

สำนักหอสมุดกลาง พระจอมเกล้าลาดกระบัง

การศึกษาการเกิดเทระเฮิรตซ์ในอากาศ
โดยใช้กระบวนการผลต่างของความถี่

THE STUDY ON TERAHERTZ GENERATION IN AIR
USING DIFFERENCE FREQUENCY PROCESS



ปฤษฎางค์ พชรวรังกูร

PRITSADANG PACHARAWARANGKOOL

เลขหมู่.....
เลขทะเบียน 122986
วันเดือนปี 10 ต.ค. 2555



วิทยานิพนธ์นี้เป็นส่วนหนึ่งของการศึกษาตามหลักสูตรปริญญาวิทยาศาสตรมหาบัณฑิต

สาขาฟิสิกส์ประยุกต์

คณะวิทยาศาสตร์

สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง

พ.ศ. 2555

KMITL- 2012-SC-M-030-030

**THE STUDY ON TERAHERTZ GENERATION IN AIR
USING DIFFERENCE FREQUENCY PROCESS**

PRITSADANG PACHARAWARANGKOOL

**A THESIS SUBMITTED IN PARTIAL FULFILLMENT
OF THE REQUIREMENT FOR THE DEGREE OF
MASTER OF SCIENCE IN APPLIED PHYSICS**

FACULTY OF SCIENCE

KING MONGKUT'S INSTITUTE OF TECHNOLOGY LADKRABANG

2012

KMITL- 2012-SC-M-030-030

COPYRIGHT 2012

FACULTY OF SCIENCE

KING MONGKUT'S INSTITUTE OF TECHNOLOGY LADKRABANG


คณะวิทยาศาสตร์
สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง
ใบรับรองวิทยานิพนธ์

หัวข้อวิทยานิพนธ์ การศึกษาการเกิดเทระเฮิรตซ์ในอากาศโดยใช้กระบวนการผลต่างของความถี่
The study on terahertz generation in air using difference frequency process

นักศึกษา นางสาวปฤษฎางค์ พงษ์ระวางกูร
รหัสประจำตัว 52650606
ปริญญา วิทยาศาสตร์มหาบัณฑิต
สาขาวิชา ฟิสิกส์ประยุกต์
อาจารย์ที่ปรึกษาวิทยานิพนธ์ ดร.ประธาน บุรณศิริ

คณะกรรมการสอบวิทยานิพนธ์	ลายมือชื่อ
ดร.วรการ นียากร	
ผศ.ดร.นราธิป วิทยากร	
ดร.สืบตระกูล สุชาติ	
ดร.ประธาน บุรณศิริ	

วัน / เดือน / ปี ที่สอบ 25 พฤษภาคม พ.ศ. 2555 เวลา 10.00 – 12.00 น.
สถานที่สอบ ณ ห้อง 307 ชั้น 3 อาคารจุฬารามณวลัยลักษณ์ 1

คณะวิทยาศาสตร์รับรองแล้ว

(รองศาสตราจารย์ ดร.ดุขนิ จันะยริพัฒน์)
คณบดีคณะวิทยาศาสตร์

วันที่ 11 เดือน พฤษภาคม พ.ศ. 55

หัวข้อวิทยานิพนธ์	การศึกษาการเกิดเทอร์เรติคซ์ในอากาศโดยการใช้กระบวนการผลต่างของความถี่
นักศึกษา	นางสาวปฤษฎางค์ พชระวารังกูร
รหัสประจำตัว	52650606
ปริญญา	วิทยาศาสตรมหาบัณฑิต
สาขาวิชา	ฟิสิกส์ประยุกต์
พ.ศ.	2555
อาจารย์ที่ปรึกษา	ดร.ประธาน นุรณศิริ

บทคัดย่อ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้เป็นการศึกษาเชิงตัวเลขถึงการกำเนิดรังสีเทอร์เรติคซ์ด้วยกระบวนการผลต่างของความถี่ โดยใช้การเขียนโปรแกรมแมทแลบในการอธิบายและวิเคราะห์ผลการคำนวณของอันตรกิริยาระหว่างเลเซอร์พัลส์สองลำที่มีความถี่ต่างกันภายในอากาศ ซึ่งลำแสงดังกล่าวประกอบด้วยความถี่มูลฐานและความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สองเมื่อลำแสงทั้งสองเข้าไปทำให้อากาศเกิดการแตกตัวเป็นพลาสมาและปลดปล่อยรังสีเทอร์เรติคซ์ โดยการเปลี่ยนแปลงของความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด, ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนในพลาสมา, และกำลังพัลส์ของเลเซอร์ มีผลต่อความถี่ของรังสีเทอร์เรติคซ์ที่เกิดขึ้น นอกจากนี้พบว่าประสิทธิภาพของการเกิดรังสีเทอร์เรติคซ์ขึ้นอยู่กับระยะทางการแพร่ของเลเซอร์ในตัวกลางและความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด

คำสำคัญ: เทอเรติคซ์, การเกิดเทอร์เรติคซ์, ความไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์, ผลต่างของความถี่

Thesis Title	The study on Terahertz Generation in Air using Difference Frequency Process
Student	Pritsadang Pacharawarangkool
Student ID	52650606
Degree	Master of Science
Program	Applied Physics
Year	2012
Thesis Advisor	Dr. Prathan Buranasiri

ABSTRACT

In this thesis, the terahertz radiation generation has been numerical studied by using difference frequency generation which is a kind of second-order nonlinear optical process. The optimal computer programming have been coded with MATLAB to describe and analyze the numerical results from an interaction between two different frequency laser pulses, which were fundamental and second harmonic frequencies, in induced plasma from the air and terahertz radiation were generated in this process. The physical values, such as probe beam wavelengths, electron density in plasma, and power of pump laser pulse, have been varied to investigate the effect to the frequency of generated terahertz radiation. Moreover, the terahertz generation efficiency was depended on propagation length of light in the air and wavelength of probe beam.

Keywords: Terahertz radiation, Terahertz generation, Nonlinear optics, Difference frequency.

กิตติกรรมประกาศ

วิทยานิพนธ์ฉบับนี้เป็นการศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศโดยกระบวนการผลต่างของความถี่ ซึ่งเป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีโดยใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการศึกษาและวิเคราะห์ผลงานวิจัยนี้ การดำเนินงานทำงานวิจัยสำเร็จลุล่วงไปได้ด้วยดีจากความร่วมมือและสนับสนุนจากบุคคลหลายฝ่ายดังนี้ ดร.ประธาน บุรณศิริ และ ศ.โจเซฟ เฮาส์ สำหรับคำแนะนำเกี่ยวกับทฤษฎีของการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศ ดร.วรการ นียากร ผศ.ดร.นราธิป วิทยากร และ ดร.สืบตระกูล สุชาติ ประธานกรรมการและกรรมการสอบวิทยานิพนธ์สำหรับคำแนะนำในการดำเนินงานวิจัย การจัดทำเล่มวิทยานิพนธ์ให้สมบูรณ์และคอยแนะนำข้อมูลที่มีประโยชน์

ขอขอบคุณคณะอาจารย์และเจ้าหน้าที่ ภาควิชาฟิสิกส์ ทุกท่านที่ให้การแนะนำและคำปรึกษาในส่วนที่เกี่ยวข้องกับการศึกษาในระดับบัณฑิตศึกษา ทั้งด้านองค์ความรู้ รวมทั้งคุณธรรมและจริยธรรม

ขอขอบคุณ คุณสำเรียง พชระวางกูร คุณถาวร-คุณปราณี เนตรสูงเนิน คุณขวัญนุช พชระวางกูร ที่ให้การสนับสนุนเรื่องทุนการศึกษาและเป็นกำลังใจในการศึกษาต่อระดับบัณฑิตศึกษารวมทั้งการทำวิทยานิพนธ์นี้ให้สำเร็จลุล่วงด้วยดี

สุดท้ายข้าพเจ้าขอขอบพระคุณผู้ที่มีส่วนเกี่ยวข้องทุกท่านที่มีส่วนร่วมในการให้ข้อมูลและเป็นທີ່ปรึกษาในการทำรายงานฉบับนี้จนเสร็จสมบูรณ์ ตลอดจนให้การดูแลและความเข้าใจเกี่ยวกับการทำงานวิจัย ข้าพเจ้าขอขอบพระคุณไว้ ณ ที่นี้

ปฤษฎางค์ พชระวางกูร

สารบัญ

เรื่อง	หน้า
บทคัดย่อภาษาไทย	I
บทคัดย่อภาษาอังกฤษ	II
กิตติกรรมประกาศ	II
สารบัญ	IV
สารบัญ (ต่อ)	V
สารบัญ (ต่อ)	VI
สารบัญตาราง	VII
สารบัญรูป	VIII
สารบัญรูป (ต่อ)	IX
สารบัญรูป (ต่อ)	X
สารบัญรูป (ต่อ)	XI
บทที่ 1 บทนำ	1
1.1 ประวัติความเป็นมาและความสำคัญของงานวิจัย	1
1.2 จุดมุ่งหมายและวัตถุประสงค์	3
1.3 ขอบเขตของงานวิจัย	3
1.4 ขั้นตอนการศึกษา	3
1.5 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับจากงานวิจัย	4
บทที่ 2 หลักการและทฤษฎี	6
2.1 เลเซอร์พัลส์	6
2.2 ปรากฏการณ์ทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น	8
2.2.1 การเกิดคลื่นความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สอง	9
2.2.2 การเกิดผลรวมของความถี่	10
2.2.3 การเกิดผลต่างของความถี่	11

สารบัญ (ต่อ)

เรื่อง	หน้า
2.3 สมการคลื่นสำหรับตัวกลางทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น	12
2.4 การแตกตัวเป็นไอออนของแก๊ส	16
2.4.1 การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระในสนามไฟฟ้าของเลเซอร์	16
2.4.2 ทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมาและความสัมพันธ์ ทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น	19
2.5 การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์	21
2.5.1 การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากสมบัติความไม่เป็นเชิงเส้นของตัวกลาง	21
2.5.2 การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน	22
บทที่ 3 วิธีการดำเนินงานวิจัย	24
3.1 การสร้างแบบจำลองสำหรับการศึกษา	24
3.1.1 การคำนวณหาสนามไฟฟ้าและแอมพลิจูดรังสีเทระเฮิรตซ์	25
3.1.2 คำนวณหาค่าไดอิเล็กตริกของพลาสมา	33
3.1.3 คำนวณหาค่าความเข้มข้นของพลาสมา	33
3.2 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณ	34
3.3 ขั้นตอนการศึกษาการเปรียบเทียบผลการคำนวณของโปรแกรมที่ออกแบบ กับงานวิจัยที่ผ่านมา	37
3.4 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัด มีค่าต่าง ๆ	38
3.5 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อกำลัง พัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่าง ๆ	38
3.6 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความ หนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่าง ๆ	39
3.7 ขั้นตอนการศึกษาค่าประสิทธิภาพของการสร้างรังสีเทระเฮิรตซ์	39

สารบัญ (ต่อ)

เรื่อง	หน้า
บทที่ 4 ผลการคำนวณและอภิปรายผล	41
4.1 การเปรียบเทียบผลการคำนวณของโปรแกรมที่ออกแบบกับงานวิจัยที่ผ่านมา	41
4.2 ผลการคำนวณและอภิปรายผลการกำเนิดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ เมื่อค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดมีค่าต่าง ๆ	46
4.3 ผลการคำนวณและอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระ- เฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่าง ๆ	54
4.4 ผลการคำนวณและอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระ- เฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่าง ๆ	55
4.5 ผลการคำนวณและอภิปรายผลค่าประสิทธิภาพของความเข้มสนามไฟฟ้า ความถี่เทระเฮิรตซ์	57
บทที่ 5 สรุปผลการคำนวณและข้อเสนอแนะ	59
5.1 สรุปผลการคำนวณ	59
5.2 ข้อเสนอแนะ	60
เอกสารอ้างอิง	65
ภาคผนวก	63
ภาคผนวก ก. ตัวอย่างโปรแกรมการคำนวณการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศ	64
ภาคผนวก ข. งานวิจัยที่ได้เข้าร่วมนำเสนอในการประชุมวิชาการระดับชาติ	68
ประวัติผู้เขียน	74

สารบัญตาราง

	หน้า
ตารางที่ 3.1 ค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดที่ใช้สำหรับการคำนวณ	38
ตารางที่ 4.1 แสดงค่าความถี่และค่าสนามไฟฟ้าแต่ละสนามไฟฟ้าของความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดแต่ละค่า	53

สารบัญรูป

	หน้า
รูปที่ 2.1 แสดงสัญญาณส่วนประกอบของเลเซอร์แบบพัลส์	7
รูปที่ 2.2 (ก) แสดงแผนภาพการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สอง (ข) แผนภาพแสดงระดับชั้นพลังงานอธิบายการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สอง	10
รูปที่ 2.3 การเกิดผลรวมของความถี่ (ก) แสดงเรขาคณิตของปฏิกิริยา (ข) แสดงแผนภาพอธิบายระดับชั้นพลังงาน	11
รูปที่ 2.4 การเกิดผลต่างของความถี่ (ก) แสดงเรขาคณิตของปฏิกิริยา (ข) แสดงแผนภาพอธิบายระดับชั้นพลังงาน	11
รูปที่ 2.5 แสดงการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน (ก) การเคลื่อนที่ของสนามเลเซอร์โพลาไรซ์แบบเชิงเส้น (ข) การเคลื่อนที่ของสนามเลเซอร์โพลาไรซ์แบบวงกลมโดยที่โพลาไรซ์แบบเชิงเส้นการเคลื่อนที่ของแสงอยู่ในระนาบ xz และโพลาไรซ์แบบวงกลมการเคลื่อนที่ของแสงอยู่ในระนาบ xy	19
รูปที่ 2.6 แสดงแผนภาพคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าช่วงความถี่เทระเฮิรตซ์ (THz)	21
รูปที่ 2.7 แสดงแผนภาพการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในตัวกลางแบบไม่เป็นเชิงเส้น	22
รูปที่ 2.8 แสดงแผนภาพการเกิดเทระเฮิรตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน แบบการเหนี่ยวนำภายในสารกึ่งตัวนำ	23
รูปที่ 2.9 แสดงแผนภาพการเกิดเทระเฮิรตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน แบบเกิดอิเล็กตรอนอิสระภายในสุญญากาศ	23
รูปที่ 3.1 แสดงแผนภาพแหล่งกำเนิดของรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศ	24
รูปที่ 3.2 แสดงแผนภาพกระบวนการผลต่างของความถี่ภายในแก๊สที่เจือจาง	25
รูปที่ 3.3 แสดงแผนผังการทำงาน โปรแกรมการคำนวณความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ใส่เข้าไป (A_2) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ได้ (A_3)	35
รูปที่ 3.4 แสดงแผนผังการทำงาน โปรแกรมการคำนวณแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ	36

สารบัญรูป (ต่อ)

	หน้า
รูปที่ 4.1 กราฟแสดงความสัมพันธ์แอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับระยะทางการแพร่ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าลำแสงตรวจวัด ($ A_1(z) $) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าความถี่ที่เกิด ($ A_2(z) $) จากเอกสารอ้างอิง[5]	42
รูปที่ 4.2 กราฟแสดงความสัมพันธ์แอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับระยะทางการแพร่ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าลำแสงตรวจวัด ($ A_2 $) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์ ($ A_3 $)	42
รูปที่ 4.3 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของเวลาที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง	43
รูปที่ 4.4 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของเวลาที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ	43
รูปที่ 4.5 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของความถี่ ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง	44
รูปที่ 4.6 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของความถี่ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ	44
รูปที่ 4.7 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานของรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์ของเลเซอร์ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง	45
รูปที่ 4.8 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์เลเซอร์ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ	45
รูปที่ 4.9 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของเวลาที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 100 นาโนเมตร	46
รูปที่ 4.10 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 100 นาโนเมตร	47
รูปที่ 4.11 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันกึ่งของเวลาที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 200 นาโนเมตร	47

สารบัญรูป (ต่อ)

	หน้า
รูปที่ 4.12 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 200 นาโนเมตร	48
รูปที่ 4.13 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 300 นาโนเมตร	48
รูปที่ 4.14 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 300 นาโนเมตร	49
รูปที่ 4.15 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 400 นาโนเมตร	49
รูปที่ 4.16 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 400 นาโนเมตร	50
รูปที่ 4.17 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 500 นาโนเมตร	50
รูปที่ 4.18 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 500 นาโนเมตร	51
รูปที่ 4.19 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 600 นาโนเมตร	51
รูปที่ 4.20 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 600 นาโนเมตร	52
รูปที่ 4.21 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 700 นาโนเมตร	52
รูปที่ 4.22 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ใน ฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 700 นาโนเมตร	53
รูปที่ 4.23 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างแอมพลิจูดคลื่นความถี่เทระเฮิรตซ์ กับกำลังพัลส์เลเซอร์อินพุท แต่ละความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด	54

สารบัญญรูป (ต่อ)

	หน้า
รูปที่ 4.24 กราฟแสดงความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ กับค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอน แต่ละความยาวคลื่นของลำแสง ตรวจวัด	55
รูปที่ 4.25 แสดงส่วนขยายของกราฟรูปที่ 4.24 ความสัมพันธ์ของค่าแอมพลิจูด ความถี่เทระเฮิรตซ์กับค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอน แต่ละความยาว คลื่นของลำแสงตรวจวัด	56
รูปที่ 4.26 กราฟแสดงความสัมพันธ์ค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่ เทระเฮิรตซ์กับระยะทางการแพร่ของคลื่น	57
รูปที่ 4.27 กราฟแสดงความสัมพันธ์ค่าประสิทธิภาพของความเข้มสนามไฟฟ้าความถี่ เทระเฮิรตซ์กับค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด	58

บทที่ 1

บทนำ

1.1 ประวัติความเป็นมาและความสำคัญของงานวิจัย

วิทยาศาสตร์และเทคโนโลยี ในการศึกษาวิจัยสิ่งต่าง ๆ จากอดีตจนถึงปัจจุบันรวมไปถึงอนาคตนักวิทยาศาสตร์และนักวิจัยต่างให้ความสนใจกับวัตถุขนาดเล็กเพิ่มมากขึ้น โดยทั่วไปการมองเห็นวัตถุด้วยตาของมนุษย์สามารถมองเห็นได้ด้วยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าย่านแสงที่ตามองเห็น (Visible light) หรือช่วงความยาวคลื่น 380 – 750 นาโนเมตร แต่การมองเห็นด้วยตาของมนุษย์ยังไม่เพียงพอเมื่อความต้องการการมองเห็นของมนุษย์ต้องการเห็นสิ่งที่อยู่ภายในและไม่สามารถมองเห็นได้ด้วยตาเปล่า ซึ่งตั้งแต่อดีตจนถึงปัจจุบันเพื่อช่วยในการมองเห็นสิ่งที่อยู่ภายในใช้รังสีเอกซ์ (X-ray) โดยใช้ตัวรับสัญญาณคลื่นช่วยในการมองเห็น ซึ่งงานที่เห็นได้ชัดเจนก็คือทางการแพทย์ช่วยในการถ่ายภาพอวัยวะภายในของร่างกาย รวมไปถึงในการทำงานวิจัยของนักวิทยาศาสตร์ทุกแขนง แม้กระทั่งการตรวจหาวัตถุที่เป็นโลหะและอาวุธทางเข้าออกของสนามบินหรือสถานที่สำคัญ นอกจากรังสีเอกซ์ที่ช่วยในการมองเห็นแล้วยังมีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าช่วงความถี่อื่นอีกสำหรับช่วยในการมองเห็น อย่างเช่นรังสีอินฟราเรดความถี่ $300 - 30 \times 10^{12}$ เฮิรตซ์ ที่ใช้ในกล้องถ่ายภาพกลางคืนหรือในที่มืด อย่างไรก็ตามถึงแม้รังสีเอกซ์มีประโยชน์มากมายช่วยในการมองเห็นของมนุษย์ แต่รังสีเอกซ์เป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีพลังงานสูงซึ่งส่งผลกระทบต่อเป็นอันตรายกับผู้ใช้เป็นประจำ ดังนั้นนักวิจัยจึงคิดค้นหาสิ่งที่ทำหน้าที่แทนรังสีเอกซ์แต่เป็นอันตรายน้อยกว่า เมื่อความรู้และเทคโนโลยีก้าวหน้าเพิ่มมากขึ้นจึงมีการศึกษาค้นคว้าแม่เหล็กไฟฟ้าครอบคลุมทุกช่วงความถี่รวมถึงช่วงความถี่ $0.1 - 10 \times 10^{12}$ เฮิรตซ์ ที่เรียกกันว่า รังสีเทระเฮิรตซ์ (T-Ray) ซึ่งจากการศึกษารังสีเทระเฮิรตซ์มีสมบัติคล้ายกับรังสีเอกซ์ที่สามารถทะลุผ่านเสื้อผ้ากระดาดและไม่ทำอันตรายต่อวัตถุที่ผ่านรังสี [13]

งานวิจัยของการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ได้รับความสนใจจากนักวิจัยอย่างกว้างขวางทั้งจากการทดลองและทางทฤษฎี เพื่อค้นหาแหล่งกำเนิดรังสีช่วงความถี่เทระเฮิรตซ์สำหรับการนำไปใช้งานให้เกิดประโยชน์ได้อย่างมีประสิทธิภาพ โดยแหล่งกำเนิดของรังสีเทระเฮิรตซ์นั้นอาศัย 2 หลักการคือ หลักการของเครื่องเร่งอนุภาค [1] และหลักการทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น [2]

ซึ่งแหล่งกำเนิดจากเครื่องเร่งอนุภาครังสีเทระเฮิรตซ์ที่ได้มีประสิทธิภาพดีแต่มีข้อจำกัดสำหรับการนำไปใช้ประโยชน์นอกสถานที่ [2] ดังนั้นนักวิจัยจึงให้ความสนใจการศึกษาแหล่งกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการใช้หลักการทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น

การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการเหนี่ยวนำด้วยเลเซอร์ให้เกิดพลาสมาและมีการปลดปล่อยรังสีเทระเฮิรตซ์ถูกค้นพบครั้งแรกโดย ฮาร์มสเตอร์ (Hamster) และคณะ ใน ค.ศ. 1993 [3] งานวิจัยต่อมาภายหลังได้มีการทดลองและการศึกษาการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ด้วยการใช้หลักการทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น โดยการทดลองได้ใช้เลเซอร์พัลส์ความถี่สูงซึ่งถูกโฟกัสผ่านเลนส์นูนเข้าสู่ผลึกเบต้าแบเรียมโบเรท (BBO Crystals; Beta-BaB₂O₄ Crystals) เพื่อกระตุ้นผลึกให้กำเนิดลำแสงเลเซอร์แบบฮาร์โมนิกอันดับที่สอง (Second harmonic generation) โดยเลเซอร์ทั้งสองความถี่ถูกส่งผ่านแผ่นซิลิกาซึ่งสามารถหมุนเปลี่ยนตำแหน่งของแผ่นเพื่อทำให้ความสัมพันธ์ระหว่างเฟสของเลเซอร์ทั้งสองความถี่เปลี่ยนแปลงไป เมื่อเลเซอร์แบบพัลส์ทั้งสองความถี่ถูกส่งผ่านเข้าสู่ห้องสุญญากาศที่บรรจุละอองของแก๊สที่ถูกพ่นออกมาเป็นละออง ลำแสงเลเซอร์พัลส์ทำปฏิกิริยากับละอองของแก๊สส่งผลให้อิออนของแก๊สเกิดการแตกตัวเป็นพลาสมา จากกระบวนการนี้ทำให้เกิดการปลดปล่อยรังสีเทระเฮิรตซ์แบบพัลส์ออกมา [3] การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการใช้ลำแสงเลเซอร์พัลส์ผ่านเข้าไปในแก๊สในโตรเจนทำให้แก๊สเกิดการแตกตัวและกระบวนการขับเคลื่อนให้อิเล็กตรอนเคลื่อนที่มีผลมาจากการเปลี่ยนแปลงรูปแบบของพัลส์ [4] การศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ใน โครงสร้างผลึกโฟโตนิกส์หนึ่งมิติด้วยการเกิดผลต่างของความถี่ของคลื่นตกกระทบแบบโคลลิเนียร์ (collinear) [5] จากการศึกษาทางทฤษฎีที่ผ่านมาเมื่อเลเซอร์แบบพัลส์ความถี่สูงแพร่ผ่านตัวกลางแบบไม่เป็นเชิงเส้นส่งผลให้เกิดปรากฏการณ์ไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ (Nonlinear optics phenomena) ขึ้น เช่น การเกิดฮาร์โมนิกลำดับที่สอง (Second Harmonic Generation) การเกิดผลรวมของความถี่ (Sum Frequency Generation) และการเกิดผลต่างของความถี่ (Difference Frequency Generation) [6]

สำหรับวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ได้ทำการศึกษาทางทฤษฎี และการสร้างแบบจำลองการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ เนื่องจากการทำการทดลองเพื่อศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ต้องใช้เลเซอร์แบบพัลส์ที่มีความเข้มของแสงเลเซอร์สูงซึ่งเป็นอันตราย เพื่อลดความผิดพลาดในการทดลองและความปลอดภัย โดยทำการศึกษาเมื่อเลเซอร์แบบพัลส์ (Ultrashort laser pulse) สองความถี่แพร่ผ่าน

ตัวกลางที่เป็นอากาศทำให้เกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ ด้วยการใช้กระบวนการเกิดผลต่างของความถี่ ในการศึกษาเชิงทฤษฎี โดยใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ช่วยในการแสดงผลและวิเคราะห์ผล

1.2 จุดมุ่งหมายและวัตถุประสงค์

- 1.2.1 เพื่อศึกษาการแพร่ของเลเซอร์พัลส์สองความถี่ผ่านอากาศทำให้เกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ ด้วยการใช้กระบวนการเกิดผลต่างของความถี่
- 1.2.2 เพื่อสร้างแบบจำลองสำหรับการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ ในอากาศ
- 1.2.3 เพื่อศึกษาหลักการคำนวณเชิงตัวเลขของการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์และสร้างโปรแกรมคำนวณสำหรับการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์

1.3 ขอบเขตของงานวิจัย

ขอบเขตวิทยานิพนธ์ฉบับนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีสำหรับการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ โดยการใช้กระบวนการเกิดผลต่างของความถี่ เริ่มจากการศึกษากระบวนการเกิดผลต่างของความถี่เมื่อลำแสงเลเซอร์พัลส์ความถี่พื้นฐานและความถี่ฮาร์มอนิกลำดับที่สองเคลื่อนที่ผ่านอากาศ ศึกษาแบบจำลองการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศและการแตกตัวของอากาศ คำนวณการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์และความเข้มของรังสีเทระเฮิรตซ์ที่เกิดขึ้นเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงความเข้มของลำแสงเลเซอร์พัลส์ การเปลี่ยนแปลงความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด (Probe beam) และการเปลี่ยนแปลงความหนาแน่นของอิเล็กตรอน ด้วยการออกแบบการคำนวณด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์

1.4 ขั้นตอนการศึกษา

- 1.4.1 ศึกษาหลักการของเลเซอร์แบบพัลส์ความถี่สูง
- 1.4.2 ศึกษาปรากฏการณ์ความไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์การเกิดแสงเลเซอร์แบบฮาร์มอนิกอันดับที่สอง
- 1.4.3 ศึกษาแหล่งกำเนิดการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์

- 1.4.4 ศึกษาด้วยกระบวนการเกิดผลต่างของความถี่
- 1.4.5 ศึกษาหลักการคำนวณและคำนวณการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ เมื่อเลเซอร์แบบพัลส์สองความถี่แพร่ผ่านอากาศ
- 1.4.6 สร้างโปรแกรมสำหรับการคำนวณและเพื่ออธิบายการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศ
- 1.4.7 เปรียบเทียบผลการคำนวณจากโปรแกรมที่สร้างกับผลการทดลองและผลการคำนวณของงานวิจัยที่ผ่านมา
- 1.4.8 การศึกษาการเกิดรังสีความถี่เทระเฮิรตซ์จากโปรแกรมที่สร้างด้วยการเปลี่ยนแปลงความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด กำลังพัลส์ของเลเซอร์ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน และประสิทธิภาพของค่าความเข้มสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์

1.5 ประโยชน์ที่คาดว่าจะได้รับจากงานวิจัย

- 1.5.1 ได้ความรู้เกี่ยวกับวิธีการเกิดของรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศ
- 1.5.2 ได้โปรแกรมสำหรับการคำนวณและอธิบายการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์
- 1.5.3 ได้แบบจำลองสำหรับการสร้างรังสีเทระเฮิรตซ์ ด้วยวิธีการผลต่างของความถี่ภายในอากาศ

โดยเนื้อหาในวิทยานิพนธ์แบ่งเป็นบทต่างๆ ตามรายละเอียดดังนี้

- บทที่ 1 บทนำ เป็นการกล่าวถึงประวัติความเป็นมาและความสำคัญของงานวิจัย วัตถุประสงค์ และขั้นตอนการศึกษาของวิทยานิพนธ์นี้ เพื่อทำความเข้าใจภาพรวมทั้งหมดของวิทยานิพนธ์
- บทที่ 2 หลักการและทฤษฎี กล่าวถึง เลเซอร์แบบพัลส์ การเกิดกระบวนการทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น สมการการเคลื่อนที่ในตัวกลางที่ไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ การแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม และการเกิดรังสีความถี่เทระเฮิรตซ์

- บทที่ 3 ขั้นตอนการคำนวณ กล่าวถึง การสร้างแบบจำลองสำหรับการศึกษาโปรแกรมคอมพิวเตอร์ สำหรับการคำนวณ ขั้นตอนการเปรียบเทียบผลการคำนวณจาก โปรแกรมการคำนวณกับ ผลงานวิจัยที่ผ่านมา ขั้นตอนการศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด กำลังพัลส์ของเลเซอร์ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน และ ประสิทธิภาพของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์
- บทที่ 4 ผลการคำนวณและอภิปรายผล กล่าวถึง ผลการเปรียบเทียบผลการคำนวณจาก โปรแกรมการคำนวณกับงานวิจัยที่ผ่านมา ผลการคำนวณและอภิปรายผลการศึกษาการเกิดรังสีเทระ-เฮิรตซ์จากการเปลี่ยนแปลงความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด กำลังพัลส์ของเลเซอร์ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน และประสิทธิภาพของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์
- บทที่ 5 สรุปผลการคำนวณและข้อเสนอแนะ

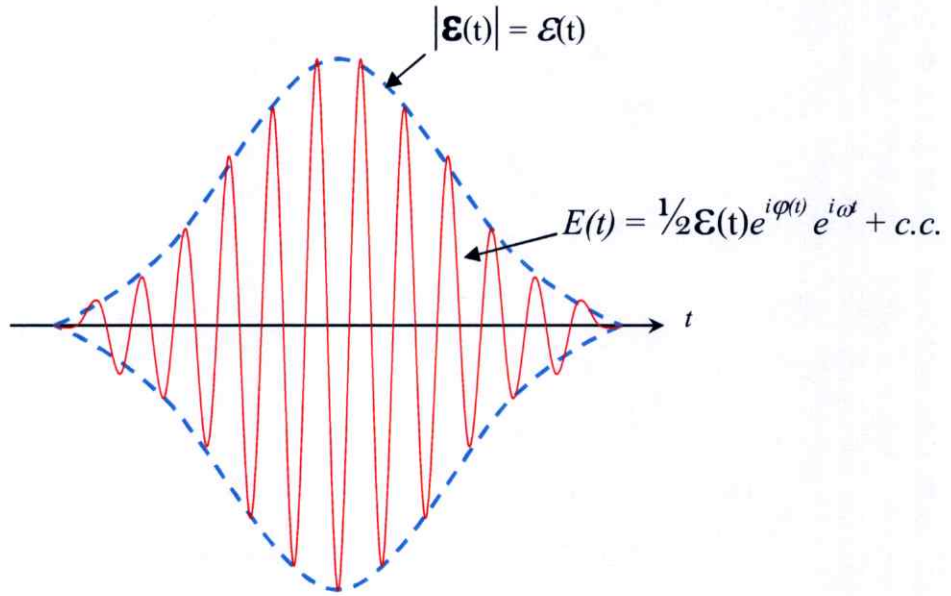
บทที่ 2

หลักการและทฤษฎี

ในบทนี้กล่าวถึงทฤษฎีและหลักการที่เกี่ยวข้องกับงานวิจัย ด้วยงานวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีของการแพร่ของลำแสงเลเซอร์แบบพัลส์สองความถี่ภายในอากาศ เพื่อให้เกิดคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่มีความถี่ในย่านรังสีเทระเฮิรตซ์ออกมา ดังนั้นในบทนี้จึงอธิบายถึงรายละเอียดของเลเซอร์แบบพัลส์ (Ultrashort Laser Pulse), การเกิดกระบวนการทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น, สมการการเคลื่อนที่ในตัวกลางที่ไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ การแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม และการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ (Terahertz Radiation Generation)

2.1 เลเซอร์พัลส์ (Laser pulse)

เลเซอร์ที่สร้างขึ้นมีการปล่อยคลื่นออกมาสองแบบ คือ คลื่นแบบต่อเนื่อง (continuous wave) และแบบพัลส์ (pulse wave) เลเซอร์ที่มีอยู่ทั่วไปเป็นคลื่นแบบต่อเนื่องที่มีสนามไฟฟ้าสัญญาณรูปไซน์ ส่วนเลเซอร์แบบพัลส์มีความแตกต่างที่ประกอบไปด้วยฟังก์ชันของไซน์และฟังก์ชันของส่วนที่ล้อมรอบพัลส์แสดงดังรูปที่ 2.1 เลเซอร์แบบพัลส์ (Ultrashort Laser Pulse) เป็นเลเซอร์ที่มีการปล่อยคลื่นแสงออกมาเป็นช่วง ๆ โดยระยะเวลาแต่ละช่วงอยู่ที่ระดับนาโนวินาทีจนถึงระดับออตโตวินาที ซึ่งพัลส์ที่ปล่อยออกมาเป็นฟังก์ชันสนามไฟฟ้าที่ขึ้นอยู่กับพื้นที่และเวลา $E(x, y, z, t)$ ซึ่งช่วงเวลาของพัลส์ที่สั้นนี้สีของลำแสงสามารถมีการเปลี่ยนแปลงได้ โดยเริ่มแรกเป็นหนึ่งสีแต่เมื่อสิ้นสุดเปลี่ยนเป็นสีอื่นได้ เมื่อแพร่ผ่านตัวกลางทุกวัสดุ เช่น อากาศสามารถปรับเปลี่ยนสีของพัลส์โดยขึ้นอยู่กับเวลา เลเซอร์แบบพัลส์ถูกวิเคราะห์โดยปริมาณที่สามารถวัดได้ที่มีความสัมพันธ์กับทิศทางของสนามไฟฟ้า



รูปที่ 2.1 แสดงสัญญาณส่วนประกอบของเลเซอร์แบบพัลส์

การพิจารณาจากสนามไฟฟ้าส่วนจริงที่ขึ้นอยู่กับเวลา $E(t)$ ทำการแปลงฟูเรียร์เชิงซ้อน (\mathcal{F}) ได้สนามไฟฟ้าเชิงซ้อนขึ้นอยู่กับความถี่ได้สมการ

$$\mathbf{E}(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt = |\mathbf{E}(\Omega)| e^{i\Phi(\omega)} \quad (2.1)$$

เมื่อ $|\mathbf{E}(\omega)|$ เป็นเวกเตอร์แอมพลิจูดของสเปกตรัมขึ้นอยู่กับความถี่

$\Phi(\omega)$ เป็นเฟสของสเปกตรัมขึ้นอยู่กับความถี่

$E(t)$ เป็นฟังก์ชันส่วนจริงสนามไฟฟ้าที่ขึ้นอยู่กับเวลา

ได้ตัวผกผันของการแปลงฟูเรียร์ (\mathcal{F}^{-1}) คือ

$$E(t) = \mathcal{F}^{-1}\{\mathbf{E}(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (2.2)$$

สนามไฟฟ้าส่วนจริงทางกายภาพ $E(t)$ และส่วนการแปลงฟูเรียร์เชิงซ้อนสามารถทำให้ชัดเจนในเทอมของแอมพลิจูดและเฟสในสมการที่ (2.1) และ (2.2) สนามไฟฟ้าส่วนจริง สนามไฟฟ้าเชิงซ้อน $\mathbf{E}(t)$ ถูกแทนโดยเทอมฟังก์ชันแอมพลิจูดและเฟสสามารถเขียนสมการได้

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2} E(t) e^{i\Gamma(t)} \quad (2.3)$$

สำหรับในทางปฏิบัติของความสนใจเมื่อแอมพลิจูดอยู่จุดศูนย์กลางของความถี่เฉลี่ย ω และมีค่าประมาณระหว่างของความถี่ $\Delta\omega$ แต่มีค่าน้อยเมื่อเทียบกับ ω ในขอบเขตของเวลาที่แนะนำนี้ ความเหมาะสมของการสร้างความถี่พาหะ ω และเขียน $\mathbf{E}(t)$ ได้

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2} E(t) e^{i\varphi_0} e^{i\varphi(t)} e^{i\omega t} = \frac{1}{2} \mathbf{E}(t) e^{i\omega t} \quad (2.4)$$

เมื่อ $\varphi(t)$ เป็นเฟสที่ขึ้นอยู่กับเวลา

$\mathbf{E}(t)$ เป็นกรอบของเวกเตอร์สนามไฟฟ้าพัลส์เชิงซ้อน (complex field envelope)

$E(t)$ เป็นกรอบสนามไฟฟ้าพัลส์ส่วนจริง (real field envelope) โดยที่เทอมค่าคงที่เฟส $e^{i\varphi_0}$ ส่วนใหญ่ไม่เกี่ยวข้องและสามารถละทิ้งได้

2.2 ปรัชญาการค้นพบทศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น

ทศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น (Nonlinear Optics) เป็นการศึกษาปรากฏการณ์ผลที่เกิดขึ้นของการปรับตัวของสมบัติทางทศนศาสตร์ในระบบวัสดุ โดยเฉพาะแสงเลเซอร์ความเข้มที่เหมาะสมกับสมบัติการปรับตัวทางทศนศาสตร์ของระบบวัสดุ การเริ่มต้นของสนามทางทศนศาสตร์ที่ไม่เป็นเชิงเส้นถูกค้นพบเมื่อสามารถสร้างคลื่นความถี่ฮาร์โมนิกอันดับที่สอง (second-harmonic) โดย Franken ในปี 1961 หลังจากมีการแสดงการทำงานของเลเซอร์โดย Maiman ในปี 1960 ปรากฏการณ์ทางทศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นเป็นปรากฏการณ์ที่เกิดขึ้นเมื่อมีการตอบสนองของระบบวัสดุหลังจากมีการใส่สนามไฟฟ้าเข้าไปซึ่งขึ้นอยู่กับความเข้มของสนามไฟฟ้า สำหรับการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์โมนิกอันดับที่สองได้ผลมาจากส่วนของการตอบสนองของอะตอมกับต่อปริมาณความเข้มของสนามที่ใส่เข้าไป เพราะฉะนั้นความเข้มของแสงที่ทำให้เกิดจำนวนครั้งหรือความถี่ของคลื่นความถี่ฮาร์โมนิกอันดับที่สองเพิ่มมากขึ้นเช่นเดียวกับความเข้มสนามยกกำลังสองที่ใส่เข้าไป รายละเอียดความไม่เป็นเชิงเส้นทางทศนศาสตร์พิจารณาที่ไดโพลโมเมนต์ต่อหน่วยปริมาตร หรือ โพลาริเซชัน $P(t)$ ของระบบวัสดุขึ้นอยู่กับความเข้มของสนาม $E(t)$ ของแสงที่ใส่

เข้าไป ในธรรมชาติของแสงโพลาไรเซชันที่เกิดขึ้นอยู่กับความเป็นเชิงเส้นบนความเข้มของสนามไฟฟ้าในการทำให้เกิดที่สามารถอธิบายความสัมพันธ์ได้ดังสมการที่ (2.5)

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (2.5)$$

เมื่อ $P(t)$ คือ โพลาริเซชันเชิงเส้นของแสง

$\chi^{(1)}$ คือ ค่าสภาพความซึมซาบทางไฟฟ้าเชิงเส้น

ϵ_0 คือ ค่าอัตราความจุกระแสไฟฟ้าของอิเล็กตรอนในอากาศ (8.85×10^{-12} F/m)

ความไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ แสงสามารถตอบสนองโดยทั่วไปตามสมการที่ (2.5) ซึ่งแสดงค่าโพลาไรเซชันอย่างชัดเจน $P(t)$ คล้ายกับอนุกรมกำลังในความเข้มสนามไฟฟ้า $E(t)$ ได้ ความสัมพันธ์ดังสมการที่ (2.6)

$$P(t) = \epsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots]$$

$$P(t) = P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + \dots \quad (2.6)$$

ปริมาณ $\chi^{(2)}$ และ $\chi^{(3)}$ เป็นค่าสภาพความซึมซาบทางไฟฟ้าทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นอันดับที่สองและอันดับที่สาม ซึ่งในกระบวนการความไม่เป็นเชิงเส้นของทัศนศาสตร์สามารถทำให้เกิดได้ในตัวกลางที่มีการสูญเสียน้อยมากที่สามารถอธิบายในทอมการรวมกันแบบไม่เป็นเชิงเส้นของโพลาไรเซชันตามสมการที่ (2.6) การทำปฏิกิริยาเหล่านี้สามารถอธิบายกระบวนการความไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ได้ต่อไปนี้

2.2.1 การเกิดคลื่นความถี่ฮาร์โมนิกอันดับที่สอง (Second-harmonic Generation)

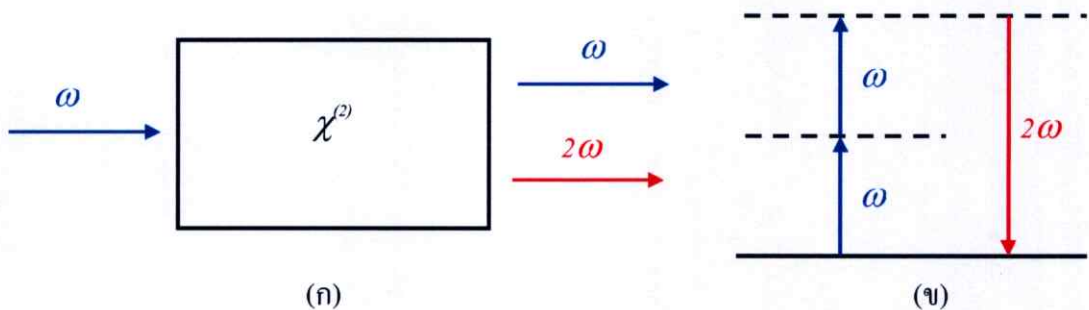
การทำปฏิกิริยาของความไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์พิจารณากระบวนการของการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์โมนิกลำดับที่สองแสดงแผนภาพดังรูปที่ 2.2 เมื่อลำแสงเลเซอร์มีความเข้มสนามไฟฟ้าตามความความสัมพันธ์

$$E(t) = E e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.7)$$

ผลที่ได้จากผลึกซึ่งมีสภาพความเข้มซาบทางไฟฟ้าอันดับที่สอง $\chi^{(2)}$ ไม่มีค่าเป็นศูนย์ ดังนั้นการโพลาไรเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้นที่เกิดขึ้นในผลึกดังกล่าวเป็นไปตามสมการที่ (2.5) เท่ากับ $P^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$ เมื่อแทนค่าสมการที่ (2.6) เขียนสมการใหม่ได้ดังสมการที่ (2.8)

$$P^{(2)}(t) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} EE^* + (\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-i2\omega t} + c.c) \quad (2.8)$$

สมการที่ (2.8) แสดงให้เห็นว่าโพลาไรเซชันอันดับที่สองประกอบด้วยการรวมกันของโพลาไรเซชันที่ความถี่เป็นศูนย์ (เทอมแรก) และการรวมกันที่ความถี่ 2ω (เทอมที่สอง) หลังจากนั้นการรวมกันสามารถนำไปสู่การเกิดการแผ่รังสีที่มีความถี่เป็นฮาร์มอนิกที่สอง สังเกตได้ว่าการรวมกันเทอมแรกในสมการที่ (2.8) ไม่นำไปสู่การเกิดของรังสีสนามแม่เหล็กไฟฟ้า (เพราะไม่มีการเปลี่ยนแปลงตามเวลา)



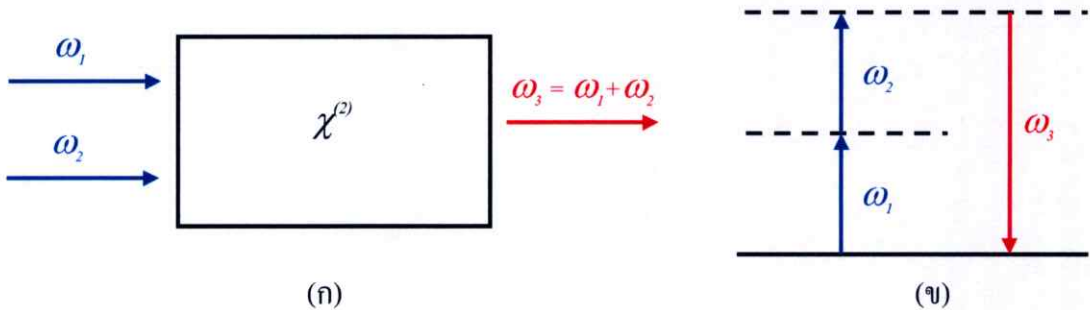
รูปที่ 2.2 (ก) แสดงแผนภาพการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สอง (ข) แผนภาพแสดงระดับชั้นพลังงานอธิบายการเกิดคลื่นความถี่ฮาร์มอนิกอันดับที่สอง

2.2.2 การเกิดผลรวมของความถี่ (Sum-frequency Generation)

การพิจารณากระบวนการของการเกิดผลรวมของความถี่แสดงดังรูปที่ 2.3 จากรูปเมื่อมีความเข้มสนามไฟฟ้าสองความถี่ ω_1 และ ω_2 กระทำกับตัวกลางผลรวมของความถี่ที่ได้เป็น ω_3 ดังนั้นแอมพลิจูดเชิงซ้อนของโพลาไรเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้นในกระบวนการนี้เขียนสมการได้

$$P(\omega_1 + \omega_2) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2 \quad (2.9)$$

ในกระบวนการของการเกิดผลรวมความถี่คล้ายกับการเกิดฮาร์มอนิกต่างๆ ตรงที่ในการเกิดผลรวมความถี่มีคลื่นสองคลื่นที่มีความถี่ต่างกันเข้าไป การประยุกต์ใช้ของการเกิดผลรวมความถี่เพื่อผลิตรังสีในช่วงความถี่อัลตราไวโอเล็ต [2]



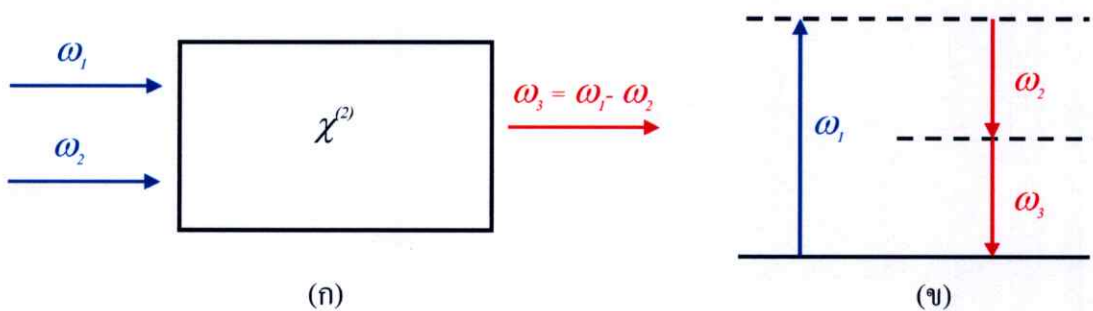
รูปที่ 2.3 การเกิดผลรวมของความถี่ (ก) แสดงเรขาคณิตของปฏิกิริยา (ข) แสดงแผนภาพอริบายระดับชั้นพลังงาน

2.2.3 การเกิดผลต่างของความถี่ (Difference-frequency Generation)

ในกระบวนการของการเกิดผลต่างของความถี่อธิบายโดยโพลาไรเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้น แผนภาพการเกิดผลต่างของความถี่แสดงดังรูปที่ 2.4 และรูปแบบสมการดังสมการที่ (2.10)

$$P(\omega_1 - \omega_2) = 2\varepsilon_0\chi^{(2)}E_1E_2^* \quad (2.10)$$

เมื่อความถี่ของคลื่นสนามไฟฟ้าที่ใส่เข้าไปมีความถี่ต่างกัน การเกิดผลต่างของความถี่สามารถใช้ในการสร้างรังสีความถี่ย่านอินฟราเรดได้ [2] ซึ่งเกี่ยวข้องกับงานวิจัยนี้



รูปที่ 2.4 การเกิดผลต่างของความถี่ (ก) แสดงเรขาคณิตของปฏิกิริยา (ข) แสดงแผนภาพอริบายระดับชั้นพลังงาน

2.3 สมการคลื่นสำหรับตัวกลางทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น

ความไม่เป็นเชิงเส้นของการตอบสนองในระบบวัสดุกับความเข้มสนามไฟฟ้าของเลเซอร์สามารถเป็นเหตุที่โพลาไรเซชันของตัวกลางทำให้เกิดส่วนประกอบของความถี่ขึ้นมาใหม่ ส่วนประกอบของความถี่ที่เกิดขึ้นใหม่ของโพลาไรเซชันกระทำกับแหล่งกำเนิดใหม่ความถี่ใหม่ของสนามแม่เหล็กไฟฟ้า อธิบายโดยสมการแมกซ์เวลล์การเกิดของสนามขึ้นใหม่ จากสมการคลื่นสำหรับการแพร่ของแสงผ่านตัวกลางไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์เริ่มที่สมการแมกซ์เวลล์

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2.14)$$

เนื่องจากงานวิจัยนี้เป็นการพิจารณาในตัวกลางที่เป็นแก๊สที่เกิดการแตกตัวดังนั้นจึงมีประจุเกิดขึ้นหรือ

$$\rho \neq 0 \quad (2.15)$$

และทำให้เกิดความหนาแน่นของกระแสหรือ

$$\mathbf{J} \neq 0 \quad (2.16)$$

โดยพิจารณาว่าตัวกลางที่ใช้ไม่มีสมบัติความเป็นแม่เหล็ก

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.17)$$

วัสดุที่มีความไม่เป็นเชิงเส้น สนาม \mathbf{D} และ \mathbf{E} สัมพันธ์กันตามสมการ

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.18)$$

เมื่ออินทิเกรตเวกเตอร์ความไม่เป็นเชิงเส้นของโพลาไรเซชัน \mathbf{P} ภายให้ความเข้มสนามไฟฟ้า \mathbf{E} แก้สมการคลื่นทางทัศนศาสตร์โดย $\text{Curl-}\mathbf{E}$ สมการแมกซ์เวลล์สมการที่ (2.13) ทั้งสองข้างและใช้สมการที่ (2.14), (2.16) และ (2.17) จากสมการที่ (2.17) ดำเนินการ $\nabla \times$ ทั้งสองข้างของสมการได้

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (2.19)$$

แทนสมการที่ (2.14) ลงในสมการที่ (2.19) สมการที่ได้คือ

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \right) \quad (2.20)$$

แทนค่าสมการที่ (2.18) ลงในสมการที่ (2.20) ได้

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.21)$$

จากสมการที่ (2.13) ทำการดำเนินการทั้งสองข้างสมการด้วย $\nabla \times$ ได้สมการ

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) \quad (2.22)$$

แทนค่าสมการที่ (2.21) ลงสมการที่ (2.22) พร้อมทั้งจัดรูปสมการได้

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.23)$$

เมื่อ

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.24)$$

ในความเป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ของตัวกลางที่เป็นแบบไอโซโทรปิกทอมแรกขวามือของสมการที่ (2.24) เป็นศูนย์ $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ เพราะสมการแมกซ์เวลล์ $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$ แต่ทางทัศนศาสตร์ที่ไม่เป็นเชิงเส้นตัวกลางที่เป็นแบบไอโซโทรปิกทอมแรกขวามือสมการที่ (2.24) ไม่เป็นศูนย์ ผลของความสัมพันธ์ระหว่าง \mathbf{D} และ \mathbf{E} จึงมีความสัมพันธ์ดังสมการที่ (2.18) ดังนั้นจากสมการที่ (2.24) สมการคลื่นสามารถเขียนได้

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.25)$$

จากสมการที่ (2.18) สามารถเขียนสมการที่ (2.25) ให้อยู่ในรูปอย่างง่ายได้

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = 0 \quad (2.26)$$

และโพลาไรเซชัน \mathbf{P} ประกอบไปด้วยส่วนประกอบที่เป็นเชิงเส้นและไม่เป็นเชิงเส้น

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{NL} \quad (2.27)$$

เมื่อ $\mathbf{P}^{(1)}$ เป็นส่วนประกอบของ \mathbf{P} ที่ขึ้นอยู่กับความเข้มสนามไฟฟ้าเชิงเส้น \mathbf{E} สามารถแยกออกให้
ง่ายด้วยการเขียนให้อยู่ในรูปแบบของการกระจัดทางไฟฟ้า \mathbf{D} และนำไปสู่ส่วนประกอบที่เป็นเชิง
เส้นและไม่เป็นเชิงเส้น

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}^{(1)} + \mathbf{P}^{NL} \quad (2.28)$$

และในส่วนประกอบที่เป็นเชิงเส้น

$$\mathbf{D}^{(1)} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}^{(1)} \quad (2.29)$$

ในเทอมของปริมาณสมการคลื่นสมการที่ (2.25) สามารถเขียนได้ดังสมการที่ (2.30)

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.30)$$

เพื่อแสดงให้เห็นว่าทำไมจึงใช้รูปแบบสมการคลื่นนี้ จึงเริ่มต้นการพิจารณาตัวกลางในกรณีที่มีการ
สูญเสียและการแพร่กระจายเพียง (Dispersion) เล็กน้อย เราสามารถทำความเข้าใจความสัมพันธ์ระหว่าง $\mathbf{D}^{(1)}$
และ \mathbf{E} ให้ง่ายขึ้นในเทอมของส่วนจริงโดยอาศัยไดอิเล็กทริกเทนเซอร์ ($\epsilon^{(1)}$) ที่ไม่ขึ้นกับความถี่

$$\mathbf{D}^{(1)} = \epsilon_0 \epsilon^{(1)} \cdot \mathbf{E} \quad (2.31.1)$$

สำหรับวัสดุแบบไอโซโทรปิกความสัมพันธ์ระหว่าง $\mathbf{D}^{(1)}$ และ \mathbf{E} เป็นไปตามสมการที่ (2.31.2)

$$\mathbf{D}^{(1)} = \epsilon_0 \epsilon^{(1)} \mathbf{E} \quad (2.31.2)$$

เมื่อ $\epsilon^{(1)}$ เป็นปริมาณเชิงสเกลาร์ ϵ_0 ค่าคงที่พื้นฐานเท่ากับ 8.85×10^{-12} F/m เป็นค่าสภาพความยอมทางไฟฟ้าของอิเล็กตรอนอิสระในสุญญากาศ เมื่อ $\epsilon^{(1)}$ ไม่มีขนาดความสัมพัทธ์ของสภาพความยอมทางไฟฟ้าของอิเล็กตรอนแต่ละวัสดุจึงแตกต่างกัน

สำหรับกรณีของตัวกลางแบบไอโซโทรอปิกการแพร่กระจายเพียงเล็กน้อยของวัสดุได้สมการคลื่นจากสมการที่ (2.30) เป็นดังสมการที่ (2.32)

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{NL}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} \quad (2.32)$$

สมการนี้เป็นรูปแบบการแก้สมการคลื่นของการตอบสนองแบบไม่เป็นเชิงเส้นของตัวกลางที่ถูกกระทำจากแหล่งกำเนิดปรากฏในเทอมขวามือของสมการ การแก้สมการที่ยอมรับได้ในรูปแบบการแพร่ของคลื่นอิสระที่มีความเร็ว c/n เมื่อ n คือค่าดัชนีหักเหเชิงเส้น ค่าที่ยอมรับคือ $n^2 = \epsilon^{(1)}$ สำหรับตัวกลางที่แพร่กระจายพิจารณาแต่ละความถี่ของสนามไฟฟ้าที่แยกออกจากกัน สนามเชิงเส้นและโพลาไรเซชัน ผลรวมของความถี่ที่เปลี่ยนแปลง

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t) \quad (2.33.1)$$

$$\mathbf{D}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{D}_n^{(1)}(\mathbf{r}, t) \quad (2.33.2)$$

$$\mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{P}_n^{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (2.33.3)$$

เมื่อการรวมกันเฉพาะความถี่ของสนามไฟฟ้าที่มีค่าเป็นบวก และแต่ละส่วนประกอบความถี่ในเทอมของแอมพลิจูดเชิงเส้น

$$\mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_n(\mathbf{r}) e^{-i\omega_n t} + c.c. \quad (2.34.1)$$

$$\mathbf{D}_n(\mathbf{r}, t) = \mathbf{D}_n^{(1)}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_n t} + c.c. \quad (2.34.2)$$

$$\mathbf{P}_n^{NL}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_n^{(1)}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_n t} + c.c. \quad (2.34.3)$$

ถ้าการทำให้น้อยลงสามารถตัดความสัมพันธ์ระหว่าง $\mathbf{D}_n^{(1)}$ และ \mathbf{E}_n สามารถทำให้สะดวกในเทอมที่เป็นจริงได้อิเล็กทริกเทนเซอร์ ที่ขึ้นอยู่กับความถี่เป็นไปตาม

$$\mathbf{D}_n(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon^{(1)}(\omega_n) \cdot \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t) \quad (2.35)$$

เมื่อสมการที่ (2.34.1) จนถึง (2.35) นำไปสู่สมการที่ (2.30) ทำให้ได้สมการคลื่นที่คล้ายกับสมการที่ (2.32) ที่ถูกต้องตามกฎสำหรับส่วนประกอบของสนามไฟฟ้าแต่ละความถี่ เขียนสมการใหม่ได้

$$\nabla^2 \mathbf{E}_n - \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_n^{NL}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}_n}{\partial t} \quad (2.36)$$

2.4 การแตกตัวเป็นไอออนของอะตอม (Ionization of Atom)

หัวข้อนี้เป็นการอธิบายการแตกตัวเป็นไอออนของแก๊สเป็นหลักการที่สำคัญสำหรับงานวิจัยการศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศโดยการใช้สนามเลเซอร์แบบพัลส์ผ่านไปยังตัวกลางที่อากาศทำให้เกิดการแตกตัวอะตอมของไอออนและเปลี่ยนสถานะเป็นพลาสมาขึ้น ซึ่งเนื้อหาประกอบไปด้วย การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระในสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ และทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมา รวมทั้งความสัมพันธ์ทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น

2.4.1 การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระในสนามไฟฟ้าของเลเซอร์

อันดับแรกเราไม่พิจารณาปรากฏการณ์และอำนาจทางสนามแม่เหล็กที่สัมพันธ์กับลำแสงเลเซอร์โดยสันนิษฐานว่าลำแสงเลเซอร์เป็นโพลาไรซ์เชิงเส้นและจาก $\mathbf{E}(t) = E(t)\hat{x}$ เมื่อ $E(t) = Ee^{-i\omega t} + c.c.$ ดังนั้นสมการการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนอิสระเป็นไปตามสมการที่ (2.37)

$$m\ddot{x} = -eE(t) \quad \text{หรือ} \quad m\ddot{x} = -eEe^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.37)$$

สมการผลเฉลยของสมการที่ (2.37) ได้ดังสมการที่ (2.38)

$$x(t) = xe^{-i\omega t} + c.c \quad (2.38)$$

เมื่อ
$$x = eE / m\omega^2 \quad (2.39)$$

จากพลังงานจลน์เฉลี่ยที่สัมพันธ์กับการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน คือ

$$K = \frac{1}{2} m(\dot{x}(t))^2 \tag{2.40}$$

เมื่อ $\dot{x}(t) = (-i\omega x)e^{i\omega t} + c.c.$ ดังนั้นจึงได้ความสัมพันธ์ของพลังงาน Jitter หรือ พลังงาน Ponderomotive [2] ดังสมการที่ (2.41)

$$K = \frac{e^2 E^2}{m\omega^2} = \frac{e^2 E_{peak}^2}{4m\omega^2} \tag{2.41}$$

สมการการเคลื่อนที่สมการที่ (2.37) และสมการผลเฉลยสมการที่ (2.38) เป็นเชิงเส้น ในแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ ทั้งปรากฏการณ์ทางแม่เหล็กและปรากฏการณ์ความสัมพันธ์สามารถเหนี่ยวนำความไม่เป็นเชิงเส้นในการตอบสนองของไฟฟ้า นำไปสู่การพิจารณาอำนาจปรากฏการณ์แม่เหล็กชั่วคราว สนามไฟฟ้าสมการที่ (2.37) มีสนามแม่เหล็กที่เกี่ยวข้อง เนื่องกัน การสมมติฐานการแพร่ในทิศทาง z สนามแม่เหล็กนี้อยู่ในรูปของ $\vec{B}(t) = \vec{B}(t)\hat{y}$ เมื่อ $\vec{B}(t) = Be^{i\omega t} + c.c.$ และเมื่อการพิจารณานี้ทำการพิจารณาในสุญญากาศดังนั้น $B = E/c$ เมื่อเป็นไปตามสมการที่ (2.40) อิเล็กตรอนมีความเร็วในทิศทาง x ซึ่งมีแรงแม่เหล็ก $F = v \times B$ ในทิศทาง z สมการการเคลื่อนที่สำหรับความเร็วส่วนประกอบ z ดังนี้

$$m\ddot{z} = \left[\left(-\frac{ieE}{m\omega} \right) e^{-i\omega t} + c.c. \right] \left[Be^{-i\omega t} + c.c. \right] \tag{2.42}$$

ด้านขวาส่วนประกอบสมการของเทอมที่ความถี่เป็นศูนย์และที่ความถี่เป็น $\pm 2\omega$ เมื่อสมการที่ (2.41) ถูกแก้ พบสิ่งแรกเป็นส่วนประกอบ z ของส่วนประกอบการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนของการสั่นที่ความถี่ 2ω และแอมพลิจูด $eEB/m^2\omega^3$ อยู่บนรูปแบบของอนุพันธ์ความเร็ว ความเร็วเชื่อมโยงกับการเคลื่อนที่นี้กับแรงแม่เหล็กในทิศทาง x ที่ความถี่ 3ω ในรูปแบบที่เหมือนกันทุกการสั่นของความถี่เลเซอร์ปรากฏในการเคลื่อนที่ของอะตอม

แม้ว่าปรากฏการณ์ความสัมพันธ์นำไปสู่การเกิดความไม่เป็นเชิงเส้นในการตอบสนองของอะตอม แหล่งกำเนิดของปรากฏการณ์นี้เป็นการเปลี่ยนแปลงความสัมพันธ์ในมวลของอิเล็กตรอนที่มีอยู่เมื่อความเร็วอิเล็กตรอนเทียบได้กับความเร็วของแสง c ผลของการเคลื่อนที่

สามารถอธิบายในความสัมพันธ์รูปแบบตรงไปข้างหน้า Landau และ Lifshitz [2] แสดงให้เห็นว่าลำแสงเลเซอร์โพลาไรซ์แบบเชิงเส้นของสนามสูงสุดมีความเข้ม E_0 ให้ความสัมพันธ์ดังนี้ $\vec{E} = E_0 \cos(\omega t - \omega z / c)$ การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนแสดงดังรูปที่ 8 อยู่บนรูปแบบการเคลื่อนที่ในทิศทาง z การอ้างอิงรูปแบบการเคลื่อนที่กับรูปแบบการเปลี่ยนแปลงความเร็ว การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนสามารถอธิบายได้ดังสมการ

$$x = \frac{\beta c}{\omega} \cos \eta, \quad y = 0, \quad z = \frac{\beta^2 c}{8\omega} \sin 2\eta \quad (2.43)$$

เมื่อ

$$\eta = \omega(t - z/c)$$

$$\beta = eE_0 / \gamma' \omega$$

$$\gamma'^2 = m^2 c^2 + e^2 E_0^2 / 2\omega^2$$

สำหรับรัศมีของวงกลมโพลาไรซ์ สามารถอธิบายได้โดย $E_y = E_0 \cos(\omega t - \omega z / c)$ และ $E_x = E_0 \sin(\omega t - \omega z / c)$ การเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนกับรูปแบบของความเร็วเชิงมุมในรัศมีของวงกลม $ecE_0 / \gamma \omega^2$ การเคลื่อนที่นี้สามารถอธิบายโดยสมการที่ (2.44)

$$x = \frac{\beta c}{\omega} \cos \omega t, \quad y = \frac{\beta c}{\omega} \sin \omega t, \quad z = 0 \quad (2.44)$$

เมื่อ β เหมือนกับรายละเอียดด้านบน บทสรุปเหล่านี้สามารถสรุปดังรูปที่ (2.5)

เพื่อเพิ่มความสะดวกตัวแปรเส้นผ่านศูนย์กลาง a เป็นปริมาณความยาวของสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ ตัวแปรนี้สามารถอธิบายโดย Lorentz-invariant เวกเตอร์เส้นผ่านศูนย์กลางที่อาจเกิดขึ้นได้กำหนดได้โดยความสัมพันธ์

$$a^2 = \frac{K}{mc^2} = \frac{e^2 E^2}{m^2 c^2 \omega^2} \quad (2.45)$$

ความสัมพันธ์นี้สามารถจัดรูปแบบให้ง่ายดังสมการที่ (2.46)

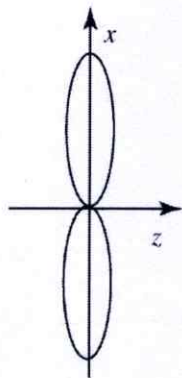
$$a^2 = \frac{2 I r_0 \lambda^2}{\pi mc^3} \quad (2.46)$$

เมื่อ $r_0 = e^2 / 4\pi\epsilon_0 mc^2$ เป็นรัศมีของอิเล็กตรอน (m)

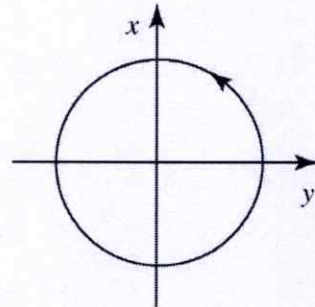
$\lambda = 2\pi c / \omega$ เป็นความยาวคลื่นของเลเซอร์ภายในสุญญากาศ (m)

$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E^2$ เป็นความเข้มของเลเซอร์ (W/m^2)

อธิบายตัวแปร a ได้ว่า $a^2 \ll 1$ เป็น nonrelativistic regime $a^2 \geq 1$ เป็น relativistic regime และ $a^2 \gg 1$ เป็น ultrarelativistic regime



(ก)



(ข)

รูปที่ 2.5 แสดงการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน (ก) การเคลื่อนที่ของสนามเลเซอร์โพลาไรซ์แบบเชิงเส้น (ข) การเคลื่อนที่ของสนามเลเซอร์โพลาไรซ์แบบวงกลม โดยที่โพลาไรซ์แบบเชิงเส้นการเคลื่อนที่ของแสงอยู่ในระนาบ xz และโพลาไรซ์แบบวงกลมการเคลื่อนที่ของแสงอยู่ในระนาบ xy

2.4.2 ทฤษฎีสตริงแบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมา และความสัมพันธ์ทฤษฎีสตริงแบบไม่เป็นเชิงเส้น

พลาสมาเป็นการแตกตัวบางส่วนหรือทั้งหมดอะตอมของแก๊ส (ในงานวิจัยทำการพิจารณาในอากาศ) การเคลื่อนตัวของพลาสมาเป็นบทบาทสำคัญในทฤษฎีสตริงแบบไม่เป็นเชิงเส้นใน 2 วิธีการที่แตกต่างกัน คือ 1.) กระบวนการทฤษฎีสตริงแบบไม่เป็นเชิงเส้น เช่น การแตกตัวโฟตอนจำนวนมากสามารถสร้างพลาสมา สมบัติทางทฤษฎีสตริงของระบบวัสดุเป็นการเปลี่ยนแปลงด้วยวิธีนี้ที่ทำให้เท่ากันโดยการตอบสนองแบบเชิงเส้นของพลาสมา 2.) พลาสมาสามารถตอบสนอง

ในรูปแบบไม่เป็นเชิงเส้นอย่างแท้จริงกับสนามทางทัศนศาสตร์ที่ใส่เข้าไป ในหัวข้อนี้นำเสนอการสำรวจพฤติกรรมทั้งสองอย่างสั้น ๆ ของการตอบสนองของทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้น

ในการพิจารณากระบวนการแรกเป็นกระบวนการของการก่อรูปแบบพลาสมา กำหนดให้ N_e เป็นจำนวนของอิเล็กตรอนอิสระต่อหน่วยปริมาตร N_i เป็นจำนวนไอออนประจุบวก และ N_T เป็นจำนวนทั้งหมดของอะตอมทั้งแตกตัวและไม่แตกตัว ซึ่งการสัญญาณสมการอัตราการผลิตคือ

$$\frac{dN_e}{dt} = \frac{dN_i}{dt} = (N_T - N_i)\sigma^{(N)}I^N - rN_eN_i \quad (2.47)$$

เมื่อ $\sigma^{(N)}$ คือ The N-photon absorption cross section

r คือ อัตราการรวมตัวของไอออนอิเล็กตรอน

สำหรับเลเซอร์แบบพัลส์ระยะสั้นของชนิดแบบบ้อย ๆ ใช้การศึกษาแบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมา การรวมตัวกันที่ไม่เท่ากันเทอมสุดท้ายในสมการที่ (2.47) สามารถละทิ้งได้ ในกรณีนี้ การเพิ่มขึ้นของความหนาแน่นอิเล็กตรอนในระหว่างเลเซอร์พัลส์เดียว

ในการพิจารณาต่อไปสมบัติทางทัศนศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมาจากสมการที่ (2.38) และ (2.39) ที่ตำแหน่งของอิเล็กตรอนในสนาม $\tilde{E}(t) = Ee^{-i\omega t} + c.c.$ ไซโคลโตนเมนต์เชื่อมโยงกับการตอบสนองที่เป็น $\tilde{p}(t) \equiv pe^{-i\omega t} + c.c.$ the polarizability $\alpha(\omega)$ กำหนดโดย $p = \epsilon_0\alpha(\omega)E$ เป็น

$$\alpha(\omega) = -\frac{e^2}{\epsilon_0 m \omega^2} \quad (2.48)$$

ค่าคงที่ได้คืออิเล็กทริกของอิเล็กตรอนคือ

$$\epsilon = 1 + N\alpha(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m \omega^2} \quad (2.49)$$

ซึ่งทำให้ชัดเจนดังนี้

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.50)$$

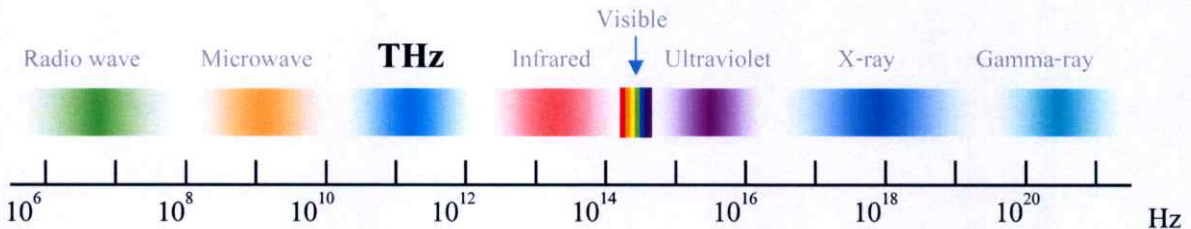
เมื่อ

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} \quad (2.51)$$

โดย ω_p คือ ความถี่ของพลาสมา

2.5 การเกิดรังสีเทระเฮิร์ตซ์ (Terahertz generation)

รังสีเทระเฮิร์ตซ์เป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่อยู่ระหว่างคลื่นอินฟราเรดไกล (FIR : Far-Infrared) กับคลื่นไมโครเวฟโดยมีความถี่อยู่ในช่วง $0.1 - 10 \times 10^{12}$ เฮิร์ตซ์ (THz) แสดงแผนภาพคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าช่วงความถี่เทระเฮิร์ตซ์ดังรูปที่ 2.6 การเกิดรังสีเทระเฮิร์ตซ์มีวิธีการเกิด 2 วิธี คือ วิธีแรกรังสีเทระเฮิร์ตซ์เกิดจากตัวกลางแบบไม่เป็นเชิงเส้น (Nonlinear media) วิธีที่สองการเกิดรังสีเทระเฮิร์ตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน (Accelerating electrons) โดยงานวิจัยนี้ใช้วิธีแรกในกรณีศึกษา ดังนั้นรายละเอียดมีการอธิบายในหัวข้อต่อไป

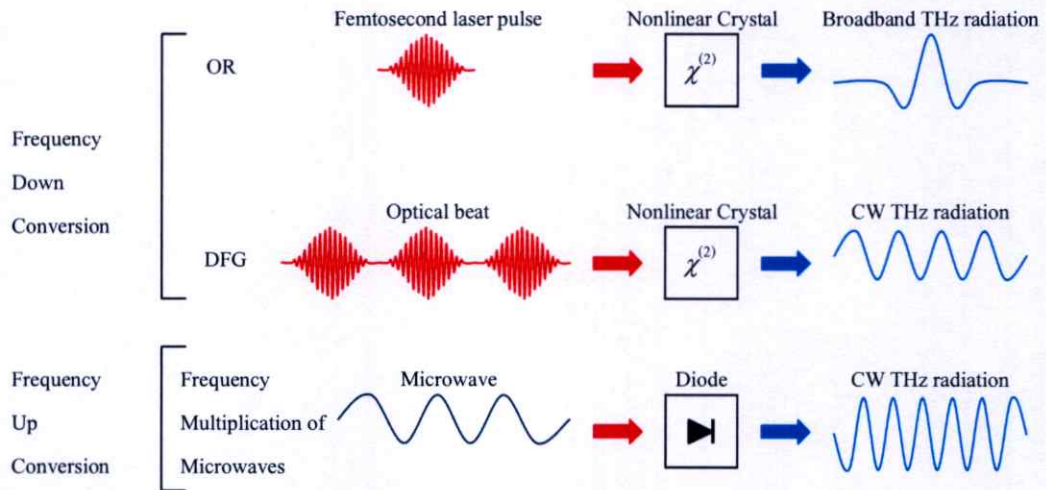


รูปที่ 2.6 แสดงแผนภาพคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าช่วงความถี่เทระเฮิร์ตซ์ (THz)

2.5.1 การเกิดรังสีเทระเฮิร์ตซ์จากสมบัติความไม่เป็นเชิงเส้นของตัวกลาง

การเกิดรังสีเทระเฮิร์ตซ์จากสมบัติความไม่เป็นเชิงเส้นของตัวกลาง เกิดจากตัวกลางถูกกระทำด้วยคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าภายใต้การเปลี่ยนแปลงความถี่แบบไม่เป็นเชิงเส้นทางทัศนศาสตร์ ซึ่งรังสีเทระเฮิร์ตซ์ที่เกิดจากวิธีนี้มีแหล่งกำเนิดด้วยกัน 3 แบบ คือ แบบแรกเกิดจากกระบวนการออกพดิกอลเรกติไฟเคชัน (Optical Rectification Process) แบบที่สองเกิดจากกระบวนการการเกิดผลต่างของความถี่ (Difference Frequency Generation Process) และแบบที่สามเกิดจากแหล่งกำเนิดเทระเฮิร์ตซ์โซลิตสเทท โดยแหล่งกำเนิดทั้งสามแบบสามารถเขียนแผนภาพแสดงดังรูปที่ 2.7 จาก

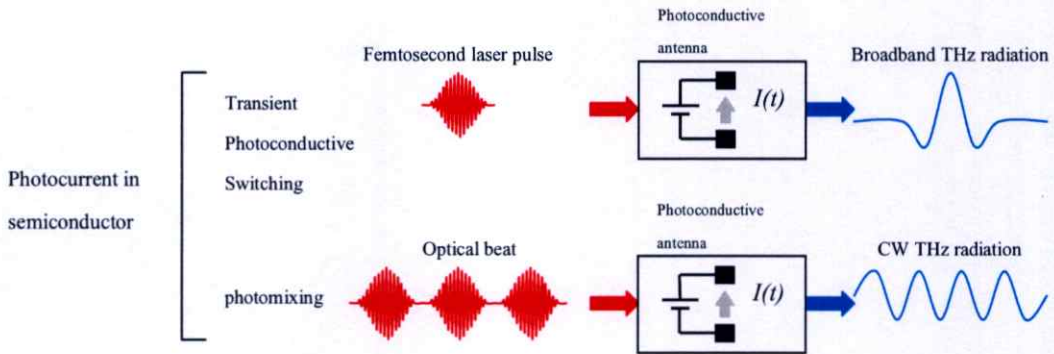
รูปกระบวนการออกพดิกอลเรกติฟิเคชัน และการเกิดผลต่างของความถี่เป็นกระบวนการทางทัศน-
ศาสตร์แบบไม่เป็นเชิงเส้นอันดับที่สองซึ่งความถี่เทระเฮิรตซ์ ω_{THz} ถูกสร้างโดยการทำปฏิกิริยาของ
สนามไฟฟ้าสองความถี่ ω_1 และ ω_2 กับผลึกแบบไม่เป็นเชิงเส้น (Nonlinear Crystals) ดังกล่าวไว้
$$\omega_{THz} = \omega_1 - \omega_2$$



รูปที่ 2.7 แสดงแผนภาพการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในตัวกลางแบบไม่เป็นเชิงเส้น

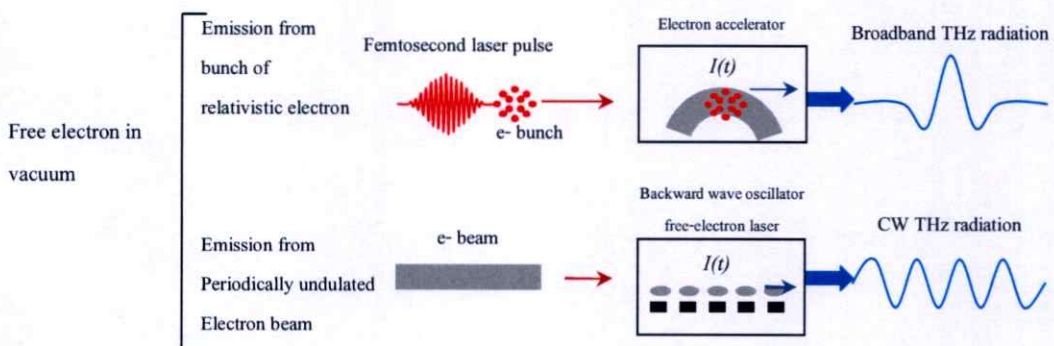
2.4.2 การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน

การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน มีอยู่ 2 แบบ คือ แบบแรกเกิดจากการ
เหนี่ยวนำทางแสงภายในสารกึ่งตัวนำ และแบบที่สองเกิดจากอิเล็กตรอนอิสระภายในสุญญากาศ
การเกิดแบบแรกมีด้วยกัน 2 กระบวนการด้วยกัน ซึ่งกระบวนการแรกคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าความถี่เท-
ระเฮิรตซ์สามารถเกิดจากการไบอัสตัวนำทางทัศนศาสตร์ (Photoconductive antenna) ที่ถูกกระตุ้น
ด้วยลำแสงเลเซอร์ โดยตัวนำทางทัศนศาสตร์ประกอบไปด้วยขั้วโลหะสองขั้วถูกเคลือบอยู่บน
ฐานรองสารกึ่งตัวนำ เมื่อดำแสงเลเซอร์กระทบกับสารกึ่งตัวนำระหว่างขั้วโลหะเกิดพาหะทางแสง
และสนามไฟฟ้าที่ไบอัสเพื่อเร่งพาหะที่เป็นอิเล็กตรอนการเปลี่ยนแปลงโฟโตเคอร์เรนต์
(Photocurrent) นี้ในเวลาใกล้เคียงกับกับความเร็วของลำแสงเลเซอร์ที่กระทำทำให้ได้เทระเฮิรตซ์
พัลส์ (THz pulse) และกระบวนการแบบที่สองการรวมกันของลำเลเซอร์สองขบวนกับความต่าง
ของความถี่รูปแบบบีท (Beat) ซึ่งทำให้เกิดรังสีเทระเฮิรตซ์คลื่นแบบต่อเนื่องที่ความถี่บีท เทคนิคนี้
เรียกว่า การรวมกันของแสง (Photomixing) แหล่งกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ทั้งสองแบบแสดงดัง
แผนภาพรูปที่ 2.8



รูปที่ 2.8 แสดงแผนภาพการเกิดเทอร์เซิร์ตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน แบบการเหนี่ยวนำภายในสารกึ่งตัวนำ

การเกิดรังสีเทอร์เซิร์ตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอนแบบที่สอง เกิดจากอิเล็กตรอนอิสระภายในสุญญากาศ ซึ่งการเกิดแบบนี้มีด้วยกัน 2 กระบวนการ คือ กระบวนการแรกเกิดจากกลุ่มของอิเล็กตรอนถูกเร่งภายในสนามแม่เหล็กทำให้เกิดรังสีเทอร์เซิร์ตซ์พัลส์ และกระบวนการที่สองเกิดจากลำอิเล็กตรอนกระเพื่อมเป็นช่วง ๆ ซึ่งเป็นกระบวนการเลเซอร์อิเล็กตรอนอิสระ โดยกระบวนการทั้งสองแบบอธิบายเป็นแผนภาพได้ดังรูปที่ 2.9



รูปที่ 2.9 แสดงแผนภาพการเกิดเทอร์เซิร์ตซ์จากการเร่งอิเล็กตรอน แบบเกิดอิเล็กตรอนอิสระภายในสุญญากาศ

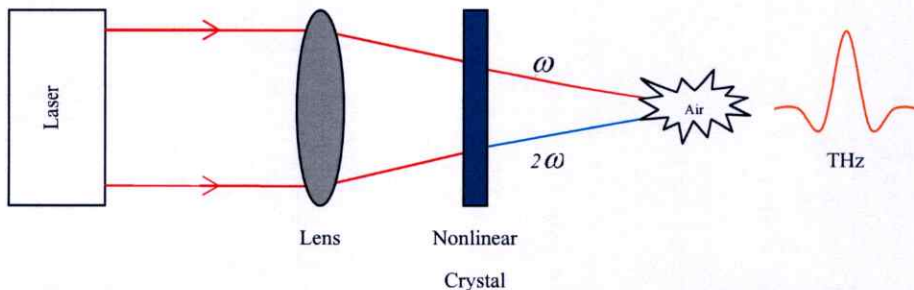
บทที่ 3

วิธีการดำเนินงานวิจัย

ในบทนี้กล่าวถึงวิธีการดำเนินงานวิจัย ด้วยงานวิจัยนี้เป็นงานวิจัยเกี่ยวกับการศึกษาเชิงทฤษฎีการแพร่ของลำแสงเลเซอร์แบบพัลส์เข้าไปภายในอากาศ ทำให้เกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ ซึ่งทฤษฎีที่เกี่ยวข้องได้กล่าวมาแล้วในบทที่ 2 โดยงานวิจัยนี้เป็นการศึกษาทางทฤษฎีโดยใช้ระเบียบวิธีการทางคณิตศาสตร์และ โปรแกรมคอมพิวเตอร์ช่วยในการแสดงและอธิบายผลจากการคำนวณของการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ ซึ่งในงานวิจัยได้แบ่งการศึกษาเป็นขั้นตอนเริ่มจากการสร้างแบบจำลองสำหรับการศึกษา โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณ ขั้นตอนการศึกษาการเปรียบเทียบผลการคำนวณของโปรแกรมที่ออกแบบกับงานวิจัยที่ผ่านมา ขั้นตอนการศึกษาการเกิดการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัดมีค่าต่างๆ ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าของรังสีความถี่เทระเฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่างๆ ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่างๆ และขั้นตอนการศึกษาประสิทธิภาพการสร้างรังสีเทระเฮิรตซ์

3.1 การสร้างแบบจำลองสำหรับการศึกษา

การศึกษาทางทฤษฎีของการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากการแพร่ของเลเซอร์พัลส์สองความถี่ซึ่งทำปฏิกิริยาภายในอากาศ ต้องมีการสร้างแบบจำลองสำหรับการศึกษา ซึ่งในการสร้างแบบจำลองต้องสอดคล้องตามวัตถุประสงค์หรือสมมุติฐานของงานวิจัยนี้ด้วย การศึกษาได้สร้างแบบจำลองอ้างอิงกับการสร้างการทดลองของ Xi-Cheng Zhang [11] ซึ่งแสดงแผนภาพดังรูปที่ 3.1

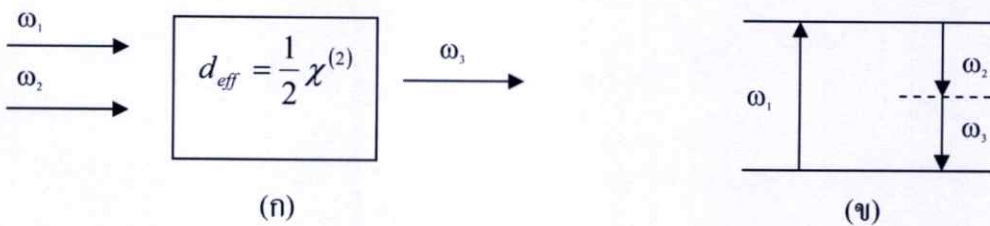


รูปที่ 3.1 แสดงแผนภาพแหล่งกำเนิดของรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศ

เพื่อนำไปสู่การคำนวณ วิเคราะห์และอธิบายผลค่ารังสีเทระเฮิรตซ์ที่เกิดขึ้น ในงานวิจัยวิทยานิพนธ์เล่มนี้สนใจกระบวนการที่ทำให้เกิดสนามไฟฟ้าแม่เหล็กย่านความถี่เทระเฮิรตซ์หรือรังสีเทระเฮิรตซ์ โดยเริ่มจากการคำนวณหาสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้น ซึ่งมีตัวแปรที่เกี่ยวข้อง คือ การคำนวณหาค่าไดโพลีเล็กทริกของตัวกลางพลาสมาแบบไม่เป็นเชิงเส้น และค่าความซึมซาบทางไฟฟ้า (electric susceptibility)

3.1.1 การคำนวณหาสนามไฟฟ้าและค่าแอมพลิจูดรังสีเทระเฮิรตซ์

การเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์มีแหล่งกำเนิดตามรายละเอียดหัวข้อ 2.4 ในบทที่ 2 ตามจุดประสงค์ของงานวิจัยนี้ ดังนั้นจึงพิจารณาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ด้วยการใช้กระบวนการผลต่างของความถี่ เมื่อเลเซอร์พัลส์สองลำแพร่ผ่านภายในแก๊สที่เจือจาง ซึ่งเลเซอร์ลำแรกมีความถี่เป็น ω_1 และเลเซอร์ลำที่สองมีความถี่เป็น ω_2 เมื่อเลเซอร์ทั้งสองลำแพร่เข้าไปภายในอากาศเกิดกระบวนการที่ทำให้เกิดความถี่ $\omega_{THz} = \omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ แสดงดังรูปที่ 3.2 ในที่นี้สัญญาณว่าอากาศเป็นตัวกลางที่ไม่เป็นเชิงเส้นการพิจารณาเริ่มจากสมการคลื่น



รูปที่ 3.2 แสดงแผนภาพกระบวนการผลต่างของความถี่ภายในอากาศ (ก) แสดงเรขาคณิตของปฏิกิริยา (ข) แสดงแผนภาพอธิบายระดับชั้นพลังงาน

จากสมการคลื่นดังสมการที่ (3.1)

$$\nabla^2 \mathbf{E}_n - \frac{\epsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_n^{NL}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

เมื่อสมการผลเฉลยของคลื่นระนาบที่ความถี่ ω_3 ในทิศทางการแพร่ $+z$ เป็นดังสมการที่ (3.2)

$$\mathbf{E}_3(z, t) = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (3.2)$$

$$\text{เมื่อ } k_3 = \frac{n_3 \omega_3}{c} \quad ; \quad n_3^2 = \varepsilon^{(1)}(\omega_3)$$

$$A_3 = \text{ค่าคงตัว}$$

เทอมของโพลาไรเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้นเป็นตามสมการที่ (3.3)

$$\mathbf{P}_3(z, t) = P_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c. \quad (3.3)$$

ในกรณีนี้เป็นการเกิดของความต่างของความถี่ ดังนั้นโพลาไรเซชันที่ได้คือ

$$P_3 = 4\varepsilon_0 d_{\text{eff}} E_1 E_2^* \quad (3.4)$$

แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากระตุ้น (pump beam) คือ

$$\mathbf{E}_j(z, t) = E_j e^{-i\omega_j t} + c.c. \quad ; \quad E_j = A_j e^{ik_j z} \quad (3.5)$$

$$E_1 = A_1 e^{ik_1 z} \quad (3.5.1)$$

$$E_2 = A_2 e^{ik_2 z} \quad (3.5.2)$$

$$E_1^* = A_1^* e^{-ik_1 z} \quad (3.5.3)$$

$$E_2^* = A_2^* e^{-ik_2 z} \quad (3.5.4)$$

ดังนั้น

$$\mathbf{E}_1(z, t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + c.c. \quad \text{or} \quad \mathbf{E}_1(z, t) = A_1 e^{i(k_1 z - \omega_1 t)} + c.c. \quad (3.6.1)$$

$$\mathbf{E}_2(z, t) = E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c. \quad \text{or} \quad \mathbf{E}_2(z, t) = A_2 e^{i(k_2 z - \omega_2 t)} + c.c. \quad (3.6.2)$$

และคลื่นสังยุค (conjugate wave) ที่ได้คือ

$$\mathbf{E}_1^*(z, t) = E_1^* e^{i\omega_1 t} + c.c. \quad (3.6.3)$$

$$\mathbf{E}_2^*(z, t) = E_2^* e^{i\omega_2 t} + c.c. \quad (3.6.4)$$

จากสมการที่ (3.4), (3.5.1) และ (3.5.4) สามารถเขียนแอมพลิจูดของโพลาไรเซชันแบบไม่เป็นเชิงเส้นได้ดังสมการที่ (3.7.1)

$$P_3 = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_1 A_2^* e^{i(k_1 - k_2)z} \quad (3.7.1)$$

เมื่อ $p_3 = 4\varepsilon_0 d_{eff} A_1 A_1^*$ สมการที่ (3.7.1) จัดรูปได้ดังสมการที่ (3.7.2)

$$P_3 = p_3 e^{i(k_1 - k_2)z} \quad (3.7.2)$$

เมื่อแทนสมการที่ (3.2) และ (3.3) ในสมการที่ (3.1) ได้สมการดังสมการที่ (3.8)

$$\frac{d^2}{dz^2} [A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.] - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} [A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.] = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{d^2}{dt^2} [P_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c.] \quad (3.8)$$

เทอมแรกด้านซ้ายของสมการที่ (3.8) สามารถจัดรูปสมการใหม่ได้ดังสมการที่ (3.8.1)

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} [A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.] &= \frac{d}{dz} \left[\frac{d}{dz} (A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)}) \right] \\ &= \frac{d}{dz} \left(ik_3 A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{dA_3}{dz} \right) \\ &= \frac{d}{dz} (ik_3 A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)}) + \frac{d}{dz} \left(e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{dA_3}{dz} \right) \\ &= -A_3 k_3^2 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + \left[e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{d}{dz} (ik_3 A_3) \right] \\ &\quad + e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{d^2 A_3}{dz^2} + \left[e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{d}{dz} (ik_3 A_3) \right] \\ &= \left[\frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - A_3 k_3^2 \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \end{aligned} \quad (3.8.1)$$

เทอมที่สองด้านซ้ายของสมการที่ (3.8) สามารถจัดรูปสมการใหม่ได้ดังสมการที่ (3.8.1)

$$\begin{aligned}
 \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} [A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c.] &= \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left\{ \frac{d}{dt} \left\{ \frac{d}{dt} [A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)}] \right\} \right\} \\
 &= \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left\{ \frac{d}{dt} \left[-A_3 i \omega_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{dA_3}{dt} \right] \right\} \\
 &= \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left[A_3 \omega_3^2 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} - i \omega_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{dA_3}{dt} \right. \\
 &\quad \left. + e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{d^2 A_3}{dt^2} + i \omega_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} \frac{dA_3}{dt} \right] \\
 &= \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left[A_3 \omega_3^2 + \frac{d^2 A_3}{dt^2} \right] e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (3.8.2)
 \end{aligned}$$

เทอมด้านขวาของสมการที่ (3.8) สามารถจัดรูปใหม่ได้ดังสมการที่ (3.8.3)

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{d^2}{dt^2} [P_3 e^{-i\omega_3 t} + c.c.] &= \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{d^2}{dt^2} [P_3 e^{-i\omega_3 t}] \\
 &= \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{d^2}{dt^2} [p_3 e^{i(k_1 - k_2)z} e^{-i\omega_3 t}] \\
 &= \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{d^2}{dt^2} [p_3 e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]}] \\
 &= \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \left\{ \frac{d}{dt} \frac{d}{dt} [p_3 e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]}] \right\} \\
 &= \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \left\{ \frac{d}{dt} [p_3 (-i\omega_3) e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]}] \right\} \\
 &= -\frac{1}{\varepsilon_0 c^2} p_3 \omega_3^2 e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]} \\
 &= -\frac{4\varepsilon_0 d_{eff} A_1 A_2^* \omega_3^2}{\varepsilon_0 c^2} e^{i[(k_1 - k_2)z - \omega_3 t]}
 \end{aligned}$$

$$= -\frac{4d_{\text{eff}}A_1A_2^*\omega_3^2}{c^2}e^{i[(k_1-k_2)z-\omega_3t]} + c.c. \quad (3.8.3)$$

แทนสมการที่ (3.8.1), (3.8.2) และ (3.8.3) ในสมการที่ (3.8) ได้สมการดังสมการที่ (3.9)

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - A_3k_3^2 \right] e^{i(k_3z-\omega_3t)} + c.c. - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left[A_3\omega_3^2 + \frac{d^2A_3}{dt^2} \right] e^{i(k_3z-\omega_3t)} + c.c. \\ & = -\frac{4d_{\text{eff}}A_1A_2^*\omega_3^2}{\varepsilon c^2} e^{i[(k_1-k_2)z-\omega_3t]} + c.c. \end{aligned} \quad (3.9)$$

เมื่อ $d_{\text{eff}} = \frac{1}{2}\chi^{(2)}$ ดังนั้นสมการที่ (3.9) เขียนได้ดังสมการที่ (3.10)

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - A_3k_3^2 \right] e^{i(k_3z-\omega_3t)} + c.c. - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)}{c^2} \left[A_3\omega_3^2 + \frac{d^2A_3}{dt^2} \right] e^{i(k_3z-\omega_3t)} + c.c. \\ & = -\frac{2\chi^{(2)}A_1A_2^*\omega_3^2}{\varepsilon c^2} e^{i[(k_1-k_2)z-\omega_3t]} + c.c. \end{aligned}$$

หรือ

$$\begin{aligned} & \left[\frac{d^2A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - A_3k_3^2 - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)A_3\omega_3^2}{c^2} + \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)d^2A_3}{c^2 dt^2} \right] e^{i(k_3z-\omega_3t)} + c.c. \\ & = -\frac{2\chi^{(2)}A_1A_2^*\omega_3^2}{c^2} e^{i[(k_1-k_2)z-\omega_3t]} + c.c. \end{aligned} \quad (3.10)$$

สมการที่ (3.10) สามารถละเทอม $\exp(-i\omega_3t)$ และ $c.c.$ ได้

$$\frac{d^2A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)A_3\omega_3^2}{c^2} = \frac{-2\chi^{(2)}\omega_3^2}{c^2} A_1A_2^* e^{i(k_1-k_2-k_3)z} \quad (3.11)$$

เมื่อ $k_3^2 = \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_3)\omega_3^2}{c^2}$ ดังนั้นสมการที่ (3.11) จัดรูปใหม่ได้สมการที่ (3.12)

$$\frac{d^2A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} - k_3^2 A_3 = \frac{-2\chi^{(2)}\omega_3^2}{c^2} A_1A_2^* e^{i(k_1-k_2-k_3)z}$$

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} + 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{-2\chi^{(2)}\omega_3^2}{c^2} A_1 A_2^* e^{i(k_1 - k_2 - k_3)z} \quad (3.12)$$

ใช้การประมาณค่า (slowly varying amplitude approximation)

$$\left| \frac{d^2 A_3}{dz^2} \right| \ll \left| 2ik_3 \frac{dA_3}{dz} \right| \quad (3.13)$$

ดังนั้นสมการที่ (3.12) เป็น

$$2ik_3 \frac{dA_3}{dz} = \frac{-2\chi^{(2)}\omega_3^2}{c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta kz}$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta kz}$$

เมื่อ $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$

ในกรณีของลำแสงที่ความถี่ที่สาม (ω_3): $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ ได้โพลาไรซ์ คือ $P_3 = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_2^*$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta kz} \quad (3.14)$$

ในกรณีของลำแสงที่ความถี่ที่สอง (ω_2): $\omega_2 = \omega_1 - \omega_3$ ได้โพลาไรซ์ คือ $P_2 = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1 E_3^*$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2 c^2} A_1 A_3^* e^{i\Delta kz} \quad (3.15)$$

ในกรณีของลำแสงที่ความถี่แรก (ω_1): $\omega_1 = \omega_3 + \omega_2$ ได้โพลาไรซ์ คือ $P_1 = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_3 E_2$

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_1^2}{k_1 c^2} A_3 A_2^* e^{i\Delta kz} \quad (3.16)$$

จากสมการคัปเปิลโหมด (couple mode equation)

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2 c^2} A_1 A_3^* e^{i\Delta kz} \quad (3.17.1)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta kz} \quad (3.17.2)$$

เมื่อทำการอนุพันธ์อันดับที่สองสมการที่ (3.17.2) ได้สมการที่ (3.18)

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} \left[A_1 A_2^* (i\Delta k) + A_1 \frac{dA_2^*}{dz} + A_2^* \frac{dA_1}{dz} \right] e^{i\Delta kz} \quad (3.18)$$

ในกรณีนี้สันนิษฐานว่าเงื่อนไขเป็นความสมบูรณ์ของเฟส (perfect phase matching) หรือ $\Delta k = 0$ ดังนั้นจากสมการที่ (3.18) สามารถเขียนได้ดังสมการที่ (3.19)

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} \left[A_1 \frac{dA_2^*}{dz} + A_2^* \frac{dA_1}{dz} \right] \quad (3.19)$$

เมื่อ
$$\frac{dA_2^*}{dz} = -\frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1^* A_3 e^{-i\Delta kz} \quad (3.20)$$

จากสมการที่ (3.16), (3.20) และ (3.19) ได้สมการที่ (3.21)

$$\begin{aligned} \frac{d^2 A_3}{dz^2} &= \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} A_1 \left(-\frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1^* A_3 \right) \\ \frac{d^2 A_3}{dz^2} &= \frac{(\chi^{(2)})^2 \omega_3^2 \omega_2^2}{k_2 k_3 c^4} (A_1 A_1^* A_3) \end{aligned} \quad (3.21)$$

เมื่อ
$$\kappa^2 = \frac{(\chi^{(2)})^2 \omega_3^2 \omega_2^2}{k_2 k_3 c^4} |A_1|^2$$

ดังนั้นสมการที่ (3.21) จัดรูปใหม่ได้ดังสมการที่ (3.22)

$$\frac{d^2 A_3}{dz^2} = \kappa^2 A_3 \quad (3.22)$$

สมการผลเฉลยทั่วไปของสมการที่ (3.22) ดังสมการที่ (3.23)

$$A_3(z) = C \sinh(\kappa z) + D \cosh(\kappa z) \quad (3.23)$$

แก้สมการหาค่า $A_2(z)$ จาก

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1A_3^*e^{i\Delta kz} \quad (3.24.1)$$

$$\frac{dA_3^*}{dz} = -\frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} A_1^*A_2e^{-i\Delta kz} \quad (3.24.2)$$

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} \left[A_1A_3^*(i\Delta k) + A_1\frac{dA_3^*}{dz} + A_3^*\frac{dA_1}{dz} \right] e^{i\Delta kz} \quad (3.24.3)$$

เมื่อ $\Delta k = 0$ และ $A_1 =$ ค่าคงที่ จากสมการที่ (3.24.3) จัดรูปใหม่ได้

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1 \frac{dA_3^*}{dz} \quad (3.24.4)$$

แทนค่าสมการที่ (3.24.2) ในสมการที่ (3.24.4) ได้เป็นสมการที่ (3.24.5)

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2c^2} A_1 \left[-i\frac{\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3c^2} A_1^*A_2 \right]$$

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \frac{(\chi^{(2)})^2\omega_2^2\omega_3^2}{k_2k_3c^4} |A_1|^2 A_2$$

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \kappa^2 A_2 \quad (3.24.5)$$

ผลเฉลยทั่วไปของสมการที่ (3.24.5) ดังสมการที่ (3.25)

$$A_2(z) = C \sinh(\kappa z) + D \cosh(\kappa z) \quad (3.25)$$

การสันนิษฐานเงื่อนไขขอบเขต (the boundary conditions) เมื่อ

$$A_3(0) = 0 \quad , \quad A_2(0) \text{ มีค่าใดๆ}$$

ดังนั้นสมการที่ (3.23) เมื่อ $D = 0$ ได้

$$A_3(z) = C \sinh(\kappa z)$$

$$A_2(z) = A_2(0) \cosh(\kappa z) \quad (3.26)$$

$$A_3(z) = i \left(\frac{n_1 \omega_3}{n_3 \omega_1} \right)^{1/2} \frac{A_1}{|A_1|} A_2^*(0) \sinh(\kappa z) \quad (3.27)$$

สมการที่ (3.27) เป็นสมการค่าแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าเกิดจากผลต่างของความถี่ $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$

3.1.2 คำนวณหาค่าไดอิเล็กตริกของพลาสมา

การศึกษางานวิทยานิพนธ์เรื่องนี้เป็นการศึกษากระบวนการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ใน ตัวกลางที่เกิดการเหนี่ยวนำทำให้เกิดพลาสมาจากสนามไฟฟ้าของเลเซอร์ ดังนั้นหัวข้อนี้เป็นการ คำนวณหาค่าไดอิเล็กตริกของพลาสมาตามความสัมพันธ์ดังสมการที่ (3.28)

$$\varepsilon(\omega_1) = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega_1^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2} \quad (3.28)$$

เมื่อ N คือ ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนต่อหน่วยปริมาตร

e คือ ประจุของอิเล็กตรอน (1.602×10^{-19} C)

m คือ มวลของอิเล็กตรอน (9.109×10^{-31} kg)

ε_0 คือ ค่าคงที่ไดอิเล็กตริกในสุญญากาศ (8.85×10^{-12} F/m)

ω_1 คือ ความถี่เชิงมุมของสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ใส่เข้าไป (เฮิรตซ์)

ω_p คือ ความถี่พลาสมา (เฮิรตซ์)

3.1.3 คำนวณหาค่าความซึมซาบทางไฟฟ้า

งานวิจัยของวิทยานิพนธ์นี้ศึกษาเกี่ยวกับกระบวนการผลต่างของความถี่ที่กระบวนการอันดับ ที่สองของการตอบสนองแบบไม่เป็นเชิงเส้นของพลาสมา โดยค่าสภาพซึมซาบทางไฟฟ้าอันดับที่ สองแบบไม่เป็นเชิงเส้น ($\chi^{(2)}$) ของพลาสมาจาก[2]

$$\chi^{(2)} = \frac{\varepsilon_0^2 m a}{N^2 e^3} \chi^{(1)}(\omega_1 - \omega_2) \chi^{(1)}(\omega_1) \chi^{(1)}(-\omega_2) \quad (3.29)$$

เมื่อค่าความซึมซาบทางไฟฟ้าของพลาสมาแบบเชิงเส้นกำหนดโดย

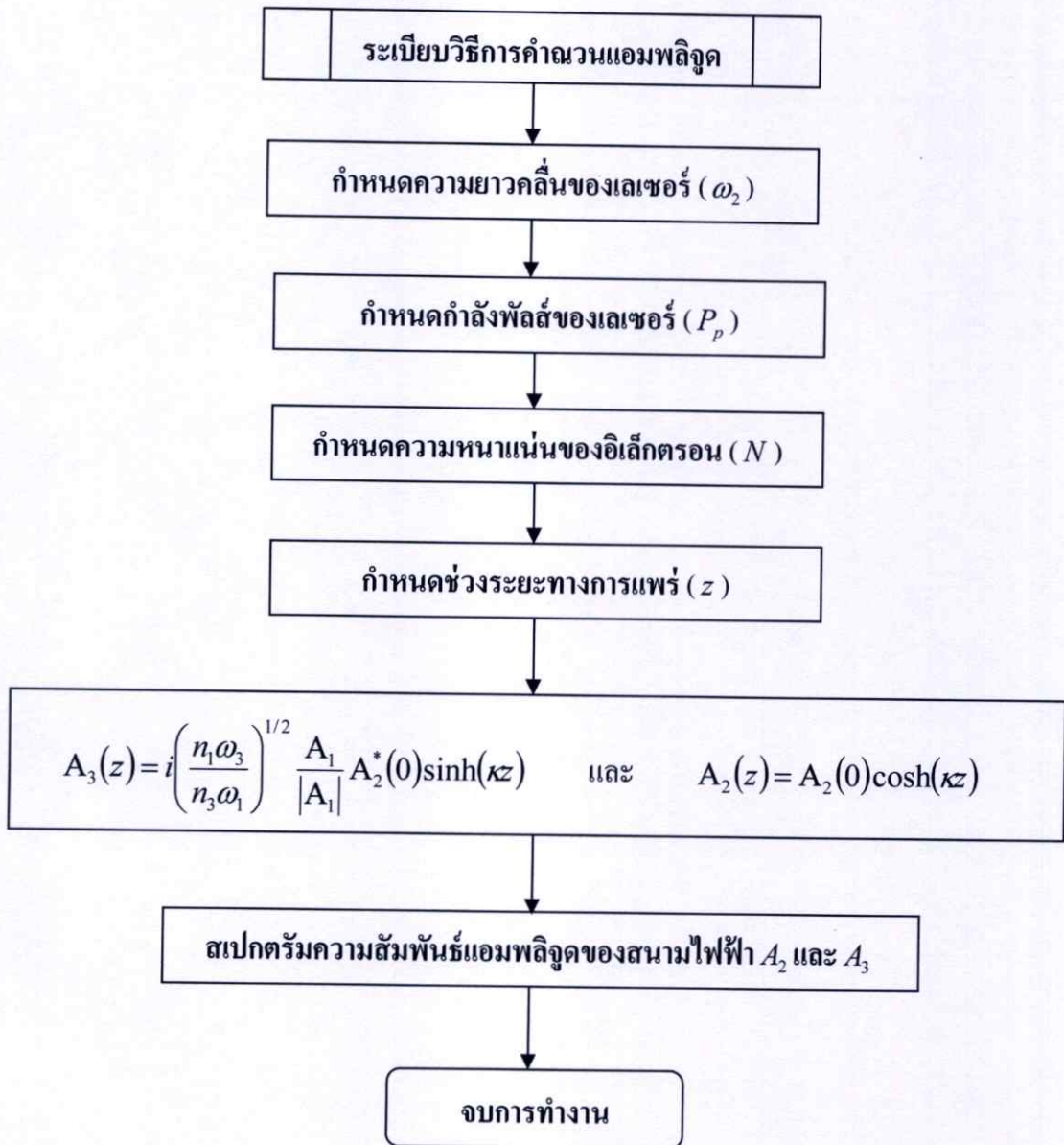
$$\chi^{(1)} = \varepsilon - 1 = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_1^2} \right) - 1 \quad (3.30)$$

เมื่อ a คือ รัศมีของอะตอม ดังนั้นค่าความซึมซาบทางไฟฟ้าอันดับที่สองแบบไม่เป็นเชิงเส้นสำหรับกระบวนการผลต่างของความถี่สามารถกำหนดโดยการใช้สมการที่ (3.29)

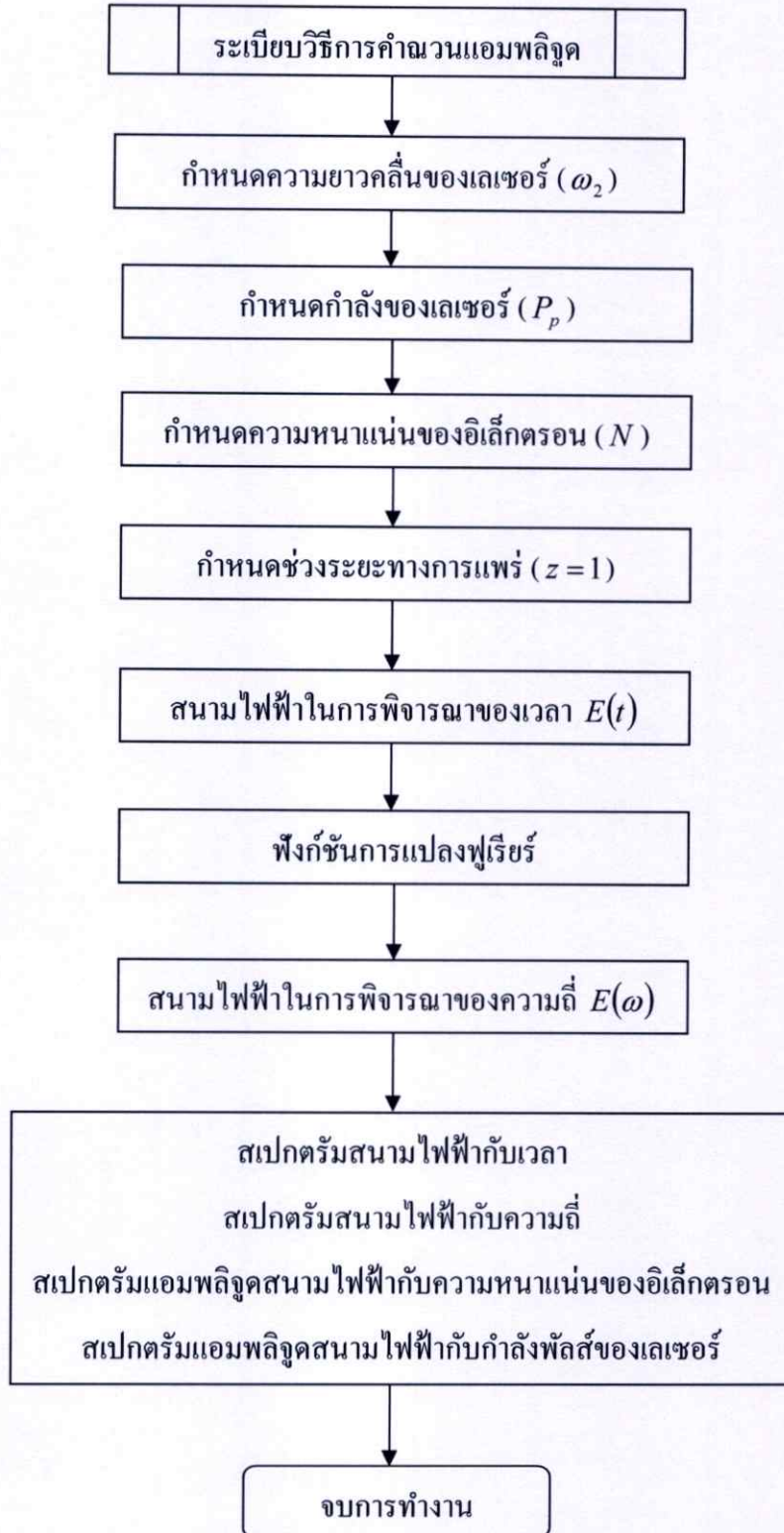
3.2 โปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการคำนวณ

เมื่อออกแบบจำลองสำหรับการศึกษารังสีเทระเฮิรตซ์จากแบบจำลองตามแผนภาพดังรูปที่ 3.1 ได้นำมาสร้างโปรแกรมสำหรับการคำนวณและแสดงผลเพื่ออธิบายการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ โดยในการออกแบบโปรแกรมได้แบ่งโปรแกรมออกเป็น 2 ส่วนด้วยกัน คือ ส่วนแรกเป็นโปรแกรมการคำนวณความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ใส่เข้าไป (A_2) กับแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ได้ (A_3) แผนผังการทำงานและขั้นตอนการคำนวณแสดงดังรูปที่ 3.3 ขั้นตอนการทำงานของโปรแกรมเริ่มต้นจากการกำหนดค่าคงที่ต่าง ๆ ได้แก่ ความยาวคลื่นที่ใช้ในการพิจารณา, กำลังของเลเซอร์, ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน และระยะทางการแพร่ของคลื่น ซึ่งผลลัพธ์ที่ได้เป็นสเปกตรัมความสัมพันธ์แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้า (A_2 และ A_3) กับระยะทางการแพร่ของคลื่น ดังแสดงไว้ในบทที่ 4

ส่วนที่สองเป็นโปรแกรมการคำนวณสนามไฟฟ้ากับค่าพารามิเตอร์ (เวลา, ความถี่, ความหนาแน่นของอิเล็กตรอน, และกำลังเลเซอร์) แผนผังการทำงานและขั้นตอนการคำนวณแสดงดังรูปที่ 3.4 ในส่วนที่สองเมื่อโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้รับค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ แล้วจึงแทนค่าเหล่านี้ลงในสมการสนามไฟฟ้าที่ขึ้นอยู่กับเวลาจากนั้นใช้วิธีการแปลงฟูเรียร์ได้สมการสนามไฟฟ้าขึ้นอยู่กับความถี่ ผลลัพธ์ที่ได้จากการคำนวณ คือ สเปกตรัมของสนามไฟฟ้ากับความถี่ สเปกตรัมแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากับความหนาแน่นของอิเล็กตรอน และสเปกตรัมแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากับกำลังพัลส์ของเลเซอร์



รูปที่ 3.3 แสดงแผนผังการทำงาน โปรแกรมการคำนวณความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ใส่เข้าไป (A_2) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าเลเซอร์ที่ได้ (A_3)



รูปที่ 3.4 แสดงแผนผังการทำงาน โปรแกรมการคำนวณแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับค่าพารามิเตอร์ต่าง ๆ

3.3 ขั้นตอนการศึกษาการเปรียบเทียบผลการคำนวณของโปรแกรมที่ออกแบบกับงานวิจัยที่ผ่านมา

หัวข้อนี้เป็นการศึกษาเพื่อตรวจสอบความถูกต้องของโปรแกรมการคำนวณที่ออกแบบ โดยทำการเปรียบเทียบกับผลการคำนวณและทดลองการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์จากงานวิจัยที่นำมา อ้างอิง จากหัวข้อ 3.2 การออกแบบโปรแกรมการคำนวณในส่วนแรกเป็นการหาความสัมพันธ์ แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากับระยะทางการแพร่ของคลื่น เพื่อความถูกต้องของสมการที่นำมา คำนวณจึงเปรียบเทียบผลการคำนวณของวิทยานิพนธ์นี้กับข้อมูลอ้างอิง [2] ผลการเปรียบเทียบ แสดงไว้ในบทที่ 4 หัวข้อ 4.1

ในการทดลองของงานวิจัยที่นำมาอ้างอิง [11] (ตามแผนภาพรูปที่ 3.1) ใช้เลเซอร์แบบ พัลส์ความยาวคลื่น λ_1 (ที่ ω_1) มีค่าเป็น 800 นาโนเมตร แพร่ผ่านผลึกเบตาแบเรียมโบเรท (BBO) ทำให้เกิดลำแสงตรวจวัด (probe beam) ความยาวคลื่น λ_2 (ω_2) มีค่าเป็น 400 นาโนเมตร พลังงาน ของพัลส์มีค่าเป็น 150 ไมโครจูล การเปรียบเทียบนำมาแสดงมีด้วยกัน 3 แบบ คือ

แบบที่ 1 เป็นการเปรียบเทียบสเปกตรัมสนามไฟฟ้าฟังก์ชันของเวลาที่ได้จากการทดลอง ของงานวิจัยที่นำมาเอกสารอ้างอิง [11] กับผลการคำนวณจากโปรแกรมการคำนวณที่สร้างขึ้น

แบบที่ 2 เป็นเปรียบเทียบสเปกตรัมค่าความเข้มของสนามไฟฟ้าฟังก์ชันของความถี่ที่ได้ จากการทดลองของงานวิจัยที่นำมาเอกสารอ้างอิง [11] กับผลการคำนวณจากโปรแกรมการคำนวณ ที่สร้างขึ้น

แบบที่ 3 เป็นการเปรียบเทียบสเปกตรัมระหว่างแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับกำลังพัลส์ของ เลเซอร์ที่ได้จากการทดลองของงานวิจัยที่นำมาเอกสารอ้างอิง [11] กับผลการคำนวณที่ได้จาก โปรแกรมการคำนวณที่สร้างขึ้น

ผลการเปรียบเทียบทั้ง 3 แบบทั้งหมดที่ได้กล่าวมาได้แสดงไว้ในบทที่ 4 หัวข้อ 4.1

3.4 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัดมีค่าต่างๆ

การเกิดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัด (ω_2) มีค่าต่างๆ ในการศึกษาทำ โดยกำหนดค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด (λ_2) ที่ความถี่ ω_2 และกำหนดค่าความยาวคลื่นเริ่มต้น (λ_1) ที่ความถี่ ω_1 มีขั้นตอนการคำนวณดังนี้

- 1.) กำหนดความยาวคลื่น λ_1 มีค่าเป็น 800 นาโนเมตร
- 2.) กำหนดความยาวคลื่น λ_2 มีค่าดังตารางที่ 3.1

ตารางที่ 3.1 ค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดที่ใช้สำหรับการคำนวณ

ค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด (นาโนเมตร)						
100	200	300	400	500	600	700

3.) แทนค่าคงที่ต่างๆ ที่กำหนดจากข้อ 1.) ถึงข้อ 2.) ลงในโปรแกรมเพื่อคำนวณและพลอต กราฟความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ (ω_3) กับเวลา และกราฟความสัมพันธ์ระหว่างสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ (ω_3) กับความถี่

3.5 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่างๆ

การเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่างๆ ในการศึกษาเพื่อพิจารณาสำหรับการศึกษาเรื่องนี้ใช้เลเซอร์แบบพัลส์จากความสัมพันธ์ของกำลังพัลส์ประมาณอัตราส่วนระหว่างพลังงานของพัลส์ต่อระยะเวลาของพัลส์แสดงดังสมการที่ 3.31 [12]

$$P_p \approx \frac{E_p}{\tau_p} \quad (3.31)$$

เมื่อ P_p คือ กำลังพัลส์สูงสุด (Peak pulse power) หน่วย วัตต์ (W)

E_p คือ พลังงานของพัลส์ (Pulse energy) หน่วย จูล (J)

τ_p คือ ระยะเวลาของพัลส์ (Pulse duration) หน่วย วินาที (s)

จากสมการที่ 3.31 นำเข้าสู่การคำนวณในโปรแกรมสำหรับใช้ในการคำนวณ ซึ่งมีขั้นตอนการคำนวณดังต่อไปนี้

- 1.) กำหนดค่าความยาวคลื่น λ_1 มีค่าเป็น 800 นาโนเมตร
- 2.) กำหนดกำลังพัลส์ของเลเซอร์ (P_p) มีค่าเป็นช่วงจาก 2 ถึง 200 ไมโครวัตต์
- 3.) แทนค่าคงที่ต่าง ๆ ที่กำหนดจากข้อ 1.) ถึงข้อ 2.) ลงในโปรแกรมเพื่อคำนวณและพลอต กราฟความสัมพันธ์ระหว่างแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากับกำลังพัลส์ของเลเซอร์

3.6 ขั้นตอนการศึกษาการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่างๆ

การเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (N) มีค่าต่าง ๆ ตามความสัมพันธ์ดังสมการที่ 3.29 และแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ตามความสัมพันธ์ดังสมการที่ 3.27 มีขั้นตอนการคำนวณดังนี้

- 1.) กำหนดค่าความยาวคลื่น λ_1 มีค่าเป็น 800 นาโนเมตร
- 2.) กำหนดค่าความยาวคลื่น λ_2 มีค่าดังตารางที่ 3.1
- 3.) กำหนดค่าระยะทางการแพร่ของคลื่น (z) ความถี่เทระเฮิรตซ์ มีค่าเป็น 1 เมตร
- 4.) กำหนดความหนาแน่นของอิเล็กตรอน (N) หน่วยต่อลูกบาศก์เมตร (m^{-3}) มีค่าเป็นช่วงจาก 1×10^{22} ถึง 100×10^{22} หน่วยต่อลูกบาศก์เมตร
- 5.) แทนค่าคงที่ต่าง ๆ ที่กำหนดจากข้อ 1.) ถึงข้อ 4.) ลงในโปรแกรมเพื่อคำนวณและพลอต กราฟความสัมพันธ์แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ากับความหนาแน่นของอิเล็กตรอน

3.7 ขั้นตอนการศึกษาค่าประสิทธิภาพของการสร้างรังสีเทระเฮิรตซ์

การศึกษาค่าประสิทธิภาพของการสร้างรังสีเทระเฮิรตซ์ (Frequency Conversion efficiency: η) เท่ากับความเข้มสนามไฟฟ้าของความถี่เทระเฮิรตซ์ ($|E_3|^2$) ส่วนด้วยความเข้มสนามไฟฟ้าของลำแสงตรวจวัด ($|E_2|^2$) แสดงความสัมพันธ์ดังสมการที่ 3.32

$$\eta = \frac{|E_3|^2}{|E_2|^2} \quad (3.32)$$

ขั้นตอนนี้เป็นการศึกษาหาความสัมพันธ์ประสิทธิภาพของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ โดยได้ทำการคำนวณเปรียบเทียบ 2 ส่วน คือ ส่วนแรกเป็นการศึกษาความสัมพันธ์ของประสิทธิภาพของสนามไฟฟ้าเมื่อระยะทางการแพร่ของคลื่นมีการเปลี่ยนแปลง ส่วนที่สองเป็นการศึกษาความสัมพันธ์ของประสิทธิภาพของสนามไฟฟ้าเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่าอยู่ในช่วง 100 นาโนเมตร ถึง 700 นาโนเมตร

บทที่ 4

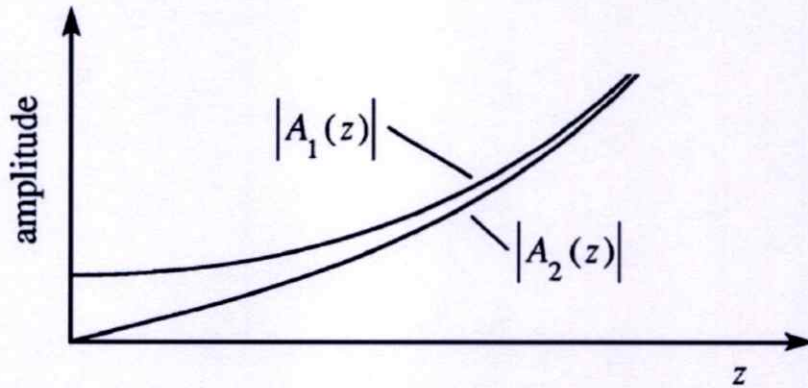
ผลการคำนวณและวิเคราะห์ผล

ในบทนี้กล่าวถึง ผลการคำนวณและการวิเคราะห์ผลการคำนวณของการศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศด้วยการใช้กระบวนการผลต่างของความถี่ โดยประกอบไปด้วยการเปรียบเทียบผลการคำนวณจากโปรแกรมสำหรับการคำนวณและนำผลการคำนวณจากโปรแกรมเปรียบเทียบกับผลการทดลองของงานวิจัยที่ผ่านมา ผลการคำนวณและการอภิปรายผลการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัด (probe beam) มีค่าต่างๆ ผลการคำนวณและการอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดของรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่างๆ ผลการคำนวณและการอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดของรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่างๆ และผลการคำนวณและการอภิปรายผลค่าประสิทธิภาพความเข้มการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์

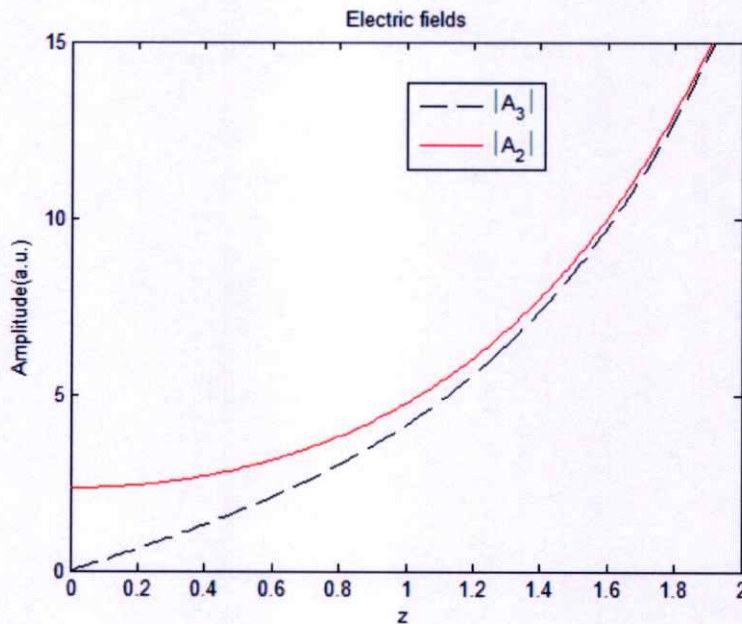
4.1 การเปรียบเทียบผลการคำนวณของโปรแกรมที่ออกแบบกับงานวิจัยที่ผ่านมา

การสร้างโปรแกรมการคำนวณสำหรับงานวิจัยนี้ใช้ความสัมพันธ์แอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าสมการที่ 3.26 และ 3.27 เพื่อตรวจสอบความถูกต้องของโปรแกรมที่ออกแบบ เมื่อทำการคำนวณด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์ได้ผลการคำนวณแสดงดังกราฟรูปที่ 4.2 และเปรียบเทียบกับผลการคำนวณที่มีอยู่แล้วของเอกสารอ้างอิง [2] ตามกราฟรูปที่ 4.1 จากการเปรียบเทียบของกราฟรูปที่ 4.1 และ 4.2 พบว่า กราฟทั้งสองมีลักษณะของเส้นกราฟที่มีแนวโน้มไปในทางเดียวกัน ซึ่งกราฟรูปที่ 4.1 อธิบายถึงแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าลำแสงตรวจวัด ($|A_1(z)|$) กับแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่เกิด ($|A_2(z)|$) เทียบกับระยะทางการแพร่ของคลื่น เมื่อระยะทางการแพร่ของคลื่นมีค่าเพิ่มขึ้นแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่เป็นลำแสงตรวจวัดกับแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าที่เกิดมีค่าเพิ่มขึ้นด้วยเช่นกัน โดยค่าแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่เกิดมีค่าไม่เกินค่าแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่เป็นลำแสงตรวจวัด และเช่นเดียวกับผลที่ได้จากการคำนวณโดยใช้โปรแกรมการคำนวณแสดงผลการคำนวณดังกราฟรูปที่ 4.2 จากกราฟเส้นทึบ (สีแดง) เป็นแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้าที่เป็นลำแสงตรวจวัด ($|A_2|$) และกราฟเส้นประ เป็นแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าที่เกิด ($|A_3|$) (แอมพลิจูดสนามไฟฟ้า

ความถี่เทระเฮิรตซ์) ดังนั้นสมการที่ใช้สำหรับการสร้างโปรแกรมการคำนวณสามารถนำมาใช้คำนวณในงานวิจัยต่อไป

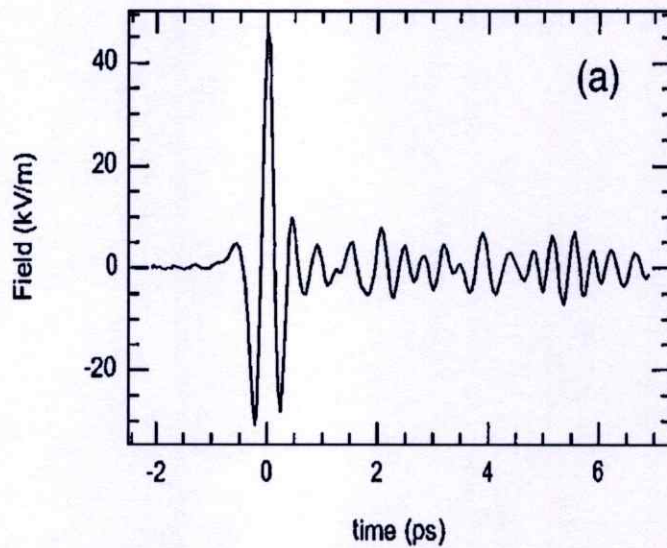


รูปที่ 4.1 กราฟแสดงความสัมพันธ์แอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับระยะทางการแพร่ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าลำแสงตรงจวด ($|A_1(z)|$) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าความถี่ที่เกิด ($|A_2(z)|$) จากเอกสารอ้างอิง [2]

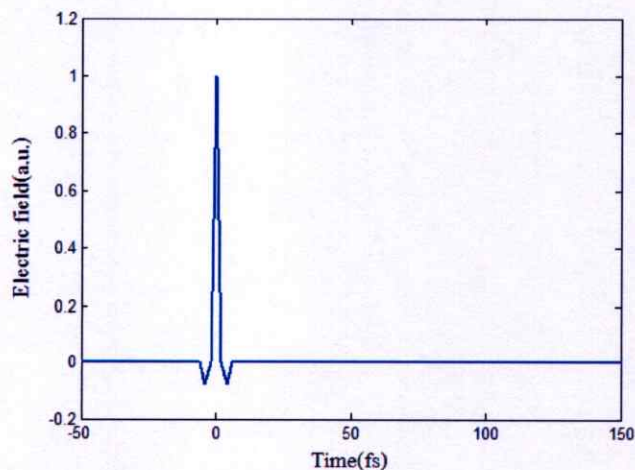


รูปที่ 4.2 กราฟแสดงความสัมพันธ์แอมพลิจูดสนามไฟฟ้ากับระยะทางการแพร่ของแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าลำแสงตรงจวด ($|A_2|$) และแอมพลิจูดสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ ($|A_3|$)

การเปรียบเทียบผลการทดลองกับผลการคำนวณของสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา โดยจากรูปที่ 4.3 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลาที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11] และรูปที่ 4.4 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ผู้วิจัยพัฒนาขึ้น ผลการเปรียบเทียบพบว่าสเปกตรัมจากผลการทดลอง(รูปที่ 4.3) ให้ลักษณะของสเปกตรัมที่คล้ายคลึงกับผลการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณที่ผู้วิจัยออกแบบขึ้น (รูปที่ 4.4)

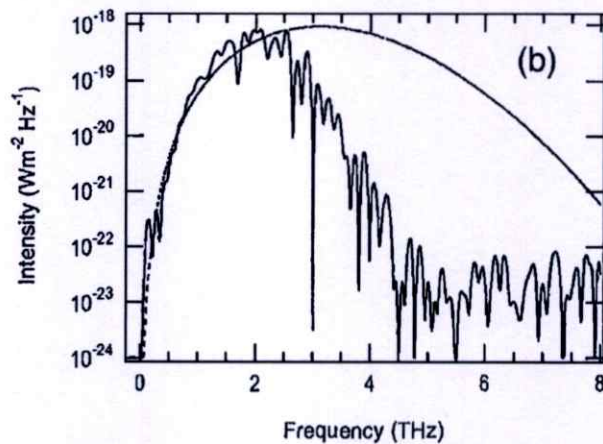


รูปที่ 4.3 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลาที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11]

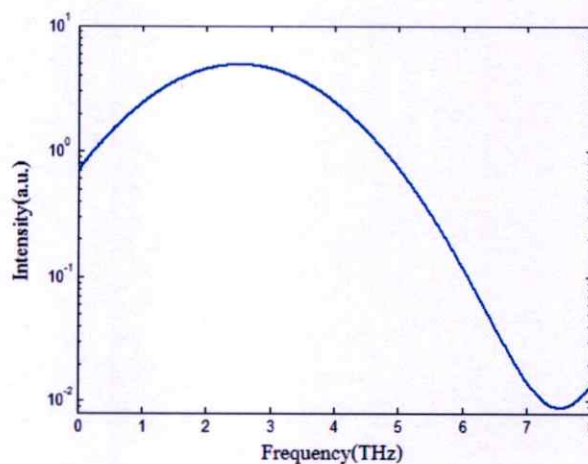


รูปที่ 4.4 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ

ต่อมาเป็นการเปรียบเทียบผลการทดลองกับผลการคำนวณของสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ที่ขึ้นกับความถี่ โดยจากรูปที่ 4.5 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11] และรูปที่ 4.6 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณที่ผู้วิจัยพัฒนาขึ้น ผลการเปรียบเทียบพบว่าสเปกตรัมจากผลการทดลอง (รูปที่ 4.5) ให้ลักษณะสเปกตรัมที่คล้ายคลึงกับผลการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณที่ผู้วิจัยออกแบบขึ้น (รูปที่ 4.6) ซึ่งกราฟทั้งสองมีค่าตำแหน่งความถี่ของการเกิดคลื่นอยู่ที่ประมาณ 2 เทระเฮิรตซ์

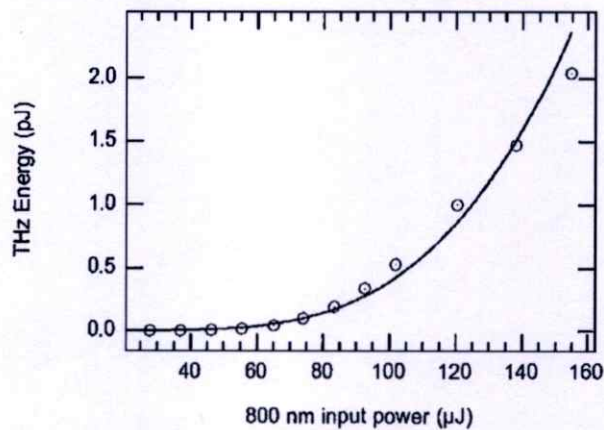


รูปที่ 4.5 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มสนามไฟฟ่ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11]

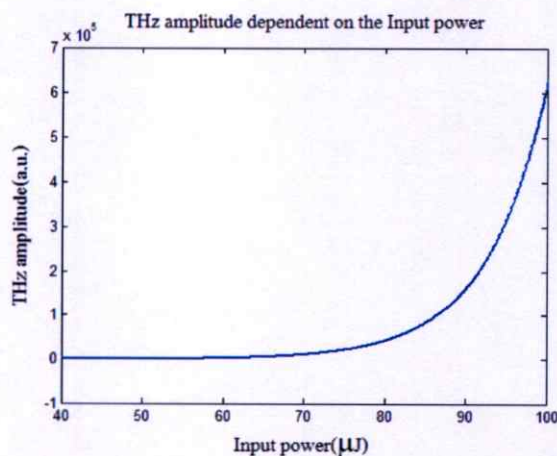


รูปที่ 4.6 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ

การเปรียบเทียบผลการทดลองกับผลการคำนวณของสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของคลื่นรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์ของเลเซอร์ โดยจากรูปที่ 4.7 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์ของเลเซอร์ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11] และรูปที่ 4.8 แสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้าของรังสีเทระเฮิรตซ์ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณที่ผู้วิจัยพัฒนาขึ้น ผลการเปรียบเทียบพบว่าสเปกตรัมจากผลการทดลอง(รูปที่ 4.7) ให้ลักษณะสเปกตรัมที่คล้ายกับผลการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณที่ผู้วิจัยออกแบบขึ้น(รูปที่ 4.8) จากผลการเปรียบเทียบทั้งหมดที่ได้กล่าวมาข้างต้น แสดงให้เห็นว่าโปรแกรมคอมพิวเตอร์ที่ผู้วิจัยออกแบบขึ้นนั้นให้ผลการคำนวณเป็นไปในทิศทางเดียวกันกับงานวิจัยที่ผ่านมาและสามารถนำไปศึกษาในงานวิจัยต่อไป



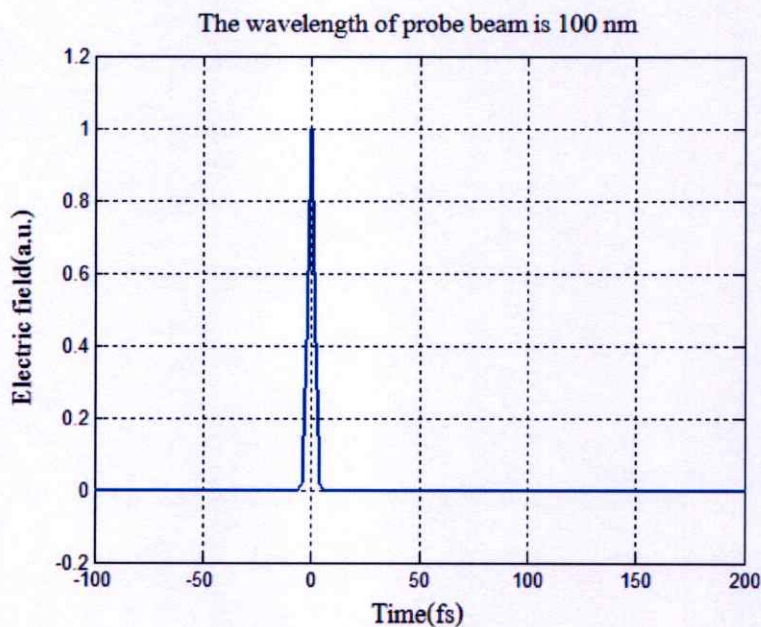
รูปที่ 4.7 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างพลังงานของรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์ของเลเซอร์ที่ได้จากการทดลองจากเอกสารอ้างอิง [11]



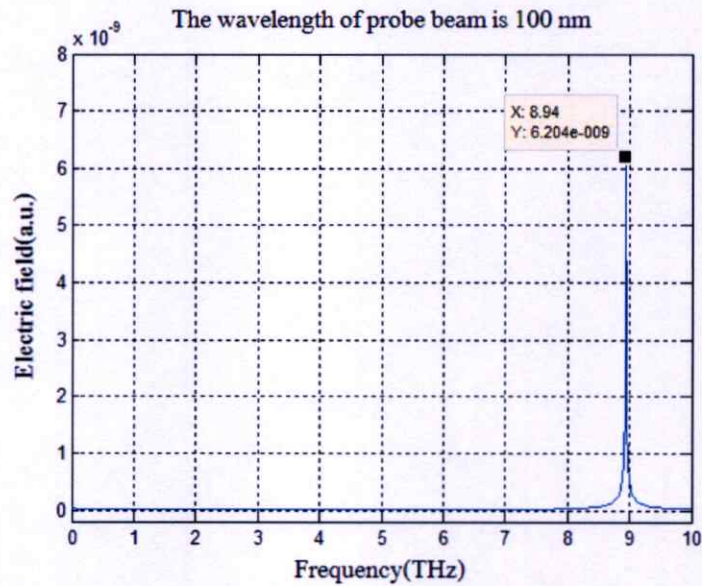
รูปที่ 4.8 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างแอมพลิจูดของสนามไฟฟารังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์เลเซอร์ ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณ

4.2 ผลการคำนวณและอธิบายผลการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อลำแสงตรวจวัดมีค่าต่างๆ

ผลการศึกษาในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้ให้ผลลัพธ์เชิงอุดมคติ เพื่อแสดงการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ด้วยกระบวนการผลต่างของความถี่ การแสดงผลการศึกษามีความแตกต่างจากงานวิจัยอื่น ๆ ที่ผ่านมาจากโปรแกรมการคำนวณที่ได้ทำการเปรียบเทียบผลการคำนวณกับผลการทดลองของงานวิจัยอื่นดังกล่าวมาแล้วในหัวข้อ 4.1 ในส่วนของขั้นตอนการศึกษานี้ ผู้ทำการศึกษาทำการแสดงผลการเกิดสนามไฟฟ้าของรังสีความถี่เทระเฮิรตซ์เมื่อค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่าเป็น 100, 200, 300, 400, 500, 600, และ 700 นาโนเมตรตามลำดับ โดยผลการคำนวณที่ได้แสดงเป็น รูปที่ 4.9 และ 4.10 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีความยาวคลื่นเป็น 100 นาโนเมตร และรูปที่ 4.10 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 8.94 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 6.204×10^{-9} a.u.

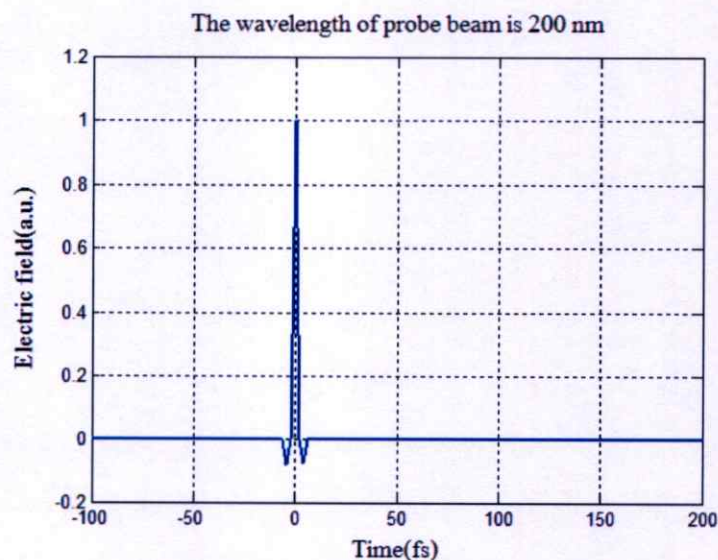


รูปที่ 4.9 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลาที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 100 นาโนเมตร

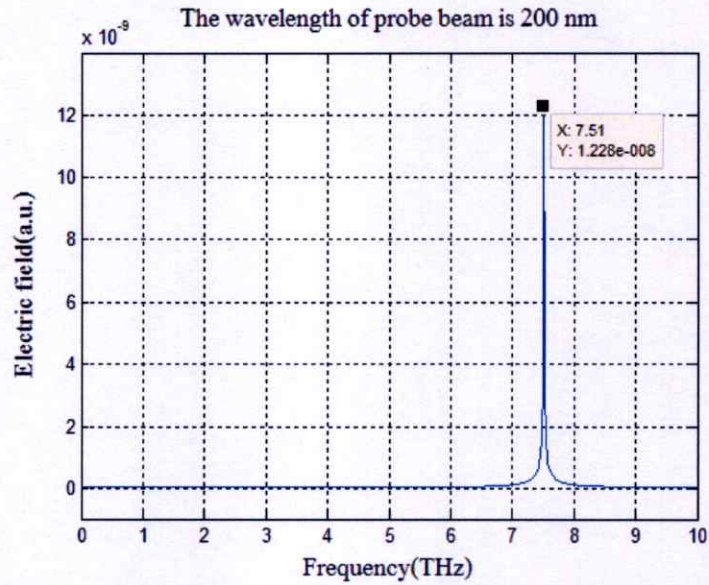


รูปที่ 4.10 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 100 นาโนเมตร

รูปที่ 4.11 และ 4.12 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีความยาวคลื่นเป็น 200 นาโนเมตร และรูปที่ 4.12 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 7.510 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 12.280×10^{-9} a.u.

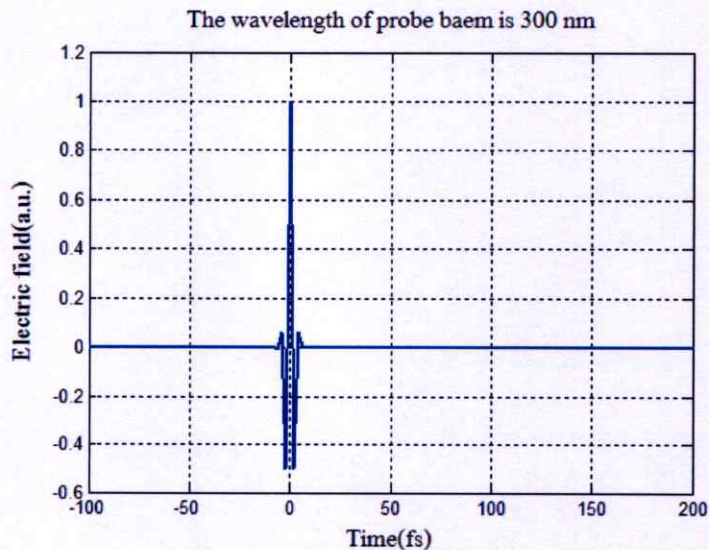


รูปที่ 4.11 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 200 นาโนเมตร

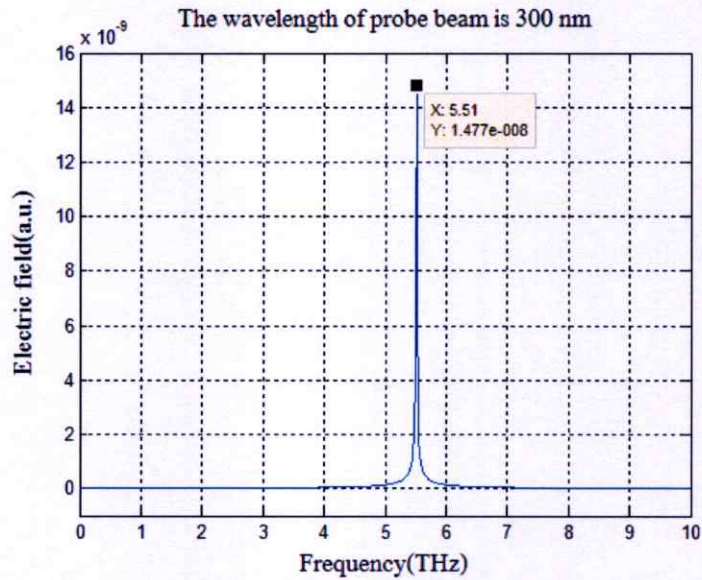


รูปที่ 4.12 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 200 นาโนเมตร

รูปที่ 4.13 และ 4.14 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีความยาวคลื่นเป็น 300 นาโนเมตร และรูปที่ 4.14 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 5.510 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ ประมาณ 14.770×10^{-9} a.u.

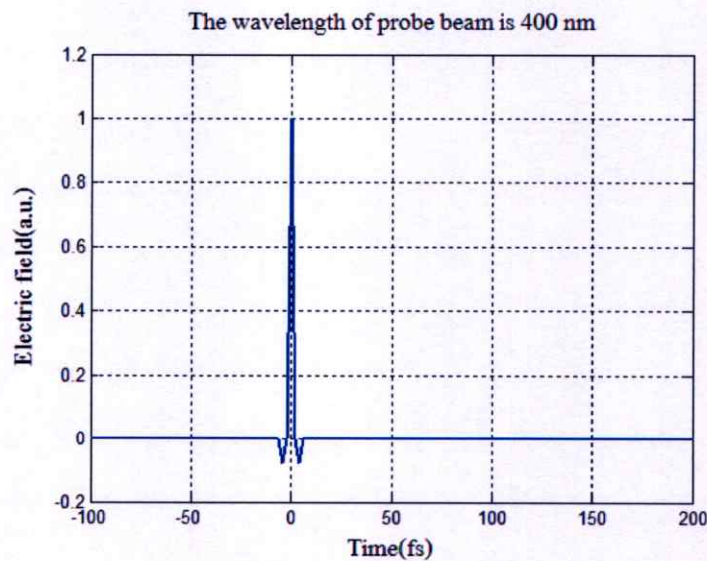


รูปที่ 4.13 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 300 นาโนเมตร

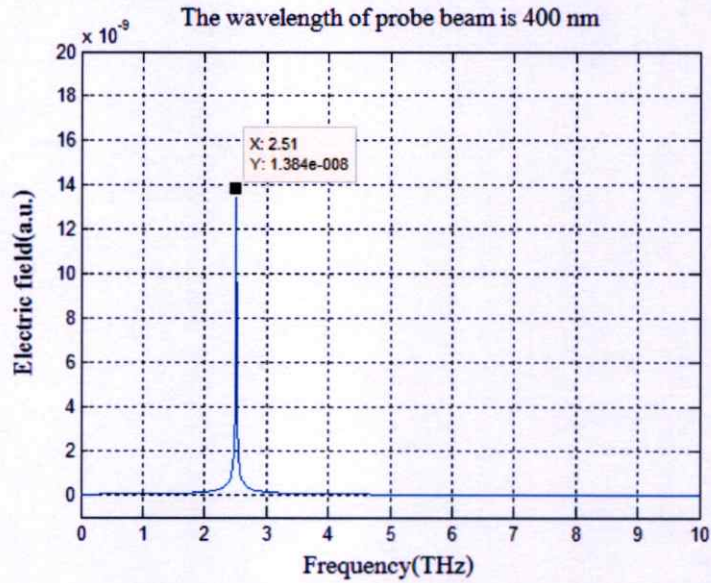


รูปที่ 4.14 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 300 นาโนเมตร

รูปที่ 4.15 และ 4.16 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีความยาวคลื่นเป็น 400 นาโนเมตร และรูปที่ 4.16 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 2.510 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 13.840×10^{-9} a.u.

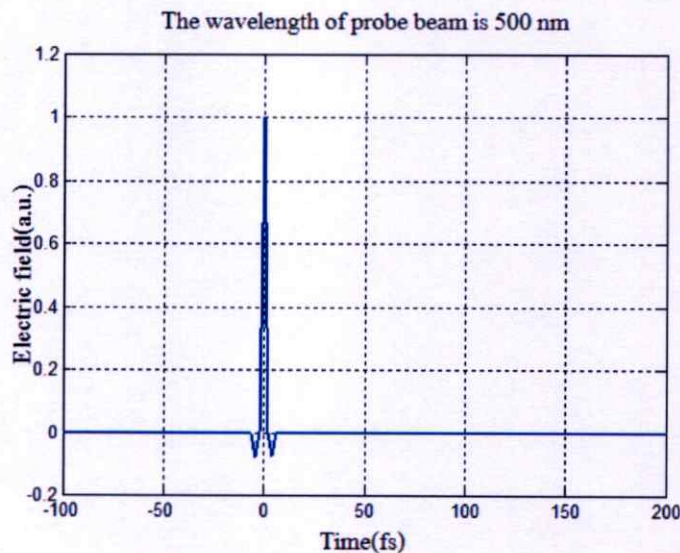


รูปที่ 4.15 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 400 นาโนเมตร

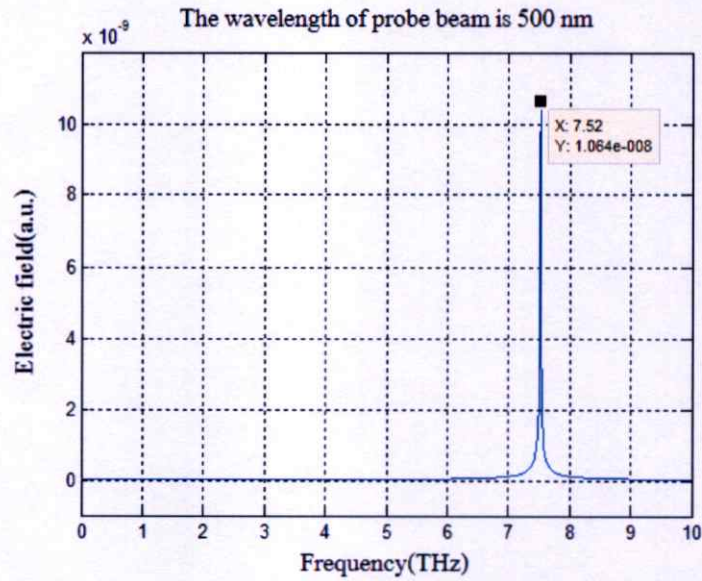


รูปที่ 4.16 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 400 นาโนเมตร

รูปที่ 4.17 และ 4.18 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีค่าความยาวคลื่นเป็น 500 นาโนเมตร และรูปที่ 4.18 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 7.520 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 10.640×10^{-9} a.u.

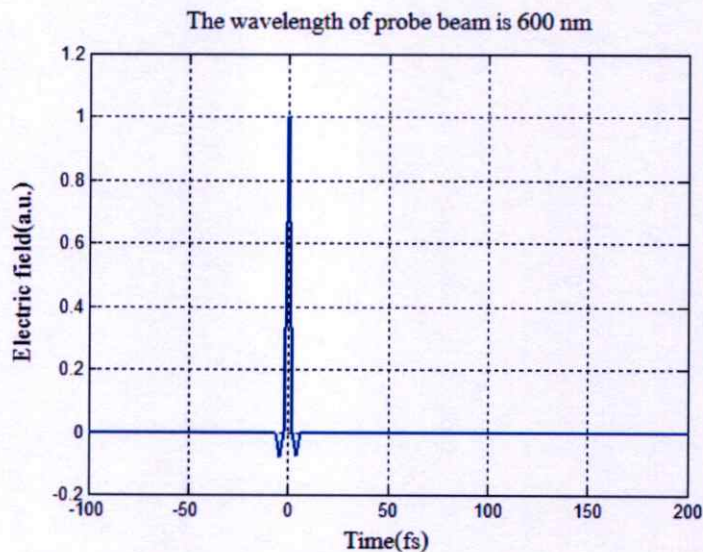


รูปที่ 4.17 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 500 นาโนเมตร

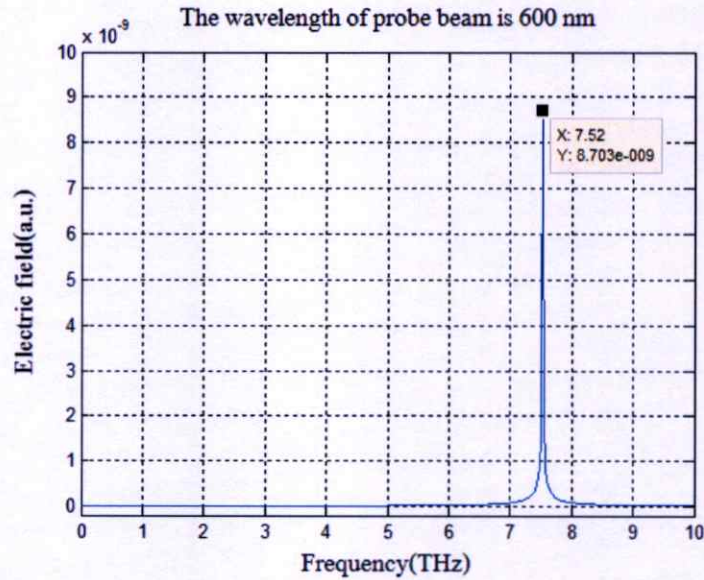


รูปที่ 4.18 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 500 นาโนเมตร

รูปที่ 4.19 และ 4.20 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ที่ลำแสงตรวจวัดมีความยาวคลื่นเป็น 600 นาโนเมตร และรูปที่ 4.20 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 7.520 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 8.703×10^{-9} a.u.

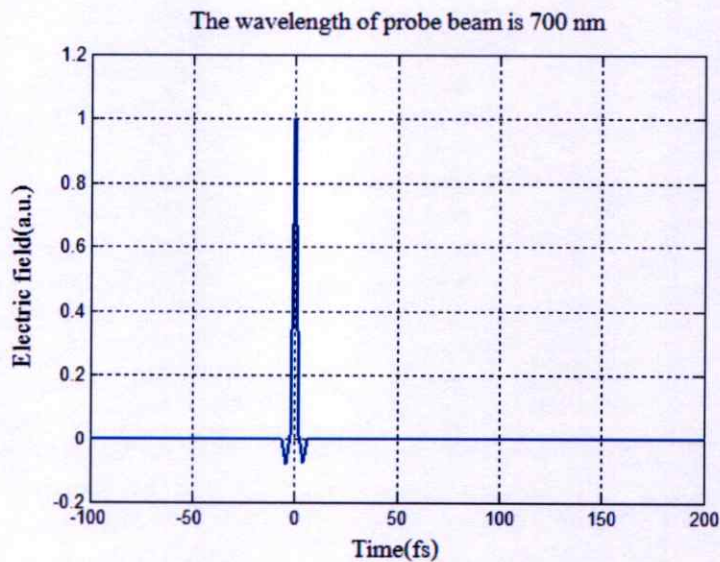


รูปที่ 4.19 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 600 นาโนเมตร

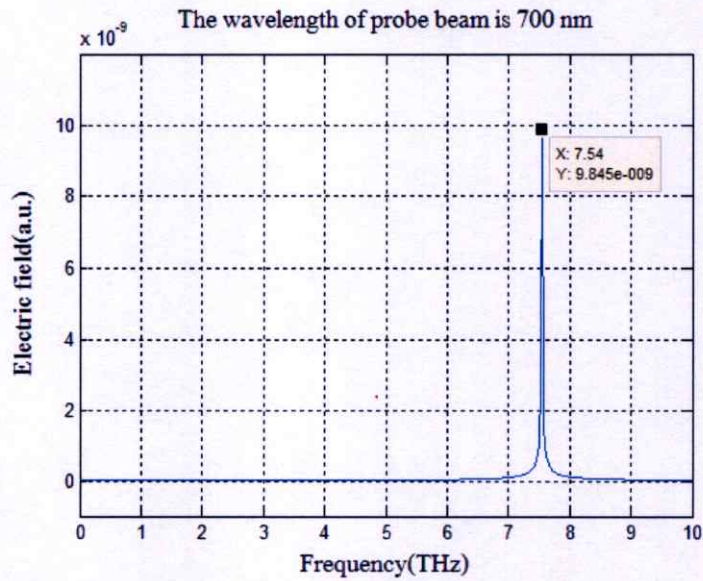


รูปที่ 4.20 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 600 นาโนเมตร

รูปที่ 4.21 และ 4.22 เป็นสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและสเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของความถี่ลำแสงตรวจวัดมีค่าความยาวคลื่นเป็น 700 นาโนเมตร และรูปที่ 4.22 ผลการคำนวณที่ได้แสดงค่าความถี่ที่เกิดอยู่ที่ประมาณ 7.540 เทระเฮิรตซ์ และค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ประมาณ 9.840×10^{-9} a.u.



รูปที่ 4.21 กราฟแสดงสเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของเวลา ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 700 นาโนเมตร



รูปที่ 4.22 กราฟแสดงสเปกตรัมความเข้มของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ในฟังก์ชันของความถี่ ที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่า 700 นาโนเมตร

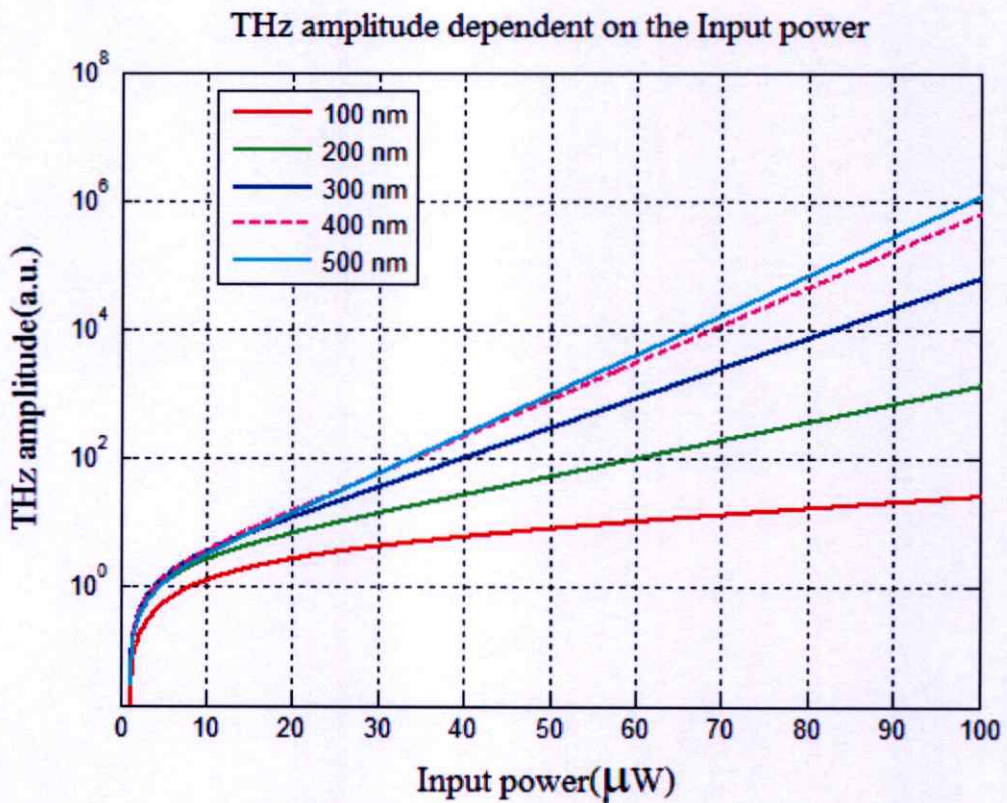
จากการศึกษาในส่วนนี้แสดงถึงค่าความยาวของลำแสงตรวจวัดมีผลต่อค่าความถี่ของคลื่นสนามไฟฟ้าที่เกิดขึ้นและยังส่งผลต่อค่าสนามไฟฟ้าที่ได้ด้วย โดยค่าความถี่ของสนามไฟฟ้าและค่าสนามไฟฟ้าที่เกิดแต่ละความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดสามารถสรุปเป็นตาราง และแสดงผลดังตารางที่ 4.1

ตารางที่ 4.1 แสดงค่าความถี่และค่าสนามไฟฟ้าแต่ละสนามไฟฟ้าของความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัดแต่ละค่า

ค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด (นาโนเมตร)	ค่าความถี่ (เทระเฮิรตซ์)	ค่าสนามไฟฟ้า (a.u.)
100	8.940	6.200×10^{-9}
200	7.510	12.280×10^{-9}
300	5.510	14.770×10^{-9}
400	2.510	13.840×10^{-9}
500	7.520	10.640×10^{-9}
600	7.520	8.703×10^{-9}
700	7.540	9.845×10^{-9}

4.3 ผลการคำนวณและอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าต่างๆ

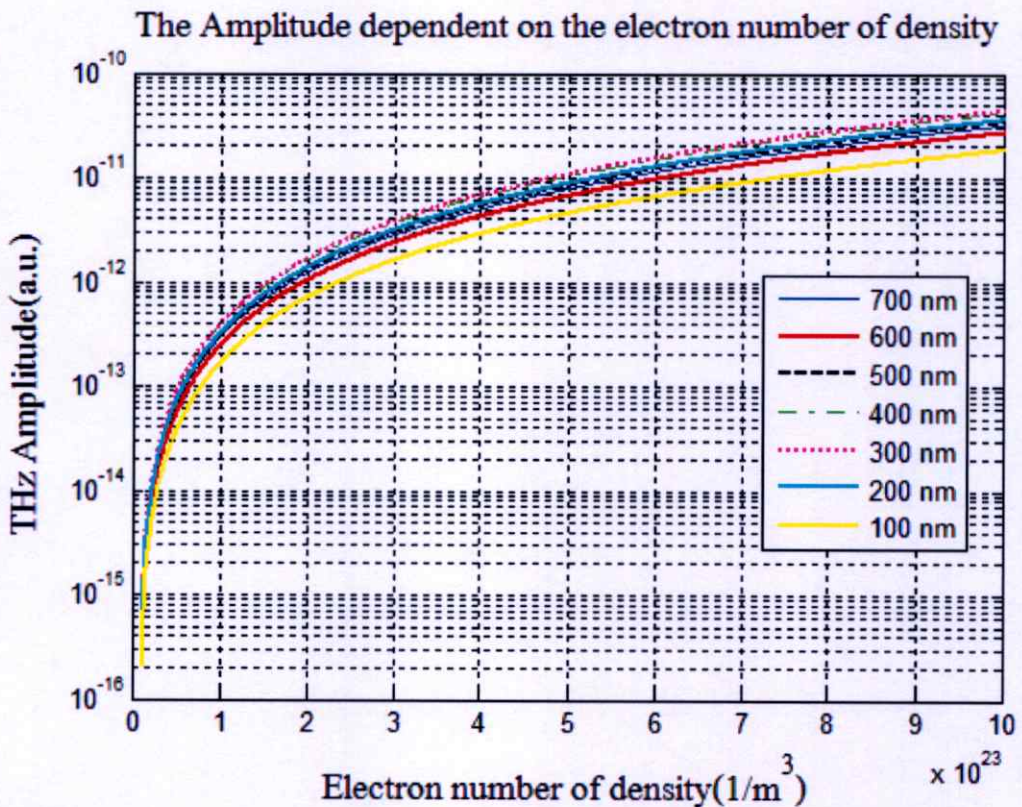
การคำนวณหัวข้อนี้เป็นการคำนวณหาค่าแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์จากผลการเปลี่ยนแปลงค่ากำลังพัลส์ของเลเซอร์ และการคำนวณหาความสัมพันธ์ของค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดแต่ละค่า ซึ่งในการคำนวณกำหนดค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดมีค่าเป็น 100, 200, 300, 400 และ 500 นาโนเมตร แสดงดังรูปที่ 4.23 จากรูปแสดงความสัมพันธ์เมื่อค่ากำลังพัลส์ของเลเซอร์มีค่าเพิ่มขึ้นส่งผลให้ค่าแอมพลิจูดของคลื่นความถี่เทระเฮิรตซ์มีค่าเพิ่มมากขึ้น



รูปที่ 4.23 กราฟแสดงความสัมพันธ์ระหว่างแอมพลิจูดคลื่นรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์เลเซอร์ อินพุต แต่ละความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด กราฟแต่ละความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด เส้นสีแดง 100 นาโนเมตร สีเขียว 200 นาโนเมตร สีน้ำเงิน 300 นาโนเมตร สีชมพู 400 นาโนเมตร สีฟ้า 500 นาโนเมตร

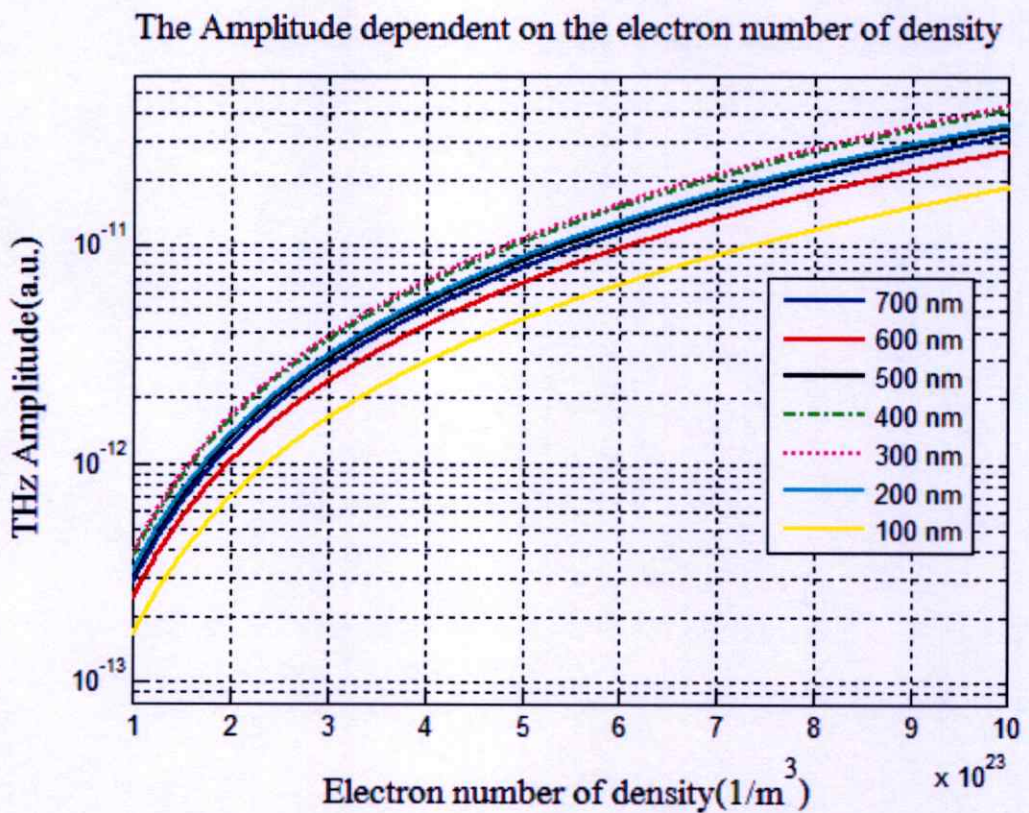
4.4 ผลการคำนวณและอภิปรายผลการเกิดแอมพลิจูดสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าต่างๆ

ผลการคำนวณขั้นตอนนี้เป็นการคำนวณเพื่อศึกษาค่าแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ จากผลการเปลี่ยนแปลงค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอนแต่ละค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดแต่ละค่า ในการคำนวณกำหนดค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดเป็น 100, 200, 300, 400, 500, 600 และ 700 นาโนเมตร ได้ผลการคำนวณดังกราฟรูปที่ 4.24



รูปที่ 4.24 กราฟแสดงความสัมพันธ์ของแอมพลิจูดของสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์กับค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอน แต่ละความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด กราฟสีน้ำเงิน 700 นาโนเมตร สีแดง 600 นาโนเมตร สีดำประ 500 นาโนเมตร สีเขียวประจุด 400 นาโนเมตร เส้นสีชมพูจุด 300 นาโนเมตร สีฟ้า 200 นาโนเมตร และสีเหลือง 100 นาโนเมตร

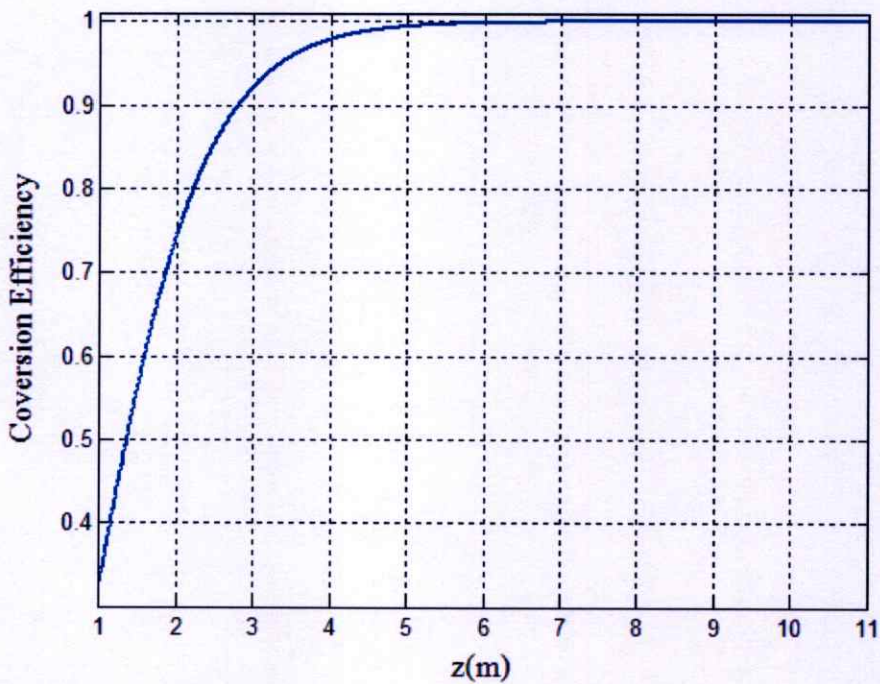
จากรูปที่ 4.24 เพื่อความชัดเจนแสดงส่วนขยายดังรูปที่ 4.25 จากกราฟแต่ละเส้นเป็นผลการคำนวณแต่ละค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดแต่ละค่า เส้นสีเหลืองสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 100 นาโนเมตร เส้นสีฟ้าสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 200 นาโนเมตร เส้นสีชมพูจุดสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 300 นาโนเมตร เส้นสีเขียวประสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 400 นาโนเมตร เส้นสีดำสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 500 นาโนเมตร เส้นสีแดงสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 600 นาโนเมตร และเส้นสีน้ำเงินสเปกตรัมค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 400 นาโนเมตร พบว่ากราฟเส้นสีชมพูจุดที่ความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด 300 นาโนเมตร และกราฟเส้นสีเขียวประจุดที่ความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด 400 นาโนเมตรมีค่าแอมพลิจูดรังสีเทระเฮิรตซ์สูงสุด



รูปที่ 4.25 แสดงส่วนขยายของกราฟรูปที่ 4.24 ความสัมพันธ์ของค่าแอมพลิจูดความถี่เทระเฮิรตซ์ กับค่าความหนาแน่นของอิเล็กตรอน แต่ละความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด กราฟสีน้ำเงิน 700 นาโนเมตร สีแดง 600 นาโนเมตร สีดำประ 500 นาโนเมตร สีเขียวประจุด 400 นาโนเมตร เส้นสีชมพูจุด 300 นาโนเมตร สีฟ้า 200 นาโนเมตร และสีเหลือง 100 นาโนเมตร

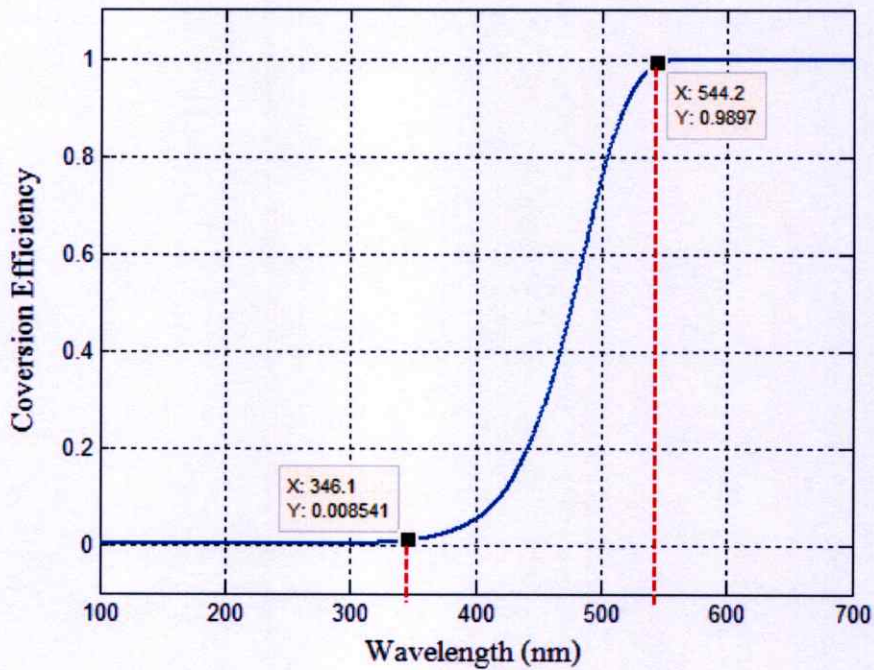
4.5 ผลการคำนวณและอภิปรายผลค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์

การศึกษาในส่วนนี้เป็นการคำนวณหาค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์เทียบกับระยะทาง แสดงผลการคำนวณค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์เมื่อระยะทางการแพร่ของคลื่นมีค่าเพิ่มมากขึ้นจากระยะทางเริ่มต้นเป็น 0 มีการเพิ่มขึ้นแบบเอกซ์โพเนนเชียลเมื่อถึงระยะทางประมาณ 5 เมตร ค่าประสิทธิภาพของความเข้มสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์มีแนวโน้มคงที่ แสดงดังกราฟรูปที่ 4.26



รูปที่ 4.26 กราฟแสดงความสัมพันธ์ค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์กับระยะทางการแพร่ของคลื่น

การคำนวณค่าประสิทธิภาพของการเกิดสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด ผลการคำนวณแสดงดังรูปที่ 4.27 จากรูปแสดงให้เห็นว่าประสิทธิภาพที่ได้ของคลื่นความถี่เทระเฮิรตซ์มีการเปลี่ยนแปลงอยู่ในช่วง 346.1 นาโนเมตร ถึง 544.2 นาโนเมตร



รูปที่ 4.27 กราฟแสดงความสัมพันธ์ค่าประสิทธิภาพของความเข้มสนามไฟฟ้าความถี่เทระเฮิรตซ์กับค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด

บทที่ 5

สรุปผลการคำนวณและข้อเสนอแนะ

5.1 สรุปผลการคำนวณ

งานวิจัยนี้เป็นการศึกษาเชิงทฤษฎีสำหรับการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศโดยใช้ระเบียบวิธีการทางคณิตศาสตร์และโปรแกรมคอมพิวเตอร์สำหรับการแสดงผลการคำนวณเพื่ออธิบายการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ภายในอากาศ โดยทำการเปรียบเทียบผลการคำนวณที่ได้จากโปรแกรมการคำนวณของผู้วิจัยกับผลการทดลองของงานวิจัยที่นำมาอ้างอิง จากผลการศึกษาเปรียบเทียบพบว่าผลการคำนวณของโปรแกรมที่ผู้วิจัยพัฒนาขึ้นเองให้สเปกตรัมสนามไฟฟ้าในฟังก์ชันของเวลาและความถี่ และสเปกตรัมแอมพลิจูดรังสีเทระเฮิรตซ์กับกำลังพัลส์ของเลเซอร์มีสเปกตรัมที่ใกล้เคียงกับผลการทดลองจากงานวิจัยที่นำมาอ้างอิง โดยผลที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมนั้นเป็นการศึกษาแบบอุดมคติ ดังนั้นผลที่ได้จากการคำนวณจึงมีสเปกตรัมรูปแบบอุดมคติ ส่วนผลการทดลองที่นำมาเปรียบเทียบเป็นผลจากการทดลอง ซึ่งการทำทดลองมีความเป็นไปได้ที่ต้องมีตัวแปรที่หลากหลาย แต่สเปกตรัมจากการคำนวณเองกับสเปกตรัมจากการทดลองมีลักษณะสเปกตรัมที่ใกล้เคียงกัน

จากการศึกษาถึงการกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์ที่แต่ละค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัดค่าต่าง ๆ ซึ่งจากการคำนวณด้วยโปรแกรมการคำนวณพบว่าความถี่ของการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ที่เกิดขึ้นได้ค่าความถี่ในย่านเทระเฮิรตซ์ที่ค่าต่าง ๆ โดยที่ความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด 100, 200, 300, 400, 500, 600 และ 700 นาโนเมตร ให้สเปกตรัมสนามไฟฟ้ารังสีเทระเฮิรตซ์ประมาณ 8.94, 7.51, 5.51, 2.51, 7.52, 7.52 และ 7.54 เทระเฮิรตซ์ ตามลำดับ พบว่ารังสีเทระเฮิรตซ์สามารถเกิดขึ้นโดยการเปลี่ยนแปลงค่าความยาวคลื่นของลำแสงตรวจวัด การศึกษาต่อมาเป็นการศึกษาตัวแปรกำลังพัลส์ของเลเซอร์ ซึ่งมีความสัมพันธ์กับค่าแอมพลิจูดของรังสีเทระเฮิรตซ์ พบว่าเมื่อกำลังพัลส์ของเลเซอร์ค่าเพิ่มขึ้นส่งผลต่อค่าแอมพลิจูดของรังสีเทระเฮิรตซ์มีแนวโน้มที่เพิ่มขึ้นด้วย ต่อมาเป็นการศึกษาความสัมพันธ์ความหนาแน่นของอิเล็กตรอนกับแอมพลิจูดรังสีเทระเฮิรตซ์ พบว่าเมื่อความหนาแน่นของอิเล็กตรอนมีค่าเพิ่มขึ้นค่าแอมพลิจูดของรังสีเทระเฮิรตซ์มีอัตราการเพิ่มขึ้นด้วย และสุดท้ายการศึกษาค่าประสิทธิภาพการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์เมื่อมีการเปลี่ยนแปลงของระยะ

ทางการแพร่และการเปลี่ยนแปลงของค่าความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด พบว่าเมื่อระยะทางการแพร่ของคลื่นมีระยะทางเพิ่มขึ้นค่าประสิทธิภาพการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์มีค่าเพิ่มขึ้นภายในระยะทางหนึ่งเท่านั้นจากนั้นจึงมีแนวโน้มคงตัว ส่วนประสิทธิภาพการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์กับความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด พบว่าค่าประสิทธิภาพที่ได้จากการคำนวณที่มีการเปลี่ยนแปลงอยู่ที่ช่วงความยาวคลื่นลำแสงตรวจวัด 346.1 นาโนเมตร ถึง 544.2 นาโนเมตร

จากการศึกษาทั้งหมดที่ได้กล่าวมาข้างต้น ในการศึกษาการเกิดรังสีเทระเฮิรตซ์ในอากาศ โดยกระบวนการผลต่างของความถี่ สามารถอธิบายการเกิดคลื่นความถี่เทระเฮิรตซ์ในอากาศได้จากการแสดงผลจากโปรแกรมการคำนวณ

5.2 ข้อเสนอแนะ

จากผลการคำนวณในวิทยานิพนธ์ฉบับนี้แสดงให้เห็นว่าการเกิดคลื่นความถี่เทระเฮิรตซ์สามารถอธิบายได้ด้วยกระบวนการเกิดผลต่างของความถี่ ซึ่งเป็นการศึกษาทางทฤษฎีที่มีความเป็นไปได้เพื่อใช้อธิบายการเกิดรังสีย่านเทระเฮิรตซ์ในอากาศ ดังนั้นเพื่อความชัดเจนและความถูกต้องยิ่งขึ้น อนาคตหรืองานวิจัยครั้งต่อไปทำการพัฒนาโปรแกรมการคำนวณและศึกษาเงื่อนไขหรือตัวแปร การเปลี่ยนจากอากาศเป็นแก๊สชนิดต่าง ๆ รวมทั้งการใช้ระเบียบวิธีการทางคณิตศาสตร์อื่น ๆ เพื่อช่วยให้ผลการคำนวณแม่นยำมากยิ่งขึ้น และสามารถนำผลการจำลองของโปรแกรมไปเปรียบเทียบกับผลการทดลอง เพื่อที่ประโยชน์กับการสร้างแหล่งกำเนิดรังสีเทระเฮิรตซ์และการประยุกต์งานรังสีเทระเฮิรตซ์ในเชิงปฏิบัติการ

เอกสารอ้างอิง

- [1] N. Matiucci, G. D'Aguanno, M. Scalora, M. J. Bloemer, N. Akozbek, J. W. Haus, "**Collinear terahertz generation in photonic crystal structures via difference-frequency generation**", *J. Opt. Soc. Am. B/Vol. 23, No.1*, 2006
- [2] Robert Boyd, "**Nonlinear optics**", *book 3-ed, Page.1-2, 9*, 2007
- [3] Susan L. Dexheimer, "**Terahertz Spectroscopy Principles and applications**", *QC454.T47D49*, *Page 10-12*, 2007
- [4] Yun-Shik Lee, "**Principles of Terahertz Science and Technology**", *Springer, Page.1-9*, (2008)
- [5] N.Karpowicz and X.-C. Zhang, "**Coherent Terahertz Echo of Tunnel Ionization in Gas**", *PhysRevLett.102.093001*, 2009
- [6] K. Y. Kim, J. H. Glowina, A. J. Taylor and G. Rodriguez, "**Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields**", *Optical Society of America, Vol. 15, No. 8*, 2007
- [7] I. Babushkin, W. Kueh, C. Kohler, S. Skupin, L. Berge, K. Reimann, M. Woemer, J. Hermann, and T. Elsaesser, "**Ultrafast Spatiotemporal Dynamics of Terahertz Generation by Ionizing Tow-Color Femtosecond Pulses in Gases**", *Phys.Rev.Lett.105.053903*, 2010
- [8] Markus Kress, Torsten Loffler, Susanne Eden, Mark Thomson, and Hartmut G. Rodkos, "**Terahertz-pulse generation by photoionization of air of both fundamental and second-harmonic waves**", *Optical Society of America, Optics Letter, Vol. 29, No. 10*, 2004
- [9] Jianming Dai and X.-C. Zhang, "**Terahertz wave generation from gas plasma using a phase compensator with attosecond phase-control accuracy**", *Applied Physics Letters 94*, *021117*, 2009
- [10] X.-C. Zhang and Jingzhou Xu, "**Introduction to THz Wave Photonics**", *Springer Science*, *Page. 97-125*, 2010

- [11] D. J. Cook and R. M. Hochstrasser, "**Intense terahertz pulse by four-wave rectification in air**", *Optical Society of America*, Vol. 25, No. 16, 2000
- [13] Zhipeng Wang, "**Generation of Terahertz Radiation via Nonlinear Optical Methods**", *IEEE TRANSACTIONS ON GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING*, Vol.1, No. 1, Nov 2100, 2002

ภาคผนวก

ภาคผนวก ก

ตัวอย่างโปรแกรมการคำนวณการเกิดรังสีเทอร์เซอิรตซ์

```

%Program for terahertz generation by difference-frequency
%nonlinear optics
%date 2012/05/09
%P.PACHARAWARAMGKOOOL
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
clear all;

%constant values
c=299.792458;      % Speed of light (nm/fs)
e10=8.85e-21;     % Permittivity of free space(F/nm)
m10=4e-16*pi;    % Permeability of free space(H/nm)
ele=4.803e-10;   % Elementary charge(nC)
mass_e=9.109e-22; % Electron rest mass(nkg)
a=2.818e-15;     % Electron radius: re=e^2/mc^2

%Variable value
ld_st=900;        % Lambda initial of lasers(nm)
ld_ed=ld_st/2;   % Lambda second-harmonic frequency(nm)
Num=1e22;        % Atom number density

%Frequency
omega_1=2*pi*c/ld_st;
omega_2=2*pi*c/ld_ed;
omega_3=omega_1-omega_2;
omega_p=sqrt(Num*ele^2/e10*mass_e); % Plasma frequency

%permittivity
e11=1+(omega_p^2/omega_1^2);
e12=1+(omega_p^2/omega_2^2);
e13=1+(omega_p^2/omega_3^2);

%susceptibility(nm/V)
sus_f1=e11+1;
sus_f2=e12+1;
sus_f3=e13+1;
sus_2=((e10^2)*mass_e*a/Num^2*ele^3)*(sus_f1*sus_f2*sus_f3);

% Distances
z=0:0.01:10;

% Reflective index
n1=1-(Num*ele^2/e10*mass_e*omega_1^2);
n2=1-(Num*ele^2/e10*mass_e*omega_2^2);
n3=1-(Num*ele^2/e10*mass_e*omega_3^2);

% Wave vector k
k1=n1*omega_1/c;
k2=n2*omega_2/c;
k3=n3*omega_3/c;

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Generation at tera frequency(THz)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Electric field : Et=A*exp(i*omega*t),time-domain
t=-1000:2:1000;      %time (fs)
E_p=150;             %The energy of pulse
P_p=1:0.1:101;      %The power of pulse

```

```

tp=100; %Time pulse(fs)
A1=exp(-1.385*(t./tp).^2); %amplitude Gaussian pulse

%Time-domain
Et_1=A1.*exp(1i*omega_1.*t);
Et_2=A1.*exp(1i*omega_2.*t);
Et=A1.*exp(1i*t.*(omega_3));

%Frequency-domain
Ef_1=fft(Et_1);
Ef_2=fft(Et_2);
Ef=fft(Et);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Amplitude of THz generation
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
K=(sus_2*omega_3*omega_2/k2*k3*c^2)*1e125;
B=sqrt(n1*omega_3/n3*omega_1)*(A1/abs(A1));

A2=1*B*cosh(K.*z);
A3=1i*B*sinh(K.*z);

E_t=A3.*exp(1i*t.*(omega_3));
E_f=fft(E_t);

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%Efficiency dependent of atom number density
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
Num_a=1e22:0.1e22:101e22;
omega_p_a=sqrt(Num_a.*ele^2/e10*mass_e);

%permittivity
e11_a=1+(omega_p_a.^2/omega_1^2);
e12_a=1+(omega_p_a.^2/omega_2^2);
e13_a=1+(omega_p_a.^2/omega_3^2);

%sus=1e-3; % (nm/V)
sus_f1_a=e11_a+1;
sus_f2_a=e12_a+1;
sus_f3_a=e13_a+1;

n_1=1-(Num_a.*ele^2/e10*mass_e*omega_1^2);
n_2=1-(Num_a.*ele^2/e10*mass_e*omega_2^2);
n_3=1-(Num_a.*ele^2/e10*mass_e*omega_3^2);
k_1=n_1.*omega_1/c;
k_2=n_2.*omega_2/c;
k_3=n_3.*omega_3/c;

z0=0:0.01:10;

sus2=((e10^2)*mass_e*a./Num_a.^2*ele^3)*(sus_f1*sus_f2*sus_f3);
K_a=(sus2.*omega_3*omega_2/k_2*k_3*c^2)*1e116;
A_3=1i*B*sinh(K_a.*z0);

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Plot results
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% pulse laser time-domain
figure(1)
t=-1000:2:1000;           %time (fs)
plot(t,Et);
title('Electric fields');
xlabel('Time(fs)');
ylabel('Electric field(kV/m)');
xlim([-200 200]);
ylim([-2 2]);
grid on;

% pulse laser frequency-domain
figure(2)
f=0:0.01:10;             %Frequency (THz)
plot(f,abs(E_f),'-k');
title('Electric fields');
xlabel('Frequency(THz)');
ylabel('Electric field(kV/m)');
grid on;
hold on

% Output Amplitude of terahertz frequency : distances
figure(3)
plot(z,abs(A3),'k',z,abs(A2),'r');
title('Electric fields');
xlabel('z');
ylabel('Amplitude(kV/m)');
legend('\midA_3\mid', '\midA_2\mid');
grid on;
hold on

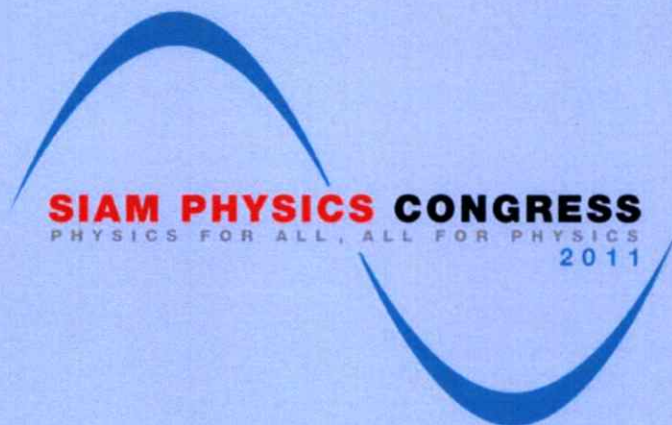
% Output Amplitude dependent on atom number density
figure(4)
plot(Num_a,abs(A_3),'-k');
hold on
title('The Amplitude dependent on the electron number of density');
xlabel('Electron number of density(1/m^2)');
ylabel('THz Amplitude(kV/m)');
xlim([0 10e23]);
grid on;

% Output Amplitude dependent on the Input power
figure(5)
plot(P_p,abs(A3));
hold on
title('THz amplitude dependent on the Input power');
ylabel('THz amplitude(kV/m)');
xlabel('Input power(\mu J)');
xlim([0 100]);
grid on;

```

ภาคผนวก ข

งานวิจัยที่ได้เข้าร่วมนำเสนอในการประชุมวิชาการระดับชาติ



THE 6TH ANNUAL CONFERENCE OF THE THAI PHYSICS SOCIETY,

SIAM PHYSICS CONGRESS 2011

PATTAYA, CHONBURI, THAILAND. MARCH 23RD-26TH, 2011

**P
R
O
C
E
E
D
I
N
G
S**
OF





Terahertz pulse generation in air using difference frequency generation

P.Pacharawarangkool, S.Wicharn, P. Buranasiri*

Department of Physics, Faculty of science, King Mongkut's Institute of Technology Ladkrabang, Bangkok, Thailand 10520

We have investigated the use of mathematical methods and computer programs to describe the generation of terahertz light by using the reaction of two incident pulses laser beam with different frequencies in ambient gasses. It has been found that the terahertz light emitted from the ionized gas, which have been generated by two pulse laser beams with two different frequencies. First, the incident beams are composed of a fundamental beam and its second harmonics beam, which is generated from a nonlinear crystal. From our investigation, the power of the terahertz light is depended on the number of ionized atoms generated from excited beams. In addition, the terahertz light has been observed as well, although the other incident beam is not the second harmonic of the other.

Keywords: terahertz radiation, terahertz generation, nonlinear optics, second harmonics, difference frequency generation.

1. INTRODUCTION

The x-ray radiation has been attention due to its application in many research fields such as physics, chemistry, biology and medical. But the x-ray radiation is harmful to the users, because it has properties that can damage tissues and cells. Therefore scientists have been exploring to find the new method which is safer than the methods that need to use the x-ray. Recently, the terahertz radiation has been come to be interested to the public due to its lower energy compared with energy from x-ray. Moreover, the terahertz light can be applied to use in many different area such as terahertz imaging and sensing, and in the future the terahertz communication. Terahertz light is electromagnetic radiation with frequencies between microwave and far-infrared waves, where terahertz radiation frequencies at $0.1 - 10 \times 10^{12}$ Hz. From the past research, the radiation THz frequency can be generated by two methods photo-conductivity and electro-optic effect. [7]

The generation of terahertz light by using nonlinear optic phenomena has been interested by researcher both in theoretical study and experimental study. By using high power femtosecond laser pulses, Akozbek *et. al.* observed third harmonic generation and self-channeling in air [6]. Using computer model, collinear terahertz light was generated from a one dimensional photonic crystal by using difference frequency generation [4]. The terahertz light has been generated by using two laser beams with different frequencies incident into the gas [3]. In their experiment set up, the wavelength 800 nm of femtosecond pulse laser incident into the β -barium borate (BBO) crystal, which generate second-harmonic field, that have wavelength 400 nm. Then, the new wave and the incident laser beams propagate into the chamber, which contains with a gas.

When the laser beams interact with the molecules of gas resulting the emission of terahertz frequency radiation [2]. The theoretical study of the principle of nonlinear optic polarization process, i.e. the mechanism difference-frequency of fundamental (ω) and second-harmonics (2ω) field, can be used to explain the process of the terahertz generation. Here, the terahertz has been generated from the ionization of gas, plasmas with some density [3].

In this report, we have been investigated the models for terahertz generation by numerical analysis. We also show some results of terahertz generation. We have explored a number of different frequencies of two laser beams that have propagated through the gas medium for terahertz generation. In our method, we assumed that two high intensity laser beams with different frequencies, fundamental (ω_1) and second harmonic (ω_2) fields, interacted with a gas medium. From our computation, the two input laser beams of different frequencies have been generated the difference-frequency output with new frequency in terahertz range ($\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$).

2. THEORIES

2.1 DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION PROCESS

In this section, we explained the nonlinear optical process, which was used for terahertz-wave generation application. This process was made in second-order nonlinearity ($\chi^{(2)}$) medium and called the second-order nonlinear optical process such as second-harmonic generation (SHG), sum-harmonic generation (SFG), difference-frequency generation (DFG), optical rectification (OR) and optical parametric oscillation (OPO). In our research, we have applied the DFG process to terahertz-wave generation application. The process of DFG was illustrated as figure 1. The generated wave with

*Corresponding author. Tel: +66838154829
E-mail kbpratha@kmitl.ac.th

frequency $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ was generated by two input waves.

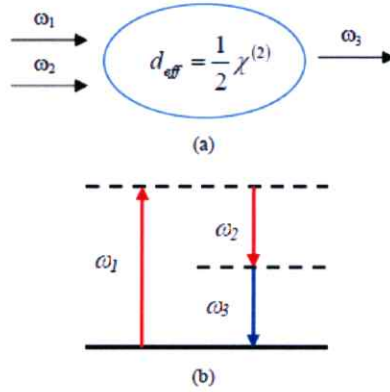


Figure 1. (a) Difference frequency generation process in second-order nonlinearity medium. (b) Energy-level diagram describing difference-frequency generation.

First, we have considered the wave equation with nonlinear source term for each frequency component of the field as Eq. (1)

$$\nabla^2 \tilde{E}_n - \frac{\varepsilon^{(1)}(\omega_n)}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_n}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \tilde{P}_n^{NL}}{\partial t^2} \quad (1)$$

The general solution of Eq. (1) with no nonlinear source term for a plane wave at frequency ω_3 propagating in +z direction as follow

$$\tilde{E}_3(z, t) = A_3 e^{i(k_3 z - \omega_3 t)} + c.c. \quad (2)$$

Where wave vector of ω_3 wave is $k_3 = \frac{n_3 \omega_3}{c}$ with $n_3^2 = \varepsilon^{(1)}(\omega_3)$ and A_3 is the amplitude of electric field of ω_3 wave. And the nonlinear polarization term that depend on the second-order nonlinearity of ω_3 can be written as follow

$$\tilde{P}_3(z, t) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} A_1 A_2^* e^{i[(k_1 - k_2)z - (\omega_1 - \omega_2)t]} + c.c. \quad (3)$$

Substitute Eqs. (2) and (3) into Eq. (1) and using slowly varying amplitude approximation we obtained the coupled equations for DFG process and have the form

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_2^2}{k_2 c^2} A_1 A_3^* e^{i\Delta k z} \quad (4a)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\chi^{(2)}\omega_3^2}{k_3 c^2} A_1 A_2^* e^{i\Delta k z} \quad (4b)$$

Where $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$ and is called wave-vector mismatch. We first solved these equations for the case of perfect phase matching that is $\Delta k = 0$. Here, we have assumed the boundary condition which no A_3 at the left side of medium and A_2 is arbitrary. Assuming this case is undepleted pump which ω_1 wave is a strong wave and constant. When applied these boundary conditions into Eq. (4) we have obtained the solution of amplitude of electric field at any z position as following

$$A_2(z) = A_2(0) \cosh(\kappa z) \quad (5a)$$

$$A_3(z) = i \left(\frac{n_1 \omega_3}{n_3 \omega_1} \right)^{1/2} \frac{A_1}{|A_1|} A_2^*(0) \sinh(\kappa z) \quad (5b)$$

Where the coupling coefficient of media (κ) has the followed relation $\kappa^2 = \frac{\chi^{(2)2} \omega_2^2 \omega_3^2}{k_1 k_2 c^4} |A_1|^2$. From these solutions we found the amplitude of output wave was depend on the varying of complex conjugate amplitude of ω_2 . The relation between amplitudes A_2 and A_3 with z-axis position was shown in simulation results section.

2.2 Nonlinear Optics of Plasma

In this section, we explained the nonlinear optical properties of plasma because in this paper we study about wave generation by using DFG process in gases medium. First we known when laser was applied to the interested gases, atoms of gases were induced to ionization state that was called "plasma". Plasma play an important role in nonlinear optics. We found a plasma can respond in an intrinsically nonlinear manner to an applied optical field. Let we consider the linear optical properties of a plasma. We found the dielectric constant of a collection of such electrons is given by

$$\varepsilon = 1 - \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m \omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (6)$$

Where N is electron density of plasma, e and m are charge and mass of electron, ε_0 is dielectric constant in vacuum, ω is the angular frequency of applied optical field and ω_p is the plasma frequency. From Eq. (6), we found the refractive index (n) of plasma was determined by the electron density (N). For N sufficiently small that $\omega_p^2 < \omega^2$ (an underdense plasma), the dielectric constant is positive, n is real, and light-wave can propagate. Conversely, for N sufficiently large that $\omega_p^2 > \omega^2$ (an overdense plasma), the dielectric constant is negative, n is imaginary, and light-wave cannot propagate.

Next, we consider the nonlinear response of plasma such the nonlinear susceptibility of this medium. Because this study was about DFG process that is second-order process, so that we need to know the second-order nonlinear susceptibility ($\chi^{(2)}$). From [5] the second-order nonlinear susceptibility was given by

$$\chi^{(2)} = \frac{\epsilon_0^2 m a}{N^2 e^3} \chi^{(1)}(\omega_1 - \omega_2) \chi^{(1)}(\omega_1) \chi^{(1)}(-\omega_2) \quad (7)$$

Where the linear susceptibility of plasma medium is given

$$\text{by } \chi^{(1)} = \epsilon_r - 1 = \frac{1}{\epsilon_0} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) - 1 \quad \text{and } a \text{ is atomic}$$

radius. So that, The second-order nonlinear susceptibility of plasma medium that we used for DFG process can be determined by using Eq. (7).

3. SIMULATION RESULTS AND DISCUSSION

In this section we present the simulation results for the generated terahertz-wave by using DFG process. First we show the spatial evolution of the amplitudes of signal beam and terahertz-wave as shown in figure 2. From this figure, we found the both amplitudes were exponentially and asymptotically increased respect to the increasing distance in the medium. Since the square of coupling coefficient depend on the square modulus of the amplitude of pump beam, so the growing of both amplitudes were limited by its and the maximum of A_2 and A_3 must lower than A_1 .

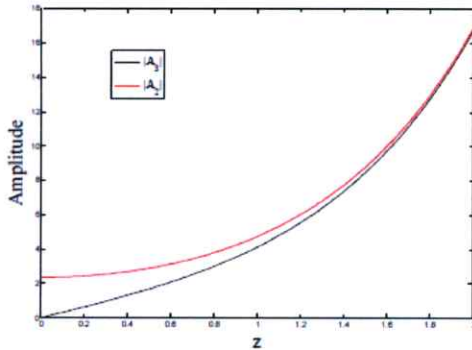


Figure 2. Spatial evolution of signal beam amplitude of ω_2 (red line) and the generated terahertz-wave amplitude of ω_3 (black line) for difference-frequency generation process for case $\Delta k=0$ in constant-pump approximation.

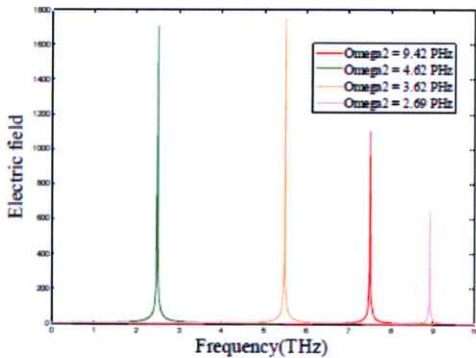


Figure 3. The generated terahertz-wave electric fields when the wavelength of signal beams (ω_2) are 200, 300, 400, and 500 nm, respectively.

Then we interest the terahertz-wave generation when the frequency of signal beam (ω_2) was changed. First we consider the solution of wave equation for frequency ω_3 in form of frequency-domain can be written as

$$E(\omega_3) = F.T.[E_{\omega_3}(t)] \quad (8)$$

Where F.T. is Fourier transform operator and $E(t)$ is the solution of electric field in time-domain. Since the frequency ω_3 is depend on ω_2 , when ω_2 was changed to 200, 300, 400 and 500 nm, so the frequencies of generated electric fields have been shown as in figure 3.

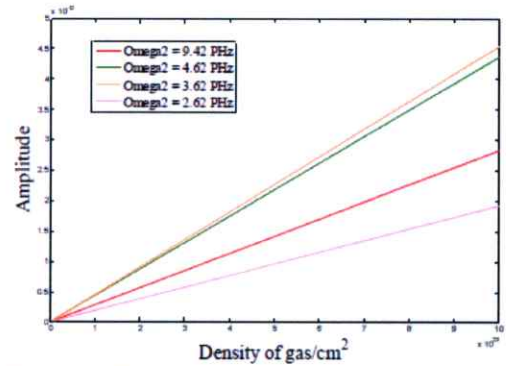


Figure 4. The variation of the generated terahertz-wave amplitude respect to the density of ambient gas when the wavelength of signal beams (ω_2) are 200, 300, 400, and 500 nm, respectively.

Finally, we investigate the effect of the density of ambient gas to the amplitude of generated wave. Since the terahertz-wave was generated by using DFG process which is depend on the second-order nonlinear susceptibility ($\chi^{(2)}$) of the medium. From the previous section, we found the $\chi^{(2)}$ of ambient gas was changed by the density of ambient gas (N). So that, the amplitude of generated wave can be varied with N as illustrated in figure 4.

4. CONCLUSION

In this research, the terahertz light has been generated by using the interaction of two pulse laser beams that have different frequency within the air. Our computation has been shown that one of the incident beams don't need to be the second harmonic of the other for terahertz generation. We need to thank Dr. Joseph W. Haus of electro-optic program at University of Dayton, Ohio for his suggestion and advices on this excited topic.

1. X.-C. Zhang, and Jingzhou Xu, "Introduction to THz Wave Photonics", Springer New York Dordrecht Heidelberg London.

P.Pacharawarangkool *et al.*

2. N. Karpowicz, and X.-C. Zhang, "Coherent terahertz echo of tunnel ionization in gas", *Phys. Rev. Lett.* **102**, 093001, (2009)
3. K.Y Kim, J. H. Glowia, A.J. Taylor and G. Rodriguez, "Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser field", *Opt. Exp.*, vol. 15, (2007).
4. N.Mattiucci, G. D'Aguanno, M. Scalora, M. J. Bloemer, N. Akozbek, and J. W. Haus, "Collinear terahertz generation in photonic crystal structures via difference-frequency generation", *Optical Society of America*,(2006).
5. Robert Boyd, "Nonlinear optics", third edition, P.9, P.69-74, P.549-559, P.579, (2007).
6. N. Akozbek, A. Iwasaki, A. Becker, M. Scalora, S.L. Chin, and C.M. Bowden, "Third-Harmonic Generation and Self-Channeling in Air Using High-Power Femtosecond Laser Pulse", *Phys.Rev.Lett.* **89**, 143901, (2002).
7. D.Mittleman, "Sensing with Terahertz Radiation" ,Springer Series in Optical Sciences Vol.85,(2002).

ประวัติผู้เขียน

ชื่อ-นามสกุล	นางสาวปฤษฎางค์ พชรวารงกูร
เกิด (วัน เดือน ปี)	15 ธันวาคม 2529
ที่อยู่ปัจจุบัน	เลขที่ 7 หมู่ 5 ตำบลคอน อำเภอปักธงชัย จังหวัดนครราชสีมา 30150
ประวัติการศึกษา	<ul style="list-style-type: none"> - จบการศึกษาระดับประถมศึกษาจากโรงเรียนวัดบ้านส่อง ต.คอน อ.ปักธงชัย จ.นครราชสีมา (ปีการศึกษา 2536 - 2541) - จบการศึกษาระดับมัธยมศึกษาตอนต้นจากโรงเรียนสุรนารีวิทยา 2 ต.หนองกระทุ่ม อ.เมือง จ.นครราชสีมา (ปีการศึกษา 2542 - 2544) - จบการศึกษาระดับมัธยมศึกษาตอนปลายจากโรงเรียนบุญวัฒนา ต.หัวทะเล อ.เมือง จ.นครราชสีมา (ปีการศึกษา 2545-2547) - วิทยาศาสตรบัณฑิต สาขาฟิสิกส์ประยุกต์ คณะวิทยาศาสตร์ สถาบันเทคโนโลยีพระจอมเกล้าเจ้าคุณทหารลาดกระบัง กรุงเทพมหานคร (ปีการศึกษา 2548 - 2551)
ประสบการณ์การทำงาน	นักวิเคราะห์อัญมณี สถาบันตรวจวิเคราะห์อัญมณีแห่งสหรัฐอเมริกา (GIA Laboratory (Thailand)) 23 มิถุนายน 2554 ถึง 30 มีนาคม 2555