



รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ

การศึกษาคุณสมบัติของรังสีทราห์สันจากลำอิเล็กตรอนหัวสั้น

โดย ผศ.ดร. จิตรลดา ทองใบ (เศรษฐกร)

พฤศจิกายน 2551

รายงานวิจัยฉบับสมบูรณ์

โครงการ

การศึกษาคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนหัวสั้น

Characterization of Transition Radiation from Short Electron Pulses

ผู้วิจัย

สังกัด

ดร. จิตรลดา ทองใบ (เศรษฐกร) ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่

สนับสนุนโดยสำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษาและสำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย

(ความเห็นในรายงานนี้เป็นของผู้วิจัย สกอ. และ สกว. ไม่จำเป็นต้องเห็นด้วยเสมอไป)

กิตติกรรมประกาศ

โครงการนี้ได้รับการสนับสนุนจากบุคคลและองค์กรต่างๆ มากมาย จึงขอบันทึกไว้ ณ ที่นี้ด้วยความขอบคุณยิ่ง

ขอขอบคุณสำนักงานคณะกรรมการการอุดมศึกษา และ สำนักงานกองทุนสนับสนุนการวิจัย ที่ได้ให้การสนับสนุนทุนการวิจัย จึงทำให้โครงการวิจัยนี้สามารถดำเนินการได้ด้วยดี

ขอขอบคุณ ศาสตราจารย์เกียรติคุณ ดร. ถิรพัฒน์ วิลัยทอง ผู้อำนวยการศูนย์ความเป็นเลิศด้านฟิสิกส์ ที่ได้กรุณาเป็นนักวิจัยที่ปรึกษาโครงการวิจัย ที่ได้กรุณาสละเวลาอันมีค่าให้คำปรึกษามาโดยตลอด และ ขอขอบคุณ Emeritus Prof. Helmut Wiedemann แห่งมหาวิทยาลัย Stanford ที่ได้กรุณาให้คำปรึกษาอันมีค่ายิ่ง

ขอขอบคุณ สถาบัน วิจัยแสงซินโครตรอน (องค์การมหาชน) และหน่วยรังสีรักษา คณะแพทยศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ที่อนุเคราะห์ให้ยืมอุปกรณ์ประกอบการวิจัย

ขอขอบคุณบุคลากรอาคารวิจัยนิวตรอนพลังงานสูงทุกท่าน ที่ได้ให้ความร่วมมือ ช่วยเหลือ และอำนวยความสะดวกในการทำวิจัย และ ขอขอบคุณ ภาควิชาฟิสิกส์ คณะวิทยาศาสตร์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ที่ อนุญาตให้ดำเนินการวิจัย และให้การสนับสนุนทางด้านสถานที่ อุปกรณ์ ในการทำวิจัย พร้อมทั้งอำนวยความสะดวกในการทำวิจัย

ท้ายสุดนี้ ขอขอบคุณบุคลากรโครงการสุริยา คุณ Michael Rhodes, อ.จตุพร สายสุด, คุณเปรม วิชัยศิริมงคล, คุณวิฑูรย์ จินะมูล , คุณนพดล แข็งแรง , และ คุณกীরติ กุศลจริยกุล ที่ได้ทำงานอย่างเต็มที่ เพื่อผลิตลำอิเล็กตรอนหัวสั้น และมีส่วนในผลงานนี้ร่วมกัน

บทคัดย่อ

รหัสโครงการ MGR4980095

ชื่อโครงการวิจัย การศึกษาคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนห้วงสั้น

ชื่อนักวิจัย ผศ. ดร. จิตรลดา ทองใบ (เศรษฐกร)

ระยะเวลาโครงการ 2 ปี

บทคัดย่อ

รังสีทรานสิชัน (transition radiation) เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างสองตัวกลางที่มีค่าไดอิเล็กตริกต่างกัน สามารถผลิตได้โดยการยิงลำอิเล็กตรอนใส่แผ่นอลูมิเนียมบาง ซึ่งเป็นการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนผ่านแนวแบ่งเขตระหว่างตัวกลางสุญญากาศและตัวกลางนำไฟฟ้า คุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนเดี่ยวสามารถประมาณได้โดยอาศัยการคำนวณจากสมการ และเงื่อนไขที่เหมาะสมตามสภาพการทดลอง ส่วนคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากห้วงอิเล็กตรอน ต้องพิจารณาผลรวมการแผ่รังสีจากแต่ละอิเล็กตรอน รังสีที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวพัลส์ของอิเล็กตรอน จะถูกแผ่ออกมาแบบอาพันธ์ด้วยความเข้มแปรผันกับจำนวนอิเล็กตรอนในห้วงยกกำลังสอง และขึ้นอยู่กับการกระจายตัวของอิเล็กตรอนในห้วง รังสีทรานสิชันแบบอาพันธ์จากลำอิเล็กตรอนห้วงสั้นกว่าพิโควินาที มีศักยภาพที่จะพัฒนาเป็นแหล่งกำเนิดรังสีใต้แดงย่านไกลหรือรังสีเทราเฮิรตซ์ ความเข้มสูง นอกจากนี้คุณสมบัติของ รังสีทรานสิชันแบบอาพันธ์สามารถใช้บ่งชี้ลักษณะเฉพาะของห้วงอิเล็กตรอน เช่น ความยาวห้วง และอิมิตแตนซ์ ได้อีกด้วย

การวิจัยนี้ได้ศึกษาการกระจายเชิงมุมและสเปกตรัมของ รังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนห้วงสั้น เพื่อเป็นแนวทางการวิเคราะห์คุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากการทดลอง ที่สามารถนำไปสู่ลักษณะเฉพาะของห้วงอิเล็กตรอน ผลจากการทดลองที่สอดคล้องกับผลการประมาณทางทฤษฎีแสดงให้เห็นถึงความน่าเชื่อถือของวิธีวิเคราะห์เชิงทฤษฎี และยังพบว่าการโฟกัสลำอิเล็กตรอนให้มีขนาดและมุมกระจายที่เหมาะสมสามารถกำหนดการกระจายตัวของรังสีทรานสิชันได้ ทั้งนี้ควรจะทำการศึกษาและพัฒนาการคำนวณและวิเคราะห์ต่อไป เพื่อให้สามารถใช้ลักษณะการกระจายตัวของลำอิเล็กตรอน ณ สถานีทดลอง ในการคำนวณ ซึ่งจะเป็นประโยชน์ อย่างยิ่งในการประมาณคุณสมบัติของรังสีทรานสิชัน ที่จะผลิตได้

Abstract

Project Code: MGR4980095
Project Title: Characterization of Transition Radiation from Short Electron Pulses
Investigator: Dr. Chitlada Thongbai (Settakorn)
E-mail Address: chlada@chiangmai.ac.th
Project Period: 2 years

Abstract

Transition Radiation (TR) can be produced when short electron pulses traverse a vacuum-metal interface. Properties of TR emitted from a single electron can be evaluated from available equations with proper modifications to match the experimental conditions. The properties of TR emitted from an electron pulse, however, composed of several radiation emissions and thus can be complicated. At a wavelength longer than or comparable to the pulse length, the TR is emitted coherently. The coherent radiation intensity scales with the square of the number of electron per pulse and its radiation spectrum is determined by the Fourier transform of the electron pulse distribution squared. The coherent TR from some picosecond electron pulses is of great interest as a potential high intensity THz or far-infrared radiation source. Moreover, coherence information of the radiation can be characterized to determine electron pulse lengths. In this study, angular and spectral distributions of the radiation emitted from electron pulses with various parameters have been investigated. The theoretical and experimental efforts reported here are directed toward developing ways to analyze coherent transition radiation properties to be used for beam diagnostics (pulse length and beam emittance) or used as a radiation source. The measurement results have agreed very well with the prediction, thus demonstrating the feasibility of these theoretical analyses. Development of theoretical analysis combining beam dynamics simulation and radiation emission simulation should be carried on in order to obtain the best prediction of the TR properties at the experimental station.

Keywords: coherent, transition radiation, electron pulse, THz radiation, FIR radiation

Executive Summary

Project Code: MGR4980095
Project Title: Characterization of Transition Radiation from Short Electron Pulses
Investigator: Dr. Chitlada Thongbai (Settakorn)
E-mail Address: chlada@chiangmai.ac.th
Project Period: 2 years

Background/Problems:

Transition radiation (TR) is produced whenever charged particles cross the boundary between two media with different dielectric constants. The spectrum of TR can range from microwave to X-rays depending on the energy of the producing particles. Transition radiation has a number of distinctive features which makes it attractive for diagnostic applications: it has a broad spectrum, polarized with the electric vector lying in the plane of incident, and it has a prompt production time relative to beam time scale. At a wavelength longer than or comparable to the electron pulse length, the TR is emitted coherently. The coherent radiation intensity scales with the square of the number of electron per pulse and its radiation spectrum is determined by the Fourier Transform of the electron distribution squared. The radiation is of great interest as a potential high intensity THz or far-infrared radiation source and for electron beam diagnostics. Coherence information of the radiation can be characterized to determine electron pulse lengths as short as sub-picosecond. Still, the available amounts of theoretical detail of the TR properties mostly concentrate on radiation emitted from a point source. Many aspects of the theory have not yet been verified by measurement from a real beam since it is often difficult to extract the characteristic features of the TR which are most important from experimental works using a finite beam.

Objectives:

To investigate characteristics of coherent transition radiation from short electron pulses theoretically and experimentally.

Methodology:

1. Investigate properties of transition radiation from single electron (interpretation and calculation).
2. Investigate properties of transition radiation from electron pulses (calculation and simulation).
3. Characterize the transition radiation generated from short electron pulses experimentally.
4. Analyze coherent transition radiation properties.

Results:

Properties of TR emitted from a single electron can be evaluated from available equations with proper modifications to match the experimental conditions. The properties of TR emitted from an electron pulses, however, composed of several radiation emission and thus can be complicated.

At a wavelength longer than or comparable to the pulse length, TR is emitted coherently. The coherent radiation intensity scales with the square of the number of electron per pulse and its radiation spectrum is determined by the Fourier transform of the electron distribution squared. Investigation of beam size effects on the coherent TR spectrum found that when the beam size increases, the high frequency components of the radiation are more suppressed. To obtain the full coherent TR spectrum which is pulse length limited, the electron beam size should be as small as possible. Coherence information from the spectrum can be characterized to determine electron pulse lengths via autocorrelation technique. Perturbations to the coherent TR spectrum from the transverse beam size, therefore, disturb the pulse length measurement and must be taken into account for data analysis.

Angular distribution of TR from a beam with large beam size and/or large divergence appears with reduction of maximum intensity, increasing of radiation intensity at 0 rad angle, and peak shift further from the center. The theoretical analysis also suggested a way to modify coherent TR angular distribution by using a beam with proper transverse profile or focusing.

More realistic estimation of expected TR properties can be obtained using electron beam parameters derived from beam dynamics study and simulations. By tracking electron trajectories through each element in the accelerator system, electron phase-space at various locations including an experimental station can be obtained.

Conclusions and Suggestion:

The theoretical and experiment efforts reported here are directed toward developing ways to analyze coherent TR properties to be used for beam diagnostics (pulse length and beam emittance), as well as, ways to predict properties of coherent TR for being THz/FIR radiation source. Angular and spectral distributions of the TR generated by short electron pulses at a vacuum-metal interface have been investigated. The measurement results have agreed very well with the prediction, thus demonstrating the feasibility of these theoretical analyses. Development of theoretical analysis combining beam dynamics simulation and radiation emission simulation should be carried on in order to obtain the best prediction of the TR properties at the experimental station.

สารบัญ

1	บทนำ	1
2	การดำเนินการวิจัยและผลการวิจัย	3
2.1	การศึกษาทางทฤษฎีและการคำนวณคุณสมบัติของรังสีทรานสิชัน	3
2.2	การติดตั้งสถานีทดลองผลิตและตรวจวัดรังสีทรานสิชัน	18
2.3	ระบบ interferometer และการวัดสเปกตรัม	20
2.4	การวิเคราะห์สเปกตรัมเพื่อหาความยาวของห่วงอิเล็กทรอนิกส์	23
2.5	การวัดการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน	26
2.6	การคำนวณโดยใช้การจำลองเพื่อหาการกระจายตัวของอิเล็กตรอน	28
3	สรุปผลการวิจัย	32
4	บรรณานุกรม	33
5	Output ที่ได้จากโครงการ	35
	ภาคผนวก	36

สารบัญภาพประกอบ

ภาพประกอบ	หน้า
1.1 กระบวนการแผ่รังสีแบบต่างๆ ของลำอิเล็กตรอน	3
2.1 อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างระหว่างสองตัวกลางด้วยมุมตกกระทบ ψ	4
2.2 ความเข้มและการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนมีพลังงานต่าง ๆ	5
2.3 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าแบบตั้งฉาก	5
2.4 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าด้วยมุมตกกระทบ $\psi = 45^\circ$	6
2.5 การกระจายของรังสีทรานสิชันตามแนว horizontal จากอิเล็กตรอนพลังงาน 25 และ 5 MeV	7
2.6 รังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV ที่มีโพลาไรเซชันตามแนวขวางและแนวยาว	7
2.7 collection efficiency สำหรับรังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนพลังงาน 5, 10, และ 25 MeV	8
2.8 แผนภาพจำลองการเกิดรังสีแบบ coherent และ แบบ incoherent	10
2.9 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชัน เมื่อ อิเล็กตรอนแผ่รังสี แบบ coherent และ incoherent	11
2.10 สเปกตรัมของรังสี coherent เมื่อสัดส่วน $\sigma_p \theta / \sigma_z = 0.1, 1$ และ 10	12
2.11 อิเล็กตรอนตกกระทบตั้งฉากที่จุดกึ่งกลางของ radiator	14
2.12 อิเล็กตรอนตกกระทบทำมุมและเยื้องออกจากจุดศูนย์กลางของ radiator	14
2.13 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากลำอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตัวแบบ UNIFORM	16
2.14 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากลำอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตัวแบบ GAUSSIAN	16
2.15 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากลำอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งและมุม แบบ UNIFORM	17
2.16 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากลำอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งและมุม แบบ UNIFORM ด้วยอิมิตเต้นซ์คงที่เท่ากับ 4 mm-mrad	18
2.17 (ก) การผลิตและตรวจวัดรังสีทรานสิชัน (ข) สัญญาณไฟฟ้า	19
2.18 กราฟแสดงผลการทดสอบการเป็นอาพันธ์ของรังสีใต้แสงย่านไกลที่ผลิตได้	19
2.19 แผนภาพสถานีผลิตรังสีทรานสิชันและระบบ Michelson interferometer	20
2.20 ส่วนประกอบของ Michelson interferometer	20
2.21 โปรแกรมควบคุมการทำงานของ interferometer เพื่อวัด autocorrelation pattern	21
2.22 สเปกตรัมของรังสีเมื่อวัดในสุญญากาศ และในอากาศชื้น	22
2.23 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันแบบ coherent ที่ผลิตได้	22

2.24 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนที่มีรัศมีหน้าตัด σ_p ต่างๆ	23
2.25 Efficiency of a 25.4- μ m-Kapton-beam-splitter and percentage of energy transportation between two 1-inch mirrors at 90-cm apart.	24
2.26 FWHM with correction due to the beam splitter and mirror diffraction for a Gaussian bunch as a function of measured FWHM.	25
2.27 Interferogram from a bunch length measurement.	25
2.28 การวัดและวิเคราะห์ความยาวของลำอิเล็กตรอนที่มีผลของขนาดหน้าตัดของลำอิเล็กตรอน	26
2.29 การวัดการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน	26
2.30 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอน	27
2.31 ภาคตัดแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical) ของการกระจายรังสีทรานสิชัน	27
2.32 รังสีทรานสิชันที่มีโพลาไรเซชันตามแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical)	28
2.33 (ก) รูปร่าง-2 มิติ พร้อมทั้งเส้นสนามจากการคำนวณด้วย SUPERFISH (ข) ผลการกระจายของสนามไฟฟ้าตามความยาวของ RF-gun cavity	29
2.34 การกระจายตัวของอิเล็กตรอนจากการคำนวณด้วยโปรแกรม PARMELA	29
2.35 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน ที่คำนวณโดยใช้ลำอิเล็กตรอนจาก RF-gun ของมหาวิทยาลัยเชียงใหม่	30
2.36 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน ที่คำนวณโดยใช้ลำอิเล็กตรอนจาก RF-gun ของโครงการ SUNSHINE มหาวิทยาลัย Stanford	30
2.37 phase space, (x, x') ของลำอิเล็กตรอน จาก RF gun ของ (ก) มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ และ (ข) โครงการ SUNSHINE มหาวิทยาลัย Stanford	31

สารบัญตาราง

ตาราง	หน้า
2.1 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งแบบ UNIFORM	16
2.2 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งแบบ GAUSSIAN	17
2.3 การกระจายของรังสีทรานสิชันจากกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่ง และมุมแบบ GAUSSIAN	17

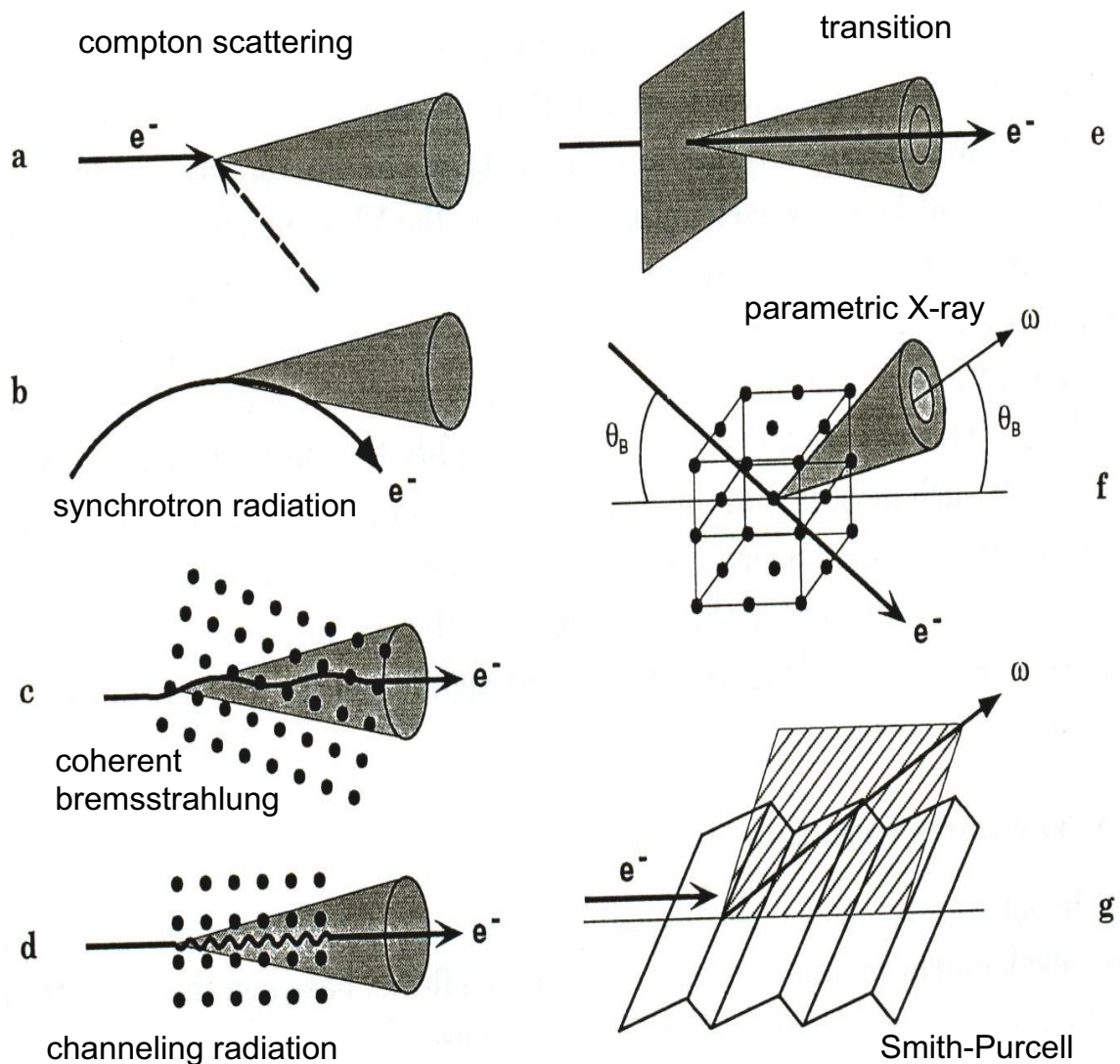
1 บทนำ

อนุภาคมีประจุจะแผ่คลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าเมื่อมีการเร่งอนุภาค การเร่งดังกล่าวอาจเกิดจากการเคลื่อนที่ของอนุภาคมีประจุภายในตัวกลางต่างๆ หรือภายใต้อิทธิพลของสนามแม่เหล็กไฟฟ้าจากภายนอก คุณสมบัติต่างๆ ของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่แผ่ออกมาจากอนุภาค เช่น จำนวนโฟตอน พลังงานของโฟตอนหรือความยาวคลื่น และการกระจายตัวของโฟตอน ขึ้นอยู่กับวิธีการเร่ง นั่นคือ ขึ้นอยู่กับชนิดของตัวกลาง หรือ สนามแม่เหล็กไฟฟ้าจากภายนอก ซึ่งรังสีที่ผลิตได้จะมีชื่อเรียกแตกต่างกันออกไปตามกระบวนการที่ก่อให้เกิดการแผ่รังสี [1-5] ตัวอย่างของกระบวนการแผ่รังสีของอนุภาคมีประจุ (ในที่นี้จะขอลำดับถึงอิเล็กตรอน) แสดงใน รูปที่1.1 ซึ่ง อธิบายการแผ่รังสีที่มีชื่อเรียกหรือกระบวนการที่เรียกว่า Compton scattering, Synchrotron radiation, Coherent bremsstrahlung, Channeling radiation, Transition radiation, Parametric-X radiation, Smith-Purcell radiation

หลักการเกิดการแผ่รังสีสำหรับแต่ละกระบวนการสรุปสั้น ๆ ได้ดังต่อไปนี้ [5]

- a) Compton scattering: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อชนกับลำแสงเลเซอร์ความเข้มสูง
- b) Synchrotron radiation: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่ตามแนวโค้ง การบังคับให้ลำอิเล็กตรอนมีการเลี้ยวเบนดังกล่าวนิยมใช้สนามแม่เหล็กภายนอก
- c) Coherent bremsstrahlung: เป็นการแผ่รังสี Bremsstrahlung ซึ่งเกิดขึ้นเมื่ออิเล็กตรอนวิ่งเข้าชนตัวกลางซึ่งจะมีลักษณะ coherent เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ใกล้ major axis ของ plane เป็นผลให้อิเล็กตรอนมีการเคลื่อนที่ตามแนวโค้ง กลับไปกลับมา
- d) Channeling radiation: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่เป็นแนวเกือบจะขนานกับแนวของ lattice plane เป็นผลให้อิเล็กตรอนมีการเคลื่อนที่ตามแนวโค้งเหมือนลักษณะของคลื่น sine ที่เป็น periodic
- e) Transition radiation: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างสองตัวกลางที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กตริกต่างกัน
- f) Parametric-X-Radiation: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่ผ่านผลึก มีลักษณะคล้ายกับการสะท้อนของคลื่นบนระนาบของ lattice plane
- g) Smith-Purcell radiation: เป็นการแผ่รังสีของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่เข้าใกล้ ในลักษณะที่เป็นแนวขนานกับผิวของ เกรตติงที่เป็นตัวนำ

รังสีทรานสิชัน (transition radiation) เป็นรังสีที่ถูกแผ่ออกมาจากอนุภาคมีประจุเมื่ออนุภากดังกล่าวเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างสองตัวกลางที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กตริกต่างกัน ในทางทฤษฎี คุณสมบัติของรังสีสามารถคำนวณโดยใช้การประมาณง่าย ๆ ของการจำลองปัญหาอนุภาคมีประจุกับขอบเขตรอยต่อให้เสมือนว่าเป็นการชนกันของอนุภาคมีประจุและอนุภาคเสมือนจริง (image charge) ซึ่งสมการที่ใช้อธิบายคุณสมบัติรังสีทรานสิชันจะซับซ้อนขึ้นเมื่อขอบเขตของรอยต่อมีสภาพที่ซับซ้อนขึ้น [1,6] และยังมีผลการศึกษาเพื่อนำเสนอการพัฒนาสมการที่ใช้อธิบายคุณสมบัติรังสีทรานสิชันอย่างต่อเนื่อง [7-9] นับได้ว่าการผลิตรังสีทรานสิชันเป็นการผลิตคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าจากอนุภาคมีประจุ (ส่วนใหญ่จะใช้กับอิเล็กตรอน) แบบหนึ่งที่น่าสนใจ [11-26] เนื่องจากความง่ายในการจัดหาและติดตั้งชุดทดลองเพื่อผลิตรังสี สามารถใช้อิเล็กตรอนพลังงานต่ำในช่วงกิโลอิเล็กตรอนโวลต์ หรือ เมกะอิเล็กตรอนโวลต์ และสเปกตรัมของรังสีทรานสิชันมีลักษณะเป็นแถบกว้าง (broad band) ซึ่งสามารถประยุกต์ได้กับงานวิจัยหลายด้านด้วยกัน



รูปที่ 1.1 กระบวนการแผ่รังสีแบบต่างๆ ของลำอิเล็กตรอน [5]

- a) compton scattering, b) synchrotron radiation, c) coherent bremsstrahlung, d) channeling radiation, e) transition radiation, f) parametric X radiation, g) Smith-Purcell radiation

ทั้งนี้ผลการศึกษาทางทฤษฎีที่ปรากฏส่วนใหญ่ มักจะเป็นในลักษณะของการแผ่รังสีของอิเล็กตรอน 1 ตัว สำหรับการผลิตรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนห้วงสั้นนั้น พบว่าสามารถเกิดการแผ่รังสีแบบอาพันธ์ (coherent) ได้ เมื่อรังสีที่แผ่ออกมาที่มีความยาวคลื่นมากกว่าความยาวของอิเล็กตรอนพัลส์ [19–21] ซึ่งมีศักยภาพที่จะพัฒนาเป็นแหล่งกำเนิดรังสีได้แดงย่านไกลความเข้มสูง อีกทั้งสามารถนำไปใช้วิเคราะห์ความยาวห้วงของลำอิเล็กตรอน [22–26] การแผ่รังสีในลักษณะนี้จะเกี่ยวข้องกับการแผ่รังสีจากอิเล็กตรอนในพัลส์ที่มีจำนวนมากพร้อมๆ กัน จึงจำเป็นต้องมี การศึกษาว่า พารามิเตอร์ต่างๆ ของลำอิเล็กตรอนนั้น มีผลอย่างไรต่อคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันที่แผ่ออกมา ซึ่งจะเป็นประโยชน์ต่อการพัฒนาให้เป็นแหล่งกำเนิดรังสีได้แดงย่านไกล (Far-infrared) หรือเทราเฮิรตซ์ (THz) ความเข้มสูง รวมทั้งเป็นประโยชน์ต่อการใช้รังสีในการวิเคราะห์ความยาวห้วงของลำอิเล็กตรอน

2 การดำเนินการวิจัยและผลการวิจัย

2.1 การศึกษาทางทฤษฎีและการคำนวณคุณสมบัติของรังสีทรานสิชัน

รังสีทรานสิชัน (transition radiation) เป็นการแผ่รังสีของอนุภาคมีประจุ (ส่วนใหญ่จะใช้อิเล็กตรอน) ที่เกิดขึ้นเมื่ออนุภาคเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างสองตัวกลางที่มีค่าไดอิเล็กตริกต่างกัน คุณสมบัติของรังสีที่แผ่ออกมาขึ้นอยู่กับ พลังงาน และทิศทางของอิเล็กตรอน และเงื่อนไขขอบเขตของบริเวณรอยต่อ

2.1.1 รังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนเดี่ยว

กรณีศึกษาที่ง่ายที่สุดจะเป็นการแผ่รังสีทรานสิชันที่รอยต่อระหว่างสุญญากาศ ($\epsilon = 1$) และตัวนำไฟฟ้าในอุดมคติ ($\epsilon \rightarrow \infty$) เมื่ออิเล็กตรอนวิ่งเข้าสู่ตัวนำแบบตั้งฉาก จะได้การกระจายตัวของรังสีที่ถูกแผ่ออก ณ มุม θ คือ

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \quad (1)$$

โดยรังสีที่แผ่ออกมาจะโพลาไรซ์บน radiation plane หรือ บน plane of incident ถ้าหากตัวกลางที่สองไม่ใช่ตัวนำไฟฟ้าในอุดมคติ หากมีค่าไดอิเล็กตริกเป็นค่าคงที่ เท่ากับ ϵ การกระจายตัวของรังสีทรานสิชันที่ถูกแผ่ออก ณ มุม θ คือ

$$\frac{d^2 W}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi^2 c (1 - \beta \sin^2 \theta)^2} \left| \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}{(1 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right|^2 \quad (2)$$

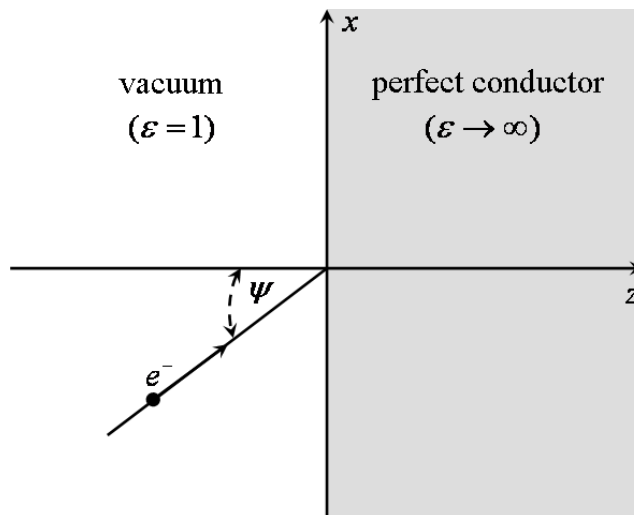
เมื่ออิเล็กตรอนวิ่งเข้าสู่ตัวกลางที่สองด้วยมุม incident angle เท่ากับ ψ ดังรูปที่ 2.1 จะทำให้รังสีที่แผ่ออกมามีสององค์ประกอบคือโพลาไรซ์บน radiation plane หรือ บน plane of incident เรียกองค์ประกอบนี้ว่า องค์ประกอบขนาน (parallel polarization) และใช้สัญลักษณ์ $\parallel$ และโพลาไรซ์ตั้งฉากกับ radiation plane หรือ เรียกองค์ประกอบนี้ว่า องค์ประกอบตั้งฉาก (perpendicular polarization) และใช้สัญลักษณ์ $\perp$

เมื่ออิเล็กตรอนวิ่งเข้าสู่ตัวกลางที่สองด้วยมุม $\psi = 45^\circ$ ซึ่งใช้มากในการทดลองทั่วไป รังสีทรานสิชันแบบ backward คือมีทิศทางออกไปสู่ตัวกลางสุญญากาศ สำหรับรอยต่อระหว่างสุญญากาศ ($\epsilon = 1$) และตัวนำไฟฟ้าในอุดมคติ ($\epsilon \rightarrow \infty$) จะมีการกระจายตัวของรังสีดังต่อไปนี้

$$\frac{d^2 W^\parallel}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi^2 c} \left[\frac{2 \sin \theta - \sqrt{2} \beta \cos \phi}{(\sqrt{2} - \beta \sin \theta \cos \phi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \quad (3)$$

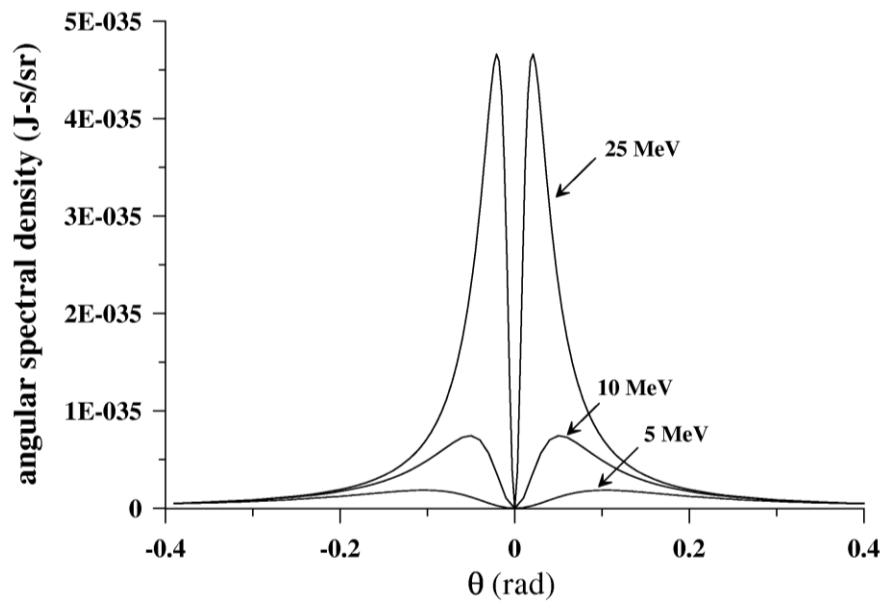
$$\frac{d^2 W^\perp}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi^2 c} \left[\frac{\sqrt{2} \beta \cos \theta \sin \phi}{(\sqrt{2} - \beta \sin \theta \cos \phi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right]^2 \quad (4)$$

เมื่อ θ เป็นมุมระหว่างทิศของรังสีที่แผ่ออกมากับแกน $-z$ ส่วน ϕ เป็นมุมที่นิยามบนระนาบ $x-y$ เมื่อเทียบกับแกน $-x$

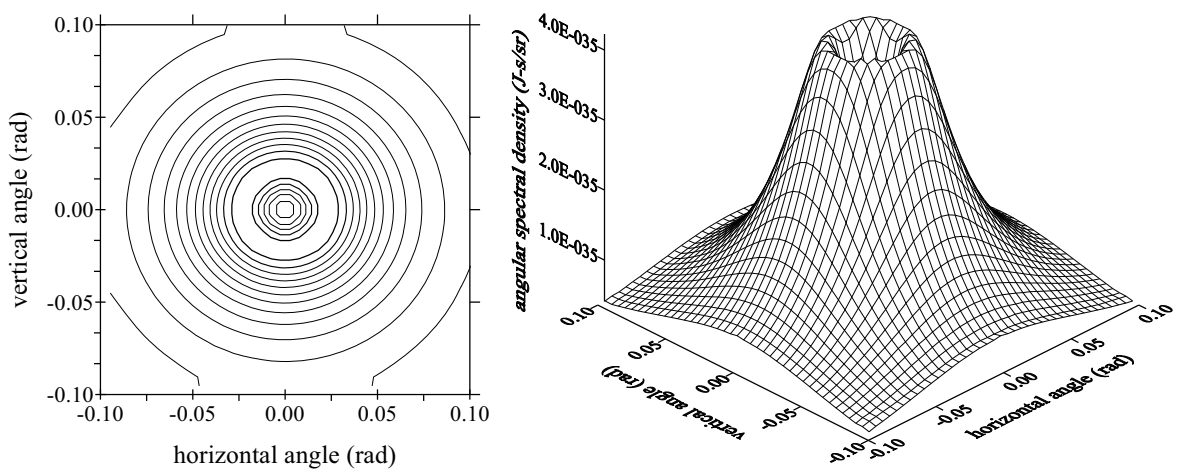


รูปที่ 2.1 อิเล็กตรอนเคลื่อนที่ผ่านรอยต่อระหว่างระหว่างสองตัวกลางด้วยมุม incident angle เท่ากับ ψ

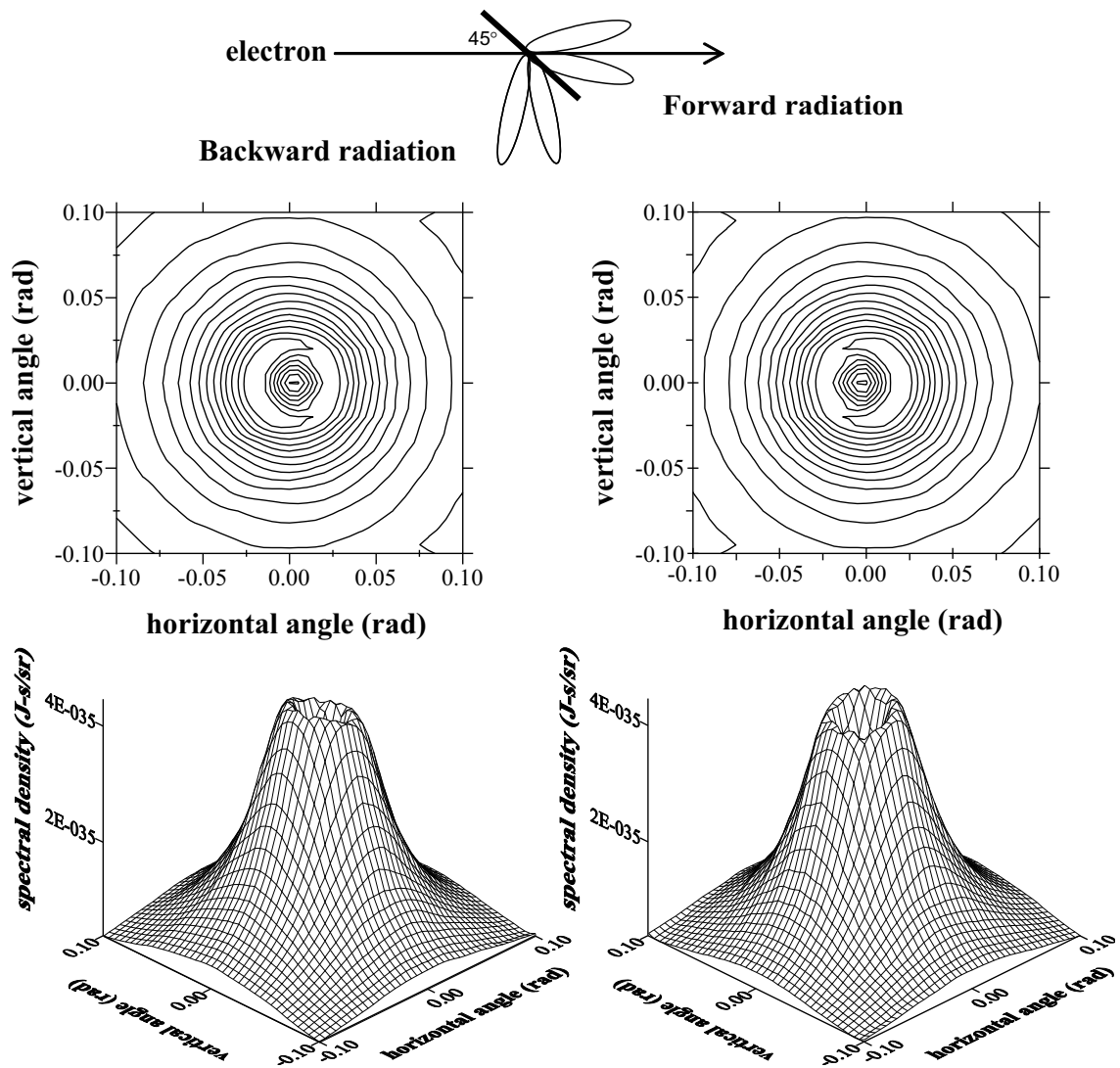
ความเข้มและการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน สำหรับกรณีอิเล็กตรอนวิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าแบบตั้งฉากคำนวณได้จากสมการ (1) และแสดงในรูปที่ 2.2 เมื่ออิเล็กตรอนมีพลังงาน 5 MeV ,10 MeV และ 25 MeV ความเข้มสูงสุดของรังสีจะอยู่ที่มุม $\theta \sim \pm 1/\gamma$ โดย $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ และจะ collimate มากขึ้นเมื่อพลังงานของอิเล็กตรอนมีค่ามากขึ้น ในรูปที่ 2.3 แสดงการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันจาก อิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV เมื่ออิเล็กตรอนวิ่งเข้าแบบตั้งฉาก ซึ่งจะเห็นความสมมาตรเชิง azimuth (no ϕ dependence) เปรียบเทียบกับในรูปที่ 2.4 ที่แสดงแสดงการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้า ด้วยมุม incident angle $\psi = 45^\circ$ ซึ่งการกระจายจะขึ้นอยู่กัมุม ϕ ด้วย โดยจะพบความไม่สมมาตรตามแนว horizontal เนื่องจากการหมุนของรอยต่อรอบแกน y (อ้างถึงรูปที่ 2.1) ทั้งนี้พบว่าเมื่ออิเล็กตรอนมีพลังงานสูงขึ้นความไม่สมมาตรดังกล่าวจะลดน้อยลง ดังแสดงในรูปที่ 2.5 ซึ่งเปรียบเทียบการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันตามแนว horizontal จากอิเล็กตรอนพลังงาน 5 MeV และ 25 MeV โดยอิเล็กตรอนวิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าแบบตั้งฉาก และด้วยมุม incident angle $\psi = 45^\circ$



รูปที่ 2.2 ความเข้มและการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนที่มีพลังงาน 5 MeV ,10 MeV และ 25 MeV วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าแบบตั้งฉาก

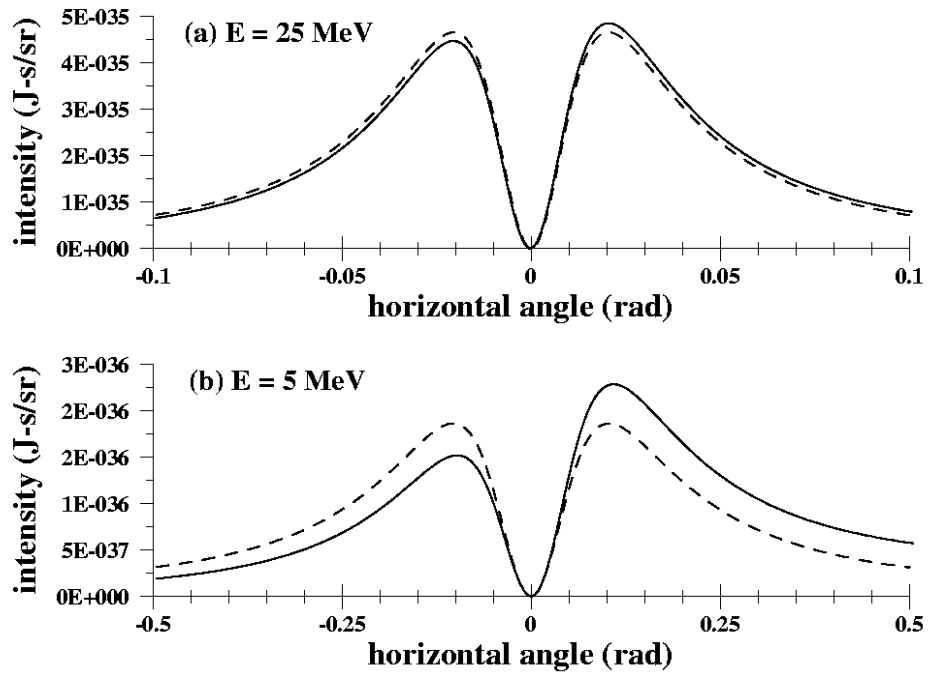


รูปที่ 2.3 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าแบบตั้งฉาก

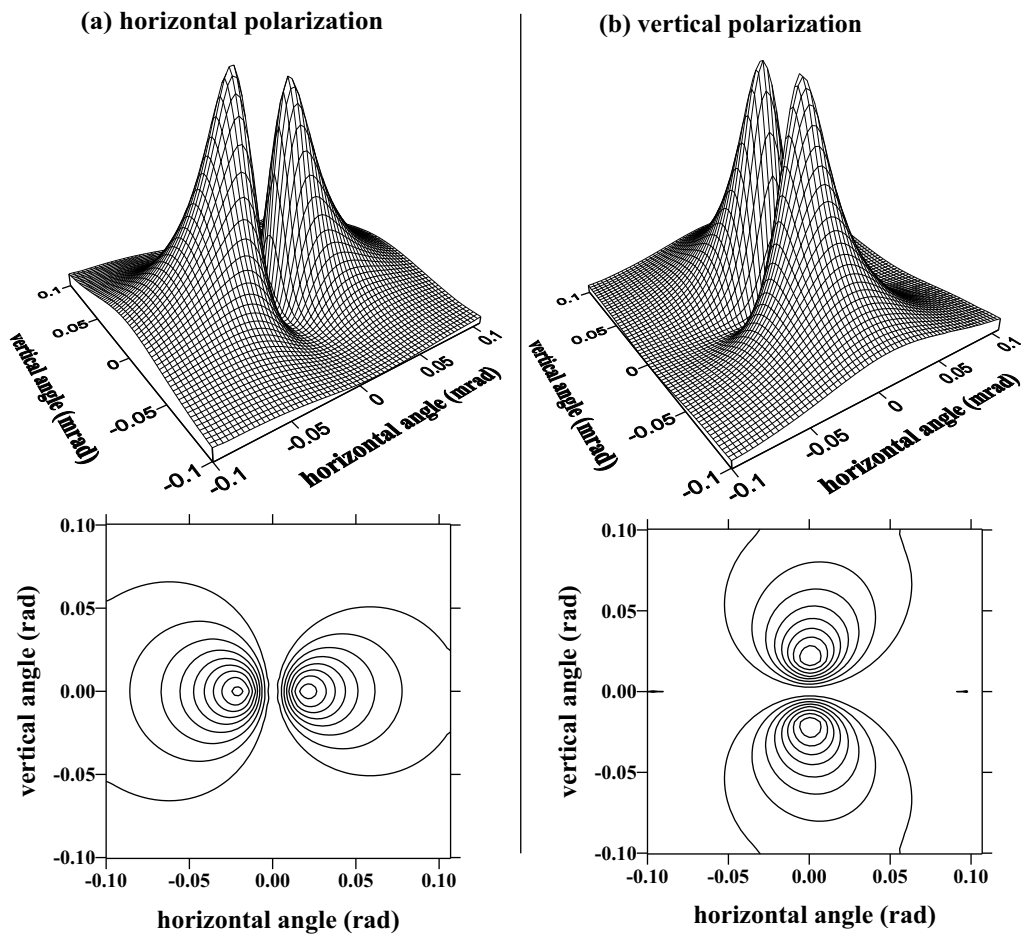


รูปที่ 2.4 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันเมื่ออิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV
วิ่งจากสุญญากาศเข้าสู่ตัวนำไฟฟ้าด้วยมุม incident angle $\psi = 45^\circ$

สำหรับคุณสมบัติเกี่ยวกับโพลาไรเซชันนั้น กรณีตกกระทบแบบตั้งฉาก รังสีที่แผ่ออกมาจะมีองค์ประกอบเดียวที่มีสนามไฟฟ้าอยู่บน radiation plane ซึ่งนิยามด้วย ระนาบที่มีทิศของรังสี $\mathbf{k}$ และทิศตั้งฉากกับรอยต่อ โพลาไรเซชันของรังสีจึงตามแนวรัศมี ส่วนกรณีตกกระทบด้วยมุม 45° แม้ว่ารังสีที่แผ่ออกมาจะมีทั้งตั้งฉากและขนานกับ radiation plane โพลาไรเซชันของรังสียังคงคล้ายกับกรณีตกกระทบแบบตั้งฉาก หากต้องการวิเคราะห์โพลาไรเซชันตามแนวขวาง และแนวยาว (horizontal and vertical polarization) ใช้สมการ (2) และ (3) แล้ว project ลงบนแต่ละแนวแกน ตัวอย่างผลการคำนวณโพลาไรเซชันตามแนวขวาง และแนวยาว ของรังสีทรานสิชันที่แผ่ออกมา แสดงในรูปที่ 2.6



รูปที่ 2.5 การกระจายของรังสีทรานสิชันตามแนว horizontal จากอิเล็กตรอนพลังงาน (a) 25 MeV และ (b) 5 MeV เมื่อ incident แบบตั้งฉาก (เส้นประ) และด้วยมุม incident angle $\psi = 45^\circ$ (เส้นทึบ)

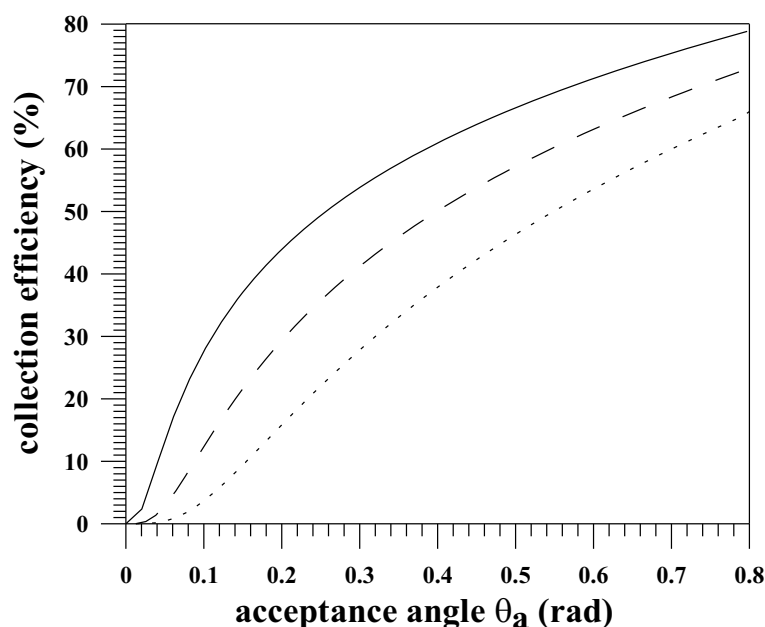


รูปที่ 2.6 รังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนพลังงาน 25 MeV ที่มีโพลาไรเซชันตามแนวขวาง และแนวยาว

แม้ว่ารังสีทรานสิชันจะมีการกระจายที่มีความเข้มสูงสุดประมาณมุมกระจาย $1/\gamma$ ยังมีปริมาณรวมของรังสีอีกมากที่ถูกแผ่ออกมา ณ มุมที่มากกว่ามุมดังกล่าว การรวบรวม (collection) รังสีภายในมุมรับ (acceptance angle) θ_a จึงเป็นข้อมูลที่สำคัญอีกอย่างหนึ่ง โดยอินทิเกรตสมการ (1) บนมุมตันที่จำกัดด้วย θ_a จะได้พลังงานของรังสีที่รวบรวมได้

$$\frac{dW}{d\omega}(\theta_a) = \frac{e^2}{2\pi c} \left[\frac{2(1-\beta^2)\cos\theta_a}{(1-\beta^2\cos^2\theta_a)} + \frac{(1+\beta^2)}{\beta} \ln \left(\frac{(1-\beta\cos\theta_a)(1+\beta)}{(1+\beta\cos\theta_a)(1-\beta)} \right) - 2 \right] \quad (5)$$

นิยาม collection efficiency ด้วยอัตราส่วนของพลังงานของรังสีที่รวบรวมได้ภายในมุม θ_a เทียบกับพลังงานของรังสีที่แผ่ออกมาใน half space และค่า collection efficiency ที่คำนวณสำหรับการรวบรวมรังสีทรานสิชันที่ผลิตจากอิเล็กตรอนพลังงาน 5 MeV, 10 MeV, และ 25 MeV แสดงในรูปที่ 2.7



รูปที่ 2.7 collection efficiency สำหรับการรวบรวมรังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอนพลังงาน 5, 10, และ 25 MeV

สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากอิเล็กตรอน 1 ตัว กระจายไปถึงความถี่ในย่านเอกซ์เรย์ด้วยความเข้มคงที่ แต่สำหรับสเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากกลุ่มอิเล็กตรอน จะมีผลของการแผ่รังสีแบบอาพันธ์ (coherent) เข้ามาเกี่ยวข้องซึ่งจะได้อธิบายในหัวข้อต่อไป

2.1.2 รังสีทรานสิชันจากกลุ่มอิเล็กตรอน

การศึกษาคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันจากกลุ่มอิเล็กตรอน จะแยกการศึกษาออกเป็น การกระจายเชิงสเปกตรัมและการกระจายเชิงมุม โดยการแผ่รังสีของกลุ่มอิเล็กตรอนหรืออิเล็กตรอนพัลส์ สามารถแสดงด้วยการรวมของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าที่แผ่ออกมาจากแต่ละอิเล็กตรอน

ให้ $\vec{r}_j$ เป็นตำแหน่งของอิเล็กตรอน ที่ j ในพัลส์เทียบกับศูนย์กลาง
รังสีที่แผ่ออกจากอิเล็กตรอนพัลส์ ซึ่งประกอบด้วย N อิเล็กตรอน คือ

$$\vec{E}_{total}(\omega) = \sum_{j=1}^N \vec{E}_j(\omega) e^{i(\omega t - \vec{k}_j \cdot \vec{r}_j)} = \sum_{j=1}^N \vec{E}_j(\omega) e^{i(\omega t - k\hat{n}_j \cdot \vec{r}_j)} \quad (6)$$

ในขอบเขตของ far field approximation จะได้ว่า $\hat{n}_j = \hat{n}$ และ $\vec{E}_j(\omega) = E_j(\omega)\hat{n}$

ส่วนความเข้มของรังสีหาได้จากสนามไฟฟ้ายกกำลังสอง

$$\begin{aligned} I(\omega) &\propto |\vec{E}_{total}(\omega)|^2 \\ &\propto \left| \sum_{j=1}^N E_j(\omega) e^{ik\hat{n} \cdot \vec{r}_j} \right|^2 \\ &= \sum_{j=1}^N E_j(\omega) e^{ik\hat{n} \cdot \vec{r}_j} \sum_{m=1}^N E_m^*(\omega) e^{-ik\hat{n} \cdot \vec{r}_m} \\ &= \sum_{j=1}^N |E_j(\omega)|^2 + \sum_{\substack{j,m=1 \\ j \neq m}}^N E_j(\omega) E_m^*(\omega) e^{ik\hat{n} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_m)} \end{aligned}$$

ให้ความเข้มของรังสีจากอิเล็กตรอน 1 ตัว เป็น $I_e(\omega) = |E_j(\omega)|^2$

สำหรับอิเล็กตรอนพัลส์ที่มีอิเล็กตรอนพลังงานเท่ากัน N ตัว ความเข้มของรังสีรวม คือ

$$I(\omega) = NI_e(\omega) + I_e(\omega) \sum_{\substack{j,m=1 \\ j \neq m}}^N e^{ik\hat{n} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_m)} \quad (7)$$

สำหรับรังสีที่มีความยาวคลื่นซึ่งมีค่ามากกว่าความยาวพัลส์ของอิเล็กตรอนมาก สมการ (7) จะมีผลต่างของเฟสเล็กน้อยและจะได้ $I(\omega) = NI_e(\omega) + N(N-1)I_e(\omega) = N^2 I_e(\omega)$ ถือว่าเป็นการแผ่รังสีแบบ coherent ส่วนกรณี
ที่รังสีที่มีความยาวคลื่นน้อยกว่าความยาวพัลส์ของอิเล็กตรอนมาก เป็นการแผ่รังสีแบบ incoherent การรวมกันของ
random phase จะทำให้เทอมที่สองในสมการ (8) หายไป ผลที่ได้คือ $I(\omega) = NI_e(\omega)$

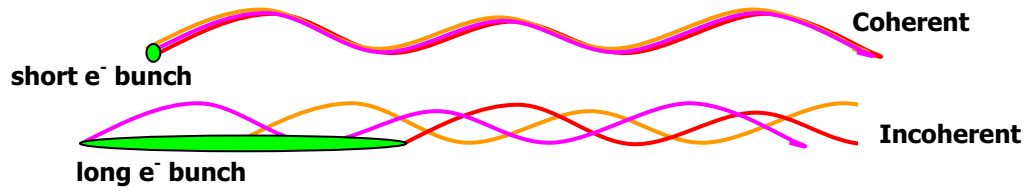
สรุปได้ว่า การเป็นอาพันธ์ หรือ coherence ของรังสี อธิบายถึงลักษณะของการแผ่รังสีของแต่ละอิเล็กตรอน
ในพัลส์ สำหรับรังสีที่มีความยาวคลื่นซึ่งมีค่ามากกว่าความยาวพัลส์ของอิเล็กตรอน รังสีนั้นจะถูกรวมกันแบบ in-
phase และ ทำให้เหมือนกับว่าอิเล็กตรอนทุกตัวแผ่รังสีพร้อมๆ กันเมื่อรวมสนามไฟฟ้าเข้าด้วยกันแล้วคิดในเทอมของ
ความเข้มจะพบว่า

$$I_{coherent} \propto N_e^2 \quad (8)$$

ส่วนรังสีที่มีความยาวคลื่นซึ่งมีค่าน้อยกว่าความยาวพัลส์ของอิเล็กตรอน รังสีนั้นจะถูกรวมกันแบบ random phase
และส่งผลให้ความเข้มขึ้นอยู่กับจำนวนอิเล็กตรอนในพัลส์

$$I_{incoherent} \propto N_e \quad (9)$$

แผนภาพจำลองการเกิดรังสีทั้งสองแบบ (coherent และ incoherent) แสดงในภาพประกอบที่ 2.8



รูปที่ 2.8 แผนภาพจำลองการเกิดรังสีแบบ coherent เมื่อความยาวคลื่นยาวกว่าอิเล็กตรอนพัลส์ และ แบบ incoherent เมื่อความยาวคลื่นสั้นกว่าอิเล็กตรอนพัลส์

การแสดงผลของสมการ (7) เมื่อให้พัลส์ของอิเล็กตรอนมีการกระจายตัวแบบต่อเนื่อง (continuum) จะได้ว่า

$$I_{total}(\omega) \approx NI_e(\omega)[1 + (N-1)f(\omega)] \quad (10)$$

โดยนิยาม *form factor* $f(\omega)$ ด้วยความสัมพันธ์กับฟังก์ชันการกระจายตัวของอิเล็กตรอน $S(\vec{r})$

$$f(\omega) = \left| \int e^{ik\vec{n} \cdot \vec{r}} S(\vec{r}) d^3r \right|^2 \quad (11)$$

ซึ่งผลของ coherent limit และ incoherent limit ให้ข้อสรุปเช่นเดียวกับสมการ (8) และ (9)

สำหรับห้วงอิเล็กตรอนที่มีการกระจาย $S(\vec{r})$ ซึ่งสามารถเขียนได้เป็น $S(\vec{r}) = S_{\perp}(\vec{r})S_{\parallel}(\vec{r})$ โดย $S_{\perp}(\vec{r})$ คือการกระจายแนวขวางและ $S_{\parallel}(\vec{r})$ คือการกระจายแนวยาว จะได้ *form factor*

$$f(\omega, \theta) = \left| \int S_{\perp} e^{ikr_{\perp} \sin \theta} dr_{\perp} \int S_{\parallel} e^{ikz \cos \theta} dz \right|^2 \quad (12)$$

โดย θ คือมุมสังเกต หากเราสามารถละผลของการกระจายตามแนวขวางได้ *form factor* จะเหลือเพียงแค่

$$f(\omega) = \left| \int e^{ikz} S_{\parallel}(z) dz \right|^2 = |S_{\parallel}(\omega)|^2 \quad (13)$$

โดย $|S_{\parallel}(\omega)|^2$ คือผลการแปลงฟูเรียร์ของการกระจายแนวยาว ซึ่งจะเห็นได้ว่าสเปกตรัมของรังสีอาพันธ์จะขึ้นอยู่กับ การกระจายตามแนวยาวเท่านั้น

ตัวอย่างการคำนวณ *form factor* พิจารณาพัลส์ที่มีการกระจายแบบ Gaussian

$$S_{\parallel}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\pi^2/2\sigma_z^2} \quad (14)$$

$$\text{จะมี form factor} \quad f(\omega) = e^{-(\omega\sigma_z/c)^2} \quad (15)$$

ส่วนพัลส์ที่มีการกระจายแบบ rectangular

$$S_{\parallel}(z) = \begin{cases} 1/l, & \text{for } |z| \leq l \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (16)$$

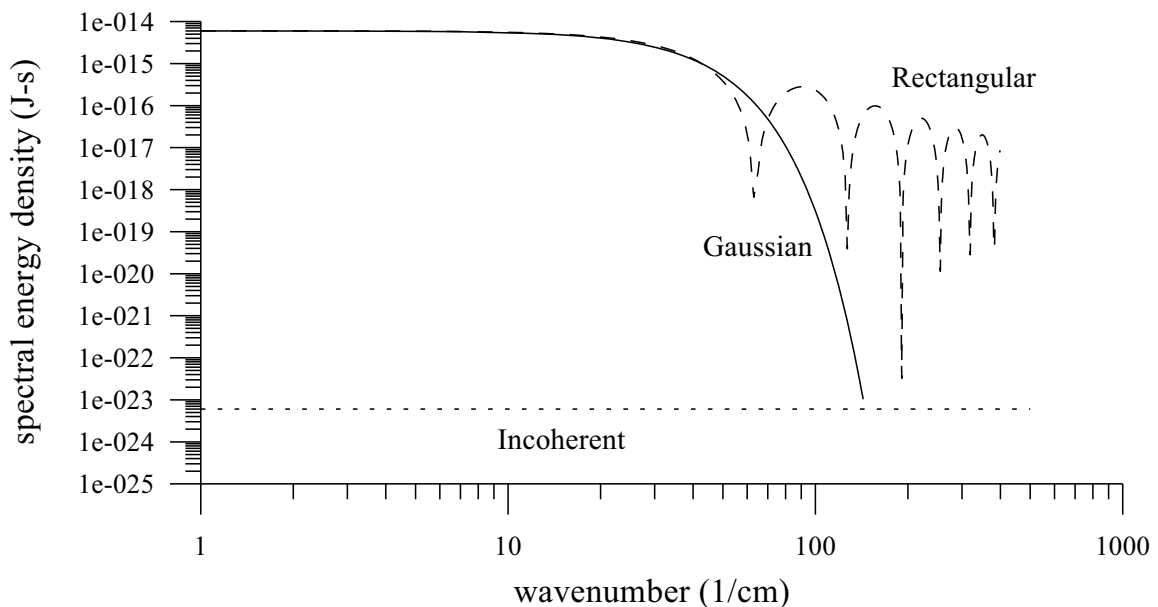
$$\text{จะมี form factor} \quad f(\omega) = \left[\frac{\sin(\omega l / 2c)}{\omega l / 2c} \right]^2 \quad (17)$$

สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันเมื่อแผ่รังสี แบบ incoherent และ coherent คำนวณจากการแผ่รังสีของ อิเล็กตรอน 1×10^9 ตัว แสดงในรูปที่ 2.9 โดยการคำนวณการแผ่รังสี coherent ใช้ลำอิเล็กตรอนแบบ Gaussian ที่มี $\sigma_z = 50$ และแบบ rectangular ที่มีความยาว $l = 50 \mu\text{m}$ จะเห็นว่ารังสี coherent มีความเข้มที่สูงกว่ามากและมี สเปกตรัมกระจายครอบคลุมอย่างน้อย 100 cm^{-1}

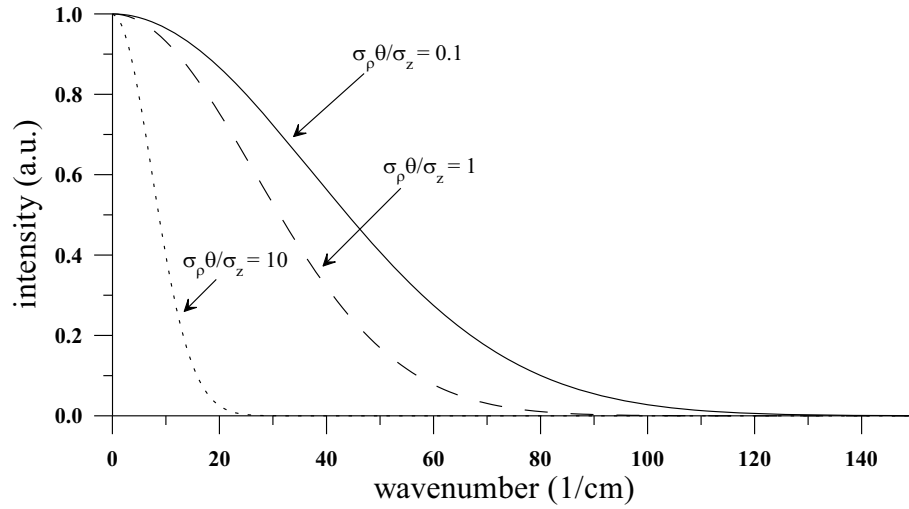
ในกรณีทั่วไปที่มีขนาดของลำอิเล็กตรอนตามแนวขวางเข้ามาเกี่ยวข้อง พบว่า จะส่งผลให้สเปกตรัมของรังสี coherent ส่วนความถี่สูงถูกลด (suppression of high frequency components) ผลของขนาดลำอิเล็กตรอนตาม แนวขวางแสดงได้โดย สมมติให้ลำอิเล็กตรอนมีการกระจายแบบเกาส์เซียน ซึ่งมี form factor

$$f(\omega) = e^{-(k\sigma_p \sin \theta)^2} e^{-(k\sigma_z \cos \theta)^2} \quad (18)$$

โดย σ_p แสดงขนาดตามขวางของลำอิเล็กตรอนแบบ Gaussian และ σ_z คือขนาดตามยาวของลำ อิเล็กตรอนแบบ Gaussian จะเห็นได้ว่า สามารถละผลของการกระจายตามแนวขวางได้เมื่อ $\sigma_p \sin \theta \ll \sigma_z \cos \theta$ หรือ $\sigma_p \tan \theta \ll \sigma_z$ ที่สามารถประมาณได้ด้วย $\sigma_p \theta \ll \sigma_z$ สำหรับอิเล็กตรอน สัมพัทธภาพ สเปกตรัมของรังสี coherent เมื่อสัดส่วนขนาดลำอิเล็กตรอนตามแนวขวางต่อแนวยาว $\sigma_p \theta / \sigma_z = 0.1, 1$ และ 10 แสดงในรูปที่ 2.10 ซึ่งจะเห็นได้อย่างชัดเจนถึงการลดลงของสเปกตรัมของรังสี coherent ส่วนความถี่ สูงเนื่องจากขนาดของลำอิเล็กตรอนแนวขวาง ดังนั้นเพื่อที่จะได้รังสี coherent ที่มีการกระจายสเปกตรัมจำกัดด้วย ความยาวของลำอิเล็กตรอน ขนาดของลำอิเล็กตรอนแนวขวางควรจะเล็กที่สุดเท่าที่จะเป็นไปได้



รูปที่ 2.9 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชัน เมื่อ อิเล็กตรอน 1×10^9 ตัว แผ่รังสี แบบ incoherent และ coherent



รูปที่ 2.10 สเปกตรัมของรังสี coherent เมื่อสัดส่วน $\sigma_\rho \theta / \sigma_z = 0.1, 1$ และ 10

การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานส์เวอร์สจากอิเล็กตรอน 1 ตัว อธิบายได้ด้วยสมการ (3)-(5) เมื่อต้องการศึกษาการกระจายเชิงมุมของรังสีจากกลุ่มอิเล็กตรอน จำเป็นที่จะต้องรวมรังสีที่เกิดจากอิเล็กตรอนแต่ละตัวเข้าด้วยกัน จึงได้พัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์ขึ้นเพื่อช่วยในการคำนวณ

โปรแกรมดังกล่าว ทำงานโดยจำลองหัววัดรังสีซึ่งมีจำนวนเท่ากับที่ผู้ใช้งานกำหนด วางไว้ที่มุม θ ต่างๆ กัน จากนั้นคำนวณความเข้มของรังสีสำหรับอิเล็กตรอนแต่ละตัวซึ่งมีคุณสมบัติต่างๆ กัน ที่ตกกระทบเป้า แล้วรวมความเข้มของรังสีที่ตกกระทบหัววัดแต่ละตัว ทั้งนี้คุณสมบัติของอิเล็กตรอนแต่ละตัวที่ใช้ในการคำนวณ ประกอบด้วย ตำแหน่งที่ตกกระทบเป้า, มุมที่ตกกระทบเป้า (ในกรณี 2 มิติ จะสนใจเพียงมุม ψ) และความเร็วของอิเล็กตรอน ($\beta = v/c$)

สรุปการคำนวณของโปรแกรมได้ดังต่อไปนี้

กรณีที่อิเล็กตรอนเพียงหนึ่งตัวเคลื่อนที่ตกกระทบ radiator เราสามารถคำนวณความเข้มที่มุมสังเกตการณ์ต่างๆ ได้จากสมการ

$$\frac{dW^\parallel}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} \left[\frac{\sin \theta - \beta \cos \phi \sin \psi}{(1 - \beta \sin \theta \cos \phi \sin \psi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta \cos^2 \psi} \right]^2, \quad (19)$$

$$\frac{dW^\perp}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} \left[\frac{\beta \cos \theta \sin \phi \sin \psi}{(1 - \beta \sin \theta \cos \phi \sin \psi)^2 - \beta^2 \cos^2 \theta \cos^2 \psi} \right]^2, \quad (20)$$

และ

$$\frac{dW}{d\Omega d\omega} = \frac{dW^\perp}{d\Omega d\omega} + \frac{dW^\parallel}{d\Omega d\omega}. \quad (21)$$

เมื่อ $W^\perp$ คือความเข้มรังสีที่มี polarization ตั้งฉากกับทิศทางการแผ่รังสี

$W^\parallel$ คือความเข้มรังสีที่มี polarization ขนานกับทิศทางการแผ่รังสี

ในกรณีอุดมคติ อิเล็กตรอนจะตกกระทบบนที่จุดกึ่งกลางและตั้งฉากกับ radiator (รูปที่ 2.11) มุมสังเกตการณ์ของการแผ่รังสีสามารถวัดได้โดยตรงจากเส้นตั้งฉากที่ผ่านจุดกึ่งกลางของ radiator แต่ในกรณีที่อิเล็กตรอนตกกระทบบนไม่ตั้งฉากหรือเยื้องออกจากจุดศูนย์กลางของ radiator (รูปที่ 2.12) เราจะไม่สามารถวัดมุมสังเกตการณ์ของการแผ่รังสีเทียบกับเส้นตั้งฉากที่ผ่านจุดกึ่งกลางของ radiator ได้โดยตรง จำเป็นต้องคำนวณหามุมสังเกตการณ์ใหม่ หากสนใจเฉพาะระนาบที่ $\phi = 0$ จะสามารถคำนวณหามุมสังเกตการณ์ใหม่ได้โดยสมการ

$$\theta(\theta', \psi, x, l) = \tan^{-1} \left[\frac{\left(\sin(\theta' + \psi) - \frac{x}{l} \right)}{\cos(\theta' + \psi)} \right]. \quad (22)$$

เมื่อ θ คือมุมสังเกตการณ์ที่วัดเทียบกับเส้นตั้งฉากที่ผ่านจุดกึ่งกลางของ radiator

θ' คือมุมระหว่างความเร็วของอิเล็กตรอนกับเส้นที่ลากจากจุดที่อิเล็กตรอนตกกระทบบนไปยังจุดสังเกตการณ์

ψ คือมุมระหว่างความเร็วของอิเล็กตรอนกับเส้นตั้งฉากกับ radiator

x คือระยะจากจุดกึ่งกลางของ radiator ถึงจุดที่อิเล็กตรอนตกกระทบบน

l คือระยะจากจุดกึ่งกลางของ radiator ถึงจุดสังเกตการณ์

สำหรับอิเล็กตรอนลำดับที่ i เราสามารถคำนวณหาความเข้มของการแผ่รังสีได้จากสมการ

$$\frac{dW_i}{d\Omega d\omega} = I_i(\theta_i(\theta'_i, \psi_i, x_i, l), \beta_i, \psi_i) = \frac{e^2 \beta_i^2 \cos^2 \psi_i}{\pi^2 c} \left[\frac{\sin \theta_i - \beta_i \sin \psi_i}{(1 - \beta_i \sin \theta_i \sin \psi_i)^2 - \beta_i^2 \cos^2 \theta_i \cos^2 \psi_i} \right]^2. \quad (23)$$

และความเข้มในการแผ่รังสีที่เกิดจากอิเล็กตรอนทุกตัวสามารถคำนวณได้จาก

$$I = \sum_i I_i(\theta_i(\theta'_i, \psi_i, x_i, l), \beta_i, \psi_i) \quad (24)$$

โปรแกรมจะเริ่มคำนวณหรือสุ่มคุณสมบัติของอิเล็กตรอนแต่ละตัว (ψ_i, x_i, β_i) เพื่อนำมาใช้ในการหาความเข้มของรังสีที่เกิดจากอิเล็กตรอนแต่ละตัว จากนั้นจึงรวมความเข้มจากอิเล็กตรอนทุกตัวที่มุมสังเกตการณ์ต่างๆ แล้วแสดงผลลัพธ์

ในส่วนของผู้ใช้งาน ตัวแปรที่สามารถปรับค่าได้ประกอบด้วย

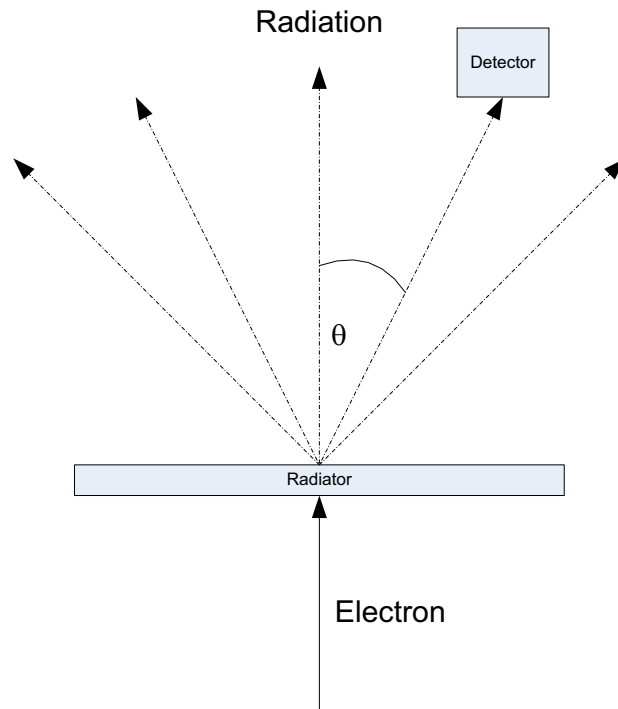
- จำนวนอิเล็กตรอนที่ใช้ในการคำนวณ
- พลังงานของอิเล็กตรอน เพื่อใช้คำนวณความเร็วของอิเล็กตรอน
- การกระจายตำแหน่งของอิเล็กตรอน

สามารถกำหนดได้เป็น SINGULAR, UNIFORM และ GAUSSIAN

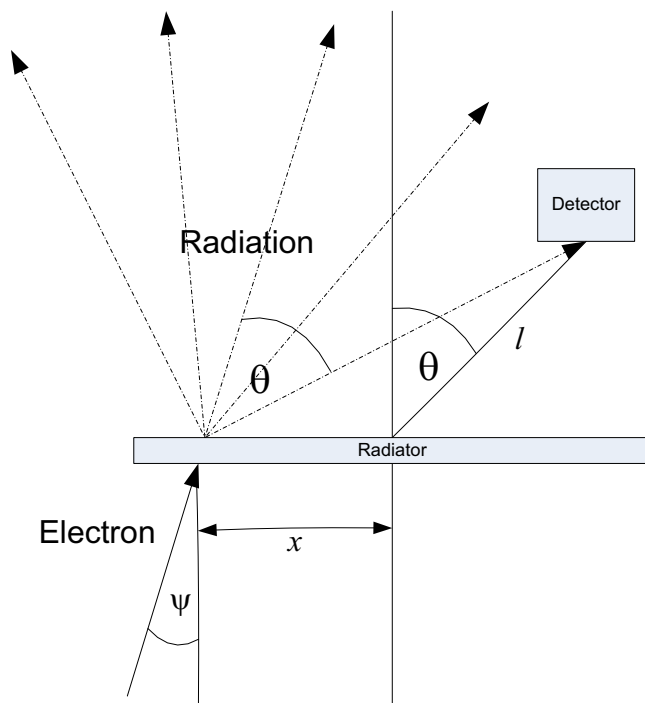
- การกระจายมุมตกกระทบบนของอิเล็กตรอน

สามารถกำหนดได้เป็น

SINGULAR, UNIFORM และ GAUSSIAN



รูปที่ 2.11 อิเล็กตรอนตกกระทบบ้างที่จุดกึ่งกลางของ radiator



รูปที่ 2.12 อิเล็กตรอนตกกระทบบ้างและเฉียงออกจากจุดศูนย์กลางของ radiator

- ตำแหน่งตกกระทบของลำอิเล็กตรอนเทียบกับจุดศูนย์กลางของตัวแผ่รังสี
- มุมตกกระทบของลำอิเล็กตรอน
- ขนาดของลำอิเล็กตรอน เป็นค่ารัศมีหรือ standard deviation ขึ้นอยู่กับการกระจายตำแหน่ง
- มุมกระจาย (Divergent angle) ของลำอิเล็กตรอน
- มุมสังเกตการณ์สูงสุด/ต่ำสุด
- จำนวนหัววัด
- ระยะทางจากตัวแผ่รังสีถึงหัววัด

โดยโปรแกรมจะนำตัวแปรต่างๆ ดังกล่าว มาใช้หาคุณสมบัติของอิเล็กตรอนแต่ละตัว (ψ_i, x_i, β_i) เพื่อใช้ในการคำนวณต่อไป

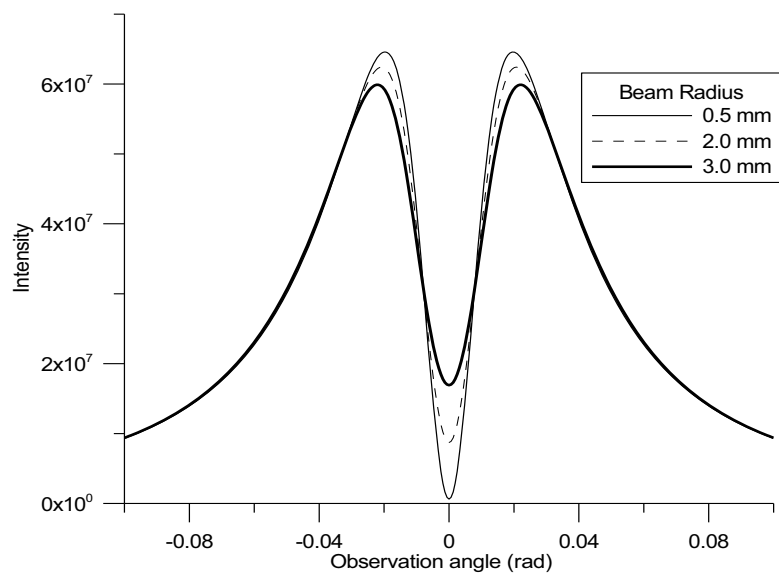
ตัวอย่างผลการคำนวณ

ในการคำนวณต่อไปนี้ กำหนดค่าตัวแปรบางตัวที่ตั้งไว้คงที่ ได้แก่

- จำนวนอิเล็กตรอน = 100000 ตัว
- พลังงาน = 26 MeV
- มุมสังเกตการณ์ = $\pi/10$ ถึง $-\pi/10$
- จำนวนหัววัด = 1001 ตัว
- ระยะทางจากตัวแผ่รังสีถึงหัววัด = 30 เซนติเมตร
- ตำแหน่งตกกระทบของลำอิเล็กตรอน = 0 เมตร
- มุมตกกระทบของลำอิเล็กตรอน = 0 เรเดียน

กรณีศึกษา

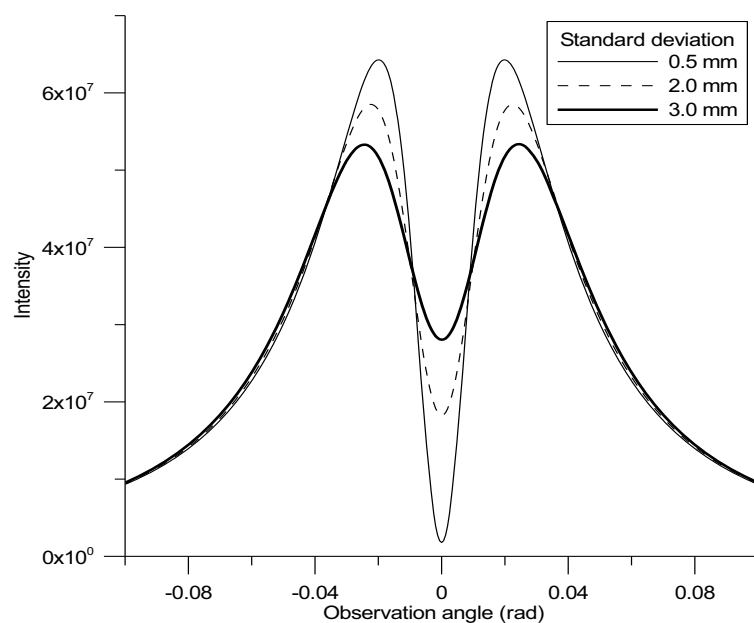
1. กลุ่มอิเล็กตรอนมีการกระจายตำแหน่งแบบ UNIFORM ได้ผลดังรูปที่ 2.13 และตารางที่ 2.1
2. กลุ่มอิเล็กตรอนมีการกระจายตำแหน่งแบบ GAUSSIAN ได้ผลดังรูปที่ 2.14 และตารางที่ 2.2
3. กลุ่มอิเล็กตรอนมีการกระจายตำแหน่ง และ มุมตกกระทบ แบบ GAUSSIAN ได้ผลดังรูปที่ 2.15 และตารางที่ 2.3
4. กลุ่มอิเล็กตรอนมีการกระจายตำแหน่ง และ มุมตกกระทบ แบบ GAUSSIAN โดยให้ emittance คงที่เท่ากับ 4 mm-mrad พลังงานของอิเล็กตรอนเท่ากับ 26 ล้านอิเล็กตรอนโวลต์ จำลองอิเล็กตรอน 100000 ตัว ได้ผลดังรูปที่ 2.16



รูปที่ 2.13 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากลำอิเล็กตรอนขนาดต่างๆ ที่มีการกระจายตัวแบบ UNIFORM

ตารางที่ 2.1 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งแบบ UNIFORM

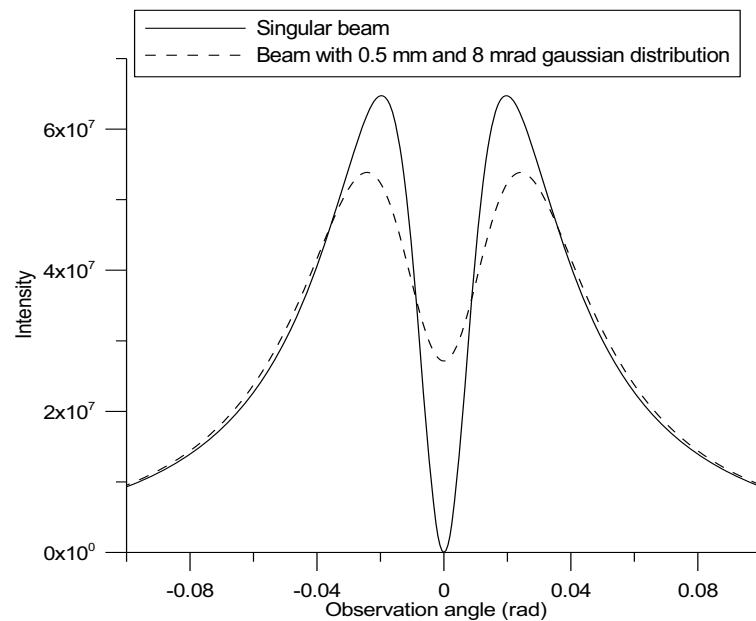
รัศมีของลำอิเล็กตรอน (mm)	ค่าความเข้มสูงสุด	ความเข้มที่มุม 0 เรเดียน	มุมระหว่าง peak ทั้งสอง ($1/\gamma$)
0.5	6.458×10^{-7}	6.153×10^{-5}	1.982
2.0	6.242×10^{-7}	8.709×10^{-6}	2.110
3.0	5.990×10^{-7}	1.692×10^{-7}	2.238



รูปที่ 2.14 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จาก ลำอิเล็กตรอนขนาดต่างๆ ที่มีการกระจายตัวแบบ GAUSSIAN

ตารางที่ 2.2 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จากกลุ่มอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่งแบบ GAUSSIAN

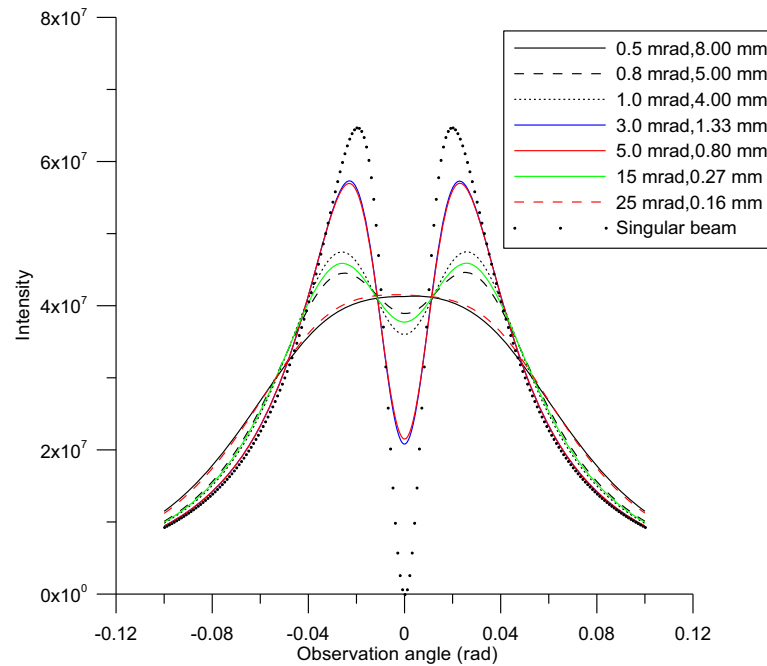
Standard deviation, σ ขนาดลำอิเล็กตรอน (mm)	ค่าความเข้มสูงสุด	ความเข้มที่มุม 0 เรเดียน	มุมระหว่าง peak ทั้งสอง ($1/\gamma$)
0.5	6.428×10^{-7}	1.787×10^{-6}	2.046
2.0	5.851×10^{-7}	1.823×10^{-7}	2.302
3.0	5.336×10^{-7}	2.804×10^{-7}	2.494



รูปที่ 2.15 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จาก ลำอิเล็กตรอนมีการกระจายตำแหน่ง และมุมแบบ GAUSSIAN

ตารางที่ 2.3 การกระจายของรังสีทรานสิชันจากกลุ่มอิเล็กตรอนมีจากการกระจายตำแหน่งและมุมแบบ GAUSSIAN

Standard deviation, σ ของขนาดลำ อิเล็กตรอน(mm)	Standard deviation, σ' ของมุมกระจาย ของลำอิเล็กตรอน (mrad)	ค่าความเข้ม สูงสุด	ความเข้ม ที่มุม 0 เรเดียน	มุมระหว่าง peak ทั้งสอง ($1/\gamma$)
0	0	6.474×10^{-7}	0.000	1.982
0.5	8	5.386×10^{-7}	2.713×10^{-7}	2.461



รูปที่ 2.16 การกระจายของรังสีทรานสิชัน จาก ลำอิเล็กตรอนที่มีการกระจายตำแหน่ง และมุมแบบ GAUSSIAN โดยให้ emittance คงที่เท่ากับ 4 mm-mrad

จากผลการคำนวณจะเห็นได้ว่า

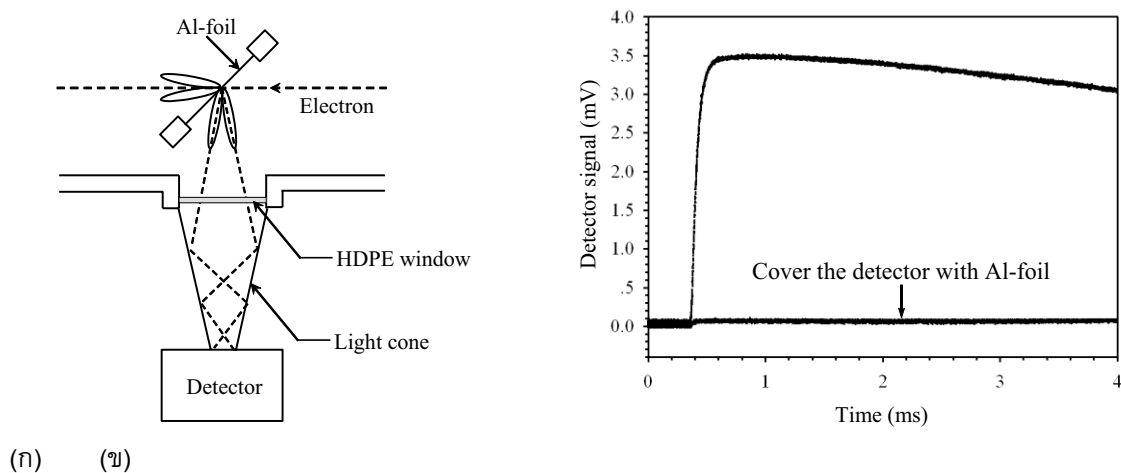
- เมื่อลำอิเล็กตรอนมีขนาดใหญ่ขึ้นและมุมกระจายมากขึ้น ความเข้มสูงสุดจะมีค่าลดลง
 - เมื่อลำอิเล็กตรอนมีขนาดใหญ่ขึ้นและมุมกระจายมากขึ้น ความเข้มที่มุม 0 เรเดียนจะเพิ่มขึ้น
 - เมื่อลำอิเล็กตรอนมีขนาดใหญ่ขึ้นและมุมกระจายมากขึ้น มุมระหว่าง peak ทั้งสองจะกว้างขึ้น
- (หมายเหตุ เนื่องจากการคำนวณนี้ หัววัดแต่ละตัวมีระยะห่าง 0.2 mrad หรือ 0.0196 1/ γ ทำให้ค่ามุมที่อ่านได้มีความคลาดเคลื่อน ± 0.0393 1/ γ)

2.2 การติดตั้งสถานีทดลองผลิตและตรวจวัดรังสีทรานสิชัน

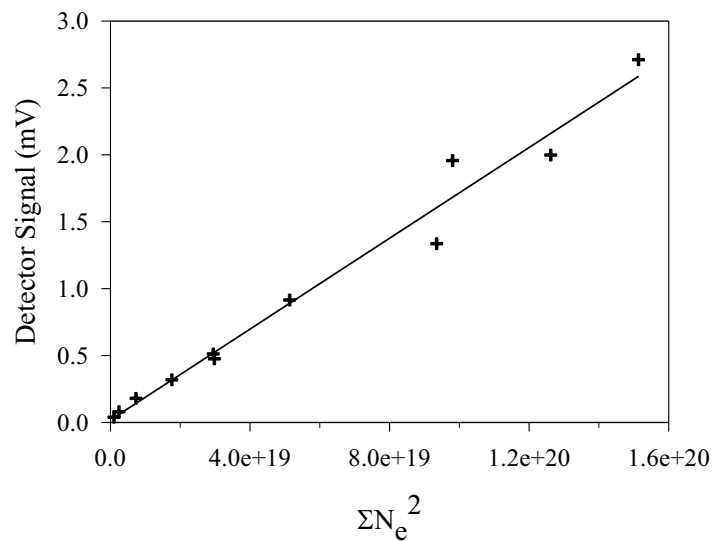
การผลิตรังสีทรานสิชัน จะทำการยิงลำอิเล็กตรอน ผ่านตัวกลางสองชนิดที่มีค่าคงที่ไดอิเล็กตริก ต่างกัน เรา จะใช้แผ่นอลูมิเนียมบางทำหน้าที่เป็นตัว radiator ซึ่งเป็นการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนผ่านแนวแบ่งเขตระหว่าง ตัวกลางสุญญากาศและตัวกลางนำไฟฟ้า กรณีวางแผ่นอลูมิเนียมทำมุม 45 องศา เทียบกับทิศทางการเคลื่อนที่ของลำ อิเล็กตรอน เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ผ่านแผ่นอลูมิเนียม จะแผ่รังสีอาพันธ์ (coherent) ความถี่ได้แก่วงศาออกมา ในทิศทางตั้งฉาก กับ ทิศทางการเคลื่อนที่ของลำอิเล็กตรอน และ รังสีจะเคลื่อนที่ออกจากระบบสุญญากาศโดยผ่าน high density polyethylene window (HDPE window) และจะถูกรวบรวมโดยใช้กรวยทองแดง เพื่อให้ตกกระทบบน หัววัด ดังแผนภาพในรูปที่ 2.17 (ก) หัววัดที่ใช้ประกอบด้วย sensor แบบ pyroelectric และภาชนะขยายสัญญาณ โดยที่ระบบหัววัดที่ใช้สามารถใช้งานได้ที่อุณหภูมิห้อง หลักการทำงานของ sensor แบบดังกล่าวสามารถสรุปได้อย่าง ย่อ คือ รังสีที่ตกกระทบบน sensor จะทำให้ มีการเปลี่ยนแปลงของอุณหภูมิของผลึกสาร pyroelectric ที่นำมาทำเป็น

ตัว sensor และเมื่อมีการเปลี่ยนแปลงดังกล่าว sensor จะผลิตสัญญาณไฟฟ้าออกมา ตัวอย่างสัญญาณ output จากหัววัด (หลังจากผ่านระบบขยายสัญญาณ) แสดงในรูปที่ 2.17 (ข) ในรูปยังได้แสดงสัญญาณจากหัววัดขณะผลิตรังสีทราเนลิชัน และปิดด้านหน้าของหัววัดด้วยแผ่นอลูมิเนียมบาง เพื่อตรวจดู background อื่น

ได้ทำการทดสอบความเป็นอาพันธ์ของรังสีใต้แดงที่ผลิตได้ โดยการวัดความเข้มของรังสีที่เมื่อผลิตรังสีด้วยกระแสนีออนต่าง ๆ ผลการทดสอบแสดงในรูปที่ 2.18 ซึ่งจะเห็นได้ว่าความเข้มของรังสีที่ตรวจวัดได้แปรผันตรงกับกำลังสองของจำนวนอิเล็กตรอนแสดงถึงการเป็นอาพันธ์ของรังสีดังกล่าวความสัมพันธ์ในสมการ (8)



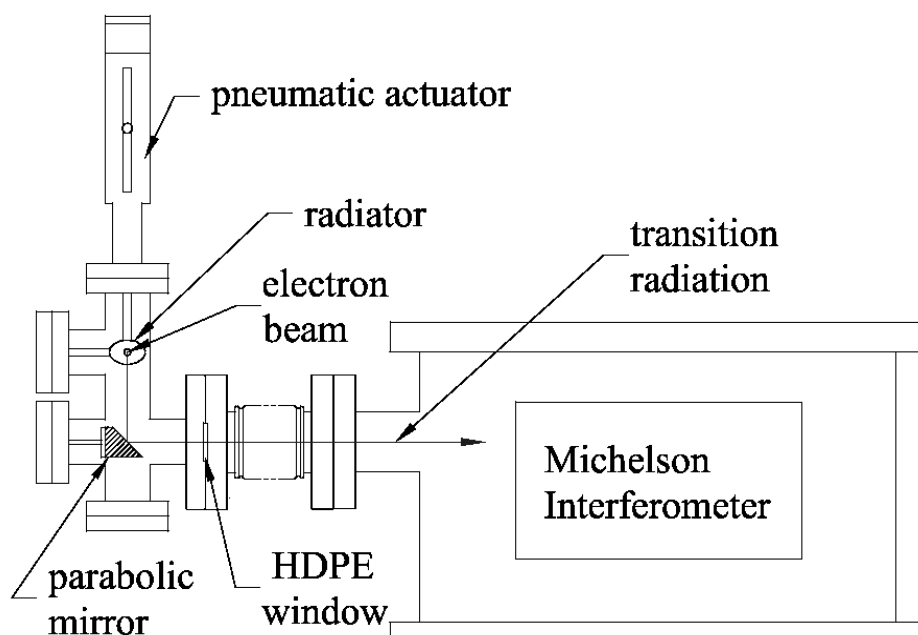
รูปที่ 2.17 (ก) แผนภาพการผลิตและตรวจวัดรังสีทราเนลิชัน (ข) สัญญาณไฟฟ้าแสดงรังสีทราเนลิชันที่ผลิตได้



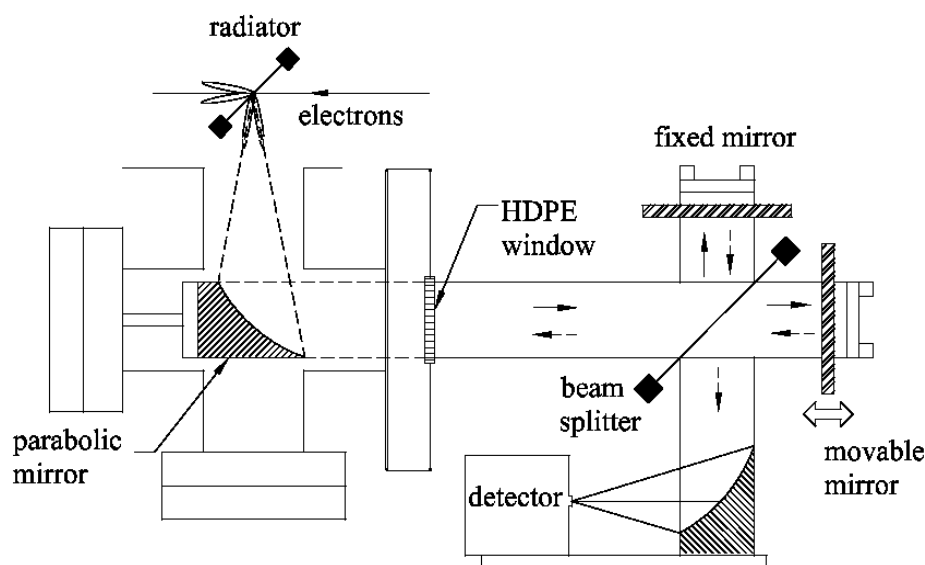
รูปที่ 2.18 กราฟแสดงผลการทดสอบการเป็นอาพันธ์ (Coherence) ของรังสีใต้แดงย่านไกลที่ผลิตได้

2.3 ระบบ interferometer และการวัดสเปคตรัม

การวัดสเปคตรัมของรังสีทรานสิชันจะใช้ Michelson interferometer การนำรังสีทรานสิชันที่ผลิตได้ไปสู่ระบบ interferometer จะใช้ กระจกพาราโบลิค (parabolic mirror) สำหรับทำให้ลำรังสีที่กระจายออกมากลายเป็นลำขนาน โดยกระจกดังกล่าวจะถูกติดตั้งไว้ในระบบสุญญากาศ ใกล้กับ radiator แสดงดังแผนภาพในรูปที่ 2.19 และในรูปที่ 2.20 แสดงการเดินทางของลำรังสีทรานสิชันจาก radiator ผ่านส่วนประกอบของ interferometer ซึ่งประกอบด้วย กระจกที่ถูกรั้งอยู่กับที่ (fixed mirror) กระจกที่เคลื่อนที่ได้ (movable mirror) beam splitter และหัววัด สำหรับการรวมรังสีทรานสิชันให้ตกกระทบบนหัววัดสามารถใช้กรวยทองแดง (รูปที่ 2.17(ก)) หรือกระจกพาราโบลิค (รูปที่ 2.20)



รูปที่ 2.19 แผนภาพสถานีผลิตรังสีทรานสิชันและการเชื่อมต่อกับระบบ Michelson interferometer



รูปที่ 2.20 ส่วนประกอบของ Michelson interferometer

เมื่อลำรังสีเข้าสู่ระบบ interferometer ที่ beam splitter ลำรังสีจะถูกแบ่งออกเป็นสองส่วน $E_1(t)$ และ $E_2(t)$ แล้วเกิดการแทรกสอดกันภายหลังสะท้อนกลับจากกระจกทั้งสอง เพื่อถูกตรวจวัดความเข้มโดยหัววัด pyroelectric ผลที่ได้จาก Interferometer เมื่อวัดความเข้มของรังสี ณ ตำแหน่งต่าง ๆ ของกระจกแบบเคลื่อนที่ได้ จะเป็นการแทรกสอดในรูปแบบของ autocorrelation pattern ดังสมการ

$$I_d(\delta) \propto \int |TRE(t) + RTE(t + \delta/c)|^2 dt = I_{d0}(\delta) + 2 \int |RT|^2 E(t)E^*(t + \delta/c) dt \quad (25)$$

เมื่อ δ คือ path difference ระหว่างเส้นทางทั้งสองใน interferometer

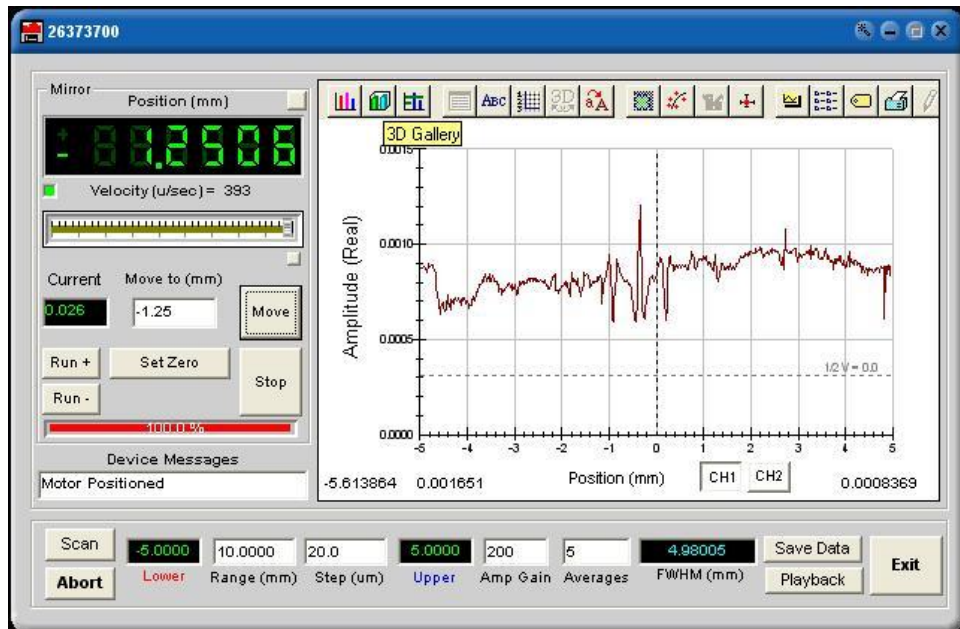
$R = R(\omega)$ และ $T = T(\omega)$ คือ reflection และ transmission coefficients ของ beam splitter และพจน์ที่สองของสมการ $I_{d0}(\delta) \propto 2 \int |RTE(t)|^2 dt$ ไม่ขึ้นกับ path difference δ

จากความสัมพันธ์ของ autocorrelation pattern กับ power spectrum ซึ่งใช้การคำนวณ Fourier Transform

$$|\tilde{E}_0(\omega)|^2 = \tilde{E}_0(\omega)\tilde{E}_0^*(\omega) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(\delta)e^{i\omega\delta/c} d\delta = FT\{I_0(\delta)\} \quad (26)$$

เมื่อ $FT\{f\}$ เป็นสัญลักษณ์ของการแปลงฟูเรียร์ของฟังก์ชัน f

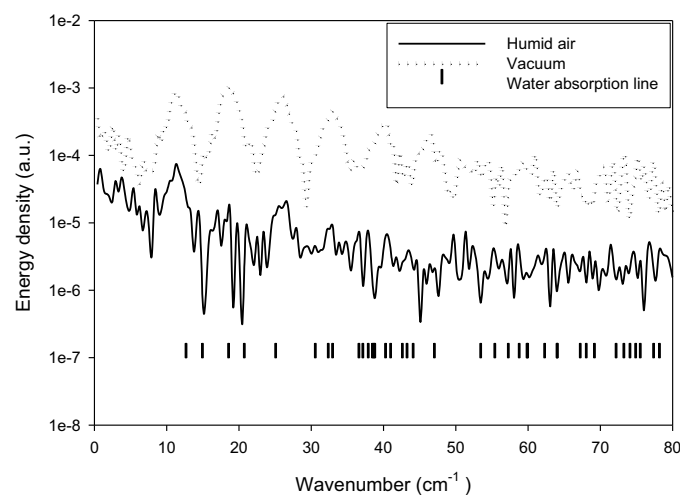
สามารถวิเคราะห์หาสเปกตรัมของรังสีทราเวลลิ่งที่ผลิตได้ ทั้งนี้ในชุด interferometer ที่ใช้งาน กระจกแบบเคลื่อนที่ได้และการอ่านค่าความเข้มของรังสี ณ ตำแหน่งต่าง ๆ ถูกควบคุมด้วยคอมพิวเตอร์ผ่านโปรแกรมควบคุม ดังแสดงในรูปที่ 2.21



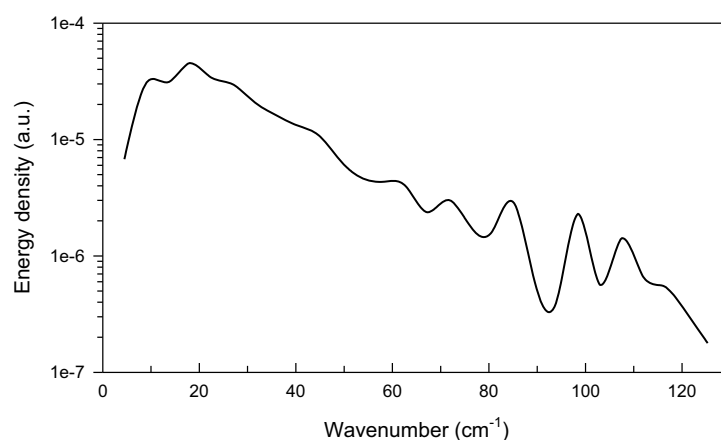
รูปที่ 2.21 โปรแกรมควบคุมการทำงานของ interferometer เพื่อวัด autocorrelation pattern

ได้ทำการวิเคราะห์ autocorrelation pattern ที่ทดลองในสุญญากาศ เพื่อหาสเปกตรัมของรังสีที่ผลิตได้ และแสดงในรูปที่ 2.22 (.....) ในส่วนของข้อมูลที่มีลักษณะเป็นคาบ คือการตอบสนองของหัววัด pyroelectric เมื่อวิเคราะห์ autocorrelation pattern ที่ทดลองในอากาศชื้น จะได้สเปกตรัม ที่บางความถี่ถูกดูดกลืนไป ซึ่งแสดงไว้ในรูปที่ 20 เปรียบเทียบกับสเปกตรัม ของรังสีที่วัดได้ในสุญญากาศ รูปที่ 2.23 แสดงสเปกตรัมของรังสีที่ผลิตได้เมื่อไม่มีผลของหัววัด จะเห็นว่าสเปกตรัมครอบคลุมไปถึงอย่างน้อย 80 cm^{-1}

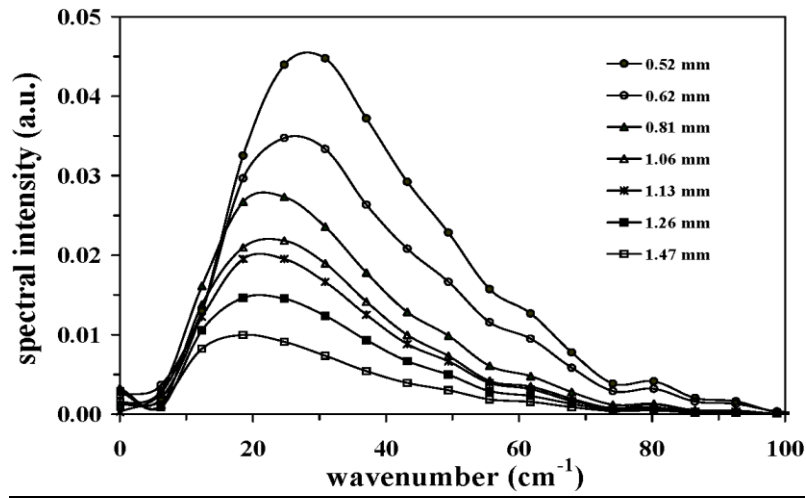
สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนที่มีรัศมีหน้าตัด σ_p ต่างๆ แสดงในรูปที่ 2.24 ซึ่งสอดคล้องกับคำอธิบายก่อนหน้านี้ว่า ลำอิเล็กตรอนที่มีขนาดหน้าตัดมาก จะลดทอนส่วนของรังสีความถี่สูงลง ดังแสดงด้วยผลจากการคำนวณในรูปที่ 2.10 ทั้งนี้ ในทางทฤษฎี สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจะมีค่าสูงสุดที่ความถี่เท่ากับศูนย์ แต่สำหรับผลการทดลอง รังสีส่วนความถี่ต่ำจะถูกลดทอนโดย beam splitter [29] การกระเจิงผ่านกระจก [28,30] และขนาดของท่อสุญญากาศ [27] ซึ่งทำให้สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนที่มีรัศมีหน้าตัด ต่างๆ ดูเสมือนว่ามีพีคสูงสุดที่ความถี่ต่างกัน หากต้องการให้ได้รังสีที่มีสเปกตรัมกว้าง ที่เหมาะกับงานด้านสเปคโตรสโคปี จึงต้องโฟกัสให้ลำอิเล็กตรอนมีขนาดเล็กที่สุดที่สถานีทดลอง



รูปที่ 2.22 สเปกตรัมของรังสีเมื่อวัดในสุญญากาศ และในอากาศชื้น (ตำแหน่ง | แสดงความถี่ที่ถูกกลืนโดยไอน้ำ)



รูปที่ 2.23 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันแบบ coherent ที่ผลิตได้



รูปที่ 2.24 สเปกตรัมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนที่มีรัศมีหน้าตัด σ_p ต่างๆ

2.4 การวิเคราะห์สเปกตรัมของรังสีทรานสิชัน เพื่อหาความยาวของหัวอิเล็กตรอน

การวิเคราะห์ความยาวของพัลส์อิเล็กตรอนใช้เทคนิค autocorrelation of coherent radiation ซึ่งเป็นการวิเคราะห์ข้อมูลด้านความถี่หรือสเปกตรัมของรังสีทรานสิชันแบบ coherent ที่ผลิตได้ โดยจะวิเคราะห์ข้อมูลที่ได้จากระบบ Michelson interferometer

จากความสัมพันธ์ของ autocorrelation pattern กับ power spectrum ซึ่งใช้การคำนวณ Fourier Transform ดังสมการที่ (25) และ (26) สามารถใช้ autocorrelation pattern $I_d(\delta)$ ในสมการ (25) บ่งบอกความยาวของหัวอิเล็กตรอนได้

หลังจากได้ทำการ optimize พารามิเตอร์ต่าง ๆ เพื่อผลิตลำอิเล็กตรอนที่มีหัวสั้น ล่าสุดวิเคราะห์ความยาวของหัวอิเล็กตรอน ของภาควิชาฟิสิกส์ มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ สำหรับกรณีของพัลส์แบบเกาส์เซียนได้ $\sigma_z = 180$ fs รายละเอียดของการวิเคราะห์หรืออธิบายได้ดังต่อไปนี้ (excerpt from Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 587(2008)130–135, “Femtosecond Electron Bunches, Source and Characterization”, C. S. Thongbai, et. al.)

The width of the interferogram in terms of optical path difference is the autocorrelation width of radiation and thereby of the electron pulse distribution.

For a bunch with Gaussian longitudinal distribution,

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\pi^2 / 2\sigma_z^2}, \quad (27)$$

the interferogram becomes

$$\begin{aligned}
 I_d(\delta) - I_{d0} &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} f(z) f^*(z + \delta) dz \\
 &= \frac{1}{2\pi\sigma_z^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-[z^2 + (z+\delta)^2]/2\sigma_z^2} dz = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma_z} e^{-\delta^2/4\sigma_z^2}
 \end{aligned} \tag{28}$$

and the FWHM of this Gaussian interferogram is $4\sqrt{\ln 2}\sigma_z$.

In order to obtain an accurate result for a bunch length measurement, it is necessary to analyze some known impacts of the system on the measurement. Any perturbation to the radiation spectrum yields inaccurate bunch length measurements and thus some corrections are required. In our interferometer setup, the radiation spectrum is perturbed by beam splitter efficiency and mirror diffraction. Figure 2.25 shows the efficiency $|R(\omega)T(\omega)|^2$ of a 25.4- μm -beam-splitter used in the interferometer estimated from the interference of light reflected from both surface of Kapton (Polyimide) film. The efficiency increases from zero at zero frequency to the maximum value around 0.18 at a wave number of 58.15 cm^{-1} and then drops again to zero at the first singularity for a wave number of 116.3 cm^{-1} when the light reflected from both surfaces of the beamsplitter forms destructive interference. Shown in the same figure is the energy transportation between two 1-inch parabolic mirrors at 90-cm apart as in the interferometer setup (considering Fraunhofer diffraction). The estimation clearly displays suppression at low frequency due to mirror diffraction. Both low frequency suppression due to beam splitter and mirror diffraction cause negative valleys in the interferogram main peak similar to the effects of a beam splitter only. As a consequence, the measured FWHM appears to be narrower than the real value. The correction can be obtained by applying both effects to the power spectrum of a known bunch distribution, e.g. Gaussian bunch. The corrected FWHM for such bunch distribution as a function of measured FWHM can then be obtained from simulated interferograms as shown in Fig. 2.26.

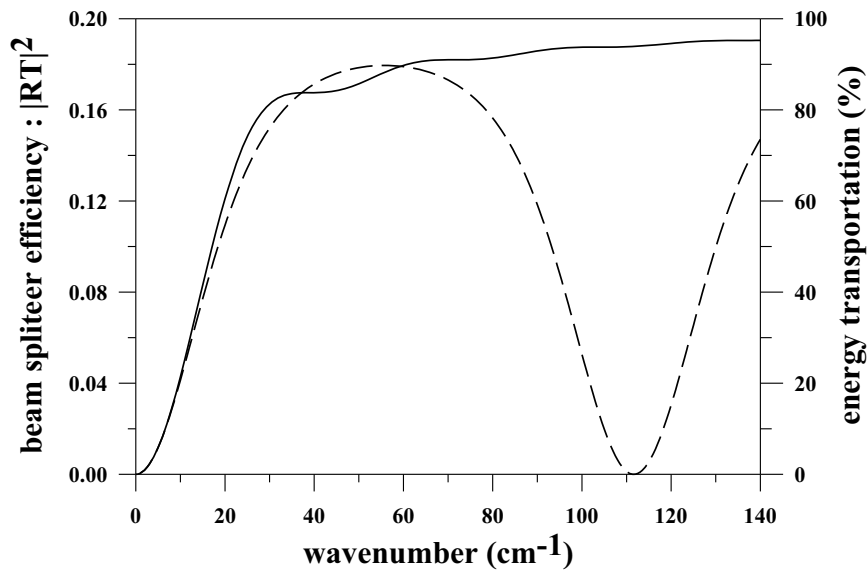


Figure 2.25 Efficiency of a 25.4- μm -Kapton-beam-splitter and percentage of energy transportation between two 1-inch mirrors at 90-cm apart.

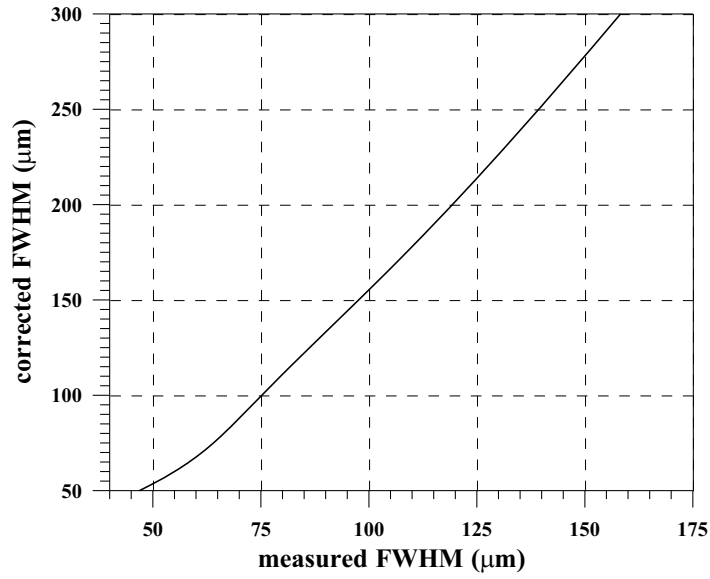


Figure 2.26 FWHM with correction due to the beam splitter and mirror diffraction for a Gaussian bunch as a function of measured FWHM.

The interferogram obtained from a bunch length measurement is shown in Fig. 2.27. The detector signal was recorded as a function of optical path difference with a mirror step of 10 μm . Each measurement point resembles the average reading for 10 beam pulses containing 2300 microbunches each. The measurement of 112 μm FWHM indicates a Gaussian bunch length of $\sigma_z \approx 54 \mu\text{m}$ or 180 fs after applying corrections due to beam splitter interferences and mirror diffraction. Shorter bunches are expected with further lattice optimization.

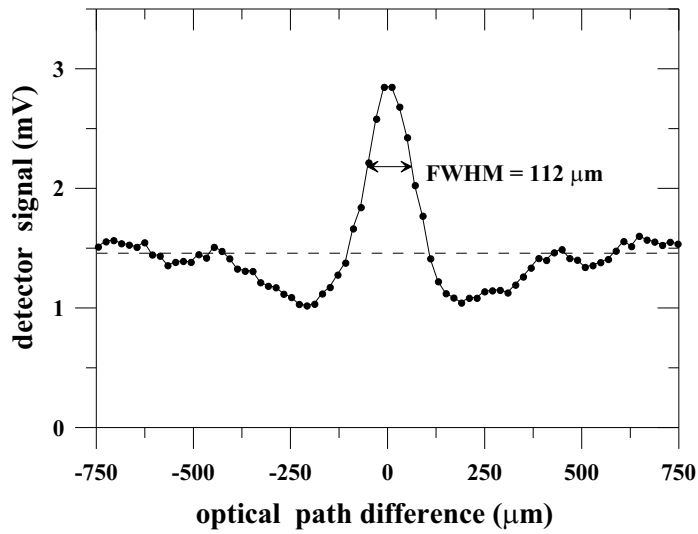
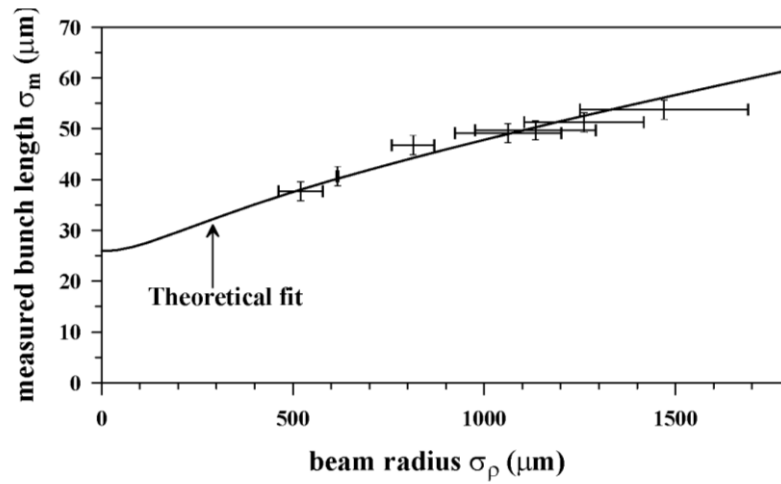


Figure 2.27 Interferogram from a bunch length measurement.

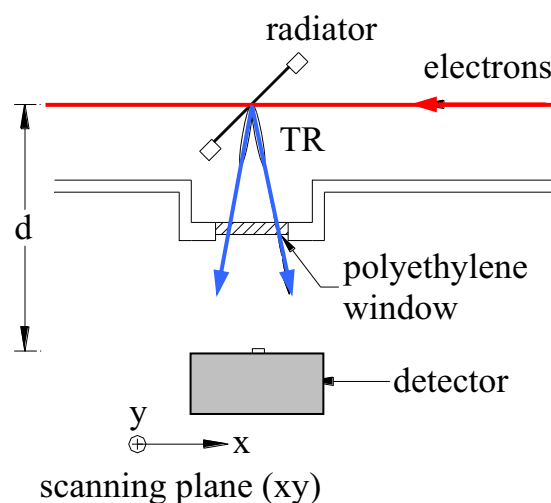
เนื่องจากขนาดหน้าตัดของลำอิเล็กตรอนมีผลต่อสเปกตรัมของรังสีทรานสิชัน จึงมีผลต่อการวัดความยาวของลำอิเล็กตรอนด้วยเทคนิควิธีนี้เช่นกัน หากต้องการแยกผลของขนาดหน้าตัดควรวัดความยาวของลำอิเล็กตรอนขณะแปรค่าขนาดหน้าตัดของลำอิเล็กตรอนแล้วใช้การคำนวณทางทฤษฎีช่วย ดังแสดงในรูปที่ 2.28



รูปที่ 2.28 การวัดและวิเคราะห์ความยาวของลำอิเล็กตรอนที่มีผลของขนาดหน้าตัดของลำอิเล็กตรอน

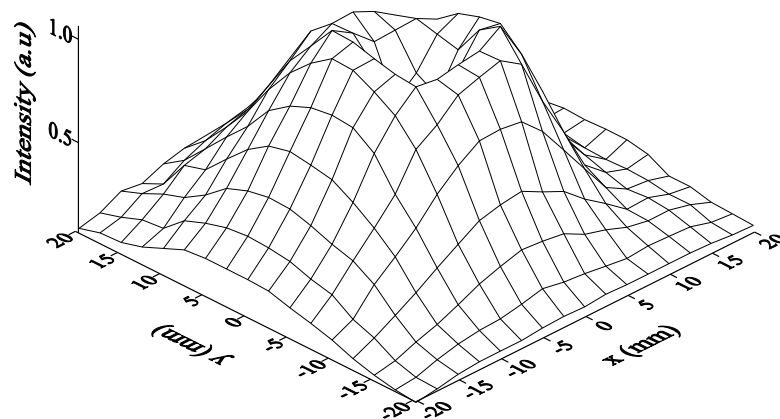
2.5 การวัดการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน

การวัดการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน ทำได้โดยบันทึกความเข้มของรังสี ณ ตำแหน่งต่างๆ ของหน้าตัดของลำรังสีดังแสดงในรูปที่ 2.29

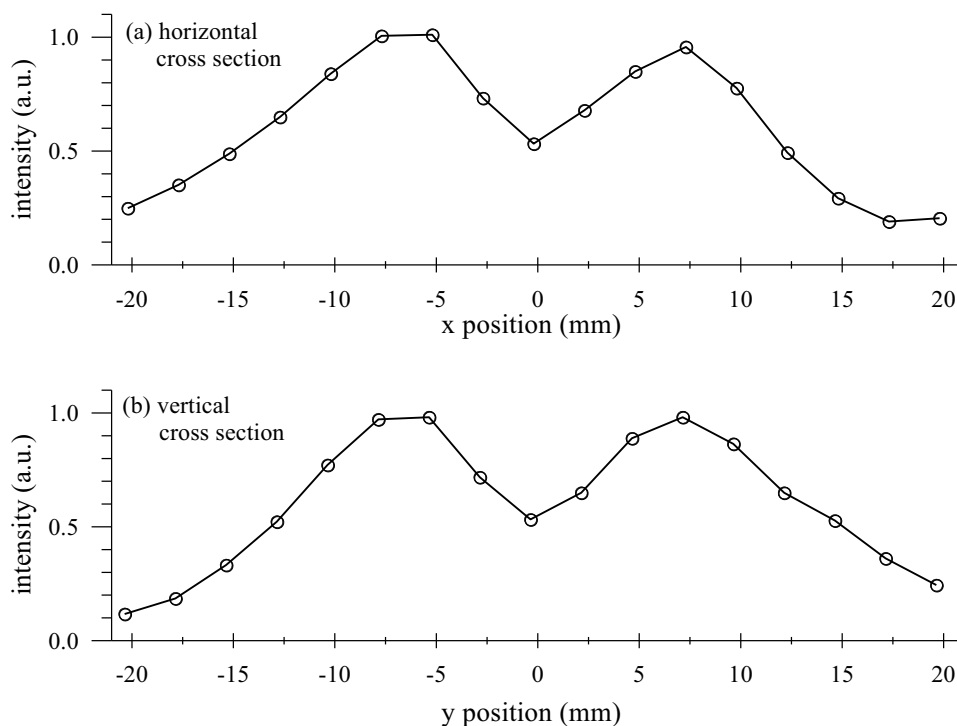


รูปที่ 2.29 การวัดการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชัน

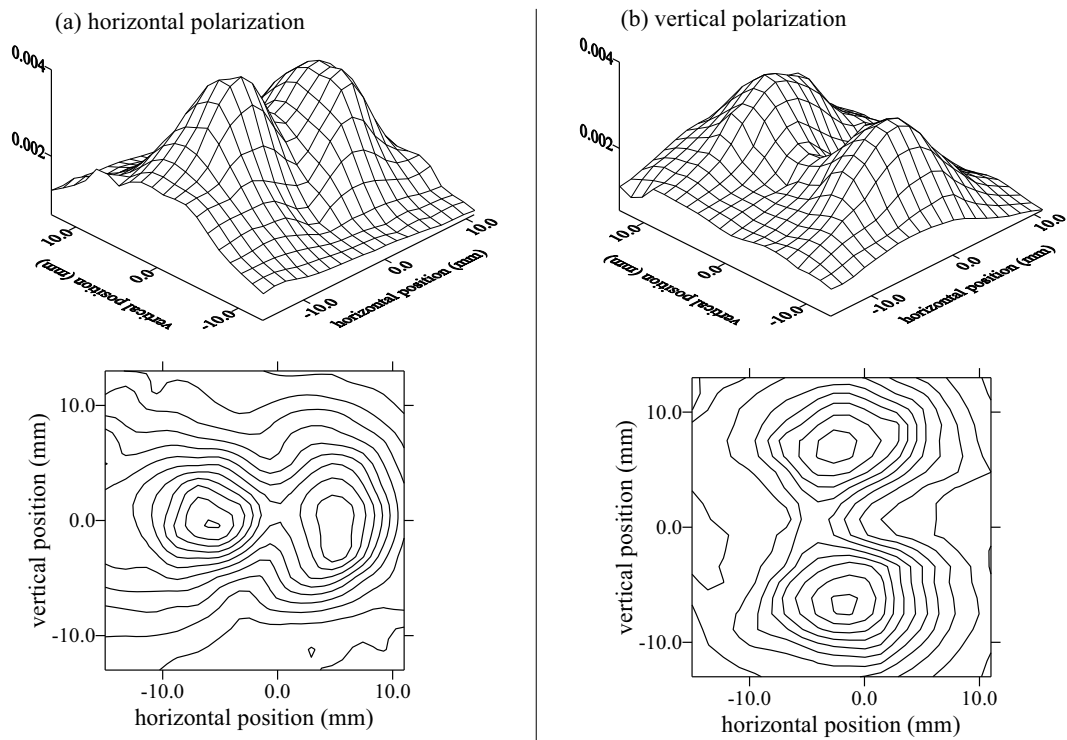
การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอนพลังงานประมาณ 25 MeV เมื่อหัววัดอยู่ห่างจากแนวของลำอิเล็กตรอนเป็นระยะ 15 เซนติเมตร แสดงในรูปที่ 2.30 ซึ่งจะเห็นได้ว่า มีค่าน้อยที่สุดตรงกลาง หากไม่เท่ากับศูนย์ และมีค่าสูงสุดที่ตำแหน่งที่สอดคล้องกับมุม มากกว่า $1/\gamma$ ซึ่งสอดคล้องกับผลการคำนวณการกระจายรังสีจากลำอิเล็กตรอนที่มีขนาดและมุมกระจาย เมื่อพิจารณาภาคตัดแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical) ของการกระจายของรังสีทรานสิชัน ดังแสดงในรูปที่ 2.31 สามารถสังเกตได้ถึงความไม่สมมาตรของการกระจายตามแนวนอน เนื่องมาจากการเอียง 45° ของแผ่นอลูมิเนียมที่ใช้ผลิตรังสีทรานสิชันดังที่ได้ทำนายไว้ทางทฤษฎีในรูปที่ 2.4 และ 2.5 เมื่อใช้โพลาริเซอร์แบบ wire-grid สามารถวัดรังสีที่มีโพลาริเซชันตามแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical) ได้ผลดังรูปที่ 2.32 ซึ่งสอดคล้องกับผลการคำนวณในรูปที่ 2.6



รูปที่ 2.30 การกระจายเชิงมุมของรังสีทรานสิชันจากลำอิเล็กตรอน



รูปที่ 2.31 ภาคตัดแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical) ของการกระจายของรังสีทรานสิชัน



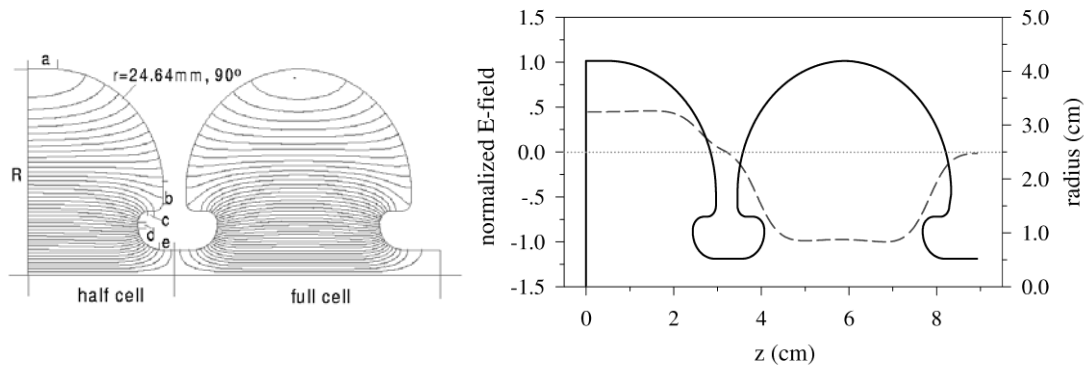
รูปที่ 2.32 รังสีทรานสิชันที่มีโพลาไรเซชันตามแนวนอน (horizontal) และแนวตั้ง (vertical)

2.6 การคำนวณโดยใช้การจำลองเพื่อหาการกระจายตัวของอิเล็กตรอน

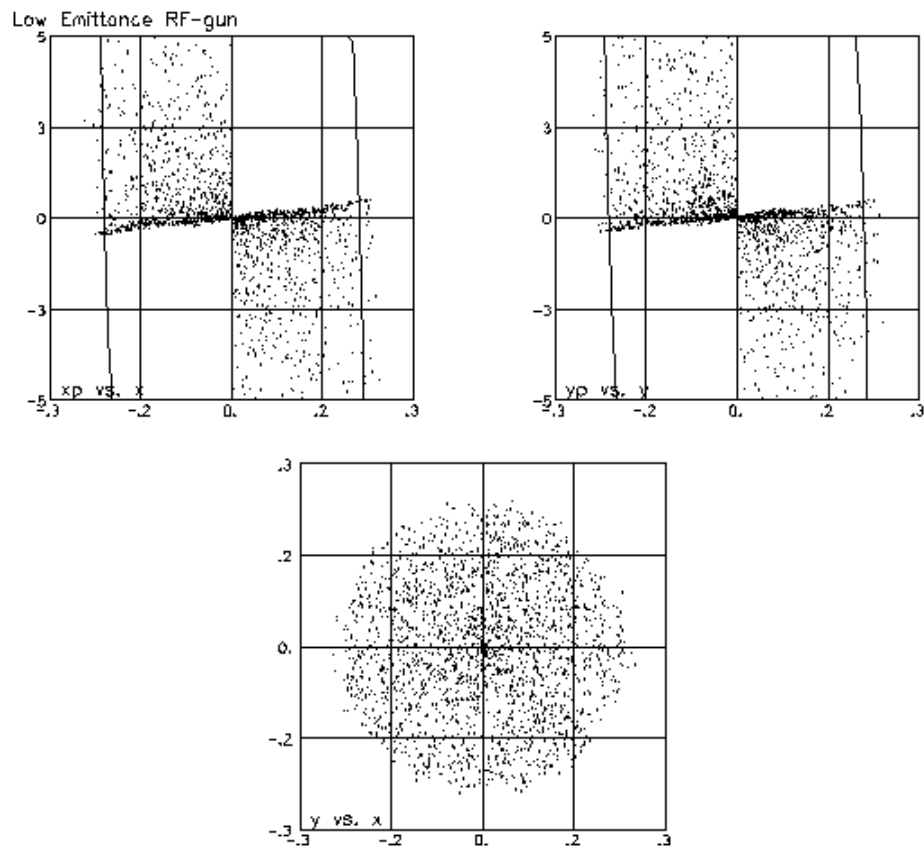
การคำนวณคุณสมบัติของอิเล็กตรอนในพัลส์ที่ใช้ในการผลิตรังสีสามารถทำได้ โดยการศึกษาและติดตามการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนภายใต้สนามแม่เหล็กไฟฟ้าในอุปกรณ์เครื่องเร่งและระบบลำเลียง สามารถใช้ โปรแกรม SUPERFISH [31] ซึ่งเป็นโปรแกรมสำหรับหาผลเฉลยของปัญหาสนามแม่เหล็กไฟฟ้า เพื่อจำลองสนาม RF และใช้ โปรแกรม PAMELA [32] สำหรับคำนวณการกระจายตัวของอิเล็กตรอนเมื่อเคลื่อนที่ผ่านสนามแม่เหล็กไฟฟ้าในแต่ละบริเวณ

ผลการคำนวณจะได้การกระจายของสนามไฟฟ้า (รูปที่ 2.33) โดยเมื่อ normalized สนามให้มีค่าสูงสุดเป็น 1.0 MV/m จะได้ค่าสนามสูงสุดใน half-cell เป็นครึ่งหนึ่งของค่าสนามสูงสุดใน full-cell เมื่อใช้โปรแกรม PAMELA ติดตามการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนใน RF-gun cavity ได้ผลการกระจายตัวของอิเล็กตรอน (x' vs x , y' vs y และ y vs x) ดังแสดงในรูปที่ 2.34 ซึ่งข้อมูลที่เกี่ยวข้องกับการกระจายตัวของอิเล็กตรอนจะได้ใช้สำหรับการคำนวณคุณสมบัติของรังสีทรานสิชันต่อไป

ทั้งนี้พบว่าการใช้โปรแกรม PAMELA สำหรับคำนวณการกระจายตัวของอิเล็กตรอน เมื่ออิเล็กตรอนเคลื่อนที่ผ่านสนามแม่เหล็กบิเบแอลฟา มีความยุ่งยากมาก เนื่องจากเป็นแม่เหล็กที่มีหน้าที่จำเพาะ และไม่มีสำเร็จให้เลือกในการคำนวณพื้นฐานของโปรแกรม หากต้อง การรวมแม่เหล็กบิเบแอลฟาเข้าไปในการคำนวณอาจจะทำได้โดย input ข้อมูลของสนามเข้าไปซึ่งจะได้ทำการศึกษาการใช้โปรแกรมในลักษณะนี้ต่อไป



รูปที่ 2.33 (ก) รูปร่าง-2 มิติ ของ half-cell และ full-cell พร้อมทั้งเส้นสนามจากการคำนวณด้วย SUPERFISH
(ข) ผลการกระจายของสนามไฟฟ้าตามความยาวของ RF-gun cavity จากการคำนวณด้วย SUPERFISH



รูปที่ 2.34 การกระจายตัวของอิเล็กตรอนจากการคำนวณด้วยโปรแกรม PARMELA

เบื้องต้น ได้ใช้ผลการกระจาย ตัวของอิเล็กตรอนเมื่อออกจาก RF-gun จากการคำนวณด้วยโปรแกรม PARMELA มาใช้ในการคำนวณเพื่อศึกษาการกระจายเชิงมุมของรังสีทรานส์ซอน โดยคิดว่าอิเล็กตรอนกลุ่มดังกล่าวจะถูกเร่งให้มีพลังงานเพิ่มขึ้นเป็นประมาณ 26 MeV ได้ผลดังรูปที่ 2.35 สำหรับอิเล็กตรอนจาก RF gun ของมหาวิทยาลัยเชียงใหม่ และ ดังรูปที่ 2.36 สำหรับอิเล็กตรอนจาก RF-gun ของโครงการ SUNSHINE (Stanford University Short Intense Electron Source) มหาวิทยาลัย Stanford