



วิทยานิพนธ์

การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบาง
ไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV
โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ

STUDY ON CROSS SECTIONS OF (n, p) , (n, α) AND $(n, 2n)$
REACTIONS ON SOME ISOTOPES OF ZIRCONIUM IN
THE NEUTRON ENERGY RANGE OF 10-18 MEV
BY USING STATISTICAL MODEL

นายเกริกพล ประกอบชาติ

บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์

พ.ศ. 2551



ใบรับรองวิทยานิพนธ์
บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์
วิทยาศาสตร์มหาบัณฑิต (ฟิสิกส์)
ปริญญา

ฟิสิกส์ สาขา ฟิสิกส์ ภาควิชา

เรื่อง การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของ เซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ

Study on Cross Sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions on Some Isotopes of Zirconium in the Neutron Energy Range of 10-18 MeV by Using Statistical Model

นามผู้วิจัย นายเกริกพล ประกอบชาติ

ได้พิจารณาเห็นชอบโดย

ประธานกรรมการ (ผู้ช่วยศาสตราจารย์ธีระศักดิ์ วีระภาสพงษ์, D.Eng.)

กรรมการ (รองศาสตราจารย์เพ็ญจันทร์ ชิงห์, วท.ม.)

กรรมการ (รองศาสตราจารย์สุทธิรา วสุวานิช, M.Sc.)

หัวหน้าภาควิชา (ผู้ช่วยศาสตราจารย์ศิวาพร สหวัฒน์, วท.ม.)

บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์รับรองแล้ว

(รองศาสตราจารย์วินัย อากคงหาญ, M.A.)

คณบดีบัณฑิตวิทยาลัย

วันที่ 8 เดือน พฤษภาคม พ.ศ. ๒๕๕๑

วิทยานิพนธ์

เรื่อง

การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียม
ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ

Study on Cross Sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions on Some Isotopes of Zirconium
in the Neutron Energy Range of 10-18 MeV by Using Statistical Model

โดย

นายเกริกพล ประกอบชาติ

เสนอ


บัณฑิตวิทยาลัย มหาวิทยาลัยเกษตรศาสตร์
เพื่อความสมบูรณ์แห่งปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต (ฟิสิกส์)

พ.ศ. 2551

เกริกพล ประกอบชาติ 2551: การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ ปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต (ฟิสิกส์) สาขาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์ ภาชนะกรรมการที่ปรึกษา: ผู้ช่วยศาสตราจารย์ธีระศักดิ์ วีระภาสพงษ์, D.Eng. 83 หน้า

เซอร์โคเนียมมีค่าภาคตัดขวางการดูดกลืนนิวตรอนค่อนข้างต่ำ จึงเป็นวัสดุที่สำคัญอย่างหนึ่งในปฏิกรณ์นิวเคลียร์และมีศักยภาพสำหรับโครงสร้างปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชันในอนาคต เนื่องจากข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ค่อนข้างน้อย จึงได้ศึกษาหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมดังกล่าว ในการศึกษาครั้งนี้ได้ใช้แบบจำลองเชิงสถิติเพื่อหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach พบว่าให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกับผลการทดลอง ซึ่งแสดงให้เห็นว่าทฤษฎีทั้งสองเป็นทฤษฎีที่สามารถคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมได้

เกริกพล ประกอบชาติ
ลายมือชื่อนิสิต


ลายมือชื่อประธานกรรมการ 30 / 4 / 2551

Krirkpol Pragobchat 2008: Study on Cross Sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions on Some Isotopes of Zirconium in the Neutron Energy Range of 10-18 MeV by Using Statistical Model. Master of Science (Physics), Major Field: Physics, Department of Physics. Thesis Advisor: Assistant Professor Teerasak Veerapasong, D.Eng. 83 pages.

Zirconium had low neutron absorption cross sections. Therefore, it was an important reactor material and also a potential material for construction of future fusion reactors. Since its cross section database, especially for cross sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ reactions on some isotopes of Zirconium in the neutron energy range of 10-18 MeV, were rather weak. We, then, have studied on such reaction cross sections of some isotopes of Zirconium. In this dissertation, statistical model was used to determine reaction cross sections by using evaporation theory of nuclear reaction and by using Hauser-Feshbach theory. It is found that reaction cross sections were in good agreement with the experiments. So it is shown that both theories could evaluate the cross sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ reactions on some isotopes of Zirconium.

Krirkpol Pragobchat
Student's signature

Teerasak Veerapasong 30 / 4 / 2008
Thesis Advisor's signature

กิตติกรรมประกาศ

ขอกราบขอบพระคุณผู้ช่วยศาสตราจารย์ธีระศักดิ์ วีระภาสพงษ์ ประธานกรรมการที่ปรึกษา ซึ่งได้อบรมสั่งสอนวิชาความรู้ ให้คำปรึกษาแนะนำ ควบคุมการทำวิทยานิพนธ์ รวมทั้งตรวจและแนะนำการแก้ไขวิทยานิพนธ์มาโดยตลอด

ขอขอบพระคุณรองศาสตราจารย์เพ็ญจันทร์ ชิงห์ กรรมการวิชาเอก ซึ่งได้อบรมสั่งสอน วิชาความรู้ ให้คำปรึกษาแนะนำ ควบคุมการทำวิทยานิพนธ์ รวมทั้งตรวจและแนะนำการแก้ไข วิทยานิพนธ์

ขอขอบพระคุณรองศาสตราจารย์สุทธิรา วสุวานิช กรรมการวิชาวรอง ซึ่งได้อบรมสั่งสอน วิชาความรู้ ให้คำปรึกษาแนะนำ ควบคุมการทำวิทยานิพนธ์ รวมทั้งตรวจและแนะนำการแก้ไข วิทยานิพนธ์

ขอขอบพระคุณอาจารย์จิรโรจน์ ต.เทียนประเสริฐ อาจารย์ภาควิชาฟิสิกส์ที่ให้ความ ช่วยเหลือและแนะนำในการใช้โปรแกรมลินุกซ์

ขอขอบพระคุณบิดา มารดา สำหรับทุกสิ่งทุกอย่างที่ได้ช่วยเหลือ ดูแล และให้กำลังใจ ตลอดระยะเวลาการศึกษาและทำวิทยานิพนธ์

ขอขอบพระคุณรุ่นพี่และเพื่อนๆ ทุกคน สำหรับคำปรึกษา ความช่วยเหลือ ประสบการณ์ ต่างๆ กำลังกาย และกำลังใจที่มีให้เสมอมา

เกริกพล ประกอบชาติ

เมษายน 2551

สารบัญ

	หน้า
สารบัญ	(1)
สารบัญตาราง	(2)
สารบัญภาพ	(4)
คำนำ	1
วัตถุประสงค์	3
การตรวจเอกสาร	4
อุปกรณ์และวิธีการ	49
อุปกรณ์	49
วิธีการ	49
ผลและวิจารณ์	50
ผล	50
วิจารณ์	58
สรุปและข้อเสนอแนะ	62
สรุป	62
ข้อเสนอแนะ	62
เอกสารและสิ่งอ้างอิง	63
ภาคผนวก	66
ภาคผนวก ก ข้อมูลที่ป้อนลงในรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II	67
ภาคผนวก ข การคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	73
ประวัติการศึกษา และการทำงาน	83

สารบัญตาราง

ตารางที่		หน้า
1	เลขควอมตัมออร์บิทัลโมเมนต์เริ่มต้นและสุดท้ายกับสปินของนิวเคลียสเชิงประกอบ	29
2	ค่า Q ปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ และ $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$	40
3	เลขคลื่นของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV	41
4	ศักย์แบบจำลองเชิงแสงแบบต่างๆ ของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV	42
5	สัมประสิทธิ์การส่งผ่านที่มีเลขออร์บิทัลเชิงมุม $l=4$ ของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV	43
6	พารามิเตอร์ RIPL-2 สำหรับชั้นความหนาแน่นทั้งหมดของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr	45
7	ภาคตัดขวางนิวตรอนของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr	45
8	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของธาตุ ^{92}Zr และ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	50
9	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของธาตุ ^{92}Zr และ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการหาคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II	51
10	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของธาตุ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	52

สารบัญตาราง (ต่อ)

ตารางที่		หน้า
11	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของธาตุ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II	53
12	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n, 2n)$ ของธาตุ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	54
13	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n, 2n)$ ของธาตุ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II	55
ตารางผนวกที่		
ข1	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	76
ข2	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	79
ข3	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	80
ข4	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์	82

สารบัญภาพ

ภาพที่		หน้า
1	กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$	56
2	กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$	57
3	กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$	57
4	กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$	58

คำอธิบายสัญลักษณ์และคำย่อ

DR	=	Direct reaction
DWBA	=	Distorted wave Born approximation
IAEA	=	International Atomic Energy Agency
MSC	=	Multi-step compound
MSD	=	Multi-step direct

การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของ เซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ

Study on Cross Sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions on Some Isotopes of Zirconium in the Neutron Energy Range of 10-18 MeV by Using Statistical Model

คำนำ

การศึกษาภาคตัดขวางปฏิกิริยา (reaction cross section) นั้น เป็นผลสืบเนื่องมาจากการค้นพบกรรมวิธีผลิตไอโซโทปกัมมันตรังสี (radioactive isotopes) โดย Marie Curie และ Joliot Curie ใน ค.ศ. 1934 ที่ได้ทดลองระดมยิงนิวไคลด์เสถียรชนิดเบา เช่น โบรอน แมกนีเซียม และ อะลูมิเนียมด้วยอนุภาคแอลฟาแล้วพบว่ามิมีนิวไคลด์ชนิดใหม่เกิดขึ้น เป็นนิวไคลด์กัมมันตรังสี (radioactive nuclides) ซึ่งสลายตัวให้กัมมันตภาพรังสี (radioactivity) ที่ไม่ใช่รังสีแอลฟา การค้นพบนี้เป็นผลให้มีการศึกษาปฏิกิริยานิวเคลียร์ (nuclear reaction) อย่างแพร่หลาย ทำให้มีการค้นพบปฏิกิริยานิวเคลียร์และไอโซโทปกัมมันตรังสีชนิดใหม่หลายชนิดจากการยิงไอโซโทปเสถียร (stable isotope) ที่มีอยู่ในธรรมชาติด้วยอนุภาคชนิดต่างๆ ที่มีพลังงานจลน์แตกต่างกัน และพบว่าปฏิกิริยานิวเคลียร์แต่ละชนิดเกิดขึ้นได้ยากง่ายไม่เท่ากัน

ความยากง่ายของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ชนิดต่างๆ เหล่านี้ อธิบายได้ด้วยปริมาณที่เรียกว่า ภาคตัดขวางปฏิกิริยา ซึ่งเป็นปริมาณทางฟิสิกส์นิวเคลียร์ที่ถูกกำหนดขึ้นเพื่อใช้อธิบายความน่าจะเป็นของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แต่ละชนิดของไอโซโทปเสถียรชนิดต่างๆ ในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แต่ละชนิดสามารถทำการศึกษาหาค่าได้ทั้งทางทฤษฎีและการทดลอง ในทางทฤษฎีนั้น ได้มีทฤษฎีต่างๆ ถูกเสนอขึ้นมากมาย เพื่อใช้ในการวิเคราะห์หาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาหลายทฤษฎีด้วยกัน แต่ที่นิยมกันมากคือ แบบจำลองเชิงสถิติและทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ (statistical model and evaporation theory of nuclear reaction) ซึ่งเป็นทฤษฎีที่เสนอขึ้นมาเป็นครั้งแรกใน ค.ศ. 1937 โดย J.M. Blatt และ V.F. Weisskopf จากพื้นฐานของแบบจำลองเชิงสถิติ ได้มีการนำมาพัฒนาในรูปแบบการคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา โดยการใช้อัลกอริทึมคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II (statistical model codes for nuclear reaction calculations) (Herman, 2005)

เซอร์โคเนียมมีค่าภาคตัดขวางการดูดกลืนนิวตรอนค่อนข้างต่ำ มีความแข็งแรงและคงรูปได้เป็นอย่างดี หนา อุณหภูมิสูง มีสมบัติการถ่ายเทความร้อนและการต่อต้านการผุกร่อนที่ดี เซอร์โคเนียมจึงเป็นวัสดุที่สำคัญอย่างหนึ่งในปฏิกรณ์นิวเคลียร์และมีศักยภาพสำหรับโครงสร้างปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิวชันในอนาคต สำหรับภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ซึ่งมีปฏิกิริยาดังนี้ $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ และ $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ สามารถคำนวณโดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II (statistical model code for nuclear reaction calculations) ซึ่งผลการคำนวณสอดคล้องกับการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และสอดคล้องกับผลการทดลองในการหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยานิวเคลียร์ตามวิธีการทดลองแบบต่างๆ ของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ ซึ่งแสดงให้เห็นว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II เป็นทฤษฎีหนึ่งที่สามารถอธิบายการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ แก่ไอโซโทปเสถียรบางตัวได้ เพื่อเป็นฐานข้อมูลเพิ่มเติมในการศึกษาต่อไป

วัตถุประสงค์

การวิจัยนี้มีวัตถุประสงค์ ดังนี้

1. หาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV บนพื้นฐานของแบบจำลองเชิงสถิติโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์
2. หาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV บนพื้นฐานของแบบจำลองเชิงสถิติโดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์EMPIRE-II
3. เปรียบเทียบค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ซึ่งได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และรหัสคอมพิวเตอร์EMPIRE-II กับข้อมูลจากการทดลองและการคำนวณในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV

การตรวจเอกสาร

ชนิดของนิวตรอน

นิวตรอนเป็นอนุภาคที่มีสมบัติเป็นกลางทางไฟฟ้า มีมวล 1.008665 u และมีสปินนิวเคลียร์ (nuclear spin) $\frac{1}{2}$ ในสภาพปกติจะรวมอยู่กับโปรตอนประกอบเป็นนิวเคลียสของธาตุต่างๆ ดังนั้นเพื่อความสะดวกในการศึกษา จึงจำแนกชนิดของนิวตรอนตามระดับพลังงานเป็น 3 ประเภท คือ

1. นิวตรอนความเร็วต่ำ (slow neutron) เป็นนิวตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า 0.5 MeV
2. นิวตรอนความเร็วสูง (fast neutron) เป็นนิวตรอนที่มีพลังงานตั้งแต่ 0.5-20 MeV
3. นิวตรอนความเร็วสูงมาก (ultra fast neutron) เป็นนิวตรอนที่มีพลังงานสูงกว่า 20 MeV ขึ้นไป

อันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนกับนิวไคลด์เสถียร

เมื่อนิวตรอนอิสระวิ่งเข้าชนนิวไคลด์เสถียรจะมีผลเกิดขึ้น 2 ประการ คือ การกระเจิงของนิวตรอน (neutron scattering) และการดูดกลืนหรือการจับนิวตรอน (neutron absorption or capture)

การกระเจิงของนิวตรอน (Neutron Scattering)

การกระเจิงของนิวตรอนเป็นกระบวนการที่เกิดขึ้นเมื่อนิวตรอนอิสระชนนิวเคลียสที่เป็นเป้าแล้วมีการถ่ายเทพลังงานจลน์เกิดขึ้น โดยนิวเคลียสที่เป็นเป้าไม่ได้จับหรือดูดกลืนนิวตรอนเอาไว้ แต่นิวตรอนจะเคลื่อนที่ต่อไปโดยมีทิศทางเคลื่อนที่เบี่ยงเบนไปจากแนวการเคลื่อนที่เดิม การกระเจิงของนิวตรอนมี 2 แบบ คือ

1. การกระเจิงแบบยืดหยุ่น (Elastic Scattering)

เป็นลักษณะการกระเจิงที่พลังงานจลน์ของระบบไม่เปลี่ยนแปลง พลังงานจลน์ของนิวเคลียสที่เป็นเป้าและนิวตรอนมีค่าคงที่ในระหว่างชนกัน การกระเจิงแบบนี้จะพบมากในนิวตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า 10 MeV

2. การกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่น (Inelastic Scattering)

เป็นลักษณะการกระเจิงที่พลังงานจลน์ของระบบมีการเปลี่ยนแปลง กล่าวคือ ในระหว่างการชนนิวตรอนมีการสูญเสียพลังงานจลน์ให้แก่นิวเคลียสที่เป็นเป้ามก ทำให้นิวเคลียสที่เป็นเป้ามกมีการเปลี่ยนระดับพลังงานจากสถานะพื้น (ground state energy) ไปสู่สถานะกระตุ้น (excited state energy) ซึ่งเป็นระดับพลังงานที่ไม่เสถียร ดังนั้นนิวเคลียสที่เป็นเป้ามกจะมีการปล่อยรังสีแกมมาออกมาเพื่อจะกลับลงมายู่สถานะพื้นเดิม การกระเจิงแบบนี้จะพบมากเมื่อนิวตรอนมีพลังงานสูงกว่า 10 MeV และอาจพิจารณาได้ว่า การกระเจิงแบบนี้แสดงถึงการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, n)

การดูดกลืนหรือการจับนิวตรอน (Neutron Absorption or Capture)

เป็นกระบวนการที่นิวตรอนวิ่งไปชนนิวเคลียสที่เป็นเป้าแล้วถูกนิวเคลียสที่เป็นเป้าจับหรือดูดกลืนเข้าไปประกอบเป็นนิวเคลียสชนิดใหม่อีกชนิดหนึ่ง เรียกว่า นิวเคลียสเชิงประกอบ (compound nucleus) ซึ่งเป็นนิวเคลียสที่ไม่เสถียรอย่างมากในช่วงเวลาสั้นๆ และจะเกิดการถ่ายเทพลังงานส่วนเกินนี้ออกมาในลักษณะต่างๆ กัน กล่าวคือ

1. ถ้านิวเคลียสเชิงประกอบถูกกระตุ้นที่พลังงานไม่สูงมากนักจะสลายตัวให้รังสีแกมมาออกมา นั่นคือเกิดมีปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, γ) ขึ้น ในกรณีนี้จะพบมากในนิวตรอนที่มีพลังงานต่ำ (slow neutron)

2. นิวเคลียสเชิงประกอบสลายตัวให้อนุภาคชนิดหนัก เช่น โปรตอน นิวตรอน แอลฟา หรืออื่นๆ ออกมา ถ้านิวเคลียสเชิงประกอบอยู่ในพลังงานสถานะกระตุ้นที่สูงมาก การสลายตัวของนิวเคลียสเชิงประกอบแบบนี้จะทำให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ หรืออื่นๆ ซึ่งจะพบมากเมื่อนิวตรอนมีพลังงานสูง คือพวก นิวตรอนความเร็วสูง (fast neutron)

3. ถ้านิวเคลียสเชิงประกอบอยู่ในพลังงานสถานะกระตุ้นที่สูงมากๆ อาจเกิดการแตกตัวขึ้นได้ ซึ่งทำให้เกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบฟิชชัน

ภาคตัดขวางปฏิกิริยา

ภาคตัดขวางปฏิกิริยา เป็นปริมาณทางฟิสิกส์ที่กำหนดขึ้นมาเพื่อให้อธิบายความน่าจะเป็น (probability) ของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แต่ละชนิดของบางไอโซโทปเสถียรชนิดต่างๆ ปริมาณนี้ในทางฟิสิกส์เป็นสมบัติทางนิวเคลียร์เฉพาะของแต่ละไอโซโทปและมีค่าเป็นปฏิภาคโดยตรงกับโอกาสของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แต่ละชนิดของไอโซโทปเสถียรต่างๆ เหล่านั้น โดยทั่วไปแล้ว ปริมาณนี้ถูกเขียนแทนด้วยสัญลักษณ์ $\sigma(x, y)$ เมื่อ (x, y) หมายถึงชนิดของปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้น ทั้งนี้ x แทนอนุภาคที่เกิดจากอันตรกิริยากับนิวเคลียสของไอโซโทปเสถียร ส่วน y แทนอนุภาคที่ได้จากปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้น ภาคตัดขวางปฏิกิริยามีหน่วยอยู่ในรูปของหน่วยพื้นที่ คือ ตารางเซนติเมตรหรือบาร์น (barn) เมื่อ 1 บาร์นเท่ากับ 10^{-24} ตารางเซนติเมตร

ในกรณีของอนุภาคที่เกิดอันตรกิริยากับไอโซโทปเสถียรเป็นนิวตรอน ความน่าจะเป็นของปฏิกิริยานิวเคลียร์ เรียกว่า ภาคตัดขวางนิวตรอน (neutron cross section) และหาได้จากสมมติฐานที่ว่า สำหรับนิวเคลียสที่เป็นเป้าจำนวนการเกิดอันตรกิริยาแต่ละชนิดในหนึ่งหน่วยเวลาจะขึ้นอยู่กับความหนาแน่นของนิวตรอนที่เคลื่อนที่ด้วยความเร็ว v และความหนาแน่นของนิวเคลียสที่เป็นเป้า กล่าวคือ

$$X_i = \sigma_i N n v \quad (1)$$

เมื่อ X_i แทน จำนวนของการเกิดอันตรกิริยาชนิด i

σ_i แทน ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของการเกิดอันตรกิริยาชนิด i

N แทน ความหนาแน่นของนิวเคลียสที่เป็นเป้า

n แทน จำนวนนิวตรอนต่อหนึ่งหน่วยปริมาตรที่เคลื่อนเข้าชนนิวเคลียสที่เป็นเป้าด้วยความเร็ว v

โดย n และ v จะนิยามอยู่ในรูปของปริมาณที่เรียกว่า ฟลักซ์นิวตรอน (neutron flux, ϕ) ซึ่งเป็นปริมาณที่หมายถึง จำนวนนิวตรอนที่เคลื่อนที่ผ่านพื้นที่ภาคตัดขวางในแนวตั้งจากต่อหนึ่งหน่วยเวลา กล่าวคือ

$$\phi = nv \quad (2)$$

ดังนั้น จำนวนการเกิดอันตรกิริยาชนิด i เขียนได้ดังนี้

$$X_i = \sigma_i N \phi \quad (3)$$

ถ้ามีอันตรกิริยาเกิดขึ้นทั้งหมด k ชนิด แต่ละชนิดมีภาคตัดขวางปฏิกิริยาเป็น $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_k$ ตามลำดับ แล้วภาคตัดขวางปฏิกิริยารวม (total reaction cross section) หรือความน่าจะเป็นของการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ทุกชนิดระหว่างนิวตรอนและนิวเคลียสที่เป็นเป้าของไอโซโทปเสถียร คือ

$$\sigma_r = \sum_i \sigma_i \quad (4)$$

และจำนวนอันตรกิริยาทุกชนิดที่เกิดขึ้น คือ

$$\sum_i X_i = \sigma_r N \phi \quad (5)$$

ตามที่ได้กล่าวมาในเรื่องอันตรกิริยาระหว่างนิวตรอนกับนิวไคลด์เสถียร เมื่อนิวตรอนวิ่งเข้าชนนิวเคลียสที่เป็นเป้าจะเกิดมีอันตรกิริยาขึ้น 2 ชนิด คือ การกระเจิงและการดูดกลืนนิวตรอน ดังนี้

ถ้า σ_s แทน ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของการกระเจิงของนิวตรอน
 σ_a แทน ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของการดูดกลืนนิวตรอน

จากสมการ (4) ภาคตัดขวางปฏิกิริยารวม คือ

$$\sigma_r = \sigma_a + \sigma_s \quad (6)$$

สำหรับนิวตรอนที่มีพลังงานประมาณ 14-15 MeV โอกาสที่จะเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบและการกระเจิงของนิวตรอนมีค่าเท่ากัน กล่าวคือ

$$\sigma_c = \sigma_s = \pi R^2 \quad (7)$$

เมื่อ σ_c แทน ภาคตัดขวางของนิวเคลียสเชิงประกอบ
 R แทน รัศมีนิวเคลียส

ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

แบบจำลองเชิงสถิติสำหรับนิวเคลียสเชิงประกอบ

ในการวิเคราะห์หาค่าภาคตัดขวางที่ทำให้เกิดนิวเคลียสเชิงประกอบนั้น มีสมมติฐาน 2 ข้อ คือ

1. ศักย์อันตรกิริยานิวเคลียร์ (nuclear interaction potential) มีอิทธิพลอยู่ภายในขอบเขตของรัศมีนิวเคลียส R เท่านั้น ส่วนบริเวณที่อยู่ภายนอกรัศมีนิวเคลียส R ศักย์ปฏิกิริยานิวเคลียร์มีค่าเป็นศูนย์
2. อนุภาคนิวเคลียสต่างๆ ที่ถูกจับเข้าไปประกอบเป็นนิวเคลียสเชิงประกอบมีการเคลื่อนที่ภายในนิวเคลียสเชิงประกอบในลักษณะเช่นเดียวกับการเคลื่อนที่อย่างอิสระของอนุภาคภายในบ่อศักย์สี่เหลี่ยม (square well potential)

จากสมมติฐานทั้งสองนี้ สมการคลื่นของ Schrodinger ของอนุภาคภายนอกนิวเคลียสที่เป็นเป้าจะอยู่ในรูปสมการ ดังนี้

$$\nabla^2 \psi + (k^2 - (2\mu/\hbar^2)V(r))\psi = 0; r \geq R \quad (8)$$

เมื่อ k แทน เลขคลื่น (wave number) ของอนุภาคที่วิ่งเข้าชนนิวเคลียสที่เป็นเป้า โดย

$$k = \frac{1}{\lambda} = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$$

เมื่อ λ แทน ค่าความยาวคลื่นเดอบรอยล์หารด้วย 2π ของอนุภาคที่วิ่งเข้าชน
 \hbar แทน ค่าคงตัวของพลังค์ซึ่งมีค่า 6.6252×10^{-34} J·s หารด้วย 2π

μ แทน มวลลดทอนระหว่างอนุภาคที่วิ่งเข้าชนกับนิวเคลียสที่เป็นเป้า
 $V(r)$ แทน พลังงานศักย์ภายนอกนิวเคลียสที่เป็นเป้าที่ไม่ใช่ศักย์นิวเคลียร์

$V(r)$ มีค่าเป็นศูนย์เมื่ออนุภาคที่วิ่งเข้าชนเป็นอนุภาคนิวตรอน แต่ถ้าอนุภาคที่วิ่งเข้าชนเป็นอนุภาคที่มีประจุไฟฟ้า เช่น โปรตอน แอลฟา เป็นต้น ปริมาณนี้จะมีค่าขึ้นกับสนามคูลอมบ์ (Coulomb field) ของนิวเคลียสที่เป็นเป้า

ในกรณีที่อนุภาคซึ่งวิ่งเข้าชนเป็นนิวตรอนมีความหนาแน่นลำแสง (beam density) หนึ่งหน่วยฟลักซ์นั้น ฟังก์ชันคลื่นระนาบ (plane wave function) ของนิวตรอนที่ได้จากการแก้สมการ Schrödinger ในสมการ (8) ออกมาในรูปแบบของคลื่นบางส่วน (partial wave) ดังนี้

$$\psi_{inc} = (2ikr)^{-1} \sum_l (2l+1)i^l [U_l^+(r) - U_l^-(r)] P_l(\cos\theta) \quad (9)$$

เมื่อ $U_l^-(r)$ และ $U_l^+(r)$ เป็นฟังก์ชันคลื่นทรงกลมที่เข้า และฟังก์ชันคลื่นทรงกลมที่ออกตามลำดับ ซึ่งมีรูป Asymptotic สำหรับ $r \rightarrow \infty$ ดังนี้

$$U_l^\pm(r) \approx e^{\pm i(kr - l\pi/2)} \quad (10)$$

ในกรณีที่มิปฏิกิริยานิวเคลียร์เกิดขึ้นในระหว่างการชน แอมพลิจูดของฟังก์ชันคลื่นทรงกลมที่ออก (outgoing spherical wave) จะมีค่าเปลี่ยนแปลงไปจากฟังก์ชันคลื่นทรงกลมที่เข้า (incoming spherical wave) กล่าวคือ ฟังก์ชันคลื่นภายหลังมีการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์จะมีรูปสมการ ดังนี้

$$\psi_r = (2ikr)^{-1} \sum_l (2l+1)i^l [\eta_l U_l^+(r) - U_l^-(r)] P_l(\cos\theta) \quad (11)$$

ในที่นี้ η_l เป็นแอมพลิจูดเชิงซ้อน (complex amplitude) ของคลื่นบางส่วนที่มีเลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนตัมเชิงมุม l (orbital angular momentum quantum number) และมีความสัมพันธ์กับระยะเลื่อน (phase shift, δ_l) ของคลื่น ดังนี้

$$\eta_l = \exp(2i\delta_l) \quad (12)$$

จากสมการ (12) ถ้า $|\eta_l| = 1$ จำนวนอนุภาคที่วิ่งเข้าชนนิวเคลียสจะเท่ากับจำนวนอนุภาคที่ถูกเบี่ยงเบนออกมา และปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้นจะเป็นชนิด (n, n') แต่เพียงอย่างเดียว แต่ถ้า $|\eta_l| < 1$ แล้วจำนวนอนุภาคที่ถูกเบี่ยงเบนออกมามีน้อยกว่าจำนวนอนุภาคที่วิ่งชนนิวเคลียสที่เป็นเป้าจำนวนอนุภาคที่หายไปนี้จะถูกดูดกลืนเข้าไปในนิวเคลียสเพื่อประกอบเป็นนิวเคลียสเชิงประกอบ จำนวนอนุภาคที่ถูกดูดกลืนเข้าไปในนิวเคลียสนี้ หาได้จากฟังก์ชันคลื่น ψ_r กล่าวคือ

$$N_r = -\frac{\hbar}{2\mu i} \iint \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \psi^* - \frac{\partial \psi^*}{\partial r} \psi \right) R^2 d\Omega \quad (13)$$

เมื่อ N_r แทน จำนวนอนุภาคที่ถูกดูดกลืนเข้าไปในนิวเคลียสที่เป็นเป้าต่อหนึ่งหน่วยเวลา
 R แทน รัศมีของนิวเคลียสที่เป็นเป้า
 $d\Omega$ แทน มุมตัน (solid angle) ของนิวเคลียสที่เป็นเป้าที่กลุ่มอนุภาควิ่งเข้าชน

เมื่อหาปริพันธ์ของสมการ (13) และใช้คุณสมบัติความเป็นเชิงตั้งฉากปกติ(orthonormality) ของฟังก์ชันคลื่นทรงกลม จะได้

$$N_r = \frac{\pi \hbar}{k^2} \sum_l (2l+1)(1-|\eta_l|^2) \quad (14)$$

จากคำนิยามของภาคตัดขวางที่กล่าวไว้ว่า ภาคตัดขวางรวมของนิวเคลียสเชิงประกอบ (σ_c) คืออัตราส่วนของอนุภาคที่ถูกดูดกลืนต่อจำนวนอนุภาคที่วิ่งเข้าชนนิวเคลียสที่เป็นเป้า ดังนั้นเมื่ออนุภาคซึ่งวิ่งเข้าชนเป็นนิวตรอนและถูกดูดกลืนเข้าไปในนิวเคลียส N_r แล้ว ภาคตัดขวางรวม (σ_c) ของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบสำหรับกรณีนี้ คือ

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1)(1-|\eta_l|^2) \quad (15)$$

เมื่อ l เป็นเลขควอนตัมออร์บิทัล โมเมนตัมเชิงมุมของนิวเคลียสที่เป็นเป้า ส่วน $(1-|\eta_l|^2)$ เป็นสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน (transmission coefficient) หรือการผ่านทะลุได้ (penetrability); $T_l(\mathcal{E})$ กล่าวคือ

$$T_l(\varepsilon) = 1 - |\eta_l|^2 \quad (16)$$

สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน $T_l(\varepsilon)$ ที่นิยามได้ตามสมการ (16) นี้ เป็นปริมาณที่มีค่าขึ้นกับพลังงานของอนุภาคที่วิ่งเข้าชน และเลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนตัมเชิงมุมของนิวเคลียสที่เป็นเป้า ซึ่งสามารถวิเคราะห์หาค่าได้โดยใช้ทฤษฎีแบบจำลองเชิงแสง (optical model) หรือทฤษฎีอื่นๆ

จากสมการ (15) และ (16) จะได้

$$\sigma_c = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l+1) T_l(\varepsilon) \quad (17)$$

สำหรับภาคตัดขวางของปฏิกิริยาแบบ (n, p) จะมีภาคตัดขวางนิวตรอนในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV (Forrest, 1986) ให้ไว้ดังนี้

$$\sigma_c(n) = 5.2903(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb} \quad (18)$$

สำหรับภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, α) จะมีภาคตัดขวางนิวตรอนในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV (Forrest, 1986) ให้ไว้ดังนี้

$$\sigma_c(n) = 5.225(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb} \quad (19)$$

และสำหรับภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ $(n, 2n)$ จะมีภาคตัดขวางนิวตรอนในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV (Lu and Fink, 1971) ให้ไว้ดังนี้

$$\sigma_c(n) = 45.76(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb} \quad (20)$$

ทฤษฎีการระเหยของภาคตัดขวางปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$
(Evaporation Theory of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ Reactions Cross Section)

ในการใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) แสดงได้ในทำนองเดียวกันกับปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ส่วนปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n, 2n)$ มีปฏิกิริยาเกิดขึ้นต่อเนื่อง 2 ครั้ง และสามารถแสดงโดยการใช้ทฤษฎีนี้ได้เช่นกัน

ตามทฤษฎีนี้ภาคตัดขวางสำหรับปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $X(x, y)Y$ จะได้

$$\sigma(x, y) = \sigma_c(x) \frac{\Gamma_y}{\Gamma_{tot}} \quad (21)$$

เมื่อ $\sigma_c(x)$ แทน ภาคตัดขวางของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบตามปฏิกิริยา $X + x \rightarrow C$
 Γ_y แทน ความน่าจะเป็นการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการสลายตัวได้อนุภาค y ออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C
 Γ_{tot} แทน ความน่าจะเป็นการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการสลายตัวได้อนุภาคทุกชนิดออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C

ในกรณีปฏิกิริยาแบบ (n, p) จะได้

$$\sigma(n, p) = \sigma_c(n) \frac{\Gamma_p}{\Gamma_{tot}} \quad (22)$$

เมื่อ $\sigma_c(n)$ แทน ภาคตัดขวางของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบตามปฏิกิริยา $X + n \rightarrow C$ มีค่าตามสมการ (18)
 Γ_p แทน ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการสลายตัวให้อนุภาคโปรตอนออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C
 Γ_{tot} แทน ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการสลายตัวให้อนุภาคทุกชนิดออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C

โดย

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots$$

และในการใช้การประมาณที่พลังงาน 10-18 MeV โดยกำหนดให้

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n$$

ความน่าจะเป็นของการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการสลายตัวให้อนุภาค a ในกระบวนการ $C \rightarrow a + A$ ซึ่งสัมพันธ์กับอัตราการสลายตัวให้อนุภาคของกระบวนการโดยกำหนดให้

$$\Gamma_a = h \int \frac{d^2W}{d\varepsilon_a dt} d\varepsilon_a \quad (23)$$

เมื่อ ε_a เป็นพลังงานจลน์ของอนุภาค a ที่ถูกปล่อยออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ อัตราการสลายตัว ($\frac{d^2W}{d\varepsilon_a dt}$) อยู่ในรูปของสมการ (Weisskopf, 1937) ดังนี้

$$\frac{d^2W}{d\varepsilon_a dt} = \frac{2I_a + 1}{2\pi^2 h} k_a^2 \sigma_a \frac{\omega_A(E_A^*)}{\omega_C(E_C^*)} \quad (24)$$

โดยที่ ε_a, I_a และ k_a เป็นพลังงานจลน์, สปิน และเลขคลื่นของอนุภาค a ตามลำดับ σ_a เป็นภาคตัดขวางของรูปแบบนิวเคลียสเชิงประกอบ และ $\omega_A(E_A^*)$ เป็นความหนาแน่นระดับของนิวเคลียส A ที่เหลือที่พลังงานสถานะกระตุ้น E_A^* และ $\omega_C(E_C^*)$ เป็นความหนาแน่นระดับของนิวเคลียส C ที่เหลือที่พลังงานสถานะกระตุ้น E_C^*

จากสมการ (24) อัตราของความหนาแน่นระดับ จัดให้อยู่ในรูปสมการของ Weisskopf

$$\frac{\omega_A(E_A^*)}{\omega_C(E_C^*)} = \exp(S_A(E_A^*) - S_C(E_C^*))$$

เมื่อ $S_A(E_A^*)$ เป็นเอนโทรปีของระบบนิวเคลียร์ A ที่พลังงานสถานะกระตุ้น E_A^* และ $S_C(E_C^*)$ เป็นเอนโทรปีของระบบนิวเคลียร์ C ที่พลังงานสถานะกระตุ้น E_C^* โดย

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}$$

จะได้

$$S_A(E_A^*) - S_C(E_C^*) = \frac{E_A^* - E_C^*}{T} = -\frac{\epsilon_a + B_a}{T} \quad (25)$$

เมื่อ T เป็นอุณหภูมินิวเคลียร์ และ B_a เป็นพลังงานที่ใช้ในการแยกอนุภาค a จากนิวเคลียสเชิงประกอบ

แทนสมการ (25) ลงในสมการ (24) จะได้

$$\frac{d^2W}{d\epsilon_a dt} = \frac{2I_a + 1}{2\pi^2 h} k_a^2 \sigma_a \exp\left(-\frac{\epsilon_a + B_a}{T}\right) \quad (26)$$

โดย $\sigma_a = \pi R^2$ สำหรับนิวตรอน

$$\sigma_a = \begin{cases} \pi R^2 \left(1 - \frac{V_a}{\epsilon_a}\right) & \epsilon_a > V_a \\ 0 & \epsilon_a < V_a \end{cases} \quad \text{สำหรับอนุภาคประจุ} \quad (27)$$

เมื่อ R เป็นรัศมินิวเคลียส และ V_a เป็นพลังงานกีดขวางของคูตอมบ์ที่อนุภาคออกจากนิวเคลียสเชิงประกอบ

แทนสมการ (26) และ (27) ลงในสมการ (23) จะได้

$$\Gamma_n = h \int \frac{2I_n + 1}{2\pi^2 h} k_n^2 \pi R^2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_n + B_n}{T}\right) d\varepsilon_n$$

$$\Gamma_n = \frac{2m_n R^2}{\pi \hbar^2} T^2 \exp\left(-\frac{B_n}{T}\right)$$

และ
$$\Gamma_p = h \int \frac{2I_p + 1}{2\pi^2 h} k_p^2 \pi R^2 \left(1 - \frac{V_p}{\varepsilon_p}\right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_p + B_p}{T}\right) d\varepsilon_p$$

$$\Gamma_p = \frac{2m_p R^2}{\pi \hbar^2} T^2 \exp\left(-\frac{B_p + V_p}{T}\right)$$

แทน Γ_n และ Γ_p ลงในสมการ (22) จะได้

$$\sigma(n, p) = \sigma_c(n) \exp\left(\frac{Q_{np} - V_p}{T}\right) \quad (28)$$

จากสมการ (18) ได้ว่า $\sigma_c(n) = 5.2903(1 + A^3)^{\frac{1}{2}} \text{ mb}$

$$\text{ดังนั้น } \sigma(n, p) = 5.2903(1 + A^3)^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{Q_{np} - V_p}{T}\right) \quad (29)$$

โดย $Q_{np} = B_n - B_p$

ค่า Q สำหรับปฏิกิริยาแบบ $X(n, p)Y$ เป็นไปตามสมการของ Blatt และ Weisskopf ดังนี้

$$Q_{np} = E_{\alpha\alpha'} + E_{\alpha\alpha''} - E_{\beta\beta'} - E_{\beta\beta''} \quad (30)$$

เมื่อ $E_{\alpha\alpha'}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของนิวเคลียส X ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของนิวเคลียส X

$E_{\alpha\alpha''}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของอนุภาคนิวตรอน ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของอนุภาคนิวตรอน

- $E_{\beta\alpha'}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของนิวเคลียส Y ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของนิวเคลียส Y
- $E_{\beta\alpha''}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของอนุภาคโปรตอน ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของอนุภาคโปรตอน

โดยที่พลังงานยึดเหนี่ยวหาได้จาก

$$B.E. = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV} \quad (31)$$

- เมื่อ M_H แทน มวลของไฮโดรเจนมีค่าเป็น 1.007825 u
- M แทน มวลอะตอม หน่วยเป็น u
- m_n แทน มวลของนิวตรอน มีค่าเป็น 1.008665 u
- V_p แทน พลังงานกีดขวางของคูโลมบ์ที่อนุภาคโปรตอนออกจากนิวเคลียสเชิงประกอบ มีค่าเป็น $V_p = \frac{Z_p Z_Y e^2}{R}$ เมื่อ Z_p เป็นประจุของโปรตอน และ Z_Y เป็นประจุของนิวเคลียส Y

- และ T แทน อุณหภูมินิวเคลียร์ของนิวเคลียสที่เป็นเป้า X ที่มีพลังงานจลน์ของนิวตรอน (ϵ_n) กล่าวคือ

$$T = \sqrt{\frac{\epsilon_n}{a}} \quad (32)$$

- เมื่อ a แทน พารามิเตอร์สถิติ (statistical parameter) ของนิวเคลียสที่เป็นเป้า X ที่มีพลังงานสภาวะกระตุ้น ϵ_n และมีค่าเท่ากับ

$$a = 0.35(A - 12) \quad (33)$$

- เมื่อ A แทน เลขมวลอะตอมของนิวเคลียสที่เป็นเป้าที่มีขนาด $13 < A < 70$ หรือ

$$a = 0.0961A(\epsilon_n - \delta) / \epsilon_n \quad (34)$$

เมื่อ A แทน เลขมวลอะตอมที่มีค่ามากกว่า 70 และ $\delta = 22A^{-\frac{1}{2}}$

ในกรณีปฏิกิริยาแบบ (n, α) จะได้

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_c(n) \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_{tot}} \quad (35)$$

เมื่อ $\sigma_c(n)$ แทน ภาคตัดขวางของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบ
ตามปฏิกิริยา $X + n \rightarrow C$ มีค่าตามสมการ (19)

Γ_α แทน ความน่าจะเป็นการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการ
สลายตัวให้อนุภาคแอลฟาออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C

Γ_{tot} แทน ความน่าจะเป็นการส่งผ่านรวมต่อหนึ่งหน่วยเวลาของการ
สลายตัวให้อนุภาคทุกชนิดออกมาจากนิวเคลียส
เชิงประกอบ C โดย

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots \approx \Gamma_n$$

จากสมการ (23) ถึง (27) ในทำนองเดียวกันจะได้

$$\Gamma_n = h \int \frac{2I_n + 1}{2\pi^2 h} k_n^2 \pi R^2 \exp\left(-\frac{\epsilon_n + B_n}{T}\right) d\epsilon_n$$

$$\Gamma_n = \frac{2m_n R^2}{\pi \hbar^2} T^2 \exp\left(-\frac{B_n}{T}\right)$$

และ
$$\Gamma_\alpha = h \int \frac{2I_\alpha + 1}{2\pi^2 h} k_\alpha^2 \pi R^2 \left(1 - \frac{V_\alpha}{\epsilon_\alpha}\right) \exp\left(-\frac{\epsilon_\alpha + B_\alpha}{T}\right) d\epsilon_\alpha$$

$$\Gamma_\alpha = \frac{2m_\alpha R^2}{\pi \hbar^2} T^2 \exp\left(-\frac{B_\alpha + V_\alpha}{T}\right)$$

แทน Γ_n และ Γ_α ลงในสมการ (35) จะได้ว่า

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_c(n) \exp\left(\frac{Q_{n\alpha} - V_\alpha}{T}\right) \quad (36)$$

โดย $Q_{n\alpha} = B_n - B_\alpha$

ค่า Q สำหรับปฏิกิริยาแบบ $X(n, \alpha)Y$ เป็นไปตามสมการของ Blatt และ Weisskopf ดังนี้

$$Q_{n\alpha} = E_{\alpha\alpha'} + E_{\alpha\alpha''} - E_{\beta\beta'} - E_{\beta\beta''} \quad (37)$$

- เมื่อ $E_{\alpha\alpha'}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของนิวเคลียส X ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของนิวเคลียส X
- $E_{\alpha\alpha''}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของอนุภาคนิวตรอน ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของอนุภาคนิวตรอน
- $E_{\beta\beta'}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของนิวเคลียส Y ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของนิวเคลียส Y
- $E_{\beta\beta''}$ แทน พลังงานสถานะพื้นของอนุภาคแอลฟา ซึ่งเท่ากับค่าลบของพลังงานยึดเหนี่ยวของอนุภาคแอลฟา

พิจารณาค่า $Q_{n\alpha}$ โดยใช้ semi-empirical formula (Forrest, 1986) จะได้

$$Q_{n\alpha} = 32.75 \left(\frac{N-Z+1}{TA} \right) \quad (38)$$

ดังนั้น ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, α) จะได้

$$\sigma(n, \alpha) = \sigma_c(n) \exp\left\{-32.75 \left(\frac{N-Z+1}{TA} \right)\right\}$$

จากสมการ (19) ได้ว่า $\sigma_c(n) = 5.225(1 + A^{\frac{1}{3}})^2$ mb

$$\text{นั่นคือ} \quad \sigma(n, \alpha) = 5.225(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \exp\left\{32.75 \left(\frac{N-Z+1}{TA} \right)\right\} \quad (39)$$

$$\varepsilon_{n_1} \leq \varepsilon_n - \varepsilon_{nX'} \quad (40)$$

- ε_{n_1} แทน พลังงานจลน์ของนิวตรอน n_1 ที่ถูกปล่อยออกมาจากนิวเคลียส
เชิงประกอบ ซึ่งมีพลังงานสถานะกระตุ้น E_C^* (excitation energy, E_C^*)
- $\varepsilon_{nX'}$ แทน พลังงานที่ใช้แยกนิวตรอนออกจากนิวเคลียส X' และมีค่าสมการ
ตามนี้ คือ $B_n(A, Z) = M(A-1, Z) + m_n - M(A, Z)$
เมื่อ $m_n, M(A, Z)$ และ $M(A-1, Z)$ แทนมวลในหน่วย MeV
ของนิวตรอนและนิวเคลียสที่มีเลขอะตอม Z และเลขมวลอะตอม
เป็น A และ $A-1$ ตามลำดับ ส่วน B_n แทน พลังงานที่ใช้แยก
นิวตรอนออกจากนิวเคลียส และเลขมวลอะตอม A
- ε_n แทน พลังงานจลน์ที่มากที่สุดที่นิวตรอน n_1 จะมีได้และมีค่าตามสมการ
 $\varepsilon_n = E_C^* - \varepsilon_{nC}$ ของนิวเคลียสเชิงประกอบ C และ ε_{nC} เป็นพลังงานที่ใช้แยก
นิวตรอน

ตามเงื่อนไขที่ได้กล่าวมานี้ ภาคตัดขวางในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n, 2n)$ ของ
นิวเคลียส X จะมีค่าขึ้นอยู่กับ การทะลุผ่านได้ของนิวตรอน n_1 ที่ถูกปล่อยออกมาจากนิวเคลียส
เชิงประกอบ C ด้วยพลังงานจลน์ที่น้อยกว่า $E_C^* - \varepsilon_{nX'}$ จากสมการการส่งผ่านรวม (Γ_{n_1}) ต่อ
หน่วยเวลาของนิวตรอน n_1 ที่ถูกปล่อยออกมาจากนิวเคลียสเชิงประกอบ C ด้วยพลังงานจลน์
ตั้งแต่ 0 ขึ้นไปจนถึง $E_C^* - \varepsilon_{nX'}$ คือ

$$\Gamma_{n_1} = \frac{(2S_n + 1)m_n}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}} \frac{\varepsilon_{n_1} \sigma_{C \leftarrow X' n_1} \rho_{X'}(E_{X'}^*)}{\rho_C(E_C^*)} d\varepsilon_{n_1} \quad (41)$$

- เมื่อ $\sigma_{C \leftarrow X' n_1}$ แทน ภาคตัดขวางของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบ
 $\rho_{X'}(E_{X'}^*)$ แทน ความหนาแน่นระดับ (level density) ของนิวเคลียส X' ซึ่งเป็น
นิวเคลียสที่เป็นเป้าที่มีพลังงานสถานะกระตุ้น ตามสมการ
 $E_{X'}^* = \varepsilon_n - \varepsilon_{n_1} = E_C^* = \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1}$
 $\rho_C(E_C^*)$ แทน ความหนาแน่นระดับของนิวเคลียสเชิงประกอบ

สมการ (41) เขียนใหม่ในพจน์ของเอนโทรปีของนิวเคลียส และอุณหภูมิ T ได้ดังนี้

$$\frac{\rho_X'(E_X^*)}{\rho_C(E_C^*)} = \exp(S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1}) - S_C(E_C^*)) \quad (42)$$

จากสมการ (42) ฟังก์ชัน $S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1})$ สามารถกระจายออกได้ในรูปอนุกรมของ เทเลอร์ ดังนี้

$$S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1}) = S(E_C^* - \varepsilon_{nC}) - \varepsilon_{n_1} \frac{dS}{d\varepsilon_{nC}} + \dots \quad (43)$$

โดยทั่วไปแล้ว ความหนาแน่นระดับของนิวเคลียสที่มีเลขอะตอมใกล้เคียงกันจะมีระดับพลังงานสภาวะกระตุ้นเท่ากัน ดังนั้นเอนโทรปีของนิวเคลียส C และ X ที่สภาวะกระตุ้นจะมีค่าเท่ากัน คือ

$$S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC}) = S(E_C^* - \varepsilon_{nC}) \quad (44)$$

แทนสมการ (40) ลงในสมการ (44) แล้วใช้ความสัมพันธ์ $\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}$ จะได้

$$S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1}) = S_C(E_C^* - \varepsilon_{nC}) - \frac{\varepsilon_{n_1}}{T} + \dots \quad (45)$$

แต่ $T \ll \varepsilon_{n_1}$ ดังนั้นสมการ (45) เขียนใหม่ได้ดังนี้

$$S_X(E_C^* - \varepsilon_{nC} - \varepsilon_{n_1}) = S_C(E_C^* - \varepsilon_{nC}) - \frac{\varepsilon_{n_1}}{T} \quad (46)$$

นั่นคือ

$$\frac{\rho_X'(E_X^*)}{\rho_C(E_C^*)} = \exp \left[S_C(E_C^* - \varepsilon_{nC}) - \frac{\varepsilon_{n_1}}{T} - S_C(E_C^*) \right] \quad (47)$$

เนื่องจาก $E_C^* \gg \varepsilon_{nC}$ ประมาณค่าได้ดังนี้

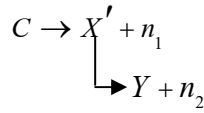
$$\frac{\rho_{X'}(E_{X'}^*)}{\rho_C(E_C^*)} = \exp\left[-\frac{\varepsilon_{nC}}{T_C} - \frac{\varepsilon_{n_1}}{T}\right] \quad (48)$$

เมื่อ T_C แทน อุณหภูมินิวเคลียร์ของนิวเคลียสเชิงประกอบ C ที่มีพลังงานสถานะกระตุ้น E_C^*
 T แทน อุณหภูมินิวเคลียร์ของนิวเคลียส X' ที่มีพลังงานสถานะกระตุ้นมากที่สุด

แทนสมการ (48) ลงในสมการ (41) จะได้

$$\Gamma_{n_1} = \frac{(2S_n+1)m_n}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}} \varepsilon_{n_1} \sigma_{C \leftarrow X' n_1} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{nC}}{T_C} - \frac{\varepsilon_{n_1}}{T}\right) d\varepsilon_{n_1} \quad (49)$$

จากแผนภาพการสลายตัวของนิวเคลียสเชิงประกอบ C ในกรณีการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n, 2n)$ ดังต่อไปนี้



ถ้านิวตรอน n_1 ถูกปล่อยออกมาที่มีพลังงานจลน์มากกว่า $\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}$ แล้วนิวเคลียส X' จะไม่สลายให้นิวตรอน n_2 ออกมาในกรณีเช่นนี้ปฏิกิริยานิวเคลียร์ที่เกิดขึ้นจากการยิงนิวไคลด์เสถียรด้วยนิวตรอนจะเป็นปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, n') ซึ่งค่าความน่าจะเป็นของการส่งผ่านรวม $(\Gamma_{n'})$ ต่อหนึ่งหน่วยเวลาที่มีนิวเคลียสเชิงประกอบ C จะสลายตัวให้นิวตรอนออกมาด้วยพลังงานจลน์ที่มากกว่า $\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}$ ซึ่งสามารถหาได้จากสมการ

$$\Gamma_{n'} = \frac{(2S_n+1)m_n}{\pi^2 \hbar^3} \int_{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}}^{\varepsilon_n} \varepsilon_{n'} \sigma_{C \leftarrow X' n'} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{nC}}{T_C} - \frac{\varepsilon_{n'}}{T}\right) d\varepsilon_{n'} \quad (50)$$

เมื่อ $\sigma_{C \leftarrow X' n'}$ แทน ภาคตัดขวางการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ของนิวเคลียสเชิงประกอบ C เมื่อนิวตรอนที่วิ่งเข้าชนนิวเคลียสที่เป็นเป้า X' มีพลังงานจลน์มากกว่า $\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}$ ขึ้นไป

จากสมการ (21), (49) และ (50) สามารถนำไปสู่การหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ $(n,2n)$ ของไอโซโทปเสถียรชนิดต่างๆ กล่าวคือ

$$\frac{\sigma(n,2n)}{\bar{\sigma}(n,2n)} = \frac{\int_0^{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}} \varepsilon_{n_1} \exp(-\varepsilon_{n_1}/T) d\varepsilon_{n_1}}{\int_{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}}^{\varepsilon_n} \varepsilon_{n_1} \exp(-\varepsilon_{n_1}/T) d\varepsilon_{n_1}} \quad (51)$$

สมการนี้ได้จากการสมมติให้ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบ C ตามปฏิกิริยา $X' + n_1 \rightarrow C$ และ $X' + n' \rightarrow C$ มีค่าคงที่ไม่เปลี่ยนแปลงไปตามพลังงานของนิวตรอนที่วิ่งเข้าชน และพลังงานของนิวเคลียส X' ประมาณได้ดังนี้

$$\sigma_{C \leftarrow X'n_1} = \sigma_{C \leftarrow X'n'} \quad (52)$$

ในการวิเคราะห์หาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ $(n,2n)$ ของไอโซโทปเสถียรของธาตุต่างๆ Blatt และ Weisskopf ได้พิจารณาให้นิวเคลียสเชิงประกอบ C สลายตัวให้นิวตรอนออกมาแต่เพียงอย่างเดียว กล่าวคือไม่มีการสลายตัวให้อนุภาคที่มีประจุไฟฟ้าและโพตอนออกมาเลย ซึ่งจากการพิจารณาแบบนี้จะได้

$$\sigma_C(n) = \sigma(n,2n) + \sigma(n,n') \quad (53)$$

เมื่อ $\sigma_C(n)$ แทน ภาคตัดขวางของนิวเคลียสเชิงประกอบ C ที่เกิดจากปฏิกิริยา $X + n \rightarrow C$ ดังนั้นจากสมการ (51) และ (53) จะได้

$$\sigma(n,2n) = \sigma_C(n) \frac{\left[\left(\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}}{T} + 1 \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_{nX'}}{T}\right) \right]^{-1}}{\left[\left(\frac{\varepsilon_n}{T} + 1 \right) \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right) \right]^{-1}} \quad (54)$$

เนื่องจาก $\varepsilon_n \gg T$ จึงทำให้ $\exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right) \rightarrow 0$ และสมการ (54) จะมีรูปโดยทั่วไปประมาณนี้

$$\sigma(n,2n) = \sigma_c(n) \left\{ 1 - \left[\frac{\epsilon_n - \epsilon_{nX'}}{T} + 1 \right] \exp - \left[\frac{\epsilon_n - \epsilon_{nX'}}{T} \right] \right\} \quad (55)$$

โดย T มีค่าตามสมการ (32) ถึง (34)

$\sigma(n,2n)$ แทน ภาคตัดขวางสำหรับการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$

$\sigma_c(n)$ แทน ภาคตัดขวางของการเกิดนิวเคลียสเชิงประกอบตาม
ปฏิกิริยา $X + n \rightarrow C$ มีค่าตามสมการ (20)

รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ข้อมูลภาคตัดขวางในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n,2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมได้มีการศึกษาในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-12 MeV โดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์ STAPRE (Uhl and Strohmaier, 1976; Strohmaier and Uhl, 1980) และรหัสคอมพิวเตอร์ SCAT 2 (Bersillon, 1981) ในช่วงพลังงานนิวตรอน 14-15 MeV ภาคตัดขวางในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมจากการทดลองตามวิธี DWBA (Marcinkowski, 1990) ในช่วงพลังงานนิวตรอน 13-16.6 MeV ข้อมูลค่าภาคตัดขวางในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n,2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียม ยังมีการศึกษาในช่วงพลังงานที่ไม่กว้างมากนัก เพื่อให้ได้ข้อมูลค่าภาคตัดขวางการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) , (n, α) และ $(n,2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมเพิ่มมากขึ้น ได้นำรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II มาคำนวณหาภาคตัดขวางปฏิกิริยา โดยรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II สามารถคำนวณหาภาคตัดขวางปฏิกิริยาในช่วงพลังงานนิวตรอนที่สูงกว่าและมีการครอบคลุมการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์ชนิดอื่นๆ ด้วย โดยอยู่บนพื้นฐานของแบบจำลองเชิงสถิติ

EMPIRE เป็นระบบของรหัสคอมพิวเตอร์ปฏิกิริยานิวเคลียร์ ซึ่งประกอบด้วยแบบจำลองนิวเคลียร์และการออกแบบสำหรับการคำนวณบนช่วงพลังงานต่างๆ ของอนุภาคตกกระทบ ซึ่งอนุภาคตกกระทบสามารถเป็นนิวคลีออนหรือไอออนหนัก ช่วงพลังงานเริ่มจากบริเวณเรโซแนนซ์ (ในกรณีของอนุภาคนิวตรอน) และขยายไปถึงจำนวนหลักร้อยของ MeV สำหรับปฏิกิริยาเหนี่ยวนำไอออนหนัก รหัสคอมพิวเตอร์จะพิจารณาสำหรับกลไกปฏิกิริยานิวเคลียร์เป็นหลัก เช่น แบบจำลองเชิงแสง การควมของช่องปฏิกิริยา และการประมาณของ Born ของคลื่นที่ผิดรูป (Distorted Wave Born Approximation; DWBA) ใช้รหัส ECISO3 กลไกการเกิดปฏิกิริยาโดยตรงที่มีหลายขั้นตอน (Multi Step Direct; MSD) และกลไกการเกิดปฏิกิริยาของนิวเคลียส

เชิงประกอบที่มีหลายขั้นตอน (Muti Step Compound; MSC) ใช้รหัส ORION+TRISTAN แบบจำลอง Exciton ใช้รหัส DEGAS และแบบจำลองของ Hauser และ Feshbach ลักษณะเต็มรูปแบบ ภาคตัดขวางรวมของไอออนหนักสามารถคำนวณภายใต้การควบคุมของช่องปฏิบัติการอย่างง่าย ใช้รหัส CCFUS ซึ่งจะมีพารามิเตอร์ที่ป้อนเข้าไปครอบคลุมมวลนิวเคลียร์ พารามิเตอร์แบบจำลองเชิงแสง การเปลี่ยนรูปของสถานะพื้น ระดับไม่ต่อเนื่องและโมเมนต์ความเฉื่อย และฟังก์ชันแรงแรงของรังสีแกมมา ผลของการเปลี่ยนรูปของการหมุนของนิวเคลียสอย่างรวดเร็วซึ่งจะนำมาพิจารณาในการคำนวณ

EMPIRE ในช่วงแรกๆ ได้ถูกพัฒนาขึ้นในปี 1980 รหัสนี้ได้รวมทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach และแบบจำลองไฮบริด ซึ่งคำนึงถึงผลกระทบก่อนสมดุล การแก้ไขความกว้างของการกระเพื่อม มีการเพิ่มกลไก MSC นำไปสู่รุ่น EMPIRE-MSC โดยสูตร NVWY ของกลไก MSC จะอยู่ใน EMPIRE ซึ่งรวมการคำนวณของความหนาแน่นระดับอนุภาคและโฮลด์ ในการเพิ่มเติมสำหรับปฏิกิริยาเหนี่ยวนำไอออนหนัก ซึ่งทำให้โปรแกรม EMPIRE ต้องใช้รหัสมากขึ้น โดยเปลี่ยนแปลงให้เหมาะสมสำหรับการใช้ในปัจจุบัน แบบจำลองทางกายภาพจะบรรจุรหัสคอมพิวเตอร์ต่างๆ รวมเข้าด้วยกันใน EMPIRE ดังนี้

ECIS03	การควบคุมของช่องปฏิบัติการและ DWBA
CCFUS	การคำนวณการควบคุมช่องของภาคตัดขวางของปฏิกิริยาของไอออนหนัก
ORION & TRISTAN	ปฏิกิริยาโดยตรงหลายๆ ชั้น
DEGAS	แบบจำลอง exciton กับการอนุรักษ์โมเมนตัมเชิงมุมและการปล่อยรังสีแกมมา
DDHMS	การคำนวณมอนติ-คาร์โลของการสลายก่อนสมดุล
BARMON	สิ่งกีดขวางสำหรับปฏิกิริยาฟิชชันและโมเมนต์ความเฉื่อย

รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II จะคำนวณภาคตัดขวางทั้งหมด ภาคตัดขวางการกระเจิงแบบยืดหยุ่น และภาคตัดขวางปฏิกิริยา ซึ่งศักย์แบบจำลองเชิงแสงได้จาก RIPL-2 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาทางนิวเคลียร์จะคำนวณโดยรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II ซึ่งใช้แบบจำลองของ Hauser และ Feshbach แบบจำลอง MSC และแบบจำลอง MSD การคำนวณภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบต่างๆ มีดังนี้ (n, tot) , (n, n) , (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, np) , (n, γ) และ (n, α) ซึ่งภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ในการศึกษาครั้งนี้เปรียบเทียบกับทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และข้อมูลการทดลอง

แบบจำลอง

รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II จะรวมรหัสคอมพิวเตอร์ต่างๆ เข้าไปเพื่อใช้ในการคำนวณ ปฏิกริยานิวเคลียร์ เช่น แบบจำลองเชิงแสง MSD, MSC และแบบจำลองของ Hauser และ Feshbach แบบจำลอง MSD เกี่ยวข้องกับการกระเจิงแบบไม่ยืดหยุ่นของชั้นที่มีการสั่น และรูปแบบการสลาย

ทฤษฎี Hauser และ Feshbach

เป็นปฏิกริยาที่ใช้หาค่าภาคตัดขวางการเกิดปฏิกริยาโดยพิจารณาจากแบบจำลองเชิงสถิติของนิวเคลียสเชิงประกอบ กำหนดให้

- I แทน สปินของนิวเคลียสที่เป็นเป้า
- I' แทน สปินของนิวเคลียสที่เหลือ
- l, l' แทน เลขควอนตัมออร์บิทัลเชิงมุมของนิวตรอนเริ่มต้นและสุดท้าย ซึ่งสอดคล้องกับพลังงานเริ่มต้นและสุดท้าย ε และ ε' ตามลำดับ
- J แทน สปินของนิวเคลียสเชิงประกอบ ซึ่งจะรวมสปินของอนุภาคตกกระทบและ สปินของนิวเคลียสจากช่องสปิน j_1 และ j_2 สำหรับสถานะเริ่มต้นและสถานะสุดท้าย ดังนี้

$$j_{1,2} = I \pm \frac{1}{2}, j'_{1,2} = I' \pm \frac{1}{2}$$

สปินของนิวเคลียสเชิงประกอบ J จะให้โดยการรวม l และ j หรือ l' และ j' โดยละ j และ j' ไว้ดังนี้

$$|J - j| \leq l \leq (J + j), |J - j'| \leq l' \leq (J + j')$$

การประยุกต์สำหรับแบบจำลองเชิงแสงเขียนได้ว่า

$$\sigma(I|I') = \sum_{ll'} \sigma(l, I|l', I') \quad (56)$$

$$\text{เมื่อ } \sigma(l, I | l', I') = \left(\frac{1}{2}(2I+1)\right) \sum_{\alpha, \beta} \sigma(l, j_\alpha | l', j'_\beta) \quad (57)$$

โดย $\sigma(l, I | l', I')$ เป็นภาคตัดขวางสำหรับกระบวนการที่เกี่ยวข้องกับค่าเริ่มต้นและสุดท้ายของเลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนต์เชิงมุมของนิวตรอนและสปินของนิวเคลียสที่เป็นเป้า ในอีกทางหนึ่ง $\sigma(l, j_\alpha | l', j'_\beta)$ เป็นภาคตัดขวางสำหรับกระบวนการที่เกี่ยวข้องกับช่องของสปินเริ่มต้น j_α และช่องของสปินสุดท้าย j'_β

ภาคตัดขวางสำหรับรูปแบบของนิวเคลียสเชิงประกอบสำหรับเลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนต์เชิงมุม l ของอนุภาคตกกระทบจะอยู่ในรูปสมการ

$$\sigma_C^{(l)} = (2l+1)\pi\lambda^2 T_l(\varepsilon) \quad (58)$$

ภาคตัดขวางสำหรับรูปแบบของสปิน J จะให้โดย $\sigma_C^{(l)}$ คูณกับความน่าจะเป็นที่ว่าอนุภาคตกกระทบและนิวเคลียสที่เป็นเป้าเป็นรูปแบบของสปิน j ความน่าจะเป็นนี้จะเท่ากับกำลังสองของสัมประสิทธิ์เครบส์-กอร์ดัน $|(lj; 0m | lj; Jm)|^2$ ดังนั้นภาคตัดขวางเป็น

$$\sigma_C^{(l)} |(lj; 0m | lj; Jm)|^2 = (2l+1)\pi\lambda^2 T_l(\varepsilon) |(lj; 0m | lj; Jm)|^2 \quad (59)$$

ภาคตัดขวางสำหรับกระบวนการไม่ยืดหยุ่น จะต้องคูณสมการ (59) โดยความน่าจะเป็นของกระบวนการ จะให้โดยสมการ (59) ซึ่งใช้ทฤษฎีของ Blatt และ Weisskopf ภาคตัดขวาง $\sigma(l, j | l', j' | \mathcal{G})$ สำหรับอนุภาคตกกระทบของพลังงาน ε' ของโมเมนต์เชิงมุม l' ช่องสปิน j โดยไม่สนใจการย้ายออกในทิศทาง \mathcal{G} นั่นคือ

$$\sigma(l, j | l', j' | \mathcal{G}) = \pi\lambda^2 (2l+1) T_l(\varepsilon) \sum_J \frac{A_j(l, j | l', j' | \mathcal{G})}{1 + \frac{\sum_{p, g, r} T_p(\varepsilon_{q'})}{T_l(\varepsilon')}} \quad (60)$$

เมื่อ r แทน ช่องสปินที่เป็นไปได้
 p แทน โมเมนต์เชิงมุมของอนุภาคตกกระทบสุดท้ายที่เป็นไปได้
 $\varepsilon_{q'}$ แทน พลังงานอนุภาคตกกระทบสุดท้ายที่เป็นไปได้

โดยการรวม $p=l', \varepsilon_q = \varepsilon', j_r$ และ j' ซึ่งแฟกเตอร์ A_j มีนิยามดังนี้

$$A_j(l, j | l', j' | \mathfrak{G}) = \sum_{m, m'} |(lj; 0m | lj; Jm)|^2 |(l', j'; m', m - m' | l'j'; Jm)|^2 |Y_{l', m'}(\mathfrak{G}, \varphi)|^2 \quad (61)$$

สมการ (62) ไม่ขึ้นกับ Φ เพราะค่าสัมบูรณ์ของ $Y_{l', m'}$

$$\sum_m |(lj; 0m | lj; Jm)|^2 = (2J+1)/(2l+1) \quad (62)$$

$$\text{ให้ } \sigma(l, j | l', j') = \pi \lambda^2 T_l(\varepsilon) \sum_J \left[(2J+1) / \left(1 + \sum_{p, q, r} \frac{T_p(\varepsilon_q)}{T_v(\varepsilon')} \right) \right] \quad (63)$$

ในที่นี้การรวมของ $\sigma(l, j | l', j')$ บน j, j', l และ l' เราให้เป็น $\sigma(l | l')$ ดังนี้

$$\sigma(l | l') = \frac{\pi \lambda^2}{2(2l+1)} \sum_l T_l(\varepsilon) \times \sum_J \frac{\varepsilon_{j, l'} (2J+1)}{1 + \sum_{j'', l''} \varepsilon_{j'', l''} T_{l''}(\varepsilon_q) / \sum_{l', j'} \varepsilon_{l', j'} T_{l'}(\varepsilon')} \quad (64)$$

$$\text{เมื่อ } \varepsilon_{j'', l''} = \begin{cases} 2 & \text{ถ้า } j_1 \text{ เท่ากับ } j_2 \\ 1 & \text{ถ้า } j_1 \text{ ไม่เท่ากับ } j_2 \\ 0 & \text{ถ้า } j_1 \text{ และ } j_2 \text{ เท่ากับ } 0 \end{cases} \quad (65)$$

สมการ (65) ในการรวมของ $\varepsilon_q = \varepsilon', l' = l''$ และ j'' เท่ากับค่าอื่นๆของ j' โดยค่าของ เลขควมตัมออร์บิทัลโมเมนตัมเริ่มต้นและสุดท้ายกับสปินของนิวเคลียสเชิงประกอบ ดังตารางที่ 1

ตารางที่ 1 เลขควมดัมออร์บิทัลโมเมนตัมเริ่มต้นและสุดท้ายกับสปินของนิวเคลียสเชิงประกอบ

J	L	$\mathcal{E}_{j,l}$	I'	$\mathcal{E}_{j',l'}$
$+\frac{1}{2}$	0	1	0	1
			2	1
$-\frac{1}{2}$	1	1	1	2
			3	1
$+\frac{3}{2}$	2	1	0	1
			2	2
$+\frac{5}{2}$	2	1	2	2
			3	1
$-\frac{5}{2}$	3	1	1	1
			3	2
$-\frac{7}{2}$	3	1	3	2
			3	2

ภาคตัดขวางนิวตรอน (Neutron Cross Section)

ภาคตัดขวางของการดูดกลืนของอนุภาคตกกระทบจะคำนวณในพจน์ของสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน $T_l^a(\mathcal{E})$ โดยเป็นไปตามสมการของ Hauser และ Feshbach ดังนี้

$$\sigma_a(U, J, \pi) = \frac{\pi}{k^2} \frac{(2J+1)}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{s=|I-i|}^{I+i} \sum_{l=|J-s|}^{J+s} f(l, \pi) T_l^a(\mathcal{E}) \quad (66)$$

โดยที่ k แทน เลขคลื่น
 i, I, J และ s แทน สปินของอนุภาคตกกระทบ, สปินของนิวเคลียสที่เป็นเป้า, สปินของนิวเคลียสเชิงประกอบและสปินของช่องปฏิบัติการตามลำดับ
 l แทน เลขควมดัมออร์บิทัลโมเมนตัมเชิงมุมของอนุภาคตกกระทบ a

$f(l, \pi)$ แทน ผลของการอนุรักษ์พาริตีและเท่ากันหนึ่ง ถ้า
 $p^* P^* (-1)^l = \pi$ และมีเช่นนั้นก็เป็นครุณย์ ในที่นี้ p, P และ π
 คือ พาริตีของอนุภาคตกกระทบ, พาริตีของนิวเคลียสที่เป็น
 เป้า และพาริตีของนิวเคลียสเชิงประกอบ

ส่วน ε และ U แทน พลังงานของอนุภาคตกกระทบและพลังงานนิวเคลียส
 เชิงประกอบ

สำหรับอนุภาคตกกระทบที่มีเลขมวล $A < 5$ สัมประสิทธิ์การส่งผ่านจะเข้าไปรวมใน
 สมการ (56) ในการหาสัมประสิทธิ์การส่งผ่านมีค่าดังสมการ

$$T_l^a(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{l_{cr} - l}{\delta_l}\right)} \quad (67)$$

ขณะที่ δ_l คือพารามิเตอร์ที่ป้อนเข้าไป ถ้าภาคตัดขวางของปฏิกิริยาทั้งหมดถูก
 เฉพาะเจาะจงในข้อมูลที่ป้อนเข้า เมื่อรหัสปรับ l_{cr} เพื่อสร้างค่าที่ต้องการ

ศักย์แบบจำลองเชิงแสง (Optical Model Potential)

จุดประสงค์เริ่มแรกของแบบจำลองเชิงแสงก็คือ การหาพารามิเตอร์แบบจำลองเชิงแสงใน
 รูปแบบต่างๆ ไป ที่เพียงพอสำหรับศักย์ซึ่งมีการเพิ่มศักย์ชนิดต่างๆ ลงในศักย์แบบจำลองเชิงแสง
 เช่น การรวมเชิงทรงกลม การหมุนของช่องที่ถูกควบ แบบจำลองเชิงแสงสำหรับการสั้น และ
 แบบจำลองเชิงแสงสำหรับการกระจาย โดยจะนำเสนออยู่ในสมการดังนี้

$$V(r) = -V_R f_R(r) - iW_V f_V(r) + 4a_{VD} V_D \frac{d}{dr} f_{VD}(r) + 4ia_{WD} \frac{d}{dr} f_{WD}(r) \\
+ \frac{\lambda^2}{r} \left(V_{SO} \frac{d}{dr} f_{VSO}(r) + iW_{SO} \frac{d}{dr} f_{WSO}(r) \right) \sigma \cdot l \quad (68)$$

โดยที่ V_R แทน ศักย์จริงลึกก่อนันต์

W_V แทน ศักย์จินตภาพลึกก่อนันต์

V_D แทน ศักย์จริงลึกก่อนันต์สำหรับผิวอนุพันธ์

- W_D แทน ศักย์จินตภาพลึกลอนันต์สำหรับฟิวอนุพันธ์
 V_{SO} แทน ศักย์จริงลึกลอนันต์สำหรับสปินของวงโคจร
 W_{SO} แทน ศักย์จินตภาพลึกลอนันต์สำหรับสปินของวงโคจร
 λ_π^2 แทน ความยาวคลื่นกำลังสองของไพออนของคอปป์มตัน ($\approx 2 \text{ fm}^2$)
 $\sigma \cdot l$ แทน ผลสเกลลาร์ให้โดย

$$\begin{aligned}
 \sigma \cdot l &= l \quad \text{สำหรับ } j = l + \frac{1}{2} \\
 &= -(l+1) \quad \text{สำหรับ } j = l - \frac{1}{2}
 \end{aligned} \tag{69}$$

โดย $f_i(r)$ แทน แฟกเตอร์ของรัศมี ที่ขึ้นอยู่กับ i^{th} เช่น $f_R(r), f_V(r), f_{VD}(r), f_{WD}(r), f_{VSO}(r)$

ในสมการ (68) สามารถหาค่า $V_R, W_V, V_D, W_D, V_{SO}$ และ W_{SO} ได้จากสมการ

$$\begin{aligned}
 V_i(E) &= \alpha_1 + \alpha_7 \eta + \alpha_8 \Delta_C + \alpha_9 A + \alpha_{10} A^{1/3} + \alpha_{11} A^{-2/3} + \alpha_{12} \Delta_{C'} + \\
 &(\alpha_2 + \alpha_{13} \eta + \alpha_{14} A)E + \alpha_3 E^2 + \alpha_4 E^3 + \alpha_6 \sqrt{E} + \\
 &(\alpha_5 + \alpha_{15} \eta + \alpha_{16} E) \ln(E) + \alpha_{17} \Delta_C E^{-2}
 \end{aligned}$$

เมื่อ $V_i(E)$ แทน ศักย์ที่ขึ้นกับเทอม i^{th} (เช่น V_R, W_D, V_{SO} เป็นต้น)

E แทน พลังงานตกกระทบ

$\eta = \frac{(N-Z)}{A}$, N และ Z แทน จำนวนนิวตรอนและโปรตอนของนิวเคลียสที่เป็นเป้า

A แทน เลขมวลของนิวเคลียสที่เป็นเป้า

สำหรับแรงผลักรวมกับโปรตอนที่เป็นอนุภาคตกกระทบ จะได้

$$\Delta_C = \frac{0.4Z}{A^{1/3}} \quad \text{และ} \quad \Delta_{C'} = \frac{173}{R_C} Z, \quad R_C \text{ เป็นรัศมีของลูกอมบ์}$$

ส่วนแรงผลักรวมกับนิวตรอนที่เป็นอนุภาคตกกระทบ จะได้

$$\Delta_C \times \Delta_{C'} = 0$$

ความหนาแน่นระดับ (Level Densities)

สำหรับความหนาแน่นของสถานะกระตุ้น $\rho(U)$ ของนิวเคลียสกับพลังงานสถานะกระตุ้น U และความหนาแน่นระดับ $\rho(U, J)$ ของนิวเคลียสกับโมเมนตัมเชิงมุม J บนพื้นฐานของแบบจำลองก๊าซเฟอร์มี

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{3/4}} \exp(2\sqrt{aU})$$

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi\sigma^3}} \rho(U) \exp\left[-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma^2}\right] \quad (70)$$

เมื่อ $a = \bar{a}^2 g/\sigma$ แทน พารามิเตอร์สัดส่วนของความหนาแน่นระดับที่สถานะความหนาแน่นอนุภาคเดี่ยว g ใกล้พลังงานเฟอร์มี
 σ^2 แทน พารามิเตอร์สปินที่ถูกตัดออก

สำหรับแบบจำลองก๊าซเฟอร์มี การหาสมการสถานะขึ้นอยู่กับพลังงานสถานะกระตุ้น U เอนโทรปี S และฟังก์ชันเทอร์โมไดนามิกอื่นๆ ของนิวเคลียสที่ขึ้นกับอุณหภูมิ t ดังนี้

$$U = at^2, \quad S = 2at, \quad \sigma^2 = \langle m^2 \rangle gt \quad (71)$$

เมื่อ $\langle m^2 \rangle$ เป็นค่ากำลังสองเฉลี่ยของการโมเมนตัมเชิงมุมสำหรับสถานะอนุภาคเดี่ยวของระบบพลังงานเฟอร์มี ซึ่งจะเฉพาะกับโมเมนตัมความถี่ของใจกลางนิวเคลียส $I = g \langle m^2 \rangle$ พารามิเตอร์หลักของแบบจำลองก๊าซเฟอร์มีอาจจะประมาณโดยใช้ semi - classical approximation ได้

$$a = 2\left(\frac{\pi}{3}\right)^{4/3} \frac{m_0 r_0^2}{\hbar^2} A(1 + \beta_s A^{-1/3}) \quad (72)$$

$$I_0 = \frac{2}{5} \frac{m_0 r_0^2}{\hbar^2} A^{5/3}$$

เมื่อ	m_0	แทน	มวลนิวเคลียส
	r_0	แทน	รัศมีนิวเคลียส
	A	แทน	เลขมวลของนิวเคลียสที่เป็นเป้า
	β_s	แทน	ส่วนผิวของความหนาแน่นของอนุภาคเดี่ยว

กลไกการเกิดปฏิกิริยาของนิวเคลียสเชิงประกอบที่มีหลายขั้นตอน (Multi-step Compound; MSC)
และกลไกการเกิดปฏิกิริยาโดยตรงที่มีหลายขั้นตอน (Multi-step Direct; MSD)

กลไกการเกิดปฏิกิริยาในการคำนวณ โดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II มี 2 กลไก ดังนี้

1. กลไกการเกิดปฏิกิริยาของนิวเคลียสเชิงประกอบที่มีหลายขั้นตอน

กระบวนการ MSC เหมือนแบบจำลองก่อนถึงนิวเคลียสเชิงประกอบ โดยอธิบาย สมดุลของส่วนประกอบนิวเคลียสที่รวมการส่งผ่านของชั้นของช่องปิดที่เพิ่มขึ้น โดยได้นิยาม ชั้นในพจน์ของจำนวนคู่อนุภาคและโหนดที่ถูกกระตุ้น

ภาคตัดขวางปฏิกิริยาสามารถแยกได้เป็น 2 ส่วน คือ ส่วนแรก ภาคตัดขวางที่มีการ กระเพื่อม และส่วนที่สองเป็นส่วนที่มาจากกระบวนการ โดยตรง ส่วนแรกจะถูกคำนวณ โดยพื้นฐาน ทางกลไกที่มีหลายๆ ขั้นตอน

ภาคตัดขวางเชิงอนุพันธ์สำหรับช่องปฏิกิริยากับเลขควอนตัมให้โดย γ จะได้ว่า

$$\frac{d\sigma_{\gamma}^{(fluct)}}{dU} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{n=1}^{\gamma} \sum_{v=n-1}^{n-1} \left\langle \frac{\rho_{\gamma v}(U) \Gamma_n^{(\gamma v)}}{\Gamma_n} \right\rangle \left[\prod_{i=1}^{n-1} \frac{\Gamma_k^{\downarrow}}{\Gamma_k} \right] \frac{2\pi \Gamma_1^{(i)}}{D_1} \quad (73)$$

เมื่อ	n	แทน	สถานะ
	v	แทน	โมดที่ออกมา
	$\rho_{\gamma v}(U)$	แทน	ความหนาแน่นของโมดที่ออกมาของ γ ที่พลังงานสถานะ กระตุ้น U ในนิวเคลียสที่เหลือ
	Γ_n	แทน	ความน่าจะเป็นการส่งผ่านเฉลี่ยของสถานะที่ n

$\Gamma_n^{(\gamma v)}$	แทน	ความน่าจะเป็นการส่งผ่านเฉลี่ยสำหรับสถานะที่ m ไป โมดของ γ ที่ออกมา และสถานะ v
$\frac{\Gamma_k^\downarrow}{\Gamma_k}$	แทน	ความน่าจะเป็นการส่งผ่านเฉลี่ยของสถานะ k ต่อความ น่าจะเป็นการส่งผ่านของสถานะ k
และ $\frac{\Gamma_1^{(i)}}{D_1}$	แทน	ฟังก์ชันเกร็งสำหรับรูปแบบของสถานะแรกจากช่อง ปฏิบัติการเริ่มต้น

ในพจน์ของสมการ (73) การแจกแจงเชิงมุมของอนุภาคที่ออกมาจะให้เป็น

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dU} = \sum \frac{(-1)^{s'-s}}{(2I+1)(2I'+1)} \bar{Z}(IJJ; sL) \bar{Z}(l'J'l'; s'L) P_L(\cos\theta) \frac{d\sigma^{\text{fluct}}}{dU}(\pi; l's', ls) \quad (74)$$

โดย γ	แทน	explicitly
J	แทน	โมเมนตัมเชิงมุมทั้งหมด
π	แทน	พาริตีของช่องปฏิบัติการ
l	แทน	เลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนตัมเชิงมุมของช่องปฏิบัติการ
s	แทน	สปินของช่องปฏิบัติการ
l', s'	แทน	การอ้างอิงโมดที่ออกมา
I	แทน	สปินของอนุภาคตกกระทบ
I'	แทน	สปินของนิวเคลียสที่เป็นเป้า
\bar{Z}	ให้	ในพจน์ของ $\sigma = j$ ซึ่งเขียนได้เป็น

$$\begin{aligned} \bar{Z}(IJJ; sL) &= (-1)^{2J} (2I+1)(2J+1) \left(\frac{2L+1}{4\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} l & l & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l & J & s \\ J & l & L \end{Bmatrix} \\ &= (-1)^{s+J+L} (lsJ \parallel Y_L \parallel lsJ) \end{aligned} \quad (75)$$

จากคุณสมบัติของ $3j$ ใน \bar{Z} ถ้า i เป็นเลขคู่ และการแจกแจงเชิงมุมสมมาตรที่ 90° เมื่อปริพันธ์ในสมการ (74) เทียบกับมุมจะได้ว่า

$$\frac{d\sigma}{dU} = \frac{1}{(2I+1)(2I'+1)} \sum_{J,\pi,j',s,j} (2J+1) [d\sigma_{JL;l's',ls}^{fluct}/dU] \quad (76)$$

2. กลไกการเกิดปฏิกิริยาโดยตรงที่มีหลายขั้นตอน (Multi-step Direct; MSD)

ผลของระบบอนุภาคตกกระทบและนิวเคลียสที่เป็นเป้า จากการสูญเสียในช่วงพลังงานน้อยๆ ของช่องการเกิดปฏิกิริยาที่วางอยู่จะอธิบายโดยใช้ทฤษฎี MSD ซึ่งรวมกับปฏิกิริยาโดยตรง (DR)

ในทฤษฎี MSD ผลของแฮมิลโทเนียนในช่องการเกิดปฏิกิริยาที่วางอยู่จะแบ่งเป็นส่วนพลังงานเฉลี่ยของแบบจำลองเชิงแสง H^{opt} ซึ่งอธิบายถึงการเคลื่อนที่สัมพัทธ์ของอนุภาคตกกระทบ a และนิวเคลียสที่เป็นเป้า A แฮมิลโทเนียนภายใน H^{intr} ของนิวไคลด์และศักย์ปฏิกิริยาที่เหลือของอนุภาคตกกระทบและนิวเคลียสที่เป็นเป้า และ V^{res} นำไปสู่กระบวนการแบบไม่ยืดหยุ่นดังสมการ

$$H = H^{opt} + H^{intr} + V^{res} \quad (77)$$

รหัส ORION สำหรับช่องเปิดเมทริกซ์ T ซึ่งอยู่ในพจน์ n^{th}

$$T_{\gamma_0}^{(n)} = \langle \chi_E^{(-)} | (\gamma | V^{res} (G^{chan}(E) V^{res})^{n-1} | 0) | \chi_0^{(+)} \rangle \quad (78)$$

ซึ่งอธิบายการส่งผ่านขั้นที่ n จากช่องทางเข้ากับการกระเจิงของคลื่นที่เข้ามา $\chi_0^{(+)}$ และโครงสร้างสถานะพื้น $|0\rangle = |aA\rangle$ ไปช่องออกของแกมมาที่คลื่นที่ออกไป $\chi_E^{(-)}$ ที่พลังงาน E , $G^{chan}(E)$ คือกรีนฟังก์ชันสำหรับช่องปฏิกิริยา การกระเจิงของคลื่นเป็นฟังก์ชันคลื่นของแบบจำลองเชิงแสงมีพลังงานที่ขึ้นอยู่กับฟังก์ชันคลื่นของแบบจำลองเชิงแสงทั่วไป ซึ่งแปรตามสถานะของแกมมาภายใน MSD กระทำกับปฏิกิริยาอนุภาคตกกระทบและนิวเคลียสที่เป็นเป้าที่เหลือจริงๆ แล้วทฤษฎี MSD คือ การอธิบายการกระเจิงต่อเนื่อง

ในการอธิบายสถิติของสเปกตราก่อนสมดุล สถานะจริงแถมมาถูกขยายภายในแบบจำลอง สถานะ c , อนุภาค- n และ โฮลด์- n (n particle – n hole ; $np-nh$) โดย H^{intr} เป็น

$$H^{intr} = H_0^{intr} + V^{intr} \quad (79)$$

สถานะ c เป็นสถานะเฉพาะของ $H_0^{(intr)}$ และอันตรกิริยาที่เหลือ V^{intr} เป็นสถานะที่ควบระหว่างความแตกต่างของอนุภาคและโฮลด์ โดยสมมติว่าระหว่างชั้น $np-nh$ เป็นการสุมทางสถิติในธรรมชาติและนำไปสู่การแจกแจงของแอมพลิจูดกับค่าเฉลี่ยเป็นศูนย์ เมื่อเมทริกซ์ความหนาแน่นสูงกว่าช่วงพลังงานจำกัด เช่น ลอร์เรนซ์หรือเกาส์ $g(x)$ ของความน่าจะเป็นการส่งผ่านที่เปรียบเทียบกับช่องว่างของปฏิกริยาเฉลี่ย

$$\hat{\rho}(E) = \int dE' g(E - E') \hat{\rho}_{micro}(E) \quad (80)$$

ความเป็นอาพันธ์ของสถานะพื้นจะหายไป เป็นผลให้เมทริกซ์ความหนาแน่นกลายเป็นเมทริกซ์ทางสถิติ

$$\hat{\rho}(E) = \sum_n \hat{\rho}_n(E) \quad (81)$$

เมื่อรวมชั้น $np-nh$ ได้ว่า

$$\hat{\rho}(E) = \sum_{c=[npnh]} |c\rangle P_c(E) \langle c| \quad (82)$$

และการหาความน่าจะเป็นต่อพลังงานของระบบในโครงแบบ c ให้โดยความหนาแน่นสเปกโตรสโคปิก (spectroscopic) กล่าวคือ

$$P_c(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \left[\int dE' g(E - E') \langle c | G^{intr}(E') | c \rangle \right] \quad (83)$$

เมื่อ $G^{intr}(E)$ แทน ฟังก์ชันกรีนภายใน

ตัวดำเนินการทางสถิตินี้มีคุณสมบัติซึ่งมีความสำคัญสำหรับการอธิบายทางฟิสิกส์ ในการปริพันธ์ $P_c(E)$ ในช่วง ΔE ได้แฟกเตอร์สเปกโตรสโคปิก สำหรับโครงแบบ c ใน ΔE โดยไม่พิจารณาผลรวมแนวทแยงของ $\hat{\rho}(E)$ ในสมการ (82) ให้ความหนาแน่นระดับที่พลังงาน E รวมกับความหนาแน่นระดับของสถานะ $np-nh$ จะทำได้โดย $tr(\hat{\rho}_n)$ (สมการ 82)

อันตรกิริยาที่ส่งผ่านกับความหนาแน่นระดับสูงสุดที่ให้พลังงานสภาวะกระตุ้นถูก กำหนดให้โดยวิธีนี้กับข้อสมมติฐานนี้ภาคตัดขวางกลายเป็น super-position ชั้นที่ n

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega dU} = \sum_n \frac{d^2 \sigma^{(n)}}{d\Omega dE} \quad (84)$$

ขณะที่ภาคตัดขวางที่มีหลายๆ ชั้น นิยามโดย

$$\frac{d^2 \sigma^{(n)}}{d\Omega dE} = \sum_{c=\{npnh\}} P_c(E) |T_{c0}^{(n)}|^2 \quad (85)$$

การขยาย V^{res} ภายในหลายๆ ชั้นของ V_λ และการสังเกตว่าโครงแบบ $1p-1h$ เพียงอย่างเดียว จะกระตุ้นในกระบวนการชั้นที่ 1 ซึ่ง σ^1 หาได้โดยค่าเฉลี่ยบนการส่งผ่านไปภายใน $1p-1h$ สถานะ c รอบพลังงานสภาวะกระตุ้น E กับแฟกเตอร์รูปแบบ (form factor)

$$F_\lambda^{c0} = (c | V_\lambda | 0) \quad (86)$$

โดยแต่ละการส่งผ่าน ซึ่งใช้ในการพิจารณาค่าเฉลี่ยบนแฟกเตอร์รูปแบบจุลภาค ดังนั้น V^{res} ถูกแสดงในพจน์ของสถานะที่ขึ้นอยู่กับแฟกเตอร์รูปแบบหลายๆ ชั้น F_λ และตัวดำเนินการการส่งผ่านภายในนิวเคลียส O_λ

$$V^{res}(r, \xi) = \sum_\lambda F_\lambda(r) O_\lambda(\xi) \quad (87)$$

โดย r แทนแกนการเคลื่อนที่สัมพัทธ์และ $\zeta = (\zeta_a, \zeta_a)$ เป็นแกนภายในซึ่งรวมสปินและไอโซสปิน (isospin) ตามลำดับ การปรับแฟกเตอร์รูปแบบหลายๆ ขั้ว F_λ สัมพัทธ์ที่ O_λ ซึ่งเป็นการอนุรักษ์ตัวเอง (self-consistent) จะได้รับโดยค่าเฉลี่ย V^{res} บน O_λ

$$F_\lambda(r) = (c | O_\lambda^\dagger \hat{\rho}(E) V^{res} | c) / S_\lambda(E, c) \quad (88)$$

โดยทั่วไปในการส่งผ่านเริ่มต้นจากการพิจารณาสถานะ c ซึ่งปรากฏในขั้นที่สูงกว่า MSD สำหรับอันตรกิริยาขั้นที่ 1 สถานะเริ่มต้นเป็นสถานะพื้น $c = 0$ โดยการนอร์มอลไรซ์ผู้ฟังก์ชันแรงแรงการส่งผ่าน (transition strength function) S_λ ดังนี้

$$(c | O_\lambda^\dagger \hat{\rho}(E) O_\lambda | c) = \delta_{\lambda\lambda'} S_\lambda(E, c) \quad (89)$$

ซึ่งขึ้นอยู่กับแฟกเตอร์รูปแบบสถานะภายใน S_λ เป็นฟังก์ชันสำหรับตัวดำเนินการภายนอก O_λ ซึ่งอธิบายถึงอัตราการส่งผ่านต่อ 1 หน่วยพลังงานจากสถานะ c ไปภายในทั้งหมดของสถานะ c ที่ศูนย์กลางของพลังงาน E

ความสัมพัทธ์ข้างต้นเหมาะสมสำหรับปฏิกิริยาขั้นที่ 1 ขณะที่ c เป็นสถานะพื้น อย่างไรก็ตามในขั้นที่สูงกว่า c อยู่ในสถานะระหว่างตรงกลาง $np-nh$ ซึ่งรวมในภาคตัดขวางเชิงสถิติในการส่งผ่านหลายๆ ขั้นถูกคำนึงถึงโดยแฟกเตอร์รูปแบบหลายๆ ขั้วเฉลี่ยซึ่งเป็นอิสระของสถานะเริ่มต้นและลำดับหลายๆ ขั้น ดังนี้

$$F_\lambda = \frac{\text{tr}(\hat{\rho} O_\lambda^\dagger \hat{\rho} V^{res})}{\text{tr}(\hat{\rho} O_\lambda^\dagger \hat{\rho} O_\lambda)} \quad (90)$$

ดังนั้นภาคตัดขวางเชิงอนุพันธ์ขั้นที่ 1 เท่ากับ

$$\frac{d^2 \sigma^{(1)}}{dE d\Omega} = \sum_\lambda S_\lambda(E) \overline{\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega}} \Big|_\lambda \quad (91)$$

ขณะที่ $\overline{\sigma^{(1)}}$ แทน การคำนวณภาคตัดขวาง DWBA ที่ลดลงกับแฟกเตอร์รูปแบบเฉลี่ยสมการ (91)

ส่วนหลายๆ ขั้นตอนอธิบายปฏิบัติการขั้นที่ 2 เพียงอย่างเดียว ความอิสระของสถานะและแอมพลิจูดขั้นที่ 2 ที่แปรอย่างช้าๆ จะได้ว่า

$$T_{\lambda_1 \lambda_2}^{(2)} = \langle \chi_E^{(-)} | F_{\lambda_2} G^{opt} F_{\lambda_1} | \chi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (92)$$

ซึ่ง G^{opt} แทน ฟังก์ชันกรีนสำหรับศักย์ของแบบจำลองเชิงแสง รูปแบบโครงสร้างนิวเคลียร์ขณะนี้ถูกบรรจุใน

$$(0 | O_{\lambda_1}^\dagger G^{(intr)t}(E_1') O_{\lambda_2}^\dagger \hat{\rho}(E) O_{\lambda_2} G^{(intr)}(E_1) O_{\lambda_1} | 0) \quad (93)$$

โดยนิยามโครงสร้างของช่องออกเป็นสถานะ $2p-2h$ ซึ่งจะกระตุ้นจาก $1p-1h$ สถานะ c_1 เช่นเดียวกันกับในขั้นแรก $1p-1h$ เพียงอย่างเดียว สถานะ a จะถูกกระตุ้นออกไป ดังนั้นต้องพิจารณาส่วนที่ลดลงของ $1p-1h$ ของ 2 ฟังก์ชันกรีน

การประมาณที่ดีสำหรับการขึ้นอยู่กับ $S_\lambda(E, c_1)$ บน c_1 สามารถแทนโดยการขึ้นอยู่กับ E_1 โดยทางทฤษฎีนี้ได้ทำการเฉลี่ยบนฟังก์ชันที่ตอบสนองความสัมพันธ์ระหว่างสถานะ c_1 พลังงาน E_1

$$\begin{aligned} S_\lambda(E, E_1) &= \frac{\sum c_1 P_{c_1}(E_1) S_\lambda(E, c_1)}{\sum c_1 P_{c_1}(E_1)} \\ &= \frac{tr(\hat{\rho}_1(E_1) O_{\lambda_1}^\dagger \hat{\rho}(E) O_{\lambda_1})}{tr(\hat{\rho}_1(E_1))} \end{aligned} \quad (94)$$

ดังนั้นภาคตัดขวาง MSD ขั้นที่ 2 เป็น

$$\frac{d^2 \sigma^{(2)}}{dE d\Omega} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} dE_1 S_{\lambda_2}(E, E_1) S_{\lambda_1}(E_1, 0) \overline{\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega}}(E, E_1) \Big|_{\lambda_1 \lambda_2} \quad (95)$$

โดยที่ $\overline{\sigma^{(2)}}$ แทน ภาคตัดขวางเฉลี่ยที่นิยามในพจน์ขององค์ประกอบเมทริกซ์ $T^{(2)}$

ฐานข้อมูล RIPL-2

EMPIRE-II เป็นรหัสคอมพิวเตอร์ที่ใช้คำนวณปฏิกิริยานิวเคลียร์ ประกอบด้วยแบบจำลองนิวเคลียร์หลายๆ แบบ สำหรับกลไกหลักของปฏิกิริยา เช่น นิวเคลียสเชิงประกอบก่อนสมดุลและอันตรกิริยาโดยตรง เป็นการออกแบบสำหรับการคำนวณที่ครอบคลุมทุกช่วงพลังงานของอนุภาคตกกระทบ รวมทั้งมวลนิวเคลียส ค่า Q พารามิเตอร์แบบจำลองเชิงแสง ความหนาแน่นระดับสัมประสิทธิ์การส่งผ่าน RIPL-2 เป็นข้อมูลสำหรับการคำนวณภาคตัดขวาง ซึ่งเป็นฐานข้อมูลสำคัญที่ต้องป้อนเข้าไปในการคำนวณของรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ค่าที่ใช้ในรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II ที่ใช้ในการคำนวณหาแบบจำลองเชิงแสง ได้มาจากฐานข้อมูล RIPL-2 ของ International Atomic Energy Agency (IAEA) ดังนี้

1. ค่า Q (Q-Value)

ตารางที่ 2 ค่า Q ปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $^{92}\text{Zr}(n,p)^{92}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$ และ $^{96}\text{Zr}(n,2n)^{95}\text{Zr}$

ปฏิกิริยา	ค่า Q (MeV)
$^{92}_{40}\text{Zr} + {}^1_0n \rightarrow {}^{92}_{39}\text{Y} + {}^1_1\text{H}$	-2.8580
$^{94}_{40}\text{Zr} + {}^1_0n \rightarrow {}^{94}_{39}\text{Y} + {}^1_1\text{H}$	-4.1340
$^{94}_{40}\text{Zr} + {}^1_0n \rightarrow {}^{91}_{38}\text{Sr} + {}^4_2\text{He}$	2.0189
$^{96}_{40}\text{Zr} + {}^1_0n \rightarrow {}^{95}_{40}\text{Zr} + 2 {}^1_0n$	-7.8540

2. เลขคลื่น (Wave Number)

ตารางที่ 3 เลขคลื่นของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	เลขคลื่น (m^{-1})
^{92}Zr	10.0	6.8716×10^{-1}
	11.0	7.2070×10^{-1}
	12.0	7.5274×10^{-1}
	13.0	7.8348×10^{-1}
	14.0	8.1306×10^{-1}
	15.0	8.4159×10^{-1}
	16.0	8.6919×10^{-1}
	17.0	8.9594×10^{-1}
	18.0	9.2192×10^{-1}
^{94}Zr	10.0	6.8732×10^{-1}
	11.0	7.2086×10^{-1}
	12.0	7.2920×10^{-1}
	13.0	7.8366×10^{-1}
	14.0	8.1324×10^{-1}
	15.0	8.4179×10^{-1}
	16.0	8.6339×10^{-1}
	17.0	8.9615×10^{-1}
	18.0	9.2213×10^{-1}
^{96}Zr	10.0	6.8747×10^{-1}
	11.0	7.2102×10^{-1}
	12.0	7.5308×10^{-1}
	13.0	7.8383×10^{-1}
	14.0	8.1342×10^{-1}
	15.0	8.4147×10^{-1}
	16.0	8.6959×10^{-1}

ตารางที่ 3 (ต่อ)

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	เลขคลื่น (m^{-1})
^{96}Zr	17.0	8.9635×10^{-1}
	18.0	9.2234×10^{-1}

3. ศักย์แบบจำลองเชิงแสง (Optical Model Potential)

ตารางที่ 4 ศักย์แบบจำลองเชิงแสงแบบต่างๆ ของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	V_R (V)	W_V (V)	V_D (V)	W_D (V)	V_{so} (V)	W_{so} (V)
^{92}Zr	10.0	47.1	0.7	0.0	6.4	5.8	0.0
	11.0	46.7	0.8	0.0	6.4	5.8	0.0
	12.0	46.4	0.8	0.0	6.5	5.7	0.0
	13.0	46.1	0.9	0.0	6.6	5.7	0.0
	14.0	45.7	1.0	0.0	6.6	5.7	0.0
	15.0	45.4	1.1	0.0	6.6	5.7	0.0
	16.0	45.1	1.2	0.0	6.6	5.6	0.0
	17.0	44.7	1.3	0.0	6.6	5.6	0.0
	18.0	44.4	1.4	0.0	6.5	5.6	0.0
^{94}Zr	10.0	47.6	0.7	0.0	6.4	5.8	0.0
	11.0	47.3	0.7	0.0	6.5	5.8	0.0
	12.0	46.9	0.8	0.0	6.6	5.7	0.0
	13.0	46.6	0.9	0.0	6.6	5.7	0.0
	14.0	46.3	1.0	0.0	6.6	5.7	0.0
	15.0	45.9	1.0	0.0	6.6	5.7	0.0
	16.0	45.6	1.1	0.0	6.6	5.6	0.0

ตารางที่ 4 (ต่อ)

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	V_R (V)	W_V (V)	V_D (V)	W_D (V)	V_{so} (V)	W_{so} (V)
^{94}Zr	17.0	45.2	1.2	0.0	6.6	5.6	0.0
	18.0	44.9	1.3	0.0	6.5	5.6	0.0
^{96}Zr	10.0	46.7	0.7	0.0	6.4	5.8	0.0
	11.0	46.4	0.8	0.0	6.5	5.7	0.0
	12.0	46.0	0.8	0.0	6.5	5.7	0.0
	13.0	45.7	0.9	0.0	6.5	5.7	0.0
	14.0	45.4	1.0	0.0	6.5	5.7	0.0
	15.0	45.0	1.1	0.0	6.4	5.6	0.0
	16.0	44.7	1.2	0.0	6.4	5.6	0.0
	17.0	44.4	1.3	0.0	6.3	5.6	0.0
	18.0	44.0	1.4	0.0	6.3	5.6	0.0

4. สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน (Transmission Coefficient)

สำหรับธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ตามทฤษฎีแบบจำลองชั้นจะได้ว่ามีเลขควอนตัมออร์บิทัลโมเมนตัมเชิงมุม $l=4$

ตารางที่ 5 สัมประสิทธิ์การส่งผ่านที่มีเลขออร์บิทัลเชิงมุม $l=4$ ของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	T_0	T_1	T_2	T_3	T_4
^{92}Zr	10.0	0.65531	0.81691	0.69099	0.75110	0.84272
	11.0	0.67363	0.80922	0.71392	0.74566	0.87996
	12.0	0.68988	0.80205	0.73299	0.74114	0.90139
	13.0	0.70434	0.79542	0.74866	0.73750	0.91232

ตารางที่ 5 (ต่อ)

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	T ₀	T ₁	T ₂	T ₃	T ₄
⁹² Zr	14.0	0.71721	0.78933	0.76205	0.73470	0.91629
	15.0	0.72868	0.78382	0.77298	0.73269	0.91570
	16.0	0.73892	0.77890	0.78203	0.73145	0.91212
	17.0	0.74805	0.77459	0.78947	0.73095	0.90661
	18.0	0.75818	0.77090	0.79555	0.73113	0.89989
⁹⁴ Zr	10.0	0.65379	0.79904	0.69700	0.72327	0.86417
	11.0	0.67268	0.79229	0.71937	0.72091	0.89603
	12.0	0.68930	0.78603	0.73777	0.71907	0.91267
	13.0	0.70398	0.78027	0.75292	0.71780	0.91955
	14.0	0.71695	0.77503	0.76537	0.71710	0.92023
	15.0	0.72843	0.77033	0.77559	0.71697	0.91699
	16.0	0.73860	0.76620	0.78394	0.71742	0.91131
	17.0	0.74760	0.76265	0.79072	0.71842	0.90416
	18.0	0.75557	0.75969	0.79619	0.71996	0.89617
⁹⁶ Zr	10.0	0.66827	0.80980	0.71208	0.73320	0.87460
	11.0	0.68458	0.80024	0.73170	0.72830	0.90341
	12.0	0.69895	0.79150	0.74767	0.72419	0.91765
	13.0	0.71164	0.78357	0.76067	0.72090	0.92254
	14.0	0.72286	0.77642	0.77121	0.71846	0.92149
	15.0	0.73277	0.77006	0.77970	0.71683	0.91670
	16.0	0.74153	0.76448	0.78649	0.71600	0.90960
	17.0	0.74925	0.75967	0.79184	0.71592	0.90112
	18.0	0.75606	0.75564	0.79601	0.71656	0.89192

5. พารามิเตอร์ RIPL-2 สำหรับระดับความหนาแน่นทั้งหมด (RIPL-2 Parameters for Total Level Densities)

ตารางที่ 6 พารามิเตอร์ RIPL-2 สำหรับระดับความหนาแน่นทั้งหมดของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr

ธาตุ	ระดับความหนาแน่น (MeV^{-1})
^{92}Zr	8.775
^{94}Zr	10.902
^{96}Zr	-

6. ภาคตัดขวางนิวตรอน (Neutron Cross Section)

ตารางที่ 7 ภาคตัดขวางนิวตรอนของธาตุ ^{92}Zr , ^{94}Zr และ ^{96}Zr

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	พลังงานของนิวเคลียส เชิงประกอบ (MeV)	ค่าภาคตัดขวางนิวตรอน (mb)
^{92}Zr	10.0	16.624	1833.2
	11.0	17.614	1812.2
	12.0	18.603	1792.9
	13.0	19.592	1776.6
	14.0	20.581	1763.2
	15.0	21.570	1752.7
	16.0	22.559	1745.1
	17.0	23.548	1739.7
	18.0	24.532	1734.7

ตารางที่ 7 (ต่อ)

ธาตุ	พลังงานนิวตรอน (MeV)	พลังงานของนิวเคลียส เชิงประกอบ (MeV)	ค่าภาคตัดขวางนิวตรอน (mb)
⁹⁴ Zr	10.0	16.357	1837.4
	11.0	17.346	1815.1
	12.0	18.335	1796.2
	13.0	19.325	1781.4
	14.0	20.314	1770.1
	15.0	21.304	1761.8
	16.0	22.293	1756.6
	17.0	23.282	1752.1
⁹⁶ Zr	10.0	15.475	1840.2
	11.0	16.465	1817.2
	12.0	17.454	1799.5
	13.0	18.444	1786.8
	14.0	19.433	1777.8
	15.0	20.423	1771.7
	16.0	21.412	1767.8
	17.0	22.402	1764.8
18.0	23.392	1759.9	

รหัสคอมพิวเตอร์ใน EMPIRE-II ที่ใช้ในการคำนวณ

รหัสที่ใช้ในการคำนวณมีด้วยกันอยู่หลายรหัส กล่าวคือ รหัสที่ใช้การคำนวณภาคตัดขวางทั้งหมด ภาคตัดขวางการกระเจิง ภาคตัดขวางแบบยืดหยุ่น ภาคตัดขวางแบบไม่ยืดหยุ่น ภาคตัดขวางการดูดกลืนหรือภาคตัดขวางการเกิดปฏิกิริยา ในการศึกษาวิจัยภาคตัดขวางของการเกิดปฏิกิริยาซึ่งใช้รหัสคอมพิวเตอร์ในการคำนวณ EMPIRE-II ดังนี้

IOUT การควบคุมข้อมูลที่ออกมาเป็นตัวเลขเชิงวิเคราะห์

- = 0 ไม่มีข้อมูลที่ออก
- = 1 มีข้อมูลที่ป้อนเข้าและผลที่จำเป็น (ภาคตัดขวางทุกชนิด, ค่ามาตรฐาน)
- = 2 มีผลของ IOUT = 1 + การแจกแจงสปินของปฏิกิริยาฟิวชัน, จำนวนของสถานะ, พารามิเตอร์ของ γ - transition, สิ่งกีดขวางสำหรับปฏิกิริยาฟิวชัน, สเปกตราที่มีการกระเด็น
- = 3 มีผลของ IOUT = 2 + แกมมาและสเปกตราของอนุภาค + การสลายของชั้นที่ไม่ต่อเนื่อง + อนุพันธ์กำลังสองของภาคตัดขวาง
- = 4 มีผลของ IOUT = 2 + ข้อมูลที่ออกจาก ORION + จำนวนนิวเคลียสที่เหลือ
- = 5 มีผลของ IOUT = 2 + ข้อมูลที่ออกจาก ORION + สัมประสิทธิ์การส่งผ่าน
- = 6 มีผลของ IOUT = 2 + ข้อมูลที่ออกจาก ORION + ชั้นความหนาแน่น

LEV DEN การเลือกความหนาแน่นระดับ

- = 0 ความหนาแน่นระดับใน EMPIRE จะเจาะจงที่ BCS + ก๊าซเฟอร์มี กับการบิดรูปของนิวไคลด์ที่ขึ้นอยู่กับผลของกลุ่ม มีการปรับค่า a และระดับที่ไม่ต่อเนื่อง
- = 1 ก๊าซเฟอร์มีกับการบิดรูปของนิวไคลด์ที่ขึ้นอยู่กับผลของกลุ่ม และพารามิเตอร์ a ได้มาจากแบบจำลองของชั้น
- = 2 ความหนาแน่นระดับของ Gilbert-Cameron มีการปรับค่า a และระดับที่ไม่ต่อเนื่อง
- = 3 ความหนาแน่นระดับของ HF-BCS

NEX จำนวนที่มากที่สุดของพลังงานในหลายชั้น (ค่ามาตรฐานที่ 50 เป็นอย่างน้อย)

MSD การควบคุมการคำนวณ MSD

- = 0 ไม่มีการคำนวณ MSD (ค่ามาตรฐาน)
- = 1 การคำนวณ MSD เลือกโดยใช้ ORION + TRISTAN
- = 2 การคำนวณ MSD เลือกโดยใช้ TRISTAN เพียงอย่างเดียวโดยใช้ผลของ ORION

MSC การควบคุมการคำนวณ MSC

- = 0 ไม่มีการคำนวณ MSC (ค่ามาตรฐาน)
- = 1 มีการคำนวณ MSC

ENDF การควบคุมข้อมูลที่ออกมาสำหรับ ENDF formatting
= 1 ข้อมูลที่ออกมาสำหรับ ENDF formatting ที่ถูกทำขึ้น
= 0 ไม่มีข้อมูลที่ออกมาสำหรับ ENDF formatting ที่ถูกทำขึ้น (ค่ามาตรฐาน)

OMPOT การเลือกพารามิเตอร์สำหรับแบบจำลองเชิงแสง โดยนิวตรอน (I1=1), โปรตอน (I1=2), แอลฟา (I1=3) ซึ่งค่าเหล่านี้จะได้อีกมาจาก RIPL-2 อยู่ใน www.empire/RIPL-2/optical/omdata/om-index.txt

GO เป็นการควบคุมการคำนวณในช่วงพลังงาน

อุปกรณ์และวิธีการ

อุปกรณ์

1. เครื่องคอมพิวเตอร์ Pentium M CPU 1.6 GHz พร้อมระบบปฏิบัติการลินุกซ์
2. เครื่องพิมพ์เลเซอร์
3. รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

วิธีการ

1. ศึกษาการใช้ระบบปฏิบัติการลินุกซ์
2. ศึกษาการหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา โดยอาศัยพื้นฐานของแบบจำลองเชิงสถิติโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ ของ J.M. Blatt และ V.F. Weisskopf
3. ศึกษาวิธีการใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II
4. หาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยการใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II
5. เปรียบเทียบค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณแบบจำลองเชิงสถิติโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ ของ J.M. Blatt และ V.F. Weisskopf และรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II กับข้อมูลการทดลองในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV
6. วิเคราะห์ผล
7. สรุปผล

ผลและวิจารณ์

ผล

ผลการคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p)

ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 8

ตารางที่ 8 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของธาตุ ^{92}Zr และ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน (MeV)	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p) (mb)
$^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$	10.0	15.34
	11.0	16.59
	12.0	17.84
	13.0	19.07
	14.0	20.28
	15.0	21.44
	16.0	22.62
	17.0	23.76
$^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$	18.0	24.86
	10.0	5.01
	11.0	5.68
	12.0	6.33
	13.0	6.99
	14.0	7.66
	15.0	8.33

ตารางที่ 8 (ต่อ)

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p)
	(MeV)	(mb)
$^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$	16.0	9.00
	17.0	9.68
	18.0	10.36

ค่าภาคตัดขวางของปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 9

ตารางที่ 9 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, p) ของธาตุ ^{92}Zr และ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p)
	(MeV)	(mb)
$^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$	10.0	4.58
	11.0	8.32
	12.0	13.53
	13.0	19.90
	14.0	25.39
	15.0	27.93
	16.0	27.49
	17.0	23.58
	18.0	17.09

ตารางที่ 9 (ต่อ)

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p)
	(MeV)	(mb)
$^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$	10.0	0.03
	11.0	0.12
	12.0	0.37
	13.0	1.01
	14.0	2.29
	15.0	4.21
	16.0	6.18
	17.0	7.47
	18.0	7.76

ผลการคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α)

ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 10

ตารางที่ 10 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของธาตุ ^{94}Zr

ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, α)
	(MeV)	(mb)
$^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$	10.0	2.04
	11.0	2.36
	12.0	2.71
	13.0	3.07

ตารางที่ 10 (ต่อ)

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน (MeV)	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, α) (mb)
$^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$	14.0	3.44
	15.0	3.83
	16.0	4.23
	17.0	4.63
	18.0	5.05

ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยให้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 11

ตารางที่ 11 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ (n, α) ของธาตุ ^{94}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน (MeV)	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, α) (mb)
$^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$	10.0	0.60
	11.0	1.08
	12.0	1.19
	13.0	1.61
	14.0	1.72
	15.0	3.16
	16.0	4.44
	17.0	5.12
	18.0	5.18

ผลการคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$

ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 12

ตารางที่ 12 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$ ของธาตุ ^{96}Zr ในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

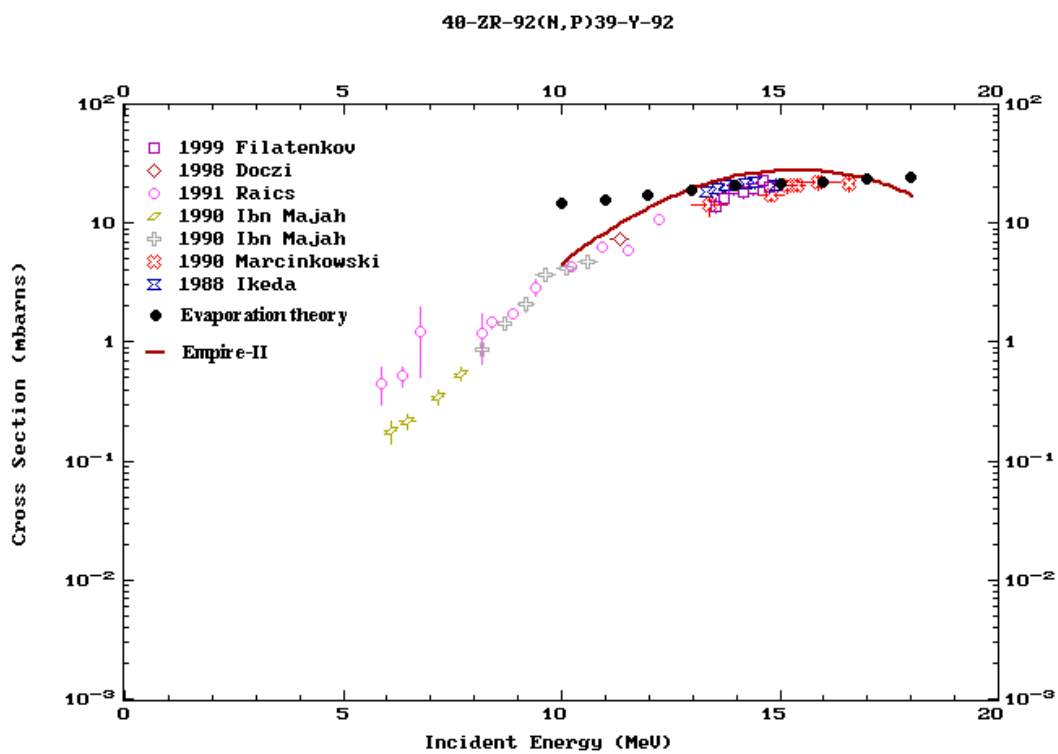
ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน (MeV)	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ $(n,2n)$ (mb)
$^{96}\text{Zr}(n,2n)^{95}\text{Zr}$	10.0	1375.52
	11.0	1258.55
	12.0	1327.34
	13.0	1366.61
	14.0	1389.35
	15.0	1410.55
	16.0	1410.76
	17.0	1415.65
	18.0	1418.68

ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาในการเกิดปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากการคำนวณโดยใช้รหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II ในการวิจัยครั้งนี้มีค่าดังตารางที่ 13

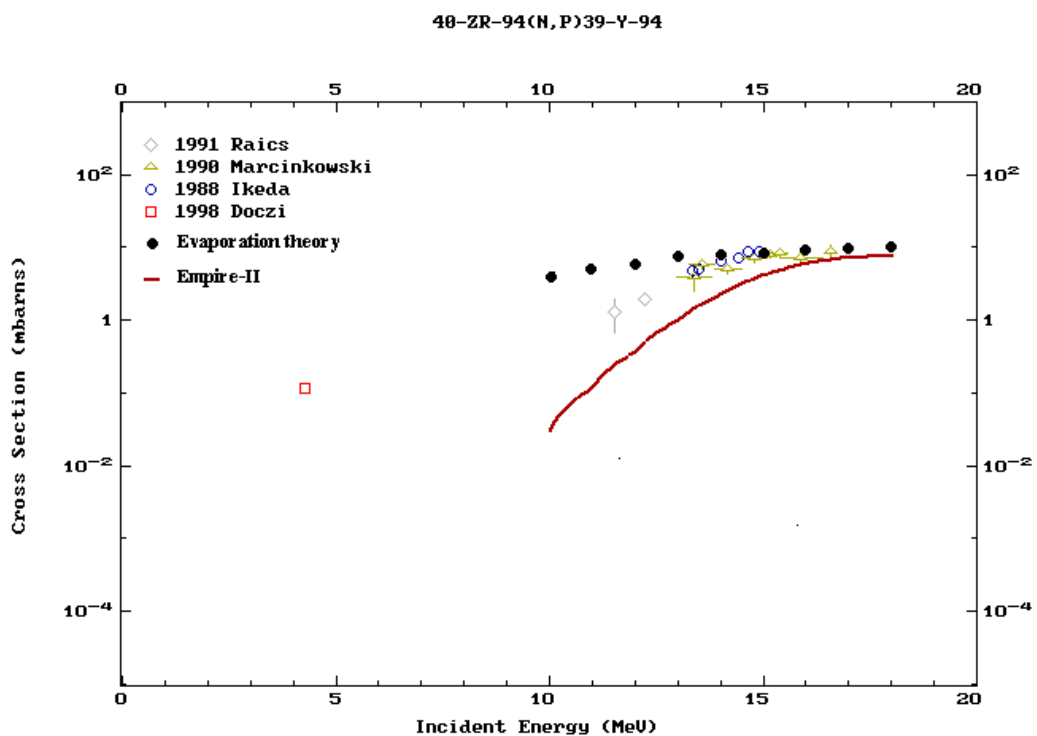
ตารางที่ 13 ภาคตัดขวางปฏิกิริยานิวเคลียร์แบบ $(n,2n)$ ของธาตุ ^{96}Zr ในช่วงพลังงาน
นิวตรอน 10-18 MeV ที่ได้จากระหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ปฏิกิริยา	พลังงานนิวตรอน (MeV)	ภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ $(n,2n)$ (mb)
$^{96}\text{Zr}(n,2n)^{95}\text{Zr}$	10.0	1090.62
	11.0	1273.31
	12.0	1424.71
	13.0	1506.69
	14.0	1561.13
	15.0	1592.35
	16.0	1585.43
	17.0	1518.51
	18.0	1376.64

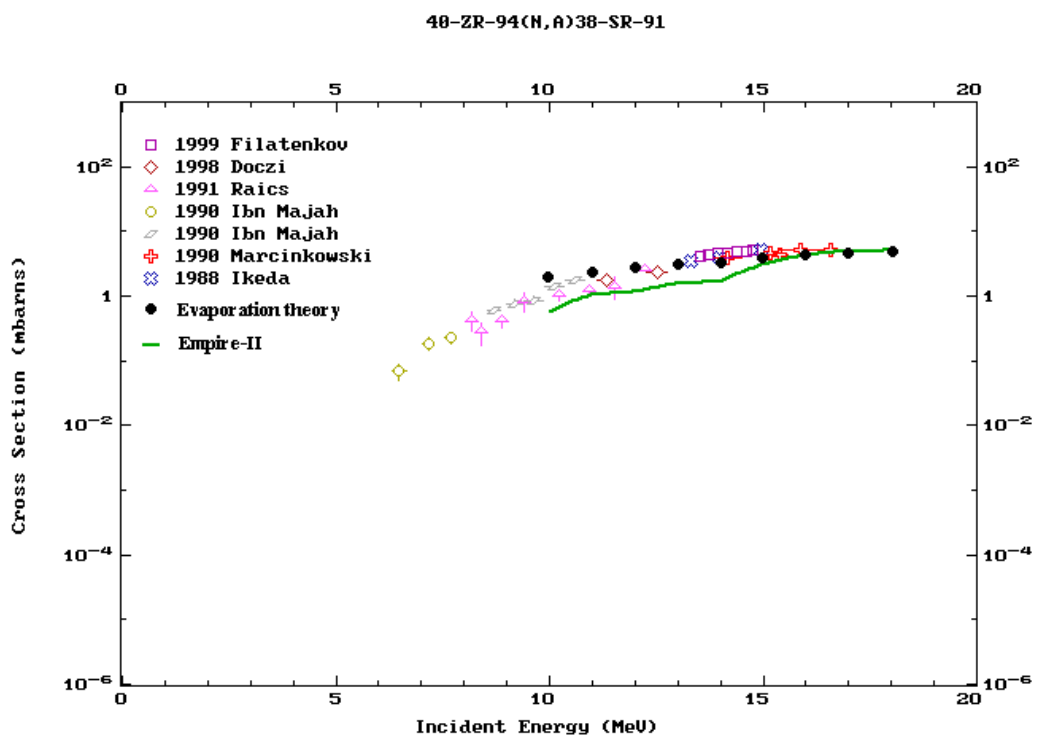
กราฟแสดงข้อมูลค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาโดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์กับรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II และจากการทดลอง



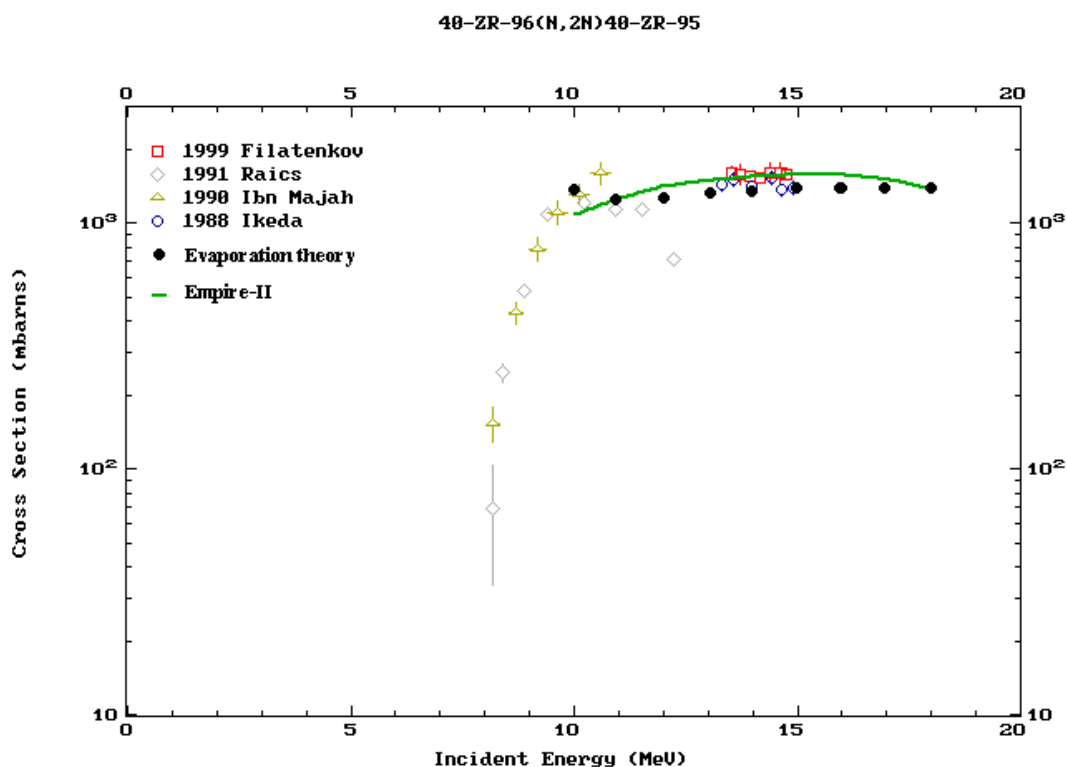
ภาพที่ 1 กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n,p)^{92}\text{Y}$



ภาพที่ 2 กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$



ภาพที่ 3 กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$



ภาพที่ 4 กราฟข้อมูลภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n,2n)^{95}\text{Zr}$

วิจารณ์

การเปรียบเทียบค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาที่ได้จากการคำนวณกับการทดลอง

การคำนวณภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$ พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 10-12 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์ ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาไม่สอดคล้องกับทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach และผลการทดลอง พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 10 MeV พบว่า ทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกับผลการทดลองของ Ibn Majah (1990); Raics (1991) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 11 MeV พบว่า ทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกับผลการทดลองของ Raics (1991); Doczi (1998) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 12 MeV พบว่า ทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกับผลการทดลองของ Raics (1991) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 13 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผล

การทดลองของ Ikeda (1988); Marcinkowski (1990) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 14 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวาง ปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Marcinkowski (1990); Filatenkov (1999) พิจารณาที่ พลังงานนิวตรอน 15 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988); Marcinkowski (1990); Filatenkov (1999) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 16 MeV พบว่า ทฤษฎี การระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา สอดคล้องกันกับข้อมูลการทดลองของ Marcinkowski (1990) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 17 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับข้อมูลการทดลองของ Marcinkowski (1990) พิจารณา ที่พลังงานนิวตรอน 18 MeV พบว่า ไม่มีค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาจากการทดลองไว้เปรียบเทียบ

การคำนวณภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) โดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติของปฏิกิริยา

$^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$ พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 10-12 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยา นิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาไม่สอดคล้องกัน อีกทั้ง ข้อมูลของการทดลองยังมีน้อยจึงไม่สามารถสรุปได้ว่าทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และ ทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ทฤษฎีใดสอดคล้องกับข้อมูลการทดลอง พิจารณาที่พลังงาน นิวตรอน 13 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988); Marcinkowski (1990) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 14 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยา นิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการ ทดลองของ Ikeda (1988); Marcinkowski (1990) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 15 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวาง ปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988); Marcinkowski (1990) พิจารณาที่ พลังงานนิวตรอน 16 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับ Marcinkowski (1990) พิจารณาที่ พลังงานนิวตรอน 17 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับ Marcinkowski (1990) พิจารณาที่ พลังงานนิวตรอน 18 MeV พบว่า ไม่มีค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาจากการทดลองไว้เปรียบเทียบ

และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 14 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988); Filatenkov (1999) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 15 MeV พบว่า ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์และทฤษฎีของ Hauser และ Feshbach ให้ค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาสอดคล้องกันกับผลการทดลองของ Ikeda (1988); Filatenkov (1999) พิจารณาที่พลังงานนิวตรอน 16-18 MeV พบว่า ไม่มีค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาจากการทดลองไว้เปรียบเทียบ

สรุปและข้อเสนอแนะ

สรุป

ในการวิจัยครั้งนี้ได้ศึกษาภาคตัดขวาง (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV เนื่องจากเซอร์โคเนียมเป็นวัสดุที่สำคัญอย่างหนึ่งในปฏิกรณ์นิวเคลียร์ เพราะมีสมบัติการถ่ายเทความร้อนและมีการต่อต้านการฟุกร่อนที่ดี มีความแข็งแรงและคงรูปได้เป็นอย่างดี ณ อุณหภูมิห้อง โดยปฏิกิริยาบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมมีปฏิกิริยาดังนี้ $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ และ $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ ซึ่งคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาโดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติ พิจารณาผลที่ได้จากการคำนวณโดยใช้แบบจำลองเชิงสถิติพบว่าในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$, $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ และ $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ เมื่อนำมาเปรียบเทียบกับผลการทดลองปรากฏว่าค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยามีค่าสอดคล้องกัน ในช่วงพลังงานนิวตรอนตั้งแต่ 13-16 MeV ในการศึกษาการหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาแบบ (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมครั้งนี้ อาจใช้เป็นฐานข้อมูลสำหรับการศึกษาการเกิดปฏิกิริยาโดยการยิงอนุภาคตกกระทบนิวตรอนในช่วงพลังงานสูงที่สำคัญในปฏิกรณ์นิวเคลียร์แบบฟิชชัน

ข้อเสนอแนะ

การศึกษานี้ได้คำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทปของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV ควรให้ศึกษาค่าภาคตัดขวางของการเกิดปฏิกิริยาแบบอื่นๆ ซึ่งยังไม่มีมากนัก เช่น (n, γ) , (n, n') และ (n, np) ในช่วงพลังงานนิวตรอนต่างๆ และควรศึกษาไอโซโทปของธาตุที่สำคัญในเตาปฏิกรณ์นิวเคลียร์เพื่อใช้เป็นฐานข้อมูลต่อไป

เอกสารและสิ่งอ้างอิง

- Ait-Tahar, S. 1987. The systematics of (n, p) cross section for 14 MeV neutrons. **J. Phys. G.** 13: 121-125.
- Belgaid, M. and M. Asghar. 1998. Semi-empirical Systematics of (n, p) reaction cross sections for 14.5 MeV neutrons. **Appl. Radial. Isot.** 49: 1497-1503.
- _____. and M. Asghar. 1999. Semi-empirical systematics of (n, α) cross sections for 14.5 MeV neutrons. **Nucl. Instrum. Methods B.** 149: 383-389.
- Bersillon, O. 1981. SCAT 2: Un programme de modele optique spherique.
Centre d' Bruyeres- le-chatel Report, CEA-N-2227.
- Blatt, J.M. and V.F. Weisskof. 1952. **Theoretical Nuclear Physics.** John Wiley and Sons, New york.
- Doczi, R., V. Semkova, A. Fenyvesi, N. Yamamuro, Cs.M. Buczko and J. Csikai. 1998. Excitation functions of some (n, p) and (n, α) reactions from threshold to 16 MeV. **Nucl. Sci. Engng.** 129: 164-174.
- Filatenkov, A.A., S.V. Chuvaev, V.N. AKenov, V.A. Takovlev, A.V. Malyshenkov, S.K. Vasilev, M. Mvrigeanu, V. Aurigeanu, D.L. Smith, Y. Ikeda, A. Wallner, W. Kutechera, A. Priller, P. Steier, H. Vonach, G. Merten and W. Rochow. 1999. Systemetic mesurement of activation cross sections at neutron energies from 13.4 to 14.9 MeV. **Report Leningrad.** Khlopin Radiev Institute., USSR.
- Feshbach, H., A. Kerman and S. Koonin. 1980. The statistical theory of multi-step compound and direct reactions. **Ann. of Phys.** 125: 429-476.

- Forrest, R.A. 1986. Systematics of neutron induced threshold reactions with charged products at about 14.5 MeV. **Report AERE-R 12419**, Harwell Laboratory.
- Green, E.S. Alex. 1955. **Nuclear Physics**. McGRAW-HILL, New York.
- Habbani, F.I. and T. Khaldia. 2001. Systematics for the cross-sections of the reactions (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ at 14.5 MeV neutrons. **Appl. Radiat. Isot.** 54: 283-290.
- Hauser W. and H. Feshbach. 1952. The inelastic scattering of neutrons. **Phys. Rev. C.** 87: 366-373.
- Herman, F., K. Arthur and K. Steven. 1979. The statistical theory of multi-step compound and reaction. **Ann. of Phys.** 125: 429-476.
- Herman, M., P. Oblozinsky, R. Capote, V. Trkov, M. Sin and B. Carlson. 2005. Computer code EMPIRE-II (Statistical model code for nuclear reaction calculations), **International Atomic Energy Agency**. Vienna, Austria.
- Hofmann, H.M., J. Richert, J.W. Tepel and H.A. Weidenmüller. 1975. Direct reactions and Hauser-Feshbach theory. **Ann. Phys.** 90: 403-435.
- IAEA-CRP. 2002. **Reference Input Parameter Library**. (RIPL) IAEATEDOC-1034. Vienna, 1998, IAEA-CRP, Phase II, RIPL-2,2002. <http://www-nds.Iaea.or.at/ripl/>
- Ibn Majah, M. and S.M. Qaim. 1990. Activation cross sections of neutron threshold reactions on some zirconium isotopes in the 5.4 to 10.6 MeV energy range. **Nucl. Sci. Engng.** 104: 271-283.
- _____, A. Chiadli, S. Sudar and S.M. Qaim. 2001. Cross sections of (n, p) , (n, α) and $(n, 2n)$ reactions on some isotopes of zirconium in the neutron energy range of 10-12 MeV and integral tests of spectrum. **Appl. Radial. Isot.** 54: 655-662.

- Ikeda, Y., C. Konno, K. Oishi, T. Nakamura, H. Miyade, K. Kawade, H. Yamamoto and T. Katoh. 1988. Activation cross section measurements for fusion reactor structural materials at neutron energy from 13.3 to 15.0 MeV using FNS facility. **Report JAERI-1312**. Japan Atomic Energy Research Institute., Japan.
- Lu, Wen-deh and R.W. Fink. 1971. Applicability of constant nuclear temperature approximation in statistical model calculation of reaction cross sections at 14.4 MeV for medium nuclei. **Phys. Rev. C**. 4: 1173-1181.
- Marcinkowski, A., U. Garuska, H.M. Hoang, D. Kielan and B. Zwieglinski. 1990. Cross sections of the (n, p) reaction on zirconium isotopes. **Nucl. Phys. A**. 510: 93-105.
- Nishioka, H., J.J.M. Verbaarschot, H.A. Weidenmüller and S. Yoshida. 1986. Statistical theory of precompound reaction : the multistep compound process. **Ann. of Phys.** 172: 67-99.
- Raics, P., S. Nagy, S. Szegedi, N.Y. Kornilov. and A.B. Kagalenko. 1991. Cross-section measurements of neutron induced reactions on the zirconium isotopes in the energy range of 5.4 to 13.3 MeV. *In* S.M. Qaim, ed. **Proceedings of the International Conference of Nuclear Data for Science and Technology**. Julich, Germany, Springer, Berlin.
- Weisskopf, V.F. 1937. Statistics and Nuclear Reactions. **Phys. Rev. C**. 52: 295-303.
- _____. and D.H. Ewing. 1940. On the yield on nuclear reactions with heavy elements. **Phys. Rev. C**. 57: 472-485.
- Uhl, M. and B. Strohmaier. 1976. **A computer code for particle induced reaction activation cross sections and related quantities**. Institut für Radiumforschung und Kernphysik Report 76/01, Vienna.

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก

ข้อมูลที่ป้อนลงในรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

ข้อมูลที่ป้อนลงในรหัสคอมพิวเตอร์ EMPIRE-II

สำหรับปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$

10					; INCIDENT ENERGY
92.	40.				; TARGET A, Z
1.	0.				; PROJECTILE A, Z
0					; NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITIED
1					; NUMBER OF PROTONS TO BE EMITIED
0					; NUMBER OF ALPHAS TO BE EMITTED
0	0.	0.			; NUMBER OF L.I. TO BE EMITTED AND ITS A AND Z
IOUT			1.		
LEV DEN			0.		
NEX			100.		
MSD			1.		
MSC			1.		
ENDF			1.		
OMPOT			6.	1.	
GO					
0.5					
1.					
2.					
3.					
4.					
5.					
6.					
7.					
8.					
9.					
10.					
11.					
12.					

- 13.
- 14.
- 15.
- 16.
- 17.
- 18.
- 19.
- 20.
- 1

สำหรับปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$

10			; INCIDENT ENERGY
94.	40.		; TARGET A, Z
1.	0.		; PROJECTILE A, Z
0			; NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITIED
1			; NUMBER OF PROTONS TO BE EMITIED
0			; NUMBER OF ALPHAS TO BE EMITTED
0	0.	0.	; NUMBER OF L.I. TO BE EMITTED AND ITS A AND Z
IOUT		1.	
LEV DEN		0.	
NEX		100.	
MSD		1.	
MSC		1.	
ENDF		1.	
OMPOT		6.	1.
GO			
0.5			
1.			
2.			
3.			
4.			

- 5.
- 6.
- 7.
- 8.
- 9.
- 10.
- 11.
- 12.
- 13.
- 14.
- 15.
- 16.
- 17.
- 18.
- 19.
- 20.
- 1

สำหรับปฏิกิริยา ${}^{94}\text{Zr}(n,\alpha){}^{91}\text{Sr}$

10				; INCIDENT ENERGY
94.	40.			; TARGET A, Z
1.	0.			; PROJECTILE A, Z
0				; NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITIED
0				; NUMBER OF PROTONS TO BE EMITIED
1				; NUMBER OF ALPHAS TO BE EMITTED
0	0.	0.		; NUMBER OF L.I. TO BE EMITTED AND ITS A AND Z
IOUT			1.	
LEV DEN			0.	
NEX			100.	
MSD			1.	
MSC			1.	

ENDF 1.
 OMPOT 6. 1.
 GO
 0.5
 1.
 2.
 3.
 4.
 5.
 6.
 7.
 8.
 9.
 10.
 11.
 12.
 13.
 14.
 15.
 16.
 17.
 18.
 19.
 20.
 -1

สำหรับปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n,2n)^{95}\text{Zr}$

10 ; INCIDENT ENERGY
 96. 40. ; TARGET A, Z
 1. 0. ; PROJECTILE A, Z
 2 ; NUMBER OF NEUTRONS TO BE EMITIED
 0 ; NUMBER OF PROTONS TO BE EMITIED

0				; NUMBER OF ALPHAS TO BE EMITTED
0	0.	0.		; NUMBER OF L.I. TO BE EMITTED AND ITS A AND Z
IOUT			1.	
LEV DEN			0.	
NEX			100.	
MSD			1.	
MSC			1.	
ENDF			1.	
OMPOT			6.	1.
GO				
0.5				
1.				
2.				
3.				
4.				
5.				
6.				
7.				
8.				
9.				
10.				
11.				
12.				
13.				
14.				
15.				
16.				
17.				
18.				
19.				
20.				
-1				

ภาคผนวก ข

การคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทป
ของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของ
ปฏิกิริยานิวเคลียร์

การคำนวณค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยา (n, p) , (n, α) และ $(n, 2n)$ ของบางไอโซโทป
ของเซอร์โคเนียมในช่วงพลังงานนิวตรอน 10-18 MeV โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของ
ปฏิกิริยานิวเคลียร์

การคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหย
ของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน 10 MeV

จากสมการ (29) จะได้

$$\sigma(n, p) = \sigma_c(n) \exp\left(\frac{Q_{np} - V_p}{T}\right)$$

เมื่อ $\sigma_c(n) = 5.2903(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb}$

แทนค่า $A = 92$ จะได้

$$\sigma_c(n) = 158.405 \text{ mb}$$

โดย $Q_{np} = E_{\alpha\alpha'} + E_{\alpha\alpha''} - E_{\beta\beta'} - E_{\beta\beta''}$

ซึ่ง $E_{\alpha\alpha'} = -\left\langle ZM_H + (A - Z)m_n - M \right\rangle 931 \text{ MeV}$

แทนค่า $Z = 40$, $M_H = 1.007825$, $A = 92$, $m_n = 1.008665$, $M = 91.905039$

จะได้ $E_{\alpha\alpha'} = -799.30 \text{ MeV}$

$$E_{\alpha\alpha''} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 0$, $A = 1$, $m_n = 1.008665$, $M = 1.008665$, $M_H = 1.007825$

$$E_{\alpha 0''} = 0$$

$$E_{\beta 0'} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 39$, $M_H = 1.007825$, $A = 92$, $m_n = 1.008665$, $M = 91.908917$

$$E_{\beta 0'} = -796.47 \text{ MeV}$$

$$E_{\beta 0''} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 1$, $A = 1$, $M = M_H$

$$E_{\beta 0''} = 0 \text{ MeV}$$

แทนค่า $E_{\alpha 0'}$, $E_{\alpha 0''}$, $E_{\beta 0'}$ และ $E_{\beta 0''}$ ลงไป จะได้ $Q_{np} = -2.83 \text{ MeV}$

จาก
$$V_p = \frac{Z_p Z_Y e^2}{R}$$

แทนค่า $R = 139 \times 10^{-15} \text{ m}$, $Z_p = +1$, $Z_Y = 3$, $e = 1.66 \times 10^{-19} \text{ C}$

$$V_p = 0$$

จาก
$$T = \sqrt{\frac{\epsilon_n}{a}}$$

เมื่อ
$$a = \frac{0.0961A(\epsilon_n - \delta)}{\epsilon_n}$$

โดย
$$\delta = \frac{22}{\sqrt{A}}$$

แทนค่า $\epsilon_n = 10 \text{ MeV}$, $A = 92$

จะได้ $a = 6.813330589 \text{ MeV}^{-1}$

ดังนั้น $T = 1.211491215 \text{ MeV}$

แทนค่า $\sigma_c(n), Q_{np}, V_p, T$ ลงในสมการ (29) จะได้

$$\sigma(n, p) = 15.34 \text{ mb}$$

ตารางผนวกที่ ข1 ภาควัดคขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{92}\text{Zr}(n, p)^{92}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน (MeV)	a (MeV ⁻¹)	T (MeV)	$\sigma(n, p)$ (mb)
11	6.997682353	1.253779160	16.59
12	7.151308824	1.295381995	17.84
13	7.281300453	1.336186871	19.07
14	7.392721849	1.376137516	20.28
15	7.489287059	1.415224672	21.44
16	7.573781618	1.453461733	22.62
17	7.648335640	1.490874174	23.76
18	7.714605883	1.527493534	24.86

การคำนวณหาค่าภาควัดคขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, p)^{94}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน 10 MeV

จากสมการ (29) จะได้

$$\sigma(n, p) = \sigma_c(n) \exp\left(\frac{Q_{np} - V_p}{T}\right)$$

เมื่อ $\sigma_C(n) = 5.2903(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb}$

แทนค่า $A = 94$ จะได้

$$\sigma_C(n) = 158.405 \text{ mb}$$

โดย $Q_{np} = E_{\alpha\alpha'} + E_{\alpha\alpha''} - E_{\beta\beta'} - E_{\beta\beta''}$

ซึ่ง $E_{\alpha\alpha'} = -\left\langle ZM_H + (A - Z)m_n - M \right\rangle 931 \text{ MeV}$

แทนค่า $Z = 40, M_H = 1.007825, A = 94, m_n = 1.008665, M = 91.905039$

จะได้ $E_{\alpha\alpha'} = -799.30 \text{ MeV}$

$$E_{\alpha\alpha''} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 0, A = 1, m_n = 1.008665, M = 1.008665, M_H = 1.007825$

$$E_{\alpha\alpha''} = 0$$

$$E_{\beta\beta'} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 39, M_H = 1.007825, A = 92, m_n = 1.008665, M = 91.908917$

$$E_{\beta\beta'} = -796.47 \text{ MeV}$$

$$E_{\beta\beta''} = (ZM_H + (A - Z)m_n - M)931 \text{ MeV}$$

แทนค่า $Z = 1, A = 1, M = M_H$

$$E_{\beta_0''} = 0 \text{ MeV}$$

แทนค่า $E_{\alpha_0'}$, $E_{\alpha_0''}$, $E_{\beta_0'}$ และ $E_{\beta_0''}$ ลงไป จะได้ $Q_{np} = -2.83 \text{ MeV}$

$$\text{จาก } V_p = \frac{Z_p Z_Y e^2}{R}$$

แทนค่า $R = 139 \times 10^{-15} \text{ m}$, $Z_p = +1$, $Z_Y = 3$, $e = 1.66 \times 10^{-19} \text{ C}$

$$V_p = 0$$

$$\text{จาก } T = \sqrt{\frac{\epsilon_n}{a}}$$

$$\text{เมื่อ } a = \frac{0.0961 A (\epsilon_n - \delta)}{\epsilon_n}$$

$$\text{โดย } \delta = \frac{22}{\sqrt{A}}$$

แทนค่า $\epsilon_n = 10 \text{ MeV}$, $A = 94$

$$\text{จะได้ } a = 6.983607049 \text{ MeV}^{-1}$$

$$\text{ดังนั้น } T = 1.196630595 \text{ MeV}$$

แทนค่า $\sigma_C(n)$, Q_{np} , V_p , T ลงในสมการ (29) จะได้

$$\sigma(n, p) = 5.01 \text{ mb}$$

ตารางผนวกที่ ข2 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน (MeV)	a (MeV ⁻¹)	T (MeV)	$\sigma(n,p)$ (mb)
11	7.169951863	1.238620303	5.68
12	7.325239208	1.279910840	6.33
13	7.456636192	1.320383835	6.99
14	7.569262178	1.359994787	7.66
15	7.666871366	1.398738540	8.33
16	7.752279406	1.436631163	9.00
17	7.827639441	1.473699901	9.68
18	7.894626138	1.509977474	10.36

การคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน 10 MeV

จากสมการ (39) จะได้

$$\sigma(n,\alpha) = \sigma_c(n) \exp\left(-32.75 \frac{N-Z+1}{TA}\right)$$

เมื่อ $\sigma_c(n) = 5.225(1 + A^{\frac{1}{3}})^2$ mb

แทนค่า $A = 94$ จะได้

$$\sigma_c(n) = 160.92 \text{ mb}$$

และ $T = \sqrt{\frac{\mathcal{E}_n}{a}}$

$$\text{เมื่อ } a = \frac{0.0961A(\epsilon_n - \delta)}{\epsilon_n}$$

$$\text{โดย } \delta = \frac{22}{\sqrt{A}}$$

$$\text{แทนค่า } \epsilon_n = 10 \text{ MeV}, A = 94, N = 54$$

$$\text{จะได้ } a = 6.983607049 \text{ MeV}^{-1}$$

$$\text{ดังนั้น } T = 1.196630595 \text{ MeV}$$

แทนค่า $\sigma_c(n), T, N, A$ ลงในสมการ (39) จะได้

$$\sigma(n, \alpha) = 2.04 \text{ mb}$$

ตารางผนวกที่ ข3 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{94}\text{Zr}(n, \alpha)^{91}\text{Sr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน (MeV)	a (MeV ⁻¹)	T (MeV)	$\sigma(n, \alpha)$ (mb)
11	7.169951863	1.238620383	2.36
12	7.325239208	1.279910934	2.71
13	7.456636192	1.320383835	3.07
14	7.569262178	1.359994787	3.44
15	7.666871366	1.398738540	3.83
16	7.752279406	1.436631163	4.23
17	7.827639441	1.473699901	4.63
18	7.894626138	1.509977474	5.03

การคำนวณหาค่าภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน 10 MeV

จากสมการ (55) จะได้

$$\sigma(n,2n) = \sigma_c(n) \left\{ 1 - \left[\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_{nx'}}{T} + 1 \right] \exp - \left[\frac{\varepsilon_n - \varepsilon_{nx'}}{T} \right] \right\}$$

เมื่อ $\sigma_c(n) = 45.76(1 + A^{\frac{1}{3}})^2 \text{ mb}$

แทนค่า $A = 96$ จะได้

$$\sigma_c(n) = 1424.217 \text{ mb}$$

โดย $\varepsilon_n = 10 \text{ MeV}$

$$\varepsilon_{nx'} = M(^{94}\text{Zr}) + m_n - M(^{95}\text{Zr})$$

เมื่อ $M(^{94}\text{Zr}) = 88359.38617 \text{ MeV}$

และ $T = \sqrt{\frac{\varepsilon_n}{a}}$

เมื่อ $a = \frac{0.0961A(\varepsilon_n - \delta)}{\varepsilon_n}$

โดย $\delta = \frac{22}{\sqrt{A}}$

แทนค่า $\varepsilon_n = 10 \text{ MeV}$, $A = 96$

จะได้ $a = 7.109562354 \text{ MeV}^{-1}$

ดังนั้น $T = 1.18598328 \text{ MeV}$

แทนค่า $\sigma_c(n), \varepsilon_n, \varepsilon_{nX}, T$ ลงในสมการ (55) จะได้

$$\sigma(n, 2n) = 1137.75 \text{ mb}$$

ตารางผนวกที่ ข4 ภาคตัดขวางปฏิกิริยาของปฏิกิริยา $^{96}\text{Zr}(n, 2n)^{95}\text{Zr}$ โดยใช้ทฤษฎีการระเหยของปฏิกิริยานิวเคลียร์

พลังงานนิวตรอน (MeV)	a (MeV ⁻¹)	T (MeV)	$\sigma(n, 2n)$ (mb)
11	7.301929412	1.227375791	1258.55
12	7.462235950	1.268107741	1327.34
13	7.597878734	1.30805347	1366.61
14	7.714144538	1.347162955	1389.35
15	7.814908236	1.385427131	1410.55
16	7.903076471	1.422859111	1410.76
17	7.980871973	1.459483833	1415.65
18	8.050023530	1.495332173	1418.68

ประวัติการศึกษา และการทำงาน

ชื่อ –นามสกุล

นายเกริกพล ประกอบชาติ

วัน เดือน ปี ที่เกิด

วันที่ 15 กุมภาพันธ์ 2525

สถานที่เกิด

จังหวัดราชบุรี

ประวัติการศึกษา

กศ.บ. (ศึกษาศาสตร์) เกียรตินิยมอันดับสอง