื่อนไหวนิวทอนเชิงเส้น  $\frac{\partial f_i}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e_j}{m_j} (E + v \times B) \cdot \frac{\partial f_j}{\partial v} = 0$

ดังนั้น  $\delta f$  สามารถเขียนได้เป็น

$$\delta f_k = -\frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \frac{k_y}{B} (\delta \phi - v_{\parallel} \delta A_{\parallel})_k \frac{df_M}{dr} \quad 2.121$$

เมื่อ  $f_M$  คือการกระจายของแมกซ์เวลล์ (Maxwellian distribution) และ  $\vec{A}$  คือศักย์เวกเตอร์ (vector potential) ส่วนจินตภาพ (imaginary part) ของ  $\delta f$  ในสมการ 2.121 เท่านั้นที่สามารถหาค่า  $\Gamma$  ในสมการ 2.120 และผลที่ตามมาคือ

$$\Gamma = \left\langle \int \sum_k \text{Im} \left( \frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \right) \frac{k_y^2}{B^2} (\delta \phi - v_{\parallel} \delta A_{\parallel})_k^2 \frac{df_M}{dr} d^3 v \right\rangle \quad 2.122$$

ด้วย  $A_{\parallel}$  องค์ประกอบที่ขนานกับศักย์เวกเตอร์  $q$  คล้ายกับสมการที่เป็นที่มาของฟลักซ์ของความร้อน ดังนั้นการส่งผ่านในรูปแบบของเมทริกซ์ทั้งหมดจึงสามารถหาได้จากเกรเดียนท์ของความหนาแน่นและอุณหภูมิที่แสดงใน  $df_M/dr$  ถ้าทราบสเปกตรัมของความปั่นป่วน การปรับเปลี่ยนอย่างหนึ่งที่สำคัญมีอยู่ในรูปทรงแบบโทรอยด์ เมื่อมีอนุภาคที่ถูกกัก ซึ่งอนุภาคเหล่านี้ผลจากการเคลื่อนที่ในแนวขนาน  $k_{\parallel} v_{\parallel}$  ในตัวหารของสมการ 2.122 จะมีค่าเฉลี่ยเป็นศูนย์เนื่องด้วยลักษณะการเคลื่อนที่สะท้อนแบบเป็นคาบ นอกจากนั้น ความถี่ที่ต่ำ  $\langle \omega_d \rangle$  การเคลื่อนที่ด้วยแรงแม่เหล็กของอนุภาคที่ถูกกัก และ  $v_{eff}$  ความถี่ในการหลุดจากการกัก เนื่องด้วยการชนแบบ Coulomb ต่างก็มีบทบาทสำคัญและจำเป็นต้องแปลงสมการเป็น

$$\text{Im} \left( \frac{1}{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel}} \right) \rightarrow \text{Im} \left( \frac{1}{\omega - \langle \omega_d \rangle + i v_{eff}} \right)$$

ในสมการ 2.112

### 2.3.6 สมการของของไหล

ได้มีการนำเอาสมการของของไหลมาอธิบายการเคลื่อนที่ของมวล พลังงาน และฟลักซ์ของแม่เหล็ก เพื่อความง่ายจะพิจารณาในรูปทรงกระบอกหนึ่งมิติ อย่างไรก็ตาม ตัวแปรที่

เกี่ยวข้องยังคงมีจำนวนมาก ดังนั้น สามารถที่จะลดรูปสมการให้อยู่ในรูปแบบที่คล้ายกับสมการของการแพร่ (diffusion equation)

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( rD \frac{\partial Q}{\partial r} \right) + S(Q, r, t) \quad 2.123$$

สำหรับแต่ละตัวแปร  $Q$  เพื่อที่จะหาค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่ (diffusion coefficient)  $D$  ตลอดจนแหล่งกำเนิด (source) และแหล่งปลายทาง (sink) ทั้งนี้จะใช้แบบจำลอง single-fluid resistive MHD โดยมีการปรับบางอย่างดังนี้

2.3.6.1 เนื่องจากเวลาเฉพาะสำหรับการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมา (characteristic time scale for transport) นั้นนานกว่าเวลาเฉพาะสำหรับ จลนศาสตร์ของของไหลและแม่เหล็ก (MHD) ในอุดมคติ สามารถที่จะละเทอมที่เกี่ยวข้องกับมวลเฉื่อยในสมการโมเมนตัมของจลนศาสตร์ของของไหลและแม่เหล็ก (MHD momentum equation) ดังนั้นระบบจะค่อยๆพัฒนาไปเรื่อยๆเปลี่ยนจากสมดุลชั่วคราว (quasi-static MHD equilibrium) หนึ่งไปยังยังสมดุลชั่วคราวถัดไป โดยแต่สมดุลชั่วคราวนั้นจะสอดคล้องกับเงื่อนไข  $\bar{J} \times \bar{B} = \nabla \bar{p}$

2.3.6.2 มีการปรับเปลี่ยนกฎของโอห์มมาใช้ โดยแยกพจน์ที่เป็นส่วนของความต้านทาน (resistivity) เป็นสองส่วน คือ ความต้านทานในแนวตั้งฉาก และความต้านทานในแนวขนาน  $\eta J \rightarrow \eta_{\perp} J_{\perp} + \eta_{\parallel} J_{\parallel}$  ซึ่งจะทำให้ สามารถแยกการแพร่ของอนุภาคซึ่งเกี่ยวข้องกับ  $\eta_{\perp}$  ออกจากการแพร่ของสนามแม่เหล็ก ซึ่งเกี่ยวข้องกับ  $\eta_{\parallel}$  เดิมที่นั่นประมาณ  $\eta_{\perp} \approx 2\eta_{\parallel}$  แต่จากการทดลองนั้น การแพร่ของอนุภาคมีความไม่ปกติมาก ซึ่งสามารถที่จะระบุในแบบจำลองได้โดยการปรับค่าให้  $\eta_{\perp} \gg \eta_{\parallel}$

2.3.6.3 สมการพลังงานมีการปรับมาจากสมการของของไหลและแม่เหล็กในอุดมคติในเชิง adiabatic โดยมีการเพิ่มพจน์การแพร่ของความร้อน ตลอดจนแหล่งกำเนิดและปลายทางของการพาความร้อนแบบ adiabatic (adiabatic convection) และผลของการบีบอัด (compression) และมีการใช้สมการพลังงานเพียงสมการเดียว โดยสมมติให้  $T_e \approx T_i \equiv T$

เมื่อนำเอาเงื่อนไขข้างต้นมาใช้กับสมการจลนศาสตร์ของของไหลและแม่เหล็กในทรงกระบอกหนึ่งมิติ จะได้ตัวแปรที่เป็น ฟังก์ชันของตำแหน่งและเวลา ดังนี้  $n, T, v = v e_r$ ,  $B = B_{\theta} e_{\theta} + B_z e_z$ ,  $E = E_{\theta} e_{\theta} + E_z e_z$  โดยมีสมการต่างๆดังนี้

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rnv) = 0 \quad \text{มวล}$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( p + \frac{B_z^2}{2\mu_0} \right) + \frac{B_{\theta}}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_{\theta}) = 0 \quad \text{โมเมนตัม}$$

$$\begin{aligned}
\bar{E} + \bar{v} + \bar{B} &= \eta_{\perp} J_{\perp} + \eta_{\parallel} \frac{J_{\parallel}}{B} \bar{B} && \text{กฎของโอห์ม} \\
3n \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{2nT}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) &= -\nabla \cdot q + S && \text{พลังงาน} \quad 2.124 \\
\partial B_{\theta} / \partial t &= \partial E_z / \partial r && \text{สมการแมกเวลล์} \\
\frac{\partial B_z}{\partial t} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_{\theta}) && \text{สมการแมกเวลล์} \\
\mu_0 J_{\theta} &= -\partial B_z / \partial r && \text{สมการแมกเวลล์} \\
\mu_0 J_z &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_{\theta}) && \text{สมการแมกเวลล์}
\end{aligned}$$

โดย  $p = 2nT$  และ  $J_{\perp} = J_{\theta} B_z - J_z B_{\theta}$

$$J_{\perp} = \frac{J_{\theta} B_z - J_z B_{\theta}}{B^2} (B_z e_{\theta} - B_{\theta} e_z) = \frac{1}{B^2} \frac{\partial p}{\partial r} (B_z e_{\theta} - B_{\theta} e_z), \quad J_{\parallel} = \frac{J_{\theta} B_{\theta} + J_z B_z}{B} \quad 2.125$$

โดยพจน์แหล่งกำเนิดและปลายทาง  $S$  ประกอบไปด้วย การให้ความร้อนแบบโอห์มิก (Ohmic heating) การให้ความร้อนจากอนุภาคแอลฟา การสูญเสียพลังงานจากการแผ่รังสี เป็นต้น

สุดท้ายจะได้เวกเตอร์ของฟลักซ์ความร้อน ในรูปของค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่ความร้อนเป็น

$$q = -n\chi \frac{\partial T}{\partial r} e_r \quad 2.126$$

ซึ่งค่าสัมประสิทธิ์  $\chi$  จะบ่งชี้ถึงปรากฏการณ์การส่งผ่านพลังงานและ อนุภาคของพลาสมาว่ามีสภาพเป็นอย่างไร

## 2.4 ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื้อย

ภายใต้ขอบเขตของการศึกษาเครื่องโทคาแมคด้วย เจ็อนไซในการทำงานของเครื่องที่หลากหลาย ทำให้พบปรากฏการณ์การเปลี่ยนแปลงที่เป็นคาบใน เรื่องของการเกิดการ แกว่งของ อุณหภูมิและความหนาแน่น ที่บริเวณตรง กลางของพลาสมา ซึ่งส่ง ผลเชื่อมโยง โดยตรง กับ ประสิทธิภาพในการทำงานของเครื่องโทคาแมค ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื้อยสามารถที่จะแบ่ง ออกเป็นสองช่วง คือ ช่วงเพิ่ม (ramp phase) และ ช่วงตก (collapse phase) โดย Kadomtsev ได้เสนอแบบจำลองว่า ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื้อยนั้น เกิดจากความไม่เสถียร และการเชื่อมต่อย่างรวดเร็วของสนามแม่เหล็ก (fast magnetic reconnection) โดย ความไม่เสถียรที่เกิดขึ้นในพลาสมาจะเกี่ยวข้องกับโหมด  $m=1, n=1$  แบบจำลอง Kadomtsev

นี้ได้อธิบายว่า ในช่วงเพิ่มจะเกิดจากการที่พลังงานและอนุภาคที่ถูกกักค่อยๆเพิ่มจำนวนขึ้นจากใจกลางของพลาสมา และขยายใหญ่ขึ้นเรื่อยๆ จนกระทั่งโครงสร้างของฟลักซ์สนามแม่เหล็กจากภายในเกิดการสัมผัสและตัดกับพื้นผิวของสนามแม่เหล็กที่มี ค่า  $q=1$  ( $q$  คือสัดส่วนของขนาดของสนามแม่เหล็กในแนว ไตรอยดัลต่อสนามแม่เหล็กในแนว โพลอยดัล) เมื่อสนามแม่เหล็กสัมผัสและตัดกันจะทำให้ อนุภาคและพลังงานที่ถูกกักอยู่ภายใน สนามแม่เหล็ก สามารถแพร่กระจายออกมายัง บริเวณด้านนอกได้ เป็นผล ทำให้พลังงานและจำนวนอนุภาคใน ใจกลางของพลาสมา ลดลง หรือนับเป็นช่วงตกนั่นเอง ทั้งนี้ในช่วงเพิ่มความหนาแน่นของกระแสมีการเพิ่มขึ้นและช่วงตกก็ลดลงนี้ เกี่ยวเนื่อง กับค่าของ  $q$  ซึ่งจะเกิดการ ตกในช่วงเพิ่มและ ปรากฏขึ้นในช่วง ตกแต่การเปลี่ยนแปลงแบบนี้จะเกิดขึ้นเพียงเล็กน้อย

ความไม่เสถียรที่สังเกตเห็นได้ในครั้งแรกทำให้ทราบว่า ในช่วงตกจะเกิดขึ้นกว่าเวลา ในการต้านที่มีลักษณะเฉพาะ (characteristic resistive time,  $\tau_R$ )

$$\tau_R = \mu_0 r_1^2 / \eta \quad 2.127$$

โดยที่  $r_1$  คือรัศมีของ  $q=1$  ในขณะที่  $\tau_R$  มีค่าประมาณ 10 ms เวลาในช่วงตกมีค่าประมาณได้ 100  $\mu$ s ดังนั้น ถ้าในช่วงตก คือ การเชื่อมโยงกับการจัดเรียงตัวใหม่ของ สนามแม่เหล็ก ทั้งนี้การกระจายตัวของสนามแม่เหล็กก็ต้องเกิดขึ้นอย่างรวดเร็ว ในขั้นตอนแบบจำลองนี้คิดที่จะจัดให้มีการ แจกแจงของกระบวนการเชื่อมต่อสนามแม่เหล็ก อย่างสมบูรณ์ แต่เมื่อทำการวิเคราะห์ในภายหลัง กลับทำให้ พบว่า มีความยากเพิ่มขึ้น ดังนั้นสิ่งที่อาจจะตรวจสอบอย่างแรก ก่อนคือต้องอธิบาย แบบจำลอง Kadomtsev ซึ่งจะได้อธิบายในหัวข้อที่ 2.4.1

#### 2.4.1 แบบจำลองของ Kadomtsev

เส้นสนามแม่เหล็ก บนพื้นผิวที่  $q=1$  จะเป็นเส้นที่กำหนดเกลียว และกระบวนการเชื่อมต่อ มีความสัมพันธ์กับฟลักซ์ที่ตั้งฉากกับเกลียว วนนี้ เส้นสนามแม่เหล็กที่พันรอบๆ ทอรัส ที่มี  $d\theta/d\phi=1$  แผ่นเกลียวซึ่ง  $d\theta/d\phi=1$  สามารถแสดงดังในภาพที่ 2.11 เส้นสนามแม่เหล็กที่ค่า  $q=1$  ซึ่งอยู่บนระนาบแผ่นนี้ สำหรับที่  $q \neq 1$  เส้นสนามแม่เหล็กจะตัดกับแผ่น เกลียวนี้ ทำให้เกิดฟลักซ์ที่เป็นเกลียว ดังนั้นหน่วยที่ตั้งฉากกับแผ่นมีส่วนประกอบ

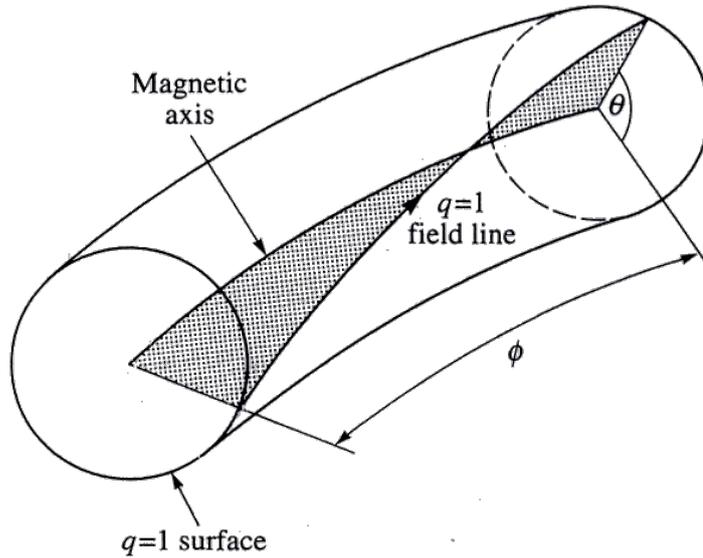
$$i_0 = \frac{1}{\sqrt{1+r^2/R^2}} \quad i_\phi = -\frac{r/R}{\sqrt{1+r^2/R^2}}$$

โดยที่  $r$  คือ รัศมีรองและ  $R$  คือรัศมีหลัก ซึ่งพจน์ที่ส่งผลมากที่สุด (leading order) สำหรับเส้นสนามแม่เหล็กที่บิดเป็นเกลียว  $B^* = i_0 B_0 + i_\phi B_\phi$  คือ

$$\begin{aligned} B^* &= B_0 - (r/R)B_\phi \\ B^* &= B_0(1-q) \end{aligned} \quad 1.128$$

ภาพที่ 2.11

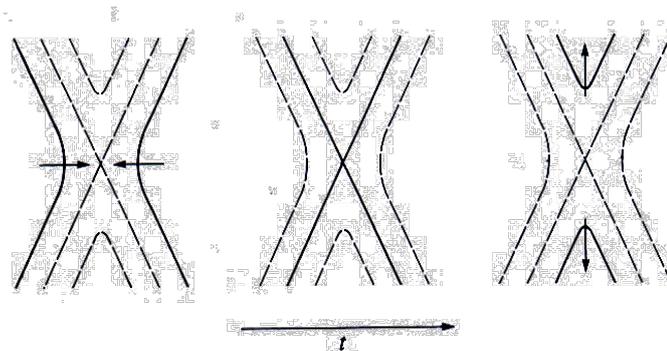
แสดงลักษณะแผนภาพของแผ่นโครงร่างสมมติซึ่งลากเชื่อมต่อระหว่างแกนกลางของเครื่องโทคาแมคกับเส้นสนามแม่เหล็กที่มี  $q=1$  แผ่นโครงร่างสมมตินี้จะมีลักษณะบิดเป็นเกลียวไปตามเส้นสนามแม่เหล็ก



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ภาพที่ 2.12

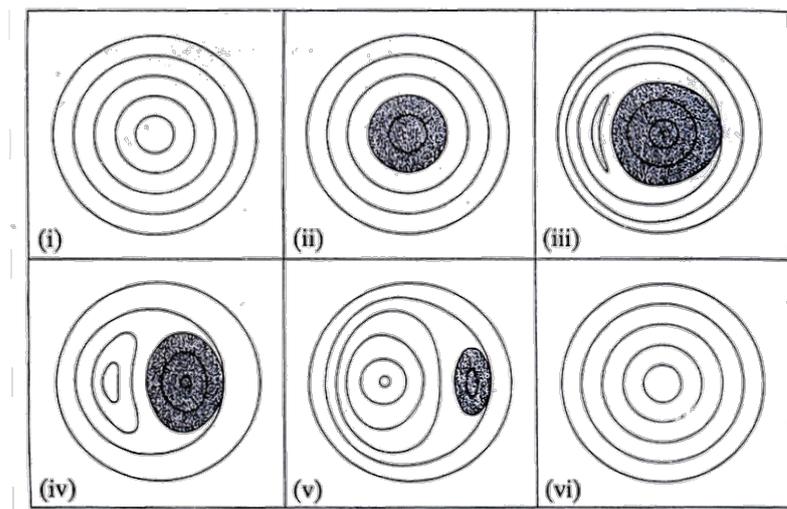
แสดงพื้นผิวฟลักซ์ด้วยด้วยเส้นทึบที่มีทิศทางเข้าสู่จุด X เมื่อมีการสัมผัสและตัดกันจึงเกิดการเชื่อมต่อฟลักซ์ขึ้น เมื่อเวลาผ่านไปจากซ้ายไปขวา



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ภาพที่ 2.13

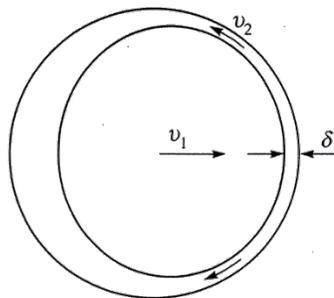
แสดงภาพตัดขวางของสนามแม่เหล็กในช่วงเริ่มแรก (i) จนถึงช่วงสุดท้าย (vi) ของความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย (ความไม่เสถียรที่โหมด  $m=1$  เคลื่อนที่ออกไปยังบริเวณที่ค่า  $q < 1$  โดยแสดงด้วยส่วนที่แรเงาในภาพ)



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ภาพที่ 2.14

แสดงการเชื่อมต่อของสนามแม่เหล็กซึ่งเกิดขึ้นในบริเวณช่วงแคบๆที่มีความหนา  $\delta$  โดยที่แกนตรงกลางเคลื่อนด้วยความเร็ว  $v_1$  ทำให้พลาสมาถูกดันออกด้วยความเร็ว  $v_2$



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ฟลักซ์ที่เป็นเกลียวซึ่งเกี่ยวข้องกับสมการ 3.21 แสดงได้โดย  $d\psi^*/dr = B^*$  สนามที่เป็นเกลียวเปลี่ยนเครื่องหมายที่ พื้นผิวที่ค่า  $q = 1$  และในแบบจำลอง Kadomtsev ฟลักซ์ที่เป็น

เกลียวระหว่างแกนและ  $q=1$  เชื่อมต่อกันอีกครั้ง ด้วยฟลักซ์ที่มี ขนาดเท่ากัน แต่สวนทางกัน ภายนอกพื้นผิวที่ค่า  $q=1$  กระบวนการของการเชื่อมต่อกันใหม่แสดงให้เห็นดังในภาพ 2.12 ฟลักซ์เข้ามา เชื่อมต่อใหม่ อย่างค่อยเป็นค่อยไป โดยกระบวนการเกิดการเชื่อมต่อใหม่ของ สนามแม่เหล็ก ได้แสดงไว้ในภาพที่ 2.13 การเชื่อมต่อใหม่ได้สร้างเกาะของสนามแม่เหล็ก (magnetic island) ซึ่งขนาดของเกาะสนามแม่เหล็กนี้จะเพิ่มขึ้นเรื่อยๆ และในท้ายที่สุดก็เข้ามา แทนที่ผิวฟลักซ์ส่วนเดิม การเชื่อมต่อใหม่จริงๆแล้วจะเกิดในชั้นแคบๆที่ความหนา  $\delta$  แสดงในภาพ ที่ 2.14 นั่นคือ กระแสในชั้นแคบๆนี้ถูกขับโดยสนามไฟฟ้า  $v_1 B^*$  เมื่อ  $v_1$  คือความเร็วของพลาสมา ที่วิ่งเข้ามา ดังนั้น

$$j \sim v_1 B^* / \eta \quad 1.129$$

จากกฎของแอมแปร์

$$j \sim B^* / \mu_0 \delta \quad 1.130$$

แกนกลางที่ถูกแทนที่ ส่งผ่านความดัน  $B^{*2} / 2\mu_0$  ซึ่งทำให้เกิดการไหลออกไปจากชั้นด้วยความเร็ว  $v_2$  ซึ่งมีค่าคำนวณได้จาก

$$\rho v_2^2 \sim B^{*2} / 2\mu_0 \quad 1.131$$

ทำให้การไหลไปยังแต่ละชั้นในความยาว  $\sim r_1$  ความต่อเนื่องจะเกิดขึ้นได้เมื่อ

$$v_1 r \sim v_2 \delta \quad 1.132$$

และใช้ความสัมพันธ์ 1.130 และ 1.131 เพื่อกำจัด  $v_1$  และ  $v_2$  ใน 1.130 ทำให้แสดง  $\delta$  ได้ดังนี้

$$\delta^2 \sim \frac{\eta \sqrt{\mu_0 \rho}}{\mu_0 B^*} r_1 \quad \text{หรือเขียนได้เป็น } \tau_R = \frac{\mu_0}{\eta} r_1^2 \quad \text{และ } \tau_A = \frac{r_1}{B^* / \sqrt{\mu_0 \rho}}$$

ดังนั้น

$$\delta \sim \left( \frac{\tau_A}{\tau_R} \right)^{1/2} r_1 \quad 1.133$$

เวลาของช่วงตกสามารถหาได้จากการที่แกนกลางของเกาะสนามแม่เหล็กเคลื่อนที่ตัดผ่านรัศมี  $r_1$

$$\tau_K \sim \frac{r_1}{v_1} \quad 1.134$$

ความเร็ว  $v_1$  หาได้จากความสัมพันธ์ 1.131 และ 1.133

$$\tau_K \sim (\tau_R \tau_A)^{1/2} \quad 1.135$$

ดังนั้นเวลาของ ช่วงตกคือค่าเฉลี่ยเชิงเรขาคณิตของเวลาการแพร่ กระจายที่เกิดมา จากการที่อนุภาคเคลื่อนที่ชนกัน และเวลา Alfvénic ดังนั้นเนื่องจาก  $\tau_A \ll \tau_R$  แบบจำลองนี้ใช้

ทำนายเวลาของช่วงตกจะให้ค่าที่ใกล้เคียงกับค่าที่ได้จากการทดลอง เมื่อกำหนดให้  $\tau_R \sim 10$  ms  
 $\tau_A \sim 1$   $\mu$ s และ  $\tau_K \sim 100$   $\mu$ s

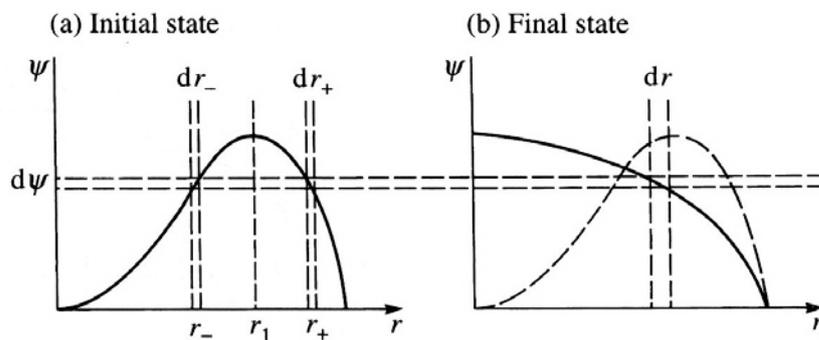
การเชื่อมต่อใหม่ของฟลักซ์สามารถคำนวณได้จากลักษณะของฟลักซ์สำหรับ  $\psi(r)$  ดังแสดงในภาพ 2.15 ส่วนประกอบย่อยของ ฟลักซ์  $d\psi$  ที่ครอบคลุม  $dr_-$  ที่  $r=r_-$  ส่วนด้านในของ  $q=1$  และเท่ากับฟลักซ์ที่ครอบคลุม  $dr_+$  ที่  $r=r_+$  ส่วนด้านนอกฟลักซ์ทั้งสองนี้จะเชื่อมต่อกันและทำยที่สุดจะครอบคลุมไปถึงขอบของ  $dr$  ที่รัศมี  $r$  ทั้งสองค่าจะต้องมีการคำนวณ การเชื่อมต่อใหม่เริ่มที่  $r_1$  เมื่อ  $\psi = \psi_{max}$  และฟลักซ์ที่เชื่อมต่อใหม่ในครั้งแรกนี้จะสร้างมาจากตรงกลางอันใหม่ของพลาสมา ดังนั้น  $\psi(0)$  ในสถานะสุดท้าย  $\psi_{max}$  ก็เท่ากับสถานะเริ่มต้น

การที่มันบีบอัดไม่ได้ (incompressible) ของสนามแม่เหล็กในแนวทอรอยดัล ก็หมายความว่าผลรวมของพื้นที่ครอบคลุมแนวโพลอยดัล โดยฟลักซ์เริ่มต้นต้องเท่ากับพื้นที่ ที่ครอบคลุมโดยฟลักซ์สุดท้าย นั่นคือ

$$rdr = r_-dr_- + r_+dr_+ \tag{1.136}$$

ภาพที่ 2.15

แสดงลักษณะของการเกิดฟลักซ์จากสถานะเริ่มต้นถึงสถานะสุดท้ายในแบบจำลอง Kadomsev ของช่วงตกของความไม่เสถียรแบบพื้นเลื่อย



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

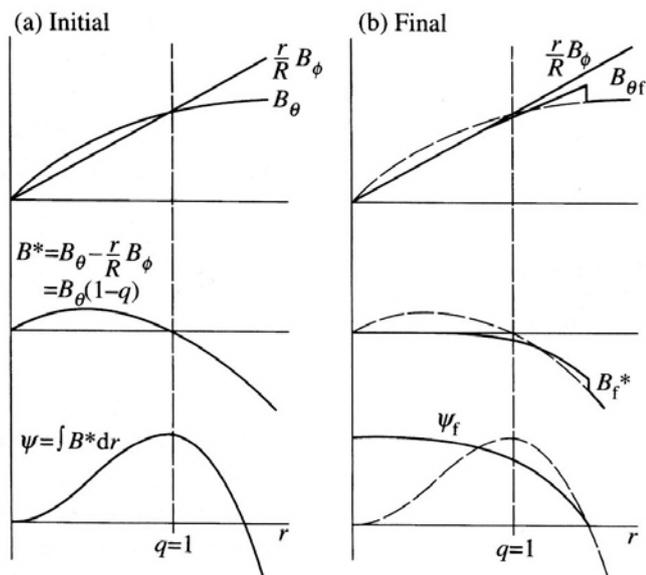
จากภาพ 2.15 จะเห็นได้ว่ารัศมีเริ่มต้นขึ้นอยู่กับฟลักซ์ให้ความสัมพันธ์ในทางกลับกัน  $r_-(\psi)$  และ  $r_+(\psi)$  ดังนั้น  $r_-^2(\psi)$  และ  $r_+^2(\psi)$  การกระจายฟลักซ์ช่วงสุดท้าย ดังนั้น  $\psi_f$  สามารถคำนวณได้จาก  $r^2(\psi_f)$  หลังจากอินทิเกรตสมการ 1.136 ก็จะได้

$$r^2(\psi_f) = \int_{r_1}^{r_+} dr_+^2(\psi) + \int_{r_-}^{r_1} dr_-^2(\psi)$$

ผลเฉลยนี้เป็นจริงก็ต่อเมื่อรัศมีที่ค่าเริ่มต้นและค่าสุดท้ายของ  $\psi$  มีค่าเท่ากัน ถ้าเกินจากรัศมีนี้ไป ค่า  $\psi$  ก็จะไม่มีการเปลี่ยนแปลง

ภาพที่ 2.16

แสดงการเปรียบเทียบสนามแม่เหล็กและฟลักซ์บนแผ่นโครงร่างที่เป็นเกลียวของแบบจำลอง Kadomtsev โดยที่ตัวห้อย  $f$  ใช้อ้างอิงถึงสถานะสุดท้าย



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ในภาพที่ 2.16 นี้รูปบนเป็นสนามแม่เหล็กในแนวทอไรดัลและโพรอยดัล รูปกลางเป็นสนามแม่เหล็กบนแผ่นโครงร่างที่เป็นเกลียว และรูปล่างเป็นฟลักซ์บนแผ่นโครงร่างที่เป็นเกลียว โดยที่รูปทางฝั่งด้านซ้ายเป็นสถานะเริ่มต้นของการเชื่อมต่อของสนามแม่เหล็ก ในขณะที่รูปฝั่งด้านขวาเป็นสถานะสุดท้ายของการเชื่อมต่อของสนามแม่เหล็ก ทั้งนี้จากภาพที่ 2.16 สามารถสรุปได้ว่าสนามแม่เหล็กที่เปลี่ยนแปลงจากสถานะเริ่มต้นไปจนถึงสถานะสุดท้าย จะมีความต่อเนื่องที่รัศมีมากกว่า  $r_1$  และสื่อเป็นนัยว่ากระแสที่เป็นแผ่นในสถานะที่มีการเชื่อมต่อใหม่  $B_{\theta f}$

การจำลองเชิงตัวเลข มีการตรวจสอบแบบจำลอง Kadomtsev ซึ่งเป็นผลเฉลยของสมการ MHD อย่างไรก็ตามผลจากการทดลองก็เพิ่มขึ้นไปเรื่อยๆ ซึ่งดูเหมือนจะขัดแย้งกันในหลายๆด้าน ของแบบจำลอง MHD และจะได้อธิบายต่อไป

### 2.4.1.1 เวลาในช่วงตก (collapse time)

จากความสัมพันธ์ 1.135 เวลาของช่วงตกเป็นส่วนหนึ่งกับ  $r_1^{3/2}$  ดังนั้นสำหรับโทคาแมคขนาดใหญ่อย่างเช่น JET เวลาของการตก ก็ควรที่จะเพิ่มขึ้นด้วย เมื่อเปรียบเทียบกับเครื่องขนาดเล็กในส่วนที่เกิดการสั่นแบบพินเลื่อย เมื่อสังเกตได้ในครั้งแรก อย่างไรก็ตาม เวลาของการตกที่สามารถเปรียบเทียบกันได้ สำหรับ JET การทำนายเวลาของการตกที่มีค่า ประมาณ  $\sim 10$  ms ในขณะที่เวลาจากการสังเกตได้จากการทดลองเป็น  $\sim 100$   $\mu$ s

การตรวจสอบทฤษฎีทำให้เกิดความตระหนักว่าในพลาสมาอุณหภูมิสูงความต้านทานไฟฟ้าของชั้นการเชื่อมต่อใหม่จะไม่มีค่าความต้านทาน และการเชื่อมต่อใหม่ก็ไม่มีการชนกัน ซึ่งอัตรานี้จะขึ้นอยู่กับความเฉื่อยของอิเล็กตรอน

โดยใช้ความสัมพันธ์ 1.131 และ 1.132

$$v_1 = \frac{\delta}{\tau_A} \quad 1.137$$

และการแทนที่ในความสัมพันธ์  $\tau = r_1/v_1$  จะได้เวลาในการเชื่อมต่อ

$$\tau \sim \frac{r_1 \tau_A}{\delta} \quad 1.138$$

ฟิสิกส์ของการเชื่อมต่อจะต้องผ่านการคำนวณของค่าความหนา  $\delta$

เมื่อความเฉื่อยของอิเล็กตรอนมีค่าสูงก็จะมีสองกรณีที่เป็นไปได้ขึ้นอยู่กับช่วงเวลา อิเล็กตรอนมีความเร็ว ในกรณีที่ยาวเวลาก็เป็นเพียงช่วงที่พลาสมาวิ่งผ่านชั้นความหนา ในกรณีที่สองเวลาจะถูกกำหนดโดย ความหนืดที่ปราศจากการชน (collisionless viscosity) อิเล็กตรอนวิ่งในสนามแม่เหล็กด้วยความเร็ว thermal และการเฉือน (shear) ในสนามแม่เหล็กทำให้อิเล็กตรอนหลุดออกจากเฟสของสนามไฟฟ้าที่สร้างความเร่ง

ในขั้นนี้ กฎของโอห์มเขียนได้ว่า

$$v_1 B^* = \eta j + \frac{m}{ne^2} \left( \frac{dj}{dt} + \frac{v_{T_e}}{l} j \right) \quad 1.139$$

เมื่อ  $l$  คือความระยะทางที่ความเร่งเกิดขึ้นได้ ซึ่งก็ประมาณ  $\sim (B/B^*) r_1 \sim R/(1-q_0)$  ซึ่งค่าที่ใหญ่ในเทอม  $dj/dt$  คือ  $v \cdot \nabla j$  เมื่อ  $v \cdot \nabla j$  มีค่าประมาณเวลา ในการพัก  $v_1/\delta$  ดังนั้น  $\eta = 1/\epsilon_0 \omega_p^2 \tau_e$  เมื่อ  $\tau_e$  คือเวลาในการชนของอิเล็กตรอน สมการ 1.139 จึงกลายเป็น

$$v_1 B^* = \frac{1}{\epsilon_0 \omega_p^2} \left( \frac{1}{\tau_e} + \frac{v_1}{\delta} + \frac{v_{T_e}}{l} \right) j \quad 1.140$$

ใช้สมการ 1.130 สำหรับ  $j$  และ สมการ 1.137 สำหรับ  $v_1$ , สมการ 1.140 สามารถหาชั้นของความหนา  $\delta$  ได้เป็น

$$\delta \sim \frac{c}{\omega_p} \left( \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_A} + (1-q_0) \frac{v_{Te}}{R} \right)^{1/2} \tau_A^{1/2} \quad 1.141$$

ความสัมพันธ์ 1.141 แสดงบริเวณที่ความต้านทานต่างๆมีผลกระทบสูง หากความเฉื่อยของอิเล็กตรอนจะมีความสัมพันธ์มากกว่าความต้านทานต้องให้  $\tau_A < \tau_e$  โดยทั่วไปแล้วต้องให้ค่า  $T(\text{keV}) > (n/10^{20})$  เงื่อนไขที่จะทำให้ความหนืดของอิเล็กตรอนมีค่าสูงกว่าแรงเฉื่อยอิเล็กตรอนมีค่า  $(1-q_0)v_{Te}/R > 1/\tau_A$  ซึ่งก็ประมาณได้ว่า

$$\beta_e > \frac{m_e}{m_i} \quad 1.142$$

เมื่อ  $\beta_e = nT_e/(B_\phi^2/2\mu_0)$  อสมการ 1.142 จะเป็นจริงได้โดยง่าย และความหนืดของอิเล็กตรอนก็เป็นกระบวนการที่สำคัญภายในโtokaแมคควอนหุมิสูง

แทนค่าของ 1.141 ใน 1.137 ก็จะทำให้ได้สมการทั่วไปสำหรับเวลาของช่วงตกและให้ความสัมพันธ์ระหว่างบริเวณทั้งสาม

$$\tau \sim \frac{\tau_A}{\left( \tau_A/\tau_R + (c/r\omega_1)^2 \left( 1 + (\beta_e/(m_e/m_i))^{1/2} \right) \right)^{1/2}}$$

#### 2.4.1.2 Quasi-interchange

เนื่องจากสภาพนำไฟฟ้าที่สูงของพลาสมา การแจกแจงใหม่ของกระแส พลาสมาในช่วงเพิ่มควรจะทำให้ค่า  $q$  ในส่วนตรงกลาง เปลี่ยนแปลง เพียงเล็กน้อย (โดยประมาณ 0.02-0.05 เท่านั้น) ดังนั้น ถ้า  $q$  มีค่าใกล้เคียงกับหนึ่งหลังจากช่วงตกตามที่ทำนายจากแบบจำลองของ Kadomtsev มันก็ควรที่จะมีค่าเข้าใกล้หนึ่งในตอนท้ายของช่วงเพิ่มเมื่อความไม่เสถียรเกิดขึ้นทำให้กราฟของค่า  $q$  มีลักษณะที่ค่อนข้างจะราบ โครงสร้างที่มีกราฟของค่า  $q$  ที่ค่อนข้างราบจะไม่เหมาะสมกับความไม่เสถียรแบบแลกเปลี่ยนในอุดมคติที่มีอัตราการเติบโตของความไม่เสถียร ที่รวดเร็ว อย่างไรก็ตาม หากรวมผลของความต้านทานแบบกึ่งแผนเดิม (neoclassical resistivity) ค่า  $q$  รอบๆแกนของสนามแม่เหล็กก็จะลดต่ำลงไปอีก

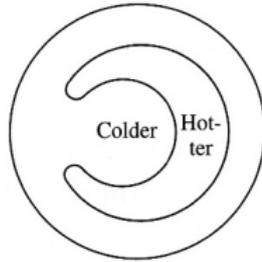
ภาพที่ 2.17 แสดงความแตกต่างระหว่างรูปแบบความไม่เสถียรของการแลกเปลี่ยน quasi-interchange และการเชื่อมต่อใหม่ ลักษณะเฉพาะของ quasi-interchange คือรูปแบบของ Cold Bubble เมื่อพิจารณารูปภาพของพลาสมาที่ได้จากการวัดด้วยรังสีเอ็กซ์ ในเครื่อง JET ระหว่างช่วงตกพบว่าสอดคล้องกับแบบจำลอง quasi-interchange จากการเปรียบเทียบแบบจำลองที่ไม่เป็นเชิงเส้นของความไม่เสถียรแบบ quasi-interchange ด้วยรูปที่ได้จากรังสีเอ็กซ์ ในภาพที่ 2.18 ก็ทำให้มั่นใจได้ยิ่งขึ้น การวิเคราะห์เบื้องต้นในเครื่อง JET ด้วยรังสีเอ็กซ์ มีความละเอียดที่แย่มาก จึงทำให้วิเคราะห์ได้ไม่ดีเท่าที่ควร แต่เมื่อใช้ความละเอียดสูงขึ้น จึงทำให้

สามารถวิเคราะห์ผล ได้ละเอียดยิ่งขึ้น อย่างไรก็ตามก็ยังมีปัญหาเกี่ยวกับการแปรผลในเรื่องของการตกปัญหานี้ก็เกิดขึ้นจากการวัดค่า  $q$  ซึ่งปัจจุบันก็มีการพิจารณาอยู่

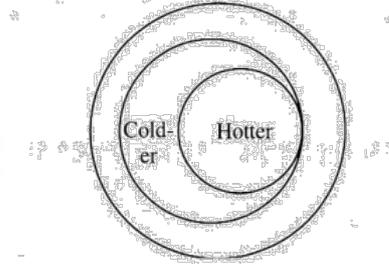
ภาพที่ 2.17

แสดงความแตกต่างของการเติบโตแบบไม่เป็นเชิงเส้น (a) และ quasi-interchange (b) ในโหมดการเฉือนที่มีการเชื่อมต่อใหม่

(a) quasi-interchange



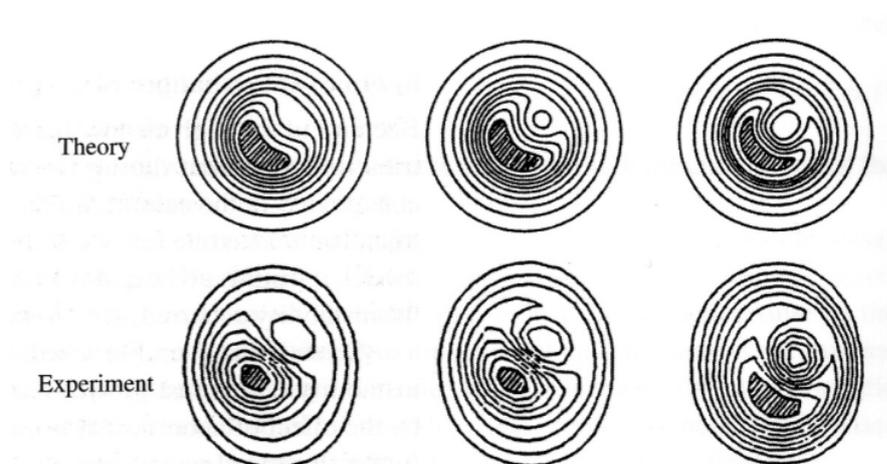
(b) tearing



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

ภาพที่ 2.18

แสดงการเปรียบเทียบการจำลอง (P. Kirby) กับการเชื่อมต่อใหม่ด้วยรังสีเอ็กซ์ของเครื่องโทคาแมค JET (R. Granetz)



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

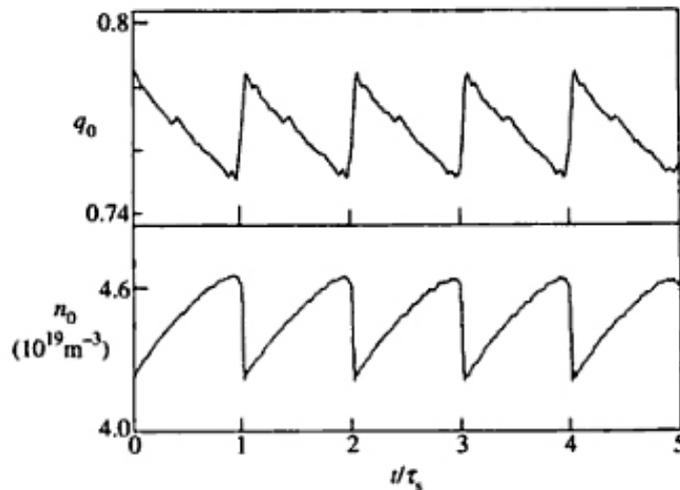
### 2.4.1.3 การวัดค่า $q_0$ (measurement of $q_0$ )

เมื่อมีการพัฒนาวัดค่า  $q$  อย่างแม่นยำขึ้น ครั้งแรกในการวัดโดยใช้วิธี polarimetry พบว่า ค่าของ  $q_0$  ต่ำกว่าหนึ่งมาก (ค่าโดยประมาณอยู่ระหว่าง 0.7-0.8) ซึ่งขัดแย้งกับการทำนายที่ว่า ค่าของ  $q_0$  เปลี่ยนจากหนึ่งไม่มากนักในช่วงเพิ่ม และนอกจากนี้ยังพบอีกกว่า ค่าของ  $q_0$  ต่ำกว่าหนึ่งมาตลอดทั้งช่วง ปรากฏการณ์พื้นเลื่อยดังในภาพที่ 2.19 แสดงเวลาที่เปลี่ยนแปลงของ  $q_0$  ที่วัดโดยวิธี polarimetry เนื่องจาก ค่า  $q_0$  ที่เหลือต่ำกว่าหนึ่งนั้นก็ขัดแย้งกับโมเดลของ Kadomtsev ซึ่งบ่งบอกให้เห็นว่าการเชื่อมต่ออย่างสมบูรณ์ไม่เกิดขึ้น

ค่าของ  $q_0$  ที่ได้จากการวัดในเครื่องโทคาแมค JET ทั้งวิธี polarimetry และ motional Stark effect ภายใต้เงื่อนไขที่สังเกตได้จากความไม่เสถียร สิ่งที่ปรากฏให้เห็นในแบบจำลอง quasi - interchange คือ  $q_0$  ก็มีค่าประมาณ 0.7 ซึ่งไม่สอดคล้องกับความไม่เสถียรของแบบจำลอง quasi - interchange ที่ประมาณเอาไว้ว่าต้อง  $q_0 \approx 1$

ภาพที่ 2.19

แสดงการเปลี่ยนแปลงของสนามแม่เหล็กและฟลักซ์ที่เป็นเกลียวของแบบจำลอง Kadomtsev โดยที่ตัวห้อย  $f$  ใช้อ้างอิงถึงสถานะสุดท้าย



ที่มา: J. Wesson, "Tokamaks". 3rd ed. 1997: Clarendon, Oxford, England. [5]

#### 2.4.1.4 ความไม่เสถียรที่เกิดขึ้นเองตามธรรมชาติ (spontaneous onset)

การเกิดความไม่เสถียรแบบพินเล็ยนั้น การทรุดลงปกติมักจะมีการแกว่งที่เติบโตขึ้น นำหน้าเสมอ การแกว่งเหล่านี้เกิดจากความถี่จำกัดของโหมด ซึ่งบ่งชี้ว่าเวลาการเจริญเติบโตของการแกว่งนี้ยาวกว่าคาบของความไม่เสถียรแบบพินเล็ย

ไม่ว่าอะไรจะเป็นสาเหตุของความไม่เสถียร มันควรเกิดขึ้นผ่านการเปลี่ยนแปลงในความสมดุลระหว่างช่วงเพิ่ม ความไม่เสถียรที่เกิดขึ้นครั้งแรกที่สภาพเกือบเสถียร ดังนั้นอัตราการเจริญเติบโตจึงเป็นศูนย์ และอัตราการเจริญเติบโตนี้ค่อยๆเพิ่มขึ้นมา อย่างไรก็ตาม เวลาสำหรับการเปลี่ยนความสมดุลเพื่อโครงสร้างภายนอกที่เกิดขึ้นมีอัตราการเจริญเติบโตเท่ากับที่ได้จากการสังเกตนั้น ยาวกว่าเวลาของช่วงตกของความไม่เสถียรแบบพินเล็ยมากๆ ในส่วนนี้ความแตกต่างกันในเรื่องของเวลา มีค่าถึง 100 เท่าสำหรับเครื่อง JET ซึ่งการเริ่มเกิดขึ้นเองตามธรรมชาติของความไม่มั่นคงนี้ก็ยังไม่เป็นที่เข้าใจ

#### 2.4.1.5 ความเสถียรในช่วงเพิ่ม (stability during the ramp phase)

ความเสถียรในช่วงเพิ่มนั้น ยังมีความยากในการที่จะทำความเข้าใจความเสถียรของโหมด  $m=1$  ในช่วงเพิ่มถ้า  $q_0$  ต่ำกว่า  $q=1$  หนึ่งมากๆ อย่างเช่นโครงสร้างภายนอก สามารถที่จะอธิบายมีความไม่เสถียรของโหมด resistive kink ซึ่งอัตราการเจริญเติบโตมีสัดส่วนยกกำลัง  $\frac{2}{3}$  ของ  $q'$  ที่  $q=1$  โครงสร้างของ อย่างง่ายให้เวลาที่เติบโตจำเพาะน้อยกว่า 1 ms ในขณะที่ช่วงเพิ่มสามารถมีถึง 100 ms

ปัญหาในการอธิบายคือโครงสร้างของ  $q$  นั้นเอง ที่มีการตรอบๆ  $q=1$  และมีการทดลองบางอย่างที่มีการยืนยันสำหรับสิ่งนี้ การที่มั่นคงนี้อาจจะเป็นคำตอบของเฟสที่ ช่วงลดก่อนหน้า อย่างไรก็ตาม ก็ยังไม่มีคำตอบที่สอดคล้องกับแบบจำลองนี้ พฤติกรรมที่เคยพบมา

#### 2.4.1.6 พลังงานในช่วงตก (thermal collapse)

ถ้ากระบวนการการเชื่อมต่อใหม่ของสนามแม่เหล็กไม่ สมบูรณ์ มันก็อาจคาดเดาได้ว่าพลาสมาในแกนที่ยังไม่มีการเชื่อมต่อใหม่อาจจะยัง ถูกกักไว้ อย่างไรก็ตามการตกของอุณหภูมิสวนทางกับค่าของ  $q < 1$  ตรงขอบ เป็นส่วนที่ขัดแย้งกับเงื่อนไขนี้ มันก็ดูเหมือนว่าปัญหานี้ยังมีอยู่ แม้ว่าโมเดลนี้ง่ายต่อการทำนายพื้นผิวสนามแม่เหล็กในแกนส่วนที่เหลือพื้นผิวสนามแม่เหล็กก็ยังคงเรียงตัวอย่างเป็นระเบียบอยู่แล้วค่อยแตก หลังจากพลังงานพลาสมาที่หนีไป แม้ว่าการออกแบบพื้นผิวของพลาซมัลท์ คือการพบการจำลองเชิงตัวเลขบางอย่าง อย่างไรก็ตามยังไม่พบว่ามีคำตอบที่เชื่อมโยงกับการหยุดการเชื่อมต่อใหม่

อย่างไรก็ตามปรากฏการณ์นี้เป็นที่ จักคือ สารเจือปนมีการเลื่อนเข้าไปข้างในอย่างรวดเร็วในแกนกลาง ที่เวลาการตกของพินเล็ย ซึ่งเวลาที่มีการกระจายอีกครั้งนี้สามารถสันักว่า การตกการที่อุณหภูมิเกิดการตก ถ้า ergodization ของสนามแม่เหล็ก คือ การอธิบายของอุณหภูมิของอิเล็กตรอนในเวลาที่เกิดการตก  $\tau_e$  อิเล็กตรอน ก็จะเคลื่อนที่ไปด้วยระยะทาง  $\sim v_{Te} \tau_e$  ตามแนวของเส้นสนามแม่เหล็กในระหว่างการตก สำหรับการตกที่ 100  $\mu s$  ที่อุณหภูมิในการตกของ 10 keV อิเล็กตรอนก็จะเคลื่อนที่ได้ 4 km ยกตัวอย่างเช่นใช้ นิกเกิล (nickle) เป็นสารเจือปน อะตอมของนิกเกิลจะมีความเร็ว thermal ซึ่งน้อยกว่า 330 เท่าของอิเล็กตรอน ดังนั้นช่วงการตกนี้ก็จะเดินทางได้ 12 เมตรตามสนาม ซึ่งก็เป็นที่น่าชัดแล้วว่า สนาม ergodic ไม่สามารถเคลื่อนไปที่ตรงกลางของพลาสมาได้ด้วยเวลาเพียงเท่านี้

ผลจากการทดลองนี้แสดงให้เห็นว่า สารเจือปนที่ไหลเข้าไปได้ต้องเนื่องมาจากมีการเคลื่อนที่ ซึ่งจำเป็นอย่างยิ่งในระนาบแนวโพรอยดัล และถ้าสารเจือปนนี้เคลื่อนที่ไปในทางเดียวกับอิเล็กตรอนและไอออนของพลาสมา ขณะที่ไม่มีการอธิบายถึงพฤติกรรมนี้ แต่ก็ควรจะจำไว้ว่าการเคลื่อนที่ในแนวโพรอยดัลสามารถสังเกตได้ด้วยรังสี เอ็กซ์ quasi-interchange ก็คล้ายกับการตกของความไม่เสถียรแบบพินเล็ยในเครื่องโทคาแมค JET

สิ่งที่เห็นมาจากการแจกแจงของความยากในการที่จะอธิบายพฤติกรรมของ ความไม่เสถียรแบบพินเล็ย นั่นก็คือความไม่แน่นอนเกี่ยวกับโครงสร้างของสองส่วนคือค่าตรงศูนย์กลาง และรูปร่างของมัน ความไม่แน่นอนตามธรรมชาติของ โหมด  $m=1$  ที่เกี่ยวกับความไม่เสถียร นั้นพบว่าขึ้นกับความเฉื่อยและ  $q_0$  นั่นเอง ค่าของ  $q'$  ที่  $q=1$  ของโครงสร้าง  $q$  รอบๆพินนี้

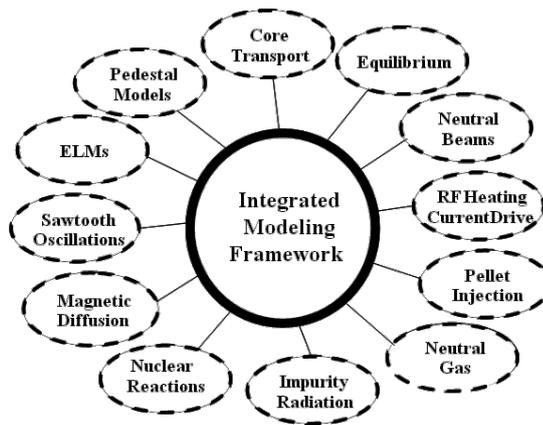
## 2.5 แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR

ภาพรวมโครงสร้างการทำงานของแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR แสดงดังในภาพที่ 2.20 แบบจำลองนี้ประกอบไปด้วย หน่วยต่างๆ ทางฟิสิกส์ ซึ่งแต่ละหน่วยทำหน้าที่ต่างๆ กันไป อย่างเช่น หน่วยการให้ความร้อนแบบลำอนุภาคที่เป็นกลางทางไฟฟ้า (Neutral Beams Injection model; NBI) หน่วยการให้ความร้อนแบบคลื่น (Resonance Frequency Heating model: RF) หน่วยจำลองการเคลื่อนที่ของอนุภาคภายใน (core transport model) และหน่วยแสดงการแผ่รังสีของอนุภาคเจือปน (impurity radiation model) เป็นต้น โดยจะสามารถคำนวณผลลัพธ์ได้ด้วยตัวเองไม่ขึ้นอยู่หน่วยอื่น โดยทั่วไปแล้ว ข้อมูลที่ผู้ใช้จะป้อนเข้าไปในแบบจำลองคณิตศาสตร์แบบรวมนี้คือค่าต่างๆ ที่วัดได้ จากการทดลอง อย่างเช่น ขนาดของเครื่องโทคาแมค ความหนาแน่นของก๊าซเริ่มต้น สนามแม่เหล็กที่ใช้ พลังงานทั้งหมดที่ให้แก่พลาสมาและ

กระแสของพลาสมา เป็นต้น ซึ่งจะถูกนำไปใช้ในการจำลองการเปลี่ยนแปลงของพลาสมาตามแต่ผู้ใช้ต้องการ

ภาพที่ 2.20

แสดงโครงสร้างการทำงานของแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR



แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR นี้ถูกพัฒนาขึ้นเพื่อคำนวณการเปลี่ยนแปลงของพลาสมาที่เวลาต่างๆ เช่น อุณหภูมิของอิเล็กตรอนและไอออน ความหนาแน่นของดิวทีเรียม ทริเทียม ฮีเลียม และสารเจือปน ค่าสัดส่วนของความเข้มของสนามแม่เหล็ก  $q$  (Magnetic  $q$  หรือ safety factor) ประจุที่เป็นกลาง และไอออนที่มีความเร็วสูง เป็นต้น ค่าเหล่านี้ถูกคำนวณโดย BALDUR ที่เอาปรากฏการณ์ทางฟิสิกส์หลายๆอย่างมารวมเข้าด้วยกัน เช่น การเคลื่อนที่ภายใน การให้ความร้อนแก่พลาสมา การไหลของอนุภาค เงื่อนไขข้อจำกัดตรงขอบเขตของพลาสมา รูปทรงของพลาสมาเมื่ออยู่ในภาวะสมดุล และผลลัพธ์ของความไม่เสถียรของพลาสมาในรูปแบบการแกว่งแบบพินเล็ย การให้ความร้อนแก่พิวชันและการสะสมของฮีเลียมก็คำนวณได้เช่นกัน ผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณของ BALDUR ร่วมกับแบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค (thermal and particle transport) ภายในพลาสมาเช่น Mixed Bohm/gyroBohm หรือ Multimode (MMM95) ได้รับการยอมรับว่าให้ผลที่ค่อนข้างตรงกับผลการทดลองจากเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่หลายเครื่องเช่น JET, DIII-D, Tore Supra และ Alcator C-MOD ซึ่งสอดคล้องกับการทดลองโดยมีค่าเบี่ยงเบนมาตรฐานแบบ RMS เพียง 10% ในส่วนของการคำนวณกำลังในการให้ความร้อนนั้น แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ใช้อัตราการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิวชันโดยอาศัยสมการของ Fokker Planck เพื่อหาสเปกตรัมของอนุภาค

อัลฟาที่มีความเร็วสูงในพลาสมา นอกจากนั้นยังใช้คำนวณอัตราการเกิดของฮีเลียม และอัตราการลดของดิว เทอเรียมกับทริเทียมในใจกลางพลาสมาด้วย การจำลองเหล่านี้ช่วยให้เข้าใจในปรากฏการณ์ทางฟิสิกส์ที่เกิดขึ้นภายในพลาสมาได้ดีขึ้น ซึ่งในท้ายที่สุดก็จะช่วยให้เกิดการ พัฒนาทางด้าน นิวเคลียร์แบบฟิวชัน ได้มากขึ้น

## 2.5.1 แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค

### 2.5.1.1 แบบจำลองแบบ Mixed B/gB

Mixed B/gB นี้เป็นแบบจำลองการเคลื่อนที่ที่ถึงผลการทดลอง โดยดั้งเดิมแล้วเป็นเพียงแบบจำลองการเคลื่อนที่ที่เป็นสัดส่วนจากการประมาณแบบ Bohm ซึ่งจะสมมติให้ค่าการแพร่กระจายเป็นส่วนหนึ่งกับปริมาณต่างๆทางกายภาพ โดย ค่าการแพร่กระจายแบบ Bohm จะแปรผันตรงกับ ค่ารัศมีแบบไจโรของอนุภาค (gyro radius) คูณกับค่าความเร็วของอนุภาคที่สัมพันธ์กับอุณหภูมิ (thermal velocity) หากด้วยค่ารัศมีในแนวแกนหลักของเครื่องโทคาแมค (major radius) ทั้งนี้จะถือว่า ค่าแม่เหล็ก  $q$  ซึ่งจะถือว่าทั้งหมดเป็นค่าคงตัว มีเพียงรัศมีในแนวโพลอยดัลที่เปลี่ยนแปลงได้ตามรูปทรงของพลาสมา จากนั้นได้มีการพัฒนาแบบจำลองขึ้นมาเป็น Mixed B/gB เพื่ออธิบายการเคลื่อนที่ของไอออน ด้วยการเพิ่มส่วน ที่เรียกว่า gyro-Bohm เข้าไปเพื่อจำลองการทำงานของเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ดังนั้นการประมาณแบบ gyro-Bohm คือ ค่าการแพร่กระจายที่แปรผันตรงกับ กำลังสองของค่ารัศมีแบบไจโรของอนุภาค คูณกับค่าความเร็วของอนุภาคที่สัมพันธ์กับอุณหภูมิ หากด้วย กำลังสองของค่ารัศมีในแนวหลัก โดยทั่วไปแล้วผลของ Bohm จะมีมากกว่าในพลาสมาทั่วไป แต่ผลของ gyro-Bohm จะมีผลในส่วนตอนกลางของพลาสมา และมีผลมากในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ที่มีกำลังและสนามแม่เหล็กต่ำ

ต่อไปเป็นการอธิบายแบบจำลอง Mixed B/gB รุ่นที่ใช้ในงานวิจัยนี้โดยย่อ การแพร่กระจายความร้อนของทั้งอิเล็กตรอนและไอออนนั้นประกอบไปด้วยสองส่วน ส่วนแรกคือการประมาณแบบ Bohm

$$\chi_B \equiv \rho_s c_s q^2 \frac{a(dp_e / dr)}{p_e} \Delta T_e \quad 1.143$$

ส่วนอีกส่วนเป็นแบบ gyro-Bohm

$$\chi_{gB} \equiv \frac{\rho_s^2 c_s (dT_e / dr)}{T_e} \quad 1.144$$

$\rho_s$  คือรัศมีในแนววงแหวนของไอออน  $c_s$  คือความเร็วของเสียง  $q$  คือค่าความปลอดภัย  $p_e$  คือค่าความดันของอิเล็กตรอน  $a$  คือรัศมีในแนวโพลอยดัล และ  $T_e$  คืออุณหภูมิของอิเล็กตรอน ในสมการค่าการแพร่กระจายของ Bohm  $\Delta T_e$  คือค่าแตกต่างของอุณหภูมิในพลาสมา

$$\Delta T_e = \frac{T_e(r/a=0.8) - T_e(r/a=1)}{T_e(r/a=1)} \quad 1.145$$

สุดท้ายก็จะนำค่าที่ได้เบื้องต้นมาคำนวณค่าการแพร่กระจายของไอออนและอิเล็กตรอน โดยมี ค่าสัมประสิทธิ์คูณอยู่กับแต่ละตัว

$$\chi_i = 1.6 \times 10^{-4} \chi^B + 1.75 \times 10^{-2} \chi^{gB} \quad 1.146$$

$$\chi_e = 8.0 \times 10^{-5} \chi^B + 3.5 \times 10^{-2} \chi^{gB} \quad 1.147$$

ค่าการแพร่กระจายของไฮโดรเจน ( $D_H$ ) กับสารเจือปน ( $D_z$ ) คำนวณได้จาก

$$D_H = D_z = \frac{\chi_i \chi_e}{\chi_i + \chi_e} \quad 1.148$$

ส่วนใหญ่แล้วพบว่าค่าจาก Bohm มีผลมากกว่าในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่

### 2.5.1.2 แบบจำลองแบบ MMM95

แบบจำลอง Multimode หรือ MMM95 เป็นการรวมกันของแบบจำลองที่มีพื้นฐานจากทฤษฎีได้แก่ แบบจำลอง Weiland เพื่อหา แกรเดียนต์ของอุณหภูมิของไอออน (Ion Temperature Gradient, ITG) กับโหมดของอิเล็กตรอนที่ถูกกัก (Trapped Electron Mode, TEM) แบบจำลอง Guzdar-Drake เพื่อหา drifted-Resistive Ballooning (RB) และ Kinetic Ballooning (KB) ในการจำลองเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่ การเคลื่อนที่ของคลื่นใน Weiland model มีอิทธิพลมากที่สุดของแบบจำลอง MMM95 model ที่ใช้ทำนายใจกลางของพลาสมา Weiland model นี้เริ่มจากสมการของของไหล (fluid equation) ค่าผลเฉลย eigenvalues และ eigenvectors ที่คำนวณออกมาได้ เอาไปใช้คำนวณหาค่าประมาณกึ่งเชิงเส้นของการไหลของความร้อนและอนุภาค ใน Weiland model นี้ประกอบไปด้วยปรากฏการณ์ทางฟิสิกส์ต่างๆ เช่น การเก็บอิเล็กตรอน  $T_i \neq T_e$  อนุภาคเจือปน ไอออนความเร็วสูง และค่า  $\beta$  ส่วนแบบจำลอง drifted-Resistive Ballooning โดย Guzdar-Drake มีพื้นฐานมาจาก แบบจำลอง  $E \times B$  drift-resistive ballooning mode โดย Guzdar-Drake ในปี 1993 ที่กล่าวว่าการเคลื่อนที่ขึ้นอยู่กับการเปลี่ยนแปลงของความดันและการชน แบบจำลอง นี้มีผล มากที่ขอบของพลาสมา สุดท้ายแบบจำลองการเคลื่อนที่แบบบอลลูนเป็นแบบจำลองกึ่งผลการทดลอง ซึ่งมีผลค่อนข้างน้อยในการ

จำลองพลาสมาภายในบริเวณใกล้เคียงแกนของสนามแม่เหล็ก ผลทั้งหมดใน

MMM95

นี้จะคูณด้วย  $K^{-4}$  โดย  $K$  เป็นค่าสัมประสิทธิ์ความรี (elongation) เพราะว่าแบบจำลองนี้เริ่มมาจากความคิดที่ว่าพลาสมาเป็นวงกลม

### 2.5.2 แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย

ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย จะทำนายได้ด้วยความสัมพันธ์ของการสั่นของอนุภาคนิวเคลียสของพลาสมา ความหนาแน่นของพลาสมา และตัวแปรอื่นของพลาสมาในบริเวณตรงกลางของเครื่องโทคาแมค ซึ่งจะเริ่มเกิดขึ้นเมื่อมีสนามแม่เหล็กมีการพันกันบนแกน  $q_0$  และน้อยลงเหมือนเดิม ขึ้นซ้ำ (ลาดพื้นเลื่อย) พิจารณาจากการส่งผ่านและความร้อนที่ลดลงมาอย่างรวดเร็ว (พังพื้นเลื่อย)

โปรไฟล์ของอนุภาคนิวเคลียสและความหนาแน่นจะเปลี่ยนเป็นแบนราบหลังจากเกิดการตกอย่างรวดเร็วแบบพื้นเลื่อย ขึ้นอยู่กับระยะในการรวม (mixing radius,  $r_{mix}$ ) ซึ่งค่อนข้างใหญ่กว่ารัศมีที่  $q=1$  ของก่อนการเกิดการตกอย่างรวดเร็วของ  $q$  โปรไฟล์ ความหนาแน่นของกระแสยังมีการเปลี่ยนแปลงในช่วงนี้อย่างต่อเนื่อง แม้ว่าหลักฐานทางการทดลองจะแสดงว่าทำให้แบนราบอย่างสมบูรณ์แบบของ  $q$  profile ไม่เคยเกิดขึ้น

#### 2.5.2.1 แบบจำลองแบบ Park-Monticello

คาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพื้นเลื่อย ตามแบบจำลอง Park-Monticello หาได้จาก

$$\tau_{Park-Monticello} = C_0 \times 0.009 \times \frac{R^2 T_{e,0}^{1.5}}{z_{eff}} \quad 1.149$$

เมื่อ  $C_0$  คือค่าคงที่ โดยปกติจะมีค่าเป็น 1

#### 2.5.2.2. แบบจำลองแบบ Rogers-Zakharov

แบบจำลองนี้อยู่บนพื้นฐานของของไหลแบบ MHD เมื่อ  $m=1$  ที่  $r=r_{q=1}$  เริ่มแรกจะพิจารณาเมื่อ  $j''(r_1) > 0$  หรือ  $\Lambda_H < 0$  โดยที่  $j''$  เป็นกระแสและ

$$\Lambda_H = \frac{r_1^2}{R^2} \left( \frac{13}{64} b - \frac{c}{4(1-c)} \beta_p^2 \right) \quad 1.150$$

แล้วโหมดนี้ไม่เสถียร และจะกำหนด  $s_0 = 0$  ซึ่ง  $s_0$  เป็นความถี่ที่มีค่าต่ำสุด (lower bound shear) ความถี่ที่มีค่าต่ำสุดหาได้จาก

$$s_0 = \left( \frac{\pi \sqrt{6} \Lambda_H \sqrt{-j_1''^2}}{4} \right)^{0.4} \quad 1.151$$

จากนี้พิจารณาว่ารัศมีลามอร์จะจำกัด (finite Larmor radius) โหมดอุดมคติของความไม่แน่นอน (stabilized ideal mode) ในโหมดนี้จะไม่เสถียรถ้าความถี่น้อยกว่า

$$s_H = -\Lambda_H \frac{\omega_{pi} r_1}{c} \left| \frac{B^2}{4 p_i' R} \right| \quad 1.152$$

เมื่อความถี่พลาสมาของไอออน กำหนดโดย

$$\omega_{pi} = \sqrt{4\pi \sum_{ions} n_i Z_i^2 e^2 / m_i} \quad 1.153$$

สุดท้ายพิจารณา  $m=1$  ความไม่เสถียรโหมดเพียงจริง (tearing mode stabilized) โดยเป็นผลจากรัศมีลามอร์ Larmor ผลรัศมี (collisionless tearing mode) ความถี่วิกฤตคือ

$$s_{CD} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \left| \frac{2\pi p_i' R}{B^2} \right| \frac{C_{sawtooth}}{1 + 0.4 \sqrt{\beta m_i / m_e}} \quad 1.154$$

เมื่อ  $p_i'$  เป็นเกรเดียนต์ความดันของไอออนเนื่องจากความร้อนที่  $r_1$ ,  $\beta$  คือ เบต้าสุทธิที่ได้รวมไอออนความเร็วสูง และ  $m_i$  เป็นมวลไอออนความหนาแน่นถ่วงน้ำหนัก ค่าเริ่มต้นของ  $C_{sawtooth}$  ควรจะเป็น 1.0 คราวนี้เปรียบเทียบแรงเฉือนที่บริเวณผิว  $q=1$  กับ แรงเฉือนวิกฤตที่สำคัญ เงื่อนไขสำหรับการตกอย่างรวดเร็วแบบฟันเลื่อยคือ

$$s_H > shear > s_0 + s_{CD} \quad 1.155$$

### 2.5.2.3 แบบจำลองแบบ Porcelli

แบบจำลองการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Porcelli พบว่าสิ่งที่จะทำให้เกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบฟันเลื่อย ได้ต้องมาจากเงื่อนไขใดเงื่อนไขหนึ่งดังต่อไปนี้

$$-\delta \hat{W}_{core} > c_h \omega_{DH} \tau_A \quad 1.156$$

$$-\delta \hat{W} > 0.5 \omega_{*i} \tau_A \quad 1.157$$

$$-c_\rho \hat{\rho} < -\delta \hat{W} < 0.5 \omega_{*i} \tau_A \text{ และ } \omega_{*i} < c_* \gamma_\rho \quad 1.158$$

เมื่อ  $C_\rho$  และ  $C_*$  คือค่าคงที่และ  $\delta \hat{W} \equiv$  core functional energy  $\sim \varepsilon_1^2 \beta_{p1}^2$

$$\gamma_\rho \approx 1.1 \frac{s_1^{6/7} \hat{\rho}^{4/7}}{(\tau_A s^{1/7})} \quad 1.159$$

### บทที่ 3

#### การศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก

วิทยานิพนธ์ในบทนี้จะนำเสนอผลของการศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาด้วยการให้พลังงานคลื่น แบบ ECRH ในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ในการศึกษานี้ได้จำลองพฤติกรรมพลาสมาโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมที่มีชื่อว่า BALDUR ในแบบจำลองนี้ การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของพลาสมาในบริเวณส่วนกลางของเครื่องโทคาแมคสามารถอธิบายได้จากผลรวมของสองส่วน ประกอบด้วย การส่งผ่านที่ไม่ปกติ (anomalous transport) ซึ่งคำนวณจากแบบจำลองแบบ MMM95 หรือ แบบจำลองแบบ Mixed B/gB และการส่งผ่านที่เกิดจากการชน (neoclassical transport) จากการศึกษาพบว่า อุณหภูมิที่คำนวณได้ใกล้เคียงกับที่ตรวจวัดได้จากการทดลอง อีกทั้งยังแสดงให้เห็นถึงแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อตรวจสอบ ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงานพบว่า ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงานจะสูงขึ้นเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH ซึ่งสอดคล้องกับผลที่ได้จากการทดลอง นอกจากนี้พบว่า เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงานจากส่วนของ Bohm จะมีค่าสูงกว่าค่าที่คำนวณได้จากส่วนของ gyro-Bohm แต่หากใช้แบบจำลองแบบ MMM95 จะพบว่า ค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงานค่าส่วนที่คำนวณจากรีสซิสทีฟ บอลลูนนิ่ง (resistive ballooning) มีค่าสูงกว่าค่าที่คำนวณได้จากส่วนอื่นๆ

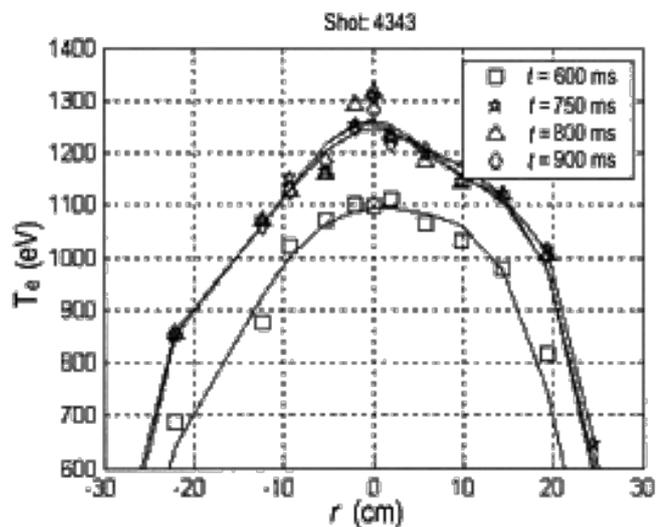
#### 3.1 ข้อมูลที่สังเกตได้จากการทดลอง

การทดสอบให้พลังงานแบบ ECRH ในเครื่องโทคาแมค HL-2A ซึ่งนำเสนอโดย SHI Zhongbing et.al [32] ในการทดลองหมายเลข 4343 มีการใช้ระยะเวลาในการดำเนินเครื่องทั้งหมด 1500 ms โดยทดสอบให้พลังงานความร้อนที่ความถี่อเล็กตรอน 450 kW ในช่วงระยะเวลาที่ดำเนินเครื่อง 700 – 1030 ms จากผลการทดลองพบว่าเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH จะทำให้อุณหภูมิอเล็กตรอนเพิ่มสูงขึ้นดังแสดงใน ภาพที่ 3.1 โดยเวลา 750 ms 800 ms และ 900 ms เป็นช่วงเวลาที่อเล็กตรอนได้รับพลังงานแบบ ECRH ทำให้อุณหภูมิของอเล็กตรอนบริเวณตรงกลางของพลาสมาเพิ่มสูงขึ้นจาก 1.1 keV เป็น 1.25 keV และจะเห็นว่าที่เวลา 600 ms

ซึ่งเป็นช่วงเวลาที่ยังไม่ได้รับพลังงานจะมีอุณหภูมิของอิเล็กตรอนต่ำที่สุด เมื่อมีการทดสอบให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อรูปข้าวหลามตัด สีเหลี่ยม และสามเหลี่ยมแสดงถึงช่วงเวลาก่อน ระหว่าง และหลังการให้พลังงานแบบ ECRH ซึ่งก็คือเวลาที่ 480 ms 570 ms และ 744 ms ตามลำดับ จากการทดลองพบว่าการแพร่กระจายพลังงานในช่วงที่มีการให้พลังงานแบบ ECRH จะเกิดขึ้นมากกว่าเมื่อเปรียบเทียบกับช่วงก่อนและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH ดังแสดงในภาพที่ 3.2

ภาพที่ 3.1

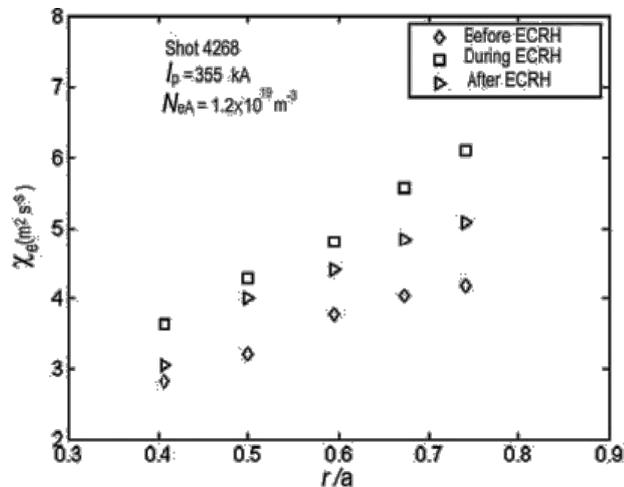
อุณหภูมิของอิเล็กตรอนที่เวลาต่างๆเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH โดยสัญลักษณ์ สีเหลี่ยม ดาว สามเหลี่ยม และสีเหลี่ยมข้าวหลามตัด คือข้อมูลจากการวัดที่เวลา 600 750 800 และ 900 ms ตามลำดับ



ที่มา: Zhongbing, S. Xuantong, D. Jun, R. et al. (2007) Preliminary Results of Sawtooth Behaviour and Electron Heat Transport During ECRH Experiment on HL-2A, Plasma Science and Technology, 9, 5.

ภาพที่ 3.2

สัมประสิทธิ์การแพร่กระจายของอุณหภูมิของอิเล็กตรอนกับรัศมีเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH



ที่มา: Zhongbing, S. Xuantong, D. Jun, R. et al. (2007) Preliminary Results of Sawtooth Behaviour and Electron Heat Transport During ECRH Experiment on HL-2A, Plasma Science and Technology, 9, 5.

### 3.2 อภิปรายผล

เมื่อใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ทำนายพฤติกรรมของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค HL-2A ในส่วนของ การศึกษาการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค ของพลาสมา ในการทดลองหมายเลข 4343 ซึ่งมีกรให้พลังงานแบบ ECRH โดยติดตั้งตัวแปรพื้นฐานที่ใช้ในการทำนายผลแสดงตามตารางที่ 3.1 เข้ากับแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR และใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคสองแบบคือ แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB และแบบจำลองการส่งผ่านพลังงาน แบบ MMM95 ซึ่งผลการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคทั้งสองแบบทำนายในเรื่องของ พลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมา (output power and heating power) แสดงในหัวข้อที่ 3.2.1 ในส่วนของเรื่องอุณหภูมิของไอออนและอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนแสดงในหัวข้อที่ 3.2.2 ในส่วนของเรื่องการแพร่กระจายพลังงานและอนุภาคของไอออนและอิเล็กตรอนแสดงในหัวข้อที่ 3.2.3 และในส่วนสุดท้ายจะเป็นเรื่องส่วนที่ส่งผลต่อการแพร่กระจายพลังงานของ อิเล็กตรอนเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานทั้งสองแบบแสดงในหัวข้อที่ 3.2.4

ตารางที่ 3.1

ตัวแปรพื้นฐานที่ติดตั้งในแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR

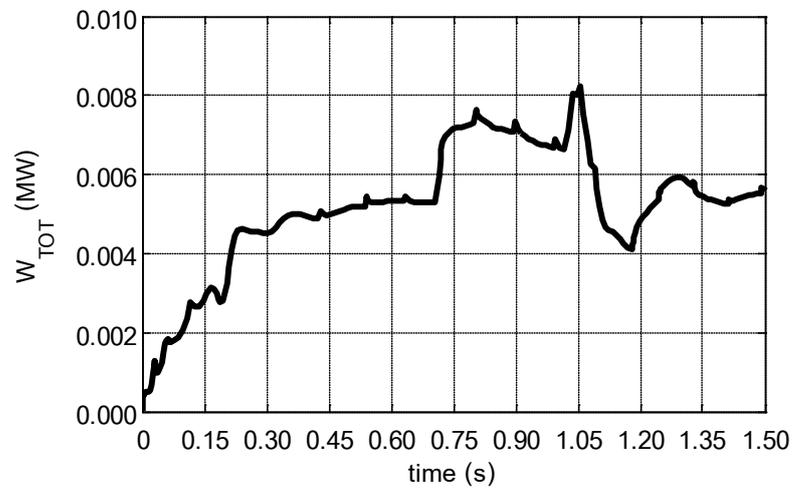
ตัวแปร	คำอธิบาย	ปริมาณ
$R$ (m)	รัศมีหลัก (Major radius)	1.65
$a$ (m)	รัศมีรอง (Minor radius)	0.40
$I_p$ (MA)	กระแสพลาสมา (Plasma current)	0.25
$B_T$ (T)	สนามแม่เหล็กแนวทออยดัล (Toroidal field)	2.43
$\kappa_{95}$	ความรี (Elongation)	1.30
$\delta_{95}$	ความเป็นสามเหลี่ยม (Triangularity)	0.30
$Z_{\text{eff}}$	ประจุไฟฟ้าเฉลี่ย (Effective charge)	1.50
$P_{\text{aux}}$ (MW)	พลังงานสำรอง (Auxiliary power)	0.45

3.2.1 ผลการทำนายพลังงานที่ได้และพลังงานที่ให้ เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ

ภาพที่ 3.3 และ 3.4 แสดงพลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมา (plasma stored energy) ซึ่งมีการเปลี่ยนแปลงตามเวลา สิ่งที่เกิดขึ้นได้จากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และ MMM95 ตามลำดับ พลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมาจากการใช้แบบจำลอง MMM95 มีพลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมาสูงกว่าการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB ซึ่งผลการจำลองนี้อธิบายได้ด้วยการส่งผ่านซึ่งจะได้ให้รายละเอียดภายหลัง นอกจากนี้ยังพบอีกว่าเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH พลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมานั้นเพิ่มขึ้นสำหรับคุณสมบัติของอิเล็กตรอนและไอออน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ในช่วงก่อนเกิดการตกอย่างรวดเร็วของ ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพื้นเลื้อย ในช่วงก่อนให้พลังงาน ช่วงให้พลังงานและช่วงหลังให้พลังงาน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ซึ่งส่วนนี้แสดงได้ตามภาพที่ 3.5 และ 3.6

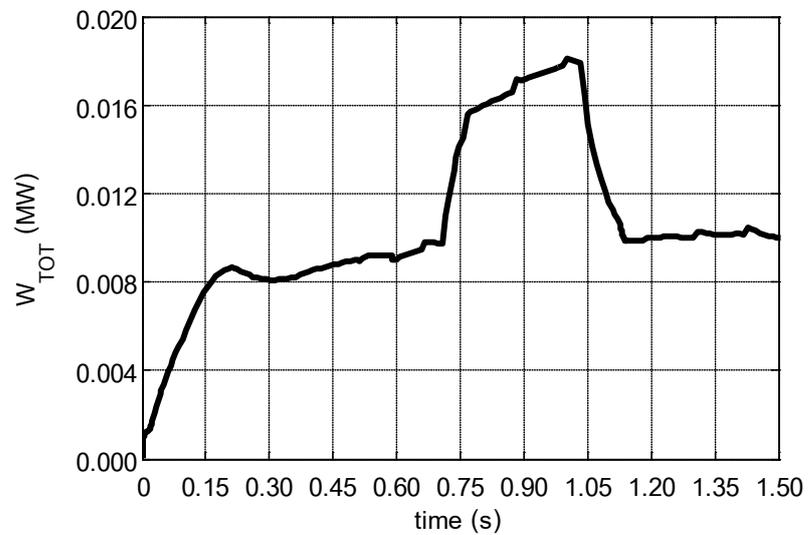
ภาพที่ 3.3

พลังงานที่ได้ออกมาเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH ในช่วงเวลา 700 – 1030 ms  
เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB



ภาพที่ 3.4

พลังงานที่ได้ออกมาเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH ในช่วงเวลา 700 – 1030 ms  
เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95



### 3.2.2 ผลการทำนายอุณหภูมิของไอออนและอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ

ภาพที่ 3.5 และ 3.6 แสดงอุณหภูมิของไอออน (บน) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (กลาง) และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (ล่าง) เป็นฟังก์ชันของรัศมีของวงรี (normalized minor radius) ที่เวลาก่อนการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพื้นเลื่อย ตามลำดับ จากภาพพบว่า ทั้งอุณหภูมิของไอออนและอิเล็กตรอน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าสูงสุดที่บริเวณตรงกลางของพลาสมา และแบบจำลองการส่งผ่านทั้งสองแบบก็ให้ผลการทำนายในการทำงานเหมือนกัน แต่อย่างไรก็ตามแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 จะให้ค่าอุณหภูมิและความหนาแน่นที่สูงกว่าแบบ Mixed B/gB ซึ่งค่าเฉลี่ยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาจากแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 แสดงในตารางที่ 3.2 และตารางที่ 3.3 ตามลำดับ ซึ่งเป็นค่าก่อนที่จะเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพื้นเลื่อย เมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH เพิ่มเข้าไปจะเห็นว่าค่าของอุณหภูมิของไอออนและอิเล็กตรอน กับค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนบริเวณตรงกลางเพิ่มขึ้น และหลังจากหยุดให้พลังงาน ค่าทั้งสองก็จะตกลงมา ซึ่งผลที่ได้จากแบบจำลองนี้ให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ได้จากการทดลอง ซึ่งพบว่าอุณหภูมิของอิเล็กตรอนที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเพิ่มขึ้นจาก 1.10 keV เป็น 1.25 keV เมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH พบว่าค่าที่ได้จากการใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ให้ผลที่ใกล้เคียงกับค่าที่ได้จากผลการทดลอง

ตารางที่ 3.2

อุณหภูมิและความหนาแน่นเฉลี่ยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค  
เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB

ตัวแปร	ก่อนให้พลังงาน	ระหว่างให้พลังงาน	หลังให้พลังงาน
$T_{i,0}$ (eV)	154	200	178
$T_{e,0}$ (eV)	549	1140	908
$n_{e,0}$ ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ )	2.1	2.0	1.6

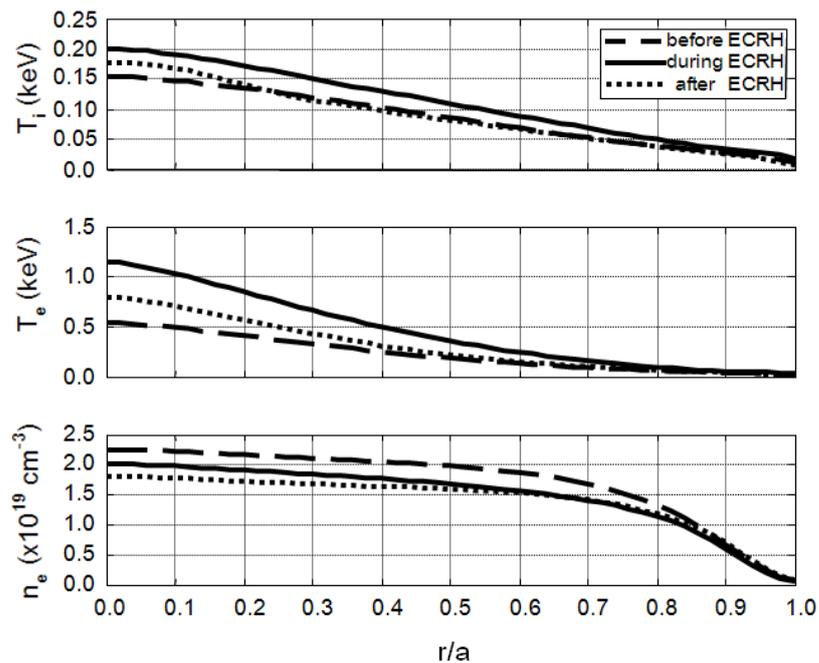
ตารางที่ 3.3

อุณหภูมิและความหนาแน่นเฉลี่ยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค  
เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95

ตัวแปร	ก่อนให้พลังงาน	ระหว่างให้พลังงาน	หลังให้พลังงาน
T <sub>i,0</sub> (eV)	345	425	392
T <sub>e,0</sub> (eV)	604	2090	1405
n <sub>e,0</sub> (10 <sup>19</sup> m <sup>-3</sup> )	2.5	2.3	2.5

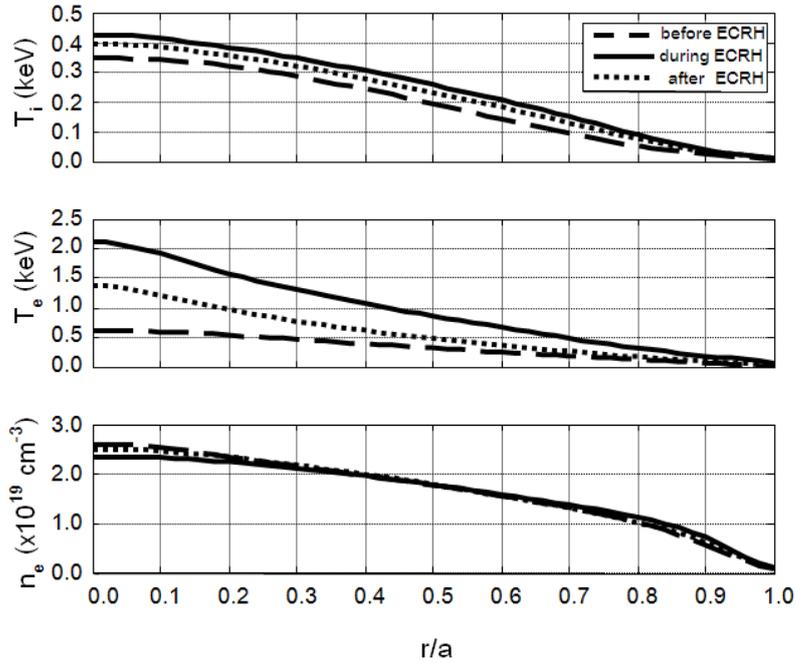
ภาพที่ 3.5

อุณหภูมิของไอออน (บน) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (กลาง) และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน  
(ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงาน  
แบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB



ภาพที่ 3.6

อุณหภูมิของไอออน (บน) อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (กลาง) และความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลา ก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95

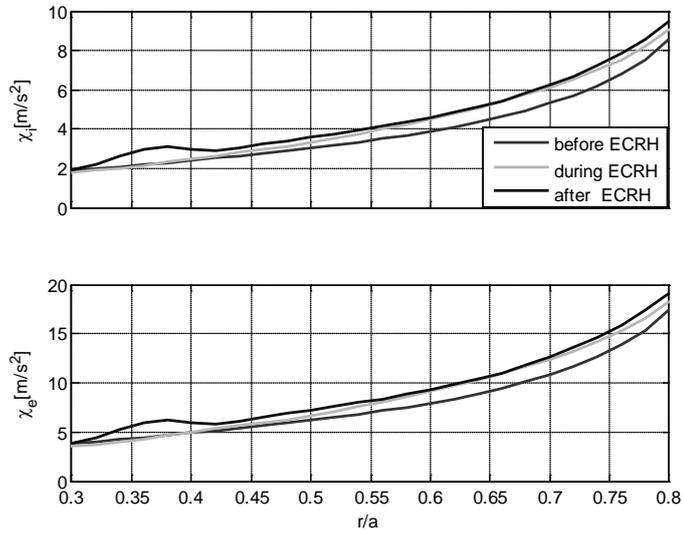


### 3.2.3 ผลการทำนายค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของไอออนและอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ

ภาพที่ 3.7 และ 3.8 แสดงค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนและไอออนเป็นฟังก์ชันของรัศมีของอ่างอิงที่เป็นผลมาจากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และ MMM95 ตามลำดับ ซึ่งพบว่าการส่งผ่านพลังงานของไอออนและอิเล็กตรอนจะเพิ่มขึ้นเมื่อให้พลังงานแบบ ECRH แต่จะสังเกตได้ว่าการแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนและไอออนจากการใช้แบบจำลองแบบ Mixed B/gB จะสูงกว่าการใช้แบบจำลองแบบ MMM95 ผลนี้จะอธิบายดีมากในการคาดการณ์อุณหภูมิในภาพที่ 3.4

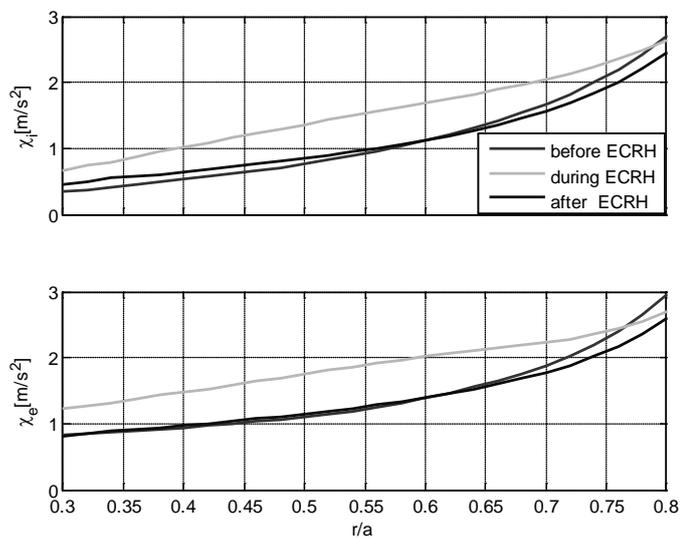
ภาพที่ 3.7

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานและอนุภาคของไอออน (บน) และอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB



ภาพที่ 3.8

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานและอนุภาคของไอออน (บน) และอิเล็กตรอน (ล่าง) ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาในช่วงเวลาก่อน ระหว่างและหลังการให้พลังงานแบบ ECRH เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95

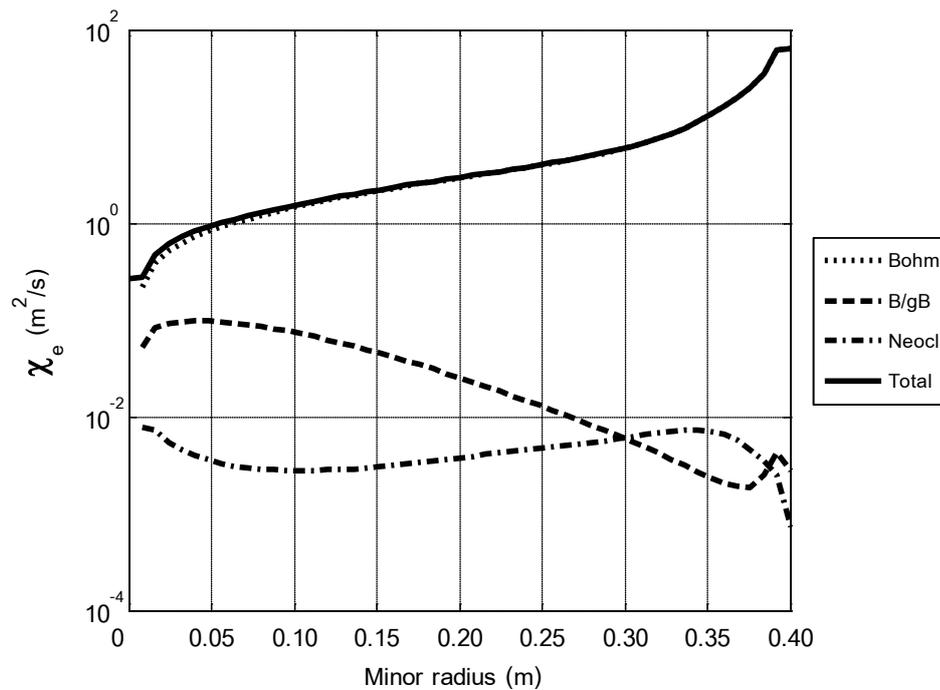


### 3.2.4 ผลการทำนายส่วนที่ส่งผลต่อ ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอน เมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB และแบบ MMM95 ตามลำดับ

ภาพที่ 3.9 แสดงรายละเอียดของการทำนายผลโดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานของอิเล็กตรอนแบบ Mixed B/gB ซึ่งประกอบด้วยสองส่วนคือพจน์ของ Bohm และ gyro-Bohm นอกจากนี้แบบจำลองการส่งผ่านบริเวณแกนกลางที่ต่างจากเกณฑ์ปกติ (anomalous core transport model) ก็รวมเข้ากับการส่งผ่านนีโอคลาสสิก (neoclassical) ทำให้สามารถเห็นได้ว่า Bohm เป็นส่วนสนับสนุนหลัก ผลที่ได้นี้จะคล้ายกับผลที่ได้จากการทำนายในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่

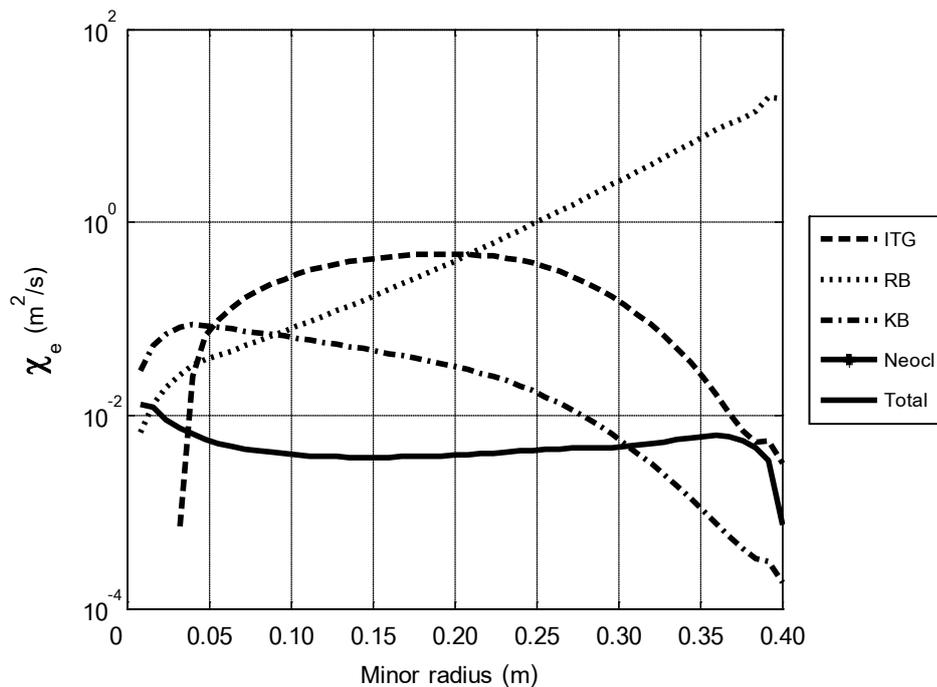
ภาพที่ 3.9

ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ Mixed B/gB



ภาพที่ 3.10 แสดงรายละเอียดของการทำนายผลโดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานของอิเล็กทรอนิกส์แบบ MMM95 ซึ่งประกอบด้วยสามส่วนคือพจน์ของ ITG, RB และ KB ทั้งนี้พบว่าทั้งสามเทอมส่งผลต่อการส่งผ่านที่ตำแหน่งต่างกันดังนี้คือ บริเวณแกนกลางของพลาสมาเทอมที่ส่งผลมากที่สุดคือเทอมของ KB ซึ่งอาจจสรุปได้ว่าตรงแกนของพลาสมาเกิดการขยายตัวโดยที่ไม่มีการชนเป็นหลัก ถัดจากแกนกลางออกมาเทอมที่ส่งผลจะเป็นเทอมของ ITG ซึ่งแสดงว่าผลต่างของอุณหภูมิของไอออนส่งผลหลักต่อการส่งผ่าน ส่วนบริเวณขอบของพลาสมาเทอมที่ส่งผลจะเป็นเทอมของ RB ทั้งนี้ก็อาจจะบ่งบอกได้ว่าการส่งผ่านเกิดจากการขยายตัวของพลาสมาแบบมีความต้านทาน

ภาพที่ 3.10  
ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กทรอนิกส์เมื่อใช้  
แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานแบบ MMM95



### 3.3 สรุปผล

จากการศึกษาพบว่า เมื่อใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ทำนายพฤติกรรมของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค HL-2A ในส่วนของการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคของการทดลองหมายเลข 4343 พบว่าค่าพลังงานที่สะสมอยู่ในพลาสมาจากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 สูงกว่าค่าที่ได้จากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB ทั้งนี้เป็นผลเนื่องมาจากเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH เป็นผลทำให้คุณสมบัติของอิเล็กตรอนและไอออน และความหนาแน่นของอิเล็กตรอนที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาจากแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 สูงกว่าจากแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB นอกจากนี้ยังสังเกตได้ว่าการแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอนและไอออนจากการใช้แบบจำลองแบบ Mixed B/gB จะสูงกว่าการใช้แบบจำลองแบบ MMM95 โดยที่แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายส่วนของ Bohm จะมีค่าสูงกว่าของ gyro-Bohm แต่หากใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 พบว่า ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายจากรีสิสทีฟ บอลลูนนิ่ง (resistive ballooning) มีค่าสูงสุดในช่วงครึ่งนอกของพลาสมา (รัศมีรองตั้งแต่ประมาณ 22 cm ขึ้นไป) ในขณะที่ส่วนของคิเนติก บอลลูนนิ่ง (kinetic ballooning) มีค่าสูงสุดในช่วงกลางของพลาสมา (รัศมีรองประมาณ 5 cm ลงมา)

## บทที่ 4

### การศึกษาความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก

การให้พลังงานแก่อิเล็กตรอนโดยผ่านทางคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน (Electron cyclotron resonance heating, ECRH) คือลักษณะเฉพาะของการให้พลังงานโดยตรงแก่อิเล็กตรอนและ เป็นการจำกัดตำแหน่งของการให้พลังงาน การให้พลังงานที่มีความเฉพาะแบบนี้จะมีข้อได้เปรียบกว่าการให้พลังงานด้วยวิธีอื่นๆ เพราะจะเกิดการสูญเสียพลังงานน้อยมาก ทั้งนี้ การเปลี่ยนแปลงอุณหภูมิ ของอิเล็กตรอนระหว่าง การให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน จะมีผลต่อพลาสมาโดยตรงคือทำให้ อุณหภูมิมีการเปลี่ยนแปลงและยัง มีผลต่อการกักเก็บพลาสมา เนื่องจากการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน สามารถควบคุมการกักเก็บพลาสมาและความไม่เสถียรของพลาสมาได้เป็นอย่างดี อีกทั้งยังมีความยืดหยุ่นในการปรับเปลี่ยนความถี่ที่แตกต่างกัน ปัจจุบันจึงมีการนำการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน มาใช้ในการศึกษาการส่ง ผ่านพลังงานและอนุภาค และการควบคุม ความไม่เสถียรของพลาสมาในการวิเคราะห์ข้อมูล ยกตัวอย่างเช่นเครื่องโทคาแมค W7-X ITER ASDEX DIII-D TFTR และ JET เป็นต้น

ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบฟันเลื่อย คือความไม่เสถียรของ พลาสมาในเครื่องโทคาแมครูปแบบหนึ่ง ที่นับ เป็นปัญหาหนึ่งในปัจจุบันที่สำคัญ ต่อการวิจัยและ ศึกษาเกี่ยวกับพลาสมาในเครื่องโทคาแมค เนื่องจากการเกิด การตกอย่างรวดเร็วแบบ ฟันเลื่อย (sawtooth crash) มีผลทำให้อุณหภูมิและความหนาแน่นที่ตรงกลางของพลาสมาลดลง อันจะทำให้ ประสิทธิภาพของพลังงานนิวเคลียร์ที่ได้ ลดลงตามไปด้วย ซึ่งวิทยานิพนธ์ในบท นี้จะนำเสนอผล การศึกษาความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อย ด้วยการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน ในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก โดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมที่มีชื่อว่า BALDUR ในแบบจำลองนี้ จะใช้แบบจำลองในการทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 และ แบบ Mixed B/gB และใช้แบบจำลองในการทำนายความไม่เสถียรของพลาสมา แบบฟันเลื่อย 3 แบบ คือ แบบจำลอง Rogers-Zakharov แบบจำลอง Park-Monticello และแบบจำลอง Porcelli

#### 4.1 ข้อมูลที่สังเกตได้จากการทดลอง

การทดสอบให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอนในเครื่องโทคาแมค HL-2A ซึ่งนำเสนอโดย SHI Zhongbing et.al เป็นเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กที่มีรัศมี 1.65 m มีกระแสพลาสมา 0.25 MA และมีสนามแม่เหล็กขนาด 2.43 T ในการทดลองหมายเลข 4343 มีการใช้ระยะเวลาในการดำเนินเครื่องทั้งหมด 1500 ms โดยทดสอบให้พลังงานความร้อนที่ความถี่อิเล็กตรอน 450 kW ในช่วงระยะเวลาที่ดำเนินเครื่อง 700 – 1030 ms พบว่าคาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อย ในขณะที่มีการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน มีค่าลดลงจาก 6 ms เป็น 3 ms ดังแสดงในตารางที่ 4.1 ซึ่งจะเห็นว่าพลาสมามีความถี่ในการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อยเพิ่มขึ้นเมื่อได้รับพลังงาน ส่งผลให้คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาลดลง ดังแสดงในภาพที่ 4.1

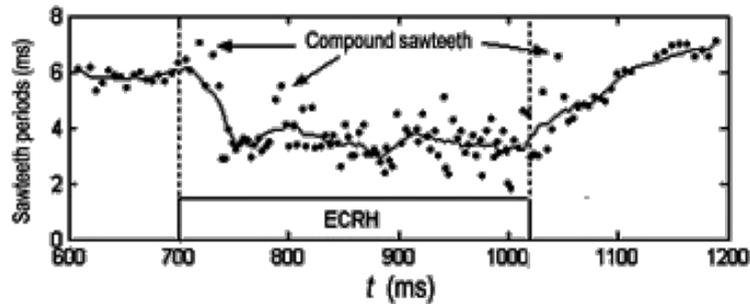
ตารางที่ 4.1

แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อยโดยเฉลี่ย  
ที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาที่ตรวจวัดได้จากการทดลอง

ช่วงเวลา	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย (ms)
ก่อนให้พลังงาน	6.00
ระหว่างให้พลังงาน	3.00
หลังให้พลังงาน	6.00

ภาพที่ 4.1

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยที่มีการเปลี่ยนแปลงเมื่อมีการให้พลังงานแบบ ECRH



ที่มา: Zhongbing, S. Xuantong, D. Jun, R. et al. (2007) Preliminary Results of Sawtooth Behaviour and Electron Heat Transport During ECRH Experiment on HL-2A, Plasma Science and Technology, 9, 5.

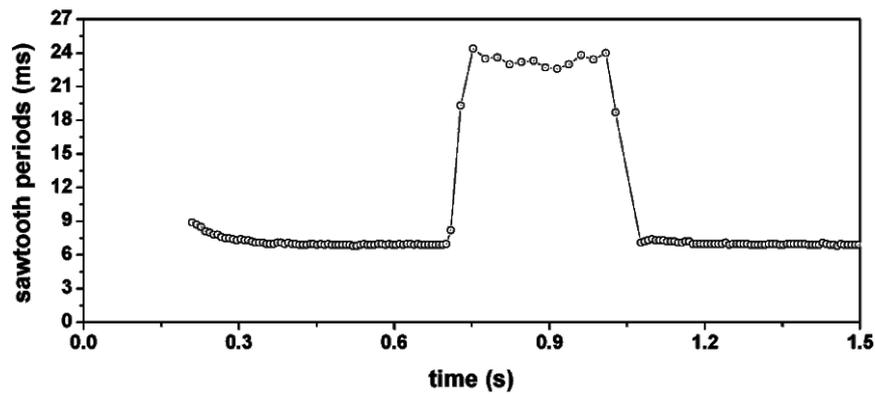
## 4.2 อภิปรายผล

เมื่อใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ทำนายพฤติกรรมของพลาสมาในเครื่องโทคาแมค ขนาดเล็ก ในส่วนของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยของการทดลองหมายเลข 4343 ซึ่งมีการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน โดยติดตั้งตัวแปรพื้นฐานที่ใช้ในการทำนายผลแสดงตามตารางที่ 3.1 เข้ากับแบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR และใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยทั้งหมดสามแบบคือ แบบจำลอง Rogers-Zakharov แบบจำลอง Park-Monticello และแบบจำลอง Porcelli ซึ่งผลที่ได้จากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 แสดงในหัวข้อที่ 4.2.1 และผลที่ได้จากการใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB แสดงในหัวข้อที่ 4.2.2

4.2.1 ผลการทำนาย ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย ด้วย  
แบบจำลองต่างๆเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB

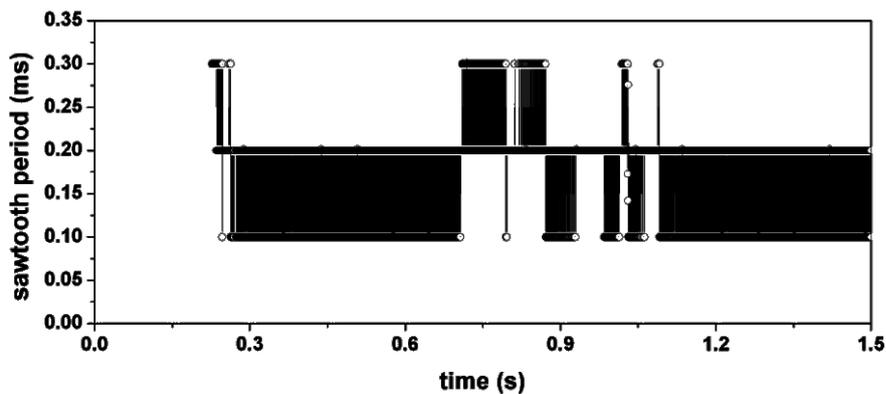
ภาพที่ 4.2

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้  
แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยแบบ Park-Monticello และใช้  
แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB



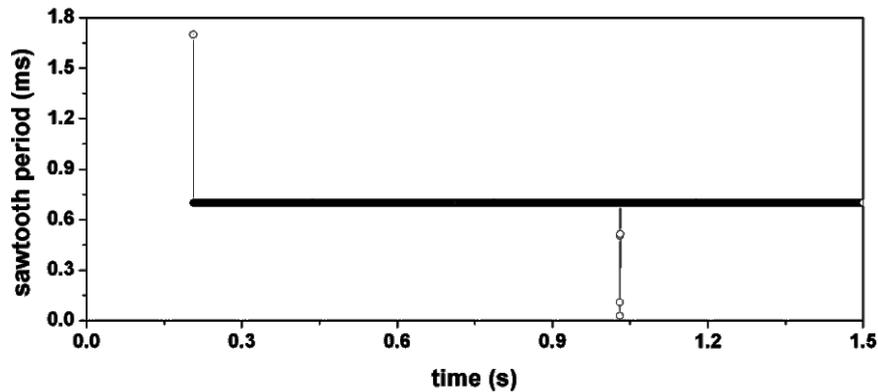
ภาพที่ 4.3

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้  
แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยแบบ Rogers-Zakharov และใช้  
แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB



ภาพที่ 4.4

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Porcelli และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/ gB



ภาพที่ 4.2 และ 4.3 แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยเป็นฟังก์ชันของเวลา เมื่อทดลองให้พลังงาน ECRH ในช่วงระยะเวลา 700-1030 ms โดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 และใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Park-Monticello และ Rogers-Zakharov ตามลำดับ ผลที่ได้จากการใช้แบบจำลองพบว่าในช่วงที่ให้พลังงาน ECRH จะส่งผลให้คาบของความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยเพิ่มขึ้นหรือมีความถี่ลดลง ซึ่งตรงกันข้ามกับผลที่ได้จากการทดลอง ส่วน ภาพที่ 4.4 แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยเป็นฟังก์ชันของเวลาเมื่อทดลองให้พลังงานความร้อนแก่อิเล็กตรอนในช่วงระยะเวลา 700-1030 ms โดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 และใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Porcelli พบว่าไม่มีการเปลี่ยนแปลงของคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยในขณะที่มีการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สั้นพ้องกับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน ทั้งนี้ค่าของคาบการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อย ทั้งสามแบบจำลองโดยสรุปแสดงในตารางที่ 4.2

#### ตารางที่ 4.2

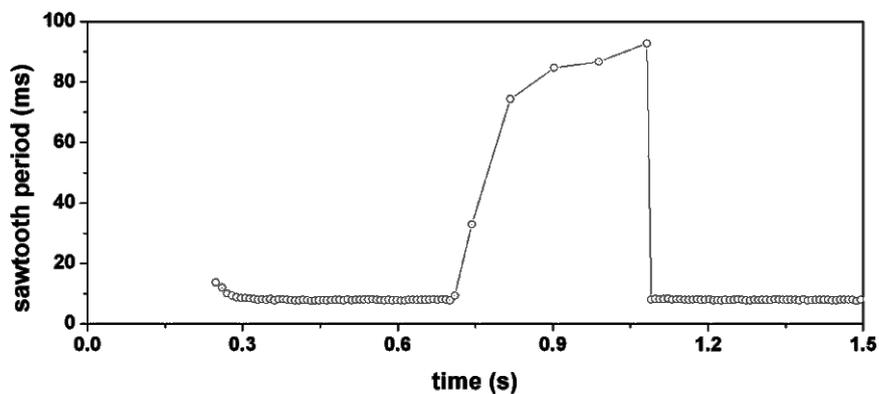
แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยของแบบจำลอง  
ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบต่างๆ เมื่อใช้แบบทำนาย  
การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB

แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมา แบบฟันเลื่อย	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อย (ms)		
	ก่อนให้พลังงาน	ระหว่างให้พลังงาน	หลังให้พลังงาน
Park-Monticello	7.00	22.80	7.00
Rogers-Zakharov	0.15	0.21	0.15
Porcelli	1.20	1.20	1.20

4.2.2 ผลการทำนาย ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบ ฟันเลื่อย ด้วย  
แบบจำลองต่างๆเมื่อใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95

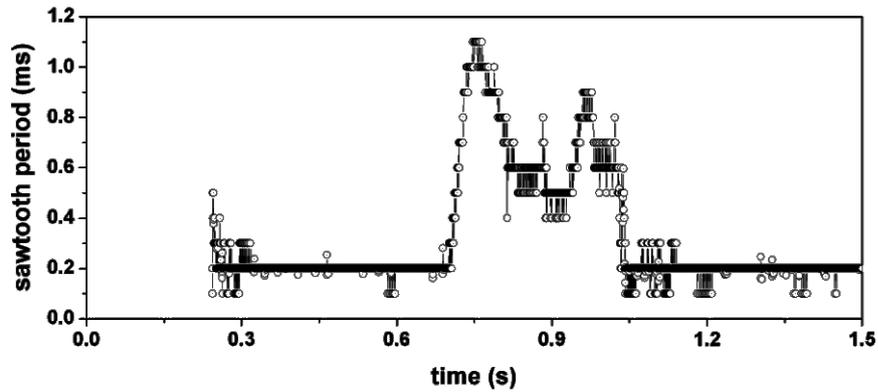
#### ภาพที่ 4.5

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้  
แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Park-Monticello และใช้  
แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95



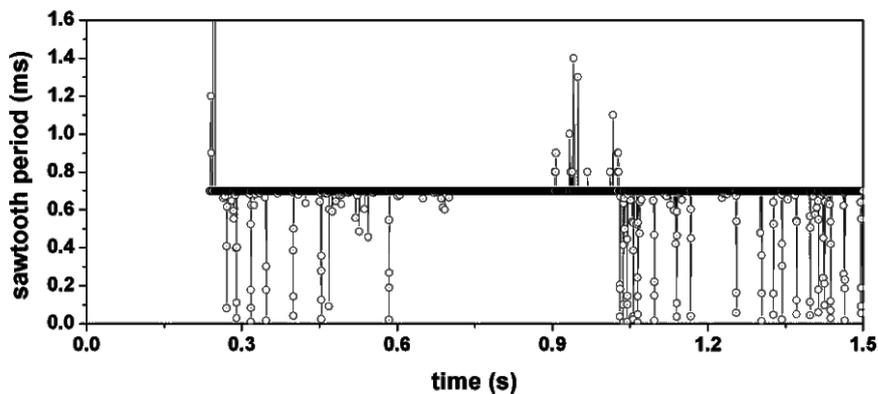
ภาพที่ 4.6

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Rogers-Zakharov และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95



ภาพที่ 4.7

คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยที่บริเวณตรงกลางของพลาสมาเมื่อใช้แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยแบบ Porcelli และใช้แบบทำนายการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95



ภาพที่ 4.5 และ 4.6 แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบฟันเลื่อยเป็นฟังก์ชันของเวลาเมื่อทดลองให้พลังงานความร้อนแก่อิเล็กตรอนในช่วงระยะเวลา 700-1030 ms โดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค แบบ MMM95 และใช้แบบจำลองความไม่

เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย แบบ Park-Monticello และ Rogers-Zakharov ตามลำดับ ผลที่ได้จากการใช้แบบจำลองพบว่าในช่วงที่ให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สั้นพ้องกับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน จะส่งผลให้คาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย มีความถี่ลดลง ซึ่งตรงกันข้ามกับผลที่ได้จากการทดลอง ส่วน ภาพที่ 4.7 แสดงคาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย เป็นฟังก์ชันของเวลาเมื่อทดลองให้พลังงานความร้อนแบบ ECRH ในช่วงระยะเวลา 700-1030 ms โดยใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค แบบ MMM95 และใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย แบบ Porcelli พบว่าคาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย ไม่มีการเปลี่ยนแปลงในขณะที่มีการให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สั้นพ้องกับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน ทั้งนี้ค่าของคาบการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยทั้งสามแบบจำลองโดยสรุปแสดงในตารางที่ 4.3

#### ตารางที่ 4.3

แสดงคาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยของแบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อยแบบต่างๆ เมื่อใช้แบบทำนาย การส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95

แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย	คาบของการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย (ms)		
	ก่อนให้พลังงาน	ระหว่างให้พลังงาน	หลังให้พลังงาน
Park-Monticello	8.20	49.30	9.80
Rogers-Zakharov	0.20	0.60	0.20
Porcelli	0.70	0.70	0.70

#### 4.3 สรุปผล

การทดลองใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ทำนาย ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเล็กน้อย และใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 และ Mixed B/gB พบว่าผลที่ได้จากการใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเล็กน้อย แบบ Park-Monticello และ Rogers-Zakharov ในช่วงที่ให้พลังงานคลื่น ที่มีความถี่สั้น

พ้องกับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน จะส่งผลให้คาบของการเกิด ความไม่เสถียรของ พลาสมาแบบพินเลื่อยมีความถี่ลดลงหรือมีคาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพิน เลื่อยเพิ่มขึ้น ซึ่งให้ผลที่ตรงกันข้ามกับผลการทดลอง และเมื่อใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของ พลาสมาแบบพินเลื่อยแบบ Porcelli พบว่าในช่วงที่ให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สั้นพ้องกับความถี่ ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน ไม่ส่งผลให้คาบของการเกิด ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อย เกิดการเปลี่ยนแปลง

## บทที่ 5

### สรุปผลการศึกษาวิจัยและข้อเสนอแนะ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้ได้ศึกษาพฤติกรรมของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ในการทำนาย และเปรียบเทียบผลการทำนายกับผลที่ได้จากการทดลองของเครื่องโทคาแมค ขนาดเล็ก HL-2A ที่มีการให้พลังงาน แบบ ECRH โดยศึกษาในส่วนของ การส่งผ่านพลังงานและอนุภาค และความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเฉื่อย ที่บริเวณแกนกลาง ของพลาสมาซึ่งผลการศึกษาและข้อเสนอแนะในหัวข้อต่อไปนี้

#### 5.1 ผลการศึกษาแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค

วิทยานิพนธ์ในบทที่ 3 ได้อธิบายถึงผลของการศึกษาแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาค ของพลาสมา เพื่อที่จะดูการเปลี่ยนแปลงของ การส่งผ่านพลังงานและอนุภาค เมื่อมีการให้พลังงาน แบบ ECRH ในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็กที่ชื่อ HL-2A ในการศึกษานี้ได้จำลองพฤติกรรมพลาสมาโดยใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวมที่มีชื่อว่า BALDUR จากการศึกษาพบว่า อุณหภูมิที่คำนวณได้ ให้ผลที่ใกล้เคียงกับผลที่ตรวจวัดได้จากการทดลอง อีกทั้งยังแสดงให้เห็นถึง การเพิ่มขึ้นเมื่อมีการให้ พลังงาน คลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน เมื่อตรวจสอบ ค่าสัมประสิทธิ์ ของการแพร่ กระจายพลังงาน ที่จุดต่างๆ พบว่า ค่าสัมประสิทธิ์ ของการแพร่กระจายพลังงาน สูงขึ้นเมื่อมีการให้ พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไซโคลตรอนของอิเล็กตรอน ซึ่งสอดคล้อง กับผลที่ได้จากการทดลอง เช่นกัน นอกจากนี้พบว่า เมื่อใช้ แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ Mixed B/gB ค่าสัมประสิทธิ์ ของการแพร่กระจายพลังงานจาก ส่วนของ Bohm จะมีค่าสูงกว่าค่าที่คำนวณได้จากส่วนของ gyro-Bohm แต่หากใช้ แบบจำลองแบบ MMM95 จะพบว่าค่าสัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายพลังงาน ค่าส่วนที่คำนวณจากรีซิสทีฟ บอลลูนนิง (resistive ballooning) มีค่าสูงกว่าค่าที่คำนวณได้จากส่วนอื่นๆ

## 5.2 ผลการศึกษาแบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อย

ผลเรื่อง ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบ พินเลื่อย อธิบายไว้ในบทที่ 4 โดยมี การศึกษาถึงผลการเปลี่ยนแปลงของ ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อย เมื่อมีการให้ พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไฮโคตรอนของอิเล็กตรอน ในเครื่องโทคาแมค ขนาด เล็ก การทดลองใช้แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ทำนายความไม่เสถียรของ พลาสมา แบบพินเลื่อย และใช้แบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคแบบ MMM95 และ Mixed B/gB พบว่าผลที่ได้จากการใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อยแบบ Park-Monticello และ Rogers-Zakharov ในช่วงที่ให้พลังงานคลื่นที่มีความถี่สัมพันธ์กับความถี่ไฮ โคตรอนของอิเล็กตรอน จะส่งผลให้คาบ ของการ ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อยมี ความถี่ลดลงหรือมีคาบของการความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อยเพิ่มขึ้น ซึ่งให้ผลที่ตรงกัน ข้ามกับผลการทดลอง และเมื่อใช้แบบจำลอง ความไม่เสถียรของพลาสมา แบบพินเลื่อย แบบ Porcelli พบว่าในช่วงที่ให้พลังงานแบบ ECRH ไม่ส่งผลให้ช่วงเวลาของการเกิดความไม่เสถียรของ พลาสมาแบบพินเลื่อยเกิดการเปลี่ยนแปลง

## 5.3 ข้อเสนอแนะในการทดลอง

แบบจำลองทางคณิตศาสตร์แบบรวม BALDUR ถูกใช้ทำนายพฤติกรรมของ พลาสมา ในเครื่องโทคาแมคขนาดใหญ่และให้ผลการทำนายซึ่งเป็นที่ยอมรับกันอย่างแพร่หลาย แต่ยังไม่มีการนำมาใช้ทำนายพฤติกรรมของพลาสมาในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ในวิทยานิพนธ์ ฉบับนี้จึงเลือกที่จะทดลองทำนายผลในส่วนของแบบจำลองการส่งผ่านพลังงานและอนุภาคอยู่ สองแบบจำลองคือแบบ MMM95 และแบบ Mixed B/gB ส่วนแบบจำลอง ความไม่เสถียรของ พลาสมา แบบ พินเลื่อย ที่นำมาทำนายผลมีอยู่สามแบบจำลองคือ แบบจำลองแบบ Park-Monticello แบบ Rogers-Zakharov และแบบ Porcelli ผลการศึกษาพบว่าแบบจำลองการส่งผ่าน พลังงานและอนุภาคให้ผลการทำนายที่ค่อนข้างใกล้เคียงกับค่าที่ ได้จากการทดลอง แต่ แบบจำลองความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อยยังให้ผลการทำนายที่ไม่สอดคล้องกับผลการ ทดลองของเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ทั้งนี้อาจเป็นเพราะการเกิดความไม่เสถียรของพลาสมาแบบ พินเลื่อยในเครื่องโทคาแมคขนาดเล็ก ยังมีปัจจัยการเกิดที่แตกต่างกับเครื่องโทคา แมคขนาดใหญ่ ซึ่งแบบจำลองทั้ง 3 แบบ ถูกพัฒนาขึ้นเพื่อทำนายความไม่เสถียรของพลาสมาแบบพินเลื่อยใน

เครื่องโศคาแมคขนาดใหญ่ แต่อย่างไรก็ดีข้อสรุปนี้ยังไม่สามารถสรุปได้ เนื่องจากในการศึกษาได้ดำเนินการศึกษาเพียงแค่โศคาแมคเครื่องเดียว หากมีผลการทดลองในส่วนของคุณไม่เสถียรของพลาสติกแบบพันเลื่อยในเครื่องโศคาแมคขนาดเล็กเครื่องอื่นๆ อาจจะช่วยให้อธิบายที่ชัดเจนยิ่งขึ้น และถ้าหากข้อสรุปนี้เป็นจริงก็ควรที่จะมีการพัฒนาแบบจำลองของคุณไม่เสถียรของพลาสติกแบบพันเลื่อยสำหรับเครื่องโศคาแมคขนาดเล็กด้วย

## บรรณานุกรม

- [1] Retrieved September 10, 2009, from [http://www.plasma.inpe.br/LAPPortal/LAPSite/Text/Advantages\\_of\\_Fusion.htm](http://www.plasma.inpe.br/LAPPortal/LAPSite/Text/Advantages_of_Fusion.htm)
- [2] G.M. Cracken and Peter Stott, (2005) "Fusion The Energy of the Universe", Elsevier Academic Press, 36.
- [3] Retrieved September 10, 2009, from <http://www.jet.efda.org/pages/fusion-basics/fusion3.html>
- [4] B.P. LeBlanc, R.E. Bell, S.M. Kaye, et al, (2004) Confinement studies of auxiliary heated NSTX plasmas. Nucl. Fusion 44, 513–523.
- [5] J. Wesson, (1997) "Tokamaks" 3rd ed. Clarendon, Oxford, England.
- [6] G. Cennachi, A. Taroni, (1988) JETTO: A Free-boundary Plasma Transport Code (Basic Version), JET-IR (88) 03, JET Joint Undertaking, Abingdon
- [7] V. Basiuk, J.F. Artaud, F.Imbeaux, et al., (2003) Simulations of steady-state scenarios for Tore Supra using the CRONOS code, Nucl. Fusion 43, 822
- [8] G. Pereverzev and P.N. Yushmanov, (2002) Max-Planck Institut fur Plasmaphysic (IPP 5/98),
- [9] J.E. Kinsey, G. Bateman, T. Onjun, et al., (2003) Burning plasma projections using drift-wave transport models and scalings for the H-mode pedestal, Nucl. Fusion 43, 1845
- [10] J.E. Kinsey, G.M. Staebler and R.E. Waltz, (2002) Simulations of internal transport barrier formation in tokamak discharges using the GLF23 transport model, Phys. Plasmas 9, 1676.
- [11] C.E. Singer, D.E. Post, D.R. Mikkelsen, et al., (1988) BALDUR: A one-dimensional plasma transport code, Comput. Phys. Common 49, 275-398.
- [12] S. Snyder, A.H. Kritz, G. Bateman, et al., (2005) Effect of isotope mass on simulations of the high-mode pedestal and edge localized modes, Physics of Plasmas 12, 112508

- [13] A.Y. Pankin, I. Voitsekhovitch, G. Bateman, et al., (2005) Combined model for the H-mode pedestal and ELMs, *Plasma Physics and Controlled Fusion* 47, 483
- [14] T. Onjun, A.H. Kritz, G. Bateman, et al., (2004) Integrated pedestal and core modeling of Joint European Torus JET triangularity scan discharges. *Physics of Plasmas* 11, 3006
- [15] T. Onjun, A.H. Kritz, G. Bateman, et al., (2004) Stability analysis of H-mode pedestal and edge localized modes in a Joint European Torus power scan. *Physics of Plasmas* 11, 1469
- [16] V. Parail, G. Bateman, M. Becoulet, et al., (2003) Integrated Predictive Modeling of JET H-mode Plasma with Type-I and Type-III ELMs, *Plasma Physics Reports* 29, 539
- [17] T. Onjun, G. Bateman, A.H. Kritz, et al., (2001) Comparison of low confinement mode transport simulations using the mixed Bohm/gyro-Bohm and the Multi-Mode-95 transport model, *Physics of Plasmas*, 8, 975
- [18] D. Hannum, G. Bateman, J. Kinsey, et al., (2001) Comparison of high-mode predictive simulations using Mixed Bohm/gyro-Bohm and Multi-Mode (MMM95) transport models, *Physics of Plasmas*, 8, 964
- [19] T. Onjun, A.H. Kritz, G. Bateman, et al. (2005) Magnetohydrodynamic-calibrated edge-localized mode model in simulations of International Thermonuclear Experimental Reactor. *Physics of Plasmas*, 12, 082513
- [20] G. Bateman, T. Onjun, A.H. Kritz, (2003) Integrated predictive modelling simulations of burning plasma experiment designs. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45, 1939
- [21] V. Mukhovatov, Y. Shimomura, A. Polevoi, et al., (2003) Comparison of ITER performance predicted by semi-empirical and theory-Based Transport Models. *Nuclear Fusion*, 43, 942
- [22] J.E. Kinsey, G. Bateman, T. Onjun, et al., (2003) Burning plasma projections using drift-wave transport models and scalings for the H-mode pedestal, *Nuclear Fusion*, 43, 1845

- [23] M. Erba, A. Cherubini, V.V. Parail, et al., (1997) Development of a non-local model for tokamak heat transport in L-mode, H-mode and transient regimes, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 39, 261
- [24] G. Bateman, A.H. Kritz, J.E. Kinsey, et al., (1998) Predicting temperature and density profiles in tokamaks, *Physics of Plasmas*, 5, 1793-1799.
- [25] G.M. Waltz, W. Staebler, Dorland, et al., (1997) A gyro-Landau-fluid transport model. *Physics of Plasmas*, 4, 2482
- [26] Von Goeler S, Stodiek W and Sauthoff N, (1974) Studies of Internal Disruptions and  $m=1$  Oscillations in Tokamak Discharges with Soft X-Ray Techniques, *Phys. Rev. Lett.*, 33, 1201.
- [27] W. Park, D. Monticello, (1990) Princeton plasma physics laboratory, 2601
- [28] B. Rogers, L. Zakharov, (1995) Nonlinear  $\omega^*$ -stabilization of the  $m=1$  mode in tokamaks, *Physics of Plasmas*, 5, 3420
- [29] F. Porcilli, F. Boucher, M.N. Rosenbluth, (1996) Model for the sawtooth period and amplitude, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 38, 2163
- [30] E. Fredrickson, M.E. Austin, R. Groebner, et al., (2000) Heatpulse Propagation Studies on DIII-D and TFTR, Princeton plasma physics laboratory, 3443
- [31] K. Miyamoto, (2004) "Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion", Springer
- [32] S. Zhongbing, D. Xuandong, R. Jun, et al., (2007) Preliminary Results of Sawtooth Behaviour and Electron Heat Transport During ECRH Experiment on HL-2A, *Plasma Science and Technology*, 9, 5

ภาคผนวก

ภาคผนวก

ก

สัญลักษณ์ที่ใช้ในวิทยานิพนธ์

สัญลักษณ์	หน่วย	คำอธิบาย
$a$	$m$	ความยาวรัศมีแกนรองในพลาสมา (Plasma minor radius)
$r$	$m$	ความยาวรัศมีแกนรองของพื้นผิวฟลักซ์ (Flux surface minor radius)
$R$	$m$	ความยาวรัศมีแกนหลักจากศูนย์กลางไปยังพื้นผิวฟลักซ์ (Major radius to geometric center of each flux surface)
$\rho$		ค่ามาตรฐานพื้นผิวฟลักซ์ในแนวทออยดัล (Normalized toroidal flux surface)
$\varepsilon$		ค่าอัตราส่วนตรงข้าม (Inverse aspect ratio [ $\equiv a/R$ ])
$\kappa$		ค่าความรีของพลาสมาที่จุดแยก (Plasma elongation at the separate)
$\kappa_{95}$		ค่าความรีของพลาสมาที่จุด 95% ของพื้นผิวฟลักซ์ (Plasma elongation at the 95% flux surface [ $\approx 0.914\kappa$ ])
$\delta$		ค่าความเป็นสามเหลี่ยมของพลาสมาที่จุดแยก (Plasma triangularity at the flux separate)
$\delta_{95}$		ค่าความเป็นสามเหลี่ยมของพลาสมาที่จุด 95% ของพื้นผิวฟลักซ์ (Plasma triangularity at the 95% flux surface [ $\approx 0.85\delta$ ])
$q$		สัดส่วนของ ขนาดของ สนามแม่เหล็กในแนว ทออยดัล ต่อ สนามแม่เหล็กในแนวโพลอยดัล
$I_P$	$MA$	กระแสพลาสมาในแนวทออยดัล (Toroidal plasma current)

$B_T$	<i>Tesla</i>	สนามแม่เหล็กแนวโทรอยดัลในสุญญากาศที่จุด $R$ (Vacuum toroidal magnetic field at $R$ )
$P_\Omega$	<i>MW</i>	การให้พลังงานความร้อนเริ่มต้นหรือ (Ohmic heating power)
$P_{AUX}$	<i>MW</i>	การให้พลังงานความร้อนสำรอง (Auxiliary heating power)
$P_{TOT}$	<i>MW</i>	การให้พลังงานความร้อนรวม (Total heating power)
$\chi_e$	$m^2/s$	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของอิเล็กตรอน (diffusion coefficient of electron)
$\chi_i$	$m^2/s$	ค่าสัมประสิทธิ์การแพร่กระจายพลังงานของไอออน (diffusion coefficient of ion)
$n_D$	$particles/m^3$	ความหนาแน่นของดิวเทอเรียม (Deuterium density)
$n_C$	$particles/m^3$	ความหนาแน่นของคาร์บอน (Carbon density)
$n_e$	$particles/m^3$	ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (Electron density)
$n_i$	$particles/m^3$	ค่าเฉลี่ยของความหนาแน่นเชิงเส้น (Line average density)
$T_i$	<i>keV</i>	อุณหภูมิของไอออน (Ion temperature)
$T_e$	<i>keV</i>	อุณหภูมิของอิเล็กตรอน (Electron temperature)
$W_{TOT}$	<i>MJ</i>	พลังงานที่เก็บไว้ทั้งหมด (Total stored energy)

## ประวัติการศึกษา

ชื่อ	น.ส.จิราภรณ์ พรมพิงค์
วันเดือนปีเกิด	วันที่ 26 เดือน สิงหาคม พ.ศ.2527
วุฒิการศึกษา	ครุศาสตรบัณฑิต สาขาวิชาฟิสิกส์
ทุนการศึกษา	<ol style="list-style-type: none"><li>1. ทุนสำหรับนักศึกษาขาดแคลนทุนทรัพย์ปีการศึกษา 2551</li><li>2. ทุนสนับสนุนการจัดทำบทความจากวิทยานิพนธ์ประจำปีการศึกษา 2551 จากกองทุนการศึกษาระดับบัณฑิตศึกษา</li><li>3. ทุนสนับสนุนการผลิตบัณฑิตวิจัยและพัฒนาระดับปริญญาโทด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี ภายใต้ “โครงการความร่วมมือในการผลิตนักวิจัย และพัฒนา ด้านวิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี ” ประจำปีงบประมาณ 2552</li><li>4. ทุนสนับสนุนงานวิจัย ประเภททุนวิจัยทั่วไป สำหรับนักศึกษามหาวิทยาลัยธรรมศาสตร์ระดับบัณฑิตศึกษา ประจำปีงบประมาณ 2552</li></ol>

## ผลงานทางวิชาการ

1. J. Promping, T. Onjun, N. Poolyarat. “The Study of Thermal Transport in the HL-2A Plasma Experiment

with ECRH” KMITL Sci. J. Vol.8 No.2 (Section A),  
July-December 2008

2. N. Pooyarat, T. Onjun, and J. **Prompting**.,  
“Simulation Study of HL-2A-Like Plasma Using  
Integrated Predictive Modeling Code”. Plasma  
Physics Reports, Vol.35 No.11 pp. 986-989 (2009)  
impact factor 0.785: In Press.
3. J. **Prompting**, N. Pooyarat, T. Onjun, et al.  
“Preliminary Study of the influence of Impurity  
Content in ISTTOK Tokamak Plasma” Thai journal of  
physics (2009); 4, 1 (SPC2008), Thailand, March  
20-22, 2008
4. N. Pooyarat, T. Onjun, J. **Prompting**, et al.  
“Simulation Study of Transport in ISTTOK Tokamak  
Using BALDUR Integrated Predictive Modeling  
Code” Thai journal of physics (2009); 4, 1  
(SPC2008), Thailand, March 20-22, 2008
5. N. Pooyarat, T. Onjun, and J. **Prompting**, “The Study  
of Transport in Small Tokamak Experiments Using  
Integrated Predictive Modeling Code” 35th EPS  
Conference on Plasma Phys (2008); Hersonissos,  
32, 4.030, Greece, June 9-13, 2008

6. N. Poolyarat, T. Onjun, and J. Prompting, "Study of Sawtooth Oscillation in HL-2A Tokamak using Integrated Predictive Modeling Code" 18th IAEA Technical Meeting on Research Using Small Fusion Devices, Alushta, Ukraine, September 25-27, 2008
7. J. Prompting, N. Poolyarat, T. Onjun, et al. "The Study of Sawtooth Oscillation during ECRH on Various Sawtooth Models" Thai journal of physics (2009); (SPC2009) Thailand, March 19-21, 2009
8. J. Prompting, T. Onjun, N. Poolyarat, et al. "The Study of Sawtooth Oscillation during ECRH of HL-2A-like Plasma using 1.5D BALDUR Code" 11st Nuclear Technology Towards The Thai Society (NST11), Thailand

ประสบการณ์ทำงาน

ผู้ช่วยสอนปฏิบัติการทางฟิสิกส์ 1

ผู้ช่วยสอนปฏิบัติการทางฟิสิกส์ 2