

การสร้างแผนภาพการเปลี่ยนระดับพลังงานของอะตอมแบบเรียบใน
สถานะรีดเบิร์กภายใต้ปรากฏการณ์สตาร์ค

จัดทำโดย

นาย สรวิชญ์ ใหม่มุ่ม

รหัสนักศึกษา 580510303

อาจารย์ที่ปรึกษา

ผศ.ดร.จิรกานต์ นันแก้ว

สาขาวิชาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์และวัสดุศาสตร์

คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

Generate the transition mapping of Ba Rydberg atoms in stark effect

Made by

Mr. Sorawich Maichum

Student No. 580510303

Adviser

Asst. Prof. Dr. Jirakan Nunkaew

Physics Major, Department of Physics and Materials

Faculty of Science, Ching Mai University

คำนำ

รายงานฉบับนี้จัดทำขึ้นเพื่อ รวบรวมข้อมูล และรายละเอียดของการศึกษาอิสระในระดับปริญญาตรีของข้าพเจ้า ในสาขาวิชาฟิสิกส์ ภาควิชาฟิสิกส์และวัสดุศาสตร์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ซึ่งรวบรวมโดย นายสรวิชญ์ ไหมคุ้ม นักศึกษาชั้นปีที่ 4 โดยเนื้อหาภายในรายงานฉบับนี้ประกอบไปด้วยรายละเอียดของการเรียนรู้อิสระของข้าพเจ้า , เนื้อหาและทฤษฎีที่เกี่ยวข้องภายในงาน, วิธีการดำเนินการศึกษา, ผลที่ได้รับจากการศึกษาของข้าพเจ้า และ การสรุปและอภิปรายผลภายในงานการศึกษาของข้าพเจ้า นอกจากนั้นยังมีโค้ดที่ใช้ในการจำลองผลและข้อมูลที่ใช้ภายในงานอีกด้วย

ข้าพเจ้าหวังเป็นอย่างยิ่งว่ารายงานนี้จะเป็นประโยชน์ สร้างแรงบันดาลใจให้แก่ผู้ที่สนใจในทางด้านนี้หรือสามารถทำให้ผู้ที่กำลังมองหางานที่เหมาะสมกับตัวเอง ได้หันมาสนใจงานทางด้านนี้ หากรายงานฉบับนี้มีข้อผิดพลาดประการใด ข้าพเจ้าขออภัยมา ณ ที่นี้ด้วย

นายสรวิชญ์ ไหมคุ้ม

กิตติกรรมประกาศ

ข้าพเจ้าขอขอบคุณ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันแก้ว อาจารย์ที่ปรึกษาการศึกษาอิสระ (Independent study) ของข้าพเจ้า ในมหาวิทยาลัยเชียงใหม่ จากภาควิชาฟิสิกส์และวัสดุศาสตร์, มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ที่ให้ความรู้ ให้คำปรึกษา คำแนะนำ และ ให้อยู่เคียงข้างของงานซึ่งเป็นงานต่อเนื่องจากวิชาปฏิบัติการฟิสิกส์ขั้นสูง 2 (Advance Lab 2) ทำให้ข้าพเจ้าได้รู้จักกับอะตอมริดเบิร์ก มากขึ้นก่อนที่จะตัดสินใจทำการศึกษาโครงการในเรื่องนี้ในครั้งนี้

นอกจากนี้ข้าพเจ้าขอขอบคุณ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันแก้ว อีกครั้งเนื่องจากข้อมูลจากการทดลองที่ใช้ในการเทียบกับแผนภาพการเปลี่ยนระดับพลังงานได้มาจากการทดลองของ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันแก้ว ณ มหาวิทยาลัยแห่งเวอร์จิเนีย (University of Virginia)

สุดท้ายข้าพเจ้าขอขอบคุณ Dr. Tom Gallagher (Professor emeritus) ณ มหาวิทยาลัยแห่งเวอร์จิเนีย ที่เอื้อเฟื้อห้องวิจัยซึ่งเป็นห้องปฏิบัติการสำหรับ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันแก้ว ที่ใช้ในการทดลองและได้มาซึ่งข้อมูลการทดลองสำหรับงานวิจัยนี้

นายสรวิษฐ์ ใหม่ชุ่ม

Generate the transition mapping of Ba Rydberg atoms in stark effect

Sorawich Maichum

THIS INDEPENDENT STUDY REPORT HAS BEEN APPROVED
TO BE A PARTIAL FULFILLMENT OF THE REQUIREMENTS
FOR THE DEGREE OF BACHELOR OF SCIENCE
IN PHYSICS

EXAMINING COMMITTEE

.....CHAIRPERSON

Assist Prof. Dr. Jirakan Nunkaew

.....MEMBER

Dr. Narupon Chattrapiban

.....MEMBER

Assist. Prof. Chankit Khanchong

4 Dec 2018

© Copyright by Chiang Mai University

INDEPENDENT STUDY TITLE	Generate the transition mapping of Ba Rydberg atoms in stark effect
Author	Sorawich Maichum
Degree	Bachelor of Science (Physics)

Independent Study Advisory Committee

Asst. Prof. Dr. Jirakan Nunkaew	Chairperson
Dr. Narupon Chattrapiban	Member
Asst. Prof. Chankit Khanchong	Member

ABSTRACT

We present the stark map of transition of Ba atoms in Rydberg state in stark effect from $6s32d$ to $6snk$ by using the empirical values of the quantum defects of the nl states to compute the unperturbed Hamiltonian. We compute the perturbed Hamiltonian from the expectation values of external ε in z direction. Then, we diagonalized the total Hamiltonian to get the eigenenergies in DC electric field. We compare our calculation with the observed measurement. The calculation and the experimental data agree quite well.

ชื่อเรื่องงานวิจัย	การสร้างแผนภาพการเปลี่ยนระดับพลังงานของอะตอม แบบเรียบในสถานะริดเบิร์กภายใต้ปรากฏการณ์สตาร์ค	
ผู้เขียน	สรวิชญ์ ไหมชุ่ม	
วิทยาศาสตร์บัณฑิต	ฟิสิกส์	
คณะกรรมการ	ผศ. ดร. จิรกันต์ นันแก้ว	ประธานกรรมการ
	ดร. นฤพนธ์ ฉัตรภิบาล	กรรมการ
	ผศ. ชาญกิจ คั่นฉ่อง	กรรมการ

บทคัดย่อ

ในงานวิจัยนี้จะแสดงแผนภาพการเปลี่ยนระดับพลังงานของอะตอมแบบเรียบในสถานะริดเบิร์กภายใต้ปรากฏการณ์สตาร์ค จากระดับพลังงาน $6s32d$ ไปยัง $6s29k$ สำหรับ k ใดๆ ในชั้น $n=29$ โดยการใช้ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัม (δ_l) จากการทดลองเพื่อทำการคำนวณแฮมิลโทเนียนก่อนถูกรบกวน จากนั้นจึงสร้างแฮมิลโทเนียนรบกวนจากค่าคาดหวังของสนามไฟฟ้าในแกน Z และ ทำแฮมิลโทเนียนรวมให้เป็นเมทริกซ์แนวทแยง เพื่อที่จะได้พลังงานลักษณะเฉพาะของอะตอม ภายใต้สนามไฟฟ้า กระแสตรง สุดท้ายเราสามารถเปรียบเทียบแผนภาพกับค่าที่ได้จากการทดลองภายในห้องปฏิบัติการ

สารบัญ

คำนำ	ก
กิตติกรรมประกาศ	ข
EXAMINING COMMITTEE.....	ค
ABSTRACT	ง
บทคัดย่อ.....	จ
สารบัญ.....	ฉ
สารบัญตาราง.....	ซ
สารบัญรูปภาพ.....	ฌ
บทที่ 1 บทนำ.....	1
บทที่ 2 ทฤษฎีและการอ้างอิง	5
2.1 ปรากฏการณ์สตาร์คภายในอะตอม.....	5
รูปที่ 5 การกระจายตัวของอิเล็กตรอนของไฮโดรเจนในสนามไฟฟ้าที่เลขควอนตัมหลัก 8 ในสถานะ สตาร์ค(Stark states) $k=-7,-1,+1$ และ $+7$ อ้างอิง : [14].....	6
2.1.1 ปรากฏการณ์สตาร์คในอะตอมไฮโดรเจน.....	9

2.1.2 อะตอมริดเบิร์ก (Rydberg Atom)	12
2.1.3 ปรากฏการณ์สตาร์คในอะตอมริดเบิร์กที่ไม่ใช่ไฮโดรเจน	17
2.1.4 การประมาณค่าบัพพร้อมเชิงควอนตัมของเลขควอนตัม l ที่มากกว่า 5.....	22
บทที่ 3 วิธีการและกระบวนการการศึกษา	24
วิธีการดำเนินการศึกษา Stark map ของ อะตอมแบเรียมในบริเวณ $n=29$	27
บทที่ 4 ผลการศึกษา	33
อภิปรายผลการศึกษา.....	39
บทที่ 5 สรุปผลการศึกษา.....	41
บรรณานุกรม.....	42
เอกสารอ้างอิง	44
ภาคผนวก.....	46
ภาคผนวก ก : ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมและค่าพลังงานที่ใช้ในการคำนวณ	46
ภาคผนวก ข : การเขียนโปรแกรมคำนวณ.....	47

สารบัญตาราง

ตารางที่ 1 ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมและพลังงานที่ใช้ในการคำนวณ.....	46
---	----

สารบัญรูปภาพ

รูปที่ 1 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = \frac{1}{2}$ ซึ่งได้มาจากการคำนวณ โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน (cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9].....	2
รูปที่ 2 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = \frac{1}{2}$ ซึ่งได้มาจากการทดลอง โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน(cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9].....	2
รูปที่ 3 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = \frac{1}{2}$ ซึ่งทำการเปรียบเทียบของการคำนวณและการทดลองไว้ในกราฟเดียวกัน โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน (cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9]	3
รูปที่ 4 a)การกระจายตัวของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจนในสภาวะปกติ(ไม่มีสนามไฟฟ้า) b) การกระจายตัวของอิเล็กตรอนภายในอะตอมไฮโดรเจน เมื่ออยู่ในสนามไฟฟ้า	5
รูปที่ 5 การกระจายตัวของอิเล็กตรอนของไฮโดรเจนในสนามไฟฟ้าที่เลขควอนตัมหลัก 8 ในสถานะสตาร์ค(Stark states) $k=-7,-1,+1$ และ $+7$ อ้างอิง : [14].....	6
รูปที่ 6 ลักษณะของบ่อศักย์คูลออมบ์ของอะตอมไฮโดรเจนในสภาวะปกติ โดยที่ แกนนอนคือ ระยะทางในหน่วยเมตร (m) และ แกนตั้งคือ พลังงานในหน่วย 100 นาโนจูล ($\times 100 \text{ nJ}$) และเส้นทึบในบ่อศักย์แสดงถึงระดับพลังงานของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจน	7
รูปที่ 7 ลักษณะของบ่อศักย์คูลออมบ์ของอะตอมไฮโดรเจนในสนามไฟฟ้าที่ให้ในแกน Z ที่มีค่าสนามไฟฟ้า 500 GV/m โดยที่ แกนนอนคือ ระยะทางในแกน Z ซึ่งมีหน่วยเมตร (m) และ แกนตั้งคือ พลังงานในหน่วย 100 นาโนจูล ($\times 100 \text{ nJ}$) เส้นทึบในบ่อศักย์แสดงถึงระดับพลังงานของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจน.....	8

รูปที่ 8 ภาพประกอบของไดโพลไฟฟ้าในอะตอมไฮโดรเจน(เป็นเพียงภาพสมมติวงโคจรของอิเล็กตรอนเพื่อความเข้าใจเท่านั้น)	9
รูปที่ 9 อะตอมริดเบิร์กที่ l มากๆ	13
รูปที่ 10 อะตอมริดเบิร์กที่ l น้อย	13
รูปที่ 11 ภาพประกอบการอธิบายค่าความบกพร่องเชิงควอนตัม โดยที่ วงกลมตันเล็กๆบริเวณเส้นประ คือ อิเล็กตรอนริดเบิร์ก, เส้นประคือพื้นผิวเกาส์เซียน และ บริเวณวงกลมที่มีวงกลมซ้อน 2 ชั้นที่มีประจุรวมเป็น +e โดยที่ไม่รวมอิเล็กตรอนริดเบิร์ก คือ แก่นไอออน	16
รูปที่ 12 แผนภาพแสดงพิกัด(Parabolic coordinates) ซึ่งแสดงโดยเส้นสีแดงและสีเขียว vs พิกัดคาร์ทีเซียน (cartesian coordinate).(เส้นสีฟ้า) จาก [13]	20
รูปที่ 13 ห้องสุญญากาศ (Vacuum Chamber) สำหรับใส่ไออะตอมที่ใช้ในการทดลอง	24
รูปที่ 14 ระบบเลเซอร์ (Laser system) ที่ใช้ในการทดลอง	24
รูปที่ 15 ภาพการติดตั้งอุปกรณ์การทดลอง โดยที่แผ่นขนานคือ แผ่นตัวนำขนานที่จะต่อความต่างศักย์เข้าไปเพื่อ สร้างสนามไฟฟ้า การทดลองจะสร้างลำของแบเรียมแล้วใช้เลเซอร์เพื่อให้อะตอมไปอยู่ที่ระดับพลังงาน 6s32d ก่อนแล้วจึง ใช้ไมโครเวฟในการเปลี่ยนสถานะไปยัง ชั้นเลขควอนตัมหลักที่ 29	25
รูปที่ 16 แผนภาพพลังงานและขั้นตอนในการเตรียม แบเรียมอะตอมให้อยู่ในระดับพลังงานที่ 6s32d ก่อนที่จะใช้ ไมโครเวฟในการเปลี่ยนสถานะบริเวณ $n=29$	26
รูปที่ 17 แผนภาพสตาตาร์คของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=29$ จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่า สนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1}) ที่อ้างอิงเทียบกับที่ระดับพลังงานไอออนไนเซชัน (Ionization energy) ซึ่งมีค่าเป็น 0 cm^{-1}	33
รูปที่ 18 แผนภาพสตาตาร์คของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=32$ จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่า สนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1})	34

- รูปที่ 19 แผนภาพสสารคของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=32$ และ $n=29$ จากการคำนวณ โดยที่แกน
นอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1}) 35
- รูปที่ 20 แผนภาพสสารคของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไป
ยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm)
และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz) 36
- รูปที่ 21 ค่าที่ได้จากการทดลอง ซึ่งทำการทดลองในสนามไฟฟ้า 9 ครั้งตำแหน่งต่าง ๆ กัน ซึ่งค่าที่ได้เป็น ค่าความถี่
(GHz) และตำแหน่งของสนามไฟฟ้า(V/cm) ที่ทำการทดลอง 37
- รูปที่ 22 แผนภาพสสารคของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไป
ยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ(ที่เป็นเส้นตรงต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้า
ที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็นเส้นหักเหมือนฟันเลื่อย อยู่
ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่
ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz)..... 38
- รูปที่ 23 แผนภาพฉบับขยายของแผนภาพสสารคของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่
ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ(ที่เป็นเส้นตรง
ต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็น
เส้นหักเหมือนฟันเลื่อย อยู่ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm)
และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz) 39
- รูปที่ 24 แผนภาพฉบับขยายของแผนภาพสสารคของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่
ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ(ที่เป็นเส้นตรง
ต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็น

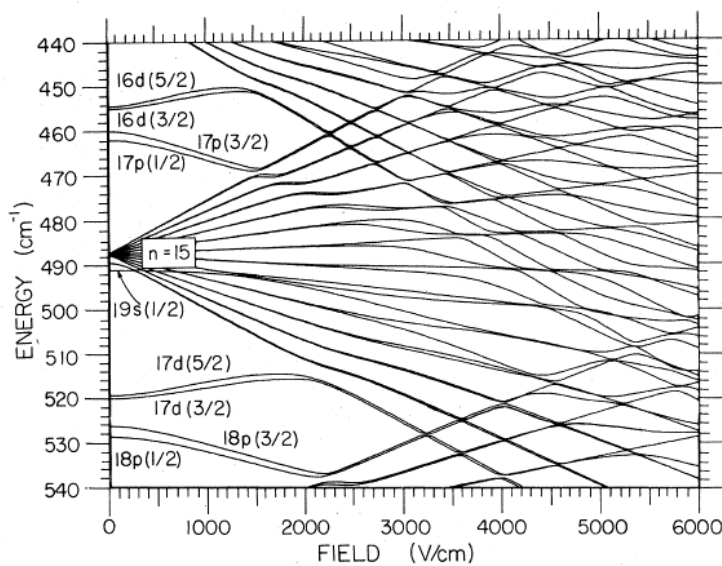
เส้นหยักเหมือนฟันเลื่อย อยู่ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm)

และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz) 41

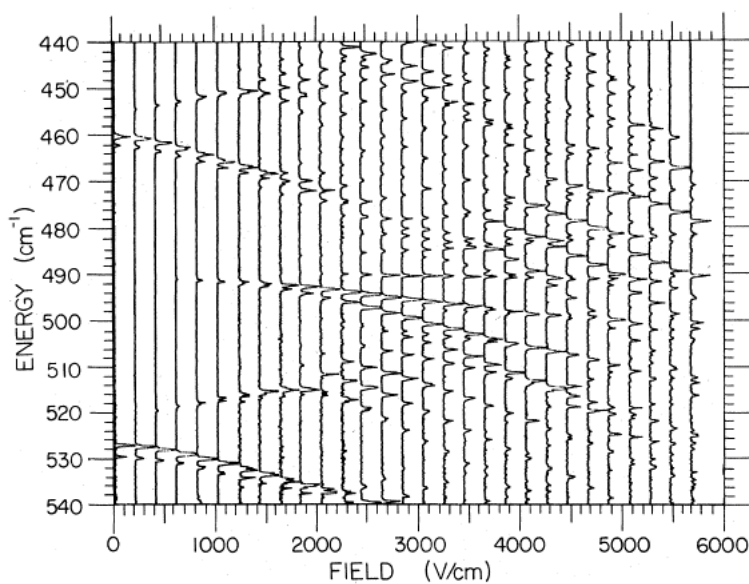
บทที่ 1 บทนำ

จากการค้นพบอัลกอริทึมเชิงควอนตัมในการแยกตัวประกอบของเลขจำนวนเต็ม [1] ของ ปีเตอร์ ดับเบิลยู ชอร์ (Peter W. Shor) ในปี ค.ศ. 1994 ซึ่งสามารถเป็นจริงหากควอนตัมคอมพิวเตอร์กำเนิดขึ้นมาในอนาคตได้และอัลกอริทึมที่ถูกรับรู้ได้นี้ได้นำพากระแสสังคมให้มาสนใจควอนตัมคอมพิวเตอร์ เพื่อปัจจัยในการคำนวณต่างๆ ทำงานได้อย่างมีประสิทธิภาพมากขึ้นกว่าเดิมอย่างมหาศาล [2] ซึ่งได้มีการทดลองเพื่อแสดงให้เห็นผ่านการใช้การสั่นพ้องของ nuclear magnetic, การใช้คิวบิตของแสง, การใช้การพัวพันเชิงควอนตัม ฯลฯ [3-6] ทำให้ผู้คนกลับมามองหาวัตถุเชิงควอนตัมที่สามารถนำมาใช้ในการสร้างควอนตัมคอมพิวเตอร์ได้ ซึ่งอะตอมริดเบิร์กถูกคาดหวังให้เป็นหนึ่งในตัวเลือกที่น่าสนใจจากความง่ายในการควบคุม, การรบกวน [7-8] และทำให้ข้าพเจ้าได้หันมาสนใจพฤติกรรมของอะตอมในสนามไฟฟ้า เพื่อที่จะสร้างความเข้าใจใหม่เกี่ยวกับพฤติกรรมของอะตอม และสร้างความเป็นไปได้ใหม่ๆ ในการสร้างควอนตัมคอมพิวเตอร์ในอนาคต

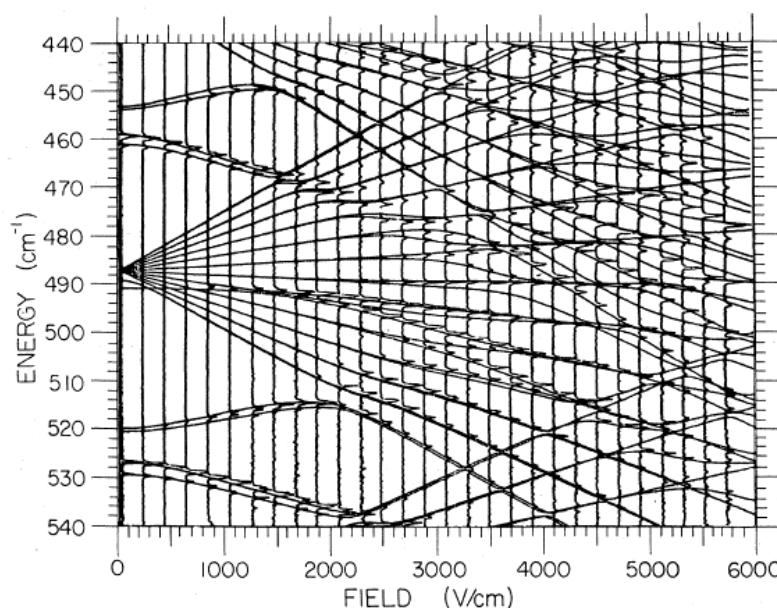
การศึกษาพฤติกรรมของริดเบิร์กอะตอมในช่วงแรกนั้น ได้รับความสนใจจากงานวิจัยเรื่อง “Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms”, [9] ซึ่งได้ทำการศึกษาพร้อมทั้งทำการคำนวณค่าพลังงานของแต่ละสถานะของอะตอมอัลคาไลภายใต้สนามไฟฟ้าโดยใช้ ทฤษฎีการรบกวนอันดับที่ 3 ในการคำนวณระดับพลังงานของแต่ละสถานะของอะตอมอัลคาไลในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้า ที่สนามไฟฟ้าต่างๆ กันซึ่งแตกต่างกับวิธีการคำนวณโดยใช้ทฤษฎีการรบกวนในอันดับที่ 1 ภายในงานวิจัยชิ้นนี้ และนอกจากนั้นยังทำการทดลองเพื่อนำผลจากการทดลองมาเปรียบเทียบกับ การคำนวณ ซึ่งแสดงให้เห็นว่าผลจากการคำนวณนั้นสามารถนำมาใช้ในการอธิบายปรากฏการณ์ได้จริง และยังมีความแม่นยำสูงมาก ผู้อ่านสามารถสังเกตได้จากรูปภาพประกอบจากงานตีพิมพ์ของ ซิมเมอร์แมนได้ดังรูปต่อไปนี้ (จะแสดงในหน้าถัดไป)



รูปที่ 1 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = \frac{1}{2}$ ซึ่งได้มาจากการคำนวณ โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน (cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9]



รูปที่ 2 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = \frac{1}{2}$ ซึ่งได้มาจากการทดลอง โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน(cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9]



รูปที่ 3 แผนภาพสตาร์คของค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมซีเซียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 15 มีค่า $m_j = 1/2$ ซึ่งทำการเปรียบเทียบของการคำนวณและการทดลองไว้ในกราฟเดียวกัน โดยแกนตั้งเป็นค่าพลังงาน (cm^{-1}) และแกนนอนเป็นค่าสนามไฟฟ้าที่ใช้ (V/cm) เริ่มต้นจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 6,000 (V/cm) อ้างอิง [9]

ในรูปที่ 3 เราสามารถที่จะสังเกตเห็นว่าผลจากการทดลองในรูปที่ 2 และการคำนวณในรูปที่ 1 นั้นสามารถนำมาเปรียบเทียบได้แม่นยำสูงมาก โดยที่บริเวณที่เกิดพีคจากผลการทดลองนั้นจะอยู่ในตำแหน่งเดียวกับเส้น (ระดับพลังงานของแต่ละสถานะ) ที่เกิดจากการคำนวณ และนอกจากนั้นยังมีการเปรียบเทียบระหว่างผลการทดลองและการคำนวณ ของอะตอมอัลคาไลที่เป็น ลิเทียม, โซเดียม, โพแทสเซียม และ รูบิเดียม ซึ่งสามารถเข้าไปหาอ่านข้อมูลเพิ่มเติมได้จาก [9]

นอกจากงานวิจัยชิ้นนี้ของ ซิมเมอร์แมนที่ได้สร้างแรงบันดาลใจให้แก่ข้าพเจ้าแล้ว ยังมีงานก่อนหน้าของ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันท์แก้ว ที่ทำการศึกษาเรื่อง Dielectronic Recombination ของ Ba^+ ในการจับอิเล็กตรอนของไอออน Ba^+ เพื่อทำการศึกษาความสัมพันธ์ระหว่างความสัมพันธ์ระหว่างค่าเลขควอนตัม k ของอะตอมแบเรียมในสนามไฟฟ้าต่ำๆ กับ อัตราการเกิด Autoionization และ Dielectronic Recombination ของอะตอมแบเรียมในสนามไฟฟ้าเช่นกัน [10] และในงานวิจัยของข้าพเจ้าได้นำข้อมูลจากการทดลองของ ผศ.ดร.จิรกานต์ นันท์แก้ว ที่ทำการวัดการเปลี่ยนสถานะ จาก $6s32d$ ไปยัง $6s29k$ ของอะตอมแบเรียมในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้า โดยการเปลี่ยนสถานะนี้

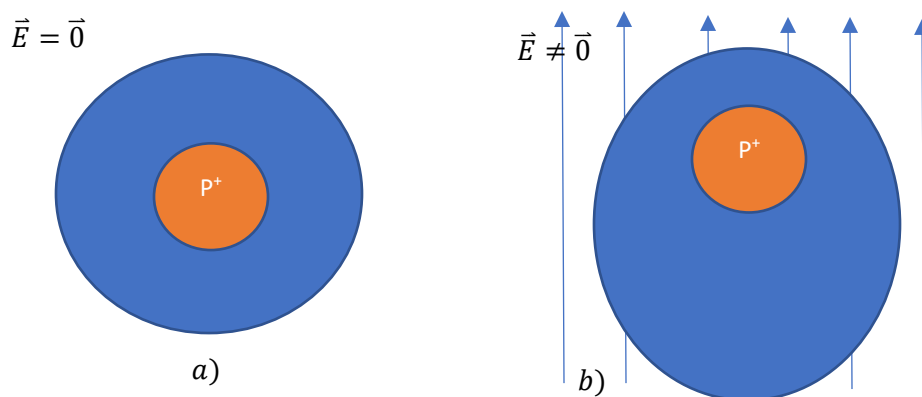
ใช้คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในช่วงไมโครเวฟ โดยมีเป้าหมายเพื่อที่จะได้ทราบระดับพลังงานที่ใช้การเปลี่ยนสถานะจาก $6s3d$ ไปยังสถานะ k ใดๆในสถานะ $6s29k$ โดยการเปรียบเทียบผลจากการทดลองภายใต้สถานะไฟฟ้ากับผลจากการคำนวณ (Stark map) และในอนาคตสามารถนำข้อมูลจากการศึกษานี้ไปช่วยในการศึกษา Autoionization และ Dielectric Recombination เฉพาะในแต่ละสถานะ k ของ $6s29k$ ของ Ba^+ ต่อไป

จึงทำให้ข้าพเจ้ามีแรงบันดาลใจในการศึกษาพฤติกรรมของอะตอม แบริยม ซึ่งเป็นอัลคาไลเอิร์ธ (Alkali-earth) ในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้า ซึ่งอยู่ในหมู่ที่ 2A โดยที่มีเลขอะตอมเป็น 56 ซึ่งมีโครงสร้างอิเล็กตรอนิกเป็น $[Xe] 6s^2$ จะเห็นได้ว่ามีความแตกต่างกันคือมีอิเล็กตรอนวงนอก 2 ตัว และ ในงานวิจัยชิ้นนี้เราจะศึกษาอะตอมแบริยมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 29 ที่อยู่ในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้าและนำผลจากการคำนวณด้วยทฤษฎีรบกวนอันดับที่ 1 มาเปรียบเทียบกับผลจากการทดลอง

บทที่ 2 ทฤษฎีและการอ้างอิง

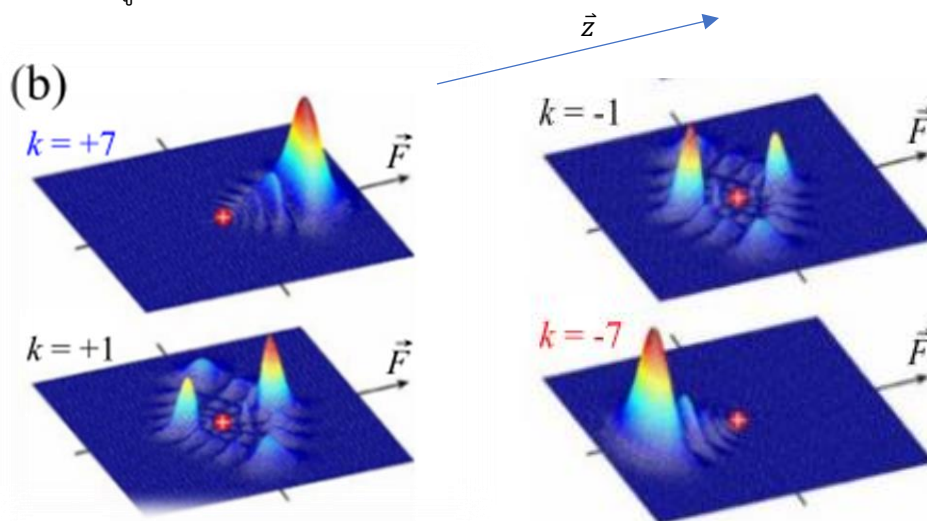
2.1 ปรากฏการณ์สแตร์คภายในอะตอม

ปรากฏการณ์สแตร์คจะเกิดขึ้นเมื่อนำอะตอมไปวางไว้ในสนามไฟฟ้า การกระจายตัวของอิเล็กตรอนภายในอะตอมจะจัดเรียงตัวใหม่ตามแนวสนามไฟฟ้า เนื่องมาจากอะตอมที่เป็นกลางจริงๆ แล้วเกิดจากการประกอบจากประจุบวกและประจุลบที่มีจำนวนเท่ากันแต่มีการจัดเรียงที่แกนสมมาตรของกลุ่มหมอกอิเล็กตรอนไม่ตรงกับแกนสมมาตรของนิวเคลียสจะยังคงมีผลของความเป็นไดโพลไฟฟ้าถาวร (Permanent electric dipole moment) อยู่และอะตอมที่มีการกระจายตัวของอิเล็กตรอนโดยมีแกนสมมาตรอยู่ที่เดียวกับแกนสมมาตรของนิวเคลียสจะไม่มีความเป็นไดโพลไฟฟ้า แต่เมื่อถูกรบกวนด้วยสนามไฟฟ้าจะทำให้เกิด ไดโพลไฟฟ้าโดยการเหนี่ยวนำ (Induced electric dipole moment) ขึ้น ซึ่งเมื่อเราทำการคำนวณด้วยทฤษฎีการรบกวน จะสามารถคำนวณได้ว่าค่าระดับพลังงานของอะตอมในแต่ละสถานะมีการเปลี่ยนแปลงไปจากเดิมในตอนนี้อะตอมไม่อยู่ในสนามไฟฟ้า โดยอาจบอกได้จากการกระจายตัวของอิเล็กตรอนภายในอะตอมภายใต้สนามไฟฟ้าจะถูกสนามไฟฟ้าเหนี่ยวนำให้มีลักษณะคล้ายลูกรีบี้ ซึ่งแตกต่างจากการกระจายตัวของอิเล็กตรอนในภาวะปกติที่มีความสมมาตรเชิงทรงกลม ซึ่งสามารถยกตัวอย่างอะตอมไฮโดรเจนและการกระจายตัวได้ดังรูปที่ 4



รูปที่ 4 a) การกระจายตัวของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจนในสภาวะปกติ(ไม่มีสนามไฟฟ้า) b) การกระจายตัวของอิเล็กตรอนภายในอะตอมไฮโดรเจน เมื่ออยู่ในสนามไฟฟ้า

และสามารถแสดงการกระจายตัวของอิเล็กตรอนของอะตอมไฮโดรเจนในระดับพลังงานที่มีเลขควอนตัมหลักเป็น 8 ได้ดังรูปที่ 5



รูปที่ 5 การกระจายตัวของอิเล็กตรอนของไฮโดรเจนในสนามไฟฟ้าที่เลขควอนตัมหลัก 8 ในสถานะสตาร์ค(Stark states) $k=-7,-1,+1$ และ $+7$ อ้างอิง : [14]

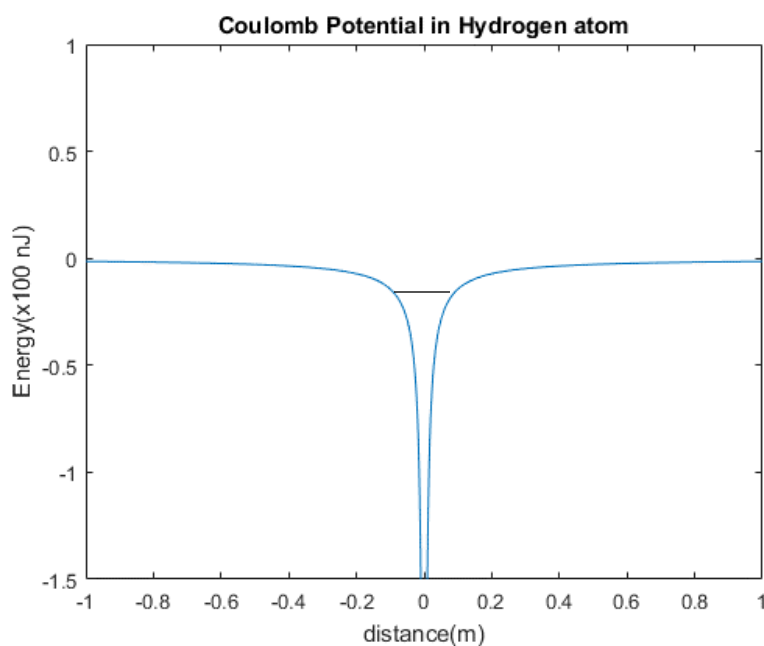
นอกจากนี้จะสามารถแสดงพลังงานศักย์ของอะตอมไฮโดรเจน(โปรตอน)จากพลังงานศักย์คูลอมบ์ได้ดังนี้

$$V(r) = -\frac{ke}{|r|} \quad (1)$$

โดยที่ $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$

$$k = 9 \times 10^9 \text{ N.m}^2/\text{C}^2$$

ซึ่งเราจะเห็นได้จาก (1) ว่าลักษณะของบ่อศักย์นี้มีความสมมาตรโดยมีแกนสมมาตรในแนวตั้ง หรือ บริเวณซีกซ้ายและซีกขวามีความสมมาตรกัน สามารถแสดงได้โดยรูปที่ 6 ในหน้าถัดไป

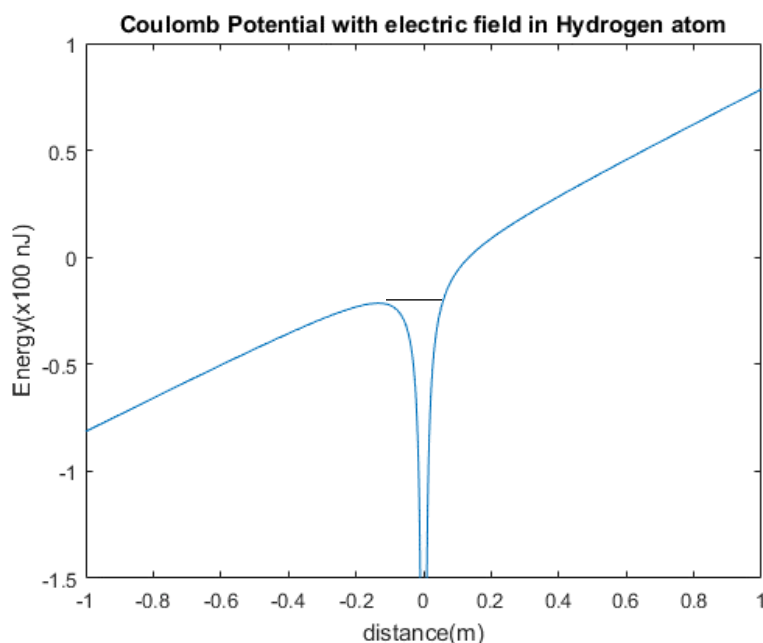


รูปที่ 6 ลักษณะของบ่อศักย์คูลอมบ์ของอะตอมไฮโดรเจนในสภาวะปกติ โดยที่ แกนนอนคือ ระยะทางในหน่วย เมตร (m) และ แกนตั้งคือ พลังงานในหน่วย 100 นาโนจูล ($\times 100$ nJ) และเส้นทึบในบ่อศักย์แสดงถึงระดับ พลังงานของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจน

ซึ่งหลังจากการให้สนามไฟฟ้าที่มีขนาด \mathcal{E} [V/m] ในแนวแกน z และเมื่อพิจารณาพลังงานศักย์ในแกน z เช่นกัน จะส่งผลให้ (1) เปลี่ยนไปเป็น

$$V(z) = -\frac{ke}{|z|} + e\mathcal{E}z \quad (2)$$

ทำให้ลักษณะบ่อศักย์ของอะตอมไฮโดรเจนมีความไม่สมมาตรเกิดขึ้นซึ่งสามารถดูได้จากรูปที่ 7



รูปที่ 7 ลักษณะของบ่อศักย์คูลอมบ์ของอะตอมไฮโดรเจนในสนามไฟฟ้าที่ให้ในแกน Z ที่มีค่าสนามไฟฟ้า 500 GV/m โดยที่ แกนนอนคือ ระยะทางในแกน Z ซึ่งมีหน่วยเมตร (m) และ แกนตั้งคือ พลังงานในหน่วย 100 นาโนจูล ($\times 100$ nJ) เส้นทึบในบ่อศักย์แสดงถึงระดับพลังงานของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจน

นอกจากเห็นได้ว่าพลังงานศักย์ในซีกซ้ายจะลดลงและทำให้อิเล็กตรอนเกิดการหลุดออกไปได้ง่ายขึ้น ค่าพลังงานของอิเล็กตรอนที่สามารถหลุดออกไปได้นี้ เราสามารถหาได้โดยการหาค่าความชันของบ่อศักย์เทียบกับระยะทางในแนวแกน z ที่ทำให้ความชันมีค่าเป็น 0 นั่นเอง

$$\frac{\partial V(z)}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

นั่นคือ ค่า Z_{max} ที่ทำให้ความชันเป็น 0 มีค่าเป็น

$$Z_{max} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \quad (4)$$

เมื่อนำ Z_{max} กลับไปแทนค่าในสมการ(2) จึงจะได้ว่า

$$V_{max}(z) = -2\sqrt{\epsilon} \quad (5)$$

จุดที่ไม่เสถียรนี้จะเป็จุดเริ่มที่ทำให้อิเล็กตรอนเกิดการหลุดจากอะตอมไป ซึ่งจะเกิดเมื่อพลังงานรวมของอิเล็กตรอนมีค่าเท่ากับ (5) นั่นคือ

$$E = -\frac{hcR}{n^2} = -2\sqrt{\varepsilon} \quad (6)$$

ทำให้เราสามารถทราบได้ค่าสนามไฟฟ้าที่ทำให้อิเล็กตรอนเกิดการหลุดได้ นั่นคือที่

$$\varepsilon = \frac{h^2 R^2 c^2}{4n^4} \quad (7)$$

โดยที่ R คือ ค่าคงที่ริดเบิร์กของอะตอมที่ทำการศึกษา

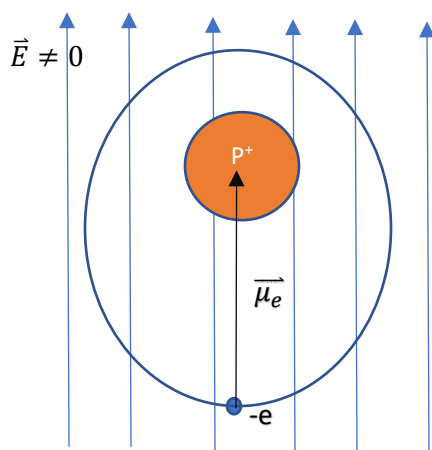
h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ $= 6.626 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg/s}$

c คือ อัตราเร็วของแสง $= 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$

n คือ เลขควอนตัมหลักของอะตอมไฮโดรเจนภายใต้สนามไฟฟ้า

2.1.1 ปรากฏการณ์สตาร์คในอะตอมไฮโดรเจน

เมื่อมีการให้สนามไฟฟ้าที่มีค่าเป็น \mathcal{E} ให้แก่อะตอมที่เป็นกลางเนื่องจากจำนวนประจุอิเล็กตรอน และ โปรตอนมีค่าเท่ากัน จะเห็นว่าระยะห่างระหว่างอิเล็กตรอนและโปรตอนจะทำให้เกิดไดโพลโมเมนต์ทางไฟฟ้าขึ้นมา คือ $\vec{\mu}_e = q\vec{d}$ โดยมีทิศชี้จากประจุลบ(-)ไปยังประจุบวก



(+) และ d เป็นค่าระยะห่างระหว่างประจุบวกและประจุลบ โดยเมื่อให้สนามไฟฟ้าในแกน \hat{z} ส่งผลให้โมเมนต์ไฟฟ้าจะชี้ตามทิศทางสนามไฟฟ้าในแกน z และมีการเปลี่ยนเป็น $\vec{\mu}_e = e\mathcal{E}\hat{z}$ เนื่องจาก ประจุที่พิจารณาคือ อิเล็กตรอนทำให้ $q = -e$

รูปที่ 8 ภาพประกอบของไดโพลไฟฟ้าในอะตอม

ไฮโดรเจน(เป็นเพียงภาพสมมติวงโคจรของอิเล็กตรอนเพื่อความเข้าใจเท่านั้น)

พลังงานที่สนามไฟฟ้าให้กับไดโพลจะมีค่า

$$\begin{aligned} E &= -\vec{\mu}_e \cdot \vec{\epsilon} \\ &= e\vec{z} \cdot \epsilon\hat{z} \\ &= ez\epsilon \end{aligned}$$

เมื่อจะคำนวณหาอินทิเกรตของอันดับที่ 1 จะสามารถทำได้ดังนี้

$$\text{โดยที่} \quad \hat{H}_1 = ez\epsilon$$

เมื่อทราบ \hat{H}_1 จะสามารถคำนวณหาพลังงานอันดับแรกได้ดังนี้

$$\begin{aligned} E^{(1)} &= \langle n, l, m | \hat{H}_1 | n', l', m' \rangle \\ &= \langle n, l, m | ez\epsilon | n', l', m' \rangle \end{aligned}$$

และ เราทราบว่า $z = r\cos\theta$

จึงจะเขียนสมการได้ใหม่เป็น

$$E^{(1)} = e\epsilon \langle n, l, m | r\cos\theta | n', l', m' \rangle$$

$$\text{โดยเราทราบว่า spherical harmonic } Y_1^0 = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos\theta$$

แสดงว่า $\cos\theta$ สามารถเขียนให้อยู่ในรูปของ Y_1^0 ได้ส่งผลให้ ค่าเลขควอนตัม l ของฟังก์ชันคลื่นที่กระทำกับ Y_1^0 มีค่า เพิ่มขึ้นหรือลดลงเท่ากับ 1 โดยในตอนที่อะตอมไฮโดรเจนไม่อยู่ในสนามไฟฟ้าพลังงานของแต่ละระดับในชั้น n เดียวกันจะเท่ากัน(Degenerate) จึงต้องสร้างเมทริกซ์ของแฮมิลโทเนียนอันดับที่ 1 และสำหรับอะตอมที่อยู่ในสนามไฟฟ้าที่มีค่าไม่มาก จะนำพลังงานในเลขควอนตัมหลัก n เดียวกันในการคำนวณได้ แต่หากเพิ่มค่าสนามไฟฟ้ามากพอที่จะทำให้พลังงานที่แยกมาจากผลของสนามไฟฟ้าของแต่ละเลขควอนตัมหลัก n, n' มีบางสถานะที่มีพลังงานเท่ากัน ทำให้ในกรณีที่ค่าสนามไฟฟ้าสูงๆ จะต้องคำนวณในสถานะที่มีเลขควอนตัมหลักเป็น n' ด้วย แต่ในงานวิจัยนี้ศึกษาปรากฏการณ์สตาร์คที่สนามไฟฟ้าไม่สูงมาก ดังนั้นจึงใช้การคำนวณเพียงที่ค่าเลขควอนตัมหลัก n เดียวกันตามทฤษฎี

การรบกวนเพื่อหาเวกเตอร์เฉพาะและค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมหลังถูกรบกวนด้วยสนามไฟฟ้า

$$\begin{array}{c}
 l = \\
 a \\
 a+1 \\
 a+2 \\
 \vdots \\
 n-3 \\
 n-2 \\
 n-1
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 l' = a \\
 a+1 \\
 a+2 \\
 \vdots \\
 n-3 \\
 n-2 \\
 n-1
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 a+1 \\
 \dots \\
 \dots \\
 n-2 \\
 n-1
 \end{array}
 \begin{bmatrix}
 0 & z_{a,a+1} & 0 & & 0 & 0 & 0 \\
 z_{a+1,a} & 0 & z_{a+1,a+2} & \dots & 0 & 0 & 0 \\
 0 & z_{a+2,a+1} & 0 & & 0 & 0 & 0 \\
 & \vdots & & \ddots & & \vdots & \\
 0 & 0 & 0 & & 0 & z_{n-3,n-2} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \dots & z_{n-2,n-3} & 0 & z_{n-2,n-1} \\
 0 & 0 & 0 & & 0 & z_{n-1,n-2} & 0
 \end{bmatrix}$$

เมทริกซ์ข้างต้นนี้คือเมทริกซ์ที่สร้างขึ้นตามทฤษฎีการรบกวนในอันดับที่ 1 โดยที่ค่า $z_{a,a'} = z_{a',a} = \langle n, l, m | e \epsilon z | n', l', m' \rangle$ ของสถานะ n, l, m และ n', l', m' ใดๆ โดยที่เราศึกษาที่ $m = m' = 0$ ซึ่งได้จากการหาผลคูณภายใน (Inner product) โดยการหาปริพันธ์ (Integration) ค่าคาดหวังที่ได้จากการหาปริพันธ์ของอะตอมไฮโดรเจนสามารถเขียนได้ดังต่อไปนี้ [13]

$$\langle n, l | r | n, l+1 \rangle = \frac{3}{2} n \sqrt{(n^2 - (l+1)^2)} \quad (8)$$

$$\langle n, l, m | \cos \theta | n, l+1, m \rangle = \sqrt{\frac{(l+1)^2 - m^2}{(2l+3)(2l+1)}} \quad (9)$$

ในขั้นต่อไปจะทำการหาค่าพลังงานลักษณะเฉพาะและหาเวกเตอร์ลักษณะเฉพาะของพลังงานรบกวนและนำพลังงานรบกวนที่ได้จากการหาพลังงานเฉพาะ ไปรวมกับพลังงานของไฮโดรเจนก่อนการรบกวนเพื่อที่จะได้พลังงานรวมต่อไป

หรือแสดงได้ว่า ถ้า E'_i เป็นค่าพลังงานลักษณะเฉพาะที่อยู่บนแนวเส้นทแยงมุมที่ได้จากการ Diagonalization เมทริกซ์ในแถวที่ i หลักที่ i ซึ่งจำนวนของค่าพลังงานลักษณะเฉพาะที่ได้จะเท่ากับจำนวนสมการในเมทริกซ์ ทำให้ค่าพลังงานรวม

ในขณะที่อยู่ในสนามไฟฟ้าจะแยกออกมาตามจำนวนของสมการ หรือจำนวนสถานะเช่นกัน

$$E_i = E_0 + E'_i$$

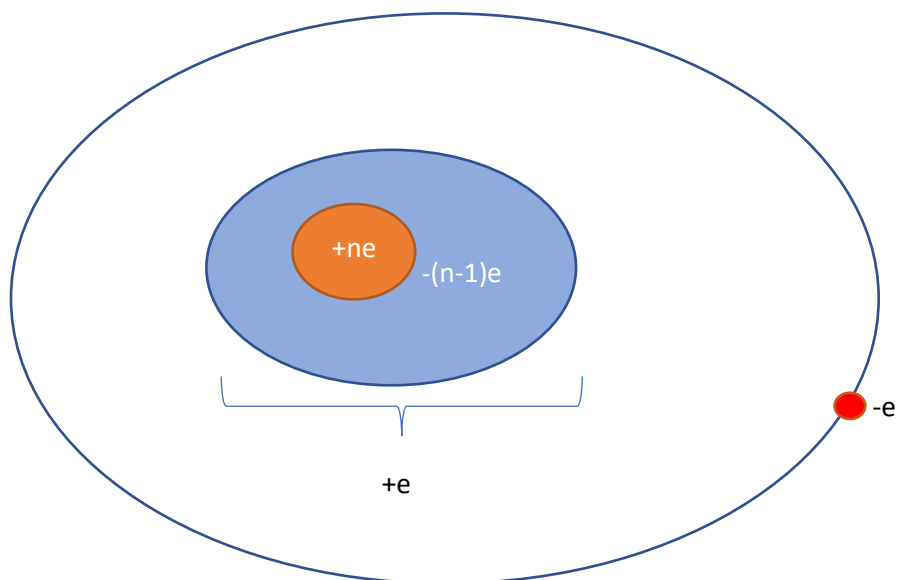
$$E_i = -\frac{hcR}{n^2} + E'_i$$

โดยที่ i คือ ลำดับพลังงานที่อยู่ในแนวทแยงมุมที่แถว i หลัก i ซึ่งจะมีทั้งหมดเท่ากับจำนวนสมการในเมทริกซ์ของแฮมิลโทเนียนรวม

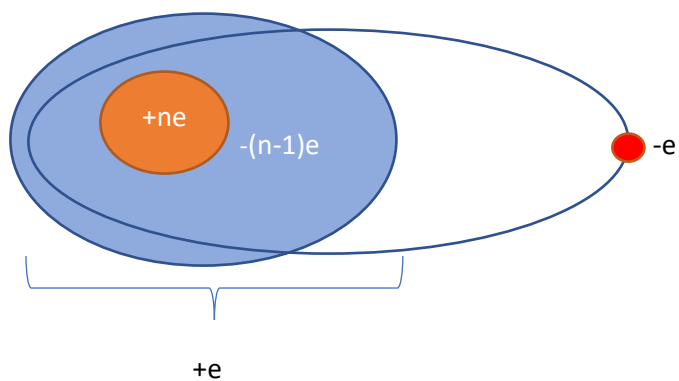
2.1.2 อะตอมริดเบิร์ก (Rydberg Atom)

อะตอมริดเบิร์กเป็นอะตอมที่มีพฤติกรรมคล้ายกับอะตอมไฮโดรเจน ซึ่งเราสามารถสร้างอะตอมริดเบิร์กได้ด้วยการกระตุ้นอิเล็กตรอนให้อยู่ในระดับชั้นพลังงานสูงๆ (ที่ n มากๆ วงโคจรของอิเล็กตรอนจะมีระยะห่างจากแก่นไอออนมากยิ่งขึ้นและใกล้เคียงกับวงโคจรของอิเล็กตรอนในอะตอมไฮโดรเจนมากขึ้น) ดังนั้นเวลาพิจารณาอิเล็กตรอนในอะตอมริดเบิร์ก จะสามารถพิจารณาได้เป็น อิเล็กตรอนตัวนอกสุด ประจุ $-e$ ซึ่งจะถูกเรียกว่าอิเล็กตรอนริดเบิร์ก (Rydberg electron) และแก่นไอออน ประจุ $+e$ ซึ่งแก่นไอออนจะเกิดจากพิจารณาบริเวณที่มีโปรตอน n ตัว และ อิเล็กตรอน $n-1$ ตัว ไม่รวมตัวที่ถูกกระตุ้นให้โคจรชั้นนอกๆ ทำให้พิจารณาให้มีประจุลัพธ์เป็น $+e$ และหาว่าระยะห่างของอิเล็กตรอนริดเบิร์กและแก่นไอออนมีค่ามากๆหรืออิเล็กตรอนริดเบิร์กอยู่ในสถานะที่มีเลขควอนตัมหลัก n มากๆ อะตอมในสภาวะนี้จะสามารถประมาณได้เสมือนว่าเป็นอะตอมไฮโดรเจน(ซึ่งมีอิเล็กตรอน 1 ตัวและ โปรตอน 1 ตัว โดยที่อิเล็กตรอนริดเบิร์กนั้นประพฤติตัวเหมือนกับอิเล็กตรอนของไฮโดรเจน และ แก่นไอออนนั้นประพฤติตัวเสมือนกับโปรตอน) แต่สิ่งที่แตกต่างกันอย่างหนึ่งคือ ขนาดของแก่นไอออนที่มีขนาดแตกต่างกันมาก เนื่องจากแก่นไอออนของไฮโดรเจนเป็นเพียงโปรตอน แต่แก่นไอออนของอะตอมริดเบิร์กนั้นคือกลุ่มหมอกอิเล็กตรอนทั้งหมดนอกจากอิเล็กตรอนริดเบิร์กและนิวเคลียสของอะตอม ทำให้ในอะตอมริดเบิร์กสามารถมีปรากฏการณ์ที่แตกต่างจากอะตอมไฮโดรเจน นั่นคือการที่อิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่เข้าไปแทรกระหว่างแก่นไอออน (Core

penetration) ของอะตอมรีดเบิร์กและโพลาไรซ์แก่นไอออนได้ (Core polarization) ซึ่งจะ
แสดงไว้ในรูปของหน้าถัดไป



รูปที่ 9 อะตอมรีดเบิร์กที่ ℓ มากๆ



รูปที่ 10 อะตอมรีดเบิร์กที่ ℓ น้อย

เลขควอนตัม l เป็นเลขควอนตัมที่ใช้ในการบอกวิถีการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน ซึ่งในกรณีที่ l มีค่าน้อย อิเล็กตรอนจะมีวิถีที่เป็นวงรีที่มีค่าความรีมากๆ และสามารถเคลื่อนที่เข้าไปใกล้นิวเคลียสได้ แต่ว่าแกนไอออนที่เราพิจารณานั้นมีขนาดใหญ่กว่านิวเคลียสมากๆ ทำให้จะมีโอกาสที่ทำให้อิเล็กตรอนสามารถเคลื่อนที่ผ่านเข้าไปในแกนไอออนได้ (Electron-core penetration) ดังรูปที่ 8 และด้วยการที่แกนไอออนสามารถเกิดขั้วจากสนามไฟฟ้าของอิเล็กตรอนริดเบิร์ก (Core polarization) และการเคลื่อนที่ผ่านเข้าไปในแกนไอออนของอิเล็กตรอนตัวนอกสุด ทำให้เกิดการรบกวนอิเล็กตรอนริดเบิร์ก ส่งผลให้พลังงานของอิเล็กตรอนริดเบิร์กในอะตอมริดเบิร์กมีความแตกต่างกับพลังงานของอะตอมไฮโดรเจน ทำให้ในการคำนวณระดับพลังงานใหม่จะเป็น

$$E_{n,l} = -\frac{hcR}{(n-\delta_l)^2} \quad (10)$$

โดยที่ $E_{n,l}$ คือ ค่าระดับพลังงานของอะตอมริดเบิร์กในระดับพลังงานชั้น n ที่มี

ค่าควอนตัม l

R คือ ค่าคงที่ริดเบิร์กของอะตอมที่ทำการศึกษา

h คือ ค่าคงที่ของพลังค์ $= 6.626 \times 10^{-34} \text{ m}^2\text{kg/s}$

c คือ อัตราเร็วของแสง $= 2.99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$

และ δ_l คือ ค่าบกพร่องเชิงควอนตัม (Quantum defect) ซึ่งจะขึ้นอยู่กับแต่

ละค่าเลขควอนตัม l

หมายเหตุ ค่าบกพร่องเชิงควอนตัม δ_l จะแปรผกผันกับค่าควอนตัม l โดยที่ ค่าควอนตัม l น้อยๆ ค่า δ_l จะมีค่ามาก ในขณะที่ เมื่อ เลขควอนตัม l มีค่ามากๆ ค่า δ_l ก็จะมีค่าน้อย เนื่องจากอิเล็กตรอนริดเบิร์กที่ l น้อยๆ จะมีลักษณะวงโคจรที่มีโอกาสผ่านเข้าไปในแกนมากกว่าที่ l สูงๆ

และนิยาม $n_{eff} = n - \delta$ เลขควอนตัมหลักยังผล (effective principle quantum number)

จึงสามารถเขียนสมการ (10) ใหม่

ได้เป็น

$$E_{n,l} = -\frac{hcR}{n_{eff}^2} \quad (11)$$

และที่สำคัญคือการที่อะตอมริดเบิร์กมีพฤติกรรมเหมือนกับอะตอมไฮโดรเจนทำให้เราสามารถสร้างเมทริกซ์สำหรับแฮมิลโทเนียนรบกวนได้โดยใช้ค่าคาดหวังข้างต้น และเราสามารถนำค่าคาดหวังสำหรับไฮโดรเจนมาใช้ได้เนื่องจากในงานวิจัยชิ้นนี้ เราทำการศึกษาอะตอมริดเบิร์ก ซึ่งสามารถประมาณเสมือนเป็นอะตอมไฮโดรเจนได้

เพิ่มเติม ความบกพร่องเชิงควอนตัม δ_l นั้นสามารถอธิบายให้เห็นภาพและเข้าใจได้มากขึ้นด้วย Gauss' law 1 ใน 4 ของสมการแมกซ์เวลล์ และเราจะเริ่มต้นที่

$$\int \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{enc}}{\epsilon_0} \quad (12)$$

โดยที่ \vec{E} คือ เวกเตอร์ของสนามไฟฟ้าบนบริเวณพื้นผิวเกาส์เซียนเล็กๆที่เราสนใจ

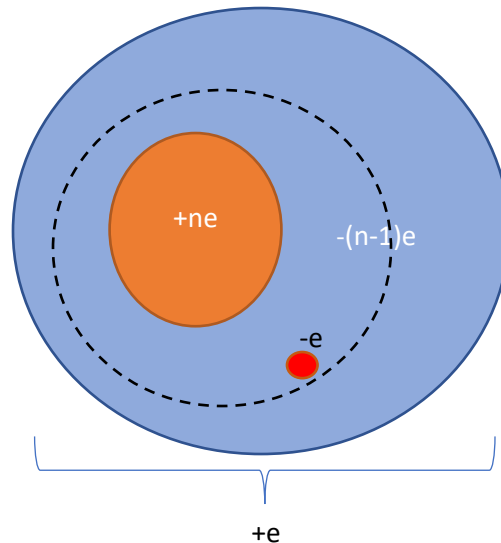
$d\vec{A}$ คือ บริเวณเล็กๆบนพื้นผิวเกาส์เซียน

Q_{enc} คือ ประจุที่อยู่ภายในพื้นผิวเกาส์เซียน

ϵ_0 คือ ค่าซึมซาบได้ทางไฟฟ้า $= 8.854 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$

โดยที่เราสามารถบอกได้ว่าสนามไฟฟ้าที่เราสังเกตได้จะเกิดจากประจุที่อยู่ในบริเวณพื้นผิวเกาส์เซียนเท่านั้น ถึงแม้ว่าบริเวณด้านนอกพื้นผิวจะมีประจุอยู่ก็ตาม จากนั้นให้ลองจินตนาการตามว่าหากอิเล็กตรอนริดเบิร์กเคลื่อนที่เข้าไปอยู่ในบริเวณแกนไอออนแล้ว อิเล็กตรอนตัวนั้นจะเห็นว่าประจุของ

แก่นไอออนมีความเป็น บวก มากขึ้น เนื่องจากบริเวณที่อิเล็กตรอนริดเบิร์กเคลื่อนที่เข้าไปจะเข้าไปอยู่ในกลุ่มหมอกอิเล็กตรอนของชั้นก่อนหน้า ซึ่งจะแสดงได้ดังรูปต่อไปนี้



รูปที่ 11 ภาพประกอบการอธิบายค่าความบกพร่องเชิงควอนตัม โดยที่ วงกลมตันเล็กๆบริเวณเส้นประ คือ อิเล็กตรอนริดเบิร์ก, เส้นประคือพื้นผิวเกาส์เซียน และ บริเวณวงกลมที่มีวงกลมซ้อน 2 ชั้นที่มีประจุรวมเป็น $+e$ โดยที่ไม่รวมอิเล็กตรอนริดเบิร์ก คือ แก่นไอออน

จะเห็นได้ว่าอิเล็กตรอนริดเบิร์กเข้ามาอยู่ในแก่นไอออนซึ่งจะเห็นอิเล็กตรอนในแก่นไอออน บางส่วนอยู่นอกพื้นผิวเกาส์เซียนของตนทำให้อิเล็กตรอนริดเบิร์กเห็นว่าประจุรวมภายในพื้นผิวเกาส์เซียนมีความเป็นบวกมากขึ้นส่งผลให้ พลังงานศักย์คูลอมบ์ที่อิเล็กตรอนเห็นมีค่าเปลี่ยนแปลงไป(มีค่า ลดลง) สามารถพิจารณาได้จาก

$$V(r) = -\frac{kQ_{enc}}{|r|} \quad (13)$$

ซึ่งก่อนหน้านี้ที่อิเล็กตรอนริดเบิร์กจะเคลื่อนที่ผ่านเข้าไปในแก่นไอออนจะมองเห็นพลังงานศักย์มี

ค่าเป็น

$$V(r) = -\frac{ke}{|r|} \quad (14)$$

แต่หลังจากอิเล็กตรอนเข้าไปในแก่นไอออนแล้วจะเห็นดังสมการ (13) นั้นเอง ส่งผลให้เกิดการเปลี่ยนแปลงระดับพลังงานรวมของอิเล็กตรอนและทำให้เกิดค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมขึ้นนั่นเอง

2.1.3 ปรากฏการณ์สตาร์คในอะตอมริดเบิร์กที่ไม่ใช่ไฮโดรเจน

ภายในการศึกษานี้ ข้าพเจ้าได้ศึกษาปรากฏการณ์สตาร์คของอะตอม แบเรียม (Barium:Ba) แบบริดเบิร์ก (Rydberg atom) ที่มีเลขอะตอม 56 และมวลอะตอม 137.327 (อ้างอิงจาก Periodic table) ทำให้ปรากฏการณ์ที่เราศึกษากลายเป็นอะตอมริดเบิร์กที่ไม่ใช่ไฮโดรเจน

ในการศึกษาอะตอมริดเบิร์กเราจะคำนวณหาพลังงานรวมของอะตอมภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้า ซึ่งจะสามารถหาได้จาก

$$H|\psi\rangle = E|\psi\rangle$$

และ

$$H = H_0 + H_1$$

โดยที่ H คือ แฮมิลโทเนียนรวมของระบบที่เราสนใจ

H_0 คือ แฮมิลโทเนียนของอะตอมก่อนการรบกวน

H_1 คือ แฮมิลโทเนียนรบกวนของอะตอมหลังการรบกวน

ในกรณีของอะตอมริดเบิร์กที่ไม่ใช่อะตอมไฮโดรเจนนั้นจะมีความบกพร่องเชิงควอนตัม (quantum defect) เกิดขึ้นในระดับพลังงานก่อนการรบกวนซึ่งมีพลังงานไม่เท่ากัน (nondegenerate) ในกรณีนี้เราจึงต้องหาแฮมิลโทเนียนรวมก่อนแล้วจึงค่อย Diagonalize เพื่อหาค่าพลังงานลักษณะเฉพาะและหาเวกเตอร์ลักษณะเฉพาะ ไม่เหมือนในกรณีของอะตอมไฮโดรเจนที่ไม่มีความบกพร่องเชิงควอนตัม จึงสามารถหาพลังงานลักษณะเฉพาะของแฮมิลโทเนียนรบกวนก่อนแล้วนำมารวมกับค่าพลังงานหลักจากการคำนวณได้โดยตรง

ดังนั้นในกรณีของอะตอมริดเบิร์กที่ไม่ใช่ไฮโดรเจนจะได้แฮมิลโทเนียนก่อนการรบกวน(H_0)

$$H_0 = \begin{bmatrix} -\frac{hcR}{(n-\delta_0)^2} & 0 & \cdots & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{hcR}{(n-\delta_1)^2} & \cdots & 0 & 0 \\ & \vdots & \ddots & \vdots & \\ 0 & 0 & \cdots & -\frac{hcR}{(n-\delta_{n-2})^2} & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & -\frac{hcR}{(n-\delta_{n-1})^2} \end{bmatrix}$$

และแฮมิลโทเนียนของการรบกวน(H_1) จากหน้า 11 , $H_1 =$

$$e\varepsilon \begin{bmatrix} 0 & z_{a,a+1} & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ z_{a+1,a} & 0 & z_{a+1,a+2} & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & z_{a+2,a+1} & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & z_{n-3,n-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & z_{n-2,n-3} & 0 & z_{n-1,n-2} \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & z_{n-1,n-2} & 0 \end{bmatrix}$$

จึงจะได้

$$H = \begin{bmatrix} -\frac{hcR}{(n-\delta_l)^2} & e\varepsilon z_{a,a+1} & \cdots & 0 & 0 \\ e\varepsilon z_{a+1,a} & -\frac{hcR}{(n-\delta_l)^2} & \cdots & 0 & 0 \\ & \vdots & \ddots & \vdots & \\ 0 & 0 & \cdots & -\frac{hcR}{(n-\delta_l)^2} & e\varepsilon z_{n-2,n-1} \\ 0 & 0 & \cdots & e\varepsilon z_{n-1,n-2} & -\frac{hcR}{(n-\delta_l)^2} \end{bmatrix}$$

โดยที่ ค่า $z_{a,a'} = z_{a',a} = \langle n, l, m | z | n', l', m' \rangle$ ของสถานะ a, a' ใดๆ โดยที่เราศึกษาที่ $m = m' = 0$ หลังจากนั้นเมื่อเราได้แฮมิลโทเนียนรวมแล้ว การหาค่าพลังงานเฉพาะจึงสามารถทำได้โดยการ Diagonalization ได้เช่นเดิม

นอกจากนั้นหากสังเกตเมทริกซ์แฮมิลโทเนียนรวมข้างต้น แล้วจะเห็นได้ว่า มีสมาชิกของเมทริกซ์ที่ไม่อยู่บนแนวทแยงอยู่ นั่นหมายความว่าหากเราทำการหาค่าพลังงานเฉพาะจากการ Diagonalization โดยวิธี *Gauss-Elimination* จะทำให้ eigenstates ของอะตอมในสนามไฟฟ้าอยู่ในรูปผลบวกเชิงเส้นของ eigenstates เดิม หรือ $\langle n, l, m |$ ของสถานะ n, l และ m ใดๆ ซึ่งสามารถเขียน eigenstates ของอะตอมภายใต้ปรากฏการณ์สตาร์คได้ดังนี้ [20]

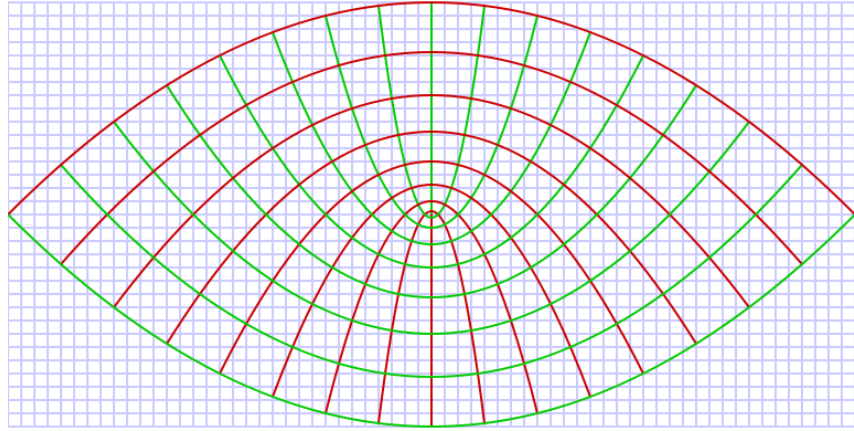
$$\psi_{nn_1n_2m} = \sum_{l=0}^{n-1} a_{n_1n_2l} \psi_{nlm} \quad (15)$$

โดยที่ $a_{n_1n_2l}$ คือ ภาพฉาย(projection)ของ $|nlm\rangle$ บน $|nn_1n_2m\rangle$

$\psi_{nn_1n_2m}$ คือ Eigenstates ใหม่ของอะตอมภายใต้สนามไฟฟ้า

ซึ่ง basis จาก nn_1n_2m นี้จะสามารถเขียนได้ในรูปของพิกัดพาราโบลิค (Parabolic coordinate) แทนได้เป็น

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{\xi\eta} \cos\phi & \xi &= r + z = r(1 + \cos\theta) \\ y &= \sqrt{\xi\eta} \sin\phi & \eta &= r - z = r(1 - \cos\theta) \\ z &= \frac{1}{2}(\xi - \eta) & \phi &= \arctan \frac{y}{x} \\ r &= \frac{1}{2}(\xi + \eta) \end{aligned}$$



รูปที่ 12 แผนภาพแสดงพิกัด(Parabolic coordinates) ซึ่งแสดงโดยเส้นสีแดงและสีเขียว vs พิกัดคาร์ทีเซียน (cartesian coordinate).(เส้นสีฟ้า) จาก [13]

ด้วยการแก้สมการชโรดิงเงอร์โดยใช้ฟังก์ชันคลื่นที่อธิบายได้ด้วยพิกัดพาราโบลาจะได้ฟังก์ชันคลื่น [20]

$$\psi_{nn_1n_2m}(\xi, \eta, \phi) = e^{im\phi} e^{-(\xi+\eta)2\eta} (\xi\eta)^{\frac{|m|}{2}} L_{n_1+m}^{|m|}(\xi/n) L_{n_2+m}^{|m|}(\eta/n) \quad (16)$$

ซึ่งจะเห็นได้ว่าฟังก์ชันคลื่นจะไม่มี l ที่สามารถใช้ในการอธิบายได้อีกต่อไป จึงสรุปได้ว่าเลขควอนตัม l ไม่ใช่เลขควอนตัมที่ดีภายใต้ปรากฏการณ์สตาร์ค จากการที่เราได้ *basis* ใหม่เราจะมีความสัมพันธ์ของเลขควอนตัม n_1, n_2 ได้ในรูปความสัมพันธ์กับ n และ m ดังต่อไปนี้

$$n = n_1 + n_2 + 1 + |m| \quad (17)$$

และนอกจากนั้น ค่าพลังงานของแต่ละสถานะในปรากฏการณ์สตาร์คที่หาโดยสถานะลักษณะเฉพาะ (eigenstates) ของอะตอมในสนามไฟฟ้า สามารถเขียนค่าพลังงานในอันดับที่หนึ่งได้ดังนี้

$$E_{nn_1n_2m} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}(n_1 - n_2)n\varepsilon \quad (18)$$

โดยที่ $E_{nn_1n_2m}$ คือ ค่าพลังงานเฉพาะที่ได้จากค่าเลขควอนตัมจากสถานะเฉพาะของอะตอมภายใต้สนามไฟฟ้า

ตามปกติ $(n_1 - n_2)$ จะถูกนิยามให้เป็น k ในการบอกสถานะแทน n_1 และ n_2 เพื่อความสะดวกในภายหลัง และจะถูกนิยามโดยที่ $k_{max} = n - 1 - |m|$ และ $k_{min} = -(n - 1 - |m|)$ ทำให้สมการพลังงานข้างต้น (18) เปลี่ยนรูปใหม่เป็น

$$E_{nn_1n_2m} = -\frac{1}{2n^2} + \frac{3}{2}kn\varepsilon \quad (19)$$

โดยที่ k คือ เลขควอนตัมใหม่ที่ใช้ในการบอกสถานะของอะตอมภายใต้สนามไฟฟ้าซึ่งถูกนิยามเพื่อนำมาใช้แทน n_1 และ n_2

แต่ในกรณีที่เรากำลังศึกษาครั้งนี้เราจะทำการนิยามให้ค่าเลขควอนตัม k ต่อเนื่องแบบอะเดียแบติก(adiabatic) จากค่าเลขควอนตัม l ที่บริเวณสนามไฟฟ้าซึ่งมีค่าเป็น 0 V/cm ทำให้จากนี้จะนิยาม $(n_1 - n_2)$ เป็น k โดยที่ $k_{max} = n - 1 - |m|$ และ $k_{min} = 0$ นั่นคือ เราสามารถเขียนได้ว่า $k = 0, 1, 2, \dots, n - 1 - |m|$

และทำให้การบอกสถานะของ $\psi_{nn_1n_2m}$ โดยสมการ (15) สามารถเปลี่ยนเป็น ψ_{nkm} ได้

2.1.4 การประมาณค่าบกร่องเชิงควอนตัมของเลขควอนตัม l ที่มากกว่า 5

ในบริเวณที่เลขควอนตัม l มีค่ามากขึ้นทำให้เราสามารถประมาณค่าความบกร่องเชิงควอนตัมได้จาก Scaling law จาก [4] ได้ดังนี้

$$\delta_{l'} = \delta_l \frac{a^5}{l'^5} \quad (20)$$

โดยที่ $\delta_{l'}$ คือ ค่าความบกร่องเชิงควอนตัมของสถานะที่มีค่าเลขควอนตัม l ที่ต้องการคำนวณ

δ_l คือ ค่าความบกร่องเชิงควอนตัมของสถานะที่มีค่าเลขควอนตัม l ที่เราทราบ

l คือ ค่าเลขควอนตัม l ในชั้นที่ต้องการคำนวณหาความบกร่องเชิงควอนตัม

a คือ ค่าเลขควอนตัมเชิงมุม ในระดับชั้นที่เราทราบ

ซึ่งภายในงานชิ้นนี้ เราจะทำการประมาณค่าความบกร่องเชิงควอนตัมที่ เลขควอนตัม l มากกว่า 5 ขึ้นไป จะมีความใกล้เคียงกับวงกลม

$$\delta_{l>5} = \delta_5 \frac{5^5}{l^5} \quad (21)$$

โดยที่ δ_5 คือ ค่าความบกร่องเชิงควอนตัมของสถานะที่มีค่าเลขควอนตัม l ที่ 5

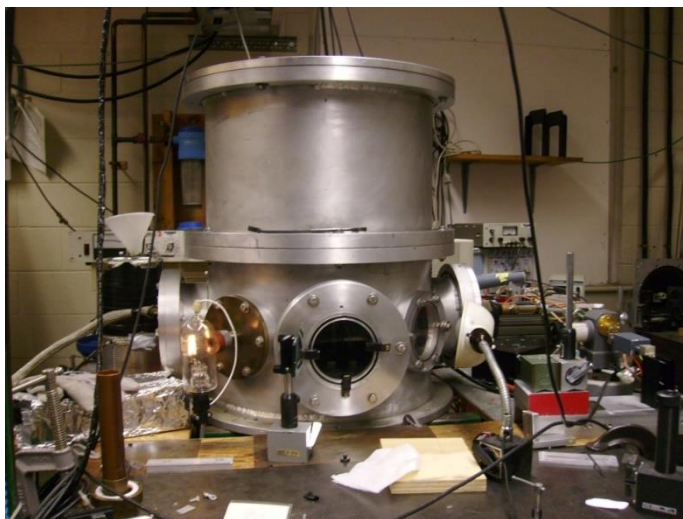
$\delta_{l>5}$ คือ ค่าความบกร่องเชิงควอนตัมของสถานะที่มีค่าเลขควอนตัม l ที่มากกว่า 5

l คือ ค่าเลขควอนตัม l ในชั้นที่ต้องการคำนวณหาความบกร่องเชิงควอนตัม

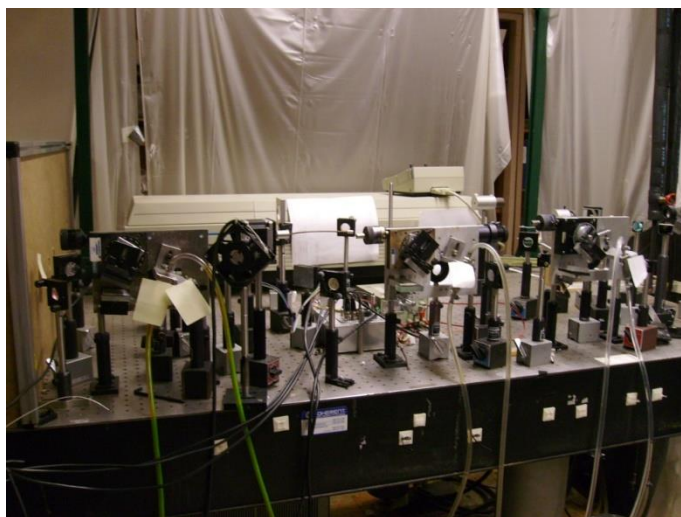
หมายเหตุ ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมที่สถานะเลขควอนตัม l ที่น้อยกว่าหรือเท่ากับ 5 ได้มาจากการตารางค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมที่ใช้ในการทดลอง จากภาคผนวก ก

บทที่ 3 วิธีการและกระบวนการการศึกษา

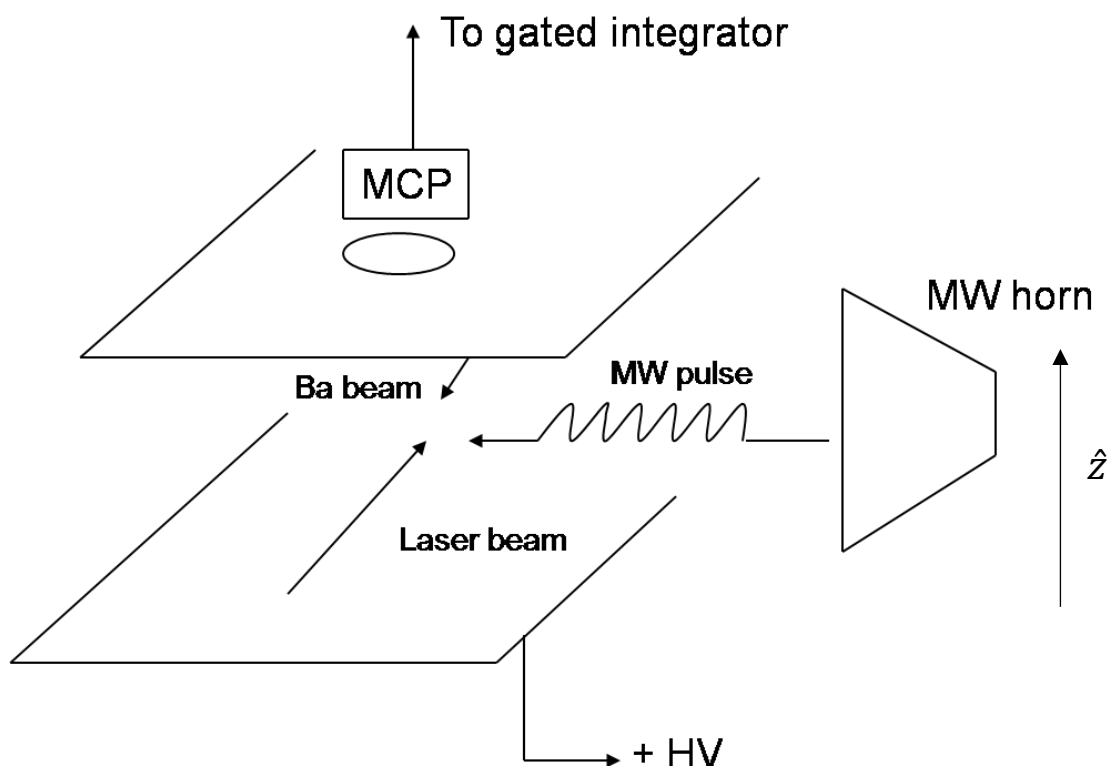
ในการทดลองนี้ได้รับข้อมูลการทดลองจาก ผศ. ดร. จิรกานต์ นันท์แก้วซึ่งทำการทดลองกับ Dr. Tom F. Gallagher (Professor Emeritus) ในห้องปฏิบัติการ Rydberg atoms ณ มหาวิทยาลัยแห่งเวอร์จิเนีย ประเทศสหรัฐอเมริกา โดยจะแนบภาพอุปกรณ์ประกอบการทดลอง ดังนี้



รูปที่ 13 ห้องสุญญากาศ (Vacuum Chamber) สำหรับใส่ไออะตอมที่ใช้ในการทดลอง



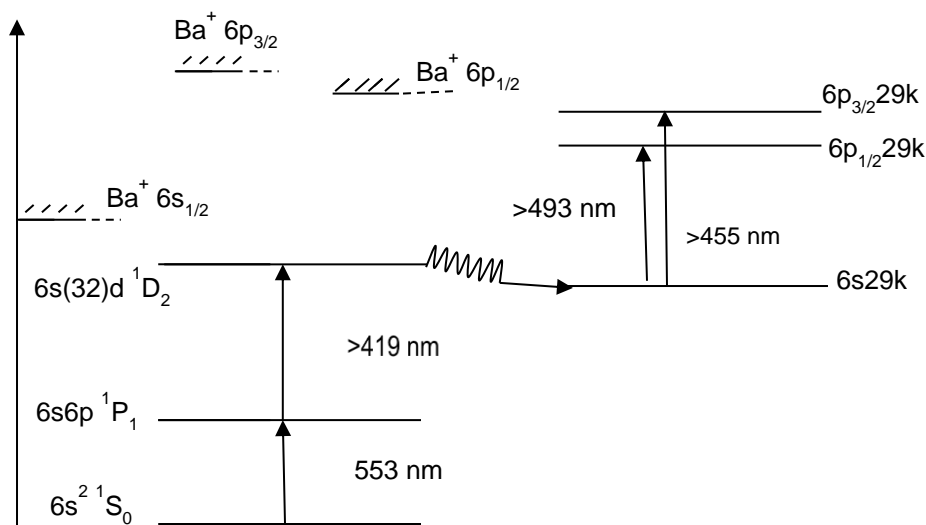
รูปที่ 14 ระบบเลเซอร์ (Laser system) ที่ใช้ในการทดลอง



รูปที่ 15 ภาพการติดตั้งอุปกรณ์การทดลอง โดยที่แผ่นขนานคือ แผ่นตัวนำขนานที่จะต่อความต่างศักย์เข้าไปเพื่อสร้างสนามไฟฟ้า การทดลองจะสร้างลำของแบเรียมแล้วใช้เลเซอร์เพื่อให้อะตอมไปอยู่ที่ระดับพลังงาน $6s32d$ ก่อนแล้วจึง ใช้ไมโครเวฟในการเปลี่ยนสถานะไปยัง ชั้นเลขควอนตัมหลักที่ 29

การใช้ไมโครเวฟเพื่อเปลี่ยนสถานะของแบเรียมในระดับชั้นพลังงานหลักที่ 29 นั้น จะทำการยิงลำไมโครเวฟให้ตั้งฉากกับลำของอะตอมแบเรียมในสนามไฟฟ้าซึ่งมีทิศทางในแกน Z ซึ่งได้กราฟการเปลี่ยนระดับพลังงานที่มีลักษณะเป็นแบบลอเรนซ์เซียนที่กว้างออก (Broadened Lorentzian) นอกจากนั้นและค่าที่ได้จากการทดลองนั้นจะได้รับการ ไอออไนเซชัน (Ionization) โดยอ้างอิงจากสมการที่ (7) จะทำการสร้างสนามไฟฟ้าที่มีค่าสอดคล้องกับสมการ (7) โดย $+HV$ ในรูปที่ 15 เพื่อให้อิเล็กตรอนที่อยู่ในระดับพลังงานที่ถูกกระตุ้นหลุดออกมาเนื่องจากเราทราบว่า อะตอมริดเบิร์กนั้นอยู่ในสนามไฟฟ้าค่าใดและมีระดับพลังงานหลักที่ $n=29$ และจากการไอออไนเซชันจะสามารถบอกปริมาณการเปลี่ยนระดับพลังงานของอะตอมริดเบิร์กได้ผ่านการนับอิเล็กตรอนที่เข้ามายังเครื่องวัด

Energy Diagram



รูปที่ 16 แผนภาพพลังงานและขั้นตอนในการเตรียม แบริยมอะตอมให้อยู่ในระดับพลังงานที่ $6s32d$ ก่อนที่จะใช้ ไมโครเวฟในการเปลี่ยนสถานะบริเวณ $n=29$

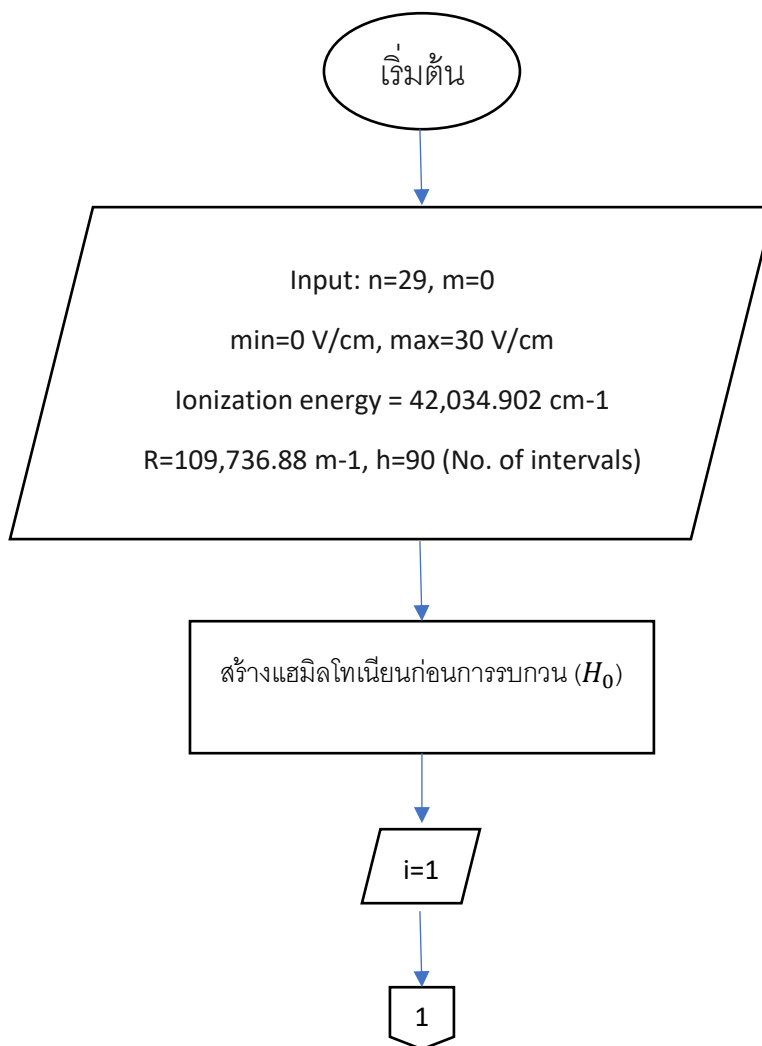
วิธีการเตรียมอะตอมแบริยมในสถานะริดเบิร์กในการทดลองนี้ จะทำการกระตุ้นสองครั้ง ในการที่จะกระตุ้นอิเล็กตรอนให้ไปยังชั้น $6s32d$ เนื่องจากกฎการเลือกของไดโพลไฟฟ้าจะทำให้เราสามารถเปลี่ยนสถานะจากเลขควอนตัม l ไปยังเลขควอนตัม $l \pm 1$ เท่านั้น ซึ่ง ในสถานะเริ่มต้นของอะตอมแบริยมนั้นอยู่ในสถานะ $6s^2 \ ^1S_0$ ที่มีอิเล็กตรอนวงนอก 2 ตัวอยู่ในสถานะที่มีเลขควอนตัมหลักเป็น 6 และมี $l=0$ ดังนั้นการกระตุ้นโดยใช้เลเซอร์ในครั้งแรกด้วยเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่น 553 นาโนเมตร ซึ่งจะทำให้การเปลี่ยนสถานะของอิเล็กตรอนตัวนอก 1 ตัวจาก $l=0$ ไปยัง สถานะที่มีเลขควอนตัม $l=1$ ในสถานะ $6s6p \ ^1P_1$ และ ทำการกระตุ้นอีกครั้งด้วยเลเซอร์ที่มีความยาวคลื่นมากกว่า 419 นาโนเมตร อีกครั้งเพื่อทำการเปลี่ยนสถานะของอิเล็กตรอนตัวก่อนหน้า จาก $l=1$ ไปยัง $l=2$ ของสถานะกระตุ้นที่ $6s32d$ และจะคายพลังงานและตกลงมายัง ชั้นที่ $6s29k$ คลื่นไมโครเวฟทำให้เกิดการย้ายสถานะไปยังสถานะต่างๆ ภายในชั้นที่ 29 ภายใต้สนามไฟฟ้าอีกที ซึ่งในตอนนี้นี้สถานะเฉพาะของอะตอม

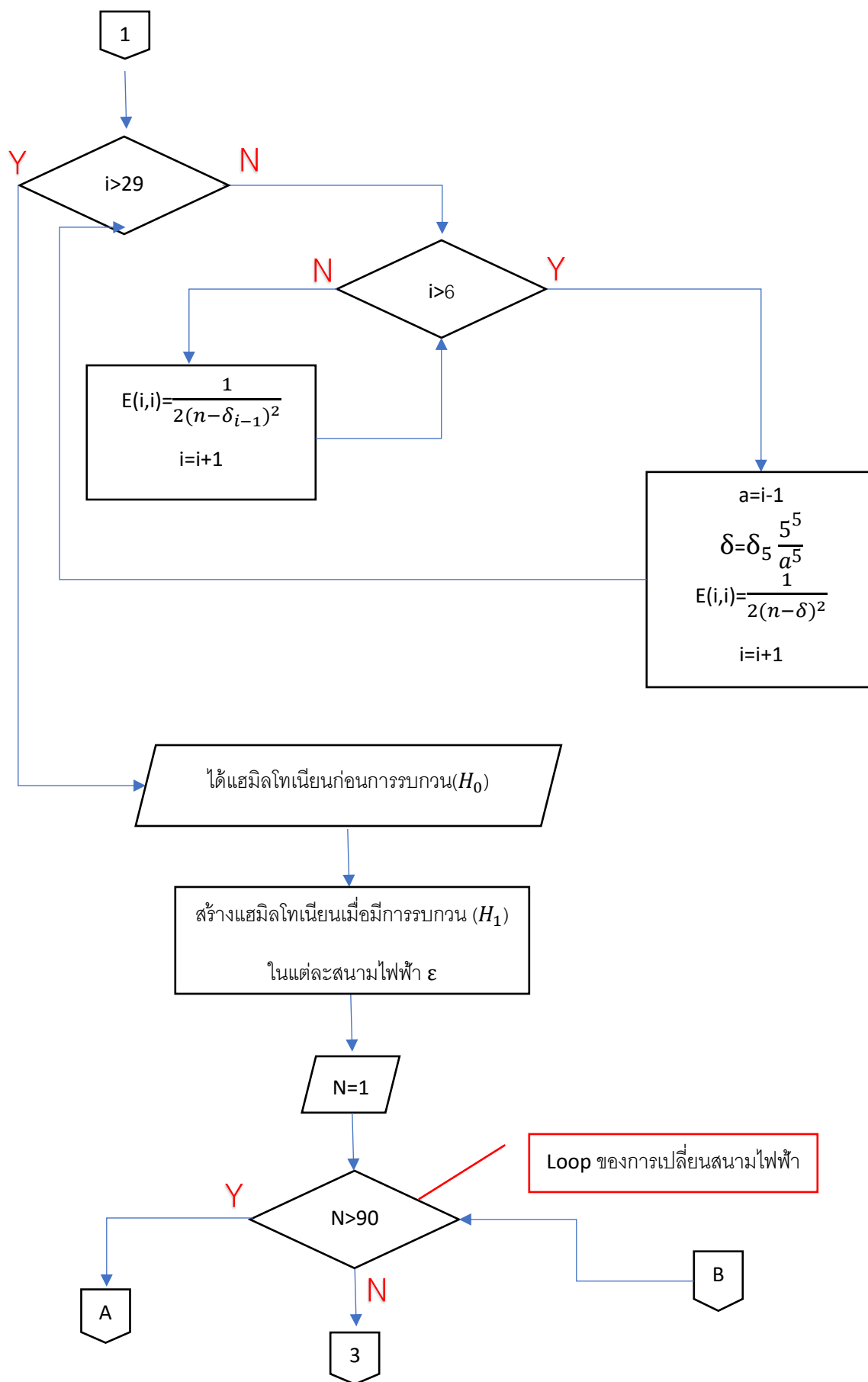
ภายใต้สนามไฟฟ้าจะมีการผสมของ l ทั้งหมดแล้ว จึงสามารถเปลี่ยนสถานะไปยังชั้นไหนก็ได้ ขึ้นอยู่กับค่า $a_{n_1 n_2 l}$

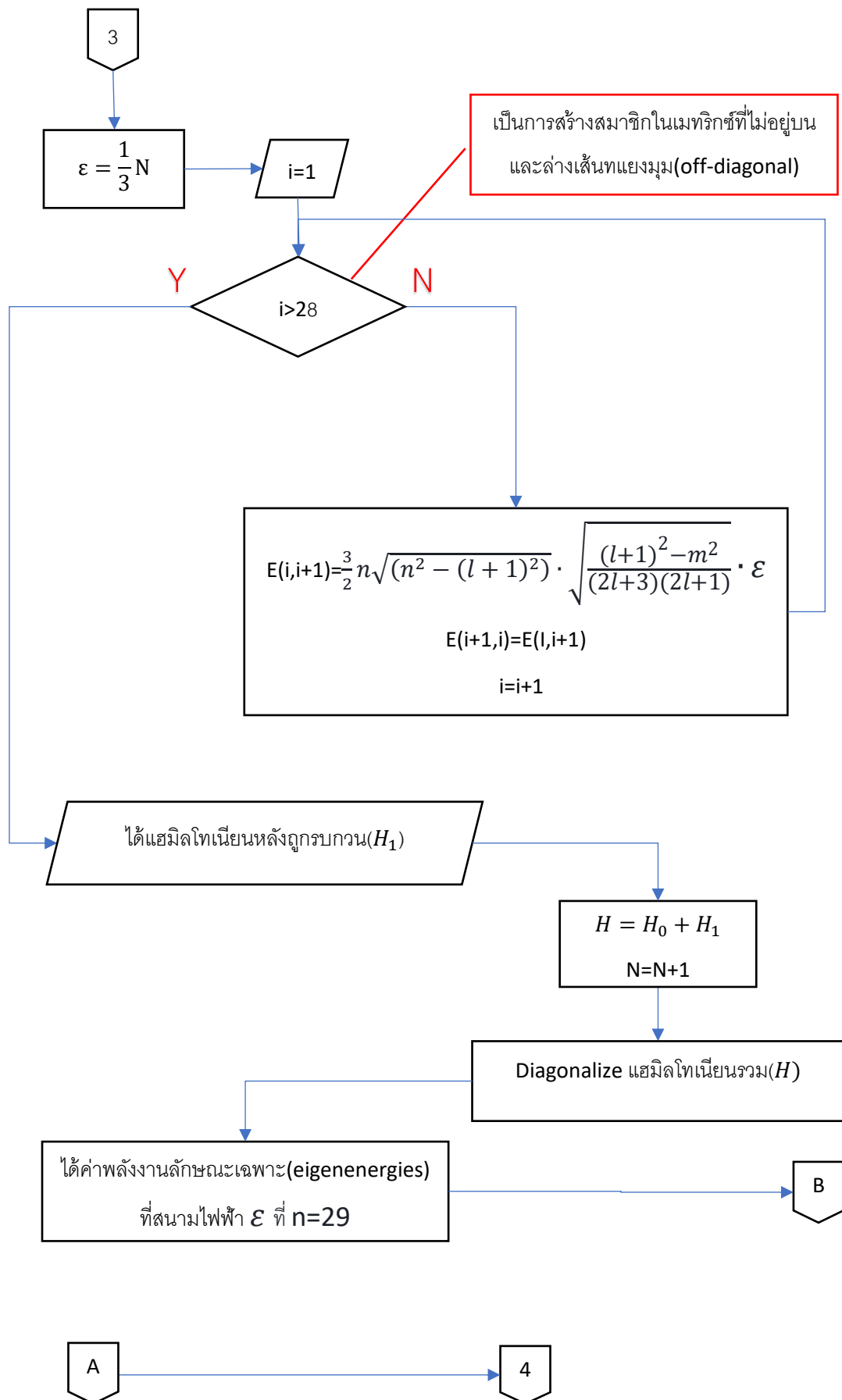
หากต้องการข้อมูลการทดลองเพิ่มเติมสามารถสืบค้นได้จาก [8]

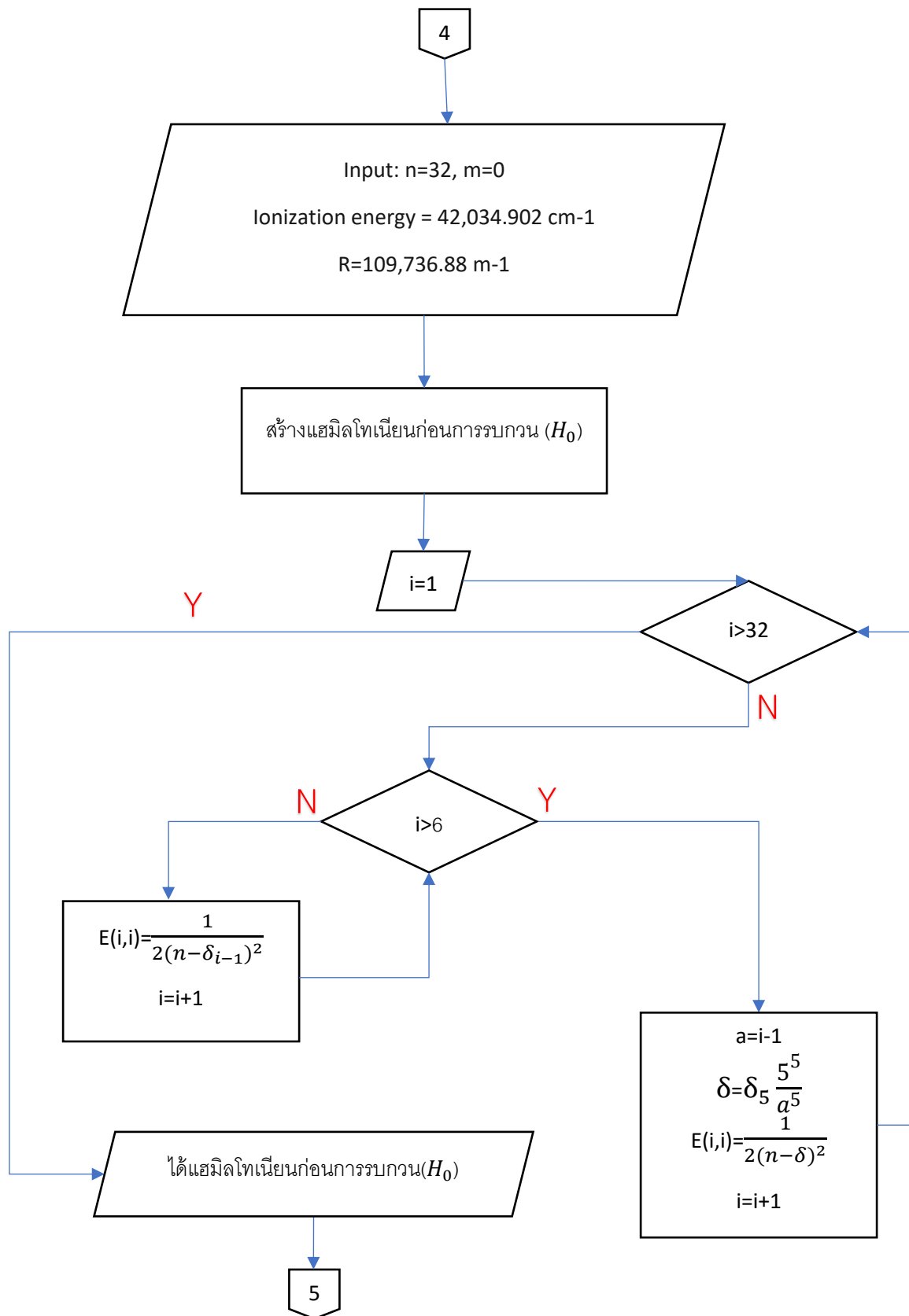
วิธีการดำเนินการศึกษา Stark map ของ อะตอมแบเรียมในบริเวณ $n=29$

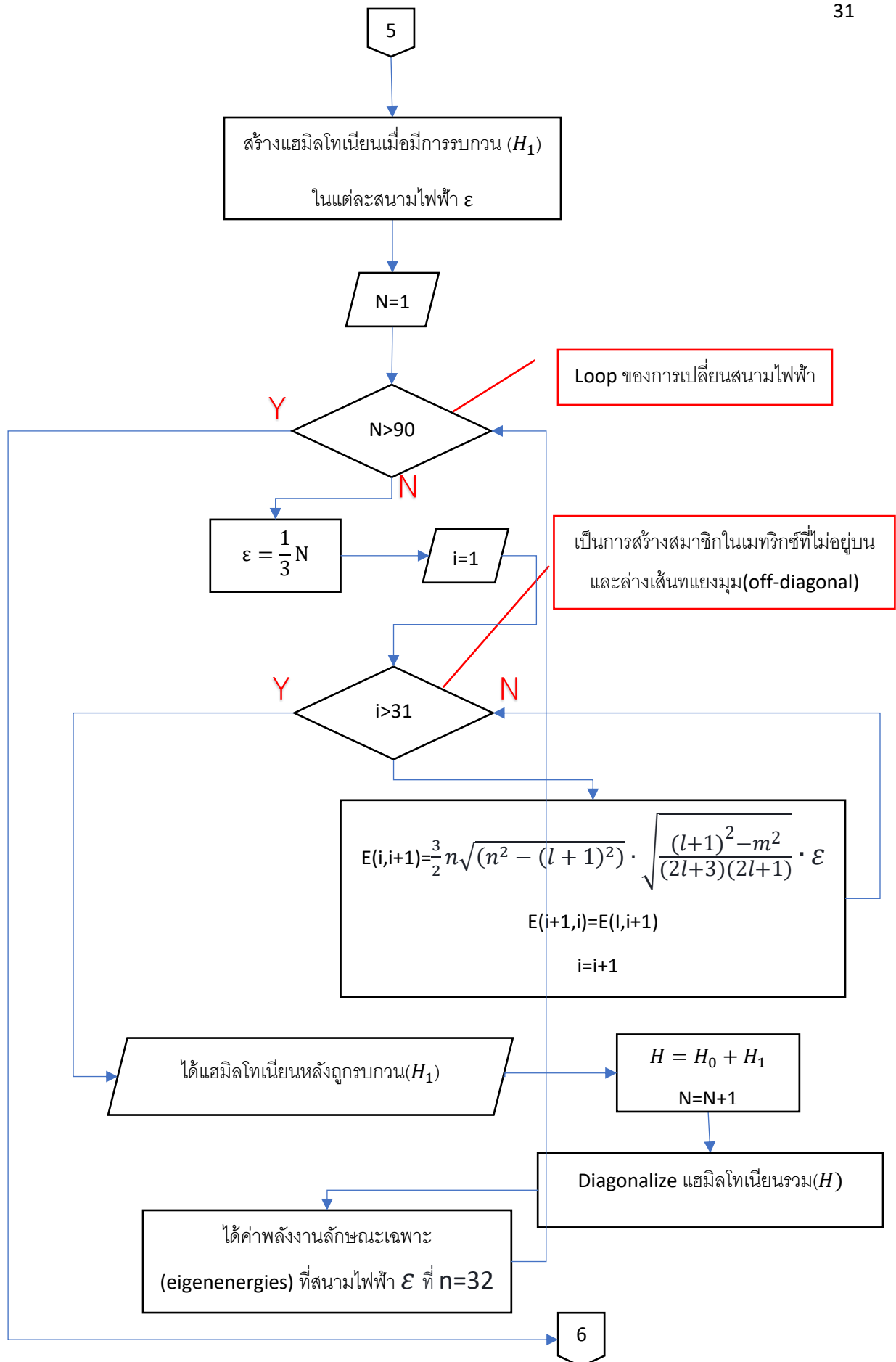
ในการศึกษาวิจัยนี้เราทำการศึกษาโดยใช้โปรแกรม Matlab เพื่อทำการจำลอง stark map ซึ่งจะสามารถแสดงได้เป็น Flow chart ดังนี้

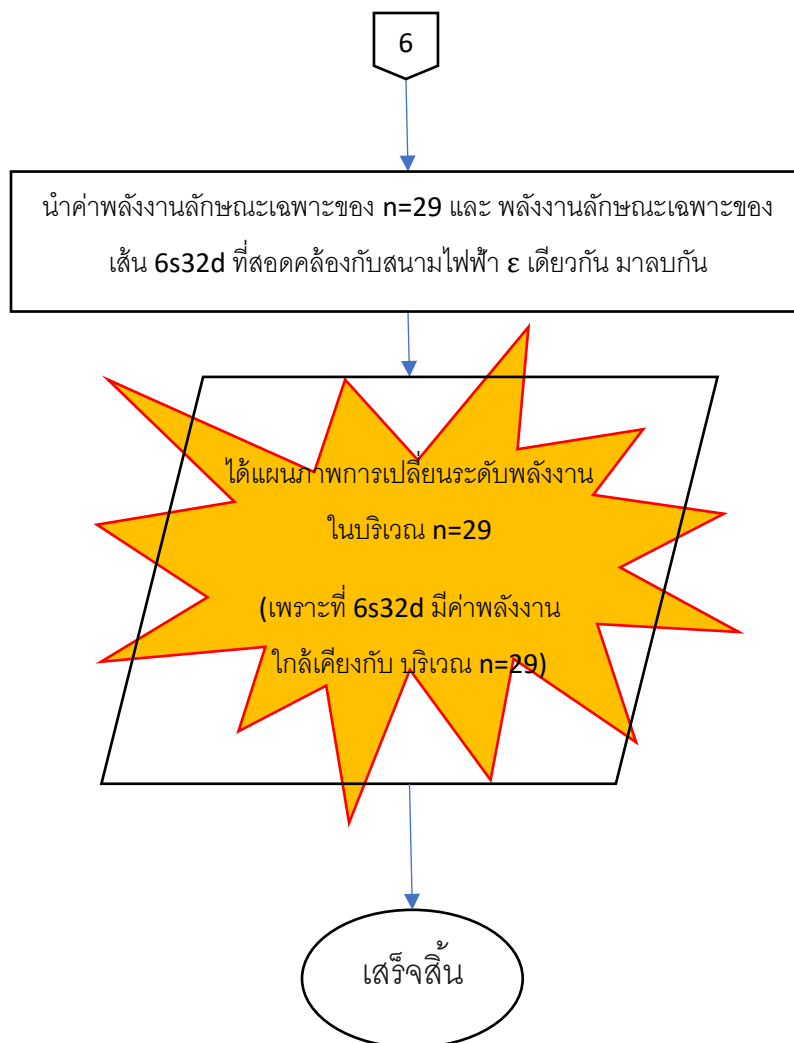






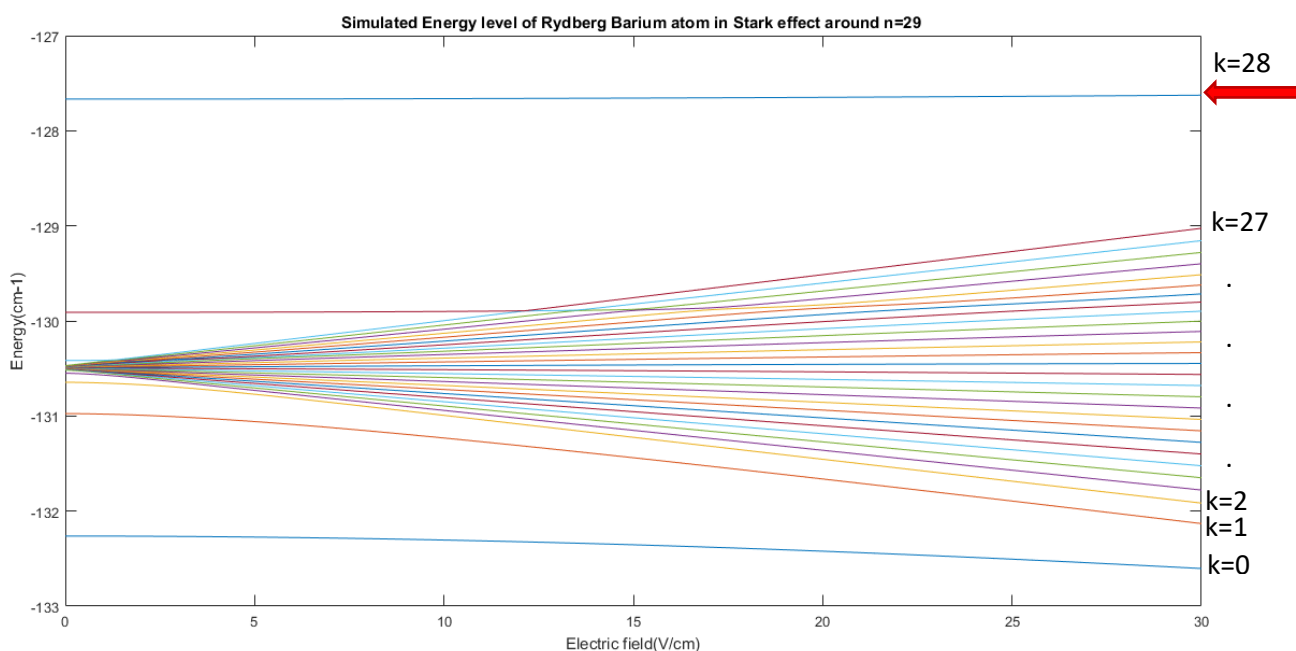






บทที่ 4 ผลการศึกษา

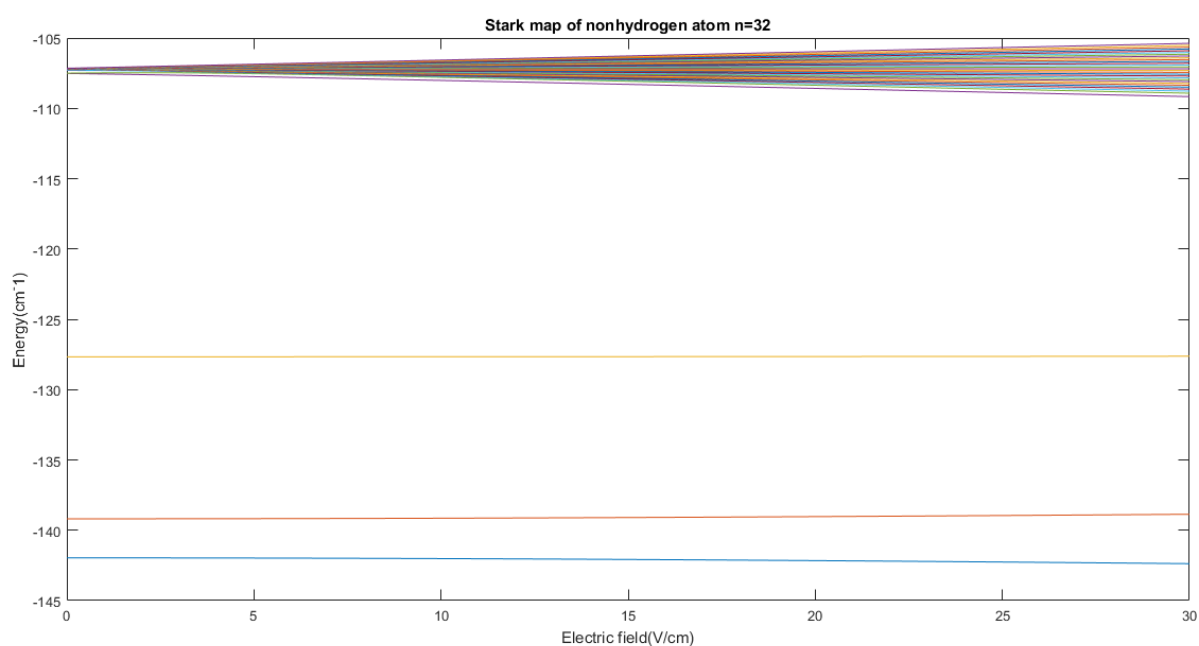
ด้วยวิธีการ กระบวนการทดลองที่ใช้ในการวิจัยจากบทที่ 3 สามารถสร้างแผนภาพพลังงานเฉพาะของ แบบเรียมอะตอมในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้าของระดับชั้นพลังงานหลักที่ $n=29$ และ $m=0$ ตั้งแต่สนามไฟฟ้าเท่ากับ 0 ถึง 30 (V/cm) ซึ่งสามารถแสดงได้ดังนี้



รูปที่ 17 แผนภาพสตาจ์ของอะตอมแบบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=29$ จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1}) ที่อ้างอิงเทียบกับที่ระดับพลังงานไอออไนเซชัน (ionization energy) ซึ่งมีค่าเป็น 0 cm^{-1}

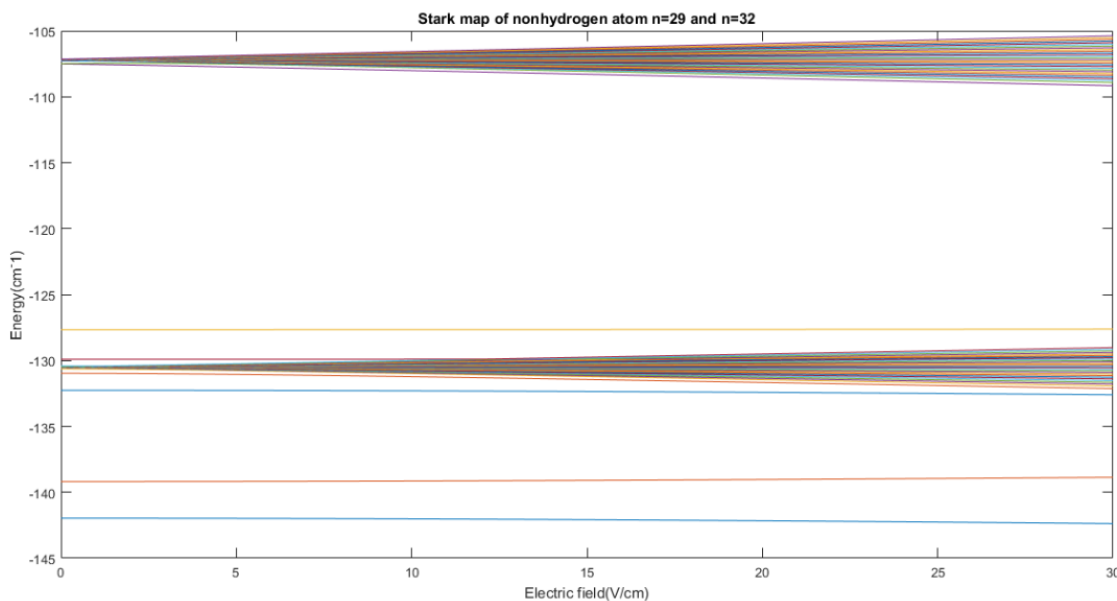
จากแผนภาพด้านบนแต่ละเส้นคือ ค่าพลังงานเฉพาะของแต่ละสถานะ l แต่ไม่ได้เรียงตามค่าเลขควอนตัม l เนื่องจากแต่ละสถานะของอะตอมแบบเรียมในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้าเกิดจากการผสมของแต่ละสถานะ l โดยที่ จะมีทั้งหมด 29 เส้น ในสถานะควอนตัมหลัก $n=29$ ซึ่งรวมเส้นที่ถูกชี้ด้วยลูกศรด้านบนแถวบริเวณ -127 ถึง $-128 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$ ที่เป็นเส้นแสดงค่าพลังงานเฉพาะของ เส้น $6s32d$ ที่อยู่ใกล้กับสถานะที่มีเลขควอนตัมหลักเป็น 29

หลังจากนั้น เราจึงคำนวณค่าพลังงานเฉพาะของอะตอมแบบเรียมในสถานะริดเบิร์กภายใต้สนามไฟฟ้าของทุกสถานะในอะตอมแบบเรียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 32 ตั้งแต่สนามไฟฟ้าเท่ากับ 0 ถึง 30 (V/cm) เพื่อที่จะแสดงค่าพลังงานเฉพาะของทุกเส้นของอะตอมแบบเรียมในสถานะที่มีเลขควอนตัมหลักเป็น 32 ซึ่งอยู่ใกล้กับอะตอมแบบเรียมในสถานะที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 29 ซึ่งสามารถแสดงได้ดังนี้



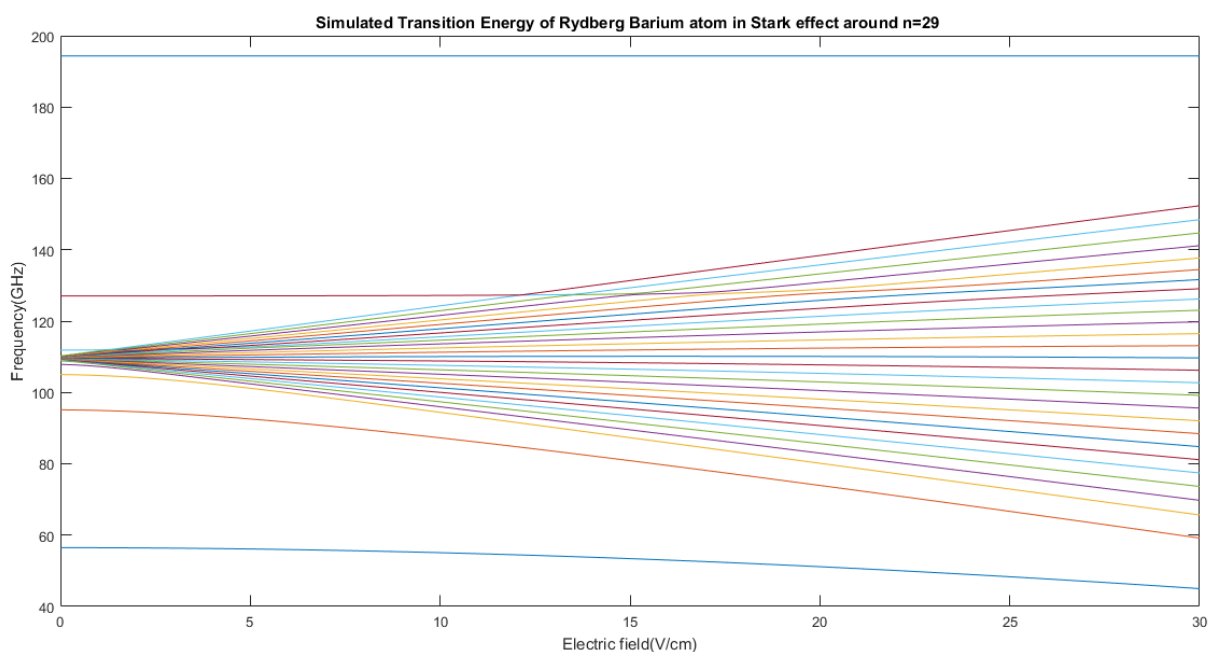
รูปที่ 18 แผนภาพสตาร์คของอะตอมแบบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=32$ จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1})

ซึ่งเราสามารถนำแผนภาพของสถานะที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 32 และ 29 มาเปรียบเทียบกัน เพื่อจะหาสถานะภายในอะตอมแบบเรียมที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 32 ที่อยู่ใกล้เคียงได้ และเราสามารถแสดงได้ดังรูปต่อไปนี้



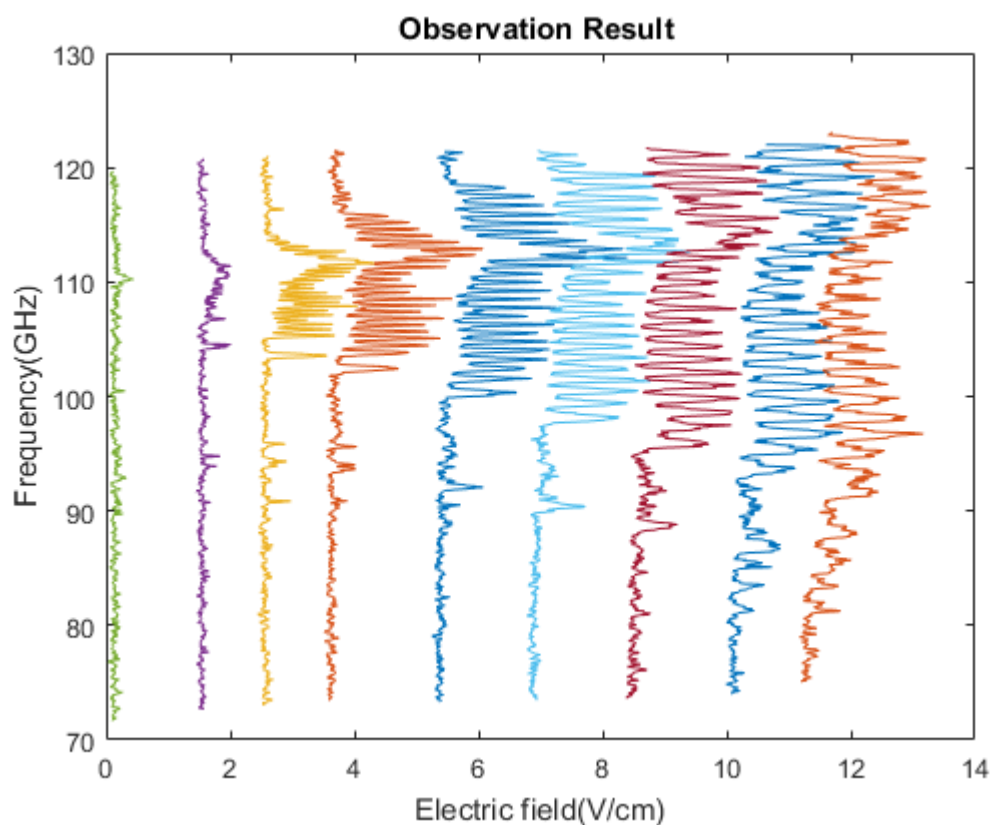
รูปที่ 19 แผนภาพสตาร์คของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงานหลัก $n=32$ และ $n=29$ จากการคำนวณ โดยที่ แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า (V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าพลังงาน (cm^{-1})

จากแผนภาพนี้เราจะสังเกตว่า มีเส้นของระดับพลังงานจาก 32 ที่อยู่ใกล้เคียงบริเวณของเลขควอนตัมหลักที่ 29 ซึ่งก็คือค่าพลังงานของสถานะ $6s32d$ (สถานะเดิมก่อนการเปิดสนามไฟฟ้า) นั่นคือเส้นที่ถูกชี้ด้วยลูกศรสีแดงด้านบน ต่อไปเราจะแสดงแผนภาพสตาร์คซึ่งเกิดจากการเปลี่ยนแปลงของระดับพลังงานโดยเริ่มต้นจากสถานะ $6s32d$ ไปยังสถานะต่างๆที่อยู่บริเวณสถานะที่มีค่าเลขควอนตัมหลักเป็น 29 ซึ่งสามารถแสดงได้ด้วยแผนภาพต่อไป



รูปที่ 20 แผนภาพสตาร์คของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz)

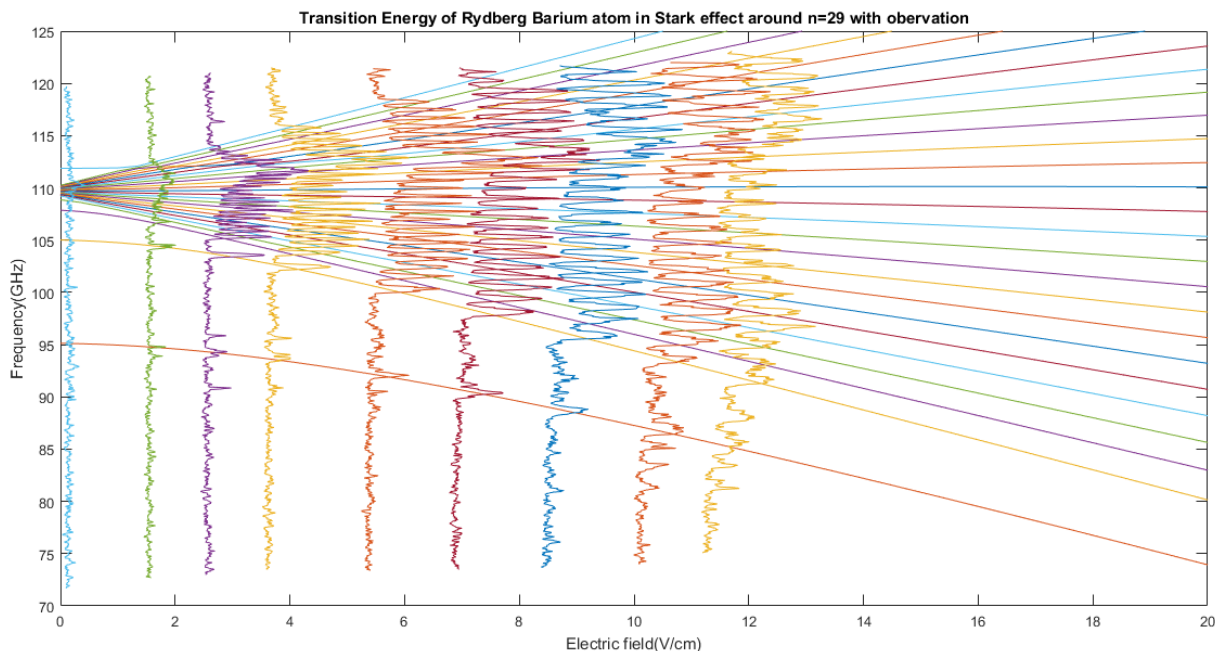
จะเห็นว่าที่ระดับพลังงาน 6s32d เป็นระดับเริ่มต้น(ที่ 0 GHz) โดยในการทดลองเราใช้พลังงานในช่วงไมโครเวฟเพื่อเปลี่ยนระดับพลังงานของอะตอมแบเรียมในสนามไฟฟ้าไปยังชั้นอื่นๆ ที่อยู่ข้างเคียง และสอดคล้องกับพลังงานที่ให้กับอะตอมในการทดลองซึ่งอยู่ที่ 70-120 GHz นอกจากนั้นในแผนภาพนี้ เราได้ทำการเปลี่ยนหน่วยจาก พลังงานที่เป็น cm^{-1} ไปเป็น ค่าความถี่ที่ใช้ซึ่งมีหน่วยเป็น GHz เพื่อนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่เราใช้ในการทดลองจริงๆ ได้



รูปที่ 21 ค่าที่ได้จากการทดลอง ซึ่งทำการทดลองในสนามไฟฟ้า 9 ครั้งที่ตั้งค่าแตกต่างกัน ซึ่งค่าที่ได้เป็นค่าความถี่(GHz) และตำแหน่งของสนามไฟฟ้า(V/cm) ที่ทำการทดลอง

จากกราฟข้างต้นได้สร้างจากการนำข้อมูลที่ได้จากการทดลองมาสร้างกราฟก่อนที่จะนำข้อมูลนี้ไปใช้ในการเปรียบเทียบกับแผนภาพสตาร์คที่ได้จากการคำนวณ ซึ่งการทดลองจะใช้การสแกนความถี่(GHz) และวัดสัญญาณ

โดยที่แผนภาพในหน้านี้จะนำไปเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง และเราจะแสดงแผนภาพนี้ไปเปรียบเทียบในหน้าต่อไปเพื่อทำการสร้างกราฟการทดลองให้มีความสอดคล้องกับแผนภาพสตาร์คที่ได้จากการคำนวณ

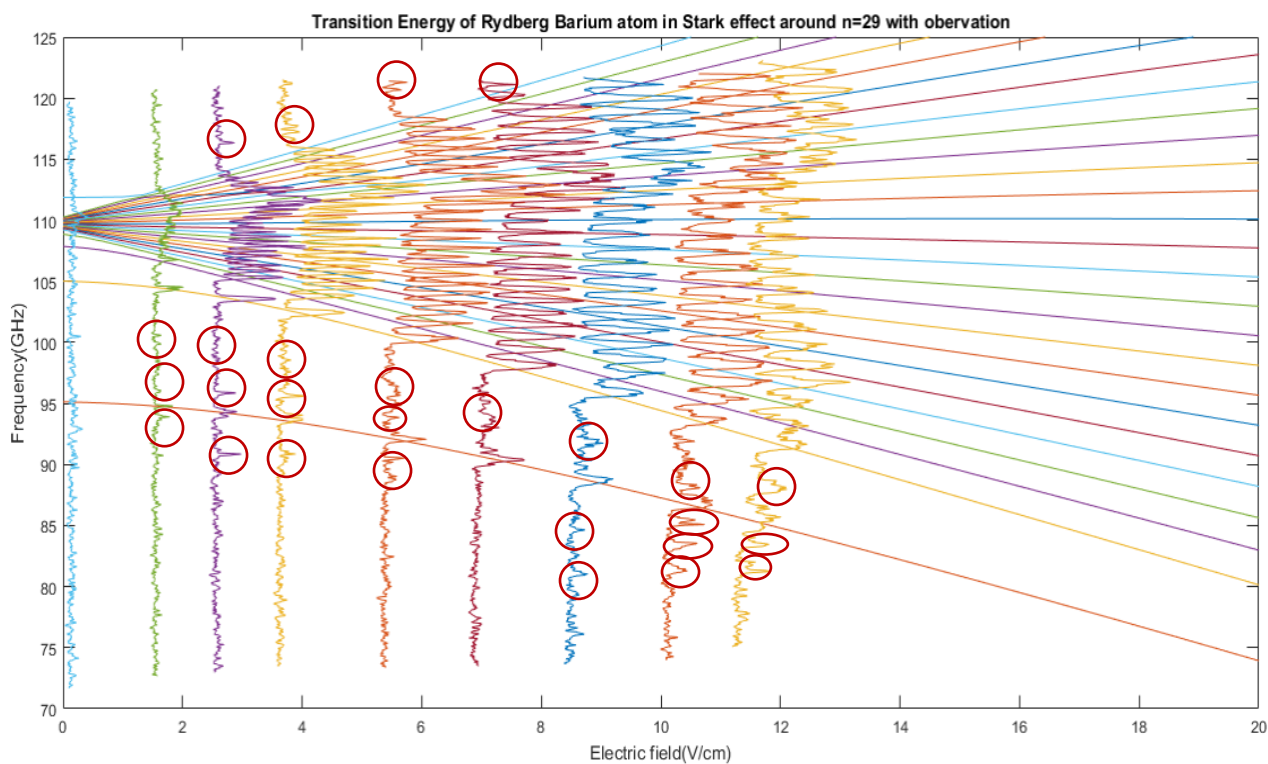


รูปที่ 22 แผนภาพสตาร์คของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงาน $6s32d$ ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณ(ที่เป็นเส้นตรงต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็นเส้นหยักเหมือนฟันเลื่อย อยู่ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz)

จากแผนภาพที่แสดงถึงการเปลี่ยนแปลงระดับพลังงานจาก ชั้น $6s32d$ ไปยังระดับชั้นพลังงานอื่นที่อยู่บริเวณระดับชั้นพลังงานหลักเป็น 29 (คายพลังงาน) โดยข้อมูลจากการทดลองได้มาจากเปลี่ยนความถี่ของเลเซอร์ที่ใช้(สแกนความถี่ในช่วง 70-120 GHz) พบว่าระดับชั้นพลังงานที่สอดคล้องกับเลเซอร์ที่ใช้ นั้นอยู่ในบริเวณที่มีรูปร่างคล้ายพัดญี่ปุ่น หรือเรียกว่า manifold ซึ่งแสดงให้เห็นความสอดคล้องระหว่างผลการทดลองและผลจากการคำนวณซึ่งเราสามารถสังเกตความสัมพันธ์ได้จากชุดของข้อมูลที่ใช้ในการทดลองนั้นเป็นข้อมูลของการดูดซับ(Absorption) โดยที่เราจะสามารถสังเกตได้ว่าในตำแหน่งที่มีเส้น(สถานะของอะตอมแบเรียมในสนามไฟฟ้า) จะมีการดูดซับของค่าพลังงานที่เราให้ไปซึ่งสามารถสังเกตได้จากตำแหน่งของหลุมทับกับตำแหน่งของเส้นที่ได้จากการคำนวณนั่นเอง

อภิปรายผลการศึกษา

จากการศึกษาเราในส่วนของการเปรียบเทียบข้อมูลจากการทดลองและผลจากการคำนวณเรา จะเห็นว่ามึบริเวณบางส่วนที่มีการดูดกลืน(Absorption) อยู่ แต่ไม่มีเส้นแสดงสถานะที่ได้จากการคำนวณ ซึ่งมีความเป็นไปได้ว่ามีสถานะอื่นที่อยู่ใกล้กับระดับชั้นพลังงานของเลขควอนตัมหลักที่ 29 แต่เรายังนำมา คำนวณไม่ครบทุกสถานะที่เป็นไปได้นั้นควรจะเป็นค่าจากสถานะที่มีค่าเลขควอนตัมหลักสูงกว่า 29 แต่มี ค่าเลขควอนตัม ℓ ที่น้อย ซึ่งจะทำให้มีค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมมากจนทำให้ ค่าเลขควอนตัมหลักยัง ผลมีค่าใกล้เคียงกับ 29 โดยที่เราจะแสดงส่วนที่พูดถึงโดยการใช่วงกลมสีแดงในการบอกตำแหน่งใน แผนภาพด้านล่างนี้(จะไม่แสดงหมดทุกจุดเป็นเพียงการยกตัวอย่าง)



รูปที่ 23 แผนภาพขยายของแผนภาพสตาร์คของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ ระดับชั้นพลังงาน 6s32d ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณที่เป็นเส้นตรง

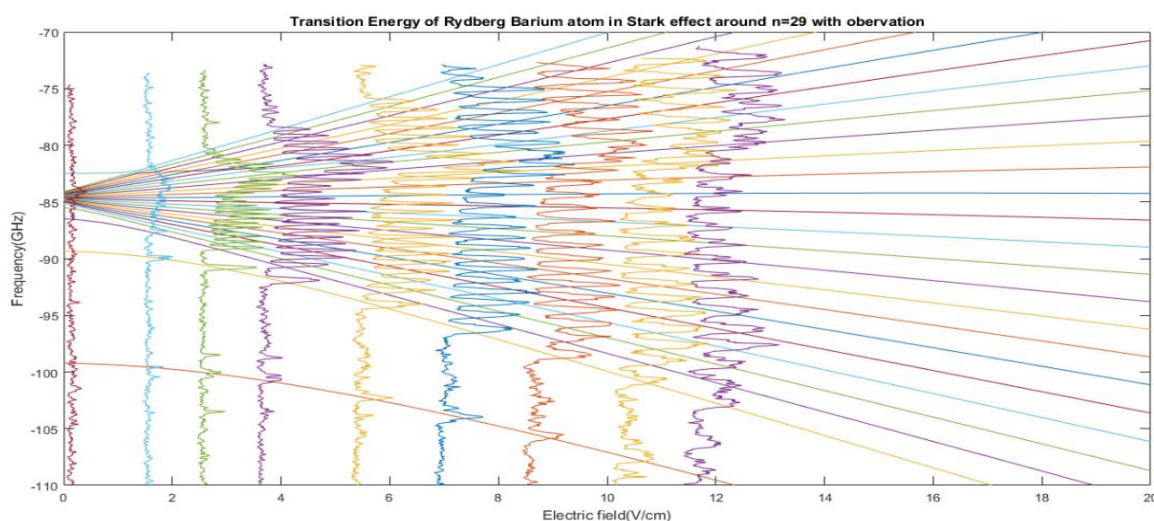
ต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็นเส้นหักเหมือนฟันเลื่อย อยู่ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz)

ซึ่งในอนาคตเราจะทำการเพิ่มระดับพลังงานที่ควรจะถูกใช้ในการคำนวณเข้าไปด้วยเพื่อให้ผลการศึกษา มีความสมบูรณ์มากขึ้น และสถานะเหล่านั้นคือ $6s33s^1S_0$, $6s34s^1S_0$, $6s33p^1P_1$ และ $6s30f^3F_2$ เนื่องจากเมื่อคำนวณหาค่าเลขควอนตัมหลักยังผลแล้วอยู่ใกล้เคียงกับระดับชั้นที่มีเลขควอนตัมเป็น 29 ซึ่งสามารถตรวจสอบได้จากภาคผนวก ก

นอกจากนั้นในการทดลอง ผลการทดลองที่ได้ มีความคลาดเคลื่อนที่เกิดจากเครื่องมือเองอยู่ ทำให้ในตอนที่เราทำการพิจารณาจัดตำแหน่งของข้อมูลการทดลองให้สอดคล้องกับผลที่ได้จากการคำนวณจะต้องมีการเลื่อนทั้งชุดข้อมูลอยู่บ้าง

บทที่ 5 สรุปผลการศึกษา

จากการทดลองและผลที่ได้จากบทที่ 4 เราจะสามารถสรุปได้ว่าเราสามารถนำผลจากการคำนวณมาเปรียบเทียบกับผลจากการทดลองของอะตอมแบเรียมจาก $6s32d$ ไปยัง $6s29k$ ในสนามไฟฟ้าและเห็นว่ามีความถูกต้องสูง หรือ ในตำแหน่งที่มีการดูดซับ มีตำแหน่งที่ค่อนข้างตรงกับตำแหน่งของสถานะที่ได้จากการคำนวณ



รูปที่ 24 แผนภาพฉบับขยายของแผนภาพสเปกตรัมของการเปลี่ยนแปลงระดับชั้นพลังงานของอะตอมแบเรียมที่ระดับชั้นพลังงาน $6s32d$ ไปยังทุกสถานะที่ระดับชั้นพลังงานหลักเท่ากับ 29 ซึ่งได้จากการคำนวณที่เป็นเส้นตรงต่อเนื่องซึ่งเริ่มจากสนามไฟฟ้าที่ 0 ถึง 20 V/cm) และนำไปเปรียบเทียบกับค่าที่ได้จากการทดลอง(มีลักษณะเป็นเส้นหักเหมือนฟันเลื่อย อยู่ในช่วงสนามไฟฟ้าตั้งแต่ 0 ถึง 15 V/cm) โดยที่แกนนอนคือค่าสนามไฟฟ้า(V/cm) และ แกนตั้งคือ ค่าความถี่ที่ใช้ในการเปลี่ยนระดับชั้นพลังงาน (GHz)

ซึ่งเราสามารถสรุปได้ว่าผลจากทฤษฎีการรบกวนในส่วนของการรบกวนด้วยสนามไฟฟ้าอันดับที่ 1 ของปรากฏการณ์สตาร์ค ทฤษฎีของอะตอมริดเบิร์ก และกลศาสตร์ควอนตัม สามารถนำมาใช้ในการคำนวณและอธิบายการทดลองได้ถูกต้อง

บรรณานุกรม

- Martín-López, Enrique; Enrique Martín-López; Anthony Laing; Thomas Lawson; Roberto Alvarez; Xiao-Qi Zhou; Jeremy L. O'Brien . (2012). Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using qubit recycling. *Nature Photonics*, 6 (11): 773–776.
- B.H. Post, W. Hogervorst, and W. Vassen. (1984). Energies of the $6s^2n^2F_3$, $3F_2$, and $3F_3$ Rydberg states in Ba I. *PhysRevA*, Vol. 29, pp.2989-2992.
- B.H. Post, W. Vassen, W. Hogervorst, N. Aymar and O. Robaux. (1985). Odd-parity Rydberg level in neutral barium: term values and multichannel quantum defect theory analysis. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, Vol.18, 187-206. .
- Gallagher, T. F. (1994). *Rydberg Atoms* . New York: Cambridge University Press.
- Igor I. Ryabtsev, Denis B. Tretyakov, Ilya I. Beterov . (2005). Applicability of Rydberg atoms to quantum computers. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* , 38 (2005) S421--S436.
- J. LU, C.J. DAI, X.H. XU, Z.D. LIU and J.C. Tang J. (1999). Study of the even-parity $J=0$ Spectrum of neutral barium. *Quant. Spectrosc. Radiat.*, Vol. 61, No.3, 339-343.
- J. Neukammer, G. Jonsson, A. König, K. Vietzke, H. Hieronymus, and H. Rinneberg. . (1988). Energies of high- n barium Rydberg states. *PhysRevA*, 38.2804.
- J. Nunkaew and T. F. Gallagher. (2010). Dielectronic recombination and autoionization yields in weak static electric fields. *Phys. Rev. A* , Vol.81, pp.023417 .
- J.R. Rubbmark, S.A. Borgstrom and K. Bockasten. (1977). Absorption spectroscopy of laser-excited barium. *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, Vol.10, No.3, pp.421-432.
- Lanyon, B. P.; Weinhold, T. J.; Langford, N. K.; Barbieri, M.; James, D. F. V.; Gilchrist, A. & White, A. G. (2007). Experimental Demonstration of a Compiled Version of Shor's Algorithm with Quantum Entanglement. *Physical Review Letters*, 99 (25): 250505.
- Lu, Chao-Yang; Browne, Daniel E.; Yang, Tao & Pan, Jian-Wei . (2007). Demonstration of a Compiled Version of Shor's Quantum Factoring Algorithm Using Photonic Qubits. *Physical Review Letters*, 99 (25): 250504.
- Myron L. Zimmerman, Michael G. Littman, Micheal M. Kash and Daniel Kleppner. (1979). Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms. *Physics Review A*, Vol 20. pp.2251-2275.
- Parabolic coordinates*. (2011). Retrieved from Wikipedia:
http://en.wikipedia.org/wiki/Parabolic_coordinates

- S.D., H. (2016). Rydberg-Stark deceleration of atoms and molecules. *EPI Techn. Instrum.*, 10.
- Saffman, M. (2016). Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: progress and challenges. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 49 202001.
- Sergey Bravyi, David Gosset, Robert Koenig. (2018). Quantum advantage with shallow circuits. *Science*, Vol. 362, Issue 6412, pp. 308-311 .
- Shor, P. W. (1997). Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer. *SIAM J.Sci.Statist.Comput.* , 26 1484.
- Vandersypen, Lieven M. K.; Steffen, Matthias; Breyta, Gregory; Yannoni, Costantino S.; Sherwood, Mark H. & Chuang, Isaac L. . (2001). Experimental realization of Shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414 (6866).
- Wim Vassen, Erwin Bente and Wim Hogervorst. (1987). CW laser excitation of the barium 6sng and 6snh Rydberg series from the metastable 6s5d 1,3D and 5d2 1G4 states. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 20.2383-2396.
- จิรกานต์ นันแก้ว. (2558). *สเปกตรัมของอะตอม, หนังสือประกอบการสอนวิชา 207436 สเปกตรัมของอะตอม, .*
 เชียงใหม่: ภาควิชาฟิสิกส์และวัสดุศาสตร์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่, .

เอกสารอ้างอิง

- [1] Peter W. Shor, SIAM J.Sci.Statist.Comput., **26**, 1484 (1997)
- [2] Sergey Bravyi, David Gosset, Robert Koenig, Science, Vol. **362**, Issue 6412, pp. 308-311 (2018)
- [3] Vandersypen, Lieven M. K.; Steffen, Matthias; Breyta, Gregory; Yannoni, Costantino S.; Sherwood, Mark H. & Chuang, Isaac L., Nature, **414**, 6866 (2001)
- [4] Lu, Chao-Yang; Browne, Daniel E.; Yang, Tao & Pan, Jian-Wei, Physical Review Letter, **99**, 25 : 250504 (2007)
- [5] Lanyon, B. P.; Weinhold, T. J.; Langford, N. K.; Barbieri, M.; James, D. F. V.; Gilchrist, A. & White, A. G., Physical Review Letter, **99** (25): 250505 (2007)
- [6] Martín-López, Enrique; Enrique Martín-López; Anthony Laing; Thomas Lawson; Roberto Alvarez; Xiao-Qi Zhou; Jeremy L. O'Brien, Nature Photonics, **6** (11): 773–776 (2012)
- [7] Igor I. Ryabtsev, Denis B. Tretyakov, Ilya I. Beterov, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **38** S421–S436 (2005)
- [8] M. Saffman, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **49** 202001, (2016)
- [9] Myron L. Zimmerman, Michael G. Littman, Micheal M. Kash and Daniel Kleppner, Physics Review A, Vol **20**. pp.2251-2275 (1979)
- [10] J. Nunkaew and T. F. Gallagher, Phys. Rev. A, Vol.**81**, pp.023417 (2010)
- [11] B.H. Post, W. Hogervorst, and W. Vassen, Phys. Rev. A, Vol. **29**, pp.2989-2992 (1984)
- [12] B.H. Post, W. Vassen, W. Hogervorst, N. Aymar and O. Robaux, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., Vol.**18**, 187-206. (1985)
- [13] T. F. Gallagher, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, New York, 1994).

- [14] J. LU, C.J. DAI, X.H. XU, Z.D. LIU and J.C. Tang J., Quant. Spectrosc. Radiat.Vol. **61**, No.3, 339-343 (1999)
- [15] J. Neukammer, G. Jonsson, A. Konig, K. Vietzke, H. Hieronymus, and H. Rinneberg, PhysRevA, **38** 2804 (1988)
- [16] J.R. Rubbmark, S.A. Borgstrom and K. Bockasten, J. Phys. B: Atom. Molec. Phys., Vol.**10**, No.3, pp.421-432 (1977)
- [17] Retrieved November 3, 2018 from http://en.wikipedia.org/wiki/Parabolic_coordinates ,Parabolic coordinates, (2011)
- [18] S.D. Hogan, EPJ Techn. Instrum., **10** 1140 (2016)
- [19] Wim Vassen, Erwin Bente and Wim Hogervorst, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **20**.2383-2396 (1987).
- [20] จิรกานต์ นันแก้ว, *สเปกตรัมของอะตอม, หนังสือประกอบการสอนวิชา 207436 สเปกตรัมของอะตอม, ภาควิชาฟิสิกส์และวัสดุศาสตร์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่, เชียงใหม่* (2558)

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก : ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมและค่าพลังงานที่ใช้ในการคำนวณ

n, l	δ_l	Energy(cm-1)	Ref.
6s29s1S0	0.1956	41892.94	[14]
6s29p1P1	-0.0640	41895.715	[12]
6s29d	+0.3182	41907.235	[16]
6s29f	-0.0075	41902.286	[11]
6s29g	0.0543	-	จากการทดลอง
32s1S0	4.1971	41892.94	[14]
32p1P1	3.9213	41895.715	[12]
32d1D2	2.6818	41907.235	[16]
32f1F3	0.0093	41927.675	[11]
32f1F3(2)	0.0131	41927.649	[12]
32l4j4	0.0550	41927.368	[19]
32l4j4	0.0512	41927.393	[19]
33s1S0	4.1956	41902.64	[14]
34s1S0	4.1952	41911.37	[14]
Ionization Energy		42034.902	[15]
6s33p1P1	3.9360	41904.992	[12]
6s30f3F2	0.1759	41911.530	[12]

ตารางที่ 1 ค่าความบกพร่องเชิงควอนตัมและพลังงานที่ใช้ในการคำนวณ

Rydberg of Barium is $109,736.88 \text{ m}^{-1}$

ภาคผนวก ข : การเขียนโปรแกรมคำนวณ

โค้ดที่ใช้ในการจำลองเส้นพลังงานของอะตอมที่ไม่ใช่ไฮโดรเจนในปรากฏการณ์สตาร์ค โดยโปรแกรม

Matlab

```
clear all; close all;

%%Define variable
ni=29;
Io=42034.902; %Ionization Energy
m=0; %the starting magnetic quantum number
l=ni-1; %max orbital quantum number
H1=zeros(ni); %Prepare to build an expectation value matrix
for i=1:l;
    ep=3/2*ni*sqrt(ni^2-i^2);
    A=(sqrt(((i)^2-m^2)/((2*(i-1)+3)*(2*(i-1)+1)))));
    H1(i,i+1)=A*ep;
    H1(i+1,i)=A*ep;
end
H1=H1/5.14e9;
%disp('H1=');disp(H1);
min=0;
max=30;
k=1/3;
h=(max-min)/k;
eb=linspace(min,max,h);
R=109736.88;
I=zeros(ni);
for i=1:ni;
    %     if i == 1
    %         I(i,i)=-(Io-41856.50)/2/R;
    %     elseif i == 2
    %         I(i,i)=-(Io-41860.981)/2/R;
    %     elseif i == 3
    %         I(i,i)=-(Io-41876.831)/2/R;
    %     elseif i == 4
    %         I(i,i)=-(Io-41904.486)/2/R;%41904.460
    %     elseif i == 5
    %         I(i,i)=-(Io-41903.89)/2/R;
    %     elseif i > 5
    %         a=i-1;
    %         d=0.0585*5^5/(a^5);
    %         I(i,i)=-1/2/((ni-d)^2);
    %     end
    %     if i == 1
    I(i,i)=-(1/(ni-0.1956))^2/2;%-0.21%qdf from 33s1S0 n*=28.8044*
    %34s1S0 n*=29.8048 %0.1956
    %     elseif i == 2
```

```

        I(i,i)=-(1/(ni+0.0640))^2/2;%+0.091826%qdf from 32p1P1
n*=28.0787%-0.0640
        %33p1P1 n*29.0640
        elseif i == 3
        I(i,i)=-(1/(ni+0.3182))^2/2;%+0.3415%qdf from 32d1D2 n*=29.3182
        elseif i == 4
        I(i,i)=-(1/(ni+0.0075))^2/2;%+0.00754%qdf from 29f1F3 41904.486
n*=29.0075
        elseif i == 5
        I(i,i)=-(1/(ni-0.0543))^2/2;%-0.0543qdf from 6s29g n*=28.9415
0.0585 <-- only this not good
        %% can't find qdf is 0.0185 in any paper
%        elseif i == 6
%        I(i,i)=-(1/(ni-0.0185))^2/2;
        elseif i>5 % > 6
        a=i-1;
        d=0.0543*4^5/(a^5);%0.0185*5^5/(a^5);
        I(i,i)=-1/2/((ni-d)^2);
        end
end
%disp(I);
lam=eig(0*H1+I);
for i=1:h;
    H2=2*R*((i*k*H1)+I);
    lm=eig(H2);
    lam=[lam,lm];
end
lam=lam(:,2:end);
% lam=2*R*lam;
figure(1);hold off;
plot(eb,lam);
title('Stark map of nonhydrogen atom n=29') ;
xlabel('Electric field(V/cm)');ylabel('Energy(cm^-1)')
lam4=lam(3,:);
lam=lam.';
eb=eb.';
P=[eb,lam];
%dlmwrite('starkmap29.dat',P,'precision','%.16e','delimiter',' ');
%amu*2Rydbergtobe to cm-1
% ep=3/2*29*sqrt(29^2-1^2)
% A=(sqrt(((1)^2-0^2)/((2*(0)+3)*(2*(0)+1))))
% off=A*ep/5.14e9*2*109736.88
% off*200*0.025
%%
%n=32 mapping
Rba=109736.88;
%%Define variable
I=42034.902;
ni2=32;
m2=0;
l2=ni2-1;

```

```

H12=zeros(ni2);
for i=1:l2;
    ep2=3/2*ni2*sqrt(ni2^2-i^2);
    A2=(sqrt((i)^2-(m2)^2)/((2*(i-1)+3)*(2*(i-1)+1))));
    H12(i,i+1)=A2*ep2;
    H12(i+1,i)=A2*ep2;
end
H12=H12/5.14e9;
%disp('H1=');disp(H12);
I2=zeros(ni2);
for i=1:ni2;
    if i == 1
        I2(i,i)=-(I-41892.94)/2/R;%*(3e8)*(6.63e-34)*(1e2)*(6.242e18);
    elseif i == 2
        I2(i,i)=-(I-41895.715)/2/R;
    elseif i == 3
        I2(i,i)=-(I-41907.235)/2/R;%32d n*=29.3241
    elseif i == 4
        I2(i,i)=-(I-41927.649)/2/R;
    elseif i == 5
        I2(i,i)=-(I-41927.393)/2/R;
    % elseif i == 6
    % I2(i,i)=-(1/(ni2-0.0185))^2/2;
    elseif i > 5
        a=i-1;
        d=0.0512*5^5/(a^5);
        I2(i,i)=-1/2/((ni2-d)^2);
    end
end
%disp(I2);
lam2=eig(0*H12+I2);
for i=1:h;
    H22=2*Rba*((i*k*H12)+I2);
    lm=eig(H22);
    lam2=[lam2,lm];
end
lam2=lam2(:,2:end);
lam3=lam2(3,:);
figure(2);hold off ;
plot(eb,lam2);
title('Stark map of nonhydrogen atom n=32') ;
xlabel('Electric field(V/cm)');ylabel('Energy(cm^-1)')
lam2=lam2.';
eb=eb.';
eb=transpose(eb);
P32=[eb,lam2];
%%
figure(3)
plot(eb,lam,eb,lam2)
title('Stark map of nonhydrogen atom n=29 and n=32') ;
xlabel('Electric field(V/cm)');ylabel('Energy(cm^-1)')

```

```

figure(4)
lam4=[lam,lam3'];
plot(eb,lam4)
title('Simulated Energy level of Rydberg Barium atom in Stark effect
around n=29 ') ;
xlabel('Electric field(V/cm) ');ylabel('Energy(cm-1) ')
nn=size(lam4);
nn=nn(2);
llam=[];
for i=1:nn
    llam=[llam,lam3'];
end
lamm=lam4-llam;
%lamm=lamm*1e2;%m-1
% dP=dP/8065.54;%eV
% dP=dP/6.6e-7/2/pi;%GHz
%lamm=3e8*lamm/1e9;
lamm=lamm*30;
figure(5)
plot(eb,lamm)
title('Simulated Transition Energy of Rydberg Barium atom in Stark
effect around n=29 ') ;
xlabel('Electric field(V/cm) ');ylabel('Frequency(GHz) ')
A = importdata('stark_Aj.txt');
A=A.data;
f=A(:,1);
e=A(:,2:end);
figure(7)
plot(e,f)
e=e+20.+0.6;
ff=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.7;
% %9th line
f9=flip(f)-200+40-9-0.25-22-0.;
e9=e(:,9)-5.8;
% %8th line
f8=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.1;
e8=e(:,8)-4.;
% %7th line
f7=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.4;
e7=e(:,7)-2.6;
% %6th line
f6=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.6;
e6=e(:,6)-1.4;
% %5th line
f5=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.7;
e5=e(:,5);
% %4th line
e4=e(:,4)+1.17;
f4=flip(f)-200+40-9-0.25-22-1.6;
%3rd line
e3=e(:,3)+2.9+0.1;%e(:,3)+2.9+0.

```



```

f3=flip(f)-200+40-9-0.25-22-2.1;
%2nd line
e2=e(:,2)+2.9+2.4-0.3;
f2=flip(f)-200+40-9-0.25-22-2.4;
%1st line
e1=e(:,1)+2.9+2.4+1.2;
f1=flip(f)-200+40-9-0.25-22-3.4;
%f=flip(f)-199.0;
%f=(flip(f)-235.0);
figure(8)
plot(eb,lamm,e5,f5,e4,f4,e3,f3,e2,f2,e1,f1,e6,f6,e7,f7,e8,f8,e9,f9)
axis([0 20 -110 -70])
title('Transition Energy of Rydberg Barium atom in Stark effect around
n=29 with obervation') ;
xlabel('Electric field(V/cm)');ylabel('Frequency(GHz)')
figure(9)
plot(eb,lamm,e5,f5,e4,f4,e3,f3,e2,f2,e1,f1,e6,f6,e7,f7,e8,f8,e9,f9)
title('Inside Transition Energy of Rydberg Barium atom in Stark effect
around n=29 with obervation') ;
xlabel('Electric field(V/cm)');ylabel('Frequency(GHz)')
% axis([0 15 -110 -70])
figure(6)
plot(eb,lamm,e,ff)
set(gcf,'position',[00 00 500 500])
axis([-10 30 -110 -70])
%spacing is around 1.5
% AA=A-[A(2:end,:);0.*A(1,:)];
lamA=[lamm(:,2:end),0.*lamm(:,end)];
lammsp=lamm'-lamA';
% E=[e1,e2,e3,e4,e5,e6,e7,e8,e9,f1,f2,f3,f4,f5,f6,f7,f8,f9];
%
dlmwrite('starkmap29to32d_observe.txt',E,'precision','% .16e','delimiter
',' ');
%
dlmwrite('starkmap29to32d_simulation.txt',[eb,lamm],'precision','% .16e'
,'delimiter',' ');

```
