

การคำนวณเชิงตัวเลขเพื่อออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์
ที่สภาวะได้วิกฤติ



นายไพศาล เต็มสินวานิช

สถาบันวิทยบริการ

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต

สาขาวิชานิวเคลียร์เทคโนโลยี ภาควิชานิวเคลียร์เทคโนโลยี

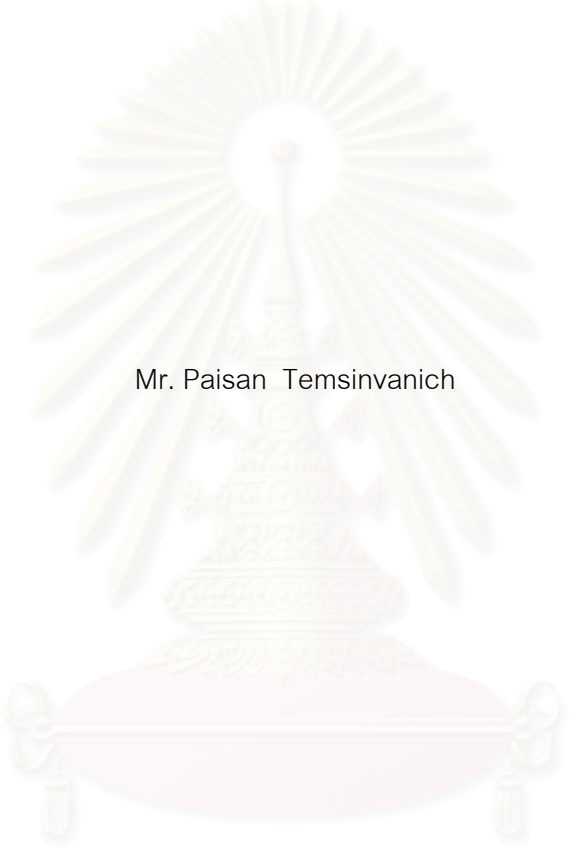
คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ปีการศึกษา 2544

ISBN 974-17-0076-8

ลิขสิทธิ์ของจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

NUMERICAL CALCULATION FOR THE DESIGN OF
A SUB-CRITICAL NUCLEAR REACTOR



Mr. Paisan Temsinvanich

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

A Thesis Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Master of Science in Nuclear Technology

Department of Nuclear Technology

Faculty of Engineering

Chulalongkorn University

Academic Year 2001

ISBN 974-17-0076-8

ไพศาล เต็มสินวาณิช : การคำนวณเชิงตัวเลขเพื่อออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่สภาวะ
ได้วิกฤติ. (NUMERICAL CALCULATION FOR THE DESIGN OF A SUB-CRITICAL
NUCLEAR REACTOR) อ. ที่ปรึกษา : ผศ.ดร.สัญญาชัย นิลสุวรรณโสมชาติ, อ. ที่ปรึกษาร่วม :
รศ.สมยศ ศรีสถิตย์, 93 หน้า. ISBN 974-17-0076-8

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้เป็นการพัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์ NEUDAN สำหรับคำนวณค่า
วิกฤติและการแพร่ของฟลักซ์นิวตรอนในแกนปฏิกรณ์ซึ่งปฏิบัติการที่สภาวะได้วิกฤติด้วยสมการการ
แพร่ของนิวตรอนในหลายกลุ่มพลังงานโดยระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสี่เหลี่ยม ภายใต้สมมติ
ฐานของการส่งผ่านค่าพลังงานโดยการถ่ายเทโดยตรงระหว่างคู่มวลพลังงานของนิวตรอนที่อยู่
ติดกัน ในระบบพิกัดฉาก ผลการทดสอบคำนวณกรณีพื้นฐานเปรียบเทียบกับผลการคำนวณทาง
ทฤษฎียืนยันถึงความแม่นยำของผลของการคำนวณของ NEUDAN ในการคำนวณสำหรับตัวกลาง
เนื้อเดียว นอกจากนี้ยังได้คำนวณเพื่อทำนายค่าวิกฤติกรณีแกนปฏิกรณ์ประกอบด้วยตัวสะท้อน
นิวตรอนและเพื่อทำนายค่าฟลักซ์นิวตรอนเมื่อแกนปฏิกรณ์ซึ่งปฏิบัติการสภาวะได้วิกฤติโดยมี
แหล่งกำเนิดนิวตรอนภายนอกปรากฏในระบบ ข้อจำกัดของโปรแกรม NEUDAN คือยังไม่มีส่วนใน
การเก็บข้อมูลเพื่อเรียกใช้ได้ ดังนั้นผู้ใช้จะต้องมีค่าคงที่ของข้อมูลในการคำนวณก่อน

สถาบันวิทยบริการ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ภาควิชา นิวเคลียร์เทคโนโลยี
สาขาวิชา นิวเคลียร์เทคโนโลยี
ปีการศึกษา 2544

ลายมือชื่อนิติ
ลายมือชื่ออาจารย์ที่ปรึกษา
ลายมือชื่ออาจารย์ที่ปรึกษาร่วม

##4170450421 : MAJOR NUCLEAR TECHNOLOGY

KEY WORD: MULTIGROUP DIFFUSION EQUATION, REACTOR CRITICALITY/ NUMERICAL
METHOD IN NUCLEAR REACTOR/ REACTOR DESIGN, SUB-CRITICAL NUCLEAR REACTOR

PAISAN TEMSINVANICH : NUMERICAL CALCULATION FOR DESIGN OF A
SUBCRITICAL NUCLEAR REACTOR. THESIS ADVISOR : ASST.PROF.DR.
SUNCHAI NILSUWANKOSIT, THESIS CO-ADVISOR : ASSOC.PROF. SOMYOT
SRISATIT, 93 PP. ISBN 974-17-0076-8

This thesis is the development of the computer program NEUDAN for calculating the criticality and the neutron flux distribution in a sub-critical reactor. Based on the multi-group diffusion equations, the calculation is performed by using the finite difference method under the assumption that the change in the neutron energy is directly coupled between two adjacent energy groups. In the Cartesian coordinate, the comparison of the analytical solutions with the calculated results confirms the accuracy of NEUDAN for the cases of the homogeneous medium. In addition, the estimation of the criticality and distribution of the neutron flux in the reflected core and the estimation of the distribution of the neutron flux in the core with the external neutron source are also attempted. Currently, NEUDAN has one disadvantage in that it does not provide the nuclear data for the calculation. It is up to the user to supply such data in order to make the calculation.

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

Department Nuclear Technology

Field of study Nuclear Technology

Academic year 2001

Student's signature.....

Advisor's signature.....

Co-advisor's signature.....

กิตติกรรมประกาศ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้จะเสร็จสมบูรณ์และลุล่วงไปไม่ได้เลยหากไม่ได้ผู้ที่อยู่เบื้องหลังในความสำเร็จครั้งนี้ ผู้เขียนขอกราบขอบคุณอย่างสูง ผู้ช่วยศาสตราจารย์ ดร.สัตยชัย นิลสุวรรณ ไขษิต อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ ที่ให้คำแนะนำ ให้ยืมตำราและวารสารที่จำเป็นในวิทยานิพนธ์นี้มากมาย แนะนำแนวทางในการแก้ปัญหาทุกด้าน ความเอาใจใส่ในตัวผู้เขียน เพื่อให้ไปสู่แนวทางที่ถูกต้องในการทำวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ และ รศ.สมยศ ศรีสถิตย์ อาจารย์ที่ปรึกษาร่วม ซึ่งเป็นผู้ให้คำแนะนำและข้อคิดเห็นต่าง ๆ ในการวิจัยด้วยดีตลอด

ขอขอบคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์อรรถพร ภัทรสุมันต์ ที่ให้ความช่วยเหลือ ให้คำแนะนำในทุกด้าน จนผู้เขียนได้สำเร็จงานวิจัยชิ้นนี้

ขอขอบคุณ ผู้ช่วยศาสตราจารย์สุพิชชา จันทโรโยธา ที่ให้คำแนะนำ เอกสารอ้างอิง และตำราในการทำวิทยานิพนธ์ตลอดจน ระยะเวลาในการตรวจรูปเล่มวิทยานิพนธ์ ฉบับนี้

ขอขอบคุณ Professor Dr. George T. Bereznoi ที่ให้ความช่วยเหลือในทุกด้าน ให้คำแนะนำในเรื่องต่างๆ ให้ความรู้ อีกทั้งให้โอกาสในการเป็นผู้ช่วยสอน ให้โอกาสในการทำงานร่วมกันนานหลายปี ซึ่งได้รับประโยชน์และประสบการณ์อย่างมากในการทำงาน

ขอขอบคุณ คุณบัญชา อุ่นพาณิชย์ ที่ได้ให้คำแนะนำ กำลังใจ ให้ความช่วยเหลือ ตลอดเวลาที่ได้ศึกษาที่ภาควิชาวิศวกรรมเทคโนโลยี จนสำเร็จการศึกษา

ขอขอบคุณเพื่อน พี่ และ น้องในภาควิชาวิศวกรรมเทคโนโลยี ที่ให้ความช่วยเหลือ และคำแนะนำที่มีประโยชน์ในงานวิจัย

ท้ายนี้ ขอกราบขอบพระคุณ บิดา มารดา ซึ่งสนับสนุนด้านการเงินและให้กำลังใจ ด้วยดีเสมอมาจนสำเร็จการศึกษา

สารบัญ

	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย.....	ง
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ.....	จ
กิตติกรรมประกาศ.....	ฉ
สารบัญ.....	ช
สารบัญตาราง.....	ฌ
สารบัญภาพ.....	ญ
บทที่ 1 บทนำ.....	1
1.1. ความเป็นมาของปัญหา.....	1
1.2. โปรแกรมสำเร็จรูป.....	2
1.3. เครื่องปฏิกรณ์ที่ปฏิบัติการได้สภาวะวิกฤติ.....	4
1.4. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลข.....	5
1.5. ความสำคัญของการศึกษาระเบียบเชิงตัวเลข.....	5
1.6. คอมพิวเตอร์.....	6
1.7. ค่าความผิดพลาด.....	6
1.8. วัตถุประสงค์ของงานวิจัย.....	7
1.9. ขอบเขตของวิทยานิพนธ์.....	7
1.10. ขั้นตอนและวิธีการในการดำเนินงานวิจัย.....	7
1.11. ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับจากการวิจัยนี้.....	8
1.12. งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง.....	8
บทที่ 2 ทฤษฎีการวิเคราะห์เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์.....	10
2.1. ทฤษฎีการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่ม.....	10
2.2. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสี่เหลี่ยม.....	24
บทที่ 3 วิธีดำเนินการโดย Numerical Analysis.....	32
3.1. การแก้สมการการแพร่ของนิวตรอนหลายกลุ่มพลังงานด้วยวิธี Numerical Analysis.....	32

สารบัญ(ต่อ)

	หน้า
3.2. ขั้นตอนการคำนวณค่าวิกฤติโดยระเบียบวิธีเชิงตัวเลข.....	36
3.3. โครงสร้างของโปรแกรม NEUDAN.....	39
3.4. ส่วนประกอบโปรแกรม NEUDAN.....	41
3.5. ลักษณะของข้อมูลนำเข้าสู่โปรแกรม NEUDAN.....	46
บทที่ 4 แบบจำลองและวิเคราะห์ผลการคำนวณ.....	50
4.1. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบสมการเอกพันธ์.....	50
4.2. ทดสอบความไหว (Sensibility Test) เนื่องจากค่าคงที่ของการดูดกลืนในโปรแกรม NEUDAN.....	58
4.3. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบ 2 กลุ่มพลังงานในสมการการแพร่ แบบเอกพันธ์.....	60
4.4. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบ 4 กลุ่มพลังงานในสมการการแพร่ แบบเอกพันธ์.....	63
4.5. ทดลองออกแบบและผลการคำนวณด้วยสมการการแพร่โดยโปรแกรม NEUDAN....	67
บทที่ 5 สรุปผลการวิจัยและข้อเสนอแนะ.....	77
5.1 สรุปและวิจารณ์ผลดำเนินการวิจัย.....	77
5.2 ข้อเสนอแนะและแนวทางการพัฒนา.....	79
รายการอ้างอิง.....	81
ภาคผนวก.....	83
ภาคผนวก ก.....	84
ภาคผนวก ข.....	91
ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์.....	93

สารบัญตาราง

ตารางที่	หน้า
4.1 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 1 กลุ่มพลังงานพันธ์แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก.....	50
4.2 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 1 มิติ.....	54
4.3 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 2 มิติ.....	56
4.4 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 3 มิติ.....	57
4.5 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณ เมื่อเพิ่มค่าภาคตัดขวางการดูดกลืน.....	59
4.6 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 2 กลุ่มพลังงาน.....	60
4.7 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก.....	62
4.8 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 4 กลุ่มพลังงาน.....	63
4.9 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก.....	64
4.10 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 และ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติทรงกระบอก.....	65
4.11 แสดงข้อมูลค่าภาคตัดขวางของตัวสะท้อนกลับแกรไฟต์.....	68
4.12 แสดงการเปรียบเทียบค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ในขณะที่มีตัวสะท้อนกลับและไม่มีตัวสะท้อนกลับใน 3 มิติ.....	68
4.13 ค่าคงที่ของต้นกำเนิดรังสีภายนอก.....	70
4.14 แสดงผลการคำนวณค่าฟลักซ์นิวตรอนทางทฤษฎีของต้นกำเนิดรังสีแบบแผ่นอนันต์.....	70
4.15 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในรูปทรงลูกบาศก์ของ 2 กลุ่มพลังงานแบบ 3 มิติ.....	73
4.16 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์.....	75

สารบัญภาพ

รูปที่	หน้า
1.1 แสดงการเกิดปฏิกิริยาการแตกตัวอย่างต่อเนื่อง (fission chain reactions).....	1
1.2 มูลค่าในการออกแบบและสร้างเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์.....	3
2.1 ลักษณะการย้อนกลับและไม่ย้อนกลับเข้าสู่พื้นผิว.....	18
2.2 ลักษณะการแพร่ของฟลักซ์นิวตรอนในตัวกลางโดยทฤษฎีการแพร่ และทฤษฎีการเคลื่อนย้ายที่ใกล้กับพื้นผิวอิสระ.....	19
2.3 แสดงช่วงการแบ่งกลุ่มพลังงานใน 2 กลุ่มพลังงาน.....	19
3.1 รูปแบบของการถ่ายเทพลังงานจากหลายกลุ่มพลังงาน.....	32
3.2 แสดงผังหลักการของโปรแกรม NEUDAN.....	38
3.3 แสดงผังส่วนประกอบโปรแกรมย่อยของโปรแกรม NEUDAN.....	39
3.4 แผนภาพการเชื่อมโยงภายในโปรแกรม NEUTRAN.....	40
4.1 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 1 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว.....	55
4.2 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 2 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว.....	56
4.3 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 3 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว.....	58
4.4 กราฟแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณ เมื่อเพิ่มค่าภาคตัดขวางการดูดกลืน.....	59
4.5 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ทรงกระบอก โดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี.....	62
4.6 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ทรงกระบอก โดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี.....	65
4.7 กราฟแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 และ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติทรงกระบอกด้วยโปรแกรม NEUDAN.....	66
4.8 รูปทรงกระบอกของเครื่องปฏิกรณ์ที่มีตัวสะท้อนกลับ.....	67
4.9 แสดงการเปรียบเทียบค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ในขณะที่มีตัวสะท้อนกลับและไม่มีตัวสะท้อนกลับใน 3 มิติ.....	68

สารบัญญภาพ (ต่อ)

รูปที่	หน้า
4.10 ลักษณะของแกนปฏิกรณ์ใน 1 มิติแบบมีต้นกำเนิดรังสีจากภายนอกอยู่ตรงกลาง....	69
4.11 กราฟแสดงการเปรียบเทียบผลการคำนวณค่าฟลักซ์นิวตรอนของแกนปฏิกรณ์ที่มีต้นกำเนิดรังสีภายนอก.....	70
4.12 รูปทรงลูกบาศก์ที่ใช้ในการคำนวณแบบหลายกลุ่มพลังงานใน 3 มิติ.....	71
4.13 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในรูปทรงลูกบาศก์ของ 2 กลุ่มพลังงานแบบ 3 มิติ.....	74
4.14 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ทรงกระบอกโดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี.....	75

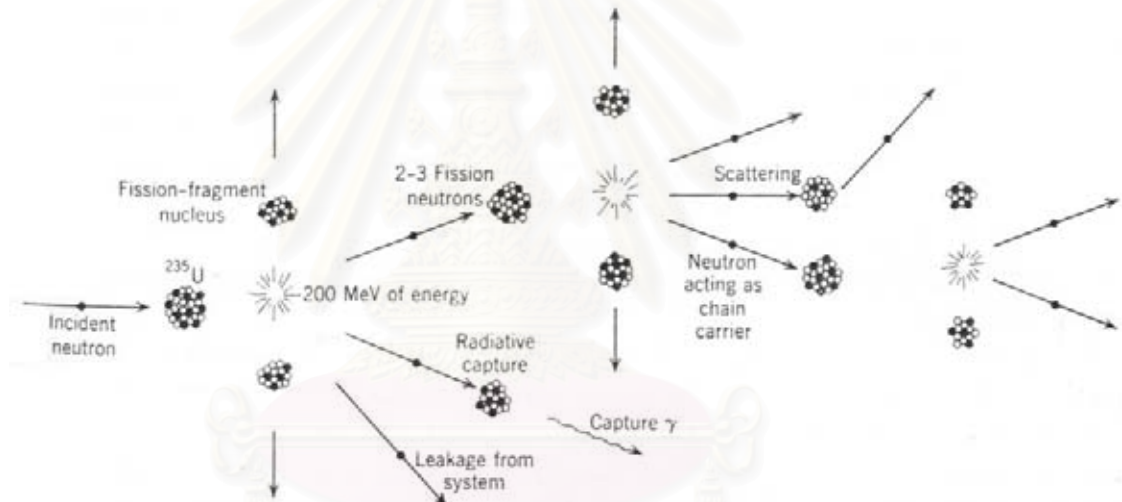
สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

บทที่ 1

บทนำ

1.1 ความเป็นมาของปัญหา

ในการทำให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ต่าง ๆ ต้องอาศัยหลักการของการเกิดปฏิกิริยาแต่ละชนิดเช่นกัน และโดยอาศัยเครื่องมือและอุปกรณ์ที่จะทำให้เกิดปฏิกิริยาชนิดนั้นๆ ด้วย ในการเกิดปฏิกิริยาฟิชชันอาศัยแกนนิวเคลียร์ (nuclear reactor core) เป็นเครื่องมือซึ่งทำให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ฟิชชันต่อเนื่องกันไปเป็นปฏิกิริยาลูกโซ่ (chain reaction) ดังแสดงคร่าวๆได้ดังรูปที่ 1.1



รูปที่ 1.1 แสดงการเกิดปฏิกิริยาการแตกตัวอย่างต่อเนื่อง (fission chain reactions)

เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์สามารถแบ่งได้หลายแบบขึ้นอยู่กับว่าจะใช้หลักเกณฑ์ใดพิจารณา ถ้าแบ่งตามวัตถุประสงค์ในการใช้งาน จะมีอยู่ 2 แบบดังนี้

1. เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัย (Nuclear research reactor) ใช้ในการศึกษาค้นคว้าและทดลองเพื่อใช้ประโยชน์ของพลังงานนิวเคลียร์และผลิตไอโซโทปบริสุทธิ์

2. เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์กำลัง (Nuclear power reactor) มุ่งไปในการผลิตพลังงานความร้อนที่ให้ปริมาณสูงมาก และถ่ายเทความร้อนนั้นให้อยู่ในรูปพลังงานกล เพื่อนำไปใช้หมุนกังหันไอน้ำหรือกังหันเพื่อการผลิตกระแสไฟฟ้า และหมุนใบพัดเพื่อขับเคลื่อนเรือดำน้ำ เรือเดินสมุทรขนาดใหญ่ เป็นต้น

เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัยมีลักษณะแตกต่างไปจากเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์กำลัง พอสรุปได้ดังนี้

- เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัย ต้องการเอานิวตรอนที่เกิดขึ้นมาใช้ในงานวิเคราะห์วิจัย และผลิตไอโซโทปรังสี
- ความร้อนที่เกิดขึ้นในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัยต้องระบายทิ้ง แต่เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์กำลังต้องการนำเอา ความร้อนที่เกิดขึ้นมาใช้ งาน เช่น หมุนกังหันผลิตกระแสไฟฟ้า
- เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัยมีขนาดเล็กกว่าเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์กำลังเป็นอย่างมาก

ในการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ในชนิดต่าง ๆ นั้นมีความซับซ้อนซึ่งประกอบด้วยหลายขั้นตอนและข้อคำนึงถึงไม่ว่าจะเป็นโครงสร้าง ข้อมูลเบื้องต้นสำหรับทำแบบจำลอง ค่าวิเคราะห์ความปลอดภัย วัสดุต้นกำลัง วัสดุกำบังรังสี และปริมาณความร้อนที่เกิดขึ้น เป็นต้น โดยปกติแล้วการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์จะนำคอมพิวเตอร์มาช่วยในการคำนวณในส่วนต่างๆ เพื่อคาดเดาความเป็นไปได้ในการดำเนินการเดินเครื่องเพื่อความปลอดภัยอย่างสูงสุด

1.2 โปรแกรมสำเร็จรูป

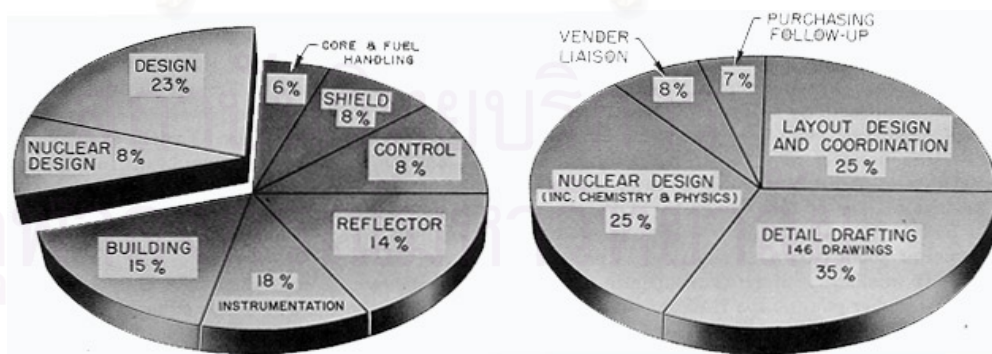
ปัจจุบันการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์จะใช้คอมพิวเตอร์ขนาดระบบใหญ่และใช้โปรแกรมสำเร็จรูปช่วยในการคำนวณซึ่งในปัจจุบันมีโปรแกรมสำเร็จรูปมากมายช่วยในการคำนวณในส่วนต่างๆ และใช้ทดสอบ หรือจำลองเหตุการณ์ต่างๆ ในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ เช่น

- โปรแกรมที่ช่วยในการคำนวณค่าภาคตัดขวาง (cross section) ต่างๆ เพื่อนำไปนำคำนวณค่าจากทฤษฎีการแพร่กระจาย(diffusion theory)ของนิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ อาทิเช่น โปรแกรม AMPX-II ซึ่งพัฒนาโดย Oak Ridge National Laboratory, โปรแกรม CLYDE ซึ่งพัฒนาโดย R. J. Doyas., R. E. Dye., R. J. Howerton และ S. T. Perkins ที่ The Lawrence Livermore Laboratory
- ระบบโปรแกรมที่ใช้ในการช่วยคำนวณค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์(criticality reactor) ค่าวิกฤติความปลอดภัย(criticality safety) ค่าความหนาของวัสดุกำบังรังสี (criticality shielding) หรือ ค่ากระแสความร้อน (heat transfer) ในเครื่องปฏิกรณ์ เช่น ระบบโปรแกรม SCALE (Standardized Computer Analyses for Licensing Evaluation) ซึ่งพัฒนาโดย Nuclear Regulatory Commission
- ระบบโปรแกรมที่ใช้คำนวณการแพร่กระจายของนิวตรอนแบบพิกัดฉากไม่ต่อเนื่อง (discrete ordinate transport) เพื่อพิจารณาการแพร่กระจายของรังสีแกมมาจากผลผลิตของ

ปฏิกิริยาฟิชชัน(fission product) หรือการแพร่กระจายของโปรตอน(photon transport) เช่น ระบบโปรแกรม ARC, THE ARGONNE REACTOR COMPUTATION SYSTEM ซึ่งพัฒนาโดย Argonne National Laboratory หรือ โปรแกรม DTF-IV และ DTF-BURN พัฒนาโดย K. D. Lathrop ที่ Los Alamos Scientific Laboratory หรือ โปรแกรม ANISN และ TDA พัฒนาโดย Ward W. Engle, Jr. ที่ Oak Ridge National Laboratory

- ระบบโปรแกรมที่ใช้คำนวณทฤษฎีการแพร่กระจายในหลายแกนและหลายกลุ่มพลังงาน (multidimensional transport theory and multigroup diffusion theory) เพื่อคำนวณการแพร่กระจายของนิวตรอนและรังสีแกมมาจากผลผลิตของปฏิกิริยาฟิชชัน หรือการแพร่กระจายของโปรตอน เช่น โปรแกรม THE OAK RIDGE DOT พัฒนาโดย W. A. Rhoades และ Fred R. Mynatt ที่ Oak Ridge National Laboratory หรือ โปรแกรม TWOTRAN, THREETRAN และ TRIDENT พัฒนาโดย D. K. Lathrop และ F. W. Brinkley ที่ Los Alamos Scientific Laboratory

ซึ่งยังมีโปรแกรมที่ใช้ในการคำนวณในส่วนต่างๆ ในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์อีกหลายส่วน เช่น ทฤษฎีการแพร่กระจายกับการเผาผลาญเชื้อเพลิง (diffusion theory with burn up) การคำนวณโครงสร้าง (structural) การคำนวณอุณหพลวัต (thermo-hydraulics) การวิเคราะห์ความปลอดภัย (safety analysis) หรือการวิเคราะห์การเปลี่ยนแปลงเทียบกับเวลา (transient analysis) เป็นต้น ซึ่งโปรแกรมสำเร็จรูปเหล่านี้มีราคาสูงมาก อีกทั้งยังต้องใช้เครื่องคอมพิวเตอร์ที่มีประสิทธิภาพสูงในการทำงานโปรแกรมเหล่านี้ โดยปกติในการออกแบบและสร้างเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์วิจัยหนึ่งๆ จะใช้งบประมาณในส่วนของ การออกแบบสูงถึงประมาณ 31%* ของมูลค่าทั้งหมดดังแสดงในรูปที่ 1.2



ก แสดงมูลค่าในแต่ละส่วน

ข แสดงมูลค่าในส่วน nuclear Design และ Design

* ข้อมูลจาก "Research Reactor," U.S. Atomic Energy Commission สำนักพิมพ์ McGraw-Hill

รูปที่ 1.2 มูลค่าในการออกแบบและสร้างเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์

เมื่อพิจารณาความยุ่งยากของการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์เหล่านี้ กับทั้งเพื่อเป็นการพัฒนาเครื่องมือประกอบการศึกษาการประยุกต์ใช้งานทฤษฎีการแพร่กับงานออกแบบแกนปฏิกรณ์ ดังนั้นผู้จัดทำวิทยานิพนธ์นี้จึงมีความสนใจในการออกแบบและพัฒนาโปรแกรมสำหรับคำนวณการแพร่กระจายของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์บนเครื่องคอมพิวเตอร์ส่วนบุคคลเพื่อใช้เป็นเครื่องมือในการศึกษาทฤษฎีในการแพร่กระจายของนิวตรอน สำหรับนิสิต นักศึกษา งานวิจัยและประชาชนทั่วไปเพื่อเป็นแนวทางศึกษาการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ในอนาคต

1.3 เครื่องปฏิกรณ์ที่ปฏิบัติการได้สภาวะวิกฤติ

หากพิจารณาการเกิดปฏิกิริยาการแตกตัวอย่างต่อเนื่อง เมื่อนิวตรอนเกิดอันตรกิริยากับนิวเคลียสของเชื้อเพลิงแล้วเกิดการแตกตัวปลดปล่อยพลังงานและอนุภาคนิวตรอน (neutron) อนุภาคนิวตรอนที่ถูกปลดปล่อยนั้นสามารถกระทำอันตรกิริยากับนิวเคลียสของเชื้อเพลิงและเกิดเป็นปฏิกิริยาต่อเนื่อง จำนวนนิวตรอนที่เกิดขึ้นหลังการชนและก่อนการชนมีสัดส่วนความสัมพันธ์กัน เรียกว่า multiplication factor และเขียนแทนด้วย k โดยนิยามดังนี้

$$\text{multiplication factor (k)} \equiv \frac{\text{จำนวนนิวตรอนในรุ่นต่อไป}}{\text{จำนวนนิวตรอนในรุ่นก่อนหน้า}} \quad (1.1)$$

หากเราพิจารณาค่า multiplication factor ในสมการ (1.1) ซึ่งจะเป็นค่าที่จะบ่งบอกความสามารถในการปฏิบัติการในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ เมื่อจำนวนนิวตรอนในรุ่นหนึ่งมีค่าเท่ากับจำนวนนิวตรอนในรุ่นต่อไป จะได้ $k = 1$ ซึ่งเรียกว่า ค่าวิกฤติ (critical) และถ้าหากจำนวนนิวตรอนในรุ่นหนึ่งมากกว่าค่าจำนวนนิวตรอนในรุ่นต่อไปจะได้ $k > 1$ ซึ่งเรียกว่า ค่าสภาวะเหนือวิกฤติ (supercritical) และหากจำนวนนิวตรอนในรุ่นหนึ่งมีน้อยกว่าค่าจำนวนนิวตรอนในรุ่นต่อไป จะได้ $k < 1$ ซึ่งจะเรียกว่าค่าสภาวะใต้วิกฤติ (subcritical)

และเป้าหมายในวิทยานิพนธ์นี้ คือออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่สภาวะใต้วิกฤติเพื่อใช้ประกอบการศึกษาทางนิวตรอนฟิสิกส์ โดยที่แกนปฏิกรณ์ที่ต้องการจะต้องสามารถแสดงพฤติกรรมการหน่วงนิวตรอน (moderation) โดยตัวกลาง และการกระจายของนิวตรอนอันเป็นผลสืบเนื่องจากปรากฏการณ์ดังกล่าว โดยเหตุที่แกนปฏิกรณ์ดังกล่าวไม่มีเป้าหมายผลิตนิวตรอนหรือเพื่อผลิตพลังงานจึงทำให้ออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ให้ปฏิบัติการสภาวะใต้วิกฤติ ซึ่งทำให้สามารถจำกัดขนาดและค่าใช้จ่ายในการสร้างและการใช้งานได้เป็นอย่างมาก

1.4 ระเบียบวิธีเชิงตัวเลข

การออกแบบในงานวิศวกรรมต่างๆ ไม่เฉพาะทางด้านวิศวกรรมนิวเคลียร์ นั้น บางครั้งไม่สามารถหาผลเฉลยแม่นยำตรง (exact solution) โดยกระบวนการวิเคราะห์ทางคณิตศาสตร์ได้เพราะปัญหาที่พิจารณามีลักษณะและเงื่อนไขที่ซับซ้อน ดังนั้นวิธีการคำนวณเชิงตัวเลข เช่น วิธีผลต่างสี่เหลี่ยมและวิธีการไฟไนต์เอลิเมนต์จึงมีบทบาทในงานวิศวกรรม

การศึกษาและวิเคราะห์ปัญหาต่างๆด้านวิศวกรรม วิทยาศาสตร์ตลอดจนทางด้านคณิตศาสตร์ในปัจจุบันจึงต้องการความรู้ความเข้าใจในระเบียบวิธีเชิงตัวเลข(numerical method) ผสมผสานกับความสามารถในการใช้เครื่องคอมพิวเตอร์ ดังเช่นในทางด้านสาขาวิศวกรรมนิวเคลียร์ได้ใช้วิธีผลต่างสี่เหลี่ยม(finite difference method) ในการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ เพื่อคำนวณเพื่อสภาวะวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ที่ออกแบบตลอดจน การออกแบบระบบความปลอดภัยและการกำบังรังสี (radiation safety and shielding)

1.5 ความสำคัญของการศึกษาระเบียบเชิงตัวเลข

ความเข้าใจถึงความหมายทางกายภาพ (physical meaning) ของปัญหาต่างๆเป็นส่วนสำคัญและเป็นประโยชน์อย่างมากในการใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขเพื่อแก้ปัญหาขั้นสูงในด้านวิศวกรรมศาสตร์และวิทยาศาสตร์ ทั้งนี้ก็เพราะว่าหากเราเข้าใจปัญหาทางกายภาพจะช่วยให้เราเลือกวิธีเชิงตัวเลขที่เหมาะสมกับปัญหานั้นได้ดีที่สุด

ในปัจจุบันถึงแม้จะมีโปรแกรมสำเร็จรูปที่นำมาประยุกต์ใช้ได้โดยตรง แต่หากผู้แก้ปัญหาไม่มีความรู้พื้นฐานที่ใช้ไปในการประดิษฐ์โปรแกรมคอมพิวเตอร์เหล่านั้น ก็ไม่สามารถเลือกใช้โปรแกรมที่เหมาะสมกับปัญหาที่สุดได้โดยถูกต้อง ทั้งนี้สืบเนื่องมาจากหลักความจริงทั่วไปที่ว่า

- (ก) ไม่มีระเบียบวิธีเชิงตัวเลขวิธีใดวิธีหนึ่งที่สามารถแก้ปัญหาได้ทุกชนิด
- (ข) ไม่มีระเบียบวิธีเชิงตัวเลขวิธีใดที่ไม่ก่อให้เกิดค่าความผิดพลาด (error) ของผลลัพธ์ที่คำนวณได้
- (ค) ไม่มีระเบียบวิธีเชิงตัวเลขวิธีใดที่ดีที่สุดสำหรับปัญหาในทุกรูปแบบ

จากหลักความจริงดังกล่าว ความเข้าใจพื้นฐานของระเบียบวิธีเชิงตัวเลขมีความจำเป็นอย่างยิ่งในการแก้ปัญหาทั่วไปในด้านวิศวกรรมศาสตร์และวิทยาศาสตร์

1.6 คอมพิวเตอร์

การศึกษาระเบียบวิธีเชิงตัวเลขนั้นประกอบด้วย 2 ส่วนที่สำคัญ ส่วนประกอบแรกคือเนื้อหาขั้นตอนของวิธีการชนิดต่างๆที่ต้องทำความเข้าใจ และส่วนประกอบที่สองคือความสามารถในการใช้เครื่องคอมพิวเตอร์รวมทั้งความเข้าใจในการใช้ภาษาคอมพิวเตอร์เพื่อขั้นตอนชนิดต่างๆนั้นออกมาเป็นตัวเลข ภาษาคอมพิวเตอร์ที่นิยมใช้กันในการศึกษาระเบียบวิธีเชิงตัวเลขประกอบด้วยภาษาฟอร์แทรน(FORTRAN) ปาสคาล (PASCAL) ซี (C) และเบสิก (BASIC) ระหว่างภาษาเหล่านี้ ภาษาฟอร์แทรนยังจัดว่าเป็นภาษานิยมใช้ในงานจริงทางปฏิบัติกันมากที่สุด ทั้งนี้สืบเนื่องมาจากเหตุผลหลายประการ อาทิเช่น (1) ภาษาฟอร์แทรนเป็นภาษาที่เมื่อเขียนประติษฐ์ขึ้นแล้วสามารถตรวจสอบได้ง่ายหากพบว่าผลลัพธ์ที่คำนวณได้ไม่ถูกต้องทำให้เป็นภาษาที่ใช้กันอย่างแพร่หลายในหมู่วิศวกรและนักวิทยาศาสตร์ที่ประติษฐ์โปรแกรมคอมพิวเตอร์ การใช้ภาษาที่ตรวจสอบได้ง่ายจะช่วยประหยัดเวลาเป็นอย่างมากโดยเฉพาะในการประติษฐ์โปรแกรมขนาดใหญ่ (2) ภาษาฟอร์แทรนเป็นภาษาที่ใช้กันมานาน ดังนั้นจึงมีโปรแกรมย่อย(subroutine) ที่ใช้ประจำหลากหลายมารองรับ ซึ่งสามารถนำไปใช้กับโปรแกรมที่ประติษฐ์ขึ้น (3) ภาษาฟอร์แทรนเป็นภาษาที่มีตัวแปลโปรแกรม (compiler) ที่ใช้แปลโปรแกรมให้เป็นภาษาเครื่องอยู่บนเครื่องคอมพิวเตอร์ทุกขนาดนับตั้งแต่เครื่องคอมพิวเตอร์ส่วนบุคคล (personal computer) เวิร์กสเตชัน (work station) เมนเฟรม (mainframe) ไปจนถึงซูเปอร์คอมพิวเตอร์(supercomputer) ซึ่งนั่นหมายความว่าโปรแกรมที่พัฒนาขึ้นสามารถประยุกต์ใช้ได้หลายระบบปฏิบัติการ เช่นเดียวกันในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ที่ใช้เครื่องคอมพิวเตอร์ส่วนบุคคล และเชื่อมโยงโดยระบบเครือข่าย (network) ซึ่งใช้ตัวแปลภาษาฟอร์แทรนที่อยู่บนระบบปฏิบัติการยูนิกซ์ที่ชื่อว่าลินุกซ์ (LINUX) ด้วยเหตุผลข้างต้นผู้วิจัยจึงใช้ภาษาฟอร์แทรนในการพัฒนาโปรแกรมนี

1.7 ค่าความผิดพลาด

ถึงแม้ว่าระเบียบวิธีเชิงตัวเลขสามารถให้ผลลัพธ์ของตัวเลขออกมาได้ง่าย แต่ในขณะเดียวกันผลลัพธ์ที่ได้นั้นก็มีความผิดพลาด (error) เกิดขึ้นตามมาด้วย ความผิดพลาดนั้นเกิดขึ้นได้จากหลายสาเหตุซึ่งสามารถอธิบายได้โดยสังเขป ดังต่อไปนี้

(ก) ความผิดพลาดเนื่องจากแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ (mathematical modeling)

เริ่มจากการจำลองรูปแบบของปัญหาหากเราจำลองแบบของปัญหานั้นๆหยาบเกินไปอาจทำให้เกิดความผิดพลาดมากตามไปด้วย แต่ถ้าหากละเอียดเกินไปจะทำให้เวลาที่ใช้ในการคำนวณมากขึ้นด้วย ทั้งนี้ไม่รวมถึงว่าแบบจำลองดังกล่าวอาจไม่เหมาะสมหรือไม่สอดคล้องกับปัญหาที่พิจารณาซึ่งส่งผลให้คำตอบที่ได้มีความผิดพลาด

(ข) ความผิดพลาดจากการตัดตอนการคำนวณ (truncation error) เป็นความผิดพลาดที่เกิดจากการตัดพจน์บางพจน์ของสมการทิ้งไป ส่วนที่ถูกตัดทิ้งไปนั้นอาจก่อให้เกิดความผิดพลาดจากการตัดตอน การตัดตอนนี้พบได้ในการหาผลเฉลยแม่นยำซึ่งได้จากวิธีคณิตศาสตร์

(ค) ความผิดพลาดที่เกิดจากการปัดเศษ (round-off error) คอมพิวเตอร์แบบต่างๆกันจะมีความสามารถในการเก็บจำนวนตัวเลขของค่าหนึ่งๆได้ไม่เท่ากัน ดังนั้นจะต้องตระหนักอยู่ตลอดเวลาว่า จะเกิดความผิดพลาดอยู่เสมอในขณะที่ทำการคำนวณ

ความผิดพลาดเหล่านี้สามารถขยายผลต่อเนื่อง (propagation of error) กระทั่งทำให้คำตอบสุดท้ายที่ได้คลาดเคลื่อนผิดพลาด และอาจเชื่อถือไม่ได้ การวิเคราะห์และพิจารณาความผิดพลาดเหล่านี้จึงมีความจำเป็นอย่างยิ่ง

1.8 วัตถุประสงค์ของงานวิจัย

เพื่อพัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับคำนวณค่าวิกฤติและค่านิวตรอนฟลักซ์ในแกนปฏิกรณ์นิวเคลียร์ซึ่งปฏิบัติการที่สภาวะได้วิกฤติสำหรับเป็นเครื่องมือช่วยในการออกแบบโครงสร้างและส่วนประกอบของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่ปฏิบัติการที่สภาวะได้วิกฤติ

1.9 ขอบเขตของวิทยานิพนธ์

1. พัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์เพื่อใช้คำนวณค่าวิกฤติและค่าของนิวตรอนฟลักซ์ของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์
2. ทดลองออกแบบแกนและส่วนประกอบของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่สภาวะได้วิกฤติโดยใช้โปรแกรมที่พัฒนาขึ้น

1.10 ขั้นตอนและวิธีการในการดำเนินงานวิจัย

1. ศึกษาทฤษฎีการแพร่ของนิวตรอนหลายกลุ่มพลังงาน (the multigroup diffusion equations)
2. พัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์เพื่อใช้คำนวณค่าวิกฤติและลักษณะการกระจายของนิวตรอนฟลักซ์ในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์
3. วิเคราะห์ผลการคำนวณเพื่อตรวจสอบความถูกต้องและเพื่อคัดเลือกโครงสร้างและส่วนประกอบที่เหมาะสมสำหรับจัดสร้างเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่สภาวะได้วิกฤติ
4. สรุปผลการวิจัยและเขียนวิทยานิพนธ์

1.11 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับจากการวิจัยนี้

ได้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ช่วยในการออกแบบแกนเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่สภาวะได้วิกฤติเพื่อใช้ในการศึกษาและงานวิจัย

1.12 งานวิจัยที่เกี่ยวข้อง

1. ปี พ.ศ. 2527 โดย สมยศ ศรีสถิตย์ ที่ บัณฑิตวิทยาลัย จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย กรุงเทพฯ ได้ทำการวิจัยเรื่องการศึกษาการออกแบบแกนปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบเชื้อเพลิงเป็นยูเรเนียมธรรมชาติและตัวหน่วงนิวตรอนเป็นน้ำชนิดหนัก โดยศึกษาการออกแบบแกนเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่ใช้ยูเรเนียม-235 ความเข้มข้นตามธรรมชาติ และมีตัวหน่วงนิวตรอนเป็นน้ำชนิดหนัก โดยออกแบบรูปร่างของเครื่องปฏิกรณ์เป็นแบบทรงกระบอก เชื้อเพลิงอาจอยู่ในรูปโลหะยูเรเนียมหรือยูเรเนียมไดออกไซด์และวัสดุห่อหุ้มเป็นอะลูมิเนียมหรือเซอร์โคเนียม กำหนดให้แท่งเชื้อเพลิงมีเส้นผ่านศูนย์กลางเท่ากับ 2 ซม. ความหนาของวัสดุห่อหุ้มแท่งเชื้อเพลิงเท่ากับ 0.1 ซม. ซึ่งมีทั้ง 1, 3, 4, 6, 7, และ 12 แท่งในหนึ่งมัด ในการออกแบบอาจมีชั้นท่อความดันที่เป็นอะลูมิเนียมหรือเซอร์โคเนียม ซึ่งกำหนดให้หนาเท่ากับ 0.15 ซม. และจะเลือกออกแบบที่แกนเครื่องปฏิกรณ์เกิดกรณีวิกฤติ ($k_{eff} = 1.0$) เท่านั้น ซึ่งเมื่อหุ้มด้วยตัวสะท้อนนิวตรอนแล้วจะคำนวณค่า k_{eff} ที่เพิ่มขึ้นจากกรณีวิกฤติ

2. ปี ค.ศ. 1964 โดย P. DUERDEN และ R. H. PIPER ที่ AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION RESEARCH ESTABLISHMENT LUCAS HEIGHTS ได้ทำการวิจัยเรื่อง A TRAINING MANUAL FOR THE NATURE URANIUM AND GRAPHITE SUBCRITICAL ASSEMBLY โดยทำการศึกษาระยะการแผ่กระจายของนิวตรอนพลังงานต่ำของเครื่องปฏิกรณ์ที่ออกแบบขึ้น ซึ่งผ่านการวัดจริงจากอินเดียมฟอยล์ (Indium foil) โดยใช้หัววัดชนิด BF_3 และค่าที่วัดได้มีค่าประมาณ 53.7 ± 0.7 CMS ซึ่งค่าบักคิงของเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ที่ออกแบบนั้นเป็นชนิดที่สภาวะได้วิกฤตินั้นวัดได้ประมาณ $1.049 \pm 0.096 m^{-2}$ โดยขนาดของเชื้อเพลิงยูเรเนียมธรรมชาติที่ใช้มีขนาด $7\frac{7}{8}$ " ซึ่งปริมาณและมวลของเครื่องปฏิกรณ์ทรงลูกบาศก์จะประกอบด้วยแท่งกราไฟต์เป็นวัสดุหน่วงนิวตรอนและเชื้อเพลิงยูเรเนียมธรรมชาติโดยคำนวณได้ประมาณ

$$V_c = 149 \pm 20 m^2$$

$$M_c = 34.3 \pm 4.7 \text{ TONS}$$

3. ปี ค.ศ. 1992 โดย C. E. BECK และ M. L. REED ที่ IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL.39, NO. 3 ได้ทำการวิจัยเรื่อง CONCEPTS OF REACTOR PHYSICS WITHOUT THE MATHEMATICS โดยนำเสนอหลักการพื้นฐานของการคำนวณเครื่อง

ปฏิกรณ์ฟิสสิกส์ โดยนำเสนอในรูปแบบที่ปราศจากสมการทางคณิตศาสตร์ซึ่งเป็นพื้นฐานในการออกแบบโรงไฟฟ้านิวเคลียร์ กระบวนการฟิชชันรูปแบบพื้นฐานสำหรับ “วงจรวิตนิวตรอน” โดยหลักทางกายภาพนั้นจะอธิบายได้โดยอาศัยรูปแบบจำลองทางคณิตศาสตร์ในรูปแบบ “six factor formula” เป้าหมายเพื่อควบคุมประสิทธิภาพและเพื่อความเข้าใจพื้นฐานจึงนำเสนอในรูปแบบที่ปราศจากสมการทางคณิตศาสตร์

4. ปี ค.ศ. 1999 โดย MATJAŽ RAVNIK และ TOMAŽ ŽAGAR และ ANDREJA PERŠIČ ที่ INSTITUTE JOŽEF STEFAN, JAMOVA 39, 1000 LJUBLJANA, SLOVENIA ได้ทำการวิจัยเรื่อง FUEL ELEMENT BURNUP DETERMINATION IN MIXED TRIGA CORE USING REACTOR CALCULATIONS โดยคำนวณการเผาผลาญเชื้อเพลิงจริงในแกนปฏิกรณ์นิวเคลียร์ของ “250-kW TRIGA Mark II” โดยใช้เชื้อเพลิงสองชนิดคือ 70% เสรียมสมรรถนะแบบ FLIP และ 20% เสรียมสมรรถนะมาตรฐาน โดยคำนวณเปรียบเทียบเชื้อเพลิงทั้งสองชนิดในขั้นตอนดังนี้

- 4.1. จำนวนใน 1 มิติของการแพร่กระจายของ 2 กลุ่มพลังงานโดยใช้โปรแกรมสำเร็จรูป TRIGAP
- 4.2. จำนวนใน 2 มิติของการแพร่กระจายของ 4 กลุ่มพลังงานโดยใช้โปรแกรมสำเร็จรูป TRIGALAV

ทั้งสองชนิดคำนวณใช้ค่าคงที่ของกลุ่มภาคตัดขวางโดยใช้โปรแกรมสำเร็จรูป WIMS ผลที่ได้จากการคำนวณเปรียบเทียบผลของ 2 มิติต่อการเผาผลาญเชื้อเพลิงโดยพิจารณาผลของ mixed rings, in-core water gaps, control rod และ asymmetric core loading patterns ความสัมพันธ์ที่แตกต่างของการเผาผลาญเชื้อเพลิงของ 10% โดยเฉลี่ย และมากกว่า 80% ในค่าสูงสุดเพราะผลของ 2 มิติ และผลของการคำนวณเป็นการประมาณดังนั้นจึงยังต้องทำการวัดจริงเพื่อเปรียบเทียบความถูกต้อง

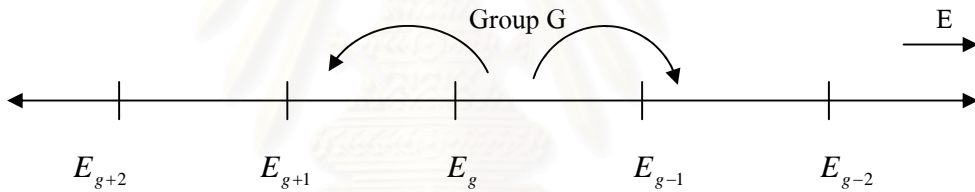
สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

บทที่ 2

ทฤษฎีการวิเคราะห์เครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์

2.1. ทฤษฎีการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่ม

การวิเคราะห์การคำนวณออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ในกลุ่มพลังงานเดี่ยว เป็นการวิเคราะห์พื้นฐานที่สำคัญ แต่ในความเป็นจริงแล้วเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ประกอบด้วยองค์ประกอบมากมาย และสิ่งหนึ่งคือการประกอบด้วยค่าการกระจายในหลายกลุ่มพลังงาน ดังนั้นจะกล่าวถึงพื้นฐานโดยย่อของการคำนวณการกระจายในหลายกลุ่มพลังงาน บางครั้งวิธีการใช้รูปแบบของสมการการแพร่แบบหลายกลุ่ม (the multigroup equation) จะเป็นการประยุกต์นิยามโดยรวมของความสมดุลของนิวตรอน (neutron balance) ที่จะส่งไปยังกลุ่มพลังงานโดยใช้ความสมดุลในทางที่นิวตรอนสามารถผ่านเข้าหรือออกภายในกลุ่มนี้ได้ ดูได้จากกลุ่มพลังงาน g ดังนี้



หลังจากที่เกิดการสะท้อนกลับ (reflection) เพียงเล็กน้อย ซึ่งควรจะแสดงให้เห็นความสมดุล ดังตัวอย่างต่อไปนี้

อัตรา การเปลี่ยนแปลง ความหนาแน่น ของนิวตรอน ในกลุ่มพลังงาน g	=	อัตรา การรั่วไหลของ นิวตรอน ในกลุ่มพลังงาน g	-	อัตรา การดูด จับนิวตรอน ในกลุ่ม พลังงาน g	+	อัตรา การแผ่ นิวตรอนใน กลุ่มพลังงาน g จากต้นกำเนิด
		อัตรา การ กระเจิงของ นิวตรอนใน กลุ่มพลังงาน	-	อัตรา การกระเจิงของ นิวตรอนจากกลุ่ม พลังงาน g' เข้าสู่กลุ่ม พลังงาน g	+(2.1)

2.1.1. รูปสมการทั่วไปของการแพร่หลายกลุ่มพลังงาน

จากสมการที่ 2.1 แสดงให้เห็นว่าการชนกันแบบกระเจิงสามารถเปลี่ยนพลังงานนิวตรอนและเคลื่อนย้ายจากกลุ่ม g หรือ มาจากกลุ่มอื่น ๆ ใน g' รวมถึงกระจายพลังงานเข้าสู่กลุ่ม g จะกำหนดลักษณะความน่าจะเป็นของการกระจายนิวตรอนจากกลุ่ม g' ไปสู่กลุ่ม g ได้โดยภาคตัดขวางการกระเจิง $\Sigma_g(E_{g'} \rightarrow E_g)$ (เรียกว่า ภาคตัดขวางเคลื่อนย้ายของกลุ่ม) โดยใช้สัญลักษณ์ Σ_{sg} ในทำนองเดียวกัน ค่าภาคตัดขวางที่เกิดการกระเจิงของ นิวตรอนจะแพร่ออกจากกลุ่ม g นั้นจะได้

$$\Sigma_{sg} = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sgg'}, \quad (2.2)$$

และค่าภาคตัดขวางของการดูดกลืนในกลุ่ม g คือ Σ_{ag} และในเทอมของแหล่งกำเนิดการแตกตัว S_0 ก่อให้เกิดอัตราของแหล่งกำเนิดของนิวตรอนที่ปรากฏอยู่ในกลุ่ม g และท้ายสุดเราจะให้ตัวเลขสัมประสิทธิ์การแพร่กระจาย D_g เพื่อที่จะแสดงถึงการรั่วไหลจากกลุ่ม g ซึ่งสามารถเขียนได้ในรูป ค่าโดยประมาณของการกระจายดังนี้ $\nabla \cdot D_g \nabla \phi_g$ ถ้ารวมรูปแบบทั้งหมดนี้ จะค้นพบความสัมพันธ์ของความสมดุลในการรูปแบบการจำลองทางคณิตศาสตร์จากนิยามในสมการ (2.1) จะได้

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} = \nabla \cdot D_g \nabla \phi - \Sigma_{ag} \phi_g + S_g - \Sigma_{sg} \phi_g + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'g} \phi_{g'}, \quad g = 1, 2, \dots, G. \quad (2.3)$$

ถ้าแยกส่วนประกอบของแหล่งกำเนิดการแตกออก จะได้

$$S_g = \chi_g \sum_{g'=1}^G v_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + S_g^{ext}, \quad (2.4)$$

โดย χ_g เป็นความน่าจะเป็นของการกระจายของนิวตรอนจะเกิดขึ้นพร้อมกับกลุ่ม g ในขณะที่ $\Sigma_{fg'}$ คือ ภาคตัดขวางการแตกตัวในลักษณะของกลุ่ม g' และ $v_{g'}$ คือ ตัวเลขโดยเฉลี่ยของการแตกออกของนิวตรอนที่ปล่อยมาในปฏิกิริยาการแตกตัวอย่างต่อเนื่องโดยการใช้นิวตรอนในกลุ่ม g' และปัญหาที่น่ากังวลยังมีอีกมาก ซึ่งเกี่ยวกับเรื่องที่จะตัดสินใจอย่างไรในจำนวนคงที่ทางคณิตศาสตร์ และ ความหมายในทางฟิสิกส์ของกลุ่มต่างๆที่ปรากฏอยู่ในสมการนี้

$$v_g, D_g, \Sigma_{ag}, \Sigma_{sg}, \chi_g, \Sigma_{fg}, v_g \quad (2.5)$$

การค้นหาค่าคงที่ต่างๆของสมการ (2.5) เพื่อใช้สมการแบบหลายกลุ่มนั้นไม่แน่นอนเลย ซึ่งขึ้นอยู่กับการคาดเดาที่จะใช้ค่าคงที่เหล่านี้ในการใช้

ในบางครั้งสมการการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่มพลังงาน แสดงถึงลักษณะของนิวตรอนโดยเฉลี่ยในแต่ละกลุ่มพลังงานเป็นผลรวมทั้งก้อน (เช่น ค่าเฉลี่ย) สมการการแพร่ของนิวตรอนโดยพลังงานอิสระ $\phi(r, E, t)$ นอกเหนือจากกลุ่ม $E_g < E < E_{g-1}$ ซึ่งจะสมมติได้ว่า การแพร่นี้สามารถใช้สมการการแพร่พลังงานอิสระ (energy dependent diffusion equation) อธิบายได้โดย

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \nabla \cdot D \nabla \phi + \Sigma_t \phi(r, E, t) = \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E', t) + \chi(E) \int_0^\infty dE' v(E') \Sigma_f \phi(r, E', t) + S_{ext}(r, E, t), \quad (2.6)$$

จากสมการที่ 2.6 จะกำจัดพลังงานที่ไม่คงที่ในสมการการแพร่แบบพลังงานอิสระ โดยใช้การอินทิเกรตสมการที่ 2.6 รอบกลุ่มพลังงาน g ที่ $E_g < E < E_{g-1}$ มีลักษณะดังนี้

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \frac{1}{v} \phi - \nabla \cdot \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE D \nabla \phi + \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_t \phi \\ = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E', t) + \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE S, \end{aligned} \quad (2.7)$$

จากสมการที่ 2.7 ในแต่ละเทอมจะทำการกำหนดความหมายในแต่ละเทอม โดยกำหนดความหมายของการแพร่ของนิวตรอนกลุ่มพลังงาน g ได้เป็น

$$\phi_g(r, t) \equiv \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi(r, E, t), \quad (2.8)$$

จากนั้น ให้ภาคตัดขวางของกลุ่มพลังงาน g ทั้งหมดดังนี้

$$\Sigma_{ig} \equiv \frac{1}{\phi_g} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_t(E) \phi(r, E, t), \quad (2.9)$$

สัมประสิทธิ์ของการแพร่กระจายกลุ่มพลังงาน g ดังนี้

$$D_g \equiv \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE D(E) \nabla_j \phi(r, E, t)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \nabla_j \phi(r, E, t)}, \quad (2.10)$$

ลักษณะความเร็วของนิวตรอนในกลุ่มพลังงาน g ดังนี้

$$\frac{1}{v_g} \equiv \frac{1}{\phi_g} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \frac{1}{v} \phi(r, E, t), \quad (2.11)$$

และในเทอมของการกระเจิงจะยุ่งยากขึ้น ถ้าทำการแยกการอินทิกรัลบนพลังงาน E (break up integral over E) สมการจะออกมาเป็น

$$\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E, t) = \sum_{g'=1}^G \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E', t), \quad (2.12)$$

จากนั้น กำหนดภาคตัดขวางการเคลื่อนย้ายของกลุ่มพลังงานดังนี้

$$\Sigma_{sg'g} \equiv \frac{1}{\phi_{g'}} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E', t), \quad (2.13)$$

เทอมการแตกตัว คือ

$$\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE S_f(r, E, t) = \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \chi(E) \left[\sum_{g'=1}^G \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE' v(E') \Sigma_f(E') \phi(r, E', t) \right], \quad (2.14)$$

และจากเทอมการแตกตัว ภาคตัดขวางของการแตกตัวสำหรับกลุ่มพลังงาน g' คือ

$$v_{g'} \Sigma_{fg'} \equiv \frac{1}{\phi_{g'}} \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE' v(E') \phi(r, E', t), \quad (2.15)$$

และความน่าจะเป็นของการแตกตัวในกลุ่มพลังงาน g เป็น

$$\chi_g \equiv \int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \chi(E), \quad (2.16)$$

จากการอินทิกรัลรอบพลังงานในแต่ละเทอมข้างต้น แทนลงในสมการ 2.6 จะได้ สมการการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงาน ดังนี้

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} - \nabla \cdot D_g \nabla \phi + \Sigma_{tg} \phi_g(r, t) = \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} + \chi_g \sum_{g'=1}^G v_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'} + S_g, \quad g=1, \dots, G. \quad (2.17)$$

ในการคำนวณสมการการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงานค่าฟลักซ์นิวตรอน ซึ่งให้นิยามไปแล้ว ขึ้นอยู่กับที่ตำแหน่งและช่วงเวลา การหาฟลักซ์นิวตรอนทำได้เพียงกรณีเดียว ซึ่งจากค่าฟลักซ์นิวตรอนเราจะใช้การแยกออกเป็น

$$\phi(r, E, t) = \psi(r, t)\varphi(E), \quad (2.18)$$

จากสมการที่ 2.18 จะลดค่าเฉลี่ยของกลุ่มพลังงานในสเปกตรัมพลังงานของฟลักซ์นิวตรอน (energy spectrum, $\varphi(E)$) โดยปกติจะไม่แยกพลังงานออกและโดยทั่วไปจะหาค่าฟลักซ์นิวตรอนของกลุ่มพลังงานทำได้โดยอาศัยที่ตำแหน่งและช่วงเวลา

อย่างไรก็ตามบางครั้ง ความพยายามที่จะคาดเดาหรือการประมาณการค่าในฟลักซ์นิวตรอนภายในกลุ่มพลังงานจะได้

$$\phi(r, E, t) \cong \phi_{approx}(r, E, t), \quad (2.19)$$

ในการคำนวณค่าคงที่ของกลุ่มพลังงาน เช่น

$$\Sigma_{ig} \cong \frac{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \Sigma_i(E) \phi_{approx}(r, E, t)}{\int_{E_g}^{E_{g-1}} dE \phi_{approx}(r, E, t)} \quad (2.20)$$

จากสมการที่ 2.20 จะได้ค่าเฉลี่ยบนการประเมินค่าภายในกลุ่มพลังงาน

ในรูปแบบของสมการการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่มพลังงาน โดยเฉพาะการพิจารณาเทอมของการกระเจิงในสมการการแพร่ การชนกันของนิวตรอนสังเกตได้ว่า ถ้าพลังงานนิวตรอน E แข็งแกร่งกว่าพลังงานความร้อน (thermal energy) ในนิวเคลียสเป้าหมาย (target nuclei) (ชนิดที่น้อยกว่า 0.1 eV) นิวตรอนไม่สามารถรับเอาพลังงานการชนกันได้ ดังนั้น ในกลุ่มที่เป็นนิวตรอนเร็วนี้เขียนได้เป็น

$$\Sigma_{sg'g} = 0 \text{ สำหรับ } g' > g \quad (2.21)$$

การคำนวณสมการการแพร่ 2 – 3 กลุ่มพลังงาน ที่ $E < 1 \text{ eV}$ (สมมุติว่านิวตรอนไม่สามารถกระจายออกจากกลุ่มพลังงานต่ำได้) รูปแบบการกระเจิงแบบทั่วไปจะได้

$$\sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} + \Sigma_{sgg} \phi_g, \quad (2.22)$$

จากสมการที่ 2.22 ในทอมการกระเจิงภายในกลุ่มพลังงาน Σ_{sgg} ซึ่งมีความเป็นไปได้ว่า นิวตรอนสามารถรับการปะทะจากการกระเจิงและสูญเสียพลังงานไปบ้างเล็กน้อย จะทำให้นิวตรอนยังคงอยู่ได้ในกลุ่มพลังงานการเคลื่อนย้ายรูปแบบนี้ใช้ด้านซ้ายของสมการการแบบหลายกลุ่มพลังงานจากสมการที่ 2.17 และเพื่อนิยามภาคตัดขวางของการเคลื่อนย้าย (removal cross section)

$$\Sigma_{Rg} \equiv \Sigma_{ig} - \Sigma_{sgg}, \quad (2.23)$$

มีความเป็นไปได้ที่นิวตรอนจะถูกเคลื่อนย้ายจากกลุ่ม g โดยอาศัยการชนกัน ข้อสังเกตภาคตัดขวางที่เคลื่อนย้ายได้ ในบางครั้งเราจะไม่ได้รวมอยู่ในการดูดกลืน (Σ_{ag}) อย่างไรก็ตาม ในการคำนวณด้วยสมการการแพร่หลายกลุ่มพลังงาน การกระเจิงขึ้นไปยังกลุ่มที่มีพลังงานสูงกว่า (up scattering) (นั่นคือข้อสมมุติฐานว่า นิวตรอนไม่เคยได้รับ หรือ กระจายพลังงานในการชนกันได้) จะไม่เกิดขึ้น ทำให้การแก้ปัญหาเรื่องสมการการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่มพลังงานเป็นที่เข้าใจได้ง่ายขึ้น

สมการการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงานที่ง่ายขึ้น โดยอาศัยการเลือกกลุ่มเนื้อที่ว่าง (group spacing) เช่น นิวตรอนจะกระจายไปสู่กลุ่มที่ต่ำกว่า ดังนั้นจะได้

$$\sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} = \Sigma_{sg-1,g} \phi_{g-1} + \Sigma_{sgg} \phi_g, \quad (2.24)$$

ในการคำนวณจากสมการการแพร่หลายกลุ่มพลังงานในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ ได้กำหนดเงื่อนไขคือ การถ่ายเทพลังงานนั้นเกิดแบบการถ่ายเทโดยตรง (Direct coupling) กล่าวคือ การถ่ายเทจากพลังงานกลุ่มหนึ่งไปสู่อีกกลุ่มพลังงานหนึ่งจะเกิดการถ่ายเทเฉพาะกลุ่มพลังงานที่อยู่ติดกัน ซึ่งจะถ่ายเทที่พลังงานสูงไปสู่พลังงานต่ำ หรือ การถ่ายเทที่พลังงานต่ำไปสู่ที่พลังงานสูงก็ได้

สมการการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงานในสมการที่ 2.17 นั้น ในทอม $\chi_g \sum_{g'=1}^G v_g \Sigma_{fg'} \phi_{g'}$, จะทำการคูณด้วย $\frac{1}{k}$ เนื่องจากในทอมดังกล่าวเป็นทอมที่เกี่ยวกับรูปทรงของเครื่องปฏิกรณ์ ดังนั้นจะต้องมีการทำให้สมการนั้นสมดุลโดยการคูณด้วย $\frac{1}{k}$ เพื่อเป็นการปรับให้สมการการแพร่นั้นสมดุล จากค่า k ที่ทำการคูณเข้าไปในสมการเราจะเรียก k ว่า ตัวประกอบทวีคูณ (multiplication factor) และถ้าสมการการแพร่ในความอิสระของเวลา และ การปรากฏของแหล่งกำเนิดภายนอกนั้นเราไม่สนใจ ในกรณีนี้ สมการแบบหลายกลุ่มจะเขียนออกมาได้ดังนี้

$$-\nabla \cdot D_g \nabla \phi_g + \Sigma_{Rg} \phi_g = \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{sg'g} \phi_{g'} + \frac{1}{k} \chi_g \sum_{g'=1}^G v_{g'} \Sigma_{fg'} \phi_{g'}, \quad (2.25)$$

สมการที่ 2.25 เป็นสมการทั่วไปของการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงาน ซึ่งในการคำนวณนั้นขึ้นอยู่กับเงื่อนไขเริ่มต้น (Initial Conditions) และเงื่อนไขขอบเขต (Boundary Conditions) เพื่อการหาผลเฉลยในกรณีที่เป็นไปได้ของสมการการแพร่ ในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ได้กำหนดเงื่อนไขในการคำนวณสมการการแพร่ในหัวข้อถัดไป

2.1.2. สมมติฐานสำหรับการคำนวณ

สมการการแพร่ที่ 2.25 เป็นรูปแบบทั่วไปสำหรับสมการการแพร่ที่ไม่ขึ้นกับเวลาและไม่มีแหล่งกำเนิดรังสีภายนอก และเงื่อนไขที่ใช้ในการคำนวณในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้กำหนดเงื่อนไขไว้ 3 ส่วน ประกอบด้วย 1) การลดพลังงานเนื่องจากการกระเจิง 2) เงื่อนไขการกระเจิงแบบ Directly Couple และ 3) เงื่อนไขขอบเขตแบบสุญญากาศ Vacuum การคำนวณด้วยเงื่อนไขต่างๆข้างต้นจะอธิบายดังต่อไปนี้

2.1.2.1. การลดพลังงานเนื่องจากการกระเจิง

จากสมการที่ 2.25 หากพิจารณาการลดพลังงานเนื่องจากการกระเจิง จะพิจารณาในลักษณะการกระเจิงที่เกิดขึ้นเป็นการกระเจิงแบบลดลงจากพลังงานสูงไปสู่พลังงานต่ำ โดยพลังงานต่ำไม่มีการกระโดดกลับขึ้นไปสู่พลังงานสูง ทุกระดับพลังงาน

จากเงื่อนไขการลดพลังงานเนื่องจากการกระเจิง สามารถเขียนรูปสมการการแพร่หลายกลุ่มพลังงานในสมการที่ 2.25 ในรูปเมตริกซ์ได้ดังนี้

$$\underbrace{\begin{bmatrix} -\nabla \cdot D_1 \nabla + \Sigma_{R1} & 0 & 0 & \cdots \\ -\Sigma_{S12} & -\nabla \cdot D_1 \nabla + \Sigma_{R21} & 0 & \cdots \\ -\Sigma_{S13} & -\Sigma_{S23} & -\nabla \cdot D_3 \nabla + \Sigma_{R3} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \cdots \end{bmatrix}}_M \underbrace{\begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \vdots \end{bmatrix}}_\phi = \frac{1}{k} \underbrace{\begin{bmatrix} v_1 \chi_1 \Sigma_{f1} & v_2 \chi_1 \Sigma_{f2} & v_3 \chi_1 \Sigma_{f3} & \cdots \\ v_1 \chi_2 \Sigma_{f1} & v_2 \chi_2 \Sigma_{f2} & v_3 \chi_2 \Sigma_{f3} & \cdots \\ v_1 \chi_3 \Sigma_{f1} & v_2 \chi_3 \Sigma_{f2} & v_3 \chi_3 \Sigma_{f3} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \cdots \end{bmatrix}}_F \underbrace{\begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \vdots \end{bmatrix}}_\phi \quad (2.26)$$

ซึ่งทำให้สมการการแพร่ที่ 2.25 สามารถเขียนให้อยู่ในรูปเมตริกซ์ดังในสมการที่ 2.26 ลักษณะเป็นเมตริกซ์สามเหลี่ยมทแยงล่าง ในทางตรงกันข้ามหากเกิดแต่การกระโดดขึ้นจากพลังงานต่ำขึ้นไปสู่พลังงานสูงทุกระดับพลังงานรูปเมตริกซ์ที่ได้จะมีลักษณะเป็นเมตริกซ์สามเหลี่ยมบน แต่ในกรณีนี้ในความเป็นจริงโอกาสเกิดขึ้นน้อยมาก

สมการที่ 2.26 ถ้าเมตริกซ์ \underline{M} เป็นเมตริกซ์ที่ใช้ ในกรณีในทางตรงกันข้าม ถ้าเลือกที่จะระบุกลุ่มต่างๆ หารายกลุ่มพลังงาน เพื่อใช้กับแนวพลังงานต่ำ ซึ่งมี up scattering เกิดขึ้นแล้วจะมี full sub-matrix ใน \underline{M} ที่คล้ายกับ $\Sigma_{sg'g}$ ของ g' หรือ g ในแนวพลังงานต่ำเมตริกซ์ 2.26 จะเปลี่ยนเป็นดังสมการที่ 2.27

$$\underline{M} = \left[\begin{array}{c|c} \text{---} & \\ \text{---} & \\ \text{---} & \\ \text{---} & \end{array} \right] \quad (2.27)$$

← Thermal groups

ดังนั้นในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้จึงกำหนดเงื่อนไขในการคำนวณให้เป็นแบบการลดพลังงานเนื่องจากการกระเจิงจากพลังงานสูงไปยังกลุ่มพลังงานต่ำเท่านั้นจาก

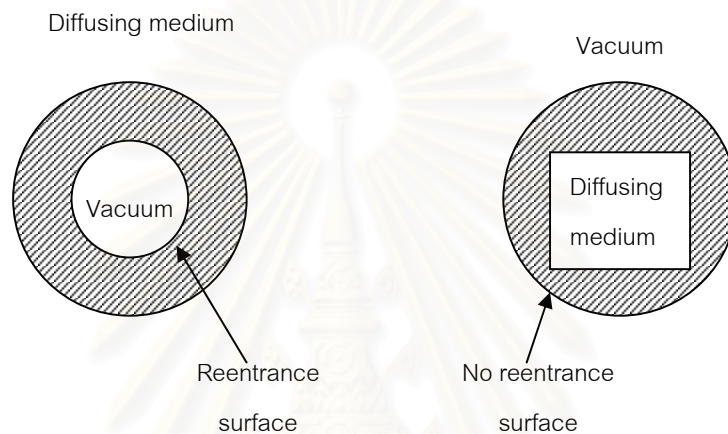
2.1.2.2. เงื่อนไขการกระเจิงแบบ directly couple

เงื่อนไขการกระเจิงแบบ directly couple นี้ เป็นการถ่ายเทจากพลังงานกลุ่มหนึ่ง ไปสู่อีกกลุ่มพลังงานหนึ่งจะเกิดการถ่ายเทเฉพาะกลุ่มพลังงานที่อยู่ติดกัน ซึ่งจะถ่ายเทที่พลังงานสูงไปสู่อพลังงานต่ำ หรือ การถ่ายเทที่พลังงานต่ำไปสู่อพลังงานสูงก็ได้ แต่ในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้จะพิจารณาในกรณีที่เป็นการถ่ายเทที่พลังงานสูงไปสู่อพลังงานต่ำ ซึ่งในกรณีของ directly couple เมตริกซ์ \underline{M} กลายเป็น bidiagonal matrix อย่างง่าย ดังสมการที่ 2.28

$$\underline{M} = \left[\begin{array}{ccccc} * & & & & \\ * & * & & & \\ * & * & * & & \\ * & * & * & * & \\ * & * & * & * & * \end{array} \right] \Rightarrow \left[\begin{array}{ccccc} * & & & & \\ * & * & & & \\ & * & * & & \\ & & * & * & \\ & & & * & * \end{array} \right] \quad (2.28)$$

2.1.2.3. เงื่อนไขขอบเขตแบบสุญญากาศ Vacuum

ภายนอกเครื่องปฏิกรณ์ประกอบด้วยชั้นบรรยากาศรอบเครื่องปฏิกรณ์ ซึ่งไม่ใช่สุญญากาศ ค่าทางอิสระกลาง (mean free path) ของนิวตรอนมีค่ามากกว่าวัสดุที่ไม่ใช่แก๊ส และเป็นไปได้ที่จะถือว่าเป็นสุญญากาศสำหรับการคำนวณเครื่องปฏิกรณ์ การกำหนดเงื่อนไข Vacuum นั้น จะพิจารณาได้จากรูปที่ 2.1



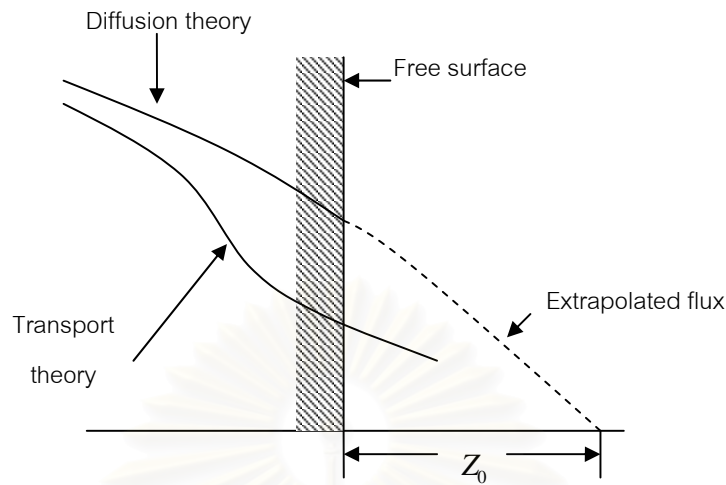
รูปที่ 2.1 ลักษณะการย้อนกลับและไม่ย้อนกลับเข้าสู่พื้นผิว

จากรูปที่ 2.1 ด้านซ้ายถ้าอนุภาคอยู่ในตัวกลางจะไปสู่ตัวกลางสุญญากาศได้ แต่ถ้าอนุภาคอยู่ในตัวกลางสุญญากาศแล้วถือว่าไม่สามารถเข้าไปสู่ตัวกลางได้ดังรูปด้านขวา ดังนั้นในการคำนวณเครื่องปฏิกรณ์ที่กำหนดเงื่อนไขสุญญากาศโดยการประมาณในทฤษฎีการแพร่จะถือว่านิวตรอนไม่สามารถย้อนกลับเข้าสู่เครื่องปฏิกรณ์ได้ เพราะฉะนั้นระยะที่อนุภาคจะหยุดหรือตกที่ด้านนอกเครื่องปฏิกรณ์จะประมาณด้วยการประมาณภายนอกช่วง Extrapolated Flux ดังรูปที่ 2.2 โดยค่าการประมาณภายนอกช่วงนี้จะได้

$$Z_0 = 0.7104\lambda_{tr} \quad (2.29)$$

โดยที่ λ_{tr} เป็นค่าเคลื่อนย้ายทางอิสระกลางของตัวกลาง

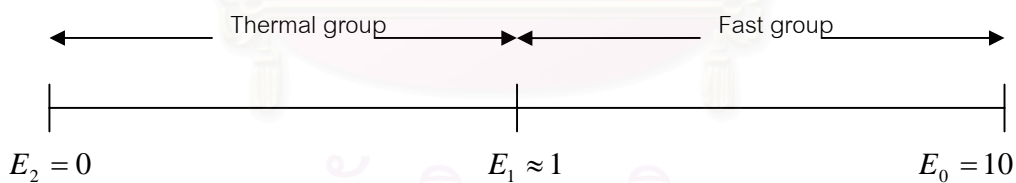
จากสมการที่ 2.29 ค่า Z_0 เป็นค่าการประมาณที่ใช้ในการคำนวณเครื่องปฏิกรณ์ กำหนดค่าคงที่บางค่าที่เกี่ยวข้องกับการเคลื่อนผ่านตัวกลางใดๆ



รูปที่ 2.2 ลักษณะการแพร่ของฟลักซ์นิวตรอนในตัวกลางโดยทฤษฎีการแพร่ และทฤษฎีการเคลื่อนย้ายที่ใกล้กับพื้นผิวอิสระ

2.1.3. การหาค่าวิกฤติในหลายกลุ่มพลังงานของสมการการแพร่

ในการหาค่าวิกฤติในหลายกลุ่มพลังงานสามารถหาได้จากสมการการแพร่ในสมการที่ 2.25 แต่เพื่อความสะดวกความเข้าใจจึงทำการประยุกต์กลุ่มพลังงานเป็น 2 กลุ่ม กลุ่มหนึ่งใช้กับนิวตรอนที่มีพลังงานสูง และอีกกลุ่มใช้กับนิวตรอนพลังงานต่ำ จุดสิ้นสุดของพลังงานในกลุ่มพลังงานต่ำ และไม่มีการเกิด up scattering โดยช่วงของพลังงานจะใช้ช่วงดังรูปที่ 2.3



รูปที่ 2.3 แสดงช่วงการแบ่งกลุ่มพลังงานใน 2 กลุ่มพลังงาน

จากรูปที่ 2.3 กำหนดให้เป็น

$$\phi_1(r, t) = \int_{E_1}^{E_0} dE \phi(r, E, t) \equiv \text{fast flux}, \quad (2.30)$$

$$\phi_2(r, t) = \int_{E_2}^{E_1} dE \phi(r, E, t) \equiv \text{thermal flux}. \quad (2.31)$$

ค่าคงที่ของกลุ่มนี้ สามารถทำได้ในแบบจำลองใดก็ได้ อันดับแรกต้องพิจารณาในความน่าจะเป็นในการแตกตัว (fission Spectrum) นิวตรอนที่แตกตัวออกทั้งหมดเกิดจากกลุ่มพลังงานสูง (เรียกว่า fission spectrum $\chi(E)$) เขียนได้ดังนี้

$$\chi_1 = \int_{E_1}^{E_0} dE \chi(E) = 1, \quad \chi_2 = \int_{E_2}^{E_1} dE \chi(E) = 0. \quad (2.32)$$

ดังนั้น แหล่งกำเนิดของการแตกตัว จะปรากฏแค่ในสมการกลุ่มพลังงานสูง

$$S_{f_1} = \nu_1 \Sigma_{f_1} \phi_1 + \nu_2 \Sigma_{f_2} \phi_2 \quad (2.33)$$

$$S_{f_2} = 0 \quad (2.34)$$

ในการคำนวณภาคตัดขวางของการกระเจิงและภาคตัดขวางการเคลื่อนย้าย โดยจะถือว่าไม่เกิด up scattering ออกมาจากกลุ่มพลังงานต่ำ

$$\int_{E_2=0}^{E_1} dE \Sigma_s(E' \rightarrow E) = \Sigma_s(E'), \quad E_2 \leq E' \leq E_1, \quad (2.35)$$

ดังนั้นพบว่า

$$\Sigma_{s_{22}} = \frac{1}{\phi_2} \int_{E_2}^{E_1} dE \int_{E_2}^{E_1} dE' \Sigma_s(E' \rightarrow E) \phi(r, E') = \frac{1}{\phi_2} \int_{E_2}^{E_1} dE' \Sigma_s(E') \phi(r, E') = \Sigma_{s_2}, \quad (2.36)$$

ภาคตัดขวางเคลื่อนย้ายในกลุ่มพลังงานต่ำจะได้

$$\Sigma_{R_2} = \Sigma_{t_2} - \Sigma_{s_{22}} = \Sigma_{t_2} - \Sigma_{s_2} = \Sigma_{a_2}, \quad (2.37)$$

สิ่งที่ยังคงเหลืออยู่ในค่าคงที่ของกลุ่มพลังงาน สามารถทำการคำนวณได้ เพื่อที่จะสังเกตค่าคงที่ของกลุ่มพลังงาน ตัวอย่างเช่น การคำนวณสเปกตรัมแบบเร็ว (fast spectrum calculation) ทำได้โดยคำนวณค่าคงที่ของกลุ่มพลังงานเร็ว $\nu_1, \Sigma_{f_1}, \Sigma_{R_1}, \Sigma_{s_{12}}$ และ D_1 ในขณะที่การคำนวณสเปกตรัมต่างๆ ของค่าพลังงานต่ำ ทำได้โดยคำนวณค่าคงที่ของกลุ่มพลังงานต่ำ ν_2, Σ_{f_2}, D_2 และ Σ_{a_2}

การประยุกต์ใช้ทฤษฎีการแพร่กระจายแบบ 2 กลุ่มพลังงาน ใช้การคำนวณเครื่องปฏิกรณ์ ซึ่งกำหนดให้เวลาและแหล่งกำเนิดที่มาจากภายนอกได้เท่ากับศูนย์ ดังนั้น สมการการแพร่กระจายแบบ 2 กลุ่มพลังงาน จะได้

$$\begin{aligned}
-\nabla \cdot D_1 \nabla \phi_1 + \Sigma_R \phi_1 &= \frac{1}{k} [v_1 \Sigma_{f_1} \phi_1 + v_2 \Sigma_{f_2} \phi_2] \\
-\nabla \cdot D_2 \nabla \phi_2 + \Sigma_{a_2} \phi_2 &= \Sigma_{s_{12}} \phi_1,
\end{aligned} \tag{2.38}$$

ตัวประกอบทวีคูณ $(\frac{1}{k})$ สามารถเพิ่มไปไว้หน้ารูปแบบการแตกตัว เนื่องจากการหาค่าวิกฤติสังเกตได้ว่า ในขณะที่แหล่งกำเนิดที่มาจากกลุ่มพลังงานสูงนั้นนิวตรอนเกิดการแตกตัว แหล่งกำเนิดที่อยู่ในกลุ่มพลังงานต่ำจะเคลื่อนตัวช้าลง การประยุกต์ใช้สมการการแพร่กระจายแบบ 2 กลุ่มพลังงาน ดังในสมการ (2.38) เพื่อวิเคราะห์ค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ ได้ให้สมมติฐานไว้ทั้งในการกระจายจากกลุ่มพลังงานสูงและในกลุ่มพลังงานต่ำ ซึ่งอธิบายได้โดยใช้รูปแบบฟังก์ชัน $\psi(r)$:

$$\nabla^2 \psi + B^2 \psi(r) = 0, \quad \psi(\tilde{r}_s) = 0, \tag{2.39}$$

โดย g ที่อยู่ด้านล่าง สามารถตัดออกได้จาก geometric buckling $B_g^2 = B^2$ เพื่อไม่เกิดความซับซ้อนในกลุ่มพลังงาน g ดังนั้น

$$\phi_1(r) = \phi_1 \psi(r), \quad \phi_2(r) = \phi_2 \psi(r) \tag{2.40}$$

ในสมการที่ (2.38) จะพบสมการทางพีชคณิต คือ

$$\begin{aligned}
(D_1 B^2 + \Sigma_{R_1} - k^{-1} v_1 \Sigma_{f_1}) \phi_1 - k^{-1} v_2 \Sigma_{f_2} \phi_2 &= 0, \\
-\Sigma_{s_{12}} \phi_1 + (D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) \phi_2 &= 0.
\end{aligned} \tag{2.41}$$

อย่างไรก็ตาม ในระบบทางพีชคณิตจะมีการแก้ในกรณีเดียว ถ้า

$$\left(D_1 B^2 + \Sigma_{R_1} - \frac{v_1 \Sigma_{f_1}}{k} \right) (D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) - \frac{v_2 \Sigma_{f_2} \Sigma_{s_{12}}}{k} = 0. \tag{2.42}$$

เราสามารถหาตัวประกอบทวีคูณ k ซึ่งจะให้ผลเฉลยที่สมการการแพร่แบบ 2 กลุ่มพลังงาน

$$k = \frac{v_1 \Sigma_{f_1}}{\Sigma_{R_1 + D_1 B^2}} + \frac{\Sigma_{s_{12}}}{(\Sigma_{R_1 + D_1 B^2}) (\Sigma_{a_2 + D_2 B^2})} \frac{v_2 \Sigma_{f_2}}{k}. \tag{2.43}$$

ซึ่งทำให้การนำเสนอนิวทริอนี้ไม่เกี่ยวข้องกันกับ k ใช้สูตรตัวประกอบแบบหกตัวจะกลายเป็นสิ่งที่น่าสนใจ ในพจน์แรกของสมการ (2.43) แสดงให้เห็นถึงการทวีคูณของนิวตรอน เนื่องจากการแตกตัวในกลุ่มพลังงานสูง การสลายในพจน์ที่สองแสดงให้เห็นถึงการทวีคูณการแตกตัวจากของพลังงานต่ำ ดังนั้นเราจะให้พจน์ที่สองนี้แทนการแตกตัวที่มากจากกลุ่มพลังงานต่ำ ซึ่งใช้วิเคราะห์แบบ 2 กลุ่มพลังงาน ได้

$$k_2 = \frac{\Sigma_{s_{12}}}{(\Sigma_{R_1} + D_1 B^2)} \frac{v_2 \Sigma_{f_2}}{(\Sigma_{a_2} + D_2 B^2)}$$

$$= \frac{\Sigma_{s_{12}} / \Sigma_{R_1}}{(1 + L_1^2 B^2)} \frac{v_2 (\Sigma_{f_2} / \Sigma_{a_2})}{(1 + L_2^2 B^2)}. \quad (2.44)$$

และจาก

$$P_{NL_1} = (1 + L_1^2 B^2)^{-1}, \quad P_{NL_2} = (1 + L_2^2 B^2)^{-1} \quad (2.45)$$

ความเป็นไปได้ของการไม่เกิดการรั่วไหล (nonleakage) เกี่ยวกับที่พลังงานต่ำ และที่พลังงานสูง สังเกตได้ว่า ความยาวของการแพร่กระจาย(diffusion length) L_1 ในกลุ่มพลังงานสูงเป็นค่านิยามใดที่มีความแตกต่างกันดังนี้

$$L_1^2 \equiv \frac{D_1}{\Sigma_{R_1}} = \frac{D_1}{\Sigma_{a_1} + \Sigma_{s_{12}}}, \quad (2.46)$$

ค่านิยามเรื่องความยาวของการแพร่กระจายที่กล่าวมาข้างต้น จะไม่มีการเปลี่ยนแปลงทั้งใน Σ_{a_1} และ $\Sigma_{s_{12}}$ จะเคลื่อนย้ายนิวตรอนจากกลุ่มพลังงานสูง รูปแบบที่ไม่ระบุนานี้เป็นอัตราส่วน $\Sigma_{s_{12}} / \Sigma_{R_1}$ สำหรับเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ (homogeneous reactor) ในรูปอัตราส่วนจะเขียนออกมาได้

$$\frac{\text{Rate at which neutrons slow down to thermal group}}{\text{Rate which neutrons are removed from fast group}} = \frac{\int d^3 r \Sigma_{s_{12}} \phi_1(r)}{\int d^3 r \Sigma_{R_1} \phi_1(r)} = \frac{\Sigma_{s_{12}}}{\Sigma_{R_1}} = p, \quad (2.47)$$

ซึ่งสามารถระบุไว้ว่าเป็นความน่าจะเป็นการสะท้อนยกเว้น(resonance escape probability) p จากการลดพลังงานลงของกลุ่มพลังงานสูง ไปสู่กลุ่มพลังงานต่ำ ดังนั้น

$$k_2 = \eta_2 f_2 p P_{NL_1} P_{NL_2}, \quad (2.48)$$

ในลักษณะที่คล้ายคลึงกันเราสามารถระบุตัวประกอบทวีคูณที่พลังงานสูง ดังนี้

$$k_1 = \frac{\nu_1 \Sigma_{f_1} / \Sigma_{R_1}}{(1 + L_1^2 B^2)} = \eta_1 f_1 P_{NL}, \quad (2.49)$$

โดยที่ $\eta_1 = \nu_1 \Sigma_{f_1}^F / \Sigma_{a_1}^F$ และนิยามของ “ตัวประกอบประโยชน์พลังงาน” $f_1 = \Sigma_{a_1}^F / \Sigma_{R_1}$ ในอุปมาอุปไมยเรื่อง thermal utilization f_2 ในการระบุสูตรการหาตัวประกอบทวีคูณแบบหกตัวให้เสร็จสมบูรณ์ ต้องระบุไว้ในตัวประกอบการแตกตัวแบบพลังงานสูง ε ไว้ดังนี้

$$\varepsilon = \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) = \left[1 + \left(\frac{\nu_1 \Sigma_{f_1}}{\nu_2 \Sigma_{f_2}}\right) \left[\frac{\Sigma_{a_2} + D_2 B^2}{\Sigma_{s_{12}}}\right]\right]. \quad (2.50)$$

จากนั้นจะพบว่า

$$k = k_1 + k_2 = \varepsilon k_2 = \eta_2 f_2 p \varepsilon P_{NL_1} P_{NL_2} = \eta_{th} f_{th} P_{FNL} P_{TNL}, \quad (2.51)$$

นี่คือสูตร six-factor ส่วนค่านิยาม ε จำกัดได้ยาก เพราะมันขึ้นอยู่กับปริมาณ thermal utilization ความน่าจะเป็นที่จะไม่มีพลังงานต่ำรั่วไหล และความน่าจะเป็นในการสะท้อนหลักหนี ค่านิยามในส่วนประกอบของสูตร six-factor ในรูปแบบค่าคงที่ของ 2 กลุ่มพลังงานโดยทั่วไป การนำเสนอของ 2 กลุ่มพลังงาน ใน k ในสมการ(2.44) มีความเหมาะสมในการอธิบายชนิดของเครื่องปฏิกรณ์ที่มีความร้อนสูง ซึ่งอธิบายผ่านสิ่งใดๆ ในสเปกตรัมของพลังงานนิวตรอนมากกว่า natural uranium , graphite-moderated reactor ซึ่งมีผลกระทบต่อการพิจารณาสูตร six-factor จากแบบจำลองการแพร่กระจายแบบ 2 กลุ่มพลังงาน สามารถใช้ในการแสดงจำนวนตัวเลขของการประมาณ ตัวอย่างเช่น ค่าคงที่ต่างในการคำนวณฟลักซ์นิวตรอนก่อให้เกิดการคำนวณ 2 - 3 กลุ่มพลังงานจากหลายๆกลุ่มพลังงาน กระบวนการเหล่านี้ รู้กันในนาม group collapsing ตัวอย่างที่กล่าวมานี้ สามารถแสดงออกมาในรูปของค่าคงที่ของกลุ่มพลังงานเดียว และในรูปของค่าคงที่แบบสองกลุ่มพลังงาน เช่น

$$\begin{aligned} \Sigma_a &= \frac{\int_{E_2}^{E_0} dE \Sigma_a(E) \phi(E)}{\int_{E_2}^{E_0} dE \phi(E)} = \frac{\int_{E_1}^{E_0} dE \Sigma_a(E) \phi(E) + \int_{E_2}^{E_1} dE \Sigma_a(E) \phi(E)}{\int_{E_1}^{E_0} dE \phi(E) + \int_{E_2}^{E_1} dE \phi(E)} \\ &= \frac{\Sigma_{R_1} \phi_1 + \Sigma_{a_2} \phi_2 - \Sigma_{s_{12}} \phi_1}{\phi_1 + \phi_2}, \end{aligned} \quad (2.52)$$

หรือใช้สมการที่ (2.42) กำจัด ϕ_2 ในเทอม ϕ_1

$$\Sigma_a = \frac{(\Sigma_{R_1} - \Sigma_{s_{12}})(D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) + \Sigma_{a_2} \Sigma_{s_{12}}}{D_2 B^2 + \Sigma_{a_2} + \Sigma_{s_{12}}}, \quad (2.53)$$

ค่าคงที่อื่นๆ ในกลุ่มพลังงานเดียวกันยังแสดงออกมาได้ดังนี้

$$D = \frac{D_1 \phi_1 + D_2 \phi_2}{\phi_1 + \phi_2} = \frac{(D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) D_1 + \Sigma_{s_{12}} D_2}{D_2 B^2 + \Sigma_{a_2} + \Sigma_{s_{12}}}, \quad (2.54)$$

$$v \Sigma_f = \frac{v_1 \Sigma_{f_1} \phi_1 + v_2 \Sigma_{f_2} \phi_2}{\phi_1 + \phi_2} = \frac{(D_2 B^2 + \Sigma_{a_2}) v_1 \Sigma_{f_1} + v_2 \Sigma_{s_{12}} \Sigma_{f_2}}{D_2 B^2 + \Sigma_{a_2} + \Sigma_{s_{12}}}. \quad (2.55)$$

2.2. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสี่บเนื้อง

การแก้ปัญหาในงานทางวิศวกรรมศาสตร์และวิทยาศาสตร์โดยทั่วไป ในช่วงของขั้นตอนการคำนวณปัญหาต่างๆเหล่านี้ โดยปกติแล้วจำเป็นต้องแก้ระบบสมการ (system of equations) ขนาดใหญ่ที่ประกอบด้วยสมการย่อยและตัวไม่รู้ค่าเป็นจำนวนมาก ซึ่งไม่สามารถที่จะหาผลลัพธ์ได้หากปราศจากความเข้าใจในระเบียบวิธีการของระบบสมการนั้นรวมทั้งการใช้เครื่องคอมพิวเตอร์เพื่อทำการคำนวณ ดังนั้นการศึกษาระเบียบวิธีการแก้ระบบสมการในการคำนวณตามทฤษฎีเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์จึงมีความสำคัญเป็นอย่างยิ่งที่จะนำมาใช้หาผลลัพธ์ของปัญหาต่างๆ ซึ่งรวมถึงทั้งปัญหาทางวิศวกรรมศาสตร์และวิทยาศาสตร์อื่นๆอีกเป็นจำนวนมาก

2.2.1. การแก้สมการเชิงอนุพันธ์โดยระเบียบวิธีผลต่างสี่บเนื้อง

ขั้นตอนทั่วไปที่เอาค่าความต่างของสมการการแพร่มาเขียนใหม่ในขอบเขตระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบวิธีผลต่างสี่บเนื้อง และจากนั้นก็แก้โจทย์ให้ได้ผลลัพธ์ในระบบของสมการผลต่างสี่บเนื้องบนดิจิทัลคอมพิวเตอร์ จากนั้นทำการตรวจสอบผลที่ได้จากการคำนวณโดยการทำเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากทฤษฎี สมมุติว่าเราต้องแก้โจทย์

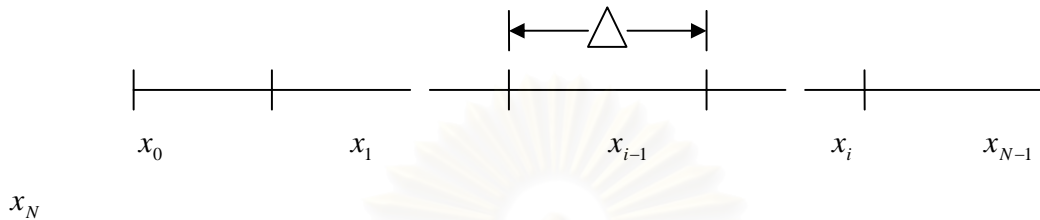
$$-D \frac{d^2 \phi}{dx^2} + \Sigma_a \phi(x) = S(x) \quad (2.56)$$

โดยกำหนดเงื่อนไขขอบเขตเป็นแผนกว้าง a

$$\phi(0) = \phi(a) = 0 \quad (2.57)$$

(เพื่อความสะดวกเราจะไม่คำนึงค่าการประมาณนอกช่วง)

ต้องใช้ช่องว่างของตัวแปรเป็น x โดยเลือกตั้งค่าของ $N+1$ จุดที่ไม่ต่อเนื่อง เท่ากันกับระยะของช่องว่างที่ $\Delta = a/N$



จะเขียนสมการ (2.56) อีกทีแต่ละช่วงจุดเหล่านี้ที่จุด x_i แต่ต้องการผลโดยประมาณสำหรับ $d^2\phi/dx^2$ ซึ่งอาศัยอนุกรมการกระจายของเทเลอร์ (Taylor's series) ϕ ที่ $x_{i\pm 1}$ ในช่วงเวลาของค่าที่จุด x_i เป็น

$$\begin{aligned}\phi_{i+1} &\equiv \phi(x_{i+1}) = \phi_i + \Delta \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_i + \frac{\Delta^2}{2} \left. \frac{d^2\phi}{dx^2} \right|_i + \dots \\ \phi_{i-1} &\equiv \phi(x_{i-1}) = \phi_i - \Delta \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_i + \frac{\Delta^2}{2} \left. \frac{d^2\phi}{dx^2} \right|_i - \dots\end{aligned}\quad (2.58)$$

ดังนั้นจะได้

$$\left. \frac{d^2\phi}{dx^2} \right|_i \cong \frac{\phi_{i+1} - 2\phi_i + \phi_{i-1}}{\Delta^2}\quad (2.59)$$

ในดีกรี Δ^2 ถ้า Δ ที่ถูกเลือกเล็กพอ นี้เป็นรูปแบบสามจุดต่างที่ศูนย์กลาง (three point central difference formula) โดยประมาณเพื่อค่าของ $d^2\phi/dx^2$ ที่จุด x_i ถ้าตอนนี้เราใช้รูปแบบสามจุดต่างนี้เขียนสมการที่(2.58) จุดโครงข่ายใดๆของ x เราหาจะได้

$$-D\left(\frac{\phi_{i-1} - 2\phi_i + \phi_{i+1}}{\Delta^2}\right) + \Sigma\phi_i = S_i, i=1,2,\dots\quad (2.60)$$

ซึ่งให้นิยามอีกครั้งว่า $S_i \equiv S(x_i)$ จะสามารถจัดเรียงสมการต่างเพื่อเขียนใหม่เป็น

$$-\frac{D}{\Delta^2}\phi_{i-1} + \left(\frac{2D}{\Delta^2} + \Sigma_a\right)\phi_i - \frac{D}{\Delta^2}\phi_{i+1} = S_i \quad (2.61)$$

หรือ

$$a_{i,i-1}\phi_{i-1} + a_{i,i}\phi_i + a_{i,i+1}\phi_{i+1} = S_i \quad \text{โดย } i = 1, \dots, N-1 \quad (2.62)$$

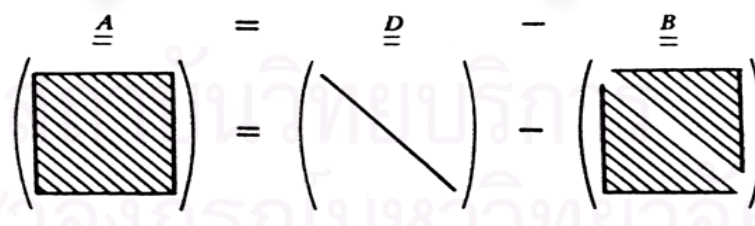
ฉะนั้นตอนนี้เราลด (2.56) เพื่อตั้งค่าของ $N-1$ สมการพีชคณิตสำหรับ $N+1$ ที่ไม่ทราบค่า $(\phi_0, \phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N)$ ถ้าเราเพิ่มสมการจำกัดไปที่ตอนปลายได้แล้วอาจกล่าวได้ว่า $\phi_0 = 0, \phi_N = 0$ เราสามารถแก้โจทย์ (หรือจินตนาการถึงการคำนวณการแก้โจทย์นี้) ตั้งค่าสมการพีชคณิตนี้ ในกรณีพิเศษนี้ ระบบของสมการพีชคณิตอาจจะแก้โดยตรงโดยใช้การกำจัดแบบเกาส์ (Gaussian elimination) โดยทั่วไปแล้วต้องใช้การคำนวณซ้ำหลายครั้งเพื่อแก้โจทย์สมการผลต่างสี่เหลี่ยมที่มีขอบเขต ซึ่งระเบียบวิธีการทำซ้ำในวิทยานิพนธ์ได้ใช้ระเบียบวิธีการทำซ้ำแบบ เกาส์-ไซเดล และระเบียบวิธีการผ่อนปรนเกินสี่เหลี่ยม

2.2.2. การใช้ระเบียบวิธีการทำซ้ำในการแก้ระบบสมการ

ในการทำซ้ำให้เรามองภาพโดยรวมที่เป็นพื้นฐานของความคิดกับตัวอย่างง่ายๆ สมมติว่า เราต้องการพลิกกลับต้นแบบ A นั่นคือ เราต้องการแก้โจทย์นี้

$$\underline{A}\phi = \underline{S}, \quad (2.63)$$

จากสมการที่ 2.63 กำหนดให้ A เป็นเมตริกซ์ที่ประกอบด้วยในเส้นทแยงและส่วนที่ไม่มีเส้นทแยง

$$\underline{A} = \underline{D} - \underline{B} \quad (2.64)$$


จากนั้นหาเมตริกซ์อินเวอร์ส D ได้เป็น

$$\underline{D}^{-1} = \begin{pmatrix} a_{11}^{-1} & & & 0 \\ & a_{22}^{-1} & & \\ & & a_{33}^{-1} & \\ 0 & & & \dots & \\ & & & & a_{NN}^{-1} \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

สมมติว่า ใช้สมการ (2.64) เพื่อเขียนใหม่ที่ สมการ (2.63) ก่อนเป็น

$$\underline{D}\underline{\phi} = \underline{B}\underline{\phi} + \underline{S} \quad (2.66)$$

และจากนั้น แทนในรูป \underline{D}^{-1} พบว่า

$$\underline{\phi} = \underline{D}^{-1}[\underline{B}\underline{\phi}] + \underline{D}^{-1}\underline{S}, \quad (2.67)$$

จากสมการที่ 2.67 จะเริ่มการทำซ้ำ สมมติว่า เราเดาว่า $\underline{\phi}$ อยู่ในส่วน right hand side มักเรียกว่า $\underline{\phi}^{(0)}$ จากนั้น ใช้มันคำนวณหาการเดาตัวอย่าง $\underline{\phi}^{(1)}$ ใหม่

$$\underline{\phi}^{(1)} = \underline{D}^{-1}\underline{B}\underline{\phi}^{(0)} + \underline{D}^{-1}\underline{S}, \quad (2.68)$$

เราสามารถทำซ้ำอย่างต่อเนื่องด้วยการคำนวณ $m + 1$ ซึ่งคาดเดาได้ว่า

$$\underline{\phi}^{(m+1)} = \underline{D}^{-1}\underline{B}\underline{\phi}^{(m)} + \underline{D}^{-1}\underline{S}, \quad (2.69)$$

โดยเป็นที่จะกลายเป็นขนาดใหญ่ เราก็เอาไปรวมกันกับคำตอบจริง

$$\underline{\phi}^{(m)} \rightarrow \underline{\phi}, \quad (2.70)$$

ฉะนั้น แนวความคิดโดยทั่วไปกับระบบการทำซ้ำนั้นคือ เพื่อก่อให้เกิดการปรับปรุงการคาดเดาหรือการทำซ้ำที่ $\underline{\phi}^{(m)}$. โดยแก้ไขที่จุดกำเนิดระบบของสมการในแบบที่พอประมาณแต่เป็นวิธีที่มีประสิทธิภาพ เราดำเนินต่อไปในกระบวนการที่ทำซ้ำ จนกระทั่งเป็นกระบวนการทำซ้ำที่ต่อเนื่องกันสองครั้งคือ $\underline{\phi}^{(m)}$ และ $\underline{\phi}^{(m+1)}$ เป็นส่วนที่ใกล้เคียงกันอย่างเพียงพอในค่าความคาดเคลื่อนที่กำหนด ซึ่งจุดการทำซ้ำถูกหยุด และ $\underline{\phi}^{(m+1)}$ ถูกพิจารณาใช้เป็นคำตอบ สังเกตว่า การผ่านกระบวนการทำซ้ำอย่างต่อเนื่อง เราคงไว้ซึ่งโครงสร้างของจุดกำเนิดต้นแบบเส้นทแยงหน้าเส้น \underline{A} ด้วยเหตุนี้

ระเบียบวิธีที่สำคัญที่นำเสนอให้เรานั้นรู้จักกันในชื่อของ Jacobi - Richardson หรือ วิธี Point - Jacobi และแม้ว่าเป็นระเบียบวิธีทั่วไป แต่เวลาที่ใช้ในการคำนวณซ้ำมากในการทำให้เกิดการลู่เข้าที่ยอมรับได้ ซึ่งทำให้เสียเวลาในการคำนวณมากขึ้นหากปัญหาที่ทำการคำนวณมีขนาดใหญ่ ระเบียบวิธีการซ้ำแบบ Gaussian elimination ที่เมตริกซ์ A และดังนั้น การคำนวณซ้ำที่สามารถเร่งการลู่เข้าได้ในหลายวิธี อย่างไรก็ตาม พยายามทำอินเวอร์สที่ใหญ่กว่าของ A ในการทำซ้ำแต่ละครั้ง เป็นไปได้ด้วยว่า ใช้ข้อมูลเกี่ยวกับการกระจายแบบทำซ้ำ ระหว่างขั้นตอนการทำซ้ำ ทำที่ดีที่สุด สามารถขยายช่วงจากการกระจายแบบการทำซ้ำก่อนหน้านี้ ในส่วนที่นำมาซึ่งคำตอบที่แท้จริงอย่างรวดเร็วเพื่อเข้าใจที่จะปรับปรุงการทำซ้ำในระบบของ Jacobi นั้น ให้เราเขียนออกมาอย่างชัดเจนในช่วงของระบบพีชคณิต นั้น เราสามารถแก้โจทย์สำหรับการกระจาย $m + 1$ ซ้ำได้ในทันทีที่เป็น

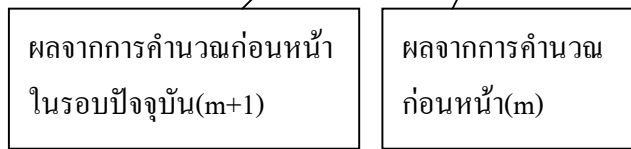
$$\phi_i^{(m+1)} = \frac{1}{a_{ij}} \left[S_i - \sum_{j=1}^N a_{ij} \phi_j^{(m)} \right], \quad i = 1, 2, \dots, N, \tag{2.71}$$

ระเบียบวิธี Jacobi ไม่ได้ใช้กับความสามารถของข้อมูลระหว่างการทำซ้ำในแต่ละครั้งได้ทั้งหมด ตัวอย่างเช่นถ้าสมการถูกแก้ด้วยผลจาก $l = 1$ ถึง $l = N$ ขณะที่ จะถูกใช้กับคอมพิวเตอร์แล้ว คำตอบของผลสมการแรก $\phi_1^{(m+1)}$ แต่เพื่อหา $\phi_2^{(m+1)}$ การใช้สมการที่สอง $\phi_1^{(m)}$ ถูกใช้ค่อนข้างน้อยกว่าการปรับปรุงค่าโดยประมาณ $\phi_1^{(m+1)}$ คล้ายกับการแก้โจทย์สมการที่สามสำหรับ $\phi_3^{(m+1)}$ ใช้กับ $\phi_1^{(m)}$ และ $\phi_2^{(m)}$ ค่อนข้างน้อยกว่า $\phi_1^{(m+1)}$ และ $\phi_2^{(m+1)}$ ซึ่งเป็นที่ทราบแล้ว ดังนั้นจึงได้นำระเบียบวิธี Jacobi มาปรับปรุงเพื่อให้ได้ประสิทธิภาพมากขึ้นกับแบบการคำนวณซ้ำที่รู้จักกันในชื่อ Gauss - Seidel หรือ วิธี successive relaxation ถูกใช้ไปในกรณีนี้ ระบบของสมการในการคำนวณแต่ละครั้งถูกแก้โจทย์เป็น

$$\begin{aligned} & \boxed{a_{11}\phi_1^{(m+1)}} + a_{12}\phi_2^{(m)} + a_{13}\phi_3^{(m)} + \dots + a_{1N}\phi_N^{(m)} = S_1 \\ & \boxed{a_{21}\phi_1^{(m+1)} + a_{22}\phi_2^{(m+1)}} + a_{23}\phi_3^{(m)} + \dots + a_{2N}\phi_N^{(m)} = S_2 \\ & \boxed{a_{31}\phi_1^{(m+1)} + a_{32}\phi_2^{(m+1)} + a_{33}\phi_3^{(m+1)}} + \dots + a_{3N}\phi_N^{(m)} = S_3 \\ & \vdots \qquad \qquad \qquad \vdots \qquad \qquad \vdots \\ & \boxed{a_{N1}\phi_1^{(m+1)} + a_{N2}\phi_2^{(m+1)} + a_{N3}\phi_3^{(m+1)} + \dots + a_{NN}\phi_N^{(m+1)}} = S_N \end{aligned} \tag{2.72}$$

และคำตอบคือ

$$\phi_i^{(m+1)} = \frac{1}{a_{ij}} \left[S_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} \phi_j^{(m+1)} - \sum_{j=i+1}^N a_{ij} \phi_j^{(m)} \right], \quad (2.73)$$



สมการที่กล่าวมานี้ เขียนได้อีกครั้งในรูปแบบของต้นแบบ โดยแยก \underline{A} เข้าไปในผลรวมของ ด้านบนและด้านล่างของต้นแบบรูปสามเหลี่ยม

$$\underline{A} = \underline{L} - \underline{U} \quad (2.74)$$

ณ \underline{L} บรรจุส่วนของเส้นทแยงหลักและด้านล่าง ขณะที่ \underline{U} บรรจุส่วนบนและเส้นทแยงหลัก ตอนนี้นำสมการ (2.63) ได้ว่า

$$\underline{L}\phi = \underline{U}\phi + \underline{S}, \quad (2.75)$$

ในระบบ Gauss – Seidel อธิบายถึงด้านบน รวมถึงการพลิกกลับ \underline{L} โดยการข้ามไปข้างหน้า ในต้นแบบเป็นขั้นที่ลดหลั่นลงมาแถวต่อแถว ฉะนั้น ระบบการคำนวณซ้ำของเราคือ

$$\underline{\phi}^{(m+1)} = \underline{L}^{-1} \underline{U} \underline{\phi}^{(m)} + \underline{L}^{-1} \underline{S}, \quad (2.76)$$

ความจริงซึ่ง วิธี Gauss – Seidel ใช้ประโยชน์ของส่วนการคำนวณซ้ำล่าสุดของ $\phi_i^{(m+1)}$ เมื่อแก้ไขสมการอย่างต่อเนื่อง เป็นผลให้ส่วนปัจจัยในข้อผิดพลาดที่ลดลงต่อการทำซ้ำดีกว่าวิธีของ Jacobi และความเร็วในการลู่ออกของปัญหาของระบบทำซ้ำสามารถทำได้ ยิ่งไปกว่านั้น โดยการแนะนำตัวแปรการเร่งความเร็วเพื่อขยายช่วงการประมาณการไหลซ้ำ ขั้นตอนนี้รู้จักกันในชื่อของระเบียบวิธีการผ่อนปรนเกินสืบเนื่อง successive over relaxation (SOR) สามารถสมการโดยการพิจารณาการใช้ $\phi^{(m)}$ ซ้ำกันเพื่อคำนวณหา $\phi^{(m+1)}$ โดยประมาณ ขั้นแรกในการคำนวณของ $\phi_i^{(m+1)}$ คือ ค่าประมาณ Gauss – Seidel ซึ่งเราจะตั้ง (เรียก) เป็น $\phi_i^{(m+1/2)}$ เพื่อความสะดวก

$$\phi_i^{(m+\frac{1}{2})} = \frac{1}{a_{ij}} \left[S_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} \phi_j^{(m+\frac{1}{2})} - \sum_{j=i+1}^N a_{ij} \phi_j^{(m)} \right] \quad (2.77)$$

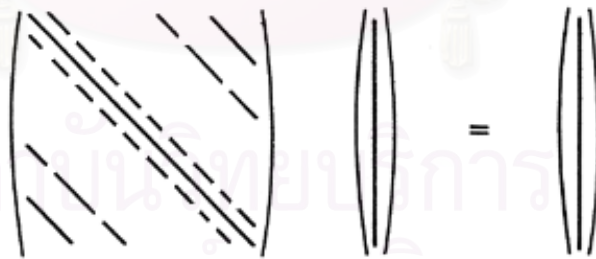
ตอนนี้ $\phi_i^{(m+\frac{1}{2})}$ ถูกคำนวณเป็นการรวมตัวแบบเส้นของ $\phi_i^{(m+\frac{1}{2})}$ และทำซ้ำ SOR ก่อนหน้านี้

$$\phi_i^{(m+1)} = \omega \phi_i^{(m+\frac{1}{2})} + (1-\omega) \phi_i^{(m)}, \quad (2.78)$$

การเพิ่มช่วงหรือตัวแปรการเร่ง ω แนวระหว่าง 1 และ 2 แน่นอนว่า สำหรับ $\omega=1$ เรา กลับไปที่วิธีแบบ Gauss – Seidel ในส่วนซึ่งไม่มีการเพิ่มช่วงที่ถูกใช้ การทำซ้ำแบบ algorithm ในแต่ละ ส่วน สามารถเขียนได้เป็น

$$\phi_i^{(m+1)} = \frac{\omega}{a_{ii}} \left[S_i - \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} \phi_j^{(m+1)} - \sum_{j=i+1}^N a_{ij} \phi_j^{(m)} \right] + (1-\omega) \phi_i^{(m)}, \quad (2.79)$$

ค่าที่เหมาะสมที่สุดของ ω ให้คำตอบที่สามารถโยงไปสัมพันธ์เฉพาะกับต้นแบบที่จุดกำเนิด \underline{A} ในกรณีนี้แนชชั่นนั้น สามารถดูเข้ามากเป็นสองอันดับของขนาดที่ใหญ่โตกว่าวิธีของ Jacobi ควรจะบันทึกไว้ อย่างไรก็ตาม การประมาณการใช้สำหรับ ω สามารถมีผลกับการดูเข้าอย่างมาก และบ่อยครั้งที่จะต้อง คำนวณโดยใช้ประสบการณ์ วิธีที่คล้ายคลึงกันมากนั้น สามารถประยุกต์ใช้กับโจทย์การแพร่แบบสามมิติ ในกรณีนี้ ต้นแบบการแพร่ \underline{A} มีเส้นทแยงเจ็ดเส้น อย่งที่ได้แสดงไว้ข้างล่างนี้



$$(2.80)$$

วิธีการคำนวณซ้ำนั้น ใช้ในส่วนซึ่งเป็นเส้นทแยงด้านนอกที่ถูกใช้ในวิธีคล้ายกับโจทย์สองมิติ ในการคำนวณซ้ำที่ระดับของจุดดูเข้า เนื่องมาจากการสูญเสียของขั้นตอนการพิจารณาที่แฝงอยู่ เป็นผลมา จากการเพิ่มส่วนของเส้นทแยง เช่นการคำนวณ algorithms ซ้ำ เพื่อหาคำตอบของสมการแบบผลต่าง สืบเนื่องเฉพาะของโจทย์การแพร่สองหรือสามมิติบ่อยครั้งที่ทำการคำนวณซ้ำส่วนใน คำเฉพาะนี้ นำมา จากข้อเท็จจริงที่ว่าเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ในการคำนวณช่วงวิกฤติ คำตอบของสมการการแพร่ที่ได้อยู่

ในตัวของมันเอง ยังไม่ถูกใส่ในระบบการคำนวณซ้ำแบบอื่น ที่เรียกกันว่า ส่วนนอก หรือ แหล่งการคำนวณซ้ำ จำเป็นที่จะต้องใช้เวลาการแตกตัวที่เกิดขึ้น ดังนั้นสามารถคำนวณได้โดยการประยุกต์วิธีการทำซ้ำเหล่านี้ในบทที่ 3



สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

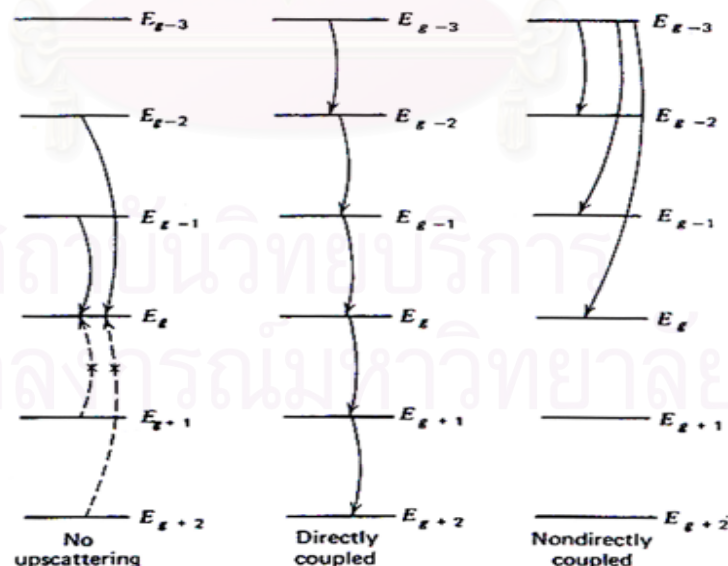
บทที่ 3

วิธีดำเนินการโดย Numerical Analysis

3.1. การแก้สมการการแพร่ของนิวตรอนหลายกลุ่มพลังงานด้วยวิธี Numerical Analysis

เมื่อเราได้รูปสมการการแพร่กระจายของนิวตรอนในหลายกลุ่มพลังงานแล้ว หลังจากนั้นจึงนำไปพัฒนาการคำนวณบนเครื่องคอมพิวเตอร์ ซึ่งในการวิจัยฉบับนี้ได้ทำการพัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์โดยใช้ภาษา FORTRAN จากโปรแกรมที่พัฒนาขึ้นบนระบบปฏิบัติการ LINUX ซึ่งสามารถคำนวณได้ในรูปแบบของหลายมิติโดยผู้เขียนวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ได้ให้โปรแกรมนี้มีชื่อเรียกว่า NEUDAN (NEUtron Diffusion ANalysis) ซึ่งส่วนประกอบของโปรแกรมนั้นได้อาศัยทฤษฎีระเบียบวิธีเชิงตัวเลขในการประมาณค่าด้วยวิธีผลต่างสี่เหลี่ยมสำหรับโปรแกรม NEUDAN นี้ ผู้ใช้จะต้องใส่ค่าคงที่พื้นฐานที่จำเป็นต่อการคำนวณ เช่น ขนาดของเครื่องปฏิกรณ์ ค่าภาคตัดขวางต่างๆของวัสดุที่ใช้ เป็นต้น

การคำนวณค่าฟลักซ์ของนิวตรอน ในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ มีสมมุติฐานหลักนอกเหนือจากสมมุติฐานในเงื่อนไขเริ่มต้นและเงื่อนไขขอบเขตที่กล่าวมาในบทที่แล้วคือ ค่าภาคตัดขวางที่ใช้จะใช้ในแบบการถ่ายเทโดยตรง directly couple ดังรูป 3.1



รูปที่ 3.1 รูปแบบของการถ่ายเทพลังงานจากหลายกลุ่มพลังงาน

จากบทที่ 2 จะทำการประยุกต์ระเบียบวิธีผลต่างสี่บเนื่อง โดยบนจุดที่ไม่ต่อเนื่อง (discretized) การกระจายที่ ϕ_1 เพื่อให้ชัดเจนมากยิ่งขึ้น เราเขียนรายละเอียดสมการในแบบการแพร่กระจายได้

$$\begin{aligned}
 a_{11}\phi_1 + a_{12}\phi_2 &= s_1 \\
 a_{21}\phi_1 + a_{22}\phi_2 + a_{23}\phi_3 &= s_2 \\
 a_{32}\phi_2 + a_{33}\phi_3 + a_{34}\phi_4 &= s_3 \\
 &\vdots \\
 a_{N-1,N-2}\phi_{N-2} + a_{N-1,N-1}\phi_{N-1} &= s_{N-1}
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

นำเอาสมการ (3.1) นี้มาเขียนในรูปเมตริกซ์จะได้

$$\begin{pmatrix}
 a_{11} & a_{12} & & & & \\
 a_{21} & a_{22} & a_{23} & & & \\
 & a_{32} & a_{33} & a_{34} & & \\
 & & & \vdots & & \\
 & & & & a_{N-1,N-2} & a_{N-1,N-1}
 \end{pmatrix}
 \begin{pmatrix}
 \phi_1 \\
 \phi_2 \\
 \phi_3 \\
 \vdots \\
 \phi_{N-1}
 \end{pmatrix}
 =
 \begin{pmatrix}
 S_1 \\
 S_2 \\
 S_3 \\
 \vdots \\
 S_{N-1}
 \end{pmatrix}$$

หรือ

$$\underline{\underline{A}}\underline{\underline{\phi}} = \underline{\underline{S}} \tag{3.2}$$

ซึ่ง $\underline{\underline{A}}$ คือเมตริกซ์ที่มีมิติ $(N-1) \times (N-1)$ และ $\underline{\underline{\phi}}$ และ $\underline{\underline{S}}$ เป็น เวกเตอร์ $(N-1)$ แกมมิติ รูปแบบผลต่างสี่บเนื่องการแพร่กระจายที่มีขอบเขตในเมตริกซ์ $\underline{\underline{A}}$ คือ “ เมตริกซ์สามเหลี่ยมเส้นทแยงมุม ” ลักษณะเด่นนี้ เกิดขึ้นแค่รูปเรขาคณิตมิติเดียวเท่านั้น ในส่วนซึ่งปรากฏในสมการผลต่างสี่บเนื่องแบบสามจุด ในรูปทรงเรขาคณิตสองและสามมิตินั้นสลับซับซ้อนมากกว่า

สังเกตว่า คำตอบของสมการในทางพีชคณิตคือ เท่ากับการหา

$$\underline{\underline{\phi}} = \underline{\underline{A}}^{-1}\underline{\underline{S}} \tag{3.3}$$

เมตริกซ์สามเหลี่ยมเส้นทแยงมุมสามารถทำให้เป็นเมตริกซ์ผกผันได้โดยการใช้การกำจัดแบบเกาส์ (วิธีการข้ามไปข้างหน้า(forward elimination) หรือ การข้ามถอยหลัง(backward substitutions)) ซึ่งเป็นที่มาของสมการการแพร่แบบหลายมิติ

พิจารณาสมการแพร่กระจายของนิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ดังสมการ

$$-\nabla \cdot D(r)\nabla \phi + \Sigma_a(r)\phi(r) = S(r) \quad (3.4)$$

ระเบียบวิธีส่วนใหญ่ที่จะใช้แก้ปัญหาในสมการที่ (3.4) จะใช้ระเบียบวิธีผลต่างสี่เหลี่ยมแบ่งเป็นจุดต่อโครงข่ายสี่เหลี่ยมที่ทำให้เป็นการอินทิกรัลในสมการการแพร่ (3.4) เหนือปริมาตร ในโครงข่ายสี่เหลี่ยมที่ใช้เพื่อให้นิยามกับคุณสมบัติค่าเฉลี่ยในช่องว่างของหน่วย ในแบบทั่วไปสามารถเขียนเป็น

$$\frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r \phi(r) \equiv \phi_i \quad (3.5)$$

$$\frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r \Sigma_a(r)\phi(r) \equiv \Sigma_{a_i} \phi_i, \quad (3.6)$$

$$\frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r [-\nabla \cdot D(r)\nabla \phi] \equiv L_i \phi_i - \sum_{j=1}^J l_{ij} \phi_j, \quad (3.7)$$

$$\frac{1}{V_i} \int_{V_i} d^3r S(r) \equiv S_i, \quad (3.8)$$

ผลรวมที่ติดกับจุดต่อ $j = 1, \dots, J$ โดยที่ $J = 2, 4$ หรือ 6 ในแบบ 1 - , 2 - หรือ 3 มิติ ตามลำดับ บนพิกัดฉาก (Cartesian coordinates)

$$L_i = \sum_{j=1}^J l_{ij}, \quad (3.9)$$

และจากการใช้การประมาณสี่เหลี่ยมการแพร่ในการแปลงค่าอนุพันธ์ จะได้

$$l_{ij} = D_{ij} / \Delta_{ij}^2 \quad (3.10)$$

ซึ่ง

$$D_{ij} \equiv \frac{1}{2}(D_i + D_j), \quad \Delta_{ij} \equiv \text{distance between mesh points } i \text{ and } j \quad (3.11)$$

ดังนั้นสมการผลต่างสี่เหลี่ยมที่ประยุกต์ในสมการการแพร่ (3.4) จะได้

$$-\sum_{j=1}^J \frac{D_{ij}}{\Delta_{ij}^2} \phi_j + \left(\sum_{j=1}^J \frac{D_{ij}}{\Delta_{ij}^2} + \Sigma_{a_i} \right) \phi_i = S_i \quad (3.12)$$

ซึ่ง 1 เป็นจุดต่อใดๆของโครงข่ายทั้งหมด และหากหากนำสมการที่ 3.4 มาพิจารณาบนพิกัดฉากใน 2 มิติ จะได้

$$-D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - D \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \Sigma_a \phi(x, y) = S(x, y), \quad (3.13)$$

จากอนุกรมเทเลอร์ สมการผลต่างสี่บเนื่องที่ใช้สูตรความต่างที่ศูนย์กลางเพื่อหาค่าประมาณจะได้

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \Big|_{x_i, y_i} &\cong \frac{\phi_{i-1, j} - 2\phi_{i, j} + \phi_{i+1, j}}{(\Delta x^2)}, \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \Big|_{x_i, y_i} &\cong \frac{\phi_{i, j-1} - 2\phi_{i, j} + \phi_{i, j+1}}{(\Delta y^2)}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

ถ้าจะประมาณค่าที่จุดต่อใดๆ (x_i, y_j) จะพบว่า จากสมการที่ (3.13) และสมการที่ (3.14) จะได้รูปแบบผลเฉลยของระเบียบวิธีผลต่างสี่บเนื่องเป็น

$$-\frac{D}{(\Delta x)^2} (\phi_{i+1, j} + \phi_{i-1, j}) - \frac{D}{(\Delta y)^2} (\phi_{i, j+1} + \phi_{i, j-1}) + \left[\Sigma_a + 2D \left(\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right) \right] \phi_{i, j} = S_{i, j} \quad (3.15)$$

$i = 1, \dots, N-1$ และ $j = 1, \dots, M-1$

จากสมการที่ (3.15) จะคำนวณค่าการประมาณเพื่อหาผลเฉลยได้ด้วยระเบียบวิธีเชิงตัวเลขในแบบต่างๆ ต่อไปจากที่กล่าวมาข้างต้นเป็นการประยุกต์ใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขกับสมการแพร่แบบทั่วไป ดังนั้นสมการการแพร่ในแบบหลายกลุ่มพลังงาน

$$\frac{1}{v_g} \frac{\partial \phi_g}{\partial t} = \nabla \cdot D_g \nabla \phi - \Sigma_{ag} \phi_g + S_g - \Sigma_{sg} \phi_g + \sum_{g'=1}^G \Sigma_{sg'} \phi_{g'} \rightarrow g \phi_{g'} \quad (3.16)$$

นำสมการที่ (3.16) เขียนอยู่ในรูประเบียบวิธีผลต่างสี่บเนื่องโดยใช้สมการที่ (3.5) - (3.11) จะได้สมการการแพร่หลายกลุ่มพลังงานในแบบผลเฉลยของระเบียบวิธีผลต่างสี่บเนื่อง

$$\left[\Sigma_{R_1}^g + \sum_j \frac{D_{ij}^g}{\Delta_{ij}^2} \right] \phi_{ij} - \sum_j \frac{D_{ij}^g}{\Delta_{ij}^2} \phi_{jg} - \sum_{g'=1}^{g-1} \Sigma_{s_1^{g' \rightarrow g}} \phi_{jg'} = \frac{\chi^g}{k} \sum_{g'=1}^G v_{g'} \Sigma_{f_1}^{g'} \phi_{jg'}. \quad (3.17)$$

โดยที่ $J = 2, 4$ หรือ 6 ใน 1-, 2- และ 3-มิติ ตามลำดับในพิกัดที่ $X Y$ และ Z

เขียนสมการออกมาในรูปของสมการเมตริกซ์ได้เป็นได้ดังนี้

$$\underline{M}\underline{\phi} = \frac{1}{k}\underline{F}\underline{\phi}. \quad (3.18)$$

3.2. ขั้นตอนการคำนวณค่าวิกฤติโดยระเบียบวิธีเชิงตัวเลข

จากรูปแบบในสมการที่ (3.17) และ (3.18) เป็นสมการการแพร่ในการออกแบบจำลองเครื่องปฏิกรณ์ โดยการพัฒนาและประยุกต์ใช้เครื่องคอมพิวเตอร์มาคำนวณปัญหาสมการการแพร่ โดยในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้จะใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบการทำซ้ำๆ โดยทั่วไปสำหรับการแก้ปัญหาค่าวิกฤติ ซึ่งจะอาศัยขั้นตอนในการแก้ปัญหาดังนี้

1) ทำการคาดเดาค่าเงื่อนไขเริ่มต้นของเมตริกซ์เวกเตอร์แหล่งกำเนิด source vector $\underline{S}^{(0)}$ และค่า $k^{(0)}$

2) แก้สมการเมตริกซ์แบบไม่เป็นเอกพันธ์ในรูปแบบ

$$\underline{M}\underline{\phi}^{(n+1)} = \frac{1}{k^{(n)}}\underline{S}^{(n)} \quad (3.19)$$

สำหรับการทำซ้ำในรอบต่อไปของ $\underline{\phi}^{(n+1)}$ จะการแก้สมการนี้ด้วยวิธีการย่อยต่อไปนี้

2.1) การแก้สมการแพร่กระจายแบบไม่เป็นเอกพันธ์ในแต่ละสมการของกลุ่ม g

$$\underline{A}_g \underline{\phi}_g^{(n+1)} = \frac{1}{k^{(n)}} \underline{S}_g^{(n)} + \underline{R}_{g-1} \underline{\phi}_{g-1}^{(n)} \equiv \underline{Q}_g^{(n)} \quad (3.20)$$

โดยแก้กลุ่มพลังงานที่สูงสุดก่อน $g = 1$ ($\underline{R}_0 \equiv 0, \underline{\phi}_0^{(n)} \equiv 0$) จากนั้นใช้ $\underline{\phi}_1^{(n+1)}$ เพื่อแก้ $\underline{\phi}_2^{(n+1)}$ และสมการอื่นๆ การแก้สมการทำได้โดยการทำซ้ำแล้ววนลงไปหากกลุ่มพลังงานต่ำ

2.2) การแก้สมการการแพร่กระจายแบบไม่เป็นเอกพันธ์สมการ (3.20) เทคนิคการทำซ้ำจะมีความจำเป็นอย่างที่ได้อธิบายไว้ในบทที่แล้ว (เช่น SOR) การทำซ้ำๆ ภายใน (inner iteration) โดยปกติค่าพลาซิกก่อนหน้านี้ประมาณค่าออกมาได้ $\underline{\phi}_g^{(N-1)}$ เหมือนการแก้สมการ (3.20) สำหรับการให้ควบคู่กันกับการทำซ้ำๆ ภายนอก (out iteration) เพื่อให้การลู่เข้าหากันอย่างรวดเร็ว

3) หาค่าโดยประมาณของฟังก์ชัน $\underline{\phi}^{(n+1)}$ ในสัดส่วนของการประเมินค่าแหล่งกำเนิดการแตกตัวรูปแบบนี้โดย scalar product เวกเตอร์ $\underline{F}\underline{\phi}^{(n+1)}$ แหล่งกำเนิดการแตกตัว ในสมการที่อยู่ในแบบทำซ้ำ

$$\underline{M}\underline{\phi}^{(n+1)} = \frac{1}{k^{(n)}} \underline{F}\underline{\phi}^{(n)}, \quad (3.21)$$

จากนั้น คาดคะเนได้ว่า

$$\underline{M}\underline{\phi}^{(n+1)} \cong \frac{1}{k^{(n+1)}} \underline{F}\underline{\phi}^{(n+1)} \quad (3.22)$$

และพบว่า

$$k^{(n+1)} = k^{(n)} \frac{(\underline{F}\underline{\phi}^{(n+1)}, \underline{F}\underline{\phi}^{(n+1)})}{(\underline{F}\underline{\phi}^{(n)}, \underline{F}\underline{\phi}^{(n+1)})}, \quad (3.23)$$

4) ทดสอบได้การทำซ้ำๆ ในแหล่งกำเนิด เพื่อให้เกิดลู่ออกเข้าหากันโดยเปรียบเทียบได้จาก

$$\left| \frac{k^{(n+1)} - k^{(n)}}{k^{(n+1)}} \right| < \varepsilon_1, \quad (3.24)$$

หรือจะใช้การทดสอบการลู่ออกของต้นกำเนิดการแตกตัว

$$\max \left| \frac{S_g^{(n+1)} - S_g^{(n)}}{S_g^{(n+1)}} \right| < \varepsilon_2 \quad (3.25)$$

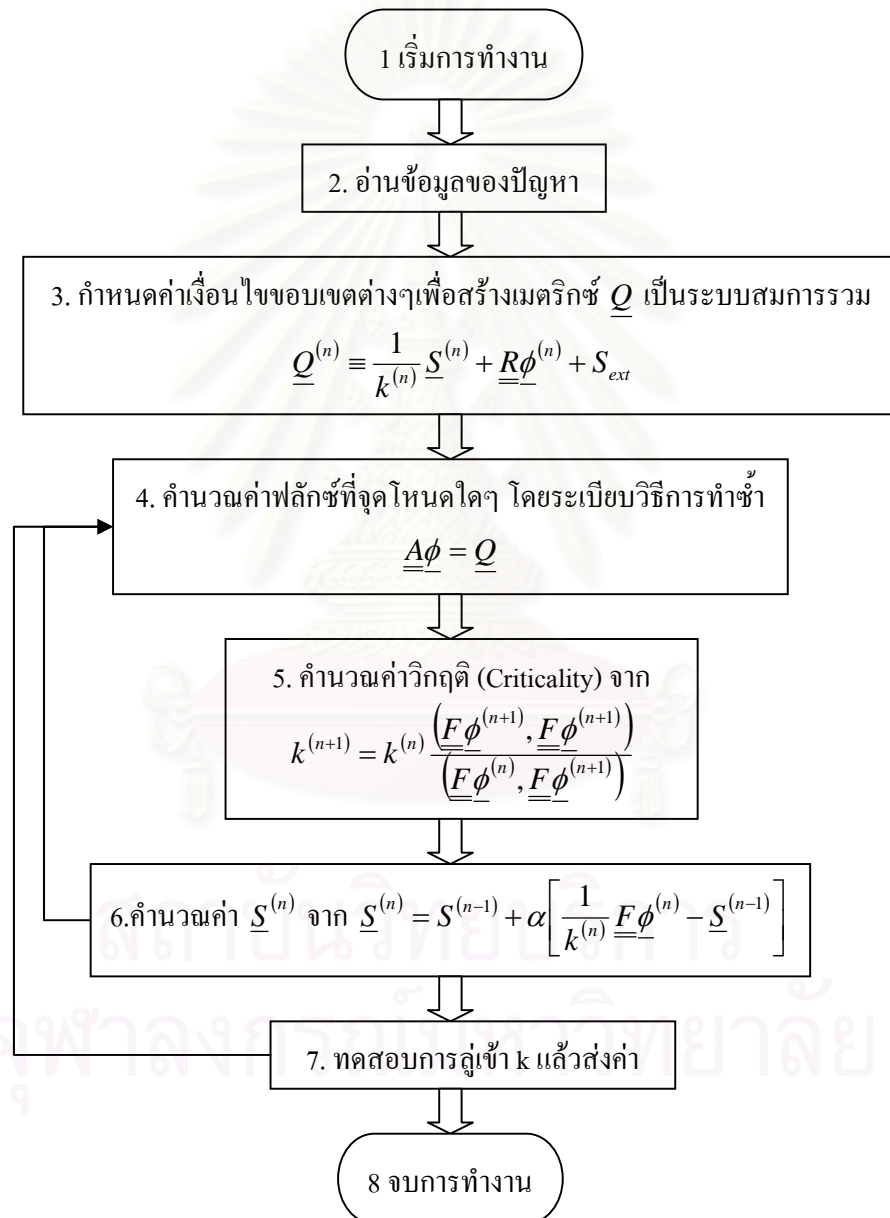
(หรือทั้ง 2 สมการ) ถ้าเปลี่ยน $k^{(n)}$ หรือ หน่วยของ $\underline{S}^{(n)}$ หรือ $\underline{\phi}^{(n)}$ เป็นรูปแบบที่เล็ก อาจจะทำให้เกิดการลู่ออกเข้าหากัน และกระบวนการทำซ้ำๆ จะเสร็จสมบูรณ์ ถ้าไม่เป็นเช่นนั้น แหล่งกำเนิดการแตกตัวแหล่งใหม่ถูกคำนวณและเกิดการซ้ำๆ ต่อไปเรื่อยๆ

6) โดยปกติแหล่งกำเนิดการแตกตัว $\underline{S}^{(n)}$ ใช้ในการทำซ้ำๆ ที่ถูกเลือก โดยการคาดเดา เพื่อที่จะลู่ออกเข้าหากันเร็วขึ้น ในการทำซ้ำๆ ที่แหล่งกำเนิด เช่น

$$\underline{S}^{(n)} = S^{(n-1)} + \alpha \left[\frac{1}{k^{(n)}} \underline{F}\underline{\phi}^{(n)} - \underline{S}^{(n-1)} \right], \quad (3.18)$$

ขั้นตอนการแพร่กระจายแบบหลายกลุ่ม สามารถสรุปคุณลักษณะของเมตริกซ์ต่างๆ ที่มีผลมาจากการทำระเบียบวิธีผลต่างสืบเนื่องในสมการนี้ ดังนั้น การคำนวณค่าการลู่เข้าของ ค่าวิกฤติ จำเป็นที่จะต้องประยุกต์สมการการแพร่และขั้นตอนในการคำนวณบนเครื่องคอมพิวเตอร์ส่วนบุคคล

จากสมการทั้งหมดที่เกี่ยวกับการแพร่ของนิวตรอนโดยเฉพาะอย่างยิ่งสมการต่างๆ ในหัวข้อนี้ ทำให้ได้วิธีการคำนวณค่าวิกฤติ(k) ซึ่งมีขั้นตอนต่างๆ ดังรูปที่ 3.2

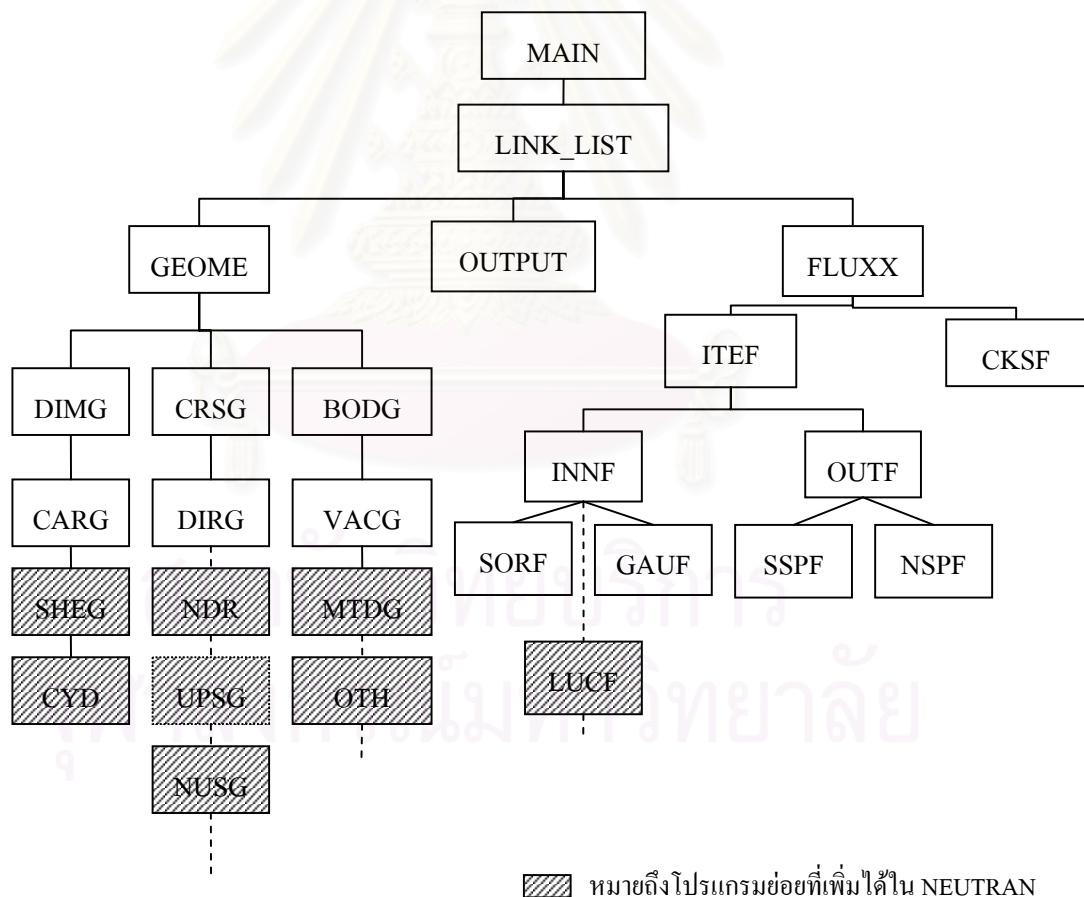


รูปที่ 3.2 แสดงผังหลักการของโปรแกรม NEUDAN

หลักการคำนวณสมการการแพร่ของนิวตรอน ซึ่งจำเป็นที่จะต้องใช้คอมพิวเตอร์มาช่วยในการคำนวณนั้น หลักการต่างๆ แสดงเป็นแผนภาพได้ในแผนผังของรูปที่ 3.2 โดยจากรูปที่ 3.2 เราจะใช้สมการการแพร่หลายกลุ่มพลังงานและระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสี่บเนื่อง ซึ่งได้กล่าวไปแล้วในบทที่ 2 และในหัวข้อนี้ มาแก้ปัญหา

3.3. โครงสร้างของโปรแกรม NEUDAN

โปรแกรม NEUDAN ถูกพัฒนาขึ้นเพื่อใช้ในการคำนวณการแพร่ของนิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์ โปรแกรม NEUDAN จะมีลักษณะเหมือนเป็นกล่องที่มีกล่ององค์ประกอบย่อยที่เลือกใช้ได้ตามความต้องการ ซึ่งจะต้องเข้าใจในกระบวนการของการใช้หัวข้อต่อไปนี้ การใช้โปรแกรม NEUDAN นี้จะต้องมีค่าคงที่ต่างๆไว้พร้อมแล้วหลังจากนั้นจึงคำนวณด้วยโปรแกรมนี้ ซึ่งประกอบด้วยขั้นตอนต่างๆในโปรแกรม ดังนี้



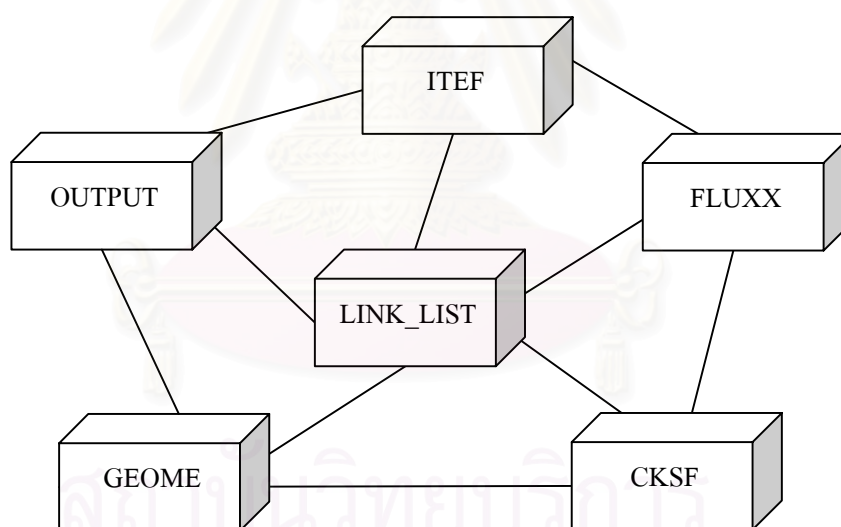
รูปที่ 3.3 แสดงผังส่วนประกอบโปรแกรมย่อยของโปรแกรม NEUDAN

จากรูปที่ 3.3 ในส่วนประกอบของโปรแกรมจะแบ่งได้เป็นส่วนๆ ดังนี้

- 1) โปรแกรมหลัก
- 2) โปรแกรมย่อยที่ใช้เรียกโปรแกรมย่อยต่างๆ เพื่อเตรียมพร้อมในการคำนวณ
- 3) โปรแกรมย่อยเพื่อรับข้อมูลนำเข้าโดยโปรแกรมย่อยในส่วนนี้จะมีชื่อลงท้ายด้วย G
- 4) โปรแกรมย่อยใน ส่วนการคำนวณโดยการทำซ้ำซึ่งประกอบด้วย การคำนวณภายใน (inner iteration) และส่วนการคำนวณภายนอก (outer iteration) โปรแกรมย่อยในส่วนนี้จะมีชื่อลงท้ายด้วย F
- 5) โปรแกรมย่อยในส่วนการนำข้อมูลออก

ซึ่งรายละเอียดโดยสังเขปจะได้อธิบายต่อไป

จากคุณสมบัติของโปรแกรมย่อยต่างๆ จากรูปที่ 3.3 เราสามารถอธิบายการทำงานของโปรแกรม NEUDAN ในรูปแบบแผนภาพอิสระได้ดังรูป



รูปที่ 3.4 แผนภาพการเชื่อมโยงภายในโปรแกรม NEUDAN

จากรูปที่ 3.4 โปรแกรม NEUDAN ได้ถูกออกแบบให้สามารถเชื่อมโยงกันในการเรียกใช้โปรแกรมย่อย ดังนั้นในการเขียนข้อมูลนำเข้าเพื่อเรียกใช้โปรแกรมย่อยสามารถเรียกโปรแกรมย่อยได้อย่างอิสระ

3.4. ส่วนประกอบโปรแกรม NEUDAN

โปรแกรมหลัก (MAIN)

โปรแกรมหลักเริ่มต้นจากการตั้งค่าคงที่ที่ใช้ในกำหนดค่าสูงสุดของระเบียบต่างๆ และค่าตัวแปรต่างๆที่จำเป็นในโปรแกรม โปรแกรมหลักจะมีส่วนที่อ่านค่าข้อมูลต่างๆจากไฟล์นำเข้า หลังจากนั้น จะเป็นการเรียก Subroutine LINK_LIST ซึ่งทำหน้าที่ดังที่จะอธิบายต่อไปนี้

โปรแกรมย่อย LINK_LIST (Subroutine LINK_LIST)

โปรแกรมย่อย LINK_LIST ทำหน้าที่ในการจัดการในส่วนการคำนวณต่างๆ โดยเป็นตัวเชื่อมโยงโปรแกรมย่อยต่างๆเข้าด้วยกัน ซึ่งการเรียกใช้ส่วนย่อยต่างๆของโปรแกรม NEUDAN ผู้ใช้จะต้องระบุส่วนโปรแกรมย่อยที่นี้ โดยโปรแกรมย่อยที่เรียกใช้ต้องสัมพันธ์กันกับลำดับที่เขียนอยู่ในไฟล์นำเข้าด้วย กล่าวคือในส่วนต่างๆ ของไฟล์นำเข้านั้นสามารถสลับส่วนกันไปมาได้แต่ลำดับในการเรียกจากโปรแกรมหลักนั้นก็ตรงกันในส่วนที่เรียกจากโปรแกรมย่อยนี้

3.4.1. ส่วนการนำข้อมูลเข้า

ในส่วนการนำข้อมูลเข้าของโปรแกรมจะถูกอ่านข้อมูลโดยโปรแกรมหลักจากนั้นจะทำการส่งค่าต่างๆให้กับในส่วนโปรแกรม GEOME เพื่อที่จะส่งค่าให้ในส่วนการคำนวณ และเป็นโปรแกรมย่อยที่จะเรียกใช้โปรแกรมย่อยๆ ในการกำหนดเงื่อนไขขอบเขต

โปรแกรมย่อย GEOME (Subroutine GEOME)

โปรแกรมย่อย GEOME เป็นส่วนที่ใช้เรียก โปรแกรมย่อยต่างๆในส่วนที่เกี่ยวข้องกับรูปทรงของเครื่องปฏิกรณ์และเป็นส่วนในการกำหนดเงื่อนไขต่างๆ ในการคำนวณ ซึ่งโปรแกรมย่อย GEOME นี้จะเรียกโปรแกรมย่อย DIMG CRSG และ BODG ดังที่จะอธิบายต่อไปนี้

โปรแกรมย่อย DIMG (Subroutine DIMG)

โปรแกรมย่อย DIMG เป็นส่วนที่เรียกใช้สำหรับการกำหนดพิกัดแบบที่ใช้ จำนวนมิติที่ใช้ โดยจะอ่านค่าที่ใช้จากข้อมูลนำเข้า จากนั้นจะเรียกโปรแกรมย่อยต่างๆ เช่นในวิทยานิพนธ์นี้จะทำการคำนวณในแบบรูปร่าง Cartesians โดยเรียกใช้โปรแกรมย่อย CARG ดังที่จะอธิบายต่อไปนี้

โปรแกรมย่อย CARG (Subroutine CARG)

โปรแกรมย่อย CARG เป็นส่วนที่ใช้เรียกในการคำนวณ ถ้ารูปทรงของเครื่องปฏิกรณ์ที่ต้องการคำนวณเป็นแบบ 1 2 และ 3 มิติ ในเชิงพิกัดฉาก จะถูกด้วยโปรแกรมย่อยนี้

โปรแกรมย่อย CRSG (Subroutine CRSG)

โปรแกรมย่อยนี้จะถูกเรียกโดย โปรแกรมย่อย GEOME ซึ่งโปรแกรมย่อย CRSG ที่ใช้ในการนำค่าภาคตัดขวางต่างๆ ของเครื่องปฏิกรณ์ส่งไปคำนวณ โดยโปรแกรมย่อย CRSG นี้ จะทำการอ่านจากโปรแกรมหลักแล้วจะเรียกโปรแกรมย่อยต่างๆ เพื่อใช้คำนวณในแบบที่ข้อมูลนำเข้าต้องการ

โดยโปรแกรมย่อยที่ โปรแกรมย่อย CRSG จะเรียกในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ คือ โปรแกรม DIRG ดังที่จะอธิบายต่อไปนี้

โปรแกรมย่อย DIRG (Subroutine DIRG)

โปรแกรมย่อย DIRG เป็นโปรแกรมย่อยที่กำหนดเงื่อนไขของค่าภาคตัดขวางให้เป็นแบบ directly couple ดังรูปที่ 3.1

โปรแกรมย่อย BODG (Subroutine BODG)

โปรแกรมย่อยนี้จะถูกเรียกโดย โปรแกรมย่อย GEOME ซึ่งโปรแกรมย่อย BODG ที่ใช้ในการนำเงื่อนไขค่าขอบเขตและค่าเริ่มต้น กำหนดให้กับการคำนวณของเครื่องปฏิกรณ์ส่งไปคำนวณ โดยโปรแกรมย่อย BODG นี้ จะทำการอ่านจากโปรแกรมหลักแล้วจะเรียกโปรแกรมย่อยต่างๆ เพื่อใช้คำนวณในแบบที่ข้อมูลนำเข้าต้องการ

โดยโปรแกรมย่อยที่ โปรแกรมย่อย BODG จะเรียกในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ คือ โปรแกรม VACG ดังที่จะอธิบายต่อไปนี้

โปรแกรมย่อย VACG (Subroutine VACG)

โปรแกรมย่อย VACG เป็นส่วนที่ถูกเรียกโดย โปรแกรมย่อย BODG เป็นส่วนในการกำหนดเงื่อนไขขอบเขต ที่ใช้สมการเงื่อนไขขอบเขตของการแพร่ที่กำหนดให้ขอบนอกเครื่องปฏิกรณ์เป็นศูนย์ และเงื่อนไขเริ่มต้น ที่ได้จากหัวข้อ 3.2.3 และหัวข้อย่อยที่ 2.2

3.4.2. ส่วนการคำนวณ

ในส่วนการคำนวณโปรแกรมย่อยที่ใช้ในการคำนวณจะถูกแบ่งเป็น 2 ส่วนย่อย คือ 1) ส่วนการทำงานการคำนวณภายในและภายนอก ส่วนที่ 2) ส่วนการคำนวณตรวจสอบการลู่เข้า

โปรแกรมย่อย FLUXX (Subroutine FLUXX)

โปรแกรมย่อย FLUXX เป็นส่วนที่ใช้เรียก โปรแกรมย่อยต่างๆ ในส่วนที่เกี่ยวข้องกับการคำนวณเครื่องปฏิกรณ์และเป็นส่วนในการใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขต่างๆ โปรแกรมย่อย FLUXX เป็นส่วนในการใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขในการทำซ้ำขั้นตอนที่ 3 4 5 และ 6 ของรูปที่ 3.2 ซึ่งโปรแกรมย่อย FLUXX นี้จะเรียกโปรแกรมย่อย ITEF และ CKSF ดังที่จะอธิบายต่อไป

โปรแกรมย่อย ITEF (Subroutine ITEF)

โปรแกรมย่อย ITEF ส่วนในการเรียกโปรแกรมย่อย INNF และ OUTF เพื่อใช้ในการคำนวณแบบการทำซ้ำโดยในขั้นตอนที่ 3 และ 4 ดังที่จะอธิบายต่อไป

โปรแกรมย่อย INNF (Subroutine INNF)

โปรแกรมย่อย INNF เป็นการคำนวณแบบทำซ้ำภายในในขั้นตอนที่ 4 จากรูปที่ 3.2 ซึ่งก็จะขึ้นกับการทำซ้ำที่ใช้โดยในวิธีการทำซ้ำที่มีอยู่ในโปรแกรม NEUTRAN นี้ จะประกอบด้วยระเบียบวิธีการทำซ้ำ Gauss-Seidel ซึ่งก็คือโปรแกรมย่อย (Subroutine GAUF) และ Successive Over-Relaxation ซึ่งก็คือ โปรแกรมย่อย (Subroutine SORF) โดยการเรียกใช้ขึ้นอยู่กับผู้ใช้โปรแกรม

โปรแกรมย่อย GAUF (Subroutine GAUF)

โปรแกรมย่อย GAUF เป็นวิธีการทำซ้ำแบบ Gauss-Seidel

โปรแกรมย่อย SORF (Subroutine SORF)

โปรแกรมย่อย SORF เป็นวิธีการทำซ้ำแบบ Successive Over-Relaxation

โปรแกรมย่อย OUTF (Subroutine OUTF)

โปรแกรมย่อย OUTF เป็นการคำนวณแบบทำซ้ำภายนอกในขั้นตอนที่ 3 จากรูปที่ 3.2 ซึ่งก็จะขึ้นกับการคำนวณใช้โดยในวิธีการรูปเมตริกซ์ทั่วไป แต่ในการทำซ้ำภายนอกนี้จะขึ้นอยู่กับปัญหาที่ผู้ใช้ต้องการ เนื่องจากงานในงานวิจัยนี้ สนใจการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ที่สภาวะได้วิกฤติ ดังนั้นจึงจำเป็นต้องมีส่วนในการคำนวณที่มีแหล่งกำเนิดรังสีภายนอก และส่วนที่ไม่มีเพื่อจะคำนวณค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ ดังนั้นโปรแกรมย่อยที่มีอยู่ในโปรแกรม NEUTRAN นี้ จะประกอบด้วยระเบียบวิธีการทำซ้ำที่ไม่มีแหล่งกำเนิดรังสีภายนอก ซึ่งก็คือโปรแกรมย่อย NSPF (Subroutine NSPF) และ การทำซ้ำภายนอกแบบมีแหล่งกำเนิดจากภายนอก ซึ่งก็คือ โปรแกรมย่อย SSPF (Subroutine SSPF) โดยการเรียกใช้ขึ้นอยู่กับผู้ใช้โปรแกรม และโดยที่โปรแกรมย่อยนี้จะกำหนดค่าเริ่มต้นที่ scattering เทอมเป็นศูนย์

โปรแกรมย่อย NSPF (Subroutine NSPF)

โปรแกรมย่อย NSPF ระเบียบวิธีการทำซ้ำที่ไม่มีแหล่งกำเนิดรังสีภายนอก

โปรแกรมย่อย SSPF (Subroutine SSPF)

โปรแกรมย่อย SSPF ระเบียบวิธีการทำซ้ำที่มีแหล่งกำเนิดจากภายนอก

โปรแกรมย่อย CKSF (Subroutine CKSF)

โปรแกรมย่อย CKSF เป็นโปรแกรมย่อยที่ใช้ในการคำนวณในขั้นตอนที่ 5 และ 6 จากรูปที่ 3.2

3.4.3. ส่วนการนำข้อมูลออก

เป็นส่วนที่นำข้อมูลออกจากโปรแกรม ซึ่งการนำออกนี้จะนำค่าการคำนวณต่างๆ ออกจากโปรแกรม

โปรแกรมย่อย OUTPUT (Subroutine OUTPUT)

โปรแกรมย่อย OUTPUT เป็นส่วนที่ใช้ในการเขียนไฟล์นำออกจากโปรแกรม



สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

3.5. ลักษณะของข้อมูลนำเข้าสู่โปรแกรม NEUDAN

รูปแบบของข้อมูลนำเข้าสู่โปรแกรม NEUDAN โดยเป็นข้อมูลนำเข้าแบบไม่มีแหล่งกำเนิดนิวตรอนภายนอก

```

1
INPUT DATA FOR CALCULATION OF SUB CRITICAL REACTOR

LINK_LIST: GEOME: BODG: FLUXX: OUTF: ITEF: INNF: SORF: CKSF: OUTPUT:

DIMG:
DIMENSION 3
/
CARG:
X      Y      Z
8      8      8
/
CRSG:
TOTAL GROUP
2
GROUP NO.MATERIAL
1      1
INDEX MATERIAL(DG Eag Esg Esg'g Efg Vg Xg)
1      1      1.234 2.345 3.456 4.567 5.678 6.789 0.13
GROUP NO.MATERIAL
2      1
INDEX MATERIAL(DG Eag Esg Esg'g Efg Vg Xg)
2      1      9.876 8.765 7.654 6.543 5.432 4.321 0.15
/
DIRG:
1      ->    2
/
VACG:
T      L      F      R      B      BT
0      0      0      0      0      0
/
NSPF:
NUMBER OF MASTER OF PLAN(S) AS
2
PLAN  AREA
1      1.0
0 0 2 2 2 2 0 0
0 2 1 1 1 1 2 0
2 1 2 2 2 2 1 2
2 1 2 1 1 2 1 2
2 1 2 1 1 2 1 2
2 1 2 2 2 2 1 2
0 1 1 1 1 1 2 0
0 0 2 2 2 2 0 0

```

(ต่อ)

```

PLAN  AREA
2      1.0
0 0 2 2 2 2 0 0
0 2 2 2 2 2 2 0
2 2 1 2 2 1 2 2
2 2 2 1 1 2 2 2
2 2 2 1 1 2 2 2
2 2 1 2 2 1 2 2
0 2 2 2 2 2 2 0
0 0 2 2 2 2 0 0

PLAN 1 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 2 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 3 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 4 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 5 !SAME PLAN 2      Z 10
PLAN 6 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 7 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 8 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 9 !SAME PLAN 1      Z 10
PLAN 10 !SAME PLAN 1     Z 10

/

```

ลักษณะของข้อมูลนำเข้านี้ในตอนต้นจะเป็นส่วนของการกำหนดข้อความบรรยายปัญหา

1 ← (เป็นตัวเลขบอกจำนวนบรรทัดการบรรยายปัญหา)

INPUT DATA FOR CALCULATION OF SUB CRITICAL REACTOR

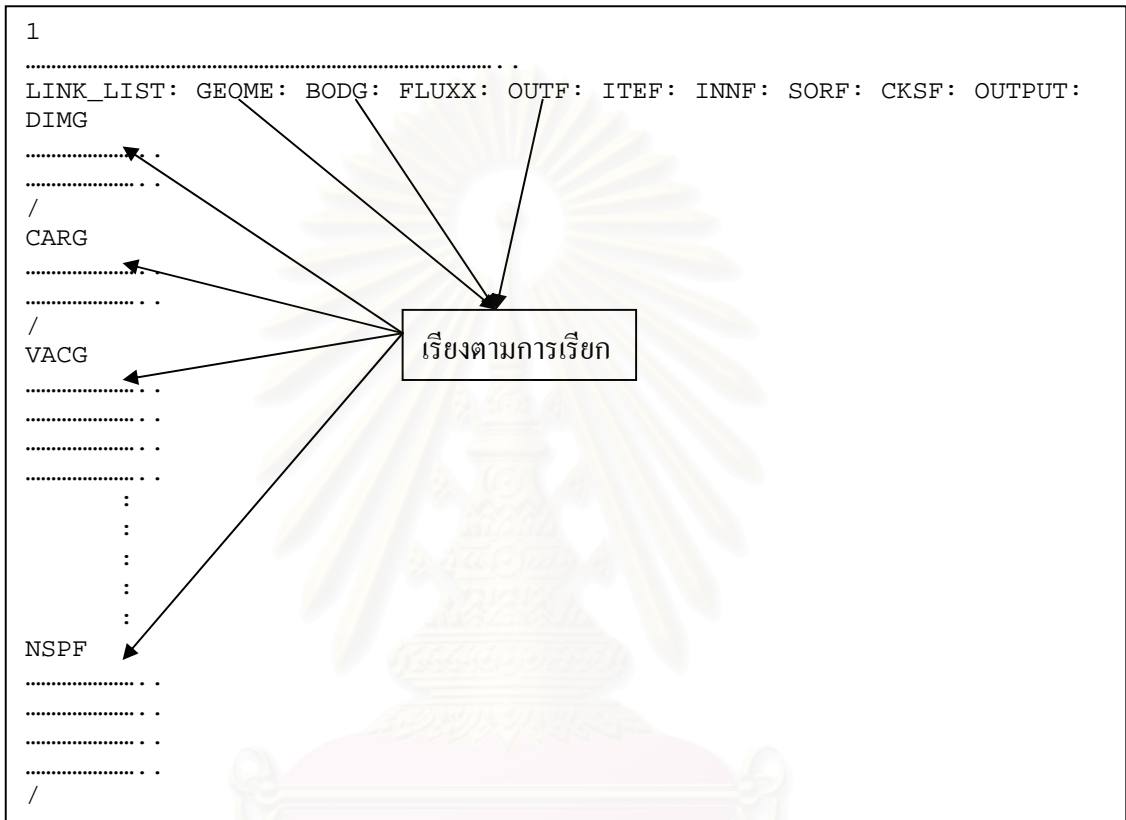
ส่วนต่อไปเป็นส่วนของการเรียกโปรแกรมย่อยเพื่อใช้ในการคำนวณ

LINK_LIST: GEOME: BODG: FLUXX: OUTF: ITEF: INNFE: SORF: CKSF: OUTPUT:

/ ← (เป็นตัวหยุดการทำงานของโปรแกรมย่อยนั้น)

“/” เป็นเครื่องหมายที่แสดงการหยุดโปรแกรมย่อยในทุกๆส่วน

ในส่วนของการเรียกโปรแกรมย่อยนี้ จะต้องเรียงโปรแกรมย่อยที่เรียกจากสายโปรแกรมย่อยในรูปแบบที่ 3.2



และลักษณะรูปแบบของข้อมูลการนำเข้าแบบที่มีแหล่งกำเนิดเราจะเพิ่มส่วนที่เป็น

SSPF:								
SOURCE STRENG								
1								
INDEX MATERIAL(DG Eag Esg Esg'g Efg Vg Xg)								
3	1	9.876	8.765	7.654	6.543	5.432	4.321	0.15
NUMBER OF MASTER OF PLAN(S) AS								
2								
PLAN	AREA							
1	1.0							
00222200								
02111120								
21222212								
21211212								

```

21211212
21222212
01111120
00222200
PLAN    AREA
2        1.0
00222200
02222220
22122122
22211222
22231222
22122122
02222220
00222200
PLAN 1 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 2 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 3 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 4 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 5 !SAME PLAN 2 Z 10
PLAN 6 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 7 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 8 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 9 !SAME PLAN 1 Z 10
PLAN 10 !SAME PLAN 1Z 10
/

```

EXTERNAL SOURCE

การใช้โปรแกรม NEUDAN สามารถใช้บนเครื่องปฏิบัติการระบบ UNIX เท่านั้น โดยอาจจะใช้
บนระบบปฏิบัติการ LINUX ที่มี G77 ของ GNU

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

บทที่ 4

แบบจำลองและวิเคราะห์ผลการคำนวณ

4.1. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบสมการเอกพันธ์

แบบจำลองเพื่อที่จะใช้ทดสอบโปรแกรม NEUDAN โดยเป็นแบบทดสอบกลุ่มพลังงานต่างๆ และคำนวณเพื่อเปรียบเทียบกันระหว่างค่าทางทฤษฎีกับค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN

4.1.1. ผลการคำนวณในทางทฤษฎีของสมการการแพร่ใน 1 กลุ่มพลังงาน

การคำนวณค่าวิกฤติในทางทฤษฎีเราได้จำแนกวิธีในการคำนวณเป็นแบบ 1 2 และ 3 มิติ โดยคำนวณในกลุ่มพลังงานเดียวของสมการการแพร่แบบเอกพันธ์ เพื่อตรวจสอบค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN โดยจะใช้ค่าจากตารางที่ 4.1 ซึ่งเป็นข้อมูลที่ได้จากรายการอ้างอิงเพื่อจะใช้คำนวณค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์รูปทรงกระบอก การคำนวณค่าวิกฤติทางทฤษฎีจะแบ่งได้เป็นในส่วนต่างๆ ต่อไป

ตารางที่ 4.1 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 1 กลุ่มพลังงาน

$D(cm)$	$\Sigma_{tr}(cm^{-1})$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\nu\Sigma_f(cm^{-1})$	χ	High(cm)	Radius(cm)
9.21	$3.62 \cdot 10^{-2}$	0.1532	0.1570	1	370	108

ที่มา: หนังสือ Nuclear Reactor Analysis ของ J.J. Duderstadt และ L.J. Hamilton หน้า 210

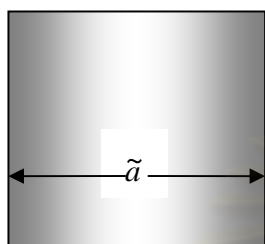
ในการคำนวณค่าวิกฤติ จะใช้สมการการแพร่แบบเอกพันธ์ดังนี้

$$k = \frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a} \left(\frac{1}{1 + L^2 B^2} \right) \quad (4.1)$$

โดยค่า buckling รูปทรง (Geometric Buckling, B_g^2) จะขึ้นอยู่กับรูปทรงหรือลักษณะต่างๆ ของมิติ ในทางทฤษฎี โดยในการคำนวณในแบบ 1 2 และ 3 มิติ จะใช้ค่า buckling รูปทรงดังจะอธิบายต่อไปนี้

4.1.1.1. ผลการคำนวณในแบบ 1 มิติ

การคำนวณในทางทฤษฎีของรูปทรง 1 มิติ จะใช้รูปทรงที่คล้ายกับแผ่นเรียบ (slab geometry)



โดยค่าบัคคลิงจะคำนวณได้จาก

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \quad (4.2)$$

โดยที่ a เป็นความกว้างของแผ่นเรียบ

ดังนั้นจากสมการที่ 4.2 และจากตารางที่ 4.1 หาค่าวิกฤติโดยที่ $a = 216$ cm ค่าบัคคลิงของการคำนวณในสมการที่ 4.2 จะได้

$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{216} \right)^2 = (0.01455026455)^2 \quad (4.3)$$

และจากสมการที่ 4.1 และ 4.3 จะหาค่าวิกฤติได้ดังนี้

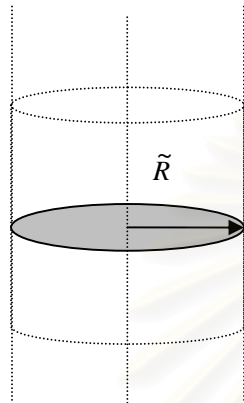
$$k = \frac{\nu \Sigma_f}{\Sigma_a} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{D}{\Sigma_a} \right) B_g^2} \right) \quad (4.4)$$

จากสมการที่ 4.4 แทนค่าต่างๆจะได้

$$k = \frac{0.1570}{0.1532} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{9.21}{0.1532} \right) (0.01455026455)^2} \right) = 1.011920754 \quad (4.5)$$

4.1.1.2. ผลการคำนวณในแบบ 2 มิติ

การคำนวณในทางทฤษฎีของรูปทรง 2 มิติ จะใช้รูปทรงเป็นแบบทรงกระบอกอนันต์ (Infinite Cylinder Geometry)



โดยค่าตัดคลื่น จะคำนวณได้จาก

$$B_g^2 = \left(\frac{\nu_0}{\tilde{R}} \right)^2 \quad (4.6)$$

โดยค่า ν_0 คือค่าที่ได้จากฟังก์ชันเบสเซล (Bessel's Function) ที่จุดเริ่มต้นซึ่งใช้ค่า $\nu_0 = 2.405$ และ \tilde{R} คือรัศมีทรงกระบอก

ดังนั้นจากสมการที่ 4.6 และจากตารางที่ 4.1 หาค่าวิกฤติโดยที่ $\tilde{R} = 108$ cm ค่าตัดคลื่นของการคำนวณในสมการที่ 4.6 จะได้

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{108} \right)^2 = (0.02226851852)^2 \quad (4.7)$$

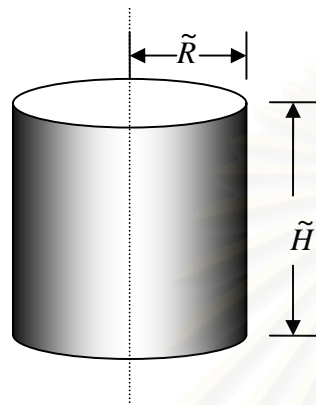
จากสมการที่ 4.7 นำเข้าไปแทนในสมการที่ 4.4 คำนวณค่าวิกฤติได้

$$k = \frac{0.1570}{0.1532} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{9.21}{0.1532} \right) (0.02226851852)^2} \right) = 0.9951376528 \quad (4.8)$$

สถาบันวิจัยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

4.1.1.3. ผลการคำนวณในแบบ 3 มิติ

การคำนวณในทางทฤษฎีของรูปทรง 3 มิติ จะใช้รูปทรงเป็นแบบทรงกระบอก (Finite Cylinder Geometry)



โดยค่าบัคคลิง จะคำนวณได้จาก

$$B_g^2 = \left(\frac{v_0}{\tilde{R}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\tilde{H}}\right)^2 \quad (4.9)$$

โดยที่ v_0 เป็นค่าจากฟังก์ชันเบสเซล (Bessel's Function) เริ่มต้น

\tilde{R} เป็นรัศมีของเครื่องปฏิกรณ์รูปทรงกระบอก

\tilde{H} เป็นความสูงของเครื่องปฏิกรณ์รูปทรงกระบอก

ดังนั้นจากสมการที่ 4.9 และจากตารางที่ 4.1 จะคำนวณค่าบัคคลิงของสมการที่ 4.9 โดยกำหนดให้ $\tilde{H} = 370$ cm และ $\tilde{R} = 108$ cm ได้ดังนี้

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{108}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{370}\right)^2 = 5.6798045 \times 10^{-4} \quad (4.10)$$

จากนั้นนำสมการที่ 4.10 แทนลงในสมการที่ 4.4 เพื่อคำนวณค่าวิกฤติได้ดังนี้

$$k = \frac{0.1570}{0.1532} \left(\frac{1}{1 + \left(\frac{9.21}{0.1532}\right) (5.6798045 \times 10^{-4})} \right) = 0.9909670561 \quad (4.11)$$

การคำนวณค่าวิกฤติในทางทฤษฎีการแพร่ของกลุ่มพลังงานเดี่ยวแบบเอกพันธ์ในรูปทรงกระบอก 1 มิติ และ 3 มิติ ผลการคำนวณในแบบต่างๆ จะใช้ค่าบัคคลิงที่แตกต่างกัน ใน 1 มิติค่าบัคคลิงจะคำนวณได้จากการพิจารณาให้เครื่องปฏิกรณ์เป็นแผ่นเรียบโดยค่าวิกฤติที่ได้มีค่าเท่ากับ 1.001920754 ใน 2 มิติค่าบัคคลิงจะคำนวณได้จากการพิจารณาให้เครื่องปฏิกรณ์เป็นทรงกระบอกอนันต์โดยค่าวิกฤติที่ได้มีค่าเท่ากับ 0.9951376528 และใน 3 มิติค่าบัคคลิงจะคำนวณได้จากการพิจารณาให้เครื่องปฏิกรณ์

เป็นแบบทรงกระบอกและมีขนาดจำกัด โดยค่าวิกฤติที่ได้มีค่าเท่ากับ 0.9909670561 จากนั้นนำค่าต่างๆ ที่ได้ในทางทฤษฎีเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN เพื่อตรวจสอบการลู่เข้าสู่ค่าจริง ดังต่อไปนี้

4.1.2. ผลการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ของสมการการแพร่ใน 1 กลุ่มพลังงาน

การคำนวณค่าวิกฤติโดยโปรแกรม NEUDAN ในกลุ่มพลังงานเดียวของสมการการแพร่แบบเอกพันธ์ในรูปทรงกระบอกโดยนำข้อมูลจากตารางที่ 4.1 มาเขียนเป็นข้อมูลนำเข้าโปรแกรม แล้วนำผลการคำนวณที่ได้เปรียบเทียบกับค่าที่ได้ทางทฤษฎีเพื่อเป็นการตรวจสอบความถูกต้องของผลที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรม การคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN ในมิติต่างๆ แสดงได้ดังนี้

4.1.2.1. ผลการคำนวณในแบบ 1 มิติ

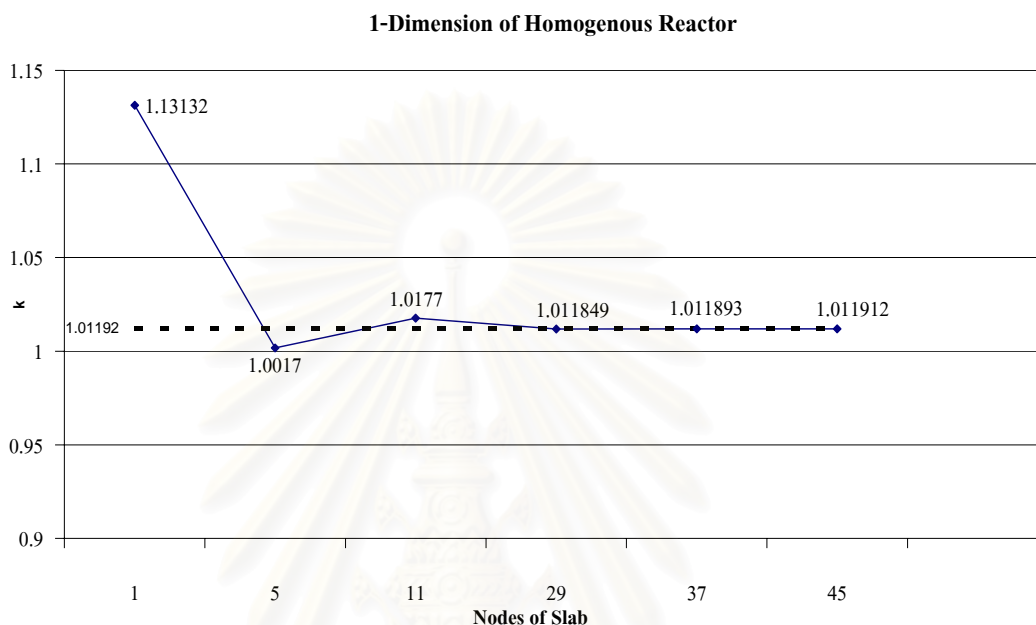
การคำนวณค่าวิกฤติด้วยโปรแกรม NEUDAN ในแบบ 1 มิติ โดยใช้ข้อมูลจากตารางที่ 4.1 นำมาเขียนเป็นแฟ้มข้อมูลนำเข้า

จากสมการที่ 4.5 จะได้ค่าวิกฤติที่คำนวณได้จากทฤษฎี และเมื่อนำค่าคงที่ต่างๆ ในตารางที่ 4.1 เขียนเป็นข้อมูลนำเข้าแล้วคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ที่จำนวนช่องความละเอียดในการคำนวณที่ต่างกัน ดังแสดงในตารางที่ 4.2 ซึ่งแสดงค่าวิกฤติที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN และเปรียบเทียบกับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีโดยมีความคาดเคลื่อนที่คำนวณได้เป็นเปอร์เซ็นต์

ตารางที่ 4.2 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 1 มิติ

1 Dimension of Homogenous Reactor		
Node	K	ERROR
Analytical	1.01192	-
1	1.13132	11.7993517%
5	1.00171	1.0089730%
11	1.0177	0.5711914%
29	1.011849	0.0070164%
37	1.011893	0.0026682%
45	1.011912	0.0007906%

จากตารางที่ 4.2 จะเห็นว่าที่จำนวน node จุดต่อละเอียดมากขึ้น ค่าความคาดเคลื่อนที่คำนวณได้มีค่าลดลง ซึ่งค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรมมีความแม่นยำจนถึงทศนิยมตำแหน่งที่ 5 และเพื่อให้เห็นลักษณะการลู่เข้าจะสามารถแสดงได้ดังรูปที่ 4.1



รูปที่ 4.1 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 1 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว

จากรูปที่ 4.1 เส้นประแสดงการคำนวณที่ได้จากค่าทางทฤษฎีซึ่งค่าที่คำนวณได้มีค่าประมาณ 1.01192 เมื่อเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN จะเห็นว่าที่จำนวนจุด 1 จุด มีความคาดเคลื่อนสูง แต่เมื่อเพิ่มจำนวนจุดมากขึ้นค่าที่ได้จากโปรแกรมมีความใกล้เคียงกับค่าในทางทฤษฎีมากขึ้น และมีการลู่เข้าใกล้เคียงค่าทางทฤษฎี

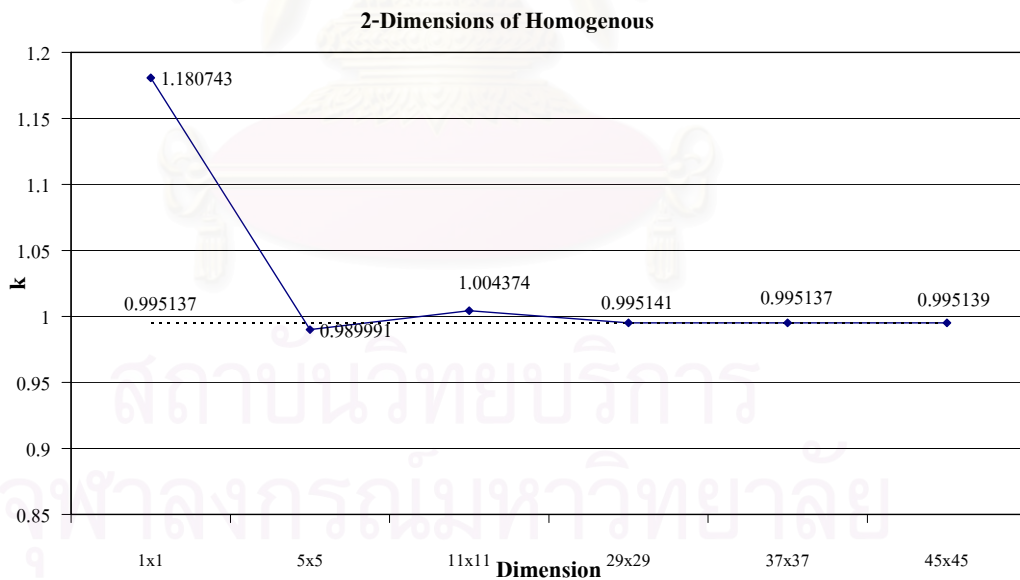
4.1.2.2. ผลการคำนวณในแบบ 2 มิติ

จากสมการที่ 4.8 จะได้ว่าวิกฤติที่คำนวณได้จากทฤษฎี และเมื่อนำค่าคงที่ต่างๆในตารางที่ 4.1 เขียนเป็นข้อมูลนำเข้าเช่นเดียวกับการคำนวณใน 1 มิติ แต่จะใช้การข้อมูลนำเข้าเป็นแบบ 2 มิติ แล้วคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN จากนั้นนำผลการคำนวณที่ได้จากโปรแกรมเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี ดังในตารางที่ 4.3 มีความคาดเคลื่อนที่คำนวณได้เป็นเปอร์เซ็นต์

ตารางที่ 4.3 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 2 มิติ

2 Dimensions of Homogenous Reactor		
Dimensions	K	ERROR
Analytical	0.995137	-
1x1	1.180743	18.6513013%
5x5	0.989991	0.5171147%
11x11	1.004374	0.9282139%
29x29	0.995141	0.0004020%
37x37	0.995137	0.0000000%
45x45	0.995139	0.0002010%

ที่จำนวน node มากขึ้นความละเอียดการคำนวณมีความแม่นยำมากขึ้นด้วย ค่าความคาดเคลื่อนที่คำนวณได้มีค่าลดลง ซึ่งค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรมมีความแม่นยำจนถึงทศนิยมตำแหน่งที่ 5 จากนั้นนำผลที่ได้ทำการเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี ดังแสดงในรูปที่ 4.2



รูปที่ 4.2 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 2 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว

จากรูปที่ 4.2 นำค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎีในสมการที่ 4.8 เปรียบเทียบกับค่าวิกฤติที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN ซึ่งในโปรแกรม NEUDAN นี้หากจะทำการคำนวณแบบ 2 มิติจะเรียกส่วนโปรแกรมย่อยที่ใช้ในการกำหนดพิกัดเป็นแบบ 2 มิติ โดยผลที่ได้นั้นเมื่อเทียบกับค่าที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎีจะเห็นได้ว่า ที่ความละเอียดของจุดต่อมากขึ้นจะทำให้ได้ค่าที่ลู่เข้า ที่ใกล้เคียงกับค่าในทางทฤษฎี

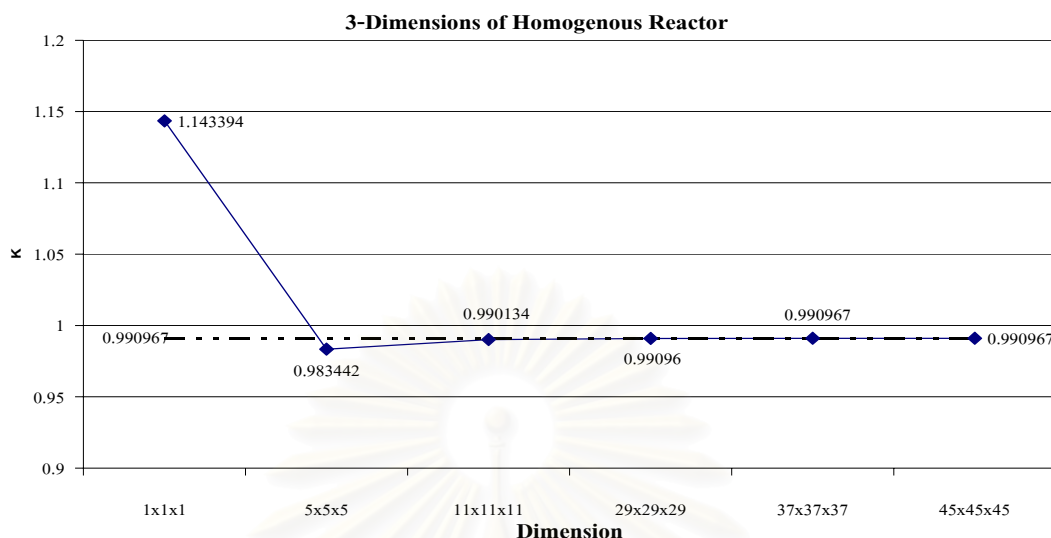
4.1.2.3. ผลการคำนวณในแบบ 3 มิติ

จากสมการที่ 4.11 จะได้ค่าวิกฤติที่คำนวณได้จากทฤษฎี และเมื่อนำค่าคงที่ต่างๆในตารางที่ 4.1 เขียนเป็นข้อมูลนำเข้าเช่นเดียวกับการคำนวณใน 1 และ 2 มิติ แต่เป็นการคำนวณในแบบ 3 มิติ แล้วคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN จากนั้นนำผลการคำนวณที่ได้จากโปรแกรมเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี ดังในตารางที่ 4.4 ซึ่งแสดงค่าวิกฤติที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN และเปรียบเทียบกับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีโดยมีความคาดเคลื่อนที่คำนวณได้เป็นเปอร์เซ็นต์

ตารางที่ 4.4 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีของสมการการแพร่เอกพันธ์แบบกลุ่มพลังงานเดียวใน 3 มิติ

3 Dimensions of Homogenous Reactor		
Dimensions	K	ERROR
Analytical	0.990967	-
1x1x1	1.143394	15.3816424%
5x5x5	0.983442	0.7593593%
11x11x11	0.990134	0.0840593%
29x29x29	0.99096	0.0007064%
37x37x37	0.990967	0.0000000%
45x45x45	0.990967	0.0000000%

จากตารางที่ 4.4 แสดงการเปรียบเทียบค่าที่คำนวณได้จากโปรแกรม NEUDAN กับค่าที่คำนวณได้จากทฤษฎีใน 3 มิติ ซึ่งผลที่ได้มีความแม่นยำที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN มีความคาดเคลื่อนที่ทศนิยมในตำแหน่งที่ 6 เมื่อเทียบกับค่าที่ได้จากการคำนวณใน 1 และ 2 มิติ เนื่องจากการประมาณใน 3 มิตินั้น รูปทรงที่ใช้ในการประมาณมีความใกล้เคียงกับลักษณะของปัญหาที่สนใจมากขึ้นและสามารถแสดงได้ด้วยกราฟดังรูปที่ 4.3



รูปที่ 4.3 กราฟแสดงการเปรียบเทียบระหว่างผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN กับทางทฤษฎีใน 3 มิติของเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์กลุ่มพลังงานเดียว

4.2. ทดสอบความไหว (Sensibility Test) เนื่องจากค่าคงที่ของการดูดกลืนในโปรแกรม NEUDAN

จากการทดสอบผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN ในหัวข้อที่ 4.1 นั้นเป็นการทดสอบการคำนวณที่เปรียบเทียบผลที่ได้กับค่าในทางทฤษฎี เมื่อได้ผลจากการเปรียบเทียบเพื่อหาความแม่นยำและความน่าเชื่อถือของโปรแกรมแล้ว ในหัวข้อนี้เป็นการทดสอบหากมีการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่บางค่าจะเกิดผลกระทบต่อความแม่นยำอย่างไร และเมื่อเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎีที่มีการเปลี่ยนแปลงค่าเช่นเดียวกัน

การทดสอบความไหว (sensitivity test) เพื่อต้องการทดสอบแนวโน้มของค่าที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN กับค่าในทางทฤษฎีโดยการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่บางค่าในปัญหาเดียวกัน ซึ่งได้ทดลองเลือกการเปลี่ยนค่าของค่าภาคตัดขวางการดูดกลืนเพิ่มขึ้นในระดับเปอร์เซ็นต์ต่างๆ โดยทดสอบโปรแกรม NEUDAN ที่ 29x29x29 เนื่องจากการทดสอบจากหัวข้อที่แล้วที่ตำแหน่งนี้เป็นตำแหน่งหนึ่งที่มีการรู้เข้าใกล้เคียงกับค่าทางทฤษฎี ผลที่ได้จากการคำนวณของ NEUDAN ที่ 29x29x29 คือ ได้ค่าใกล้เคียงกับค่าในทางทฤษฎีมากเมื่อเปลี่ยนแปลงค่าการดูดกลืนเพิ่มขึ้นในค่าต่างๆ ดังแสดงในตารางที่ 4.5 เป็นการแสดงการเปรียบเทียบการคำนวณค่าวิกฤติระหว่างโปรแกรม NEUDAN และกับทางทฤษฎี

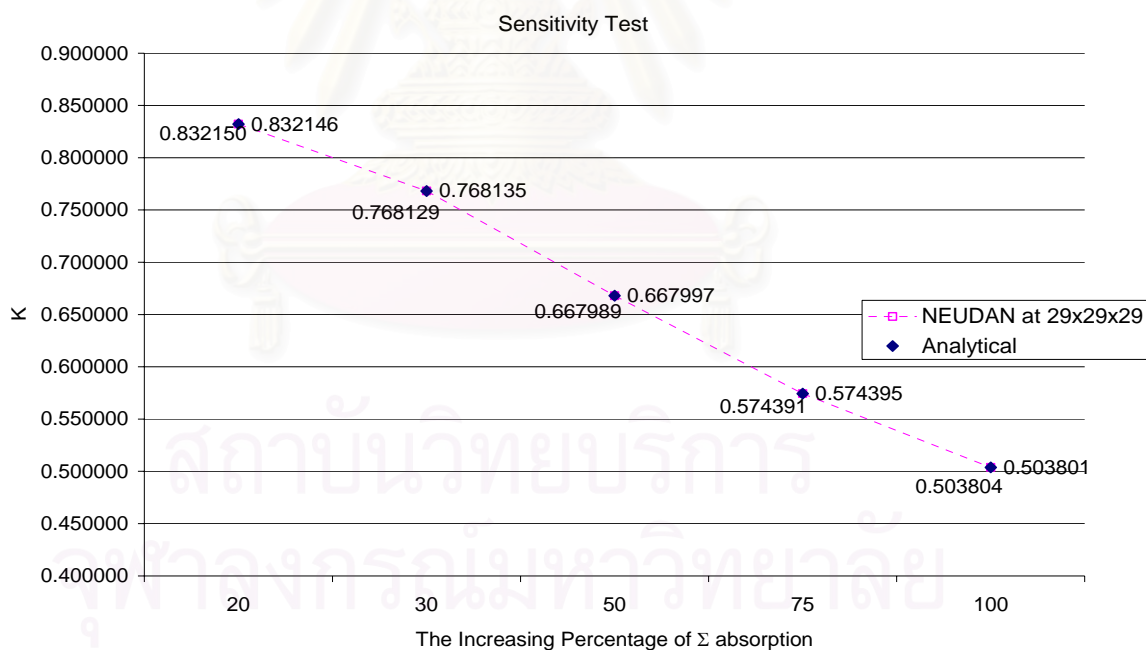
ในกรณีนี้เปลี่ยนเฉพาะค่าการดูดกลืน แต่ในทางทฤษฎีนั้นเนื่องจากทฤษฎีการแพร่ไม่เหมาะสมสำหรับการใช้คำนวณในตัวกลางที่มีอัตราการดูดกลืนนิวตรอนสูง แต่มีความเหมาะสมมากกว่ากับตัวกลาง

ที่มีอัตราการกระเจิงมากกว่าอัตราการดูดกลืนนิวตรอนมาก ๆ การทำการทดสอบความไหวควรจะทำการทดสอบความไหวของปัญหาที่สนใจด้วยเพื่อให้เกิดความแม่นยำมากขึ้นในการนำข้อมูลเข้า

ตารางที่ 4.5 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณ เมื่อเพิ่มค่าภาคตัดขวางการดูดกลืน

The increasing percentage of Σ absorption	Analytical k	NEUDAN at 29x29x29 k	Error %
20	0.832146	0.832150	0.0004807%
30	0.768135	0.768129	0.0008071%
50	0.667997	0.667989	0.0011527%
75	0.574395	0.574391	0.0006790%
100	0.503801	0.503804	0.0006352%

จากตารางที่ 4.5 สามารถแสดงดังในรูปที่ 4.4



รูปที่ 4.4 กราฟแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณ เมื่อเพิ่มค่าภาคตัดขวางการดูดกลืน

จากตารางที่ 4.5 และรูปที่ 4.4 แสดงผลคำนวณที่ได้จากการเปลี่ยนแปลงค่าการดูดกลืนในค่า% ที่เพิ่มขึ้นต่างๆ ที่ได้จากโปรแกรมและค่าที่ได้จากทางทฤษฎี จะเห็นว่าค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN มี

ความคาดเคลื่อนน้อยมาก เมื่อเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี โดยความแม่นยำของการคำนวณยังคงมีความแม่นยำเมื่อเทียบกับผลที่ได้จากการคำนวณในหัวข้อที่ 4.1 ซึ่งแสดงให้เห็นว่าที่ปัญหาเดียวกัน การเปลี่ยนแปลงค่าคงที่บางค่าแล้วคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN ยังคงได้ค่าที่เป็นจริงของปัญหาดังที่เปรียบเทียบกับค่าในทางทฤษฎีของปัญหานี้

4.3. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบ 2 กลุ่มพลังงานในสมการการแพร่แบบเอกพันธ์

จากการทดสอบโปรแกรม NEUDAN ในหัวข้อที่ 4.1 และ 4.2 ได้ทำการทดสอบที่กลุ่มพลังงานเดียวของสมการเอกพันธ์ในมิติ ต่างๆ ในหัวข้อนี้จะทำการทดสอบโปรแกรม NEUDAN ในแบบหลายกลุ่มพลังงานใน 3 มิติ ซึ่งรูปทรงและกลุ่มพลังงานของเครื่องปฏิกรณ์ที่ใช้ในการทดสอบนี้ จะทำการทดสอบใน 2 กลุ่มพลังงานของสมการเอกพันธ์ในรูปทรงกระบอก จากนั้นนำผลที่ได้เปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎีในแบบ 2 กลุ่มพลังงาน โดยข้อมูลที่อยู่ในตารางที่ 4.6 ซึ่งเป็นข้อมูลในการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงานที่ได้จากการยุบรวมกลุ่มพลังงาน (Group Collapsing) จาก 4 กลุ่มพลังงานซึ่งข้อมูลที่ได้จากรายการอ้างอิงที่ใช้คำนวณในรูปทรงกระบอก

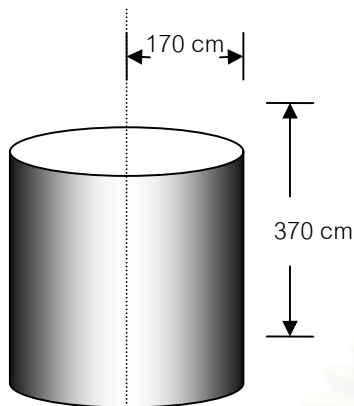
ตารางที่ 4.6 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 2 กลุ่มพลังงาน

Group	$D(cm)$	$\Sigma_R(cm^{-1})$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\nu\Sigma_f(cm^{-1})$	$\Sigma_f(cm^{-1})$	χ
1->2	1.2627	0.02619	0.01207	0.008476	0.003320	1
2->2	0.3543	0.1210	0.1210	0.18514	0.07537	0

ที่มา: หนังสือ Nuclear Reactor Analysis ของ J.J Duderstradt และ L.J.Hamilton หน้า 312

4.3.1. ผลการคำนวณในทางทฤษฎีของแกนปฏิกรณ์แบบทรงกระบอก

จากสมการที่ 4.9 ในหัวข้อที่ 4.1.1.3 จะทำการคำนวณค่าบัคคลิง เพื่อนำไปสู่การคำนวณหาค่าในทางทฤษฎีของค่าวิกฤติแบบกลุ่มพลังงานเดียวในรูปทรงกระบอก โดยทรงกระบอกที่ใช้มีรัศมีเป็น 170 เซนติเมตร และความสูงเป็น 370 เซนติเมตร ค่าบัคคลิงของปัญหานี้เป็น



จากสมการที่ 4.9 จะได้

$$B_g^2 = \left(\frac{2.405}{170}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{370}\right)^2 = 2.722328044 * 10^{-4} \quad (4.12)$$

และจากสมการที่ 4.12 นำค่าบังคับที่ได้หาค่าวิกฤติได้

จากสมการที่ 4.13 ในสมการที่ 4.13 การคำนวณค่าวิกฤติอยู่ภายใต้เงื่อนไขคือ การกระเจิงของกลุ่มพลังงานต่ำไม่กระเจิงไปสู่กลุ่มพลังงานสูง การเกิดการแตกตัวนั้นเกิดขึ้นเฉพาะในกลุ่มพลังงานสูง ($\chi_{fast} = 1$ และ $\chi_{thermal} = 0$)

$$k = \frac{\nu_1 \Sigma_{f1}}{\Sigma_{R1} + D_1 B^2} + \frac{\Sigma_{s12}}{(\Sigma_{R1} + D_1 B^2)} \frac{\nu_2 \Sigma_{f2}}{(\Sigma_{a2} + D_2 B^2)} \quad (4.13)$$

นำค่าคงที่จากตารางที่ 4.6 แทนลงในสมการที่ 4.13 ดังนั้นค่าวิกฤติที่ได้คือ

$$k = \frac{0.008476}{(0.02619 + 1.2627 \cdot (0.000272291)^2)} + \frac{0.18514}{(0.02619 - 0.01207) (0.02619 + 1.2627 \cdot (0.000272291)^2) (0.1210 + 0.3543 \cdot (0.000272291)^2)} \quad (4.14)$$

ดังนั้นค่าวิกฤติในทางทฤษฎีจะได้

$$k = 1.148554972 \quad (4.15)$$

ค่าที่ได้จากสมการที่ 4.15 มีค่าสูงกว่า 1 นั้น ในทางทฤษฎีแล้วเครื่องปฏิกรณ์นี้จะปฏิบัติการที่สภาวะเหนือวิกฤติ เนื่องจากข้อมูลที่น่ามาจากรายการอ้างอิงนั้นเป็นข้อมูลที่เก็บได้จริงจากการทดลอง ซึ่งในเครื่องปฏิกรณ์ยังมีอุปกรณ์อื่นๆ เช่น แท่งควบคุม (Control rods) ที่ทำให้เครื่องปฏิกรณ์ที่ได้จะปฏิบัติการที่สภาวะวิกฤติ

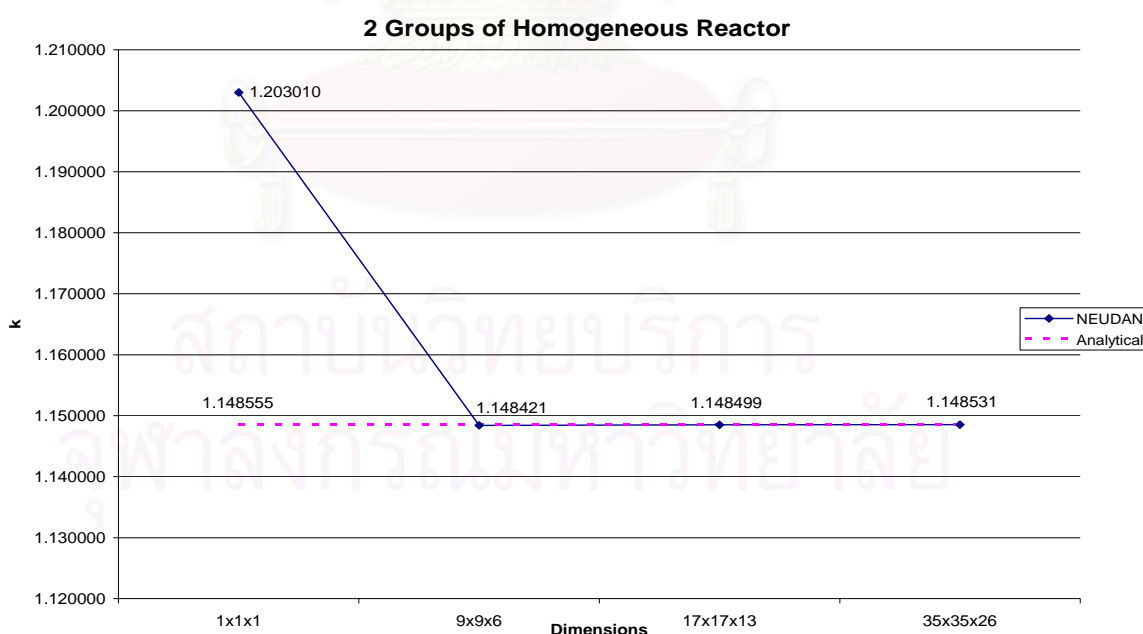
4.3.2. ผลการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ของแกนปฏิกรณ์แบบทรงกระบอก

การคำนวณค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์แบบหลายกลุ่มพลังงานในสมการการแพร่เอกพันธ์ โดยโปรแกรม NEUDAN ได้แสดงดังตารางที่ 4.7 และรูปที่ 4.5 โดยการคำนวณด้วยโปรแกรมอยู่ภายใต้เงื่อนไขเช่นเดียวกับการคำนวณในทางทฤษฎี

ตารางที่ 4.7 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก

3 Dimensions of 2 Groups homogeneous Reactor		
Dimensions (x, y, z)	k	Error
Analytical	1.148555	
1x1x1	1.203010	4.741163%
9x9x6	1.148421	0.011664%
17x17x13	1.148499	0.004865%
35x35x26	1.148531	0.002087%

จากตารางที่ 4.7 สามารถแสดงการเปรียบเทียบได้ดังแสดงในรูปที่ 4.5



รูปที่ 4.5 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ ทรงกระบอกโดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี

หลังจากที่ได้ทดสอบโดยใช้ สมการเอกพันธ์แบบ 1 กลุ่มจากนั้นจะทำการทดลองโดยใช้ 2 กลุ่มพลังงานในแบบทรงกระบอก ในการคำนวณสมการการแพร่ใน 2 กลุ่มพลังงานใช้เงื่อนไขของการถ่ายเทพลังงานเป็นแบบ directly couple และการเกิดการกระเจิงพลังงานสูงไปสู่พลังงานต่ำโดยพลังงานต่ำไม่สามารถเกิดการกระเจิงไปสู่พลังงานสูงแต่จะเกิดการกระเจิงภายในเท่านั้น

ตารางที่ 4.7 และรูปที่ 4.5 เป็นการแสดงการเปรียบเทียบระหว่างข้อมูลที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎี และค่าที่ได้จากการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN ซึ่งผลความคลาดเคลื่อนที่ได้มีค่าลดลงหากจำนวนจุดต่อมีความละเอียดมากขึ้น ความแม่นยำของค่าที่ได้จากโปรแกรมมีความใกล้เคียงกับค่าที่ได้จากทางทฤษฎี โดยความแม่นยำถึงทศนิยมตำแหน่งที่ 5

4.4. ทดสอบแบบจำลองการคำนวณค่าวิกฤติแบบ 4 กลุ่มพลังงานในสมการการแพร่แบบเอกพันธ์

การทดสอบโปรแกรม NEUDAN ด้วยสมการการแพร่แบบหลายกลุ่มพลังงาน นอกจากจะทำการทดสอบที่ 2 กลุ่มพลังงานเพื่อเปรียบในทางทฤษฎี ยังได้ทำการทดสอบโปรแกรมโดยการคำนวณใน 4 กลุ่มพลังงานซึ่งใช้ข้อมูลดังตารางที่ 4.8 เพื่อเป็นการตรวจสอบผลที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN

ข้อมูลในตารางที่ 4.8 เป็นข้อมูลที่ได้จากรายการอ้างอิงโดยค่าคงที่ต่างๆ ได้มาจากการปฏิบัติการซึ่งในตารางที่ 4.8 ถูกใช้วิธีการยุบรวมกลุ่มพลังงานไปเป็น 2 กลุ่มพลังงานดังที่แสดงในตารางที่ 4.6

ตารางที่ 4.8 แสดงข้อมูลการคำนวณแบบเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 4 กลุ่มพลังงาน

Group	$D(cm)$	$\Sigma_R(cm^{-1})$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\nu\Sigma_f(cm^{-1})$	$\Sigma_f(cm^{-1})$	χ
1->2	2.1623	0.088	0.0049	0.0096	0.0034	0.4
2->3	1.0867	0.0612	0.0028	0.0012	0.0005	0.3
3->4	0.6318	0.0951	0.0305	0.0177	0.007	0.3
4->4	0.3543	0.121	0.121	0.1851	0.0753	0

ที่มา: หนังสือ Nuclear Reactor Analysis ของ J.J Duderstradt และ L.J.Hamilton หน้า 312

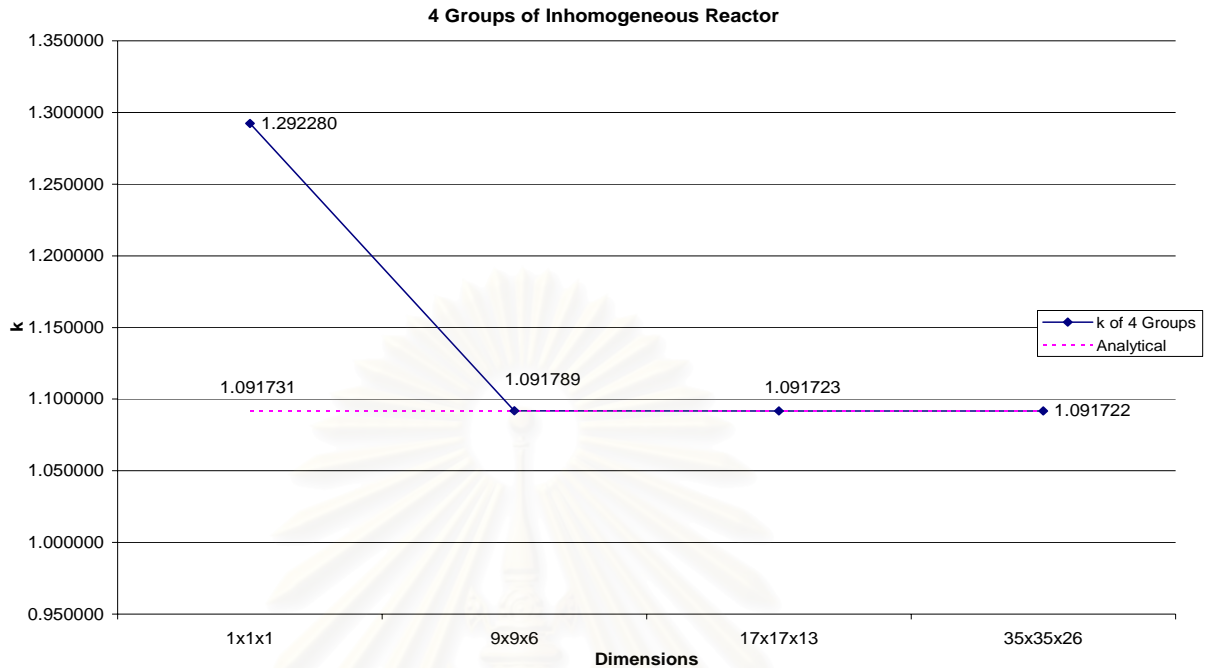
4.4.1. ผลการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ของแกนปฏิกรณ์แบบทรงกระบอก

จากการคำนวณในแบบ 2 กลุ่มพลังงาน ซึ่งเป็นการใช้ค่าคงที่ที่มาจากกรณรวมกลุ่มพลังงานของ 4 กลุ่มพลังงาน ดังนั้นเมื่อนำค่าคงที่ดังกล่าวมาคำนวณในแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์ด้วยโปรแกรม NEUDAN นั้น ค่าที่ได้ควรจะใกล้เคียงกับการคำนวณในแบบ 2 กลุ่มพลังงานทั้งในค่าทางทฤษฎี และด้วยโปรแกรม โดยผลการคำนวณในตารางที่ 4.9 ซึ่งแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎีเปรียบเทียบกับค่าวิกฤติที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN ผลที่ได้จากการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN นั้นแสดงในตารางที่ 4.10 ซึ่งเป็นการแสดงผลการคำนวณที่ได้จากการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงาน เทียบกับการคำนวณแบบ 2 กลุ่มพลังงาน

ตารางที่ 4.9 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก

3 Dimensions of Inhomogeneous Reactor		
Dimensions (x,y,z)	k of 4 Groups	Error
Analytical	1.091731	
1x1x1	1.292280	18.37%
9x9x6	1.091789	0.01%
17x17x13	1.091723	0.00%
35x35x26	1.091722	0.00%

จากผลการคำนวณที่ได้แสดงในตารางที่ 4.9 การคำนวณใน 4 กลุ่มพลังงานในทางทฤษฎีเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN จะเห็นว่ามีความแม่นยำสำหรับปัญหานี้มาก โดยเกิดการลู่เข้าค่อนข้างเร็ว และมีความคาดเคลื่อนเล็กน้อย ผลที่ได้มีความแม่นยำที่ทศนิยมตำแหน่งที่ 4 จากผลที่ได้ และจากตารางที่ 4.9 สามารถแสดงความสัมพันธ์ได้ดังรูปที่ 4.6



รูปที่ 4.6 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์
ทรงกระบอกโดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี

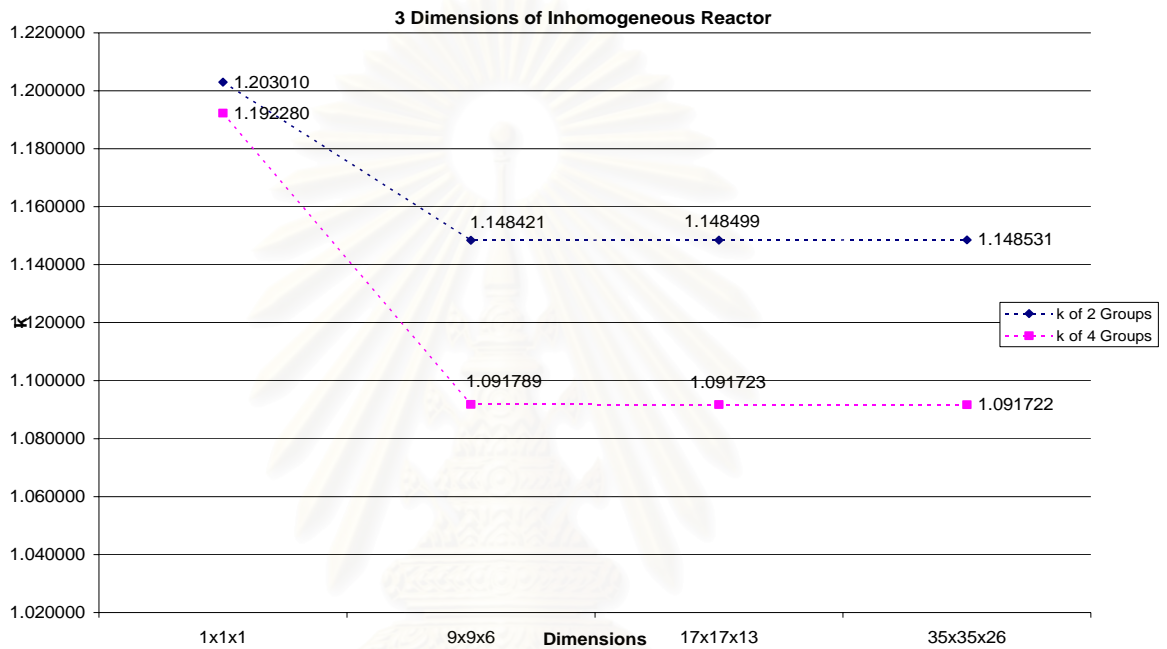
หากนำไปเปรียบเทียบกับผลที่ได้จากแบบ 2 กลุ่มพลังงานซึ่งได้จากการยุบรวมกลุ่มของ 4 กลุ่มพลังงาน ดังแสดงในตารางที่ 4.10

ตารางที่ 4.10 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 และ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์
เอกพันธ์แบบ 3 มิติทรงกระบอก

3 Dimensions of Inhomogeneous Reactor		
Dimensions (x,y,z)	k of 2 Groups	k of 4 Groups
Analytical	1.148555	1.091731
1x1x1	1.203010	1.192280
9x9x6	1.148421	1.091789
17x17x13	1.148499	1.091723
35x35x26	1.148531	1.091722

จากตารางที่ 4.7 จะได้ค่าวิกฤติที่คำนวณในแบบ 2 กลุ่มพลังงาน โดยค่าวิกฤติที่คำนวณได้
ในทางทฤษฎีนั้นได้ 1.148555 และค่าที่ได้จากโปรแกรมมีค่าโดยประมาณเป็น 1.148... แต่ผลที่ได้จาก

การคำนวณในแบบ 4 กลุ่มพลังงานโดยโปรแกรม NEUDAN และในทางทฤษฎีนั้นค่าเท่ากับ 1.091731 ซึ่งจะเห็นมีความคาดเคลื่อนน้อย และจากการประมาณใน 2 และ 4 กลุ่มพลังงาน ที่ขนาดจุดต่อที่ต่างกัน นั้นเกิดการลู่เข้าของค่าวิกฤติที่คำนวณได้ ดังนั้นการทดสอบด้วยโปรแกรม NEUDAN ที่ 4 กลุ่มพลังงาน ของเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ น่าจะคาดเดาค่าวิกฤติได้แม่นยำ ซึ่งจากตารางที่ 4.10 สามารถแสดงได้ดังรูปที่ 4.7



รูปที่ 4.7 กราฟแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 2 และ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติทรงกระบอกด้วยโปรแกรม NEUDAN

จากรูปที่ 4.7 จะเห็นว่าค่าที่ได้จากการประมาณในเครื่องปฏิกรณ์แบบ 4 กลุ่มพลังงานมีค่าต่ำกว่าจากการคำนวณที่ 2 กลุ่มพลังงาน แต่ที่ทั้ง 2 กรณีเกิดการลู่เข้าของค่าวิกฤติที่ความละเอียดของจุดต่อต่าง หากความละเอียดของจุดต่อมากขึ้นผลที่ได้จะมีความแม่นยำมากขึ้นเมื่อเทียบกับค่าทางทฤษฎี

จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

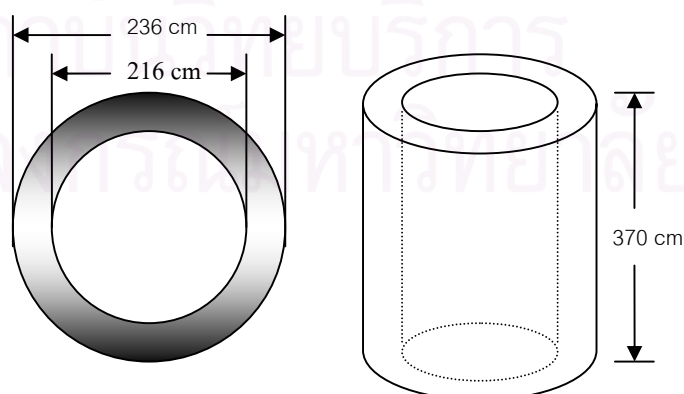
4.5. ทดลองออกแบบและผลการคำนวณด้วยสมการการแพร่โดยโปรแกรม NEUDAN

จากหัวข้อที่ 4.1-4.4 ได้ทำการทดสอบโปรแกรม NEUDAN เพื่อทดสอบความแม่นยำของโปรแกรมที่พัฒนาขึ้นโดยผลการคำนวณที่ได้เมื่อเทียบกับค่าทางทฤษฎีแล้วมีความแม่นยำที่จุดต่อความละเอียดสูงและเป็นการคาดเดาค่าความเป็นไปได้ของค่าที่คำนวณโดยโปรแกรมเมื่อไม่สามารถที่จะหาผลเฉลยทั่วไปของปัญหาได้ ดังนั้นจากการทดสอบในกรณีต่างๆข้างต้นจึงเป็นการยืนยันว่าผลที่ได้จากการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN มีความแม่นยำ และน่าจะเป็นไปได้หากต้องการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ในขั้นต้น และเป็นการศึกษาแนวโน้มของเครื่องปฏิกรณ์ที่ออกแบบขึ้น

ในการทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์โดยโปรแกรมที่พัฒนาขึ้นนี้ นอกเหนือจากกรณีที่สามารถหาผลเฉลยได้ในขั้นพื้นฐานและมีข้อมูลค่าคงที่จากรายการอ้างอิงในหัวข้อข้างต้น ในหัวข้อนี้จะนำค่าคงที่ที่ได้มาคำนวณลักษณะของฟลักซ์นิวตรอน และค่าวิกฤติ ในกรณีที่ออกแบบและกำหนดขึ้นใหม่และเปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎี ดังนั้นการทดลองออกแบบนี้จึงพยายามออกแบบในกรณีที่สามารถหาผลเฉลยทางทฤษฎีได้ด้วยเพื่อเป็นการยืนยันความถูกต้อง ดังอธิบายต่อไป

4.5.1. แกนปฏิกรณ์แบบ 1 กลุ่มพลังงานพร้อมตัวสะท้อนกลับ (Reflector)

การทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์แบบ 1 กลุ่มพลังงานที่มีตัวสะท้อนกลับ ดังรูปที่ 4.8 แสดงรูปร่างลักษณะของเครื่องปฏิกรณ์ที่ทดลองออกแบบ โดยรูปทรงกระบอกที่กำหนดใช้ลักษณะปัญหาของหัวข้อที่ 4.1 แต่มีการกำหนดให้มีตัวสะท้อนกลับของนิวตรอนเพิ่มขึ้นเป็นแกรไฟต์หนาเพิ่มขึ้นจากขอบออกไปอีก 10 เซนติเมตร จากนั้นทำการคำนวณค่าวิกฤติโดยใช้ค่าคงที่ต่างๆจากตารางที่ 4.1 และ ค่าคงที่ของตัวสะท้อนกลับจากตารางที่ 4.11



รูปที่ 4.8 รูปทรงกระบอกของเครื่องปฏิกรณ์ที่มีตัวสะท้อนกลับ

ตารางที่ 4.11 แสดงข้อมูลค่าภาคตัดขวางของตัวสะท้อนกลับแกรไฟต์

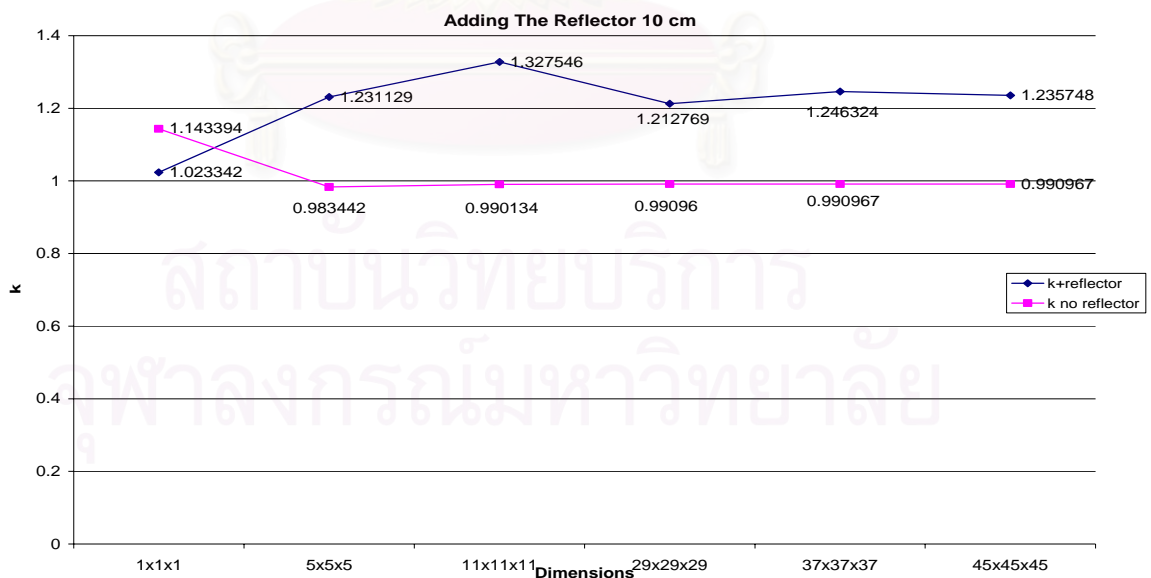
$D(cm)$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\Sigma_s(cm^{-1})$
1.13	0.0002728	0.3811

นำข้อมูลจากตารางที่ 4.1 และ 4.11 คำนวณโดยใช้โปรแกรม ผลที่ได้ดังตารางที่ 4.12

ตารางที่ 4.12 แสดงการเปรียบเทียบค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ในขณะที่มีตัวสะท้อนกลับและไม่มีตัวสะท้อนกลับใน 3 มิติ

Adding Reflector 10 cm		
Dimensions	k + reflector	k no reflector
1x1x1	1.023342	1.143394
5x5x5	1.231129	0.983442
11x11x11	1.327546	0.990134
29x29x29	1.212769	0.99096
37x37x37	1.246324	0.990967
45x45x45	1.235748	0.990967

จากตารางค่าวิกฤติที่ได้แสดงได้ดังรูปที่ 4.9

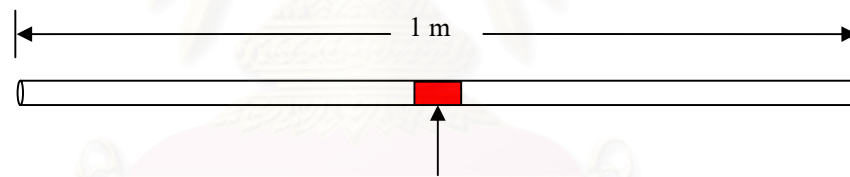


รูปที่ 4.9 แสดงการเปรียบเทียบค่าวิกฤติของเครื่องปฏิกรณ์ในขณะที่มีตัวสะท้อนกลับและไม่มีตัวสะท้อนกลับใน 3 มิติ

จากตารางที่ 4.12 และรูปที่ 4.9 จะเห็นว่าค่าวิกฤติคำนวณได้โดยโปรแกรม NEUDAN จากตารางที่ 4.11 ค่าคงที่ที่สำคัญคือ Σ_r ซึ่งมีค่าสูงการกระเจิงจึงเกิดได้ดี ผลที่ได้จากการผ่านโปรแกรม NEUTRAN แล้วแสดงดังกราฟที่ 4.9 นั้นจะได้ค่าวิกฤติที่สูง ซึ่งเกิดจากการสะท้อนกลับเข้าเครื่องปฏิกรณ์มาก จากกราฟ 4.9 ในการแบ่งที่จำนวนช่อง $1 \times 1 \times 1$ เราจะเห็นว่าค่าที่ได้จากจะแตกต่างจากค่าหลังจากช่วง $5 \times 5 \times 5$ และหลังจาก $5 \times 5 \times 5$ แล้วเราได้ค่าที่ค่อนข้างลู่เข้าหากัน ประมาณ 1.2-1.3 แต่เนื่องจากการคำนวณค่าที่วิเคราะห์จากทางทฤษฎีนั้นทำได้ยุ่งยาก แต่ด้วยเหตุของการทำการทดสอบโปรแกรม NEUTRAN ในข้างต้น และลักษณะกราฟที่แกว่งในช่วงแคบแล้วน่าจะจะเป็นเหตุที่ให้เชื่อได้ว่ามีการลู่เข้าของปัญหาได้

4.5.2. แกนปฏิกรณ์แบบ 1 มิติ 1 กลุ่มพลังงานพร้อมมีต้นกำเนิดรังสีจากภายนอก

เนื่องจากวิทยานิพนธ์ฉบับนี้สนใจการออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ที่ปฏิบัติการที่สภาวะได้วิกฤติ ซึ่งจำเป็นที่จะต้องมีการทดสอบการคำนวณหากมีต้นกำเนิดรังสีจากภายนอก ดังนั้นเพื่อที่สามารถตรวจสอบความถูกต้องได้ จึงได้การทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์โดยโปรแกรม NEUDAN แบบ 1 มิติ 1 กลุ่มพลังงานพร้อมมีต้นกำเนิดจากรังสีภายนอก ณ ตำแหน่งตรงกลางของแกนปฏิกรณ์ดังรูปที่ 4.10



ตำแหน่งที่มีต้นกำเนิดรังสีภายนอก

รูปที่ 4.10 ลักษณะของแกนปฏิกรณ์ใน 1 มิติแบบมีต้นกำเนิดรังสีจากภายนอกอยู่ตรงกลาง

การหาผลเฉลยค่าฟลักซ์นิวตรอนในทางทฤษฎีของปัญหานี้ จากทฤษฎีการวิเคราะห์เครื่องปฏิกรณ์ผลเฉลยในกรณีที่มีต้นกำเนิดรังสี (ซึ่งสามารถสืบค้นจากหนังสือที่เกี่ยวข้องกับการคำนวณเครื่องปฏิกรณ์) จะมีลักษณะเป็นการคำนวณแบบต้นกำเนิดรังสีเป็นแผ่นอนันต์ และผลเฉลยค่า ฟลักซ์นิวตรอนอยู่ในรูป

$$\phi = \frac{S_0 L}{2D} e^{\left(\frac{-x}{L}\right)} \quad ; X > 0 \quad (4.16)$$

จะกำหนดข้อมูลค่าคงที่ของการคำนวณดังตารางที่ 4.13

ตารางที่ 4.13 ค่าคงที่ของต้นกำเนิดรังสีภายนอก

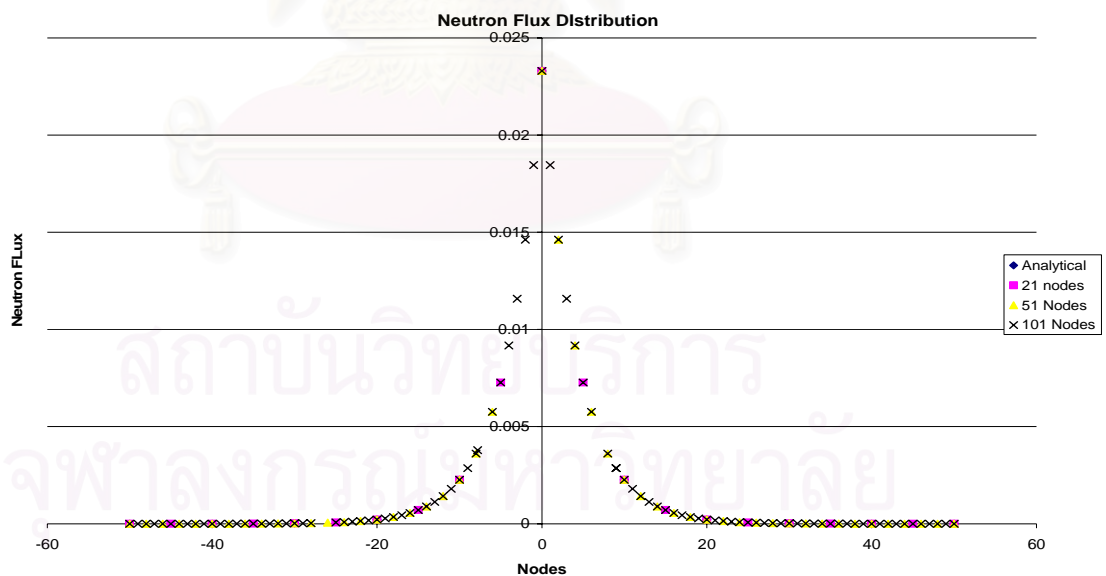
$D(cm)$	$\Sigma_{tr}(cm^{-1})$	$\Sigma_a(cm^{-1})$	$\nu\Sigma_f(cm^{-1})$	S_0
9.21	$3.62 * 10^{-2}$	0.5	0.1570	0.1

นำค่าคงที่จากตารางที่ 4.13 ไปแทนค่าในสมการที่ 4.16 แล้วผลการคำนวณที่ได้ดังแสดงในตารางที่ 4.14

ตารางที่ 4.14 แสดงผลการคำนวณค่าฟลักซ์นิวตรอนทางทฤษฎีของต้นกำเนิดรังสีแบบแผ่นอนันต์

X	0	10	20	30	40	50
ϕ	0.0233	0.002267	0.000221	2.15E-05	2.09E-06	2.03E-07

จากตารางที่ 4.14 เป็นค่าที่ได้จากการคำนวณโดยแสดงผลการคำนวณทางด้านขวาของรูปทรง ที่ตำแหน่ง 0 คือตำแหน่งที่มีต้นกำเนิดรังสีอยู่ ซึ่งผลการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN เปรียบเทียบกับค่าทางทฤษฎีแสดงได้ดังรูปที่ 4.11

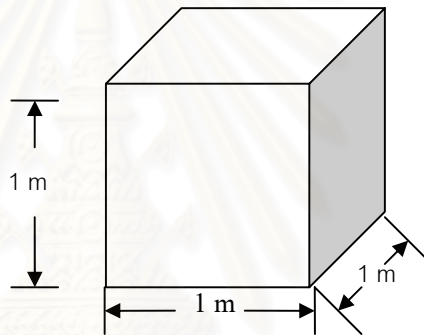


รูปที่ 4.11 กราฟแสดงการเปรียบเทียบผลการคำนวณค่าฟลักซ์นิวตรอนของแกนปฏิกรณ์ที่มีต้นกำเนิดรังสีภายนอก

จากรูปที่ 4.11 แสดงผลการคำนวณที่ได้จากการเปรียบเทียบด้วยโปรแกรมกับค่าทางทฤษฎีที่ตำแหน่งต่างๆกัน แต่เนื่องจากค่าที่ได้จากการคำนวณโดยโปรแกรมนั้นมีความคาดเคลื่อนน้อยและเนื่องจากความต่างกันในระดับทศนิยมตำแหน่งที่ 10 จึงทำให้จากกราฟไม่เห็นความคาดเคลื่อน แต่โปรแกรมไฟลของการกระจายค่าฟลักซ์นิวตรอนจากโปรแกรมเมื่อเทียบกับทางทฤษฎีนั้น มีลักษณะคล้ายกัน

4.5.3. แกนปฏิกรณ์แบบ 3 มิติ หลายกลุ่มพลังงานในรูปทรงลูกบาศก์

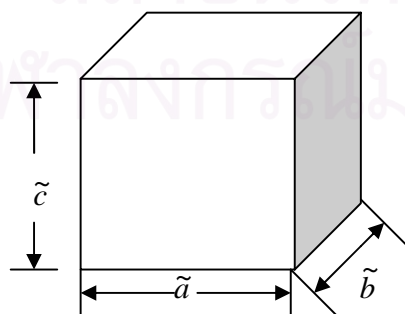
จากการคำนวณหาค่าวิกฤติในหลายกลุ่มพลังงานในหัวข้อที่ 4.4 และ 4.4.1 ได้คำนวณค่าวิกฤติในรูปทรงกระบอกในแบบ 2 และ 4 กลุ่มพลังงาน ในการทดลองออกแบบนี้ได้เปลี่ยนรูปทรงจากทรงกระบอกเป็นทรงลูกบาศก์โดยที่ใช้ค่าคงที่จากตารางที่ 4.6 และ 4.8 โดยรูปทรงลูกบาศก์ที่ออกแบบ ดังแสดงในรูปที่ 4.12



รูปที่ 4.12 รูปทรงลูกบาศก์ที่ใช้ในการคำนวณแบบหลายกลุ่มพลังงานใน 3 มิติ

4.5.3.1. ผลการคำนวณในทางทฤษฎีของแกนปฏิกรณ์แบบ 2 กลุ่มพลังงานในรูปทรงลูกบาศก์

จากรูปที่ 4.12 และตารางที่ 4.6 ในการคำนวณค่าในทางทฤษฎีของรูปทรงลูกบาศก์จะคำนวณค่าบัคคลิงของทรงลูกบาศก์นี้โดยที่



$$B_g^2 = \left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\tilde{b}}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{\tilde{c}}\right)^2 \quad (4.17)$$

โดย \tilde{a} เป็นความกว้างของเครื่องปฏิกรณ์
 \tilde{b} เป็นความยาวของเครื่องปฏิกรณ์
 \tilde{c} เป็นความสูงของเครื่องปฏิกรณ์

ดังนั้นจากสมการที่ 4.16 และรูปที่ 4.12 จะได้ค่าบัคคิง

$$B_s^2 = \left(\frac{\pi}{100}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{100}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{100}\right)^2 = 2.96088132 * 10^{-3} \quad (4.18)$$

จากสมการที่ 4.18 นำค่าบัคคิงที่ได้และค่าคงที่จากตารางที่ 4.6 แทนลงในสมการที่ 4.13 ดังนั้นค่าวิกฤติที่ได้คือ

$$k = \frac{0.008476}{\left(\frac{0.02619 + 1.2627 \cdot (0.00296088132)^2}{(0.02619 - 0.01207)}\right)^2 + \frac{0.18514}{\left(\frac{0.1210 + 0.3543 \cdot (0.00296088132)^2}{(0.02619 + 1.2627 \cdot (0.00296088132)^2)}\right)^2} \quad (4.19)$$

จากสมการที่ 4.14 จะได้ค่าวิกฤติในทางทฤษฎี

$$k = 1.148052828 \quad (4.20)$$

จากผลการคำนวณที่ได้ในสมการที่ 4.20 เป็นค่าที่ได้ทางทฤษฎีของเครื่องปฏิกรณ์ที่ทดลองออกแบบ

4.5.3.2. ผลการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ของแกนปฏิกรณ์แบบ 2 กลุ่มพลังงานในทรงลูกบาศก์

ทำการคำนวณค่าวิกฤติโดยใช้โปรแกรม NEUDAN แล้วเปรียบเทียบผลการคำนวณกับผลที่ได้จากทฤษฎี ซึ่งข้อมูลนำเข้าที่ใช้นำมาจากตารางที่ 4.6 โดยใช้เงื่อนไขเช่นเดียวกับการคำนวณในแบบทรงกระบอก ผลการคำนวณที่ได้ดังแสดงในตารางที่ 4.15 และรูปที่ 4.13

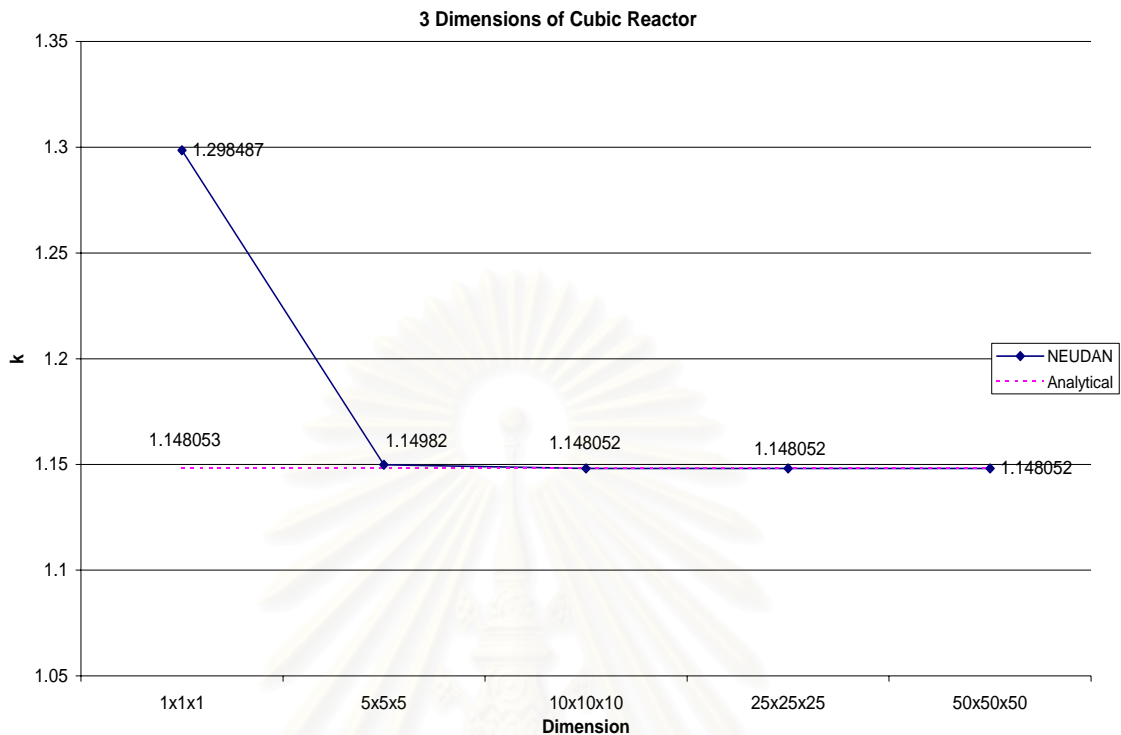
สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ตารางที่ 4.15 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในรูปทรงลูกบาศก์ของ 2 กลุ่มพลังงานแบบ 3 มิติ

3 Dimension in Cubic Reactor		
Dimension	k	Error
Analytical	1.148053	
1x1x1	1.298487	13.103419%
5x5x5	1.14982	0.153928%
10x10x10	1.148052	0.000072%
25x25x25	1.148052	0.000072%
50x50x50	1.148052	0.000072%

จากตารางที่ 4.15 ผลการคำนวณค่าวิกฤติที่ได้มีความแม่นยำมากกว่าผลการคำนวณในแบบทรงกระบอก เนื่องจากในโปรแกรม NEUDAN ใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสืบเนื่อง ในการประมาณด้วยระเบียบวิธีนี้เป็นการประมาณแบบเชิงลูกบาศก์หากพิจารณาในแบบ 3 มิติ ดังนั้นในการประมาณจึงทำให้ได้จุดต่อที่อยู่รูปทรงลูกบาศก์มีความใกล้เคียงกับปัญหาจริง ซึ่งที่จุดต่อละเอียดมากขึ้น ค่าวิกฤติที่ได้มีความคาดเคลื่อนน้อยกว่าที่จำนวนจุดต่อน้อย ความแม่นยำของผลการคำนวณโดยโปรแกรมอยู่ที่ทศนิยมตำแหน่งที่ 5 แต่มีการลู่ออกเร็วกว่าในการคำนวณแบบทรงกระบอก หากพิจารณาจากตารางที่ขนาด 10x10x10 ก็มีการลู่ออกค่าทางทฤษฎีแล้ว และจากตารางที่ 4.15 สามารถแสดงได้ในกราฟดังรูปที่ 4.13

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย



รูปที่ 4.13 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในรูปทรงลูกบาศก์ของ 2 กลุ่มพลังงานแบบ 3 มิติ

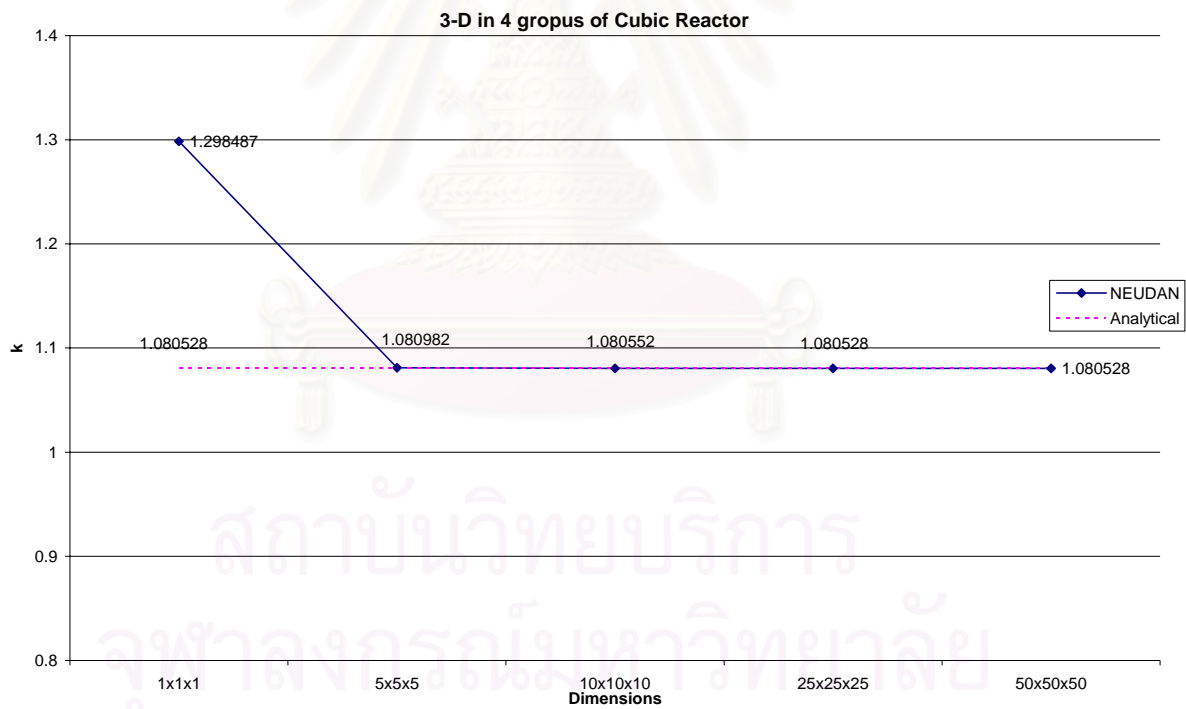
4.5.3.3. ผลการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN ของแกนปฏิกรณ์แบบ 4 กลุ่มพลังงานในทรงลูกบาศก์

จากการคำนวณในรูปทรงกระบอกแบบ 4 กลุ่มพลังงานในหัวข้อที่ 4.4.1 ในการทดลองออกแบบนี้ได้เปลี่ยนรูปทรงเป็นรูปทรงลูกบาศก์แล้วคำนวณค่าวิกฤติโดยทำในลักษณะเช่นเดียวกับการคำนวณในทรงกระบอก ซึ่งใช้ค่าคงที่จากตารางที่ 4.8 และรูปที่ 12 ผลการคำนวณที่ได้ดังแสดงในตารางที่ 4.16 ในวิธีการทดสอบนี้จึงละวิธีในทางทฤษฎีไว้ เนื่องจากการแสดงวิธีการคำนวณในทางทฤษฎีในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ยากแก่การนำเสนอ แต่หากผู้สนใจที่จะหาผลเฉลยในทางทฤษฎี สามารถศึกษาได้จากรายการอ้างอิงต่างๆ หรือหนังสือที่เกี่ยวกับการวิเคราะห์คำนวณเครื่องปฏิกรณ์นิวเคลียร์ โดยผลการคำนวณในตารางที่ 4.16 ซึ่งแสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎีเปรียบเทียบกับค่าวิกฤติที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN

ตารางที่ 4.16 แสดงค่าวิกฤติที่ได้จากการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์แบบ 3 มิติแบบทรงกระบอก

3 Dimension in 4 groups Cubic Reactor		
Dimension	K	Error
Analytical	1.080528	
1x1x1	1.298487	20.171496%
5x5x5	1.080982	0.041991%
10x10x10	1.080552	0.002195%
25x25x25	1.080528	0.000026%
50x50x50	1.080528	0.000026%

นำค่าจากตารางแสดงได้ในรูปที่ 4.14



รูปที่ 4.14 กราฟแสดงการคำนวณแบบ 4 กลุ่มพลังงานในเครื่องปฏิกรณ์เอกพันธ์ทรงกระบอกโดย NEUDAN เทียบกับทฤษฎี

จากตารางที่ 4.16 และรูปที่ 4.14 ผลที่ได้จากการคำนวณหลังจากที่ได้ทดสอบโดยใช้สมการเอกพันธ์แบบ 1 กลุ่มจากนั้นจะทำการทดลองโดยใช้ 4 กลุ่มพลังงานในแบบทรงลูกบาศก์ ในการคำนวณสมการการการแพร่ใน 4 กลุ่มพลังงานใช้เงื่อนไขของการถ่ายเทพลังงานเป็นแบบ directly couple และการเกิดการกระเจิงพลังงานสูงไปสู่พลังงานต่ำโดยพลังงานต่ำไม่สามารถเกิดการกระเจิงไปสู่พลังงานสูงแต่จะเกิดการกระเจิงภายในเท่านั้น

ตารางที่ 4.16 และรูปที่ 4.14 เป็นการแสดงการเปรียบเทียบระหว่างข้อมูลที่ได้จากการคำนวณในทางทฤษฎี และค่าที่ได้จากการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN ซึ่งผลความคาดเคลื่อนที่ได้มีค่าลดลงหากจำนวนจุดต่อมีความละเอียดมากขึ้น เนื่องจากในโปรแกรม NEUDAN ใช้ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขแบบผลต่างสี่เหลี่ยม ในการประมาณด้วยระเบียบวิธีนี้เป็นการประมาณแบบเชิงลูกบาศก์หากพิจารณาในแบบ 3 มิติ ดังนั้นในการประมาณจึงทำให้ได้จุดต่อที่อยู่รูปทรงลูกบาศก์มีความใกล้เคียงกับปัญหาจริง ซึ่งที่จุดต่อละเอียดมากขึ้นค่าวิกฤติที่ได้มีความคาดเคลื่อนน้อยกว่าที่จำนวนจุดต่อน้อย ความแม่นยำของผลการคำนวณโดยโปรแกรมอยู่ที่ทศนิยมตำแหน่งที่ 5 แต่มีการรู้เข้าเร็วกว่าในการคำนวณแบบทรงกระบอก

สรุปผลการวิจัยและข้อเสนอแนะ

5.1 สรุปและวิจารณ์ผลดำเนินการวิจัย

ในวิทยานิพนธ์นี้ได้ทำการพัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์ด้วยภาษา FORTRAN ที่ใช้งานบนเครื่องคอมพิวเตอร์ส่วนบุคคลที่ใช้ระบบปฏิบัติการ Linux โดยโปรแกรมที่พัฒนาขึ้นได้ให้ชื่อว่า NEUDAN (NEUtron Diffusion ANalysis) ในการคำนวณโดยโปรแกรมจะทำการเปรียบเทียบกับผลที่ได้ในทางทฤษฎีการแพร่ของหลายกลุ่มพลังงาน การพัฒนาโปรแกรมนี้นระบบปฏิบัติการ Linux เพื่อง่ายต่อการจัดการปัญหาในการใช้หน่วยความจำในระบบ เนื่องจากในกรณีที่ระบบที่คำนวณนั้นมีขนาดใหญ่ทำให้ต้องใช้หน่วยความจำของระบบปฏิบัติการบนเครื่องคอมพิวเตอร์มาก ระบบปฏิบัติการ Linux จะจัดการการใช้หน่วยความจำใน RAM (Random Access Memory) ก่อนแล้วหากหน่วยความจำไม่พอจึงจะทำการใช้หน่วยความจำในฮาร์ดดิสก์ (Hard disk) ซึ่งต่างจากระบบปฏิบัติการวินโดวส์ที่ใช้หน่วยความจำใน RAM เพียงเล็กน้อยที่เหลือจะใช้ในหน่วยความจำในฮาร์ดดิสก์ ซึ่งทำให้การคำนวณโดยโปรแกรมได้ผลช้าและอาจจะเกิดปัญหาในขณะการคำนวณได้ ดังนั้นวิจัยนี้จึงหลีกเลี่ยงปัญหาดังกล่าวโดยการพัฒนาโปรแกรม NEUDAN บนระบบปฏิบัติการ Linux เพื่อนำมาพัฒนาโปรแกรมในการคำนวณโดยอาศัยพื้นฐานของสมการการแพร่กระจาย และค่าคงที่ต่างๆ จากแหล่งอื่นๆ โปรแกรม NEUDAN นี้ได้ออกแบบให้เป็นโปรแกรมโครงสร้างส่วนประกอบที่สามารถนำโปรแกรมย่อยที่อาจจะมีการพัฒนาในอนาคตมาเพิ่มเป็นส่วนคำนวณที่ต้องการได้โดยไม่ต้องจำเป็นต้องเขียนใหม่ทั้งหมด ในการใช้โปรแกรม NEUDAN นี้การนำข้อมูลเข้าจะเป็นสิ่งที่ควรระมัดระวังอย่างยิ่ง ควรเลือกใช้ค่าคงที่ให้เหมาะสม และการเขียนไฟล์นำเข้านั้นต้องระวังในเรื่องของการเขียนให้ตรงตามแบบฟอร์มที่กำหนดไว้ในบทที่ 3 และเนื่องจากในวิจัยนี้ มีจุดประสงค์ต้องการที่จะพัฒนาโปรแกรมเพื่อใช้คำนวณค่าวิกฤต ดังนั้นในส่วนการตรวจสอบควรจะมีโปรแกรมย่อยเพื่อตรวจสอบรูปแบบของไฟล์นำเข้า

ผลการคำนวณจากแบบจำลองในบทที่ 4 แสดงให้เห็นว่า ค่าวิกฤตที่คำนวณจากสมการการแพร่ทางทฤษฎีกับค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN ซึ่งเป็นโปรแกรมที่ใช้การประยุกต์ของระเบียบวิธีเชิงตัวเลขเพื่อใช้ในการประมาณค่าโดยวิธีผลต่างสืบเนื่องและวิธีการทำซ้ำ ค่ารวมค่าวิกฤตและค่าการแพร่ของนิวตรอนในแบบต่างๆโดยใช้ NEUDAN ซึ่งแสดงให้เห็นว่าสามารถคำนวณค่าดังกล่าวสำหรับ

กรณีตัวกลางมีเนื้อเดียวและสำหรับหนึ่งและสองพลังงานได้โดยมีความแม่นยำใกล้เคียงกับค่าที่ได้ทางทฤษฎี

โปรแกรม NEUDAN ได้นำไปใช้ในการคำนวณในกรณีต่างๆ โดยแสดงผลการคำนวณในบทที่ 4 ซึ่งโดยสรุปก็คือ การประมาณในบทที่ 4 นั้นจะถูกเปรียบเทียบกับผลจากการวิเคราะห์ทางทฤษฎี ซึ่งทำให้มั่นใจในผลการคำนวณได้ในระดับหนึ่ง จากผลในรูปที่ 4.1 - 4.3 นั้น ได้ทำการคำนวณเพื่อเปรียบเทียบระหว่างค่าจากการคำนวณกับค่าที่ได้จากโปรแกรม NEUDAN ในแบบเอกพันธ์ของ 1 กลุ่มพลังงานใน 1 2 และ 3 มิติ ซึ่งจะเห็นได้ว่า ที่ความละเอียดมากขึ้นค่าที่ได้ก็จะเกิดการลู่เข้าได้มากขึ้น และเมื่อเทียบกับทางทฤษฎี ค่าที่ความละเอียดมากของการคำนวณโดยโปรแกรมจะเข้าใกล้ค่าที่ได้จากการทำการคำนวณด้วยสมการการแพร่กระจาย จากนั้นได้ทำการทดสอบความไว (sensitivity test) เพื่อต้องการทดสอบแนวโน้มของค่าที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรม NEUDAN กับค่าในทางทฤษฎีโดยการเปลี่ยนแปลงค่าคงที่บางค่าในปัญหาเดียวกัน ซึ่งได้ทดลองเลือกการเปลี่ยนแปลงค่าของค่าภาคตัดขวางการดูดกลืนเพิ่มขึ้นในระดับเปอร์เซ็นต์ต่างๆ ผลที่ได้จากการคำนวณของ NEUDAN ที่ 29x29x29 คือ การเปลี่ยนแปลงค่าคงที่บางค่าในโปรแกรมซึ่งได้ค่าใกล้เคียงกับค่าในทางทฤษฎีมากเมื่อเปลี่ยนแปลงค่าการดูดกลืนเพิ่มขึ้นในค่าต่างๆ ในกรณีนี้เปลี่ยนเฉพาะค่าการดูดกลืนแต่ในทางทฤษฎีนั้น เนื่องจากทฤษฎีการแพร่ไม่เหมาะสมสำหรับการใช้คำนวณในตัวกลางที่มีอัตราการดูดกลืนนิวตรอนสูง แต่มีความเหมาะสมมากกว่ากับตัวกลางที่มีอัตราการกระเจิงมากกว่าอัตราการดูดกลืนนิวตรอนมากๆ ดังนั้นเราสามารถเชื่อผลที่ได้จาก NEUDAN ได้ การทำการทดสอบความไวของผู้ใช้โปรแกรม NEUDAN ควรจะทำการทดสอบความไวของปัญหาที่สนใจด้วยเพื่อให้เกิดความแม่นยำมากขึ้นในการนำข้อมูลเข้า และในตอนท้ายได้ทำการทดสอบโปรแกรมในการคำนวณแบบหลายกลุ่มพลังงาน คือ 2 และ 4 กลุ่มพลังงานในกรณีตัวกลางเนื้อเดียวในรูปทรงกระบอกเพื่อตรวจสอบผลที่ได้กับทางทฤษฎี ผลที่ได้ใกล้เคียงกับค่าในทางทฤษฎีที่ความละเอียดของจำนวนจุดที่ใช้มากขึ้น

ได้ทำการทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์โดยใช้โปรแกรม NEUDAN ผลการคำนวณในส่วนของการมีต้นกำเนิดนั้นได้ใช้วิธีการแบบ 1 กลุ่มพลังงานบนเครื่องปฏิกรณ์แบบเอกพันธ์ เนื่องจากเราสามารถที่จะตรวจสอบความถูกต้องได้จากทฤษฎี ซึ่งผลที่ได้จากการใช้ NEUDAN จะลู่เข้าที่จำนวนจุดละเอียด และการทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ที่มีตัวสะท้อนกลับเป็นกราฟไฟท์โดยใช้ NEUDAN แสดงให้เห็นถึงลักษณะการเปลี่ยนแปลงของฟลักซ์นิวตรอนและค่าวิกฤติเมื่อมีการเพิ่มตัวสะท้อนนิวตรอนและแหล่งกำเนิดภายนอกในระบบ นอกจากนี้ได้ทำการทดลองออกแบบเครื่องปฏิกรณ์ใน

รูปทรงลูกบาศก์โดยใช้ค่าคงที่เช่นเดียวกับการคำนวณใน 2 กลุ่มพลังงานในรูปทรงกระบอก ซึ่งผลที่ได้มีความแม่นยำที่ทศนิยมตำแหน่งที่ 5 หากเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากทางทฤษฎี

การคำนวณที่ความละเอียดมากขึ้นค่าที่ได้ก็จะเกิดการลู่เข้าได้มากขึ้น เมื่อเทียบกับทางทฤษฎี ซึ่งผลการคำนวณยืนยันว่าจำนวนจุดที่ใช้ในการคำนวณมีผลอย่างยิ่งต่อความแม่นยำของผลการคำนวณที่ได้ อย่างไรก็ตามความแม่นยำจะมีขอบเขตจำกัด กล่าวคือเมื่อจำนวนจุดเพิ่มมากขึ้นจนถึงจุดหนึ่งจะไม่อาจเพิ่มความแม่นยำได้อีก ทั้งนี้เนื่องจากการสะสมของความผิดพลาดระหว่างการคำนวณ ความถูกต้องของข้อมูลนำเข้า โดยเฉพาะอย่างยิ่งข้อมูลเกี่ยวกับค่าภาคตัดขวางมหภาคมีผลกระทบต่อความแม่นยำและความถูกต้องของการคำนวณโดยโปรแกรม NEUDAN

แบบจำลองต่าง ๆ ที่กล่าวมาแล้ว แสดงให้เห็นถึง การประยุกต์โปรแกรม NEUDAN เพื่อใช้ในการคำนวณค่าวิกฤต และค่าการกระจายของนิวตรอนในลักษณะต่างๆ ของเครื่องปฏิกรณ์ แม้กระทั่งการคำนวณในกรณีที่มีแหล่งกำเนิดจากภายนอกได้ ซึ่งค่าที่ได้ก็ยังคงเป็นไปตามหลักการคำนวณของโปรแกรมที่มีพื้นฐานมาจากสมการการแพร่ของนิวตรอน อย่างไรก็ตามเนื่องจากการคำนวณเป็นแบบประมาณค่า ค่าที่คำนวณได้จึงแสดงลักษณะโดยรวมของระบบเท่านั้น

5.2 ข้อเสนอแนะและแนวทางการพัฒนา

โปรแกรม NEUDAN ถือได้ว่าเป็นการพัฒนาโปรแกรมขั้นพื้นฐาน เพื่อใช้ในการคำนวณค่าวิกฤตของแบบจำลองแกนปฏิกรณ์นิวเคลียร์ และค่าการกระจาย หรือระบบใด ๆ ที่ประกอบไปด้วยตัวกลางซึ่งอาจเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์กับนิวตรอน และสมการที่ถูกประยุกต์ในโปรแกรม อันได้แก่สมการการแพร่ของนิวตรอนที่ระดับพลังงานเดียวและหลายกลุ่มพลังงาน และการประมาณด้วยวิธีผลต่างสี่เหลี่ยม ยังคงให้ผลการคำนวณค่าวิกฤตโดยรวมและการแพร่กระจายของความหนาแน่นของนิวตรอนในเครื่องปฏิกรณ์หากกรณีที่มีแหล่งกำเนิดภายนอก ประกอบกับกระบวนการส่วนใหญ่เป็นการคำนวณเชิงตัวเลข ทำให้ผลการคำนวณที่ได้ยังอยู่ในระดับของการประมาณอย่างคร่าวๆ ซึ่งทำให้ระดับของความน่าเชื่อถือของค่าวิกฤตที่คำนวณได้ อยู่ในระดับเพื่อการเรียนการสอนเท่านั้น

การออกแบบโปรแกรม NEUDAN นั้น ได้ทำการออกแบบเป็นแบบโมดูลอิสระ ที่สามารถเพิ่มเติมโปรแกรมย่อยอื่นที่นอกเหนือจากที่มีอยู่ในวิจัยนี้ โดยผู้ที่ต้องการจะเพิ่มเติมนั้นจะต้องเข้าใจโครงสร้างพื้นฐานในการพัฒนาโปรแกรม NEUDAN เนื่องจากยังคงความเหมาะสมในระบบที่มีการปรับเปลี่ยนหรือแก้ไของค์ประกอบต่างๆ ในระบบบ่อยครั้ง ทั้งทางเรขาคณิตหรือทางวัสดุ ระบบฟิสิกส์ที่ใช้โปรแกรมก็ยังคงเป็นข้อจำกัดอยู่บ้างสำหรับการจำลองออกแบบเช่นรูปทรงที่ไม่มีสมมาตรจะทำให้ยุ่งยากในการป้อนข้อมูลให้กับโปรแกรม แต่ก็สามารถกระทำได้ สำหรับการทำความเข้าใจในการใช้

งานยังถือว่าเป็นจุดการแก้ปัญหาในรูปแบบที่แคบอยู่ เนื่องจากสนใจในการทำโปรแกรมที่คำนวณใน
ชั้นพื้นโดยเป็นบางระบบเท่านั้นในการใช้งานจริงและเนื่องจากความยากลำบากในการสร้าง
แฟ้มข้อมูลป้อนเข้าสำหรับแบบจำลองที่จำเป็นต้องทราบและกำหนดค่าคงที่ต่างๆขึ้นเองทำให้อาจเกิด
ความผิดพลาดได้ และโครงสร้างของโปรแกรมเองก็ยังไม่มีส่วนการตรวจสอบความถูกต้องของ
แบบจำลองที่สร้างขึ้น โดยมีความเห็นว่ามันน่าจะมีการเพิ่มการคำนวณในส่วนของการเชื่อมโยงข้อมูล
ค่าคงที่ต่างๆจากการทำการทดลองของห้องทดลองต่างๆแล้วนำค่าเหล่านั้นมาทำการเชื่อมโยงกันเพื่อ
เป็นการป้อนข้อมูลให้กับโปรแกรมเอง โดยไม่ต้องอาศัยผู้ใช้

ดังนั้นข้อเสนอแนะและแนวทางต่างๆที่ควรพัฒนาเพิ่มเติม อันได้แก่ สมการการแพร่ของนิวตรอน
สำหรับนิวตรอนหลายกลุ่มพลังงาน การเพิ่มขึ้นตอนการวิเคราะห์วัสดุที่เลือกใช้ ตลอดจนการพัฒนา
วิธีการประมาณให้เหมาะสมยิ่งขึ้น การประยุกต์วิธีคำนวณเชิงตัวเลขที่มีขีดความสามารถมากขึ้น และ
ควรประยุกต์วิธีการทางสถิติเข้าไปด้วย เพื่อเพิ่มขีดความสามารถและความน่าเชื่อถือของผลที่ได้ ใน
ส่วนของโปรแกรม NEUDAN เพื่อความสะดวกในการกำหนดค่าคงที่ต่างๆจากตัวกลางที่เลือกใช้เป็น
องค์ประกอบในแบบจำลอง โดยการสร้างระบบฐานข้อมูลที่เก็บค่าที่จำเป็นต่างๆ เพื่อใช้ในการอ้างอิง
และระบบการตรวจสอบความผิดพลาดต่างๆที่อาจเกิดขึ้น ทั้งจากกระบวนการคำนวณหรือจากการ
สร้างแบบจำลอง

รายการอ้างอิง

ภาษาไทย

ปราโมทย์ เดชะอัมไพ. ปี 2541. ระเบียบวิธีเชิงตัวเลขในงานวิศวกรรม. พิมพ์ครั้งที่ 2. กรุงเทพฯ.
สำนักพิมพ์แห่งจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย.

พินิจ เพิ่มพงศ์พันธ์. ปี 2541. สมการเชิงอนุพันธ์ Differential Equations. พิมพ์ครั้งที่ 5 กรุงเทพฯ
สำนักพิมพ์แห่งจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย.

วันพร บั้นเก่า และ ธนาวรรณ จันทรัตน์ไพบูลย์. ปี 2533. ภาษาฟอร์แทรน 77 และภาษาวัตไฟว์.
พิมพ์ครั้งที่ 3 กรุงเทพฯ สำนักพิมพ์แห่งจุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย.

สมยศ ศรีสถิตย์. ปี 2527. การศึกษาการออกแบบแกนปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบเชื้อเพลิงเป็น
ยูเรเนียมธรรมชาติ และตัวห้วงนิวตรอนเป็นน้ำชนิดหนัก. วิศวกรรมศาสตร์มหาบัณฑิต.
บัณฑิตวิทยาลัย จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย กรุงเทพฯ

ภาษาอังกฤษ

BECK, C.E. and REED, M.L., June 1992, Concepts of Reactor Physics without the
Mathematics. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol.39, No. 3

DUERDEN, P. and PIPER, R. H., December 1964, A TRAINING MANUAL FOR THE
NATURE URANIUM AND GRAPHITE SUBCRITICAL ASSEMBLY, Australian
Atomic Energy Commission Research Establishment Lucas Heights.

GEORGE I. BELL and SAMUEL GLASSTONE, 1970, Nuclear Reactor Theory, United
States of America, Robert E. Krieger Publishing Company Co., Inc.

JACEK JEDRUCH, 1968, Nuclear Engineering Data Bases Standards and Numerical
Analysis, New York, United State of America, Van Nostrand Reinhold Co., Inc.

JAME J. DUDERSTADT and LOUIS J. HAMILTON, 1976, Nuclear Reactor Analysis,
United States of America, John Wiley & Son, Inc.

JEAN KOCLAS, 1998, Neutronic Analysis of Reactors, Chulalongkorn University,
Bangkok, Thailand, and Ecole Polytechnique de Montréal, Montréal, Canada,
Prepared by the author

JOHN R. LAMARSH, 1966, Introduction to Nuclear Reactor Theory, Massachusetts,
U.S.A, Addison-Wesley Publishing Company Inc.

JOHN R. LAMARSH, 1983, Introduction of Nuclear Engineering 2nd Edition, New York,
U.S.A, Addison-Wesley Publishing Company.

LEWIS, E. E. and MILLER, W. F.JR, 1993, Computational Method of Neutron Transport.
La Grange Park, Illinois USA, America Nuclear Society Inc.

MATJAŽ RAVNIK, TOMAŽ ŽAGAR and ANDREJA PERŠIČ, Fuel Element Burnup
Determination In Mixed TRIGA Core Using Reactor Calculations, Institute Jožef
Stefan, Jamova 39, 1000 Ljubljana, Slovenia

SAMUEL GLASSTONE and ALEXANDER SESONSKE, 1994., Nuclear Reactor
Engineering (Reactor Systems Engineering 4th Volume One), United States of
America, Chapman & Hall ,Inc.

U.S. ATOMIC ENERGY PROGRAM, 1955, Research Reactors, United State of America
McGraw-Hill Book Company., Inc.

WILLIAM H. PRESS, BRIAN P. FLANNERY, SAUL A. TEUKOLSKY and WILLIAM T.
VETTERLING, 1989, Numerical Recipes (FORTRAN Version), Cambridge.
England, Cambridge University Press



ภาคผนวก

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ภาคผนวก ก

ข้อมูลนิวเคลียร์ที่เป็นประโยชน์ในบางส่วน

1. ความคงที่ทางฟิสิกส์ชนิดต่างๆ

Avogadro's number, N_A	$6.022045 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
Boltzmann constant, k	$1.380662 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
	$0.861735 \times 10^{-4} \text{ eV K}^{-1}$
Electron rest mass, m_e	$9.109534 \times 10^{-31} \text{ kg}$
	0.5110034 MeV
Elementary charge, e	$1.6021892 \times 10^{-19} \text{ C}$
Gas constant, R	$8.311441 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Neutron rest mass, m_n	$1.6749544 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	939.5731 MeV
Planck's constant, h	$6.626176 \times 10^{-34} \text{ J Hz}^{-1}$
Proton rest mass, m_p	$1.6726485 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	938.2796 MeV
Speed of light, c	$2.99792458 \times 10^8 \text{ m sec}^{-1}$

2. ปัจจัยการเปลี่ยนแปลงที่เป็นประโยชน์ในบางส่วน

1 eV	$1.6021892 \times 10^{-19} \text{ J}$
1 MeV	10^6 eV
1 amu	$1.6605655 \times 10^{-27} \text{ kg}$
	931.5016 MeV
1 W	1 joule/sec
1 d	86400 sec
1 mean y	365.25 d
	8766 h
	$3.156 \times 10^7 \text{ sec}$
1 curie	$3.7000 \times 10^{10} \text{ disintegration/sec}$
1 ° K	$8.617065 \times 10^{-5} \text{ eV}$

3. 2200 m/sec cross section สำหรับความถี่ของต้นกำเนิดที่เพิ่มขึ้นตามธรรมชาติ

แหล่งข้อมูลจาก Reactor Physics Constants ANL-5800 (2406)

Atomic No.	Element or compound	Atomic or Mol Wt.	Density, g/cm ³	Nuclei per Unit Vol.x10 ⁻²⁴	1 - $\bar{\mu}_0$	ξ	Microscopic Cross Section, b					Macroscopic Cross Section, cm ⁻¹		
							σ_a	σ_s	σ_t	Σ_a	Σ_s	Σ_t		
1	H	1.008	8.9 ^t	5.3 ^t	0.3386	1.0000	0.330	38.0	38.000	1.7 ^t	0.002	0.002	0.002	
	H ₂ O	18.016	1.000	0.0325 [*]	0.6760	0.9480	0.660	103.0	103.000	0.022	3.45	3.45	3.45	
	D ₂ O	20.030	1.100	0.033 [*]	0.8840	0.5700	0.001	13.6	13.600	3.3 ^t	0.449	0.449	0.449	
2	He	4.003	17.8 ^t	2.6 ^t	0.8334	0.4250	0.007	0.8	0.807	0.02 ^t	2.1 ^t	2.1 ^t	2.1 ^t	
3	Li	6.940	0.534	0.0463	0.9047	0.2680	71.000	1.4	72.400	3.290	0.065	3.35	3.35	
4	Be	9.013	1.850	0.1236	0.9259	0.2090	0.010	7.0	7.010	124 ^t	0.865	0.865	0.865	
	BeO	25.020	3.025	0.0728 [*]	0.9390	0.1730	0.010	6.8	6.800	73 ^t	0.501	0.501	0.501	
5	B	10.820	2.450	0.1364	0.9394	0.1710	755.000	4.0	759.000	103.000	0.346	104	104	
6	C	12.011	1.600	0.0803	0.9444	0.1580	0.004	4.8	4.800	32 ^t	0.385	0.385	0.385	
7	N	14.008	0.001	5.3 ^t	0.9524	0.1360	1.880	10.0	11.900	9.9 ^t	50 ^t	60 ^t	60 ^t	
8	O	16.000	0.001	5.3 ^t	0.9583	0.1200	20.000	4.2	4.200	0.000	21 ^t	21 ^t	21 ^t	
9	F	19.000	0.002	5.3 ^t	0.9649	0.1020	0.001	3.9	3.900	0.01 ^t	20 ^t	20 ^t	20 ^t	

10	Ne	20.183	0.001	2.6 ^t	0.9667	0.0968..	2.800	2.4	5.200	7.3 ^t	6.2 ^t	13.5
11	Na	22.991	0.971	0.0254	0.9710	0.0845	0.525	4.0	4.530	0.013	0.102	0.115
12	Mg	24.320	1.740	0.0431	0.9722	0.0811	0.069	3.6	3.670	0.003	0.155	0.158
13	Al	26.980	2.699	0.0602	0.9754	0.0723	0.241	1.4	1.640	0.015	0.084	0.099
14	Si	28.090	2.420	0.0522	0.9762	0.0698	0.160	1.7	1.860	0.008	0.089	0.097
15	P	30.975	1.820	0.0354	0.9785	0.0632	0.200	5.0	5.200	0.007	0.177	0.184
16	S	32.066	2.070	0.0389	0.9792	0.0612	0.520	1.1	1.620	0.020	0.043	0.063
17	Cl	35.457	0.003	5.3 ^t	0.9810	0.0561	33.800	16.0	49.800	0.002	80 ^t	0.003
18	A	39.944	0.002	2.6 ^t	0.9833	0.0492	0.660	1.5	2.160	1.7 ^t	3.9	5.6 ^t
19	K	39.100	0.870	0.0134	0.9829	0.0504	2.070	1.5	3.570	0.028	0.02	0.048
20	Ca	40.080	1.550	0.023..	0.9833	0.0492	0.440	3.0	3.440	0.010	0.07	0.08..
21	Se	44.960	2.500	0.0325	0.9852	0.0438	24.000	24.0	48.000	0.804	0.804	1.61
22	Ti	47.900	4.500	0.0566	0.9861	0.0411	5.800	4.0	9.800	0.328	0.226	0.555
23	V	50.950	5.960	0.0704	0.9869	0.0387	5.000	5.0	10.000	0.352	0.352	0.704
24	Cr	52.010	7.100	0.0822	0.9872	0.0385	3.100	3.0	6.100	0.255	0.247	0.501
25	Mn	54.940	7.200	0.0489	0.9878	0.0359	13.200	2.3	15.500	1.040	0.181	1.22
26	Fe	55.850	7.860	0.0848	0.9881	0.0353	2.620	11.0	13.600	0.222	0.933	1.15
27	Co	58.940	8.900	0.091	0.9887	0.0335	38.000	7.0	45.000	3.460	0.637	4.1..
28	Ni	58.710	8.900	0.0913	0.9887	0.0355	4.600	17.5	22.100	0.420	1.6	2.02

29	Cu	63.540	8.940	0.0848	0.9896	0.0309	3.850	7.2	11.050	0.033	0.611	0.937
30	Zn	65.380	7.140	0.0658	0.9897	0.0304	1.100	3.6	4.700	0.072	0.237	0.309
31	Ga	69.720	5.910	0.0511	0.9925	0.0283	2.800	4.0	6.800	0.143	0.204	0.347
32	Ge	72.600	5.360	0.0445	0.9909	0.0271	2.450	3.0	5.450	0.109	0.134	0.243
33	As	74.910	5.730	0.0461	0.9911	0.0264	4.300	6.0	10.300	0.198	0.277	0.475
34	Se	78.960	4.800	0.0366	0.9916	0.0251	12.300	11.0	23.300	0.450	0.403	0.853
35	Br	79.916	3.120	0.0235	0.9917	0.0247	6.700	6.0	12.700	0.157	0.141	0.298
36	Kr	83.800	0.004	2.6 ^t	0.9921	0.0236	31.000	7.2	38.200	81 ^t	19 ^t	99 ^t
37	Rb	85.480	1.530	0.0108	0.9922	0.0233	0.730	12.0	12.700	0.008	0.13	0.138
38	Sr	87.630	2.540	0.0175	0.9925	0.0226	2.210	10.0	11.200	0.021	0.175	0.195
39	Yt	88.920	5.510	0.0373	0.9925	0.0223	1.313	4.3	4.300	0.049	0.112	0.16..
40	Zr	91.220	6.400	0.0423	0.9927	0.0218	0.185	8.0	8.200	0.008	0.338	0.347
41	Nb	92.910	8.400	0.0545	0.9928	0.2140	1.160	5.0	6.160	0.063	0.273	0.336
42	Mo	95.950	10.200	0.064	0.9931	0.0207	2.700	7.0	9.700	0.173	0.448	0.621
43	Te	98.000	-	-	0.9932	0.0203	22.000	-	-	-	-	-
44	Ru	101.100	12.200	0.0727	0.9934	0.0197	2.560	6.0	8.560	0.186	0.436	0.622
45	Rh	102.910	12.500	0.0732	0.9935	0.0193	149.000	5.0	154.000	10.900	0.366	11.3
46	Pd	106.400	12.160	0.0689	0.9937	0.0187	8.000	3.6	11.600	0.551	0.248	0.799
47	Ag	107.880	10.500	0.0586	0.9938	0.0184	63.000	6.0	69.000	3.690	0.352	4.04

48	Cd	112.410	8.650	0.0464	0.9940	0.0178	2450.000	7.0	2457.000	114.000	0.325	114
49	In	114.820	7.280	0.0382	0.9942	0.0173	191.000	2.2	193.000	7.300	0.084	7.37
50	Sn	114.700	6.500	0.033	0.9944	0.0167	0.625	4.0	4.600	0.021	0.132	0.152
51	Sb	121.760	6.690	0.0331	0.9945	0.0163	5.700	4.3	10.000	0.189	0.142	0.331
52	Te	127.610	6.240	0.0295	0.9948	0.0155	4.700	5.0	9.700	0.139	0.148	0.286
53	...	126.910	4.930	0.0234	0.9948	0.0157	7.000	3.6	10.600	0.164	0.084	0.248
54	Xe	131.300	0.006	2.7 [†]	0.9949	0.0152	35.000	4.3	39.300	95 [†]	12 [†]	0.001
55	Cs	132.910	1.873	0.0085	0.9950	0.0150	28.000	20.0	48.000	0.238	0.17	0.408
56	Ba	137.360	3.500	0.0154	0.9951	0.0145	1.200	8.0	9.200	0.018	0.123	0.142
57	La	138.920	6.190	0.0268	0.9952	0.0143	8.900	15.0	24.000	0.239	0.403	0.642
58	Ce	140.130	6.780	0.0292	0.9952	0.0142	0.730	9.0	9.700	0.021	0.263	0.283
59	Pr	140.920	6.780	0.029	0.9953	0.0141	11.300	4.0	15.300	0.328	0.116	0.444
60	Nd	144.270	6.950	0.029	0.9954	0.0138	46.000	16.0	62.000	1.330	0.464	1.79
61	Pm	145.000	-	-	0.9954	0.0137	60.000	-	-	-	-	-
62	Sm	150.350	7.700	0.0309	0.9956	0.0133	5600.000	5.0	5606.000	173.000	0.155	173
	Sm ₂ O ₃	348.700	7.430	0.0128 [*]	0.9700	0.0760	16.500	22.6	16.000	211.000	0.289	211
63	Eu	152.000	5.220	0.0207	0.9956	0.0131	4300.000	8.0	4308.000	89.000	0.166	89.2
	Eu ₂ O ₃	352.000	7.420	0.0127 [*]	0...8	0.0630	8740.000	30.2	8770.000	111.000	0.383	111
64	Gd	167.260	7.950	0.0305	0.9958	0.0127	46.000	-	-	1403.000	-	-

65	Th	158.930	8.330	0.0316	0.9958	0.0125	46.000	-	-	1.450	-	-
66	Dy	162.510	8.560	0.0317	0.9959	0.0122	9.500	100.0	1050.000	30.100	3.17	33.3
	Dy ₂ O ₃	372.920	7.810	0.0126*	0.9930	0.0190	2200.000	214.0	2414.000	27.700	2.7	30.4
67	Ho	164.940	8.760	0.032	0.9960	0.0121	65.000	-	-	2.080	-	-
68	Er	167.270	9.160	0.033	0.9960	0.0119	173.000	15.0	188.000	5.710	0.495	6.2
69	Tm	168.940	9.350	0.0333	0.9960	0.0118	127.000	7.0	134.000	4.230	0.233	4.46
70	Yb	173.040	7.010	0.0244	0.9961	0.0115	37.000	12.0	49.000	0.909	0.293	1.2
71	Eu	174.990	9.740	0.0335	0.9962	0.0114	112.000	-	-	3.750	-	-
72	Hf	178.500	13.300	0.0449	0.9963	0.0112	105.000	8.0	113.000	4.710	0.0359	5.07
73	Ta	180.950	16.600	0.0553	0.9963	0.0110	21.000	5.0	26.000	1.160	0.277	1.44
74	W	183.860	19.300	0.0632	0.9964	0.0108	19.200	5.0	24.200	1.210	0.316	1.53
75	Re	186.220	20.530	0.0664	0.9964	0.0107	86.000	14.0	100.000	5.710	0.93	6.64
76	OS	190.200	22.480	0.0712	0.9965	0.0105	15.300	11.0	26.300	1.090	0.783	1.87
77	Ir	192.200	22.420	0.0703	0.9965	0.0104	440.000	-	-	30.900	-	-
78	Pt	195.090	21.370	0.066	0.9966	0.0102	8.800	10.0	18.800	0.581	0.66	1.24
79	Au	197.000	19.320	0.0591	0.9966	0.0101	98.800	9.3	107.300	5.790	0.55	6.34
80	Hg	200.610	13.550	0.0407	0.9967	0.0099	380.000	20.0	400.000	15.500	0.814	16.3
81	Ti	204.390	11.850	0.0349	0.9967	0.0098	3.400	14.0	17.400	0.119	0.489	0.607
82	Pb	207.210	11.350	0.033	0.9968	0.0096	0.170	11.0	11.200	0.006	0.363	0.369

83	Bi	209.000	9.747	0.0281	0.9968	0.0095	0.034	9.0	9.000	0.001	0.253	0.256
84	Po	210.000	9.240	0.0265	0.9968	0.0095	-	-	-	-	-	-
85	At	211.000	-	-	0.9968	0.0094	-	-	-	-	-	-
86	Rn	222.000	0.010	2.6 [*]	0.9970	0.0090	0.700	-	-	-	-	-
87	Fr	223.000	-	-	0.9980	0.0089	-	-	-	-	-	-
88	Ra	226.050	5.000	0.0133	0.9971	0.0088	20.000	-	-	0.266	-	-
89	Ae	227.000	-	-	0.9971	0.0088	510.000	-	-	-	-	-
90	Th	232.050	11.300	0.0293	0.9971	0.0086	7.560	12.6	20.200	0.222	0.369	0.592
91	Pa	231.000	15.400	0.0402	0.9971	0.0086	200.000	-	-	8.040	-	-
92	U	237.070	18.900	0.04783	0.9972	0.0084	7.680	8.3	16.000	0.367	0.397	0.765
	UO ₂	270.070	10.000	0.0223 ^t	0.9887	0.0360	7.600	16.7	24.300	0.169	0.372	0.542
93	Np	237.000	-	-	0.9972	0.0084	170.000	-	-	-	-	-
94	Pu	239.000	19.740	0.0498	0.9972	0.0083	1026.000	9.6	1036.000	51.100	0.478	51.6
95	AM	242.000	-	-	0.9973	0.0082	8.000	-	-	-	-	-

^t คิวค่าผลคูณของ 10⁵

^{*} ข้อมูลวิทยาศาสตร์เพิ่มเติม

ภาคผนวก ข

สูตรทางคณิตศาสตร์ที่เป็นประโยชน์ในบางส่วน

(1) การแก้สมการที่ต่างกันตามแนวยาว first-order :

$$\frac{df}{dx} + a(x)f(x) = g(x) \quad (1-1)$$

$$f(x) = e^{-A(x)} \left[\int^x dx' e^{A(x')} g(x') + C \right] \quad A(x) \equiv \int^x dx' a(x'), \quad (1-2)$$

(2) ความต่างกันของ Definite Integral :

$$\frac{d}{dx} \int_{b(x)}^{a(x)} dx' F(x, x') = F(x, a) \frac{da}{dx} - F(x, b) \frac{db}{dx} + \int_{b(x)}^{a(x)} dx' \frac{\partial F(x, x')}{\partial x} \quad (1-3)$$

(3) การแสดงของ Laplacian ∇^2 ในระบบที่เกี่ยวข้องกันหลายชนิด :

(a) Cartesian :

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1-4)$$

(b) Cylindrical :

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (1-5)$$

(c) Spherical :

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (1-6)$$

(4) ทฤษฎี Divergence Theorem ตามหน่วยเกาส์ :

$$\int_V d^3 r \nabla \cdot A = \int_S dS \hat{e}_s \cdot A \quad (1-7)$$

(5) ทฤษฎี Green's Theorem :

$$\int d^3r \nabla \phi \cdot \nabla \varphi = \int dS \phi \hat{e}_s \cdot \nabla \varphi - \int d^3r \phi \nabla^2 \varphi \quad (9-8)$$

$$\int d^3r (\phi \nabla^2 \varphi - \varphi \nabla^2 \phi) = \int dS \phi \hat{e}_s \cdot (\phi \nabla \varphi - \varphi \nabla \phi) \quad (9-9)$$

(6) การขยายลำดับของ Taylor :

$$f(x) = f(x_0) + (x - x_0) f'(x_0) + \frac{(x - x_0)^2}{2!} f''(x_0) + \dots \quad (9-10)$$

(7) การขยายลำดับ Fourier :

$$f(x) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin \frac{n\pi x}{l} + \frac{1}{2} b_0 + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos \frac{n\pi x}{l} \quad (9-11)$$

ในขณะที่

$$a_n \equiv \frac{1}{l} \int_{-1}^1 dx' f(x') \sin \frac{n\pi x}{l}, \quad b_n \equiv \frac{1}{l} \int_{-1}^1 dx' f(x') \cos \frac{n\pi x}{l}, \quad (9-12)$$

สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย

ประวัติผู้เขียนวิทยานิพนธ์

นายไพศาล เดิมสินวาณิช เกิดวันที่ 1 มีนาคม พ.ศ. 2518 ที่เขตคลองสาน กรุงเทพมหานคร สำเร็จการศึกษาปริญญาตรี วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต สาขาคณิตศาสตร์ประยุกต์ ภาควิชาคณิตศาสตร์ประยุกต์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าพระนครเหนือ ในปีการศึกษา 2540 และเข้าศึกษาในหลักสูตรวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต ที่ ภาควิชาวิศวกรรมเทคโนโลยี คณะวิศวกรรมศาสตร์ จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย เมื่อปี พ.ศ. 2541



สถาบันวิทยบริการ
จุฬาลงกรณ์มหาวิทยาลัย