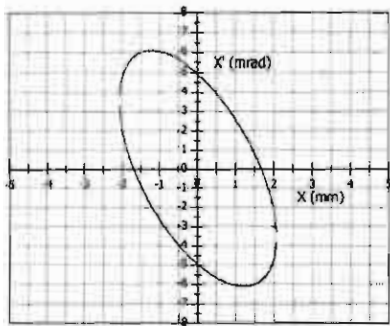
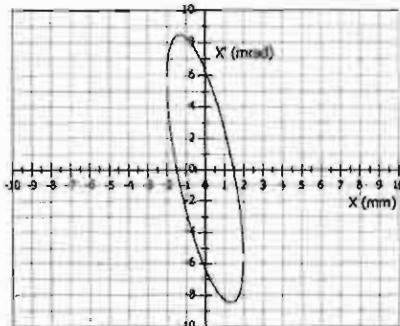
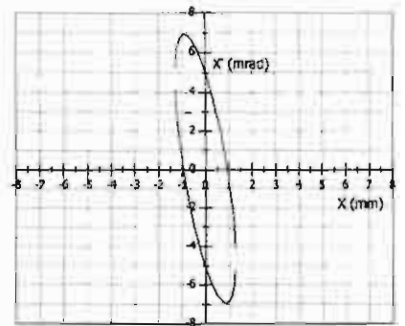




(ก)

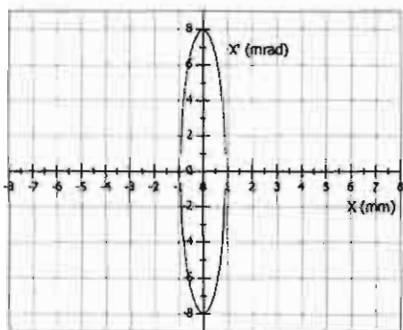


(ข)

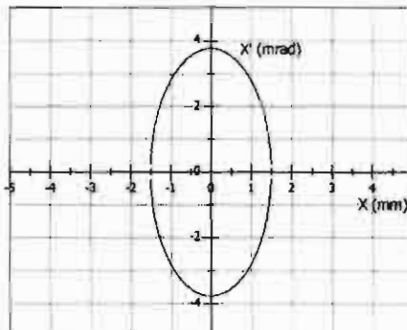


(ค)

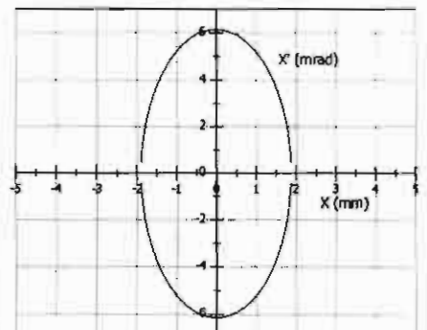
รูปที่ 3.37 รูป phase space ของไอออนอาร์กอน (ก) โวลเตจ ค้าง 5 kV (ข) โวลเตจ ค้าง 10 kV (ค) โวลเตจ ค้าง 13 kV



(ก)



(ข)



(ค)

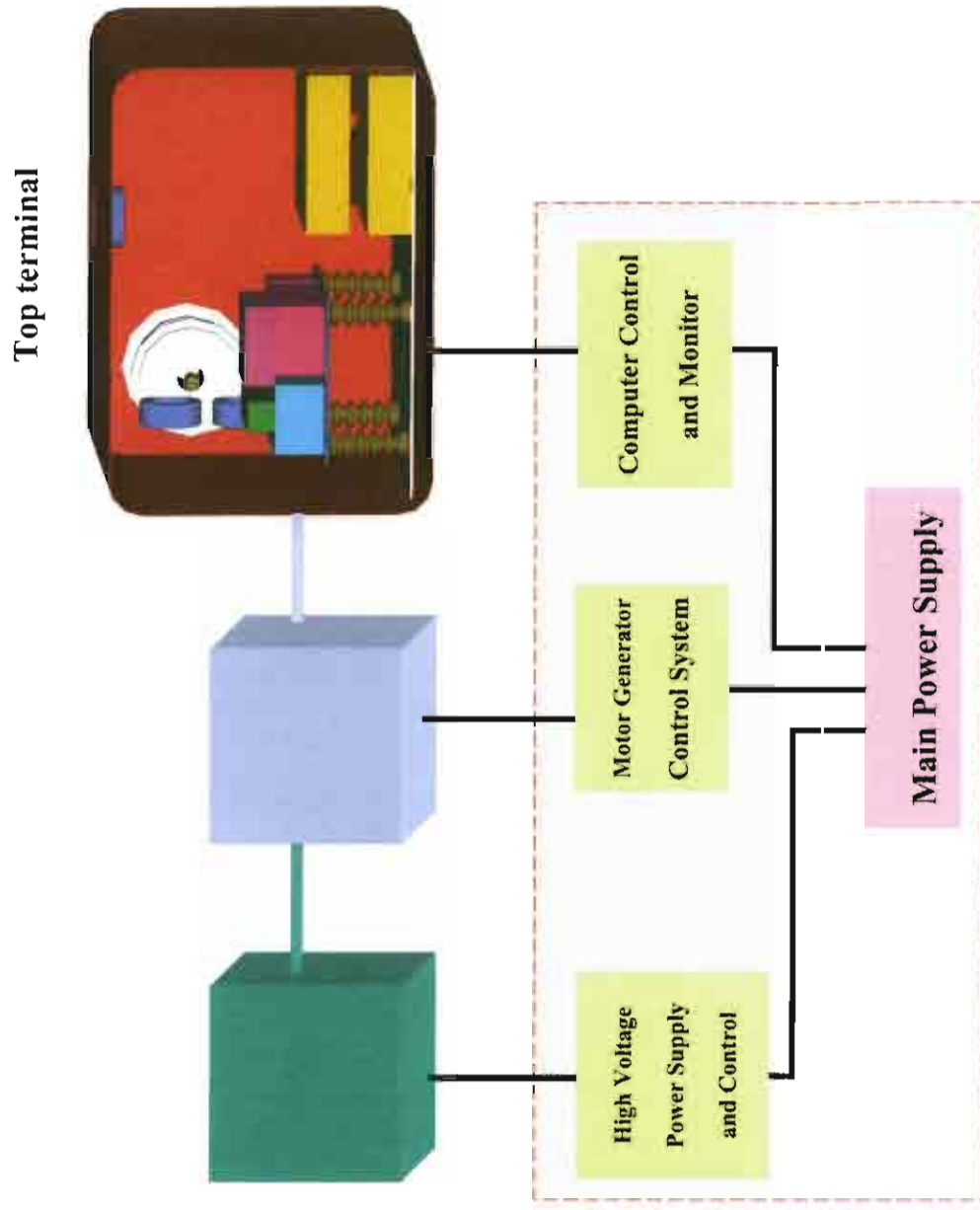
รูปที่ 3.38 รูป phase space ของไอออนลิเทียม (ก) โวลเตจ ค้าง 5 kV (ข) โวลเตจ ค้าง 10 kV (ค) โวลเตจ ค้าง 13 kV

3.4 การออกแบบ top terminal และระบบนำล้าอนุภาค

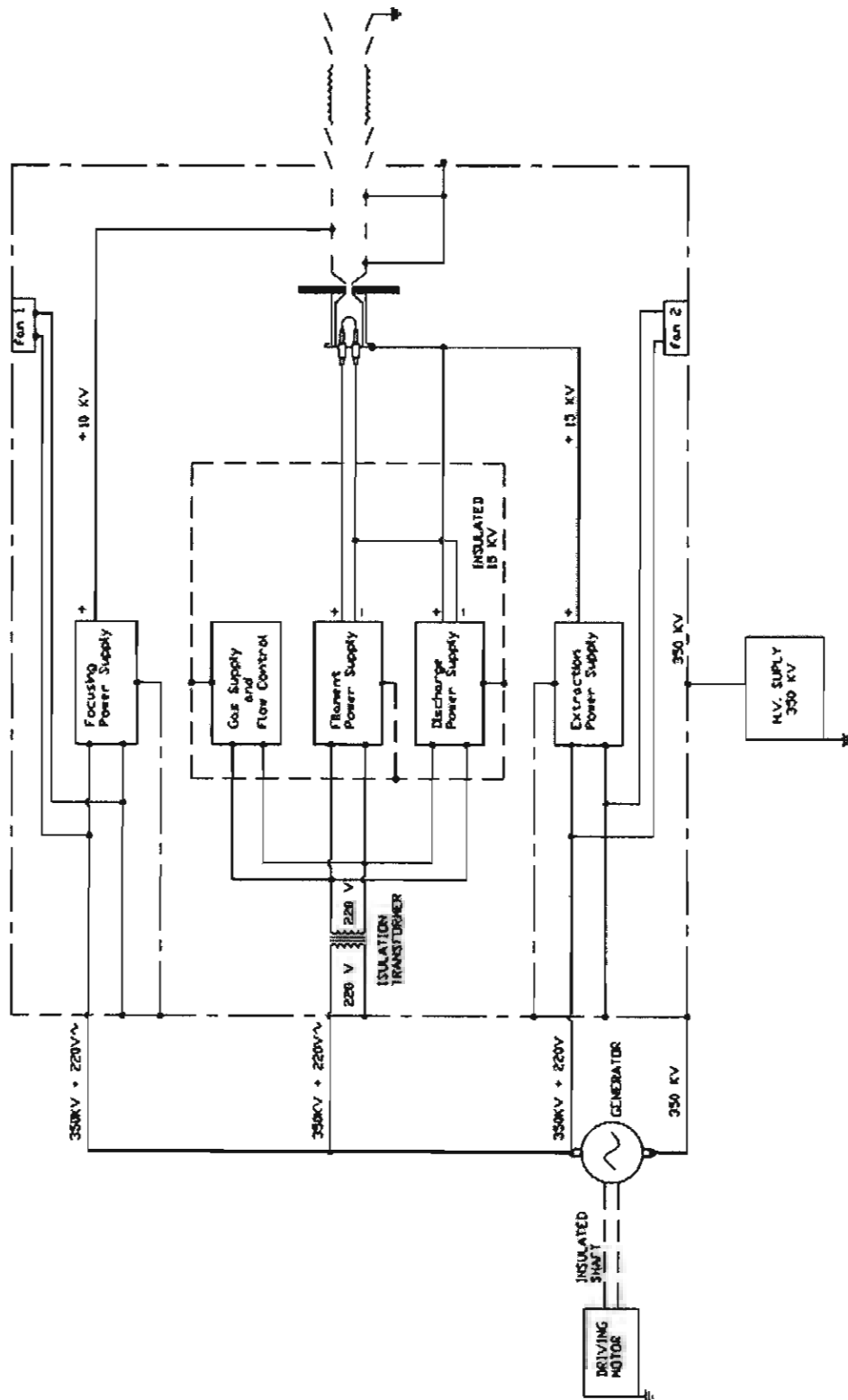
หลังจากที่เราทราบ characteristics ของแหล่งกำเนิดไอออนกลีบมะเฟืองอย่างสมบูรณ์แล้ว ขั้นตอนต่อไปคือการขยับระบบกำเนิดไอออนไปติดตั้งบนแท่นที่มีศักย์ไฟฟ้าสูงจับอยู่ ซึ่งเรียกกันโดยทั่วไปว่า top terminal และต่อระบบกำเนิดไอออนเข้ากับท่อเร่งอนุภาคและระบบท่อนำล้าอนุภาคสำหรับท่อเร่งอนุภาคเป็นท่อเร่งขนาด 400 kV ผลิตโดยบริษัท High Voltage Engineering Europa ประเทศเนเธอร์แลนด์ ในส่วนของระบบนำล้าอนุภาคนั้นจะใช้วิธีการปรับปรุงจากของเดิมที่ใช้กับเครื่องกำเนิดนิวตรอนแบบพัลส์ โดยจะเปลี่ยนเอาแม่เหล็กแบบอนุภาคขนาดมุม 90° ออกแล้วแทนด้วยแม่เหล็กเบนอนุภาคขนาดมุม 45° ซึ่งเป็นแบบ double focussing โดยใช้สนามแม่เหล็กที่บริเวณขอบ (fringe field) ดังนั้นจึงต้องมีการออกแบบท่อนำล้าอนุภาคใหม่

3.4.1 Top terminal

ตัว terminal จะมีโวลเตจขนาด 350 kV จับอยู่ ดังนั้นกำลังไฟที่จะเลี้ยงระบบไฟฟ้าบน top terminal จะจ่ายผ่าน motor generator ขนาด 7.5 kW @50 Hz ซึ่งผลิตโดยบริษัท Danfysik ประเทศเดนมาร์ก ภายใน top terminal จะเป็นที่ตั้งของแหล่งกำเนิดไอออนกลีบมะเฟือง เลนส์ Einzel ระบบจ่ายไฟรวมทั้ง isolation transformer ขนาด 20 kV @1 kW และพัดลมระบายอากาศ ทั้งหมดตั้งอยู่บนเสาฉนวนซึ่งมีคิลิปเพื่อลดทอนการปลดประจุ สามารถรับน้ำหนักทั้งหมดได้ประมาณ 1 ตัน แบบ top terminal ดันแบบได้แสดงไว้ในรูปที่ 3.39 – 3.41



รูปที่ 3.39 แบบของ top terminal ขนาด 350 kV



รูปที่ 3.40 แบบของ top terminal ขนาด 350 kV

3.4.2 ระบบนำลำอนุภาค

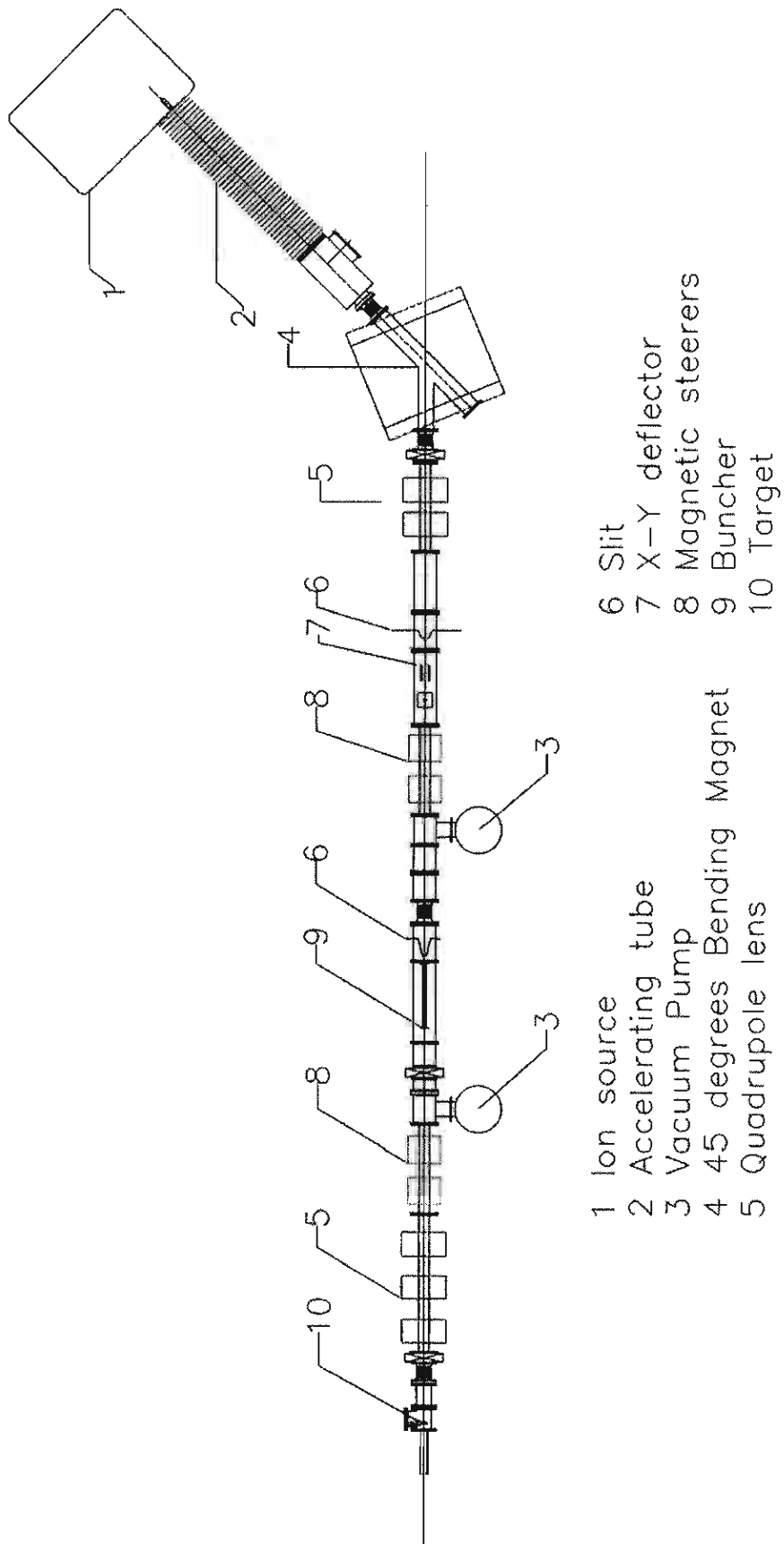
การออกแบบระบบนำลำอนุภาคโดยใช้โปรแกรมคอมพิวเตอร์ ถือเป็นขั้นตอนเบื้องต้นที่มีความสำคัญ ต่อการออกแบบสร้างระบบนำลำอนุภาค และ การปรับปรุง พัฒนาระบบที่มีอยู่เดิม โดยการใช้โปรแกรมที่ได้มาตรฐาน และเหมาะสมกับระบบที่ต้องการ จะทำให้สามารถประหยัดเวลา และค่าใช้จ่ายเป็นอย่างมาก

ในปัจจุบันมีการพัฒนาโปรแกรมคอมพิวเตอร์เพื่อใช้ในการออกแบบระบบนำลำอนุภาค ออกมาหลายโปรแกรม เช่น โปรแกรม Kobra, Nectrace, Transport, Beam Optics และอื่นๆ ซึ่งแต่ละโปรแกรมก็เหมาะกับการประยุกต์กับแต่ละงานแตกต่างกันไป เช่น Kobra เหมาะกับการออกแบบระบบคิงอนุภาค ส่วน Nectrace, Transport และ Beam Optics เหมาะกับ การออกแบบระบบนำลำอนุภาค

ในการออกแบบระบบนำลำอนุภาคในครั้งนี้ใช้โปรแกรม Beam Optics เนื่องจากว่าโปรแกรมนี้เป็นโปรแกรมที่สามารถใช้ได้บน Windows (ส่วนโปรแกรมอื่นๆ เช่น Kobra, Transport และ Nectrace เป็นโปรแกรมที่ใช้งานบน MSDOS) และมีรูปแบบที่สามารถเข้าใจได้ง่ายกว่า มีอุปกรณ์ที่ใช้กับระบบนำลำอนุภาคครบตามต้องการ อีกทั้งยังสามารถแก้ไขตัวแปรต่างๆ ได้ง่ายและรวดเร็วบนหน้าจอในขณะที่ทำการออกแบบได้เลย โดยโปรแกรม Beam Optics นี้เป็นโปรแกรมที่ถูกพัฒนาขึ้นโดย Prof.Helmut Wiedemann จาก มหาวิทยาลัย Stanford ประเทศสหรัฐอเมริกาซึ่งเป็นที่ปรึกษาและนักวิจัยในโครงการ

แผนผังของระบบเครื่องเร่งอนุภาคทั้งหมดได้แสดงไว้ในรูปที่ 3.41

ในการออกแบบระบบนำลำอนุภาคโดยใช้ โปรแกรม Beam optics นี้ จะต้องมีตัวแปรเบื้องต้นที่ให้กับโปรแกรม ซึ่งก็คือ ค่า beam emittance และ ขนาดของลำไอออนสำหรับไอออนอาร์กอน ได้กำหนดไว้ชัดเจนเป็น 13 กิโลอิเล็กตรอนโวลต์ ให้ค่า beam emittance เท่ากับ 30 mm-mrad และขนาดของลำไอออนที่ออกจากรูเปิดมีเส้นผ่าศูนย์กลาง 2 มม.



รูปที่ 3.41 แสดงระบบเครื่องเร่งอนุภาคสำหรับงาน Pulse TOF RBS

ผลการออกแบบ

ลักษณะของลำไอออนที่เคลื่อนที่ในระบบนำลำอนุภาค ภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้า และสนามแม่เหล็กที่มาจากอุปกรณ์ที่ใส่เข้าไป ดังแสดงในรูปที่ 3.42



รูปที่ 3.42 แผนภาพแสดงแนวทางการเคลื่อนที่ของลำไอออนอาร์กอนภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าและสนามแม่เหล็ก โดยเส้นสีแดงแสดงขนาดของลำไอออนตามด้านแกน x และเส้นสีเขียวแสดงขนาดของลำไอออนตามด้านแกน y โดยที่เส้นสีน้ำเงิน

เงิน

บอกถึงการกระจายตัวของพลังงานของลำไอออน

สัญลักษณ์ที่ใช้ในการออกแบบ

	Einzel lens		Focusing quadrupole magnet
	Accelerating tube		Defocusing quadrupole magnet
	แม่เหล็กสองขั้ว (Bending Magnet)		ท่อสูญญากาศ

ผลการออกแบบสำหรับลำไอออนอาร์กอน ที่พลังงานตั้ง 13 keV และเร่งให้มีพลังงานสูงขึ้นเป็น 280 keV เมื่อผ่านการโพกัสของแม่เหล็กสี่ขั้ว 2 ชุด (ชุดละ 3 ตัว- Quadrupole triplet) ให้ลำไอออนที่บริเวณเป้าหมายขนาดเส้นผ่านศูนย์กลางเท่ากับ 1.4 มม. ตามแนวแกน x และ 1.6 มม. ตามแนวแกน y ตามลำดับ

สำหรับค่ากระแสนั้น บริเวณเป้านั้นไม่สามารถที่จะใช้โปรแกรมนี้ในการประมาณค่าได้ ซึ่งในที่นี้ต้องมีการทดสอบภายหลังจากที่ได้ติดตั้งอุปกรณ์ทั้งหมดที่ได้ออกแบบไว้แล้วก่อน

สำหรับลำไอออนที่จะใช้ในงานส่วนใหญ่จะเป็นลำไอออนฮีเลียม สำหรับการทดลอง time - of - flight RBS เราได้กำหนดเงื่อนไขให้ขนาดของลำไอออนในท่อปอดคสนามมีค่าไม่เกิน 3 ซม. และ ต่ำกว่า 1 ซม. ที่บริเวณ slit และ buncher (รูปที่ 3.41) รูปที่ 3.43 แสดงขนาดของลำไอออนฮีเลียมตามแนวแกนนอนและแกนตั้งที่ตำแหน่งต่างๆ ในระบบท่อนำลำอนุภาค



รูปที่ 3.43 แผนภาพแสดงแนวทางการเคลื่อนที่ของลำไอออนฮีเลียมภายใต้อิทธิพลของสนามไฟฟ้าและ สนามแม่เหล็ก โดยเส้นสีแดง แสดงขนาดของลำไอออนตามแนวแกน x และเส้นสีเขียวแสดงขนาดของลำไอออนตามแกน y เส้นสีน้ำเงิน บอกถึงการกระจายตัวของพลังงานของลำไอออน

Beam optics ของ He^+ ion ที่พลังงาน 13 keV, emittance = 11 mm-mrad ขนาดของ beam ที่ target มีขนาดประมาณเส้นผ่านศูนย์กลาง 1 มม. ตามแนวแกน x และ 1.5 มม. ตามแนวแกน y

อุปกรณ์ที่ใช้พารามิเตอร์ต่างๆ กำหนดได้ดังนี้

- (i) Einzel lens ความยาว 15 ซม. focusing voltage = 8.3 kV
- (ii) Accelerating tube ยาว 1.275 ม. จำนวน electrode 49 ตัว Energy gain 280 kV
- (iii) Bending magnet (double focusing) bending radius 6 m, shim 14 องศา
- (iv) Quadrupole magnet 2 ชุด ชุดละ 3 ตัว (Quadrupole triplet)
 - ตัวที่ 1 โฟกัสแกน x ความยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = 11 \text{ 1/m}$
 - ตัวที่ 2 โฟกัสแนวแกน y ยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = -19.4 \text{ 1/m}$
 - ตัวที่ 3 โฟกัสแนวแกน x ยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = 9.75 \text{ 1/m}$
 - ชุดที่ 2 ตัวที่ 1 โฟกัส แกน x ยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = 9.8 \text{ 1/m}$
 - ชุดที่ 2 ตัวที่ 2 โฟกัส แกน y ยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = -29 \text{ 1/m}$
 - ชุดที่ 2 ตัวที่ 3 โฟกัส แกน x ยาว 14 ซม. ใช้ค่า $k = 27.3 \text{ 1/m}$

ดังนั้น quadrupole แต่ละตัวออกแบบสร้างให้มีค่า k สูงสุดเท่ากับ 50 m^{-1}

3.5 A Facility for Ion Beam Material Analysis at CMU Phase I : Pulsed Neutron Generator-Base RBS Experiment

S. Singkarat, S. Dangtip, Y. Liangdeng, S. Chunjarean, T. Vilaithong
Fast Neutron Research Facility, Department of Physics, Faculty of Science,
Chiang Mai University, Chiang Mai, 50200, Thailand

Y. Zhang
Division of Ion Physics, The Ångström Laboratory, Uppsala University,
Sweden

M. W. Rhodes, R. Charoennugul, S. Rattanarin, S. Aumkaew
Institute for Science Technology Research and Development, Chiang Mai
University, Chiang Mai 50200, Thailand

Abstract

A low-energy accelerator is used to initiate ion beam analysis research program at Chiang Mai University (CMU). In this paper we show the exploitation of a ns-pulsed 140 kV D^+ ion accelerator, modified from a 17 year old 150 kV continuous duty neutron generator, in Rutherford backscattering spectrometry (RBS) experiments. This spectrometer, utilizing the pulsed beam time-of-flight (TOF) technique, was applied to the analysis of metal thin films of gold and copper deposited on a silicon substrate. The TOF-RBS technique is seen to be capable of an energy resolution corresponding to $\Delta E = 3.6$ keV. The experimental results show reasonable agreement with the SIMNRA simulations.

1. INTRODUCTION

A low-energy 150 kV Cockcroft-Walton accelerator is a useful instrument for a small scale laboratory. It is widely employed for producing 2.6 and 14 MeV neutrons from the D-D and D-T reactions, respectively. Our laboratory has significant experience in the applied neutron physics base on this type of neutron generator. With an in-house modification [1], the machine was used for a 14-MeV neutron double differential cross-section measurements and a prompt gamma-ray analysis by means of the pulsed beam time-of-flight technique [2,3]. But due to the high cost of both the solid TiD and TiT targets nowadays, our interest in fast neutron experiments has subsided. Recently, the machine has been modified in order to combine its existing technology with our new endeavour of ion beam analysis (IBA).

Rutherford backscattering spectrometry (RBS) is a fascinating choice since it is the best known and most widely used IBA technique. It is a powerful non-destructive method to investigate the near surface region of solids [4,5]. Despite its importance in many areas of profitable spin-off high technology topics such as materials science, semiconductor, thin film devices and other fields, the RBS system is rarely installed in small laboratories since it needs a costly high energy ion accelerator. In this paper we show how the 150 keV D^+ accelerator can be used to promote the IBA area of research. Details of the method to cope with the difficulties raised by the low-energy light ion beam will be presented.

2. PRINCIPLE

The resolving power of the RBS technique depends both on an energy resolution (ΔE) and a mass resolution (ΔM). These parameters are related to each other by [4]:

$$\Delta M = \left(\frac{dK}{dM} \right)^{-1} \frac{\Delta E}{E_o}, \quad (1)$$

where E_o is the incident energy of the projectile of mass m and the derivative of the kinematic factor $K = E/E_o$ with respect to the mass of the target atom (M) has the form :

$$\frac{dK}{dM} = \frac{2A}{(M+m)^2} \left[\frac{M}{B} - \frac{A}{(M+m)} \right], \quad (2)$$

where $A = m \cos \theta + B$, $B = \sqrt{M^2 - m^2 \sin^2 \theta}$, and θ is the laboratory scattering angle of the projectile.

Typically, the projectiles of the RBS technique are $^4\text{He}^+$ ions of energy in the MeV range produced, at least, from a single ended Van de Graaff accelerator. To avoid non-Rutherford contributions, the maximum energy is usually limited at around 2 MeV. The back-scattered particles are detected by a semiconductor detector such as a silicon surface barrier (SSB) or a particle implanted passivated surface silicon (PIPS) detector with a typical energy resolution of about 10-15 keV [6]. According to Eqs.(1) and (2), the resulting mass resolution at the sample surface is about 20 u (for target atoms with a mass close to 200 u and a laboratory scattering angle of 180°) which is sufficient to achieve adequate differentiation of important spectral features. But signals of D^+ projectiles at about 150 keV have to struggle with the intrinsic noise of the detector at room temperature in the first place. As a consequence, if a cooled detector and pre-amplifier system is not available, the traditional spectrometry technique is not so useful in our case.

The compact size, fast response and high sensitivity microchannel plate assembly (MCP), although poor in pulse height resolution, is particularly well suited for time-of-flight spectrometry. The system which we shall consider uses the spectrometer that derives a reference signal, either start or stop, from a capacitive pick-off which is electromagnetically induced by a pulsed primary ion beam and an associated signal from the back-scattered particle's subsequent impact on the MCP. The use of secondary electron device for producing a start signal [6,7] is impossible in our case since the straggling effect at a carbon foil will be too large for a low-energy light ion.

The energy resolution of a TOF spectrometer is less sensitive to the intrinsic characteristics of the charged particle detector than the set-up parameters :

$$\Delta E (\text{keV}) = \left[\frac{0.088}{L} \sqrt{\frac{E^3}{m}} \right] (\Delta t), \quad (3)$$

where E is the energy (in keV) of the detected particle of mass m (in u), L is the length

(in cm) of its flight path and Δt is the time resolution (in ns) of the system. It is evident that, for a specific projectile and energy, the energy resolution is improved when the flight path is longer and the system time resolution is smaller.

For a TOF spectrometer using the above mentioned pulsed-beam technique, Δt is introduced by two essential timing uncertainty contributions :

$$\Delta t = \sqrt{(\Delta t_{\text{elect}})^2 + (\Delta t_{\text{pulse}})^2}$$

where Δt_{elect} arises from jitter in the MCP and electronics and Δt_{pulse} is the beam pulse duration. Of greatest importance is the second term since the value of ≤ 1 ns for the first term is common for standard NIMs but a few nanoseconds of the latter requires substantial effort. This value is based mainly on the quality of the ion source, the reliability of the high voltage generator and the buncher condition. However, a pulse width of 0.6 ns has been reported [8].

Moreover, an improvement in mass resolution by increasing the analysis beam mass will positively affect the energy resolution of the TOF detection system instead of becoming a drawback as in the case of the conventional RBS system [4,9]. The work of Mendenhall and Weller [7] does confirm this advantage.

3. EXPERIMENTAL DETAILS

3.1. Sample fabrication and characterization

The samples are Cu, Au and Cu-Au thin metal films that were deposited on Si (100) substrates by the thermal evaporation method using a tungsten boat. The Cu layers of both the Cu/Si and Cu-Au/Si samples were deposited at the same time and Au layers were also similarly done. The vacuum during deposition was about 2×10^{-5} mbar.

These samples were analysed using a typical set-up for routine RBS work attached to the 6 MV EN-tandem Van de Graaff accelerator of the Tandem Laboratory, Uppsala University, Sweden. An alpha beam with a fixed energy of 2 MeV was perpendicularly impinged on each sample, which was clipped to the same rotating wheel of an automatic 3-axis goniometer so that the experimental parameters were kept identical. Each sample was bombarded for about 5 minutes with a beam current of 15 nA. The beam was collimated to produce a 2 mm diameter spot on the samples. RBS spectra were recorded using a SSB detector fixed at a backscattering angle of 166° . The distance between the sample and the detector was 6 cm and the solid angle for the detector was 7.5 msr. During measurement the scattering chamber was under a vacuum pressure of 2×10^{-6} mbar.

The typical well-behaved backscattering spectra of those samples are displayed in Fig. 1. While Cu peak positions of Figs. 1(a) and (c) coincide, Au peak of Cu-Au/Si sample is 19.5 keV less than the Au peak of Au/Si sample due to energy loss along the inward and outward paths in the front layer of Cu. The overall peak width is about 24 keV FWHM. This value, which is 1.6 times larger than the detector resolution, is caused by energy spread of both extrinsic and intrinsic origins such as a finite beam and detector size and energy resolution of the detector for the former, and a straggling and Doppler effect within the sample for the latter. However, the value is much less than an energy separation between the copper and gold peaks. The RBS spectra were evaluated using the well-known computer simulation and analysis program, SIMNRA [10]. From the best fit, the areal densities of the Cu and Au layers were calculated to be 88.2×10^{15} and 61.5×10^{15} atoms/cm², respectively, which seems to be in contrast with the experimental spectra in which the Cu peaks are far smaller than the Au peaks. This is because the differential cross-section of Cu is about 7-8 times less than that of Au.

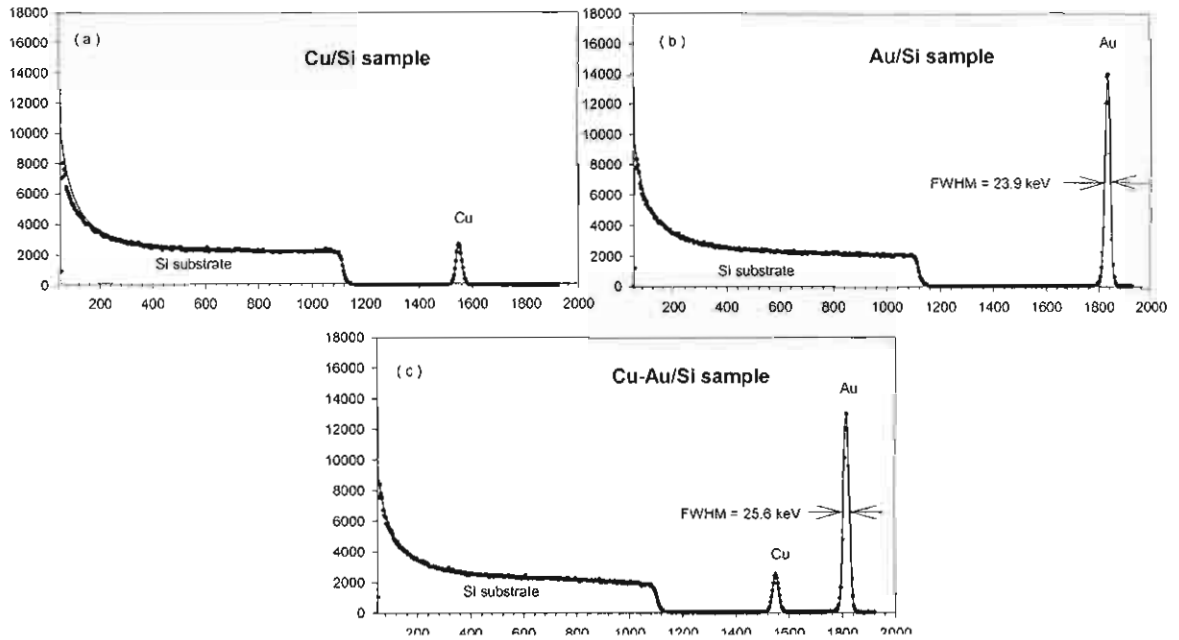


FIG. 1. Energy spectra of 2 MeV $^4\text{He}^+$ back-scattered at the laboratory angle of 166° from Cu film (a), Au film (b) and Cu-Au films (c) on silicon substrates. The continuous lines correspond to the best fit of the SIMNRA code to the experimental data.

3.2. Time-of-Flight RBS (TOF-RBS)

The TOF-RBS analyses of the prepared samples were done using the formerly ns-pulsed neutron generator developed at Chiang Mai University [1]. Only the end of the beam line was changed from a tritium target holder to a scattering chamber as shown in Fig. 2. It consists of a 31 cm diameter chamber with a 5.3 cm diameter changeable drift tube pumped by a turbomolecular pump, a sample-feed system and a MCP as detailed in Fig. 3. The base pressure was in the low 10^{-5} mbar range. The MCP was mounted at the end of the drift tube 192.3 cm away from the sample.

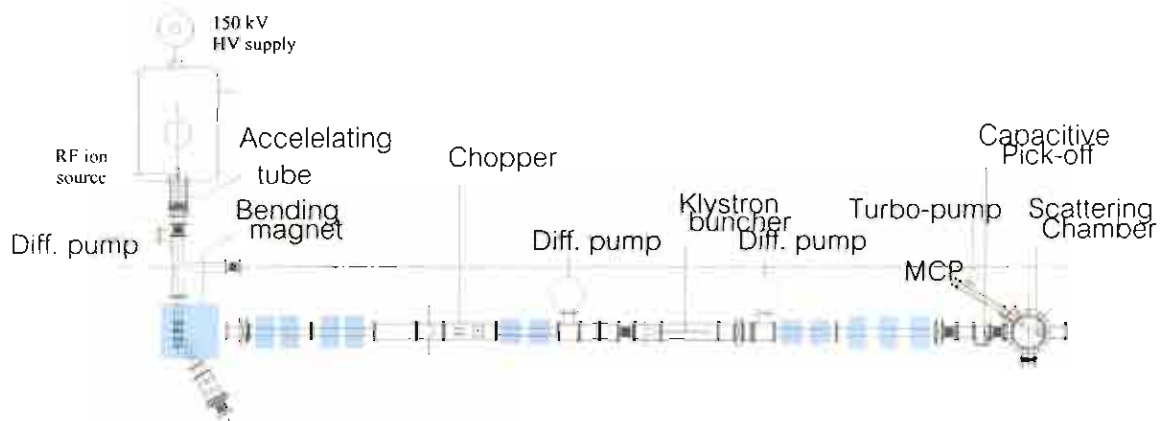


FIG. 2. Schematic drawing of the TOF-RBS system utilizing ns-pulsed neutron generator-based low-energy accelerator.

An entrance collimator limited the incident D^+ pulse from ~ 1 cm diameter down to ~ 3 mm diameter on the sample. The 5 ns D^+ pulse collided with the sample perpendicularly with an incident energy of 140 keV and a repetition rate of 500 kHz. The average beam current was about $0.1 \mu A$. At 55 cm in front of the sample, the pulsed primary D^+ beam passed through a capacitive pick-off in which a start signal was produced. The back-scattered D^+ ions from the sample were guided to the MCP at 149° relative to the incident direction by a set of defining apertures. The MCP produced a stop signal relative to the one from the capacitive pick-off. The maximum laboratory backscattering angle is 149° for this chamber due to construction complexity although a larger angle is preferred. The signals, from a capacitive pick-off and an MCP, were individually interfaced by fast pre-amplifiers to maximize the signal-to-noise ratio and fed through 50 Ohm cables into constant fraction discriminators (CFDs) which started and stopped a time-to-amplitude converter (TAC).

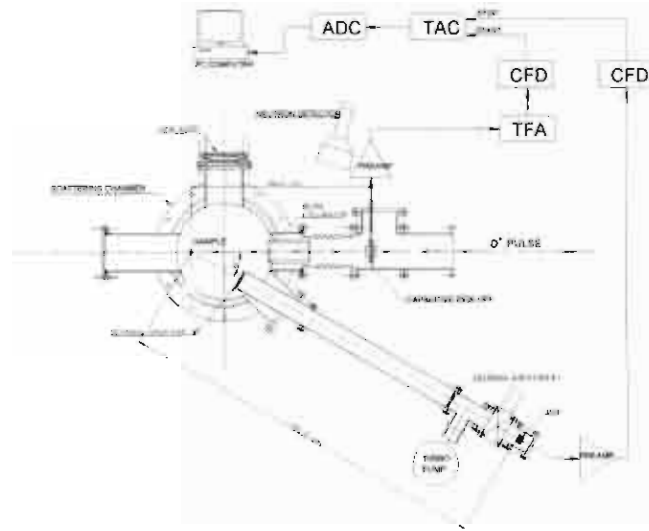


FIG. 3. The experimental configuration for TOF-RBS experiment. Legend : TFA = Timing Filter Amplifier, CFD = Constant Fraction Discriminator, TAC = Time-to-Amplitude Converter, ADC = Analog-to-Digital Converter and MCP = Microchannel Plate Assembly.

To exclude the effect from D^+ pulse width, a 5 cm diameter by 5 cm thick NE-213 liquid scintillation detector was used, replacing the capacitive pick-off and the MCP, to estimate the intrinsic time resolution of the electronic system. Signals of the detector, excited by gamma-rays from Co-60 source, were split to feed both of the pre-amplifiers. The FWHM of the peak of the time spectrum was 4 ns with a timing filter amplifier (TFA) and 1.5 ns without TFA. Unfortunately, the TFA was added, as shown in Fig. 3, to boost the capacitive pick-off signals due to the poor performance of the buncher.

For an on-line monitoring of the deuteron pulse width, neutrons of 2.6 MeV, produced at the beam collimator by the D-D reaction, were detected by another organic scintillator for producing a signal, in association with the capacitive pick-off signal, to use as stop and start signals, respectively, in a second TOF circuitry. For a quick response of this system, the 25 cm diameter by 10 cm thick BC-501 liquid scintillation detector was used. The average width of the D^+ pulses was ~ 5 ns, as mentioned above.

4. RESULTS AND DISCUSSION

The results from the TOF-RBS measurement are presented in Fig. 4 where the time calibration is 1.638 ns/ch. The typical data collecting time of each sample was approximately 60 minutes. It is relatively simple to convert a time domain spectrum to the energy domain (Fig. 5) by using the fact that, for a fixed ion species, the kinetic energy (E) and the flight time (t) of the ions are correlated which reads :

$$t = t_0 + 32.33 \frac{L}{\sqrt{E}}, \quad (5)$$

where t_0 symbolizes an offset due to the electronic setting, $L = 192.3$ cm and 32.33 is a unit conversion factor.

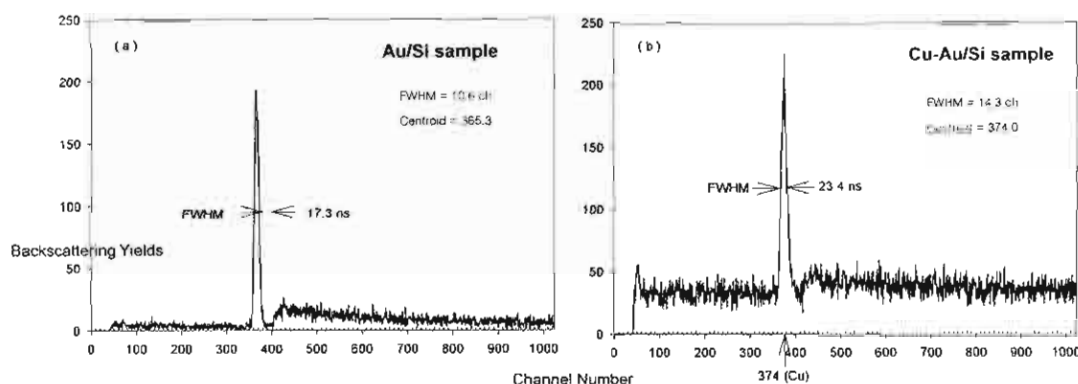


FIG. 4. TOF spectra of 140 keV D^+ ions backscattered from (a) Au/Si and (b) Cu-Au/Si samples as used in Fig.1. The sample-to-detector distance is $L = 192.3$ cm. The time difference between channels is 1.638 ns.

Several conclusions can be drawn from Figs. 4 and 5. The high energy edge of Si, at channel ~ 400 , is about 40 channels apart from the Au peak in Fig. 4(a), which corresponds to an energy difference of ~ 28 keV. This good separation is supported by Eq. (3) in that the ΔE of the TOF system is 3.6 keV. The separation is less clear in Fig. 4(b) since the Au peak is not only broader but also shifted to the longer flight time because the projectile suffers energy loss and straggling in the top Cu layer. These effects increase interference of the Au peak on the low cross-section Cu peak which is situated at channel 374. A reasonable agreement is observed when the spectrum in the energy domain, i.e. Fig.5(b), is compared with the simulation profile predicted by the SIMNRA code, as shown in Fig.6(a).

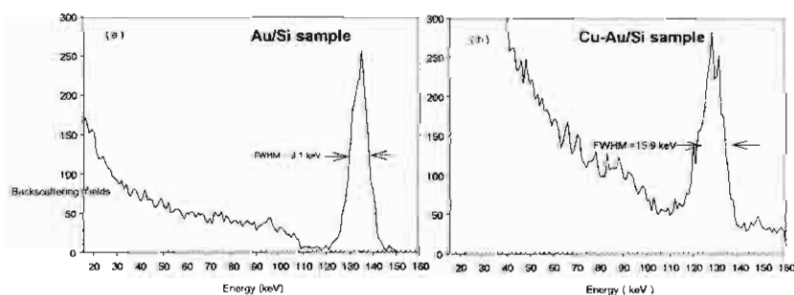


FIG. 5 Transformed energy spectra of Fig.4.

By analysing the peaks of Au in Figs. 1(b) and 5(a), we conclude that the real limit of this set-up is the mass resolution and the quality of the buncher. The buncher performance degrades by oil vapour from 3 diffusion pumps used in the system. They should be replaced by cleaner vacuum pumps such as turbomolecular pumps, ion-pumps or cryo-pumps.

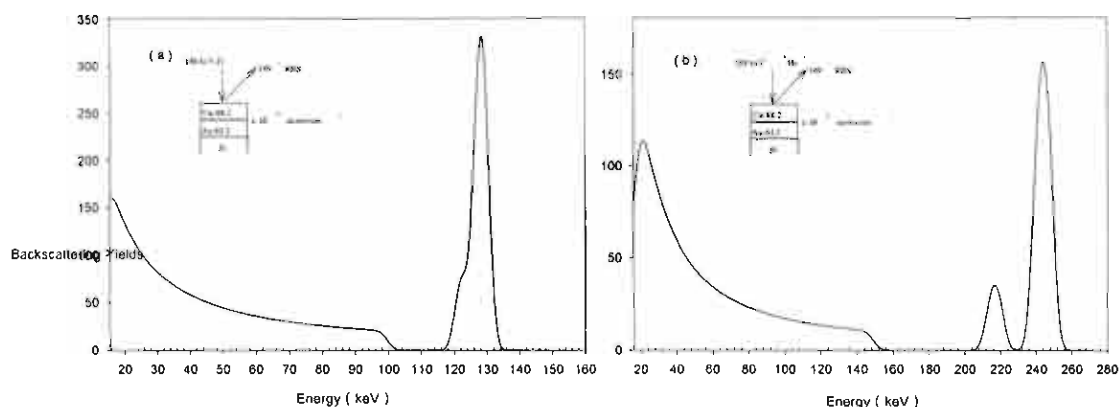


Fig. 6 Simulated RBS spectra at two different projectile conditions, as indicated by the insets. The calculated spectra were made by SIMNRA code when using detector resolutions of 3.6 keV, for (a), and 6.4 keV, for (b).

5. CONCLUSION AND OUTLOOK

We have carried out some exploratory investigations to demonstrate the potential of a low-energy accelerator in RBS experiment. For a broad range of target atoms, the throughput of the technique does not compare favourably with conventional method but a possibility of a very shallow analysis of contamination in the vicinity of Si ($M = 4$ u), such as Ar, must not be over looked. However, the procedure employed makes this experiment a perfect ground for laboratory activities. It would help young students develop the skills they will need for the future that is going to require more cross-disciplinary training.

For a better mass resolution, a detailed study, of Phase II, concerning a higher mass and energy projectile is in progress. To save on investment, a 280 keV $^4\text{He}^+$ ion beam is chosen since the key components of the original pulsing system, such as the chopper and the buncher, can still be used. We nevertheless hope to see a clear separation of the Cu and Au signals as shown in Fig.6(b). Work is underway to upgrade the ion source and the HV power supply to optimize the new analysing system. These undertakings will pave the way to a standard IBA facility after the installation of a 1.7 MV HVE Tandatron accelerator is completed in Phase III.

ACKNOWLEDGEMENTS

The Technical Co-operation (THA/1/009) and the research fellowship to S.S. (THA/01007P) provided by the International Atomic Energy Agency (IAEA, Vienna) are gratefully acknowledged. The authors are much indebted to Dr. L. Hasselgren of the International Science Programme (ISP) and Prof. G. Possnert of the Ion Physics Division, Uppsala University, Sweden for their support throughout the project. It is a pleasure to thank Dr. H. Miyamaru of Osaka University, Japan for his technical guidance, Dr. M. Huehne for his helpful comments in preparing this manuscript, and T. Gradpirom and V. Ginamoon for

their valuable contribution to this work. This work was supported in part by the Thailand Research Fund (TRF).

REFERENCES

- [1] VILAITHONG, T., et al., Proc. Nuclear Data for Science and Technology, Julich, 13-17 May 1991, pp.483-486.
- [2] VILAITHONG, T., et al., ScienceAsia **25** (1999) 43.
- [3] SINGKARAT, S., et al., "C, N, O Investigation Based on a Pulsed 14-MeV Neutron Generator", Presented at the IAEA Committee Meeting on Application of Accelerator Based Neutron Sources, Debrecen, Hungary, Oct. 5-8, 1999.
- [4] CHU, W.K., Backscattering Spectrometry, Academic Press, New York, 1978, pp.9-14, 186.
- [5] BAGLIN, J.E.E., Williams, J.S., in : J.R. Bird, J.S. Williams (Eds.), "Ion Beam for Material Analysis", Academic Press, Sydney, 1989, pp.103-148.
- [6] DOBELI, M. et al., Nucl. Instr. and Meth. **B142**(1998)421.
- [7] MENDENHALL, M.H., WELLER, R.A., Nucl. Instr. and Meth. **B47**(1990)193-201.
- [8] ECKSTEIN, P., et al., Nucl. Instr. and Meth. **169**(1980)534.
- [9] LEAVITT, J.A., MCINTYRE, JR., L.C., in : J.R. Tesmer, M. Nastasi (Eds.) "Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis", Materials Research Society, Pittsburg, 1995, p. 41.
- [10] MAYER, M., SIMNRA User's Guide, Version 4.4, Max-Planck-Institute for Plasma Physics, Garching, Germany, 1998.

3.6 Beam Bunching study with PARMELA

3.6.1 Bunch Compression of a Non-Relativistic Ion Beam in Linear Approximation

P.Junphong¹⁾ and H.Wiedemann²⁾

¹⁾ Fast Neutron Research Facility, Department of physics, Faculty of science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand.

²⁾ Department of Applied Physics and SSRL, Stanford University, U.S.A.

Abstract: In this note the linear theory of bunch compression is described. The optimum geometry of the system is designed. Nonlinear effects limit the applicability of this linear theory as will be shown by comparison of the theoretical result with a realistic beam in numerical simulations with the program PARMELA⁽ⁱ⁾.

Geometric shape

We use a D^+ -ion beam line shown schematically in Fig.1. A continuous beam of D^+ -ions emerging from the source is converted into a series of buncher by the chopper.

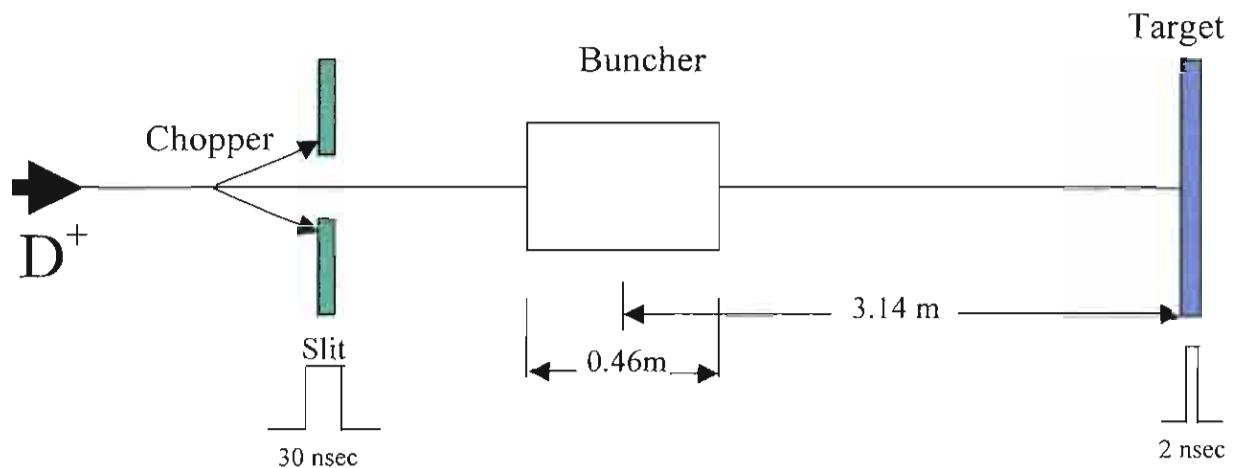


Fig.1 Layout of D^+ ion beam line from source to target (Schematic).

The chopper generates a periodic field at 2 MHz deflecting the beam transversely across a slit. Ions pass through the slit only when the chopper field is small or zero. In the FNRF beam line the slit opening is adjusted in such a way that a 30 nsec ion bunch is produced every 250 nsec. The chopped ion beam travels toward a buncher section and then on to an experimental target. The 4 MHz buncher consists of 2 gaps, separated by

the ion travel distance in $\frac{1}{2} T_{rf}$ and each producing a total voltage of 6.5 kV.

(i) write permission from Los Alamos National Laboratory

Theory of Bunch Compression

In this chapter we derive the linear theory of bunch compression. A long bunch of non-relativistic ions passes through a buncher cavity. This cavity is excited at 4 MHz and produces electric fields along the beam and cavity axis. The field oscillation is phased such that the center of the bunch is not accelerated. The head of the bunch will see a decelerating field while the tail see an accelerating field. Bunching occurs in the drift space s due to the velocity variation generated by the linear buncher field. Ions in the tail of the bunch have been accelerated and are therefore catching up with ion in the bunch center while just the opposite happens to ions in the head of the bunch. The dynamics of this bunch compression is shown in Fig.2 to Fig.7

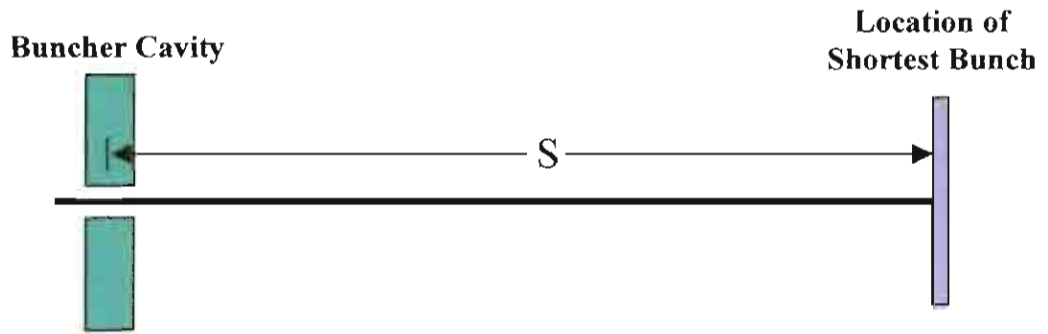


Fig.2 Layout of beam line from the buncher to target

Fig.2 shows schematically the beam line used for bunch compression. We start before the buncher with a long ion bunch and small energy spread (Fig.3). At the buncher, ions in the head of the bunch ($t < 0$) are accelerated while those in the tail ($t > 0$) are decelerated (Fig.4).

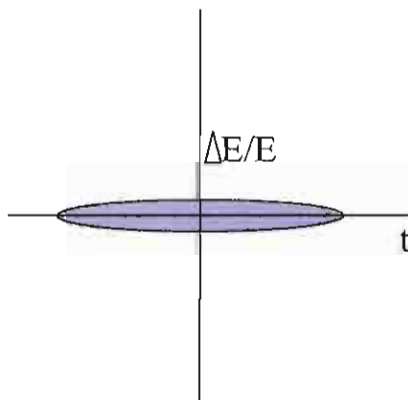


Fig. 3 Before Buncher
(longer bunch, smaller spread)

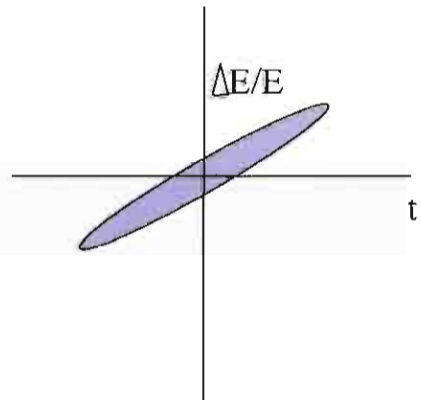


Fig. 4 After Buncher
(shorter bunch, larger spread)

As a result, along the drift space s the ions in the head of the bunch ($\Delta E < 0$) travel slower and ions in the tail ($\Delta E > 0$) travel faster than ions in the center of the bunch (Fig.5). After a certain distance the bunch has reached it shortest time (Fig.6) and beyond that the bunch gets longer again (Fig.7)

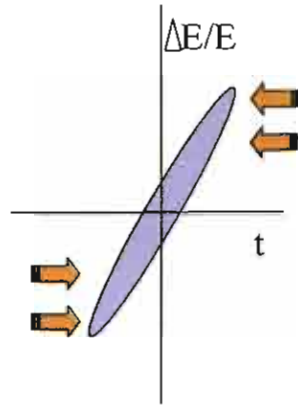


Fig.5 Between bunch
(shorter bunch, larger energy spread)

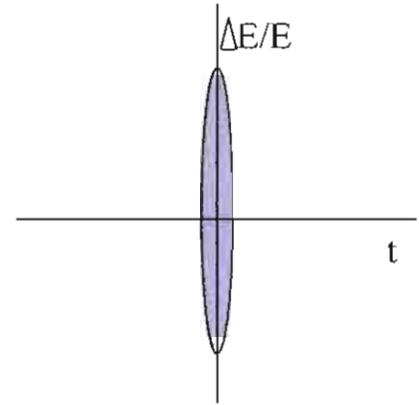


Fig.6 At Target
(shortest bunch, largest energy spread)

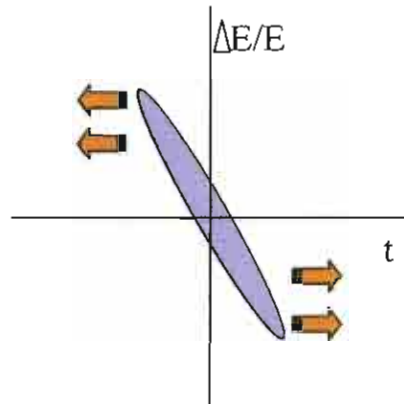


Fig.7 Beyond Target

The goal of this note is to determine the distance s from the buncher at which the bunch is the shortest.

Location of shortest bunch

We describe the particle dynamics in longitudinal phase space $(\Psi, \Delta E)$ where Ψ is the phase of an ion under observation with respect to an ion in the center of the bunch and ΔE is the energy deviation of such an ion with respect to the ideal particle. Considering an ion with coordinate $(\Psi_0, \Delta E_0)$ at the entrance of the buncher, transformation through the buncher of zero length gives

$$\Psi_B = \Psi_0 \quad (1)$$

$$\Delta E_B = \Delta E_0 + a\Psi_0$$

$$\Delta E_B = \Delta E_0 + eV_0\Psi_0 \quad (2)$$

Here we assumed an RF-voltage $V_{rf} = V_0 \sin \omega t \cong V_0 \omega t$ in linear approximation and set $\Psi_0 = \omega t_0$.

In matrix formulation this transformation becomes

$$\begin{bmatrix} \Psi_B \\ \Delta E_B \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ eV_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_0 \\ \Delta E_0 \end{bmatrix} = M_B \begin{bmatrix} \Psi_0 \\ \Delta E_0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

where

$$M_B = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ eV_0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

is the transformation matrix.

Next we derive the transformation through a drift space of length s . The travel time, Δt , of an ion with respect to the reference ion in the bunch center is

$$\Delta t = \frac{s}{v} - \frac{s}{v_s} \quad (5)$$

where v_s is the velocity of the reference particle.

From the kinetic energy $E_k = \frac{1}{2}mv^2$ we derive the velocity

$$v = \sqrt{\frac{2E_k}{m}}$$

which is, for the reference particle,

$$v_s = \sqrt{\frac{2E_{k0}}{m}}.$$

The difference of phase of the particle under observation with respect to the reference particle is from (5)

$$\Delta\Psi = \omega\Delta t = \frac{\omega s}{v} - \frac{\omega s}{v_s} = \omega s \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_s} \right). \quad (6)$$

The phase of the ion at distance s downstream from the buncher is therefore

$$\begin{aligned} \Psi_s &= \Psi_0 + \Delta\Psi \\ &= \Psi_0 + \omega s \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_s} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

For a non-relativistic ion, we get

$$E_k = E_{k0} + \Delta E \quad (8)$$

and

$$v = \sqrt{\frac{2(E_{k0} + \Delta E)}{m}} = \sqrt{\frac{2E_{k0}}{m}} \sqrt{1 + \frac{\Delta E}{E_{k0}}} \approx v_s \left(1 + \frac{\Delta E}{2E_{k0}}\right)$$

Then

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} - \frac{1}{v_s} &= -\frac{\Delta E}{2v_s E_{k0}} \\ &= \frac{1}{v_s \left(1 + \frac{\Delta E}{2E_{k0}}\right)} - \frac{1}{v_s} \approx -\frac{\Delta E}{2v_s E_{k0}} \end{aligned} \quad (9)$$

and

$$\Psi_s = \Psi_0 - \frac{\omega s \Delta E}{2v_s E_{k0}} \quad (10)$$

The energy does not change along s , i.e.,

$$E_k(s) = E_k(0) \quad (11)$$

Collecting all these results, we get for the transformation through the drift space

$$\begin{bmatrix} \Psi_s \\ \Delta E_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\omega s}{2v_s E_{k0}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_B \\ \Delta E_B \end{bmatrix} \quad (12)$$

where $\Psi_B = \Psi_0$ and the transformation matrix is

$$M_s = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\omega s}{2v_s E_{k0}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

The total transformation is described by the product of the matrices through buncher and through the drift space

$$\begin{aligned} M_{total} &= M_s M_B \\ &= \begin{bmatrix} 1 & -\frac{\omega s}{2v_s E_{k0}} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ eV_0 & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 - \frac{\omega s e V_0}{2v_s E_{k0}} & -\frac{\omega s}{2v_s E_{k0}} \\ eV_0 & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (14)$$

For simplicity we assume first that the energy spread of the ion beam from the source is negligible ($\Delta E = 0$). In this case we have for the ion coordinates at the target

$$\begin{bmatrix} \Psi \\ \Delta E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\omega s e V_0}{2v_s E_{k0}} & -\frac{\omega s}{2v_s E_{k0}} \\ \frac{e V_0}{1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

The phase Ψ of any ion at the target is then determined by

$$\Psi_r = \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2v_s E_{k0}}\right) \Psi_0 \quad (16)$$

with energy

$$\Delta E_r = e V_0 \Psi_0, \quad (17)$$

where Ψ_0 is the initial phase of a particle. We note that for the reference particle $\Psi_0 = 0$. For an ideal bunch compression we require then that $\Psi_r = 0$. That can be achieved only if the coefficient of Ψ_0 in equation (16) is zero. From this we can determine the optimum distance s at which the bunch length would be zero,

$$s = \frac{2v_s E_{k0}}{\omega e V_0}. \quad (18)$$

We apply this result to the actual ion beam line at the FNRF where we have the following parameters

$$\begin{aligned} E_{k0} &= 140 \text{ keV} \\ m_{D^+} &= 1875.613 \text{ MeV} \\ V_0 &= 13 \text{ kV} \\ v_s &= 3.665 \times 10^6 \text{ m/sec} \\ f_b &= 4 \text{ MHz} \\ \omega &= 2.513 \times 10^7 \text{ sec}^{-1} \\ s &= 3.1412 \text{ m} \end{aligned}$$

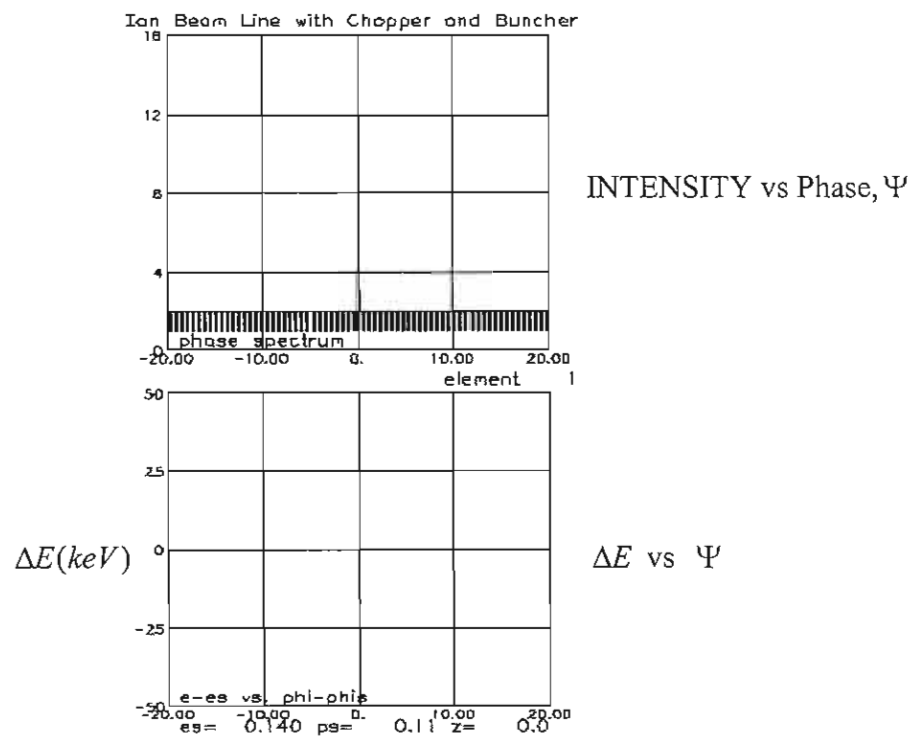
Independent of the original bunch length this linear approximation predicts a zero bunch length a distance s away from the buncher. This is obviously an unrealistic simplification by assuming a linear dependence of the accelerating voltage V with phase $V_{rf} = V_0 \Psi_0$. In reality we have a sinusoidal variation $V_{rf} = V \sin \Psi_0$ of the buncher voltage which introduces nonlinear effect. Furthermore a real beam has a finite energy spread, i.e., $\Delta E \neq 0$. We will discuss effect of these parameters in future notes. Here we conclude by comparing the results of the linear approximation between analytical results and numerical ones from PARMELA simulation.

PARMELA input:

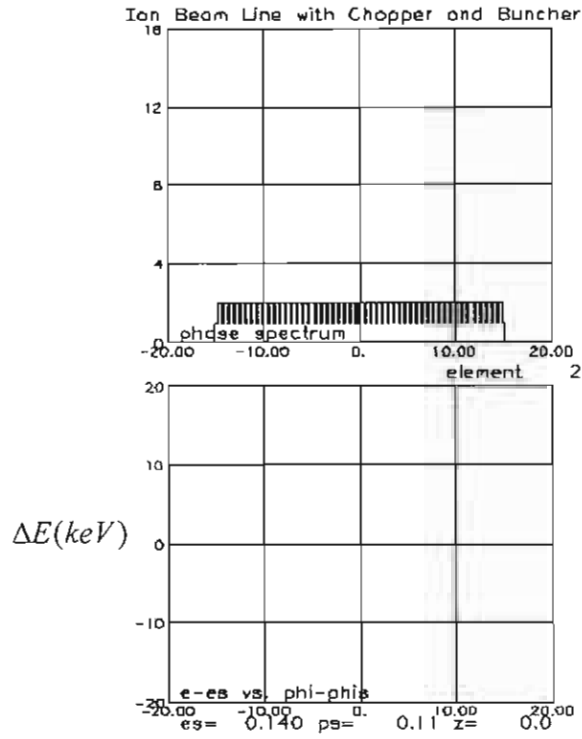
```

RUN 1 2 4. -45.812 0.14 1 1875.613
TITLE
ION BEAM LINE WITH CHOPPER AND BUNCHER
CHARGE 1 1
INPUT 9 3000 6.0 0.5 3600 180.0
DRIFT 0 3 1
CHOPPER 0 3.0 1 4.0 0.0 15.0
DRIFT 45.812 3 1
BUNCHER 0 3 1 .013 4.0 180.0 0.14
DRIFT 314.12 3 1
DRIFT 3.0 3 1
DRIFT 5.0 3 1
ZOUT
OUTPUT 5
START 180. 1 10000 0 1000
END

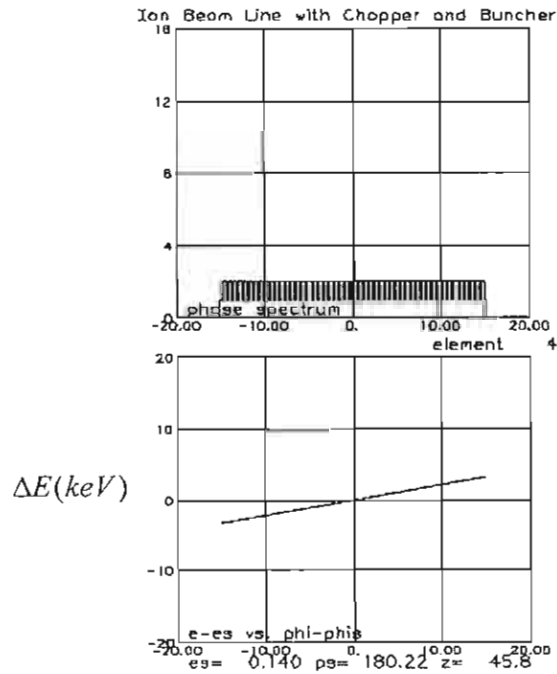
```

PARMELA output:

At the chopper entrance we have a continuous ion beam with zero energy spread.

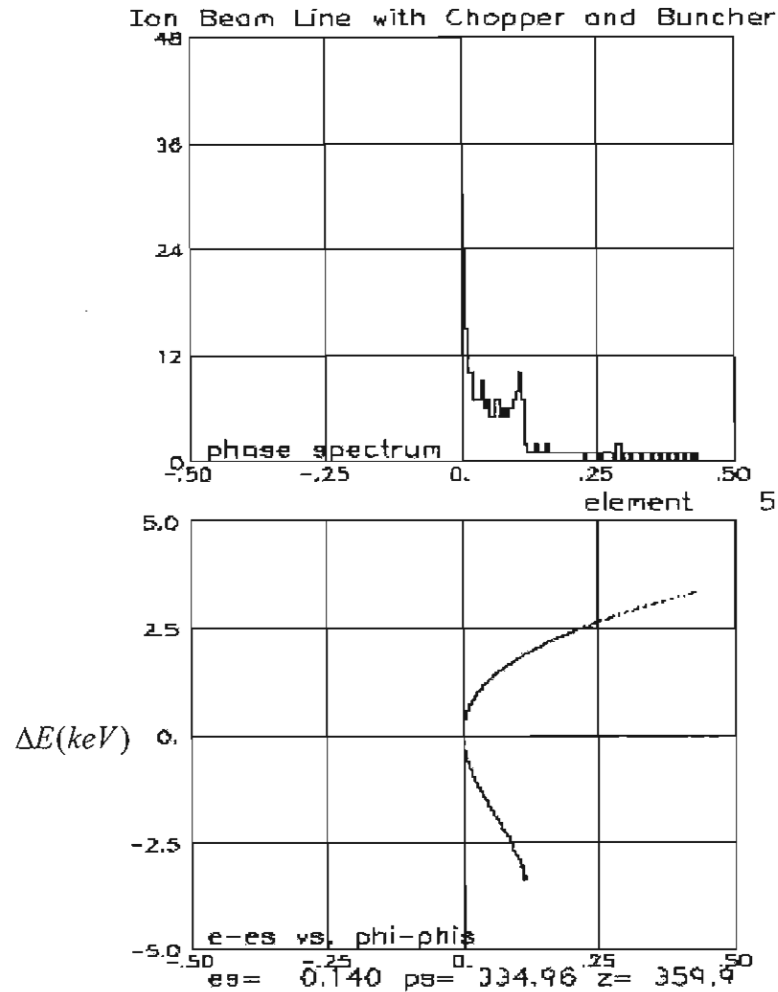


The chopper allows passage of ions only during $\pm 15^\circ$ phase at 2 MHz which translates to a bunch length of 30 nsec. This particle distribution is preserved along the drift space between the chopper and buncher.

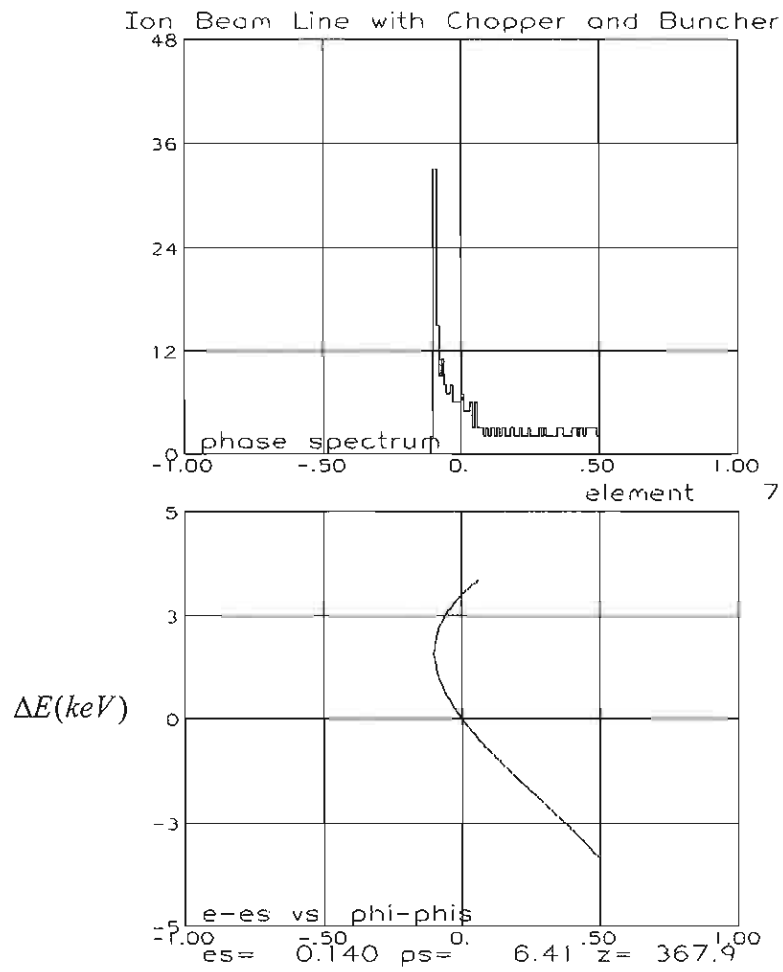


The buncher introduces a phase dependent energy deviation ΔE because of an acceleration to tail ions ($\Psi > 0$) and deceleration to head ions ($\Psi < 0$). The result is in full agreement with the linear theory outlined in this note.

After a drift space of 314.12 cm beyond the buncher. The bunch is greatly reduced especially for small ΔE . On the other hand for larger ΔE the nonlinear effect deteriorates bunch compression.



In this particular case most of the ions are compressed to a bunch length of $\Delta\Psi = 0.4$ degrees and $\Delta t = 0.28$ nsec. We observe clearly the nonlinear effect. In spite of this the bunch length is very short, because of an $\Delta E = 0$ assumption. Beyond the optimal point at $s = 3.1412$ m the bunch expands again as shown below



In this linear approximation we have assumed a monochromatic ion beam and a linear RF-voltage in the buncher. Both are unrealistic ideal assumptions. In another note we will discuss the effect of more realistic conditions.

3.6.2 Bunch Compression of A Realistic D^+ ion Beam

P.Junphong¹⁾ and H.Wiedemann²⁾

¹⁾ Fast Neutron Research Facility, Department of physics, Faculty of science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand.

²⁾ Department of Applied Physics and SSRL, Stanford University, U.S.A.

Abstract: Building on the results of SURIYA-12 we discuss in this note the bunch compression of a D^+ ion beam with a finite energy spread $\Delta E_0 \neq 0$. Some particles have energies less than the reference particle and some particle have more. So the velocities of all particles are different. First we treat the bunch compression analytically and then compare the results with those from the PARMELA program.

1.) Phase space dynamics of an ion beam

At the start of the beam line we consider a D^+ ion beam distribution in phase space as shown in Fig 1. The bunch has a longitudinal extend $\pm \hat{\Psi}_0$ and energy spread $\pm \Delta \hat{E}_0$. The envelope of this beam is described by the ellipse equation.

$$\frac{\Psi_0^2}{\hat{\Psi}_0^2} + \frac{\Delta E_0^2}{\Delta \hat{E}_0^2} = 1 \quad (1)$$

where $(\Psi_0, \Delta E_0)$ are the particle coordinate at the starting point, e.g. at the entrance to the buncher.

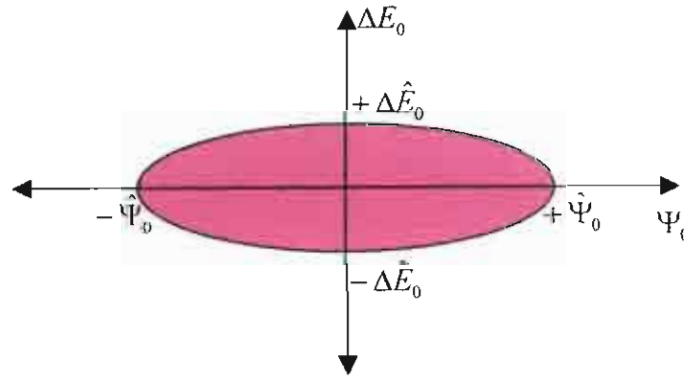


Fig.1 Phase ellipse at starting point

We rewrite this equation into the form

$$\Delta \hat{E}_0^2 \Psi_0^2 + \hat{\Psi}_0^2 \Delta E_0^2 = \Delta \hat{E}_0^2 \hat{\Psi}_0^2 = \text{constant} \quad (2)$$

We apply now the transformation through buncher and drift space (s) as derived in SURIYA-12

$$\begin{bmatrix} \Psi \\ \Delta E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}} & -\frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \\ e V_0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Psi_0 \\ \Delta E_0 \end{bmatrix} \quad (3)$$

or

$$\Psi = \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}\right) \Psi_0 - \frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \Delta E_0 \quad (4)$$

$$\Delta E = e V_0 \Psi_0 + \Delta E_0 \quad (5)$$

We want to know the ellipse equation at the end of the beam line. Solving (4) and (5) for Ψ_0 and ΔE_0 we replace these variables in (2).

From (4), we have

$$\Psi_0 = \frac{\Psi + \frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \Delta E_0}{1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}} \quad (6)$$

and (5)

$$\Delta E_0 = -e V_0 \Psi_0 + \Delta E \quad (7)$$

Inserting (7) into (6) and solving for Ψ_0 gives

$$\Psi_0 = \Psi + \frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \Delta E \quad (8)$$

and from (7) we get

$$\Delta E_0 = -e V_0 \Psi + \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}\right) \Delta E. \quad (9)$$

Inserting (8) and (9) into (2) results in the equation of the phase ellipse at the end of the beam line

$$\Delta \hat{E}_0^2 \left(\Psi + \frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \Delta E \right)^2 + \hat{\Psi}_0^2 \left(-e V_0 \Psi + \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}\right) \Delta E \right)^2 = \Delta \hat{E}_0^2 \hat{\Psi}_0^2 \quad (10)$$

To get (10) into a familiar form we expand the square brackets and get

$$\begin{aligned} & \Delta \hat{E}_0^2 \left(\Psi^2 + \frac{\omega s}{\nu_0 E_{k0}} \Psi \Delta E + \left(\frac{\omega s}{2\nu_0 E_{k0}} \Delta E \right)^2 \right) + \hat{\Psi}_0^2 \left((e V_0 \Psi)^2 - 2e V_0 \Psi \Delta E \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}\right) + \left(1 - \frac{\omega s e V_0}{2\nu_0 E_{k0}}\right)^2 \Delta E^2 \right) \\ & = \Delta \hat{E}_0^2 \hat{\Psi}_0^2 \end{aligned}$$

or

$$\Delta\hat{E}_0^2\Psi^2 + \Delta\hat{E}_0^2\frac{\omega s}{v_0 E_{k0}}\Psi\Delta E + \Delta\hat{E}_0^2\left(\frac{\omega s}{2v_0 E_{k0}}\Delta E\right)^2 + \hat{\Psi}_0^2(eV_0\Psi)^2 - 2eV_0\hat{\Psi}_0^2\Psi\Delta E + \frac{\omega se^2V_0^2}{v_0 E_{k0}}\hat{\Psi}_0^2\Psi\Delta E + \hat{\Psi}_0^2\left(1 - \frac{\omega seV_0}{v_0 E_{k0}} + \left(\frac{\omega seV_0}{2v_0 E_{k0}}\right)^2\right)\Delta E^2 = \Delta\hat{E}_0^2\hat{\Psi}_0^2 \quad (11)$$

Collecting terms we get

$$\begin{aligned} & \left(\Delta\hat{E}_0^2 + e^2V_0^2\hat{\Psi}_0^2\right)\Psi^2 + \left(\frac{\omega s\Delta\hat{E}_0^2}{v_0 E_{k0}} - 2eV_0\hat{\Psi}_0^2 + \frac{\omega se^2V_0^2}{v_0 E_{k0}}\hat{\Psi}_0^2\right)\Psi\Delta E \\ & + \left(\left(\frac{\omega s\Delta\hat{E}_0^2}{2v_0 E_{k0}}\right)^2 + \hat{\Psi}_0^2 - \frac{\omega seV_0}{v_0 E_{k0}}\hat{\Psi}_0^2 + \left(\frac{\omega seV_0\hat{\Psi}_0}{2v_0 E_{k0}}\right)^2\right)\Delta E^2 = \Delta\hat{E}_0^2\hat{\Psi}_0^2 \end{aligned} \quad (12)$$

which is the ellipse equation in the familiar form

$$a\Psi^2 + b\Psi\Delta E + c\Delta E^2 = \text{constant}. \quad (13)$$

Where the equation of the phase ellipse is expressed in terms of Ψ and ΔE at the target a distance s downstream the buncher. Due to the term $b\Psi\Delta E$ this is a tilted ellipse and therefore the bunch is not at its shortest yet. We must select the distance s such that $b = 0$ and therefore the bunch shortest. At the distance s where bunch is the shortest ($b = 0$) the phase ellipse is upright as shown in Fig. 2.

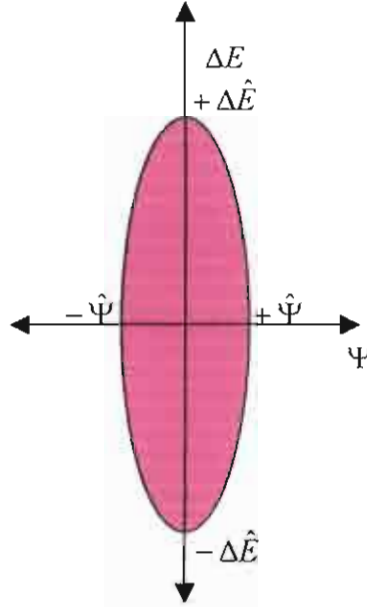


Fig.2 Phase ellipse at target, where is the shortest bunch.

Setting $b = 0$ in (12) we get

$$b = \frac{\omega s \Delta \hat{E}_0^2}{v_0 E_{k0}} - 2eV_0 \hat{\Psi}_0^2 + \frac{\omega s e^2 V_0^2}{v_0 E_{k0}} \hat{\Psi}_0^2 = 0 \quad (14)$$

and solving for the optimum distance S_{opt}

$$s_{opt} = \frac{2eV_0 \hat{\Psi}_0^2 v_0 E_{k0}}{\omega \Delta \hat{E}_0^2 + \omega e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2} = \frac{2v_0 E_{k0}}{\omega e V_0 (1 + \frac{\Delta \hat{E}_0^2}{e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2})}$$

or

$$s_{opt} = \frac{2v_0 E_{k0}}{\omega e V_0} \left(1 - \frac{\Delta \hat{E}_0^2}{e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2} \right). \quad (15)$$

For $\Delta \hat{E}_0 = 0$ we get again the result of SURIYA-12. Equation (15) tells us that the bunch reaches its shortest length at a shorter distance compared to the ideal case of SURIYA-12.

2.) PARMELA simulation

We perform numerical simulations of a D^+ ion with the program PARMELA and compare the results with the analytical expressions derived in the previous chapter.

PARMELA Input :

```

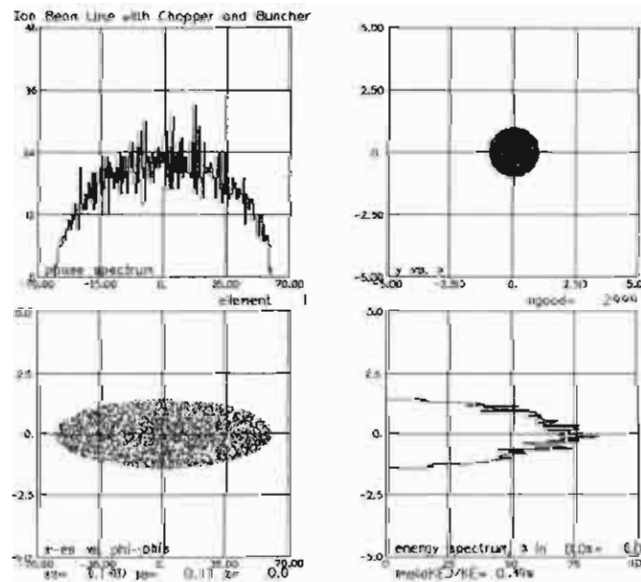
RUN 1 2 4.0 -45.812 0.14 1 1875.613
TITLE
ION BEAM LINE WITH CHOPPER AND BUNCHER
CHARGE 1 1
INPUT 7 3000 0 2000 .0005 0 2000 .0005 60.0 .0014
DRIFT 0 3 1
CHOPPER 0 3 1 4.0 0.0 15.0
DRIFT 45.812 3 1
BUNCHER 0 3 1 0.013 4.0 180.0 0.14
DRIFT 314.1 3 1
ZLIMIT 400
ZOUT
OUTPUT 5
START 180.0 1 10000 0 1000
END

```

We use 3000 D^+ ions at a kinetic energy of $E_{k0} = 140$ keV. A 4 MHz chopper is inserted to produce ± 15 deg. bunches which then are compressed by the buncher. The PARMELA chopper must be operated at 4 MHz to perform similar to the real FNRF 2 MHz chopper since the former passes ions only once per period while the FNRF chopper passes twice at 0° and 180° , respectively. The buncher operates at 4 MHz and has a maximum voltage of $V_0 = 13$ kV. The drift space $s_{opt} = 3.141$ m as derived from equation (15).

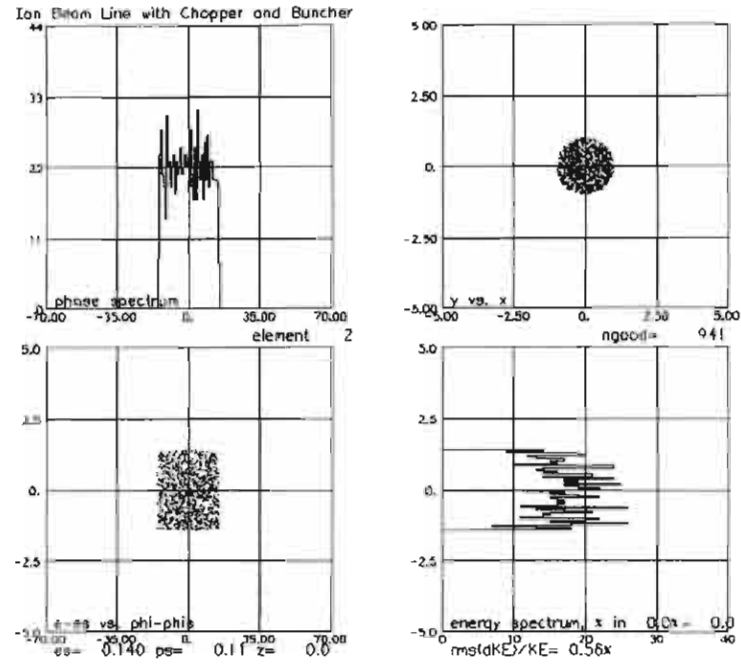
PARMELA Output :

1) At the start point we choose a long bunch of ($\pm 60^\circ$) with finite energy spread ($\Delta E_0 = \pm 1\%$) as shown in this graph

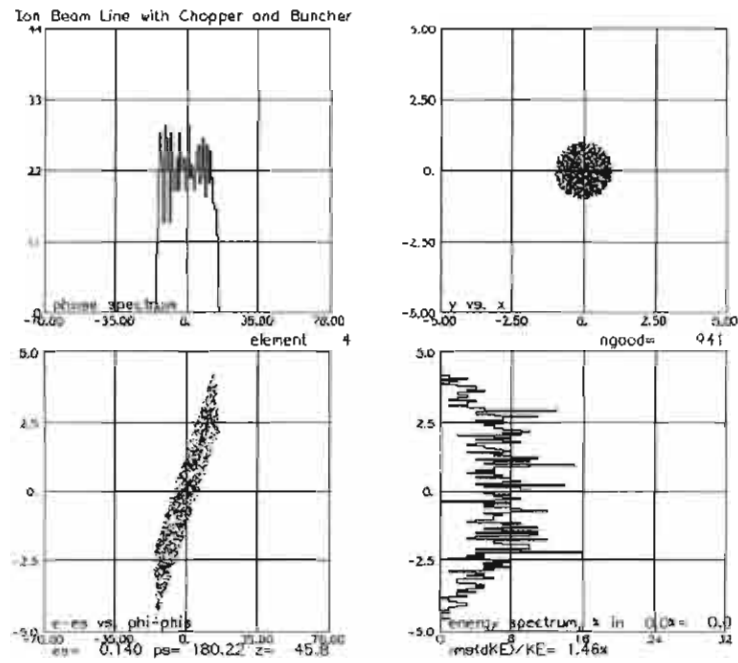


The energy spread is shown in keV and is $\leq 1\%$ of E_{k0} . The transverse ion distribution is shown in units of cm.

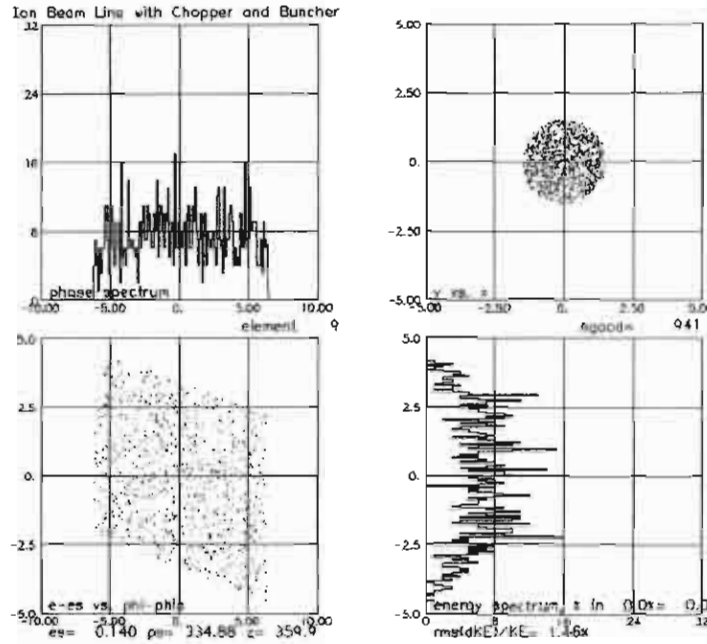
2) After the chopper the bunch is shortened to $\pm 15^\circ$.



3) The buncher introduces an energy or velocity shift as required for bunch compression.



4) At a distance s_{opt} downstream the buncher the bunch reaches its shortest length of $\pm 6.5^\circ$ or $l_b = \pm \frac{\lambda_{rf}}{360} \Delta\Psi \cong 1.65 \text{ cm} \cong 4.51 \text{ nsec}$



The bunch compression is not very impressive because we have used a rather large energy spread. Using a factor of 10 smaller energy spread $\Delta E_0 = \pm 1\%$ we get a much more efficient bunch compression.

Calculation

For comparison with PARMELA simulations we set at the buncher entrance

$$\Delta \hat{E}_0 = 1.5 \times 10^3 \text{ eV}$$

$$\hat{\Psi}_0 = 60 \text{ deg} = \frac{\pi}{3} \text{ rad}$$

corresponding to a $\pm 1\%$ energy spread and

$$\omega = 2.513 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$$

$$v_0 = 3.665 \times 10^6 \text{ m/s}$$

$$E_{k0} = 140 \text{ keV}.$$

From equation (12) and (13) we calculate a by

$$\begin{aligned}
a &= \Delta \hat{E}_0^2 + e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2 \\
&= (1.5 \times 10^3)^2 (eV)^2 + (13 \times 10^3)^2 \times \left(\frac{\pi}{3}\right)^2 (eV)^2 \\
&= 187.579 \times 10^6 (eV)^2
\end{aligned} \tag{16}$$

and calculate $\hat{\Psi}$ at the location s_{opt} where we place the experimental target

$$\hat{\Psi} = \frac{\Delta \hat{E}_0 \hat{\Psi}_0}{\sqrt{a}} = \frac{(1.5 \times 10^3) \times \frac{\pi}{3}}{\sqrt{187.579 \times 10^6}} = 0.11469 \text{ rad} \approx 6.57 \text{ deg} \tag{17}$$

From PARMELA simulations we get $\hat{\Psi} = \pm 6.5^\circ$. We can also calculate c from (12). Since we are interested in the value of c at $s_{opt} = \frac{2v_0 E_{k0}}{\omega e V_0}$ we get from (12)

$$c = \left(\frac{\omega s_{opt} \Delta \hat{E}_0}{2v_0 E_{k0}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \hat{E}_0}{e V_0} \right)^2 = 0.11538 \tag{18}$$

From the definition of c in (12) we can solve for $\Delta \hat{E}$ at the target

$$\Delta \hat{E} = \frac{\Delta \hat{E}_0 \hat{\Psi}_0}{\sqrt{c}} = \frac{(1.5 \times 10^3) \times \frac{\pi}{3}}{\sqrt{0.11538}} = 4.6 \text{ keV} \tag{19}$$

PARMELA simulations give $\Delta \hat{E} \approx 4.0 \times 10^3 \text{ eV}$.

The PARMELA results differ somewhat from the analytical calculations because the analytical ion distribution in phase space is not elliptical (see fig. on page 7). The actual values of $\hat{\Psi}$ and $\Delta \hat{E}$ to characterize the full beam are therefore subject to interpretation.

We note, however, that also in PARMELA the shortest bunch is also reached at $s_{opt} = 3.141 \text{ m}$.

3.6.3 Full Width Half Maximum In Bunch Compression of D^+ Ion

P.Junphong¹⁾ and H.Wiedemann²⁾

¹⁾ Fast Neutron Research Facility, Department of physics, Faculty of science, Chiang Mai University, Chiang Mai 50200, Thailand.

²⁾ Department of Applied Physics and SSRL, Stanford University, U.S.A.

Abstract: In this note we use the PARMELA program to calculate the bunch length as a function of 12 by put the data that we calculate from energy spread (ΔE), the accelerator voltage (V_0) and phase spread (Ψ_0). For get the bunch at distance s and then calculate full width half maximum (FWHM) that we get from spectrum from PARMELA in distance s .

Process

In the process that we want to show the pulse beam dependence on parameters such as energy spread, the accelerator voltage at the buncher and phase space between chopper and buncher.

1. Run PARMELA by varies energy spread (ΔE) from 0.01 keV to 4.5 keV. We Calculate FWHM from spectrum simulate that shown in fig.1 at distance s from the buncher and then plot graph for the FWHM as a function of energy spread as shown in Fig.2.
2. Run PARMELA by use the energy spread at FWHM is 2 nsec from graph which we Get in No.1 and varies the accelerator voltage (V_0) at the buncher. We calculate FWHM and plot graph between FWHM and accelerator voltage is shown in Fig.4.
3. Run PARMELA by varies phase angle (Ψ_0) between chopper and buncher from 100-260 degree. We calculate FWHM and then plot graph between FWHM and phase angle is shown in Fig.5.

Full Width Half Maximum (FWHM)

How do we get the FWHM from the spectrum?

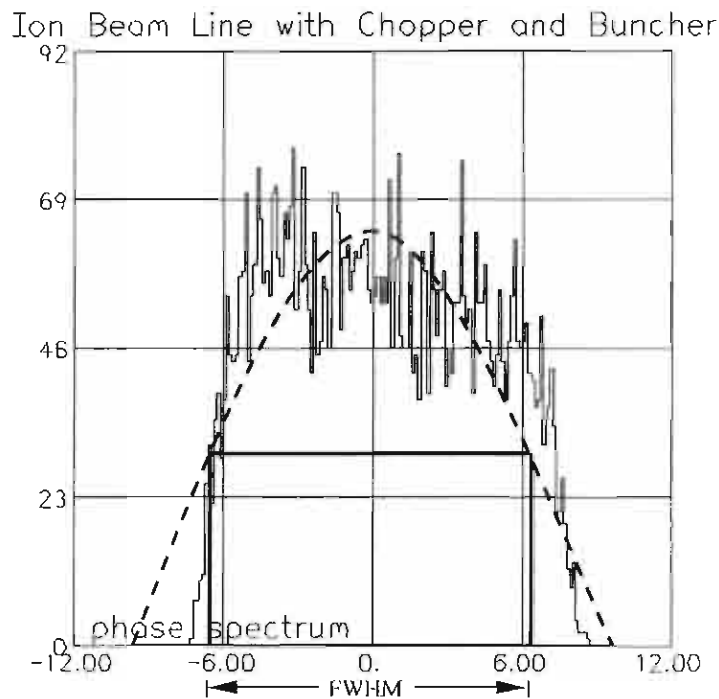


Fig.1 Calculation of FWHM

PARMELA : input

The example input at energy spread 1keV.

```
RUN 1 2 4.0 -45.812 0.14 1 1875.613
```

```
TITLE
```

```
Ion Beam Line with Chopper and Buncher
```

```
CHARGE 1 1
```

```
INPUT 7 20000 0 2000 .0005 0 2000 .0005 60.0
```

```
DRIFT 0 3 1
```

```
CHOPPER 0 3 1 4.0 0.0 15.0
```

```
DRIFT 45.812 3 1
```

```
BUNCHER 0 3 1 0.013 4.0 180.0 0.14
```

```
DRIFT 314.1 3 1
```

```
ZLIMIT 700
```

```
ZOUT
```

```
OUTPUT 5
```

```
START 180.0 1 10000 0 1000
```

```
END
```

$\Delta E(\text{MeV})$

vary!

$S_{opt}(cm)$

$V_0(MV)$

We had plotted FWHM and energy spread in Fig.2

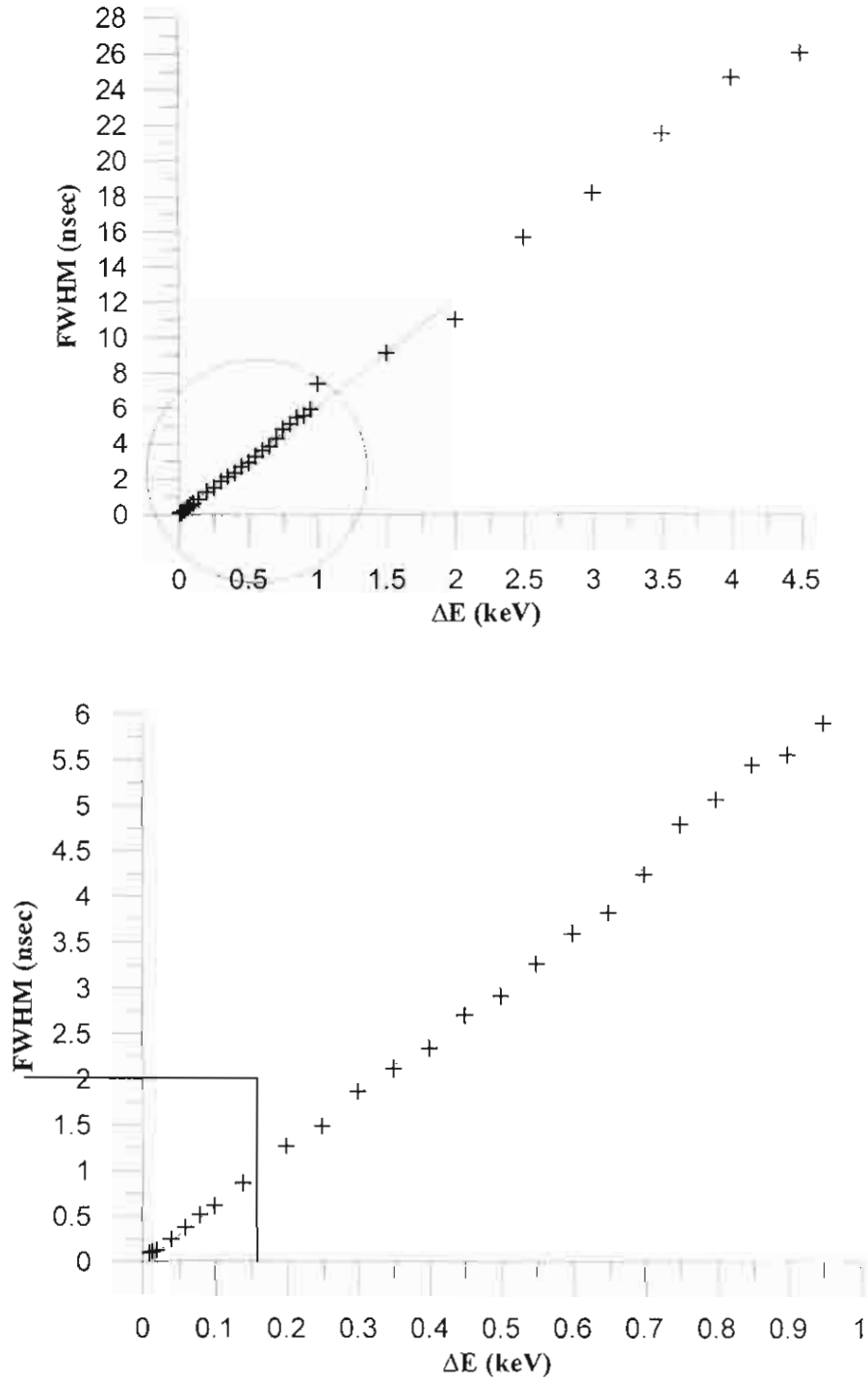


Fig.2 Changing energy spread and FWHM (top) from 0-4.5 keV and extend graph of energy spread at 0-1 keV (bottom).

From Fig.2 we observe that the bunch length (FWHM) depends linearly on the energy spread, although we expect a non-linear effect. The reason is the energy spread more less is shown in following.

From SURIYA Note.13 we had shown the equation

$$\begin{aligned}
& \left(\Delta \hat{E}_0^2 + e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2 \right) \Psi^2 + \left(\frac{\omega s \Delta \hat{E}_0^2}{v_0 E_{k0}} - 2e V_0 \hat{\Psi}_0^2 + \frac{\omega s e^2 V_0^2}{v_0 E_{k0}} \hat{\Psi}_0^2 \right) \Psi \Delta E \\
& + \left(\left(\frac{\omega s \Delta \hat{E}_0}{2 v_0 E_{k0}} \right)^2 + \hat{\Psi}_0^2 - \frac{\omega s e V_0}{v_0 E_{k0}} \hat{\Psi}_0^2 + \left(\frac{\omega s e V_0 \hat{\Psi}_0}{2 v_0 E_{k0}} \right)^2 \right) \Delta E^2 = \Delta \hat{E}_0^2 \hat{\Psi}_0^2
\end{aligned} \tag{1}$$

This is the ellipse equation in the familiar form

$$a\Psi^2 + b\Psi\Delta E + c\Delta E^2 = \text{constant} \tag{2}$$

where the equation of the phase ellipse is expressed in terms of Ψ and ΔE a distance s . Due to we get the term $b\Psi\Delta E$ this is a tilted ellipse and therefore the bunch is not at its shortest yet. We must select the distance s such that $b = 0$ and therefore the bunch shortest. At point the phase ellipse is upright as shown in Fig.3.

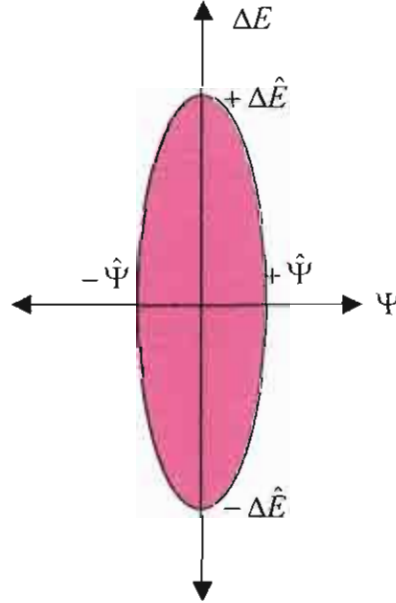


Fig.3 Phase ellipse at target, where is the shortest bunch.

From (2) we get $\hat{\Psi} = \frac{\hat{\Psi}_0 \Delta \hat{E}_0}{\sqrt{a}}$ and $\Delta \hat{E} = \frac{\hat{\Psi}_0 \Delta \hat{E}_0}{\sqrt{c}}$.

So consideration pulse of beam

$$\hat{\Psi} = \pm \frac{\hat{\Psi}_0 \Delta \hat{E}_0}{\sqrt{a}} = \pm \frac{\hat{\Psi}_0 \Delta \hat{E}_0}{\sqrt{\Delta \hat{E}_0^2 + e^2 V_0^2 \hat{\Psi}_0^2}} \tag{3}$$

For the case $\Delta \hat{E} \ll e V_0 \hat{\Psi}_0$ we get

$$\hat{\Psi} \approx \frac{\Delta \hat{E}_0}{e V_0} \tag{4}$$

which shows a linear dependence of the bunch length $\hat{\Psi}$ on the energy spread $\Delta\hat{E}_0$.

But in the case of $\Delta\hat{E} \gg eV_0\hat{\Psi}_0$

$$\hat{\Psi} \approx \hat{\Psi}_0 \quad (5)$$

and the bunch cannot be reduced.

For example we consider an energy spread at 0.1%. Assuming the bunch has a longitudinal extend $\hat{\Psi}_0 = 60 \text{ degree} = \frac{\pi}{3} \text{ rad}$ and the accelerator voltage at the buncher is 13 kV.

We get $eV_0\hat{\Psi}_0 \approx 1.36 \times 10^4 \text{ eV}$

and $\Delta\hat{E}_0 = 14 \text{ eV}$

In this case we have $\Delta\hat{E}_0 \ll eV_0\hat{\Psi}_0$ and the graph should be linear as we got it in Fig.2.

From Fig.2 we find that the energy spread cannot be larger than $\Delta E_0 = 0.325 \text{ keV}$ to get a buncher length of no more than FWHM=2 nsec. We use these data as input for PARMELA to vary the buncher voltage.

PARMELA : input

```
RUN 1 2 4.0 -45.812 0.14 1 1875.613
```

```
TITLE
```

```
Ion Beam Line with Chopper and Buncher
```

```
CHARGE 1 1
```

```
INPUT 7 20000 0 2000 .0005 0 2000 .0005 60.0 0.000325
```

```
DRIFT 0 3 1
```

```
CHOPPER 0 3 1 4.0 0.0 15.0
```

```
DRIFT 45.812 3 1
```

```
BUNCHER 0 3 1 0.013 4.0 180.0 0.14
```

```
DRIFT 314.1 3 1
```

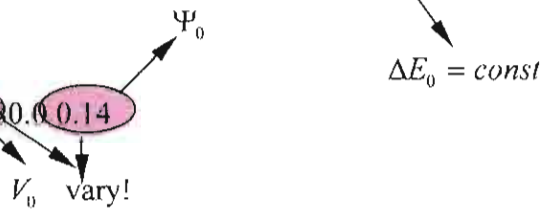
```
ZLIMIT 700
```

```
ZOUT
```

```
OUTPUT 5
```

```
START 180.0 1 10000 0 1000
```

```
END
```



We plot graph between FWHM and buncher voltage as shown in Fig.4.

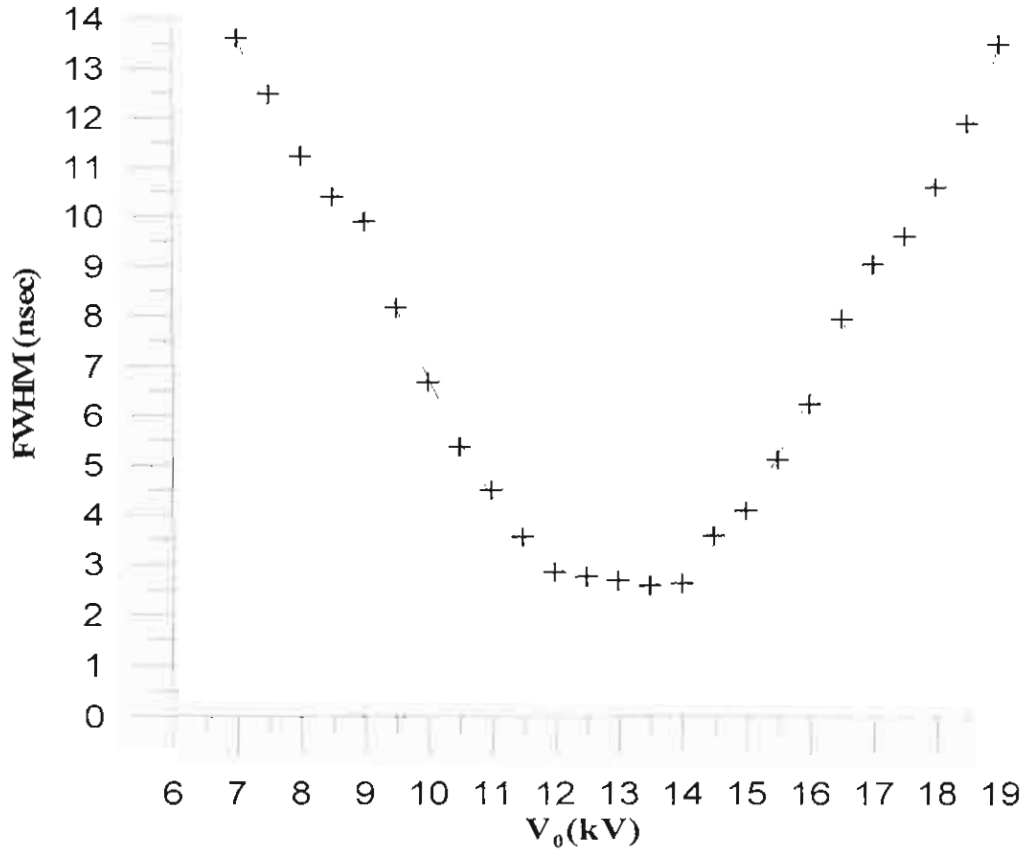


Fig.4 Graph between FWHM of spectrum and the accelerator voltage of buncher.

From Fig.4 we find that the minimum FWHM is reached for a buncher voltage of $V_0 = 13$ kV. This is the same as we calculated analytically in section 3.4.1. The optimum bunch length in Fig.4 is not exactly 2 nsec because of statistical fluctuation in energy in the simulation. After this we use the buncher voltage of 13 kV and vary the phase difference between chopper and buncher. So we get the graph as shown in Fig.5.

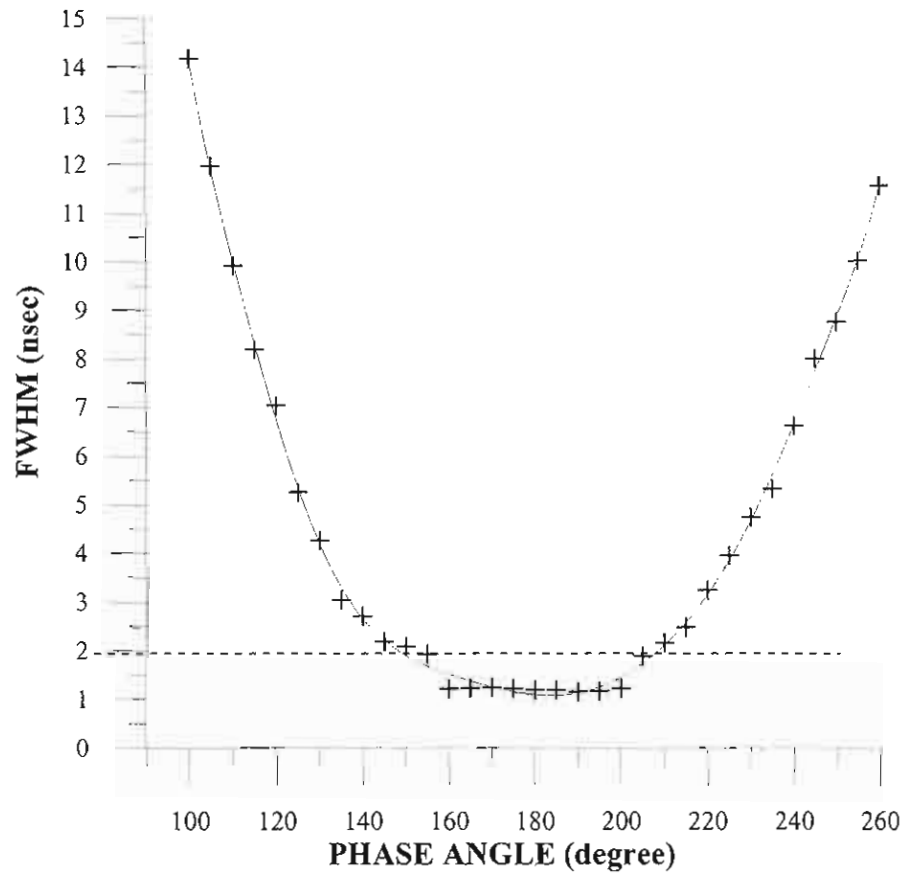
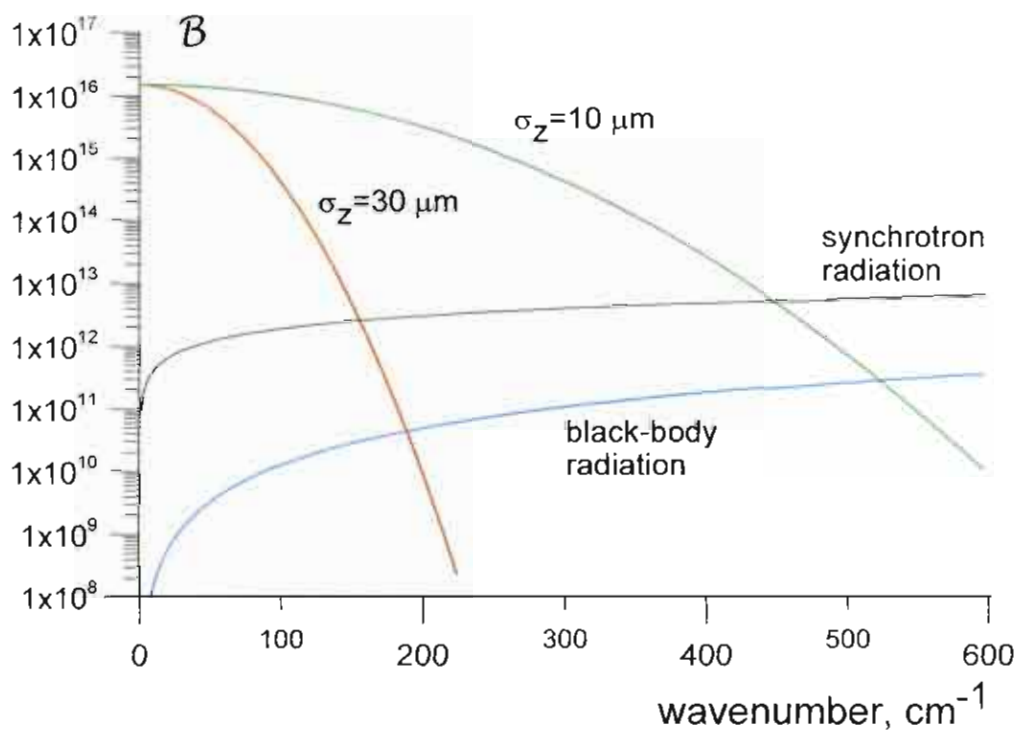


Fig.5 Graph between FWHM and Phase angle

From this graph we can see the optimum bunch length of $\text{FWHM} \approx 2$ nsec can be obtained for a phase difference between chopper and buncher of 150 to 210 degree.

3. Coherent Far-infrared Radiation from Relativistic Electron Beams

รังสีได้แดงย่าน ไกล (Far Infra-red Radiation or FIR) เป็นคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในย่านความยาวคลื่น $50\ \mu\text{m} - 1000\ \mu\text{m}$ ซึ่งเป็นช่วงความยาวคลื่นที่ปรากฏว่ายังไม่มีแหล่งกำเนิดแสงในช่วงนี้ อย่างแพร่หลาย นอกจากแหล่งกำเนิด blackbody radiator ซึ่งให้แสงเป็นแบบแบบ incoherent และไม่สามารถปรับเปลี่ยนความยาวคลื่นได้ตามต้องการ แหล่งกำเนิดแสงแบบ synchrotron และแหล่งกำเนิดแสงแบบ free electron laser ซึ่งให้รังสีได้แดงย่านไกลในช่วงความยาวคลื่นแคบๆ



รูปที่ 3.1 สเปกตรัมของแสงจากแหล่งกำเนิด blackbody radiator แหล่งกำเนิดแสงแบบ synchrotron และแหล่งกำเนิดอิเล็กตรอนห้วงแคบ

ได้มีการพยากรณ์ว่ารังสีอาพันธ์ได้แดงย่านไกล (Coherent FIR) สามารถสร้างได้จากลำอิเล็กตรอนที่มีความยาวห้วงแคบๆ ในเรือนสับพิโควินาที (Subpicosecond electron bunch) ไว้ในปี ค.ศ. 1951[1] ได้มีการตรวจวัดได้เป็นครั้งแรกเมื่อปี ค.ศ. 1989[2] และในปีค.ศ. 1992[3]

[1] H. Motz, J. App. Phys. 22(1951) 527.

[2] T. Nakazato et. al., Phys. Rev. Lett. 66(1989)1245.

[3] H. Wiedemann et. al., Nucl. Instr. And Meth. A319(1992)1.

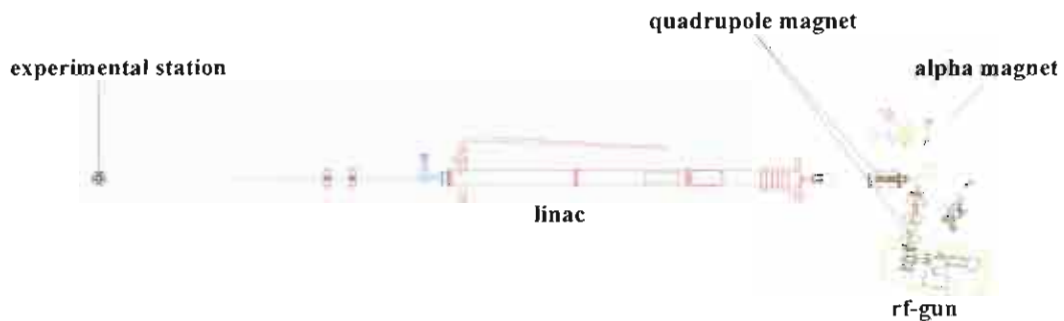
แหล่งกำเนิดแสงชนิดนี้ได้รับการพัฒนาขึ้น ณ มหาวิทยาลัย Stanford ภายใต้โครงการ SUNSHINE และได้ทำการทดลองพบว่าสามารถผลิตรังสีอาพันธ์ได้แดงย่านไกลได้จากลำอิเล็กตรอนที่มีความยาวหัวประมาณ 100 เฟมโตวินาที หรือ ประมาณ $30\ \mu\text{m}$ ดังแสดงได้ในรูปที่ 3.1

รังสีอาพันธ์ได้แดงย่านไกลที่ผลิตได้จากลำอิเล็กตรอนเชิงสัมพัทธภาพซึ่งมีความยาวของหัวแคบๆ นี้มีความกว้างของสเปกตรัมมากและมีความเข้มสูง จึงมีคุณสมบัติเหมาะสมที่จะนำไปประยุกต์ในการศึกษาวิจัยหลายสาขาวิชาเช่น วัสดุศาสตร์ การศึกษาสมบัติของวัสดุ high-TC material การศึกษาสมบัติและโครงสร้างของโพลิเมอร์และสารชีวโมเลกุล การศึกษาทาง phonon physics, surface physics และ metrology standards นอกจากนี้การศึกษาวิจัยจากลำอิเล็กตรอนเชิงสัมพัทธภาพซึ่งมีความยาวหัวแคบๆ นี้ยังสามารถขยายไปสู่การผลิตรังสีในรูปแบบอื่นๆ เช่น Transition Radiation, Undulator Radiation และ Free Electron Lasers (FEL's)

โดยความร่วมมือและภายใต้คำปรึกษาจาก Prof. Helmut Wiedemann ที่ปรึกษาโครงการจากมหาวิทยาลัย Stanford ได้มีการพัฒนาแหล่งกำเนิดแสงนี้ขึ้น ณ ศูนย์วิจัยนิวตรอนพลังงานสูง มหาวิทยาลัยเชียงใหม่ ภายใต้โครงการสุริยา (SURIYA) ตั้งแต่ปีค.ศ. 1997 เป็นต้นมา โดยมีวัตถุประสงค์ในการผลิตลำอิเล็กตรอนเชิงความเร็วสูง (relativistic electron) ให้มีความยาวหัวแคบในเรือนเฟมโตวินาที (10^{-15} วินาที) เพื่อใช้เป็นแหล่งผลิตรังสีอาพันธ์ได้แดงย่านไกล (Coherent FIR) ที่มีความเข้มสูงมาก เนื่องจากอิเล็กตรอนที่มีความยาวหัวแคบในเรือนเฟมโตวินาทีนี้ เมื่อมากระทบตัวกลางแล้วเกิดการแผ่รังสีคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าในช่วงความยาวคลื่นในย่านรังสีได้แดงย่านไกล ที่มีลักษณะเป็นแบบ coherent กล่าวคือความเข้มของรังสีจะเป็นสัดส่วนกับจำนวนอิเล็กตรอนในหัวนั้น ยกกำลังสอง

การบีบลำอิเล็กตรอนให้มีความยาวหัวแคบๆ ในเรือนเฟมโตวินาทีนั้น สามารถทำได้โดยอาศัยหลักการ magnetic bunch compressor นั่นคือ ลำอิเล็กตรอนที่ผลิตออกมาจากปืนอิเล็กตรอน โดยที่อิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงกว่าจะเคลื่อนที่ออกมาก่อนและเคลื่อนที่ได้เร็วกว่าอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า เมื่อระยะทางเพิ่มขึ้นระยะห่างระหว่างอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่างกันก็เพิ่มขึ้นด้วย ดังนั้นเมื่อต้องการบีบหัวอิเล็กตรอนให้แคบลง จำเป็นต้องอาศัยแม่เหล็กที่บังคับให้เส้นทางโคจรของอิเล็กตรอนมีรูปเหมือนอักษรแอลฟา (แม่เหล็กแบบแอลฟา) เข้ามาช่วย กล่าวคือเมื่ออิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงเคลื่อนที่เข้าไปในแม่เหล็กแอลฟาซึ่งมีค่าสนามไฟฟ้าไม่สม่ำเสมอมาก่อน จะใช้เวลาในการเคลื่อนที่ภายในแม่เหล็กมากกว่าอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำกว่า ดังนั้นอิเล็กตรอนที่มีพลังงานต่ำสามารถที่จะเคลื่อนที่ออกมาแม่เหล็กก่อนอิเล็กตรอนที่มีพลังงานสูงกว่า มีผลทำให้สามารถบีบลำอิเล็กตรอนให้มีความยาวหัวในเรือนเฟมโตวินาทีได้

ระบบผลิตอิเล็กตรอนความเร็วสูงห้วงแคบมีส่วนประกอบหลัก คือ ปืนอิเล็กตรอนความถี่วิทยุ (RF-gun) ซึ่งจะผลิตอิเล็กตรอนในลักษณะเป็นห้วง (bunch) โดยอิเล็กตรอนที่ออกมาจาก RF-gun จะมีพลังงานประมาณ 2.5 MeV และมีความกว้างของห้วงอิเล็กตรอน (bunch length) อยู่ในช่วง 300 พิโควินาที (picosecond = 10^{-12} second) แม่เหล็กบีบหรือแม่เหล็กไฟฟ้าแอลฟา (alpha magnet) ซึ่งจะบีบห้วงของอิเล็กตรอนให้อยู่ในเรือนเฟมโตวินาที เครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้น (linear accelerator) ที่จะเร่งอิเล็กตรอนให้มีพลังงานเพิ่มขึ้นประมาณ 30 MeV ระบบ RF สำหรับเครื่องเร่งอนุภาค และระบบ RF สำหรับ RF-gun ซึ่งเป็นหน่วยจ่ายพลังงานให้กับส่วนประกอบทั้งสอง และ ระบบลำเลียงอิเล็กตรอน (beam transport line) ซึ่งรวมถึงระบบลำเลียงจาก RF-gun ถึงแม่เหล็กแบบแอลฟา และ ระบบลำเลียงส่วนอื่นๆ ส่วนประกอบสำคัญของระบบระบบผลิตอิเล็กตรอนความเร็วสูงห้วงแคบแสดงได้ดังรูปที่ 3.2



รูปที่ 3.2 แสดงส่วนประกอบของระบบกำเนิดอิเล็กตรอนความเร็วสูงห้วงแคบเพื่อผลิตรังสีอาพันธ์ได้แดงย่านไกส

3.1 Electron Gun

The SURIYA electron source consists of an 1-1/2 S-band RF-cavities with a side coupling cavity, which are operated at 2856 MHz and are energized by the klystron through the rf-input port at the second cell. A thermionic cathode is attached to one wall of the first cell, emitting electrons with thermal velocities into a high accelerating RF-field. Electrons travel through the cavities and reach a kinetic energy of about 2-3 MeV at the rf-gun exit. There are four steps of RF-gun design and construction, which will be discussed.

(i). Numerical Simulation and RF-gun Design

The electron beam dynamics inside the RF -gun is very complicate because of the time-varying accelerating field. It is necessary to use numerical program to simulate their dynamics to evaluate the optimum geometry and the main RF-gun parameters. In SURIYA RF-gun design, we use mainly the electromagnetic solver code called SUPERFISH and the particle-in-cell program PARMELA to investigate all optimized specifications of the RF-gun. Electron distributions at the RF-gun exit, at the alpha-magnet exit, and at the experimental station have been studied in both longitudinal and transverse direction (section 3.1.1). The RF-gun geometry has been designed base on this numerical simulation results. However, the coupling cavity between the first cell and the second cell was not included in the simulation because of the 2D-limitation of SUPERFISH. Thus, the design of the rf-gun geometry has been done such that we can adjust the geometric shape later after some RF-measurements and frequency tuning.

Results of the numerical simulation of the electron dynamics and distribution at the RF-gun exit appear that there is a high concentration of particles at the head of the bunch, consequently generating a small correlated particles distribution between energy and time. The concentration of 10% of high-energy particle, which is most of the particles in the bunch, appears in the length of some 10-20 ps. While the electron bunches are traveling through an alpha magnet the lower momentum particles follow the shorter path and catch up with the higher one at the alpha-magnet exit resulting in the bunch compression. Overcompression of particle distribution is however required since downstream of alpha-magnet are 30 MeV linac and some beam transport line where finite velocity dispersion will effect the bunch lengthening. The particle distribution at the experimental station after bunch compression and acceleration indicates a bunch length about 50 fs.

(ii). RF-gun Construction

All major parts of the RF -gun have been fabricated in Thailand according to the engineering drawings of the rf-gun design. The assembling drawing and the machined parts are shown in Figure 3.3. The whole RF -gun was brazed in the oven free oxygen at the National Synchrotron Radiation Research (SSRC), Taiwan.

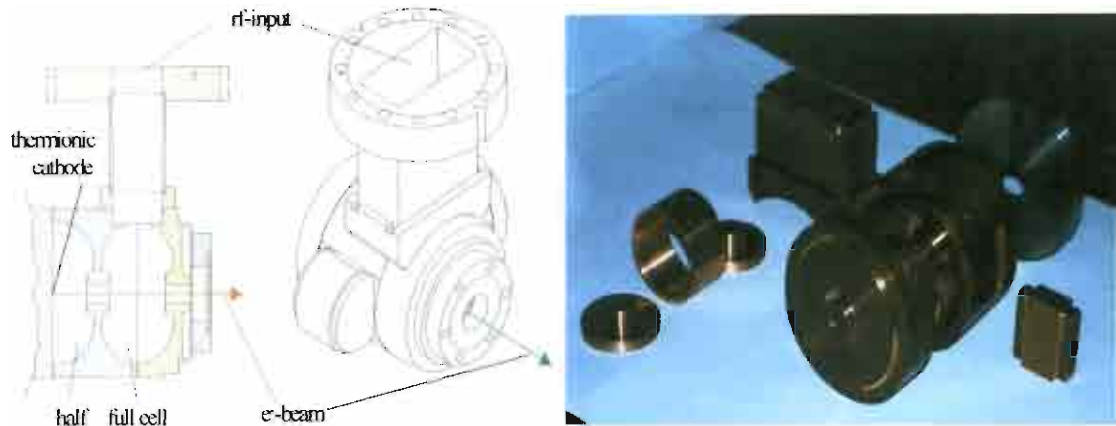


Figure 3.3 Assembly drawing and the machined parts of the rf-gun.

(iii). RF-measurement of RF-gun

After brazing, the resonant frequencies and the field ratio of the RF-gun cavities have been investigated using the S-parameter network analyzer system at the Stanford Synchrotron Radiation Laboratory (SSRL), USA. Two sets of the RF-frequency have been measured; the individual resonant frequency of each cell and the whole RF-gun resonant frequency. Adjusting the position of the tuning rod in the coupling cavity can distinguish these frequencies. To measure the independent cell frequencies, we separated the first and the second cell by put the tuning rod all the way in the coupling cavity to close the connection between both cells. In this case we can measure the reflected waves separately from each cell. To measure the whole rf-gun frequency, the tuning rod must be placed at the position the two cavities are coupled and has the field ratio of the first to the second cell about one half according to the numerical simulation. The RF-power can then transmitted from the second cell to the first cell through this coupling hole and the transmitted signal to the first cell that we measured presents the whole rf-gun frequency. To get the proper fraction of the RF-power through the coupling hole, the tuning rod position must be adjusted while measuring longitudinal field ratio by Bead-Pull technique. Bead-Pull technique measures field distributions inside the RF -gun by introducing a small bead at various locations in the cavity. Perturbation at each position appears as a resonant frequency shift, which reflects directly the longitudinal electric field magnitude at each position. The RF-measurement setup is shown in Figure 3.4.

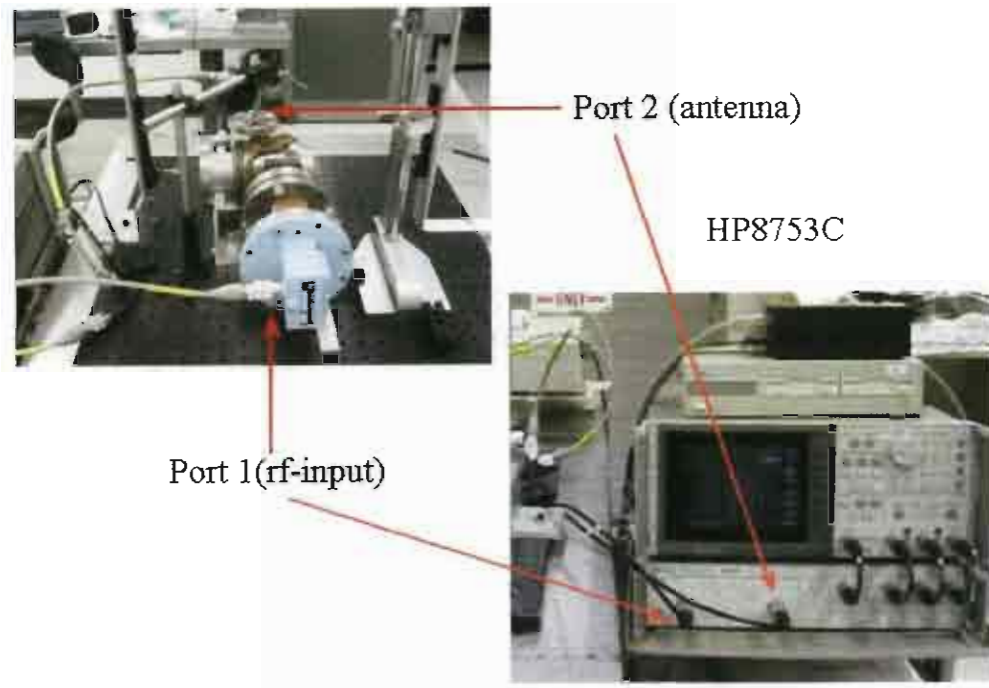


Figure 3.4 RF -measurement setup.

RF-measurement results show that the independent cell frequencies of the first and the second cell at 25°C in ambient air is 2855.97 MHz and 2856.12 respectively. While, the whole RF-gun system frequency is 2856.10 MHz. Since the resonant frequency of the RF-gun will be different in different temperatures and in vacuum environment, it is necessary to include these effects into the measured frequencies. Thus, when it is operated at the desired temperature of 45°C and in vacuum environment the resonant frequency of the rf-gun will become 2855.94 MHz, which is very close to the desired operating frequency of 2856 MHz.

PARMELA simulation shows that the shortest electron bunch can be generated when the average electric field inside the first cell is about one-half of it inside the second cell. The longitudinal field mapping, which measured via the bead-pull technique, presents that the average electric field ratio of the first and the second cell is agree well to PARMELA simulation as shown in Figure 3.5.

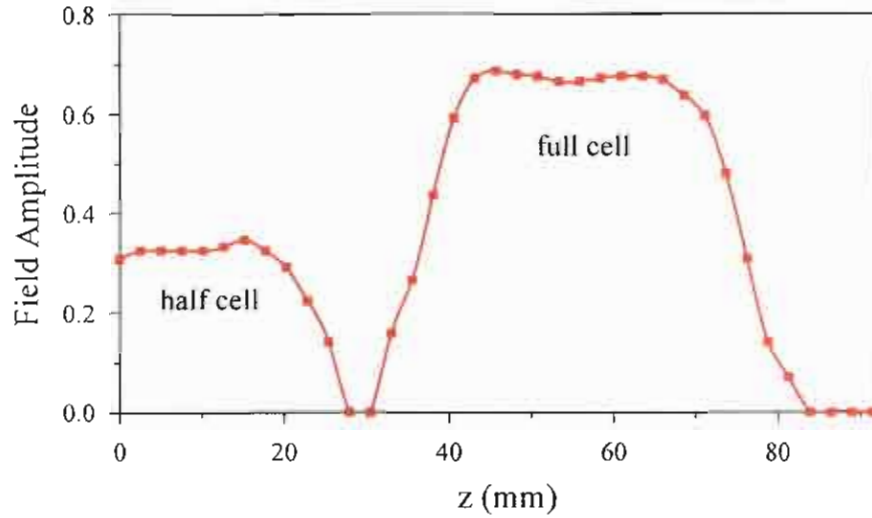


Figure 3.5 Field ratio of the field inside the half-cell and the full-cell ($\frac{E_1}{E_2} \approx \frac{1}{2}$).

(iv). Cathode Installation and Processing

Cathode of SURIYA rf-gun is a BaO-SrO thermionic cathode, with a flat and circular emitting surface of a 3mm radius. It has been installed and tested at the SSRL vacuum laboratory. To minimize the fields' perturbation inside the RF-cavity, the cathode is mounted at the end wall of the first half-cell, which is located at a azimuthally symmetric location. Thermionic emission from the cathode starts when the cathode is heated as a result of increasing kinetic energy of electrons to be higher than the work function of the cathode material. Electrons emerge out of the cathode surface with thermal energies depending on the temperature of the heating cathode. In general operation of the RF-gun, the required temperature for BaO-SrO cathode is about 950°C. There are two processes that have to be completed before the cathode can function as an electron emitter. Firstly, the cathode has to be cleaned up by a bake-out process for propose of letting the cathode out gas. Then, before using it in real operation, the cathode has to be chemically converted by being brought to temperature at least 1050°C, which is the approximated temperature required for the chemical change in order to provide good emission. We measured the cathode temperature as we heated the cathode using an optical pyrometer, which are shown in figure 3.6 and 3.7. Pyrometric measurement of the cathode processing reveals that the cathode filament can be heated to exceed the temperature of 1112°C as shown in figure 3.8, which very satisfy to the cathode processing conditions.



(a)



(b)

Figure 3.6 (a) Cathode of the RF-gun (b) The cathode after mounted on the cathode plate and placed at the end wall of the RF-gun



Figure 3.7 Pyrometric measurement setup.

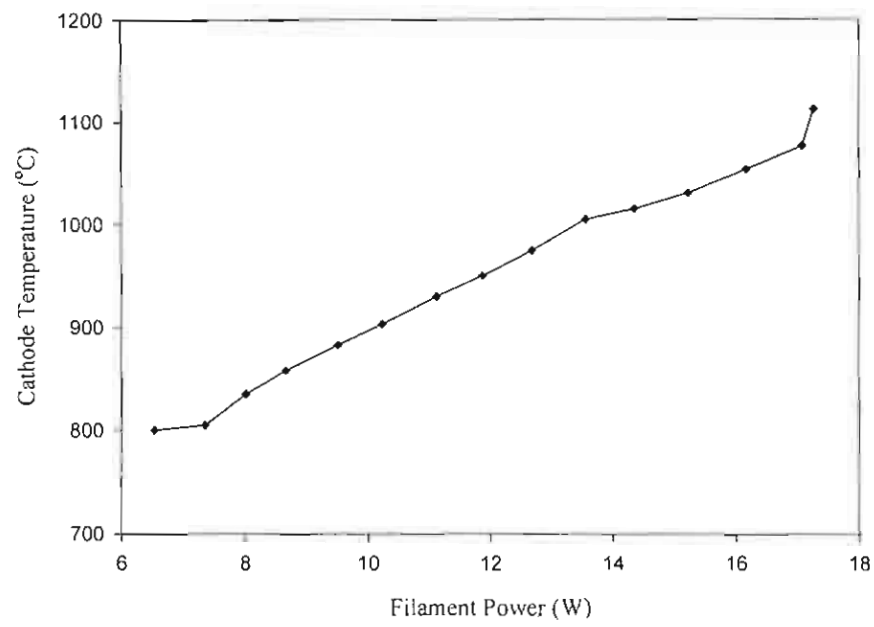


Figure 3.8 Pyrometric measurement shows the cathode temperature as a function of the filament power.

3.1.1 Femto-Second Electron Bunches from an Rf-gun

Sakhorn Rimjaem¹, Ruy Farias², Thiraphat Vilaithong¹, Helmut Wiedemann³

Abstract— Sub-picosecond electron pulses are desired in a variety of applications. Such bunches can, in principle, be obtained in large, high energy electron linear accelerator systems by repeatedly applying an energy slew and magnetic compression. Another process is the production of short electron pulses at low energies. An rf-gun with a thermionic cathode together with a bunch compressing alpha magnet serve as such a source. Although such sources have been constructed and are operating, a systematic analysis of capabilities and limits has not been performed yet. In this paper, we discuss the particular parameter choices to generate femto-second electron bunches from an rf-gun. The impact of geometric and electric specifications on the 6-dimensional phase space distribution of the electrons are investigated through numerical simulations with the particle-in-cell code PARMELA. Specifically, this includes effects and limitations due to space charge forces. While the production of femto-second electron bunches is of primary concern, we also consider the preservation of such short bunches along a beam transport line.

Keywords— electron source, rf-gun

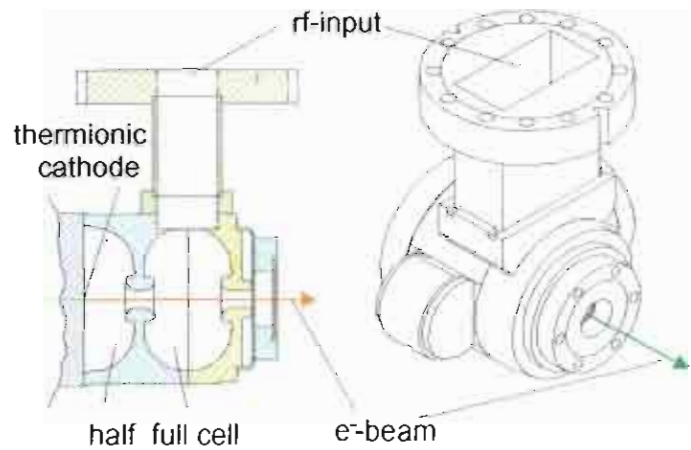


Fig. 1. Cross section and 3D-view of the rf-gun

I. Introduction

Experimental opportunities based on particle beams are often determined by the particles' phase space distribution. Sub-picosecond electron pulses are desired for direct applications of the electron beam in materials research or in high energy physics for future linear colliders. Other applications are based on the transformation of short electron pulses into photon pulses by way of free electron lasers (FEL, SASE), Compton scattering, Parametric x-rays and other methods to produce femto-second x-ray pulses, or for the generation of intense, coherent far infrared radiation.

On a laboratory scale, sub-picosecond electron bunches can be produced from an $1\frac{1}{2}$ cell rf-gun with a thermionic cathode and an α -magnet for bunch compression. An rf-gun with thermionic cathode provides three essential features which allow efficient bunch compression. First, the high acceleration to near relativistic energies within a short distance minimizes detrimental space charge effects. Second, the energy-time phase space distribution of the electrons is specially well suited for bunch compression. Third, a thermionic cathode can emit a particle flux up and beyond an intensity where space charge effects become uncontrollable. Utilizing such an rf-gun with thermionic cathode at the Stanford SUNSHINE facility it has been possible to produce electron pulses as short as 100 f-sec rms[1][2]. Figure 1 shows a schematic cross section and a 3-dimensional view of the proposed system as installed at SUNSHINE [1][3].

The SUNSHINE rf-gun has been designed for a different application and was not optimized to generate sub-

picosecond bunches. Shorter bunches than 100 f-sec rms should be possible with an optimized rf-gun. To meet the demand for sub-picosecond electron bunches, it becomes interesting to systematically investigate the methods, choice of parameters and limitations in producing femtosecond bunches from an rf-gun. Specifically, we study the impact of particular geometric parameter choices on beam performance.

II. Method

The electron source consists mainly of a $1\frac{1}{2}$ -cell rf-cavity, operating at 3 GHz, with a thermionic cathode and followed by an α -magnet for bunch compression. Electrons emerging from the cathode (Fig.1) travel first through the half and then the full rf-cell. The electron beam reaches a kinetic energy of about 2 to 3 MeV for typical accelerating fields. Later, we will discuss in more detail the optimum choice of fields in each cell.

A. Numerical Beam Simulations

The dynamics of particle motion has been simulated with the particle-in-cell code PARMELA [4] to determine the dependence of expected beam characteristics on external parameters as well as space charge forces. In this section we show the final results of those studies followed by more detailed discussions in subsequent sections. The final results of these simulations exhibit a particle distribution at the rf-gun exit (Fig.2) with a high correlation between momentum and time as required for bunch compression.

The distribution shown is that of a single S-band bunch repeating at 3 GHz. Adjacent bunches are separated by half an rf-period during which no particles can be accelerated. This temporal gap defines a definitive beginning

¹ Physics Dept. and FNRF, Chiang Mai University, Chiang Mai, Thailand; ² Laboratorio Nacional de Luz Sincrotron, LNLS, Campinas, Brazil; ³ Applied Physics and SSRL, Stanford University, Stanford, USA

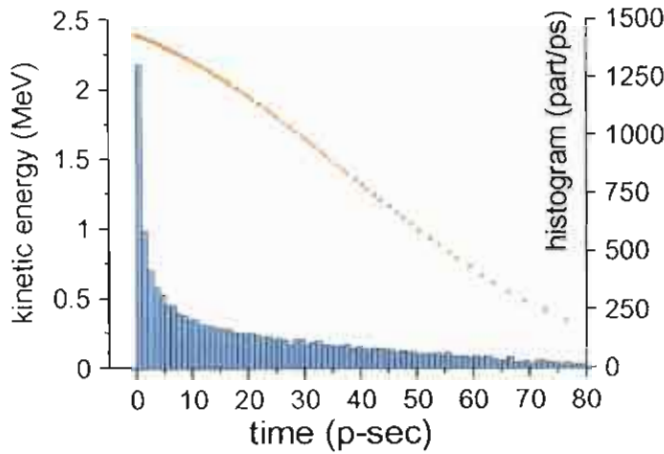


Fig. 2. Particle distribution in energy-time phase space at the rf-gun exit with histogram

(head) of the bunch when the fields just reach zero and start to become accelerating. Although it is assumed that electrons are emitted in a uniform stream from the cathode we notice at the rf-gun exit a concentration of electrons in the head of the bunch as indicated by the histogram. The histogram shows the number of macroparticles per p-sec bin. Unless otherwise noted in this paper, we use a uniform cathode current of 3.4 A represented by 50,000 macroparticles per 2856 MHz rf-period. Each macroparticle simulates therefore $n_e = 1:48 \cdot 10^5$ electrons. The cathode current of 3.4 A corresponds to 142.8 macroparticles per p-sec at the cathode and at the rf-gun exit the first p-sec of bunch includes about 1300 macroparticles. The concentration in the bunch head leads to almost a ten-fold increase in charge density. During the first 10 to 20 p-sec of each bunch there is an increased charge concentration compared to that on the cathode surface. From now on we concentrate only in this part of each bunch.

B. Bunch Compression

The concave shape of the phase space distribution in Fig.2 matches specifically well to bunch compression in an α -magnet [5][6] shown in Fig.3.

This magnet is half a quadrupole with a mirror plate in the yz-plane to close the magnetic field lines. Generally a beam would travel through a quadrupole along the z-axis, but in an α -magnet the electron beam enters the magnet in the xz-plane, but at an angle of 49.30° with respect to the magnet axis or yz-plane. As indicated in Fig.3, particles follow a closed loop in the α -magnet similar to the letter α and exit the magnet exactly at the entrance point independent of the particle momentum. The α -magnet is therefore an achromat, while the length s of the particle trajectory in the magnet exhibits a large dispersion and its length depends on the particle momentum cp and magnetic field gradient g scaling like $s \gg cp/g$ [6]. These features makes the α -magnet a convenient and simple bunch-compressor. One may change the magnet strength and thereby the compression without changing the direction of

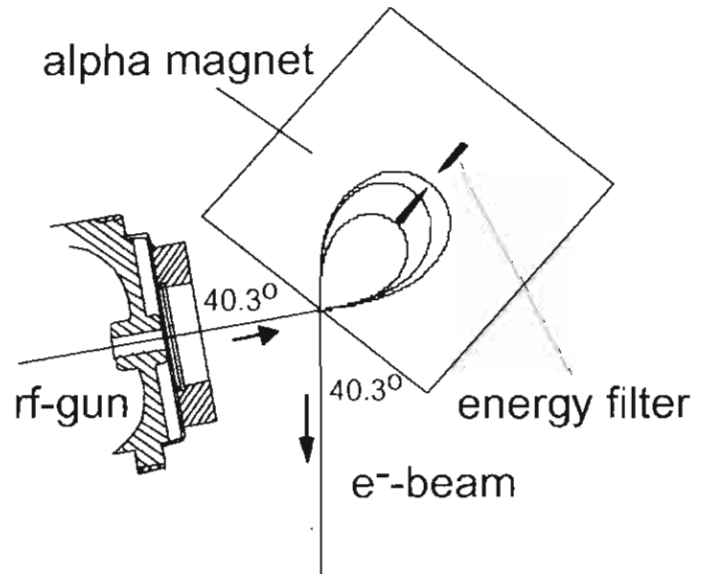


Fig. 3. Rf-gun and α -magnet layout (schematic)

the beam path outside the α -magnet. It is interesting to note that the largest compression is obtained for a weak α -magnet strength because bunch compression of relativistic particles is mostly based on pathlength rather than velocity dispersion. The phase space distribution of Fig.2 rotates clockwise as the beam travels through the α -magnet with increasing degree of rotation for lower fields.

From Fig.2 we note that the highest energy electrons exit the rf-gun first and must travel a longer path through the α -magnet than lower momentum electrons exiting the gun later. Even for moderately relativistic electrons the velocity dispersion is small, although not negligible, and consequently lower momentum electrons following a shorter path can catch up leading to bunch compression. Still, to avoid excessive bunch lengthening due to velocity dispersion, a short distance between rf-gun and α -magnet is desirable. An energy filter inside the α -magnet, where the momentum dispersion is large, selects the desired part of the beam. Downstream of the α -magnet there may be a linear accelerator and/or some beam transport line leading to an experimental station. Because of the finite velocity dispersion, the value of the α -magnet field-gradient must be chosen such as to generate the shortest bunches at the experimental station. This requires some overcompression or overrotation of the phase space distribution at the α -magnet exit such that now lower momentum particles form the bunch head. Travelling a straight line from the α -magnet to the experimental station, higher momentum particles can catch up due to their higher velocities.

The numerically simulated particle distribution of Fig.2 is shown after compression and acceleration at the experimental station in Fig.4. This simulation includes space charge forces and is based on 50,000 macroparticles with a charge of $1:48 \cdot 10^5 e$ each. Note that the temporal particle distribution is shown with respect to the initial kinetic energy at the rf-gun exit. The particle distribution in phase

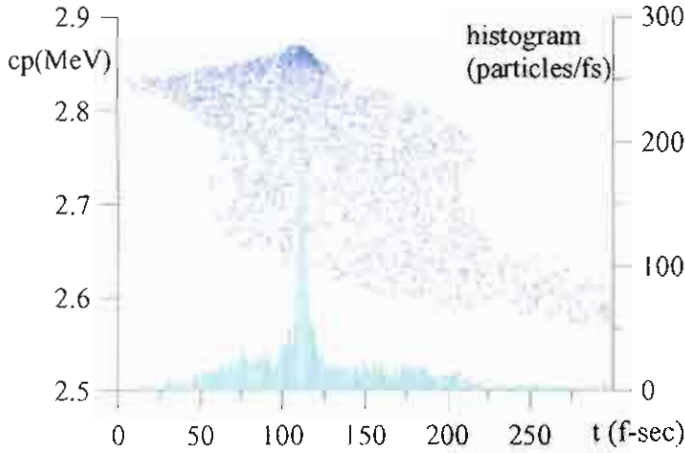


Fig. 4. Particle energy-time phase space distribution after bunch compression with histogram.

space and the histogram exhibit some characteristics which we will discuss in more detail. First, we note a tight concentration of particles in a narrow peak $\Delta p = 2.8$ fs wide and populated by particles with the highest energies. This sharp peak sits on top of a broader base of some $\Delta p = 34$ fs at lower momenta. Finally, we notice a semi-periodic temporal perturbation of the distribution which ultimately seems to limit the ability to compress the bulk of the beam.

III. Longitudinal Dynamics in the $\frac{1}{2}$ -Cell

In PARMELA simulations performed for this report it is assumed that the cathode emits a uniform stream of macro particles. While the electric field F_z is positive (non-accelerating) no electrons are accelerated. As soon as the electric field becomes negative, electrons are able to leave the cathode and enter the rf-cavity. The first electrons see initially only a very small field which increases as the electrons travel through the half cell. Particles emerging from the cathode somewhat later see immediately a higher field and gain speed more quickly. They actually are able to partially catch up with the first particles. A detailed record of individual particle dynamics demonstrates this effect in Fig.5 where the distribution of particle #1 to #10,000 in phase (or time) is shown at the cathode, at the exit of the half-cell, and finally at the rf-gun exit.

For this PARMELA simulation 10,000 macroparticles are emerging from the cathode during an rf-phase from 180° to 540° . The first 5000 particles are lost in the half cell because of the decelerating phase of the electric field. Particles # 5,000 through # 10,000 will be accelerated and arrive at the end of the half-cell at phases $> 540^\circ$. The accumulation of particles at the head of the bunch becomes apparent from the much steeper time distribution of particles at the end of the half-cell compared to that at the cathode. Particles from about #7,000 and higher, on the other hand, arrive much later or not at all. These particles experience low and even negative fields while traveling through the half-cell and are generally of low momentum and velocity. In the full-cell the accumulation of particles

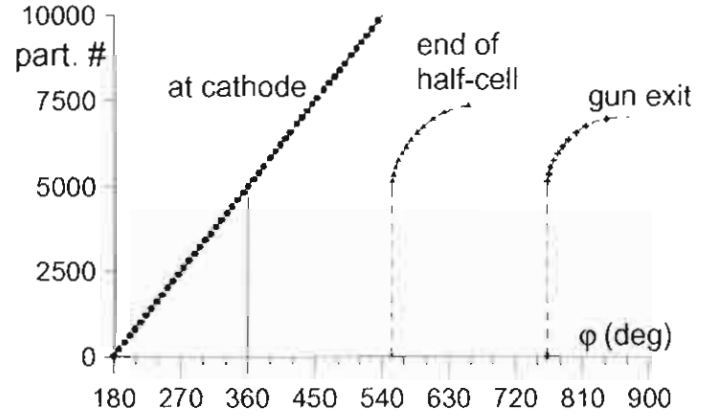


Fig. 5. Phase space distributions of particles at the cathode, the end of the half cell and end of the full cell

in the bunch head continues although at a reduced rate because of the high particle velocity. This dynamics is responsible for a significant concentration of charge in the head of every bunch over a range of some $10\text{-}20^\circ$ in phase or $10\text{-}20$ p-sec at an rf-frequency of 2856 MHz.

A. RF-Gun Field

The choice of the electric accelerating field employed in each cell of the rf-gun greatly controls the efficacy of bunch-compression. In Fig.6 we show the particle distribution in phase space at the rf-gun exit for different values of the accelerating fields in the half- and full-cell, respectively. The

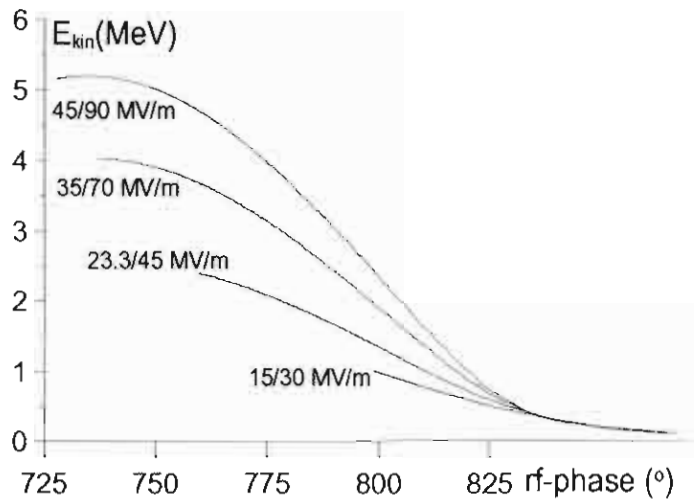


Fig. 6. Energy-time phase space distributions for different accelerating fields in the rf-gun

field ratio between half- and full-cell is kept constant to 1:2 for this discussion because a different field in the full-cell would have only little impact on the curvature of the phase space distribution. In Fig.6 we note that particles in the bunch head are virtually quasi-monoenergetic for very high electric fields. This renders the beam unfit for bunch compression, yet exhibits a very desirable quasi-monochromatic beam characteristic to drive a Free Electron Laser. In this

high field case, particles pass through the half cell in less than one half rf-cycle and the integrated acceleration turns out to be about the same for a short time period. For lower fields, we observe the formation of a monotonic correlation of particle energy with time as desired for bunch compression. In this situation, particles may experience negative acceleration before they reach the end of the half-cell which becomes more true as the field is reduced. At this point we need to get some guidance on the choice of the electric field strength for optimum bunch compression. With the knowledge of the beam line downstream of the rf-gun, including the strength of the α -magnet, we may determine an ideal particle distribution at the gun exit.

B. Ideal Phase Space Distribution

For a given beam transport line an ideal electron phase-space distribution at the rf-gun exit can be defined. The first particle to exit the rf-gun in each cycle at time $T_0 = 0$ is the reference particle, which also happens to be the particle with the highest momentum and arriving at the experimental station at time T_{ref} . An electron with lower momentum travels to the experiment in the time T and must therefore exit the rf-gun a time ΦT after the reference particle such that $\Phi T + T = T_{ref}$. In this case both particles arrive at the experimental station at the same time. Calculating the ideal gun exit-times ΦT for all particles we get the ideal particle phase space distribution at the rf-gun exit as shown in Fig.7 in comparison with an actual particle distribution. For this particular simulation we used the beam transport line employed at the SUNSHINE facility although any other beam transport line would yield a similar result. The distribution within the bunch head of the ideal distribution has the same convex feature as those we observe in Fig.6. A proper choice of the electric field strength can therefore match the actual with the ideal distribution at least over a finite range of particle energies as demonstrated in Fig.7. For lower particle energies the distributions diverge greatly because particles travel too slow to be able to catch up. Ideally, they should have left the rf-gun earlier than the reference particle when the accelerating field is still negative, which, of course, is unphysical. The range of p-almost perfect match extends over about the first 10 to 15 p-sec of each bunch where most of the charge is concentrated.

An example of a less than perfect match and the effect of field optimization is shown qualitatively and neglecting space charge forces in Fig.8. In the upper right curve a particle distribution is displayed after compression and displayed as the difference of a particle's arrival time with respect to the ideal case. By definition, the reference particle with the highest momentum is identical to the ideal case while lower energy particles arrive a bit too late. To correct this mismatch we consult Fig.6 and conclude that the electric field strength should be reduced. The effect of such a field adjustment is shown in the lower left curve of Fig.8. The increased compression in time is evident.

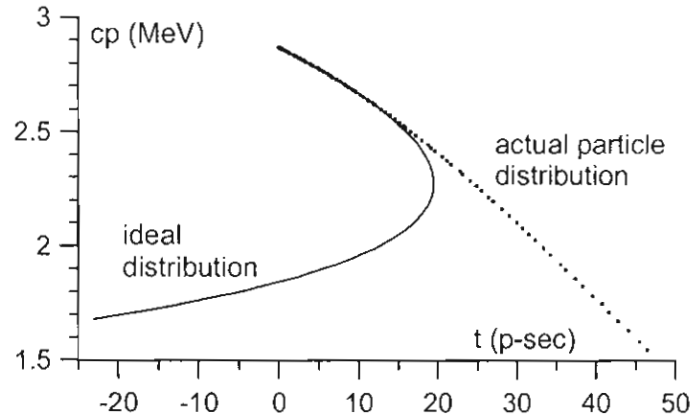


Fig. 7. Ideal and actual phase space distribution at the rf-gun exit

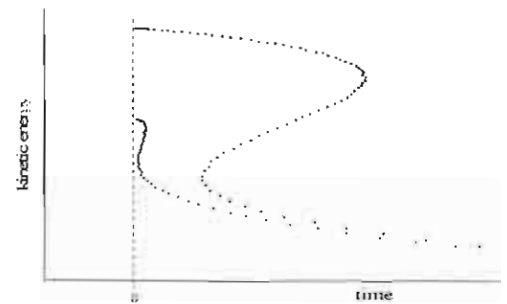


Fig. 8. Matching of phase space distribution to ideal distribution by adjustment of rf-field

IV. Rf-gun Geometry

The detailed internal geometry of the rf-gun cavities determines greatly the final beam characteristics. In Fig.9 the cross section of both, the $\frac{1}{2}$ -cell and the full cell is shown. The geometrical features can be separated into two groups; those which affect mainly rf-parameters and those which affect mostly the beam characteristics. Features further away from the axis (beam) like the wall defining the cavity diameter determine in particular the resonant frequency, which in our case should be 2856 MHz. The length of the cavity can be adjusted either by varying the dimension a or the iris length by varying dimensions c and e :

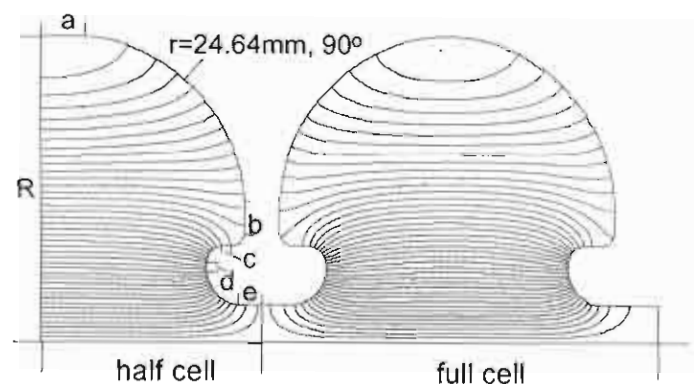


Fig. 9. rf-gun shape

Close to ideal phase space distributions can be achieved if the length of the $\frac{1}{2}$ -cell cavity is such that the reference particle can traverse its effective part exactly within one half rf-period, the accelerating period, as shown in Fig.5. The actual travel time through the half cell is a bit longer (Fig.5) which only accounts for the added time travelling through the field free iris tube to the mechanical end of the half cell. Similarly, optimum results are obtained if the full cell length is such that the reference particle can traverse it in a half period as well. Of course, this is not a unique criterion, because the velocities of the particles depend on the electric fields with both cells. Generally, one would avoid too low a field to minimize space charge effects. On the high end one might consider practical limits as to the maximum rf-power available to excite both cavities. In the example considered here we consider an rf-pulsepower to the rf-gun of 3 -5 MW which generates fields of some 50 MV/m in the full cell while accelerating a current of a few Amperes to several MeV. In a particular rf-gun design such parameters should be specified early on as boundary conditions.

As discussed earlier, the cathode plate is made flat to minimize beam divergence which then later will cause bunch lengthening. For the same reason we also increase the iris radius at the cell ends sufficiently to reduce the beam divergence to acceptable levels. For this reason, the iris radii have been increased from 3.81 mm in the SUNSHINE gun to 5.2 mm in this rf-gun design. The actual geometry of the optimized rf-gun used for the simulations presented in this article is documented in Table 1 for the $\frac{1}{2}$ -cell and in Table 2 for the full cell.

TABLE I
Geometry of optimized half-cell

segment	x(mm)	y(mm)
origin	0.00	0.00
straight line to	0.00	41.90
straight line to	5.00	41.90
arc, 90° , $r=24.64$ mm	29.64	17.26
straight line to	29.64	15.00
arc, 90° , $r=2.0$ mm	27.64	13.00
straight line to	26.50	13.00
arc, -90° , $r=2.5$ mm	24.00	10.50
straight line to	24.00	10.20
arc, -90° , $r=5.0$ mm	29.00	5.20
straight line to	32.10	5.20

The choice of the field ratio in the full and half cell does affect the beam characteristics. In the full cell one might want to go to the highest field to minimize space charge forces. In the half cell this is true too, but two other considerations tend to favor lower fields. It is the field in the $\frac{1}{2}$ -cell which allows us to match the phase space distribution of the beam to the ideal distribution and such matching favors lower fields. Furthermore, an rf-gun with a thermionic cathode is inherently unstable. Since the cathode is emitting at all times, particles can be first accelerated and then

TABLE II
Geometry of optimized full-cell

segment	x(mm)	y(mm)
origin	0.00	5.20
straight line to	4.35	5.20
arc, -90° , $r=5.0$ mm	9.35	10.20
straight line to	9.35	10.50
arc, -90° , $r=2.5$ mm	6.85	13.00
straight line to	4.46	13.00
arc, 90° , $r=2.0$ mm	2.46	15.00
straight line to	2.46	17.26
arc, 180° , $r=26.64$ mm	51.74	17.26
straight line to	51.74	15.00
arc, 90° , $r=2.0$ mm	49.71	13.00
straight line to	47.35	13.00
arc, -90° , $r=2.5$ mm	44.85	10.50
straight line to	44.85	10.20
arc, -90° , $r=5.0$ mm	49.85	5.20
straight line to	54.10	5.20

before they reach then end of the half cell be decelerated and even back accelerated. By backbombardment of the cathode its temperatur is increased and more electrons are emitted which generated more back streaming electrons causing a runaway condition. This instability has been successfully avoided in the rf-gun of the SUNSHINE facility [6] by reducing the half cell field to less than 50% of the full cell field. At such a low field level, the back bombardment power is less than the heating power of the cathode thus creating a much more stable condition. To perfectly stabilize the beam an active feedback system to the cathode heating can be added which would not be effective if the back bombardment power is larger than the cathode heating power.

V. Effect of Source Size

The size of the cathode diameter determines greatly the shortest achievable bunch length. Particles emerging at the same time from different cathode radii will travel through electric fields containing different radial components. Only particles exactly on the axis will experience no radial fields and therefore travel along the axis while particles off the axis travel along curved trajectories. As a consequence, the length of the trajectories for particles emerging from the cathode at the same time but different radii are different although their kinetic energy at the gun exit is almost same. Such particles cannot be distinguished energetically and therefore cannot be compressed. This effect limits the shortest achievable bunch length.

A. Bunch Length and Source Size

The magnitude of this effect is shown in Fig.10 for simulations that ignore (for now) space charge effects after compression. The SUNSHINE rf-gun and the simulations for this optimized rf-gun use 6 mm ; cathodes.

We notice that the temporal widths of the distributions

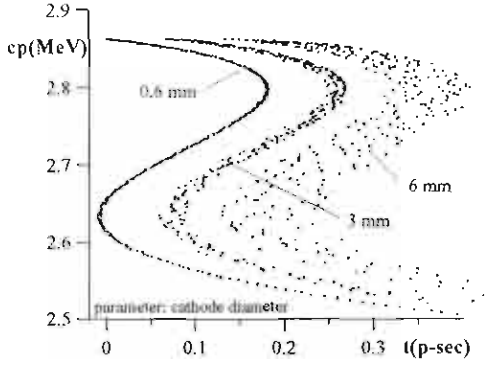


Fig. 10. Phase space distribution at rf-gun exit for different cathode diameters (no space charge effects included)

depend greatly on the cathode diameter due to the dynamics discussed above. Note, that for this simulation the electric fields in the rf-gun are not optimum but are the same as those for the space charge dominated case to be discussed below. Here, we are interested only in the temporal width of the distribution. The conclusion from Fig.10 is that a small cathode radius should be used limited only by technical limitations for the electron current density at the cathode surface. Thermionic dispenser cathodes can deliver current densities up to about 100 A/cm^2 . The SUNSHINE rf-gun and this optimized gun design use a conservative 12 A/cm^2 from a 6 mm ; cathode delivering a beam current of 3.4 A. A reduction of the cathode diameter therefore seems technically possible.

As the cathode diameter is reduced, however, space charge effects become increasingly evident. An intense pencil beam, for example, does not remain such during acceleration in the rf-gun if space charge forces are included. The detrimental effects of space charge forces becomes obvious in Fig.11 showing particle distributions for the same parameters as assumed in Fig.10.

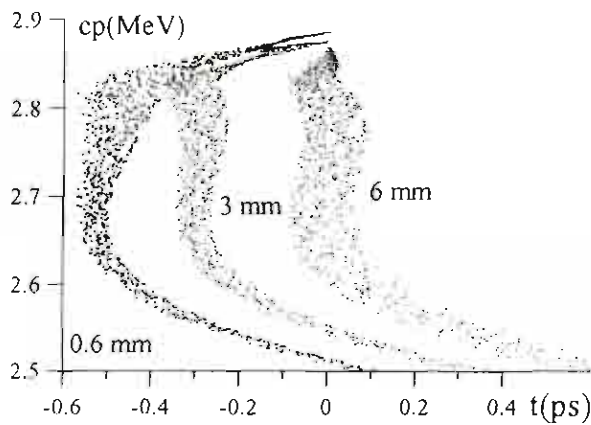


Fig. 11. Effect of space charge on phase space distribution for different cathode diameters

Three significant effects become evident which we note here and discuss in more detail below. First, the temporal bunch width is not reduced as much as one would expect

from the space charge free case (Fig.10). Second, space charge forces from the bulk of the bunch accelerate particles in the head of the bunch. As a consequence, the bunch head follows a longer path in the α -magnet and the time distribution of the bunch head is tilted with respect to the rest of the bunch (Fig.11, left two curves). Third, we notice the appearance of a periodic perturbation in the temporal distribution. This instability is currently under investigation and is believed to be a shock wave instability [7] as described qualitatively below.

For the 3 mm ; case we increase the electric field in the halfcell to better match the beam to an ideal distribution. The compressed bunch distribution is shown in Fig.12 with associated histogram.

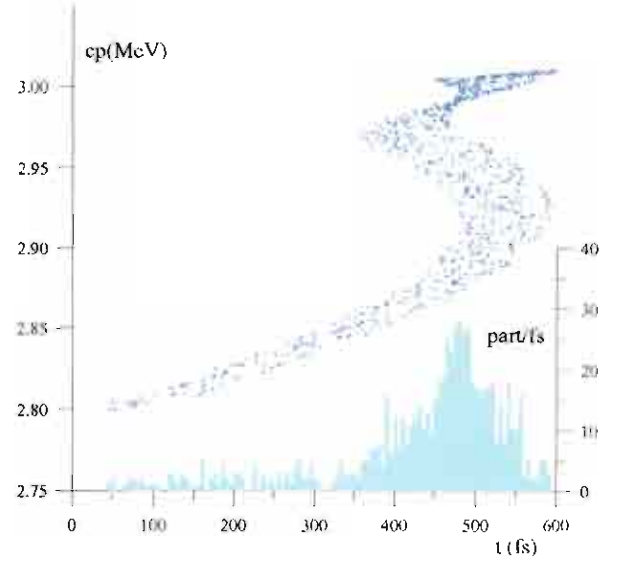


Fig. 12. Phase space distribution for a 3:4 A beam from a 3 mm ; cathode with histogram. The base width is 61 fs with a charge of 91 pC.

From the histogram we notice that the narrow peak has all but vanished. We still see remnants of this peak in the phase space distribution but the shock wave instability has become quite effective in eliminating the peak. The phase space distribution exhibits significant perturbations due to space charge effects and shock wave instability for which no remedy has been found yet. The total charge of 91 pC is somewhat less than the optimum design value of 103 pC in Fig.4 but the bunch length has increased by almost a factor of two, from $\frac{1}{4}b = 34 \text{ fs}$ to $\frac{1}{4}b = 61 \text{ fs}$. Reducing the cathode radius below a lower limit does not generate any gain, but may in fact reduce the cathode lifetime.

VI. Variation of Bunchlength and -charge with Cathode Emission

After successfully compressing the electron bunch, the most interesting parameter to be determined is the total charge contained in a compressed bunch. Numerical simulations show that the final particle distribution in a compressed bunch is greatly determined by space charge effects. Figure 4 shows the particle distribution for a cathode cur-

rent of 3.4 A and a 6 mm ; cathode. Two components are apparent in the particle distribution. A very narrow peak formed by particles in the head of the bunch sits on top of a wider base formed by the bulk of the bunch. By a proper choice of the energy filter in the alpha magnet either component or both together can be selected as desired for the application. We investigate both bunch features as a function of cathode current. In Fig.13 the charge and bunch

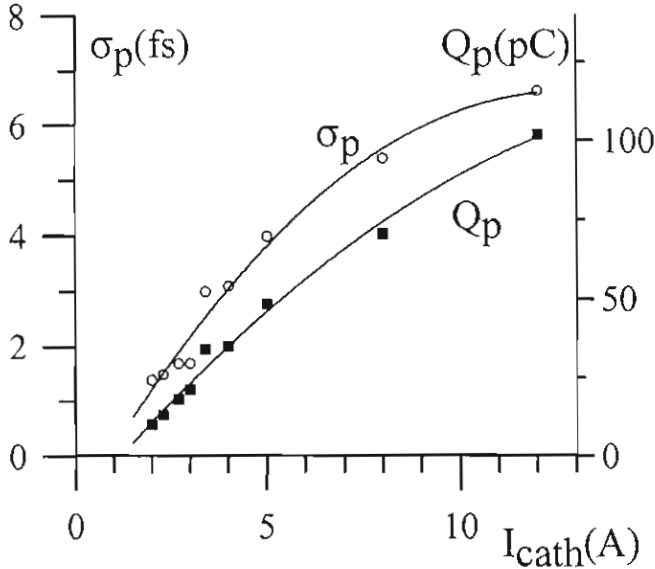


Fig. 13. Peak intensities and bunch length after compression as a function of cathode current

length of the sharp peak is shown as a function of the cathode current. For small cathode currents of $I_{cath} < 1$ A we find only the broad base. Space charge forces are too weak to produce a narrow peak. As we increase the cathode current a narrow peak starts to form and growing in intensity. At the same time the temporal width of the peak increases as well, yet staying well below 10 f-sec for the cases shown.

Opening further the energy slit in the alpha magnet lets the base of the particle distribution pass. This base constitutes a well compressed bunch although not to the degree of the narrow peak. In Fig.14 the bunch charge and temporal length are shown for this case as a function of the cathode current. In the base we note an almost constant bunch length at some 35 f-sec for low cathode currents and increasing at higher cathode emissions. The bunch charge increases steadily with cathode current.

Although some parameters might seem attractive to opt for high cathode current, technically there is a limit to the maximum current that can be extracted from a thermionic cathode. In addition, getting too close to this limit will greatly impact the lifetime of the cathode. In the absence of detailed cathode lifetime studies the SUNSHINE facility may provide some sort of reference. The 6 mm ; cathode is operated at an emission current of 3.4 A and has a lifetime of about 2 years. Of course, there are also other causes which may have contributed to the observed cathode lifetime.

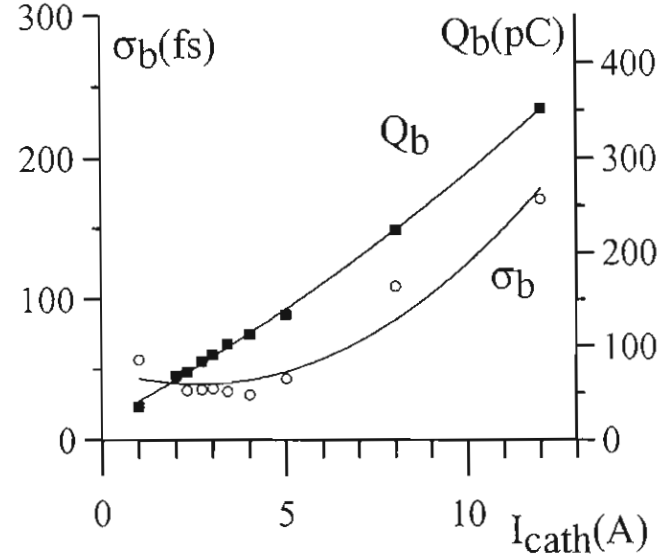


Fig. 14. Peak intensities and bunch length after compression as a function of cathode current

In summary, the bunch length of either the peak or the base are much shorter than can be achieved so far experimentally by any means. The intensities are significant and correspond to peak currents of up to 5000 A holding great promise for applications.

As is often the case, great improvements in one phase space dimension must be paid for in another. Increasing the cathode current will also increase space charge forces and impact the transverse particle distribution or beam emittance. Actual bunches of 10 f-sec or less are difficult to preserve. Given a straight drift space of say 1 m the travel time for a particle along the axis is shorter by about 3.5 f-sec compared to a particle traveling at an angle of say 1 mrad with respect to the axis. Use of quadrupole magnets intensifies this bunch lengthening effect by causing larger trajectory divergences with respect to the axis. To make use of the shortest bunches one should set up the experiment close to the rf-gun or accelerate the beam quickly to higher energies.

VII. Transverse Particle Dynamics and Bunch Length

Due to the natural divergence of the beam and under the forces of focusing elements, particles follow trajectories which are oscillatory about the ideal beam axis and therefore longer than the on-axis path leading to bunch lengthening. The rf-gun used in the SUNSHINE facility creates a large beam divergence due to radial rf-field components within the gun cavities (Fig.15).

This was caused mostly by the introduction of a nose cone at the cathode plate to generate radially focusing fields. Most of the bunch is convergent as it exits the rf-gun while very low energy particles have gone through a focus within the gun and exit divergent. The large beam convergence/divergence must be compensated with strong

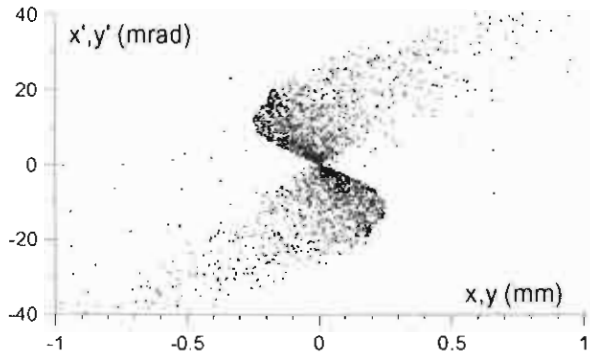


Fig. 15. Transverse phase space distribution at the exit of the SUNSHINE rf-gun

quadrupole focusing between rf-gun and α -magnet. The slopes of particle trajectories being of the order of 10 mrad cause a spread of the pathlengths and thus limit the shortest bunch achievable to about $\frac{3}{4} \frac{1}{100}$ f-sec.

A. Phase Space Distribution in an Optimized Rf-gun

In a rf-gun design optimized for ultrashort bunches a flat cathode plate is used. Further, the iris radii should be maximized to reduce the effect of radial rf-fields in their vicinity. Both changes result in a much reduced beam divergence as shown in Fig.15 (left) compared to Fig.16. Ignoring space charge effects, a slightly convergent beam is desired (Fig.16, left) which then becomes a more parallel beam (Fig.16, right) when repelling space charge forces are included.

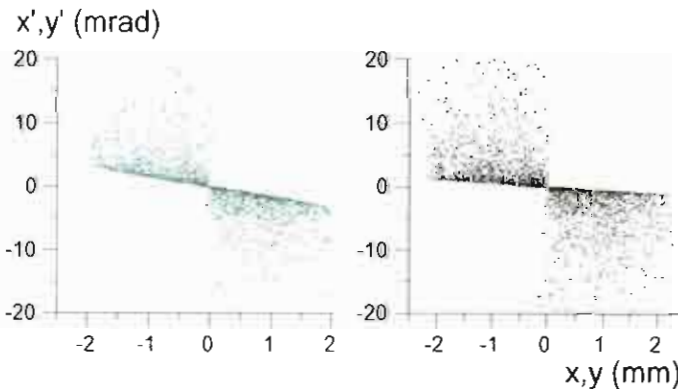


Fig. 16. Transverse phase space distribution of optimized rf-gun without (left) and with (right) space charge effects

Bunch lengthening due to a finite beam divergence is a quadratic effect and is greatly reduced for the optimized gun design with only about 1 mrad of divergence. Unfortunately, the α -magnet introduces vertical focusing which must be matched by some external quadrupole focusing causing an unavoidable finite amount of bunch lengthening.

B. Beam Emittance and Particle Energy

The particle phase space distribution from an rf-gun has the familiar "butterfly"-shape as evident from Figs.15 and 16. If high bunch intensities are desired a commensurate increase of the overall beam emittance must be accepted. In this article we use the geometric, unnormalized beam emittance. Closer inspection of the particle phase space distribution in other dimensions reveals, however, a significant amount of correlation with particle energy. In Fig.17 we show again the results of Fig.16(right), but this time we plot the transverse phase space distribution only for select energy bins to show clearer the correlation. Since particles of different energies are also separated in time, this correlation provides an opportunity for emittance compensation. A cavity excited to produce radial fields (TM_{01} mode cavity) would be suitable to eliminate in first approximation the emittance correlation and thereby the overall beam emittance. A cavity operating at 2856 MHz and a voltage of about 30 kV would be sufficient.

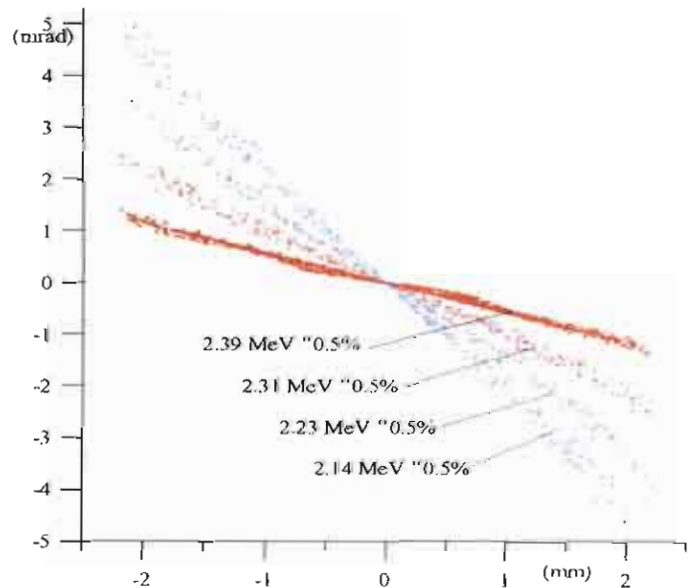


Fig. 17. Transverse phase space distribution (x or y) for selected energy bins

VIII. Momentum Filter and Beam Characteristics

From Fig.4 we conclude that the final beam characteristics depend much on the momentum filter applied in the α -magnet. Many different filter settings can be applied. Here, we discuss the case where the high momentum limit is not used and observe therefore beams made up of all electrons with momenta above the lower limit. The result of such filtering is shown for the case of the bunch length in Fig.18.

Particles at the highest energies are concentrated in a very short bunch of only a few f-sec. As the lower momentum filter is lowered the bunch length increases rapidly to

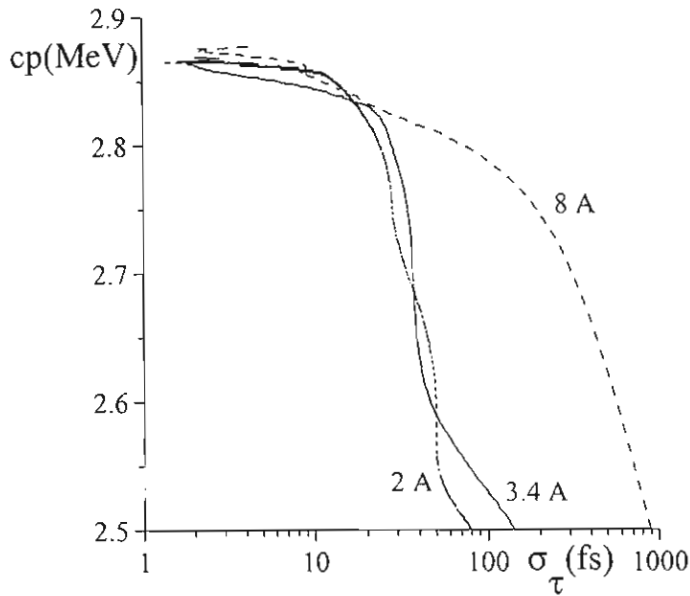


Fig. 18. Bunch length as a function of momentum filtering for different cathode emission currents (parameter: cathode current).

some 30 - 40 f-sec for low cathode currents (~ 3 to 4 A) and longer bunches for a high cathode current due to space charge effects. Space charge effects seem to have some sort of threshold resulting in a constant bunch length at low cathode currents. Of course, other parameters vary as well as we open the momentum filter, in particular the bunch charge and beam emittance.

A. Bunch Charge and Beam Emittance

Figure 19 shows a similar graph with respect to bunch charge and emittance. As the momentum filter is opened, the bunch charge increases consistent with the cathode emission current. At low cathode emission, the beam emittance shows a threshold behaviour similar to the bunch length and is almost independent of the cathode current. At higher cathode currents, we notice again the emittance increasing effect of space charge. This emittance increase is not in violation of Liouville's theorem but rather the result of nonuniform distribution of particles in phase space which enlarges the effective or practical beam emittance. Sub picosecond bunches can be produced with bunch charges of 100 - 300 pC and a geometric beam emittance of less than 1 mm mrad.

Acknowledgement

We would like to acknowledge the financial support of the Thai Royal Jubilee Scholarship Program (Rimjaem), Thailand Research Fund (Settakorn, Vilaithong), FAPESP, The State of Sao Paulo Research Foundation 97/7523-4, (Farias) and the US Department of Energy, BES (Wiedemann).

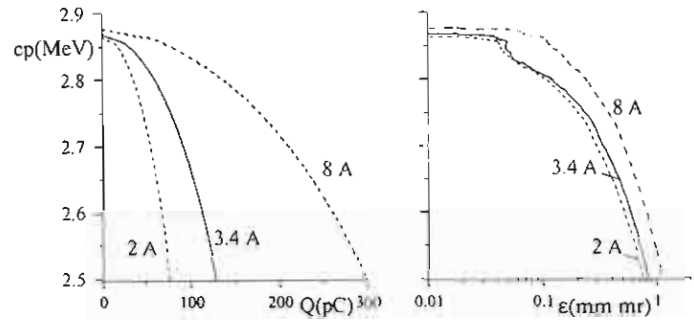


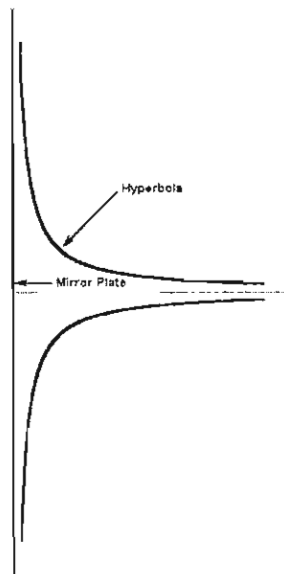
Fig. 19. Bunch charge and beam emittance as a function of momentum filtering for different cathode emission currents (parameter: cathode current).

References

- [1] P. Kung, D. Bocek, H.C. Lihn, and H. Wiedemann, Phys. Rev. Lett. 73, 967 (1994).
- [2] H.C. Lihn et al., Phys. Rev. E 53, 6413 (1996).
- [3] H. Wiedemann, P. Kung, and H.C. Lihn, Nucl. Instrum. Methods 1 (1992).
- [4] L.M. Young and J.H. Billen, Technical Report No. LA-UR-96-1835, Los Alamos National Laboratory (unpublished).
- [5] H. Enge, Rev. Sci. Instrum. 34, 385 (1963).
- [6] M. Borland, Ph.D. thesis, Stanford University, 1991.
- [7] P. Kung, Ph.D. thesis, Stanford University, 1996.

3.2 แม่เหล็กแอลฟา

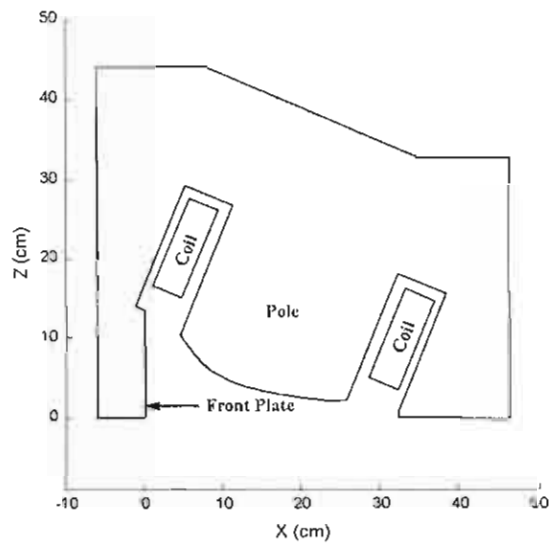
แม่เหล็กแอลฟาเป็นส่วนประกอบหลักของระบบผลิตอิเล็กตรอนหัวแงแคบพลังงาน 25-30 เมกกะอิเล็กตรอนโวลต์ มีหน้าที่ช่วยในการบีบลำอิเล็กตรอนให้มีหัวแงแคบน้อยกว่า 100 เฟมโตวินาที แม่เหล็กแอลฟามีลักษณะเหมือนครึ่งแม่เหล็กสี่ขั้ว โดยมีแผ่นตัวนำแทนที่อีกครึ่งหนึ่งของแม่เหล็กสี่ขั้วและทำให้สนามแม่เหล็กมีลักษณะเหมือนของแม่เหล็กสี่ขั้วดังแสดงในรูปที่ 3.9



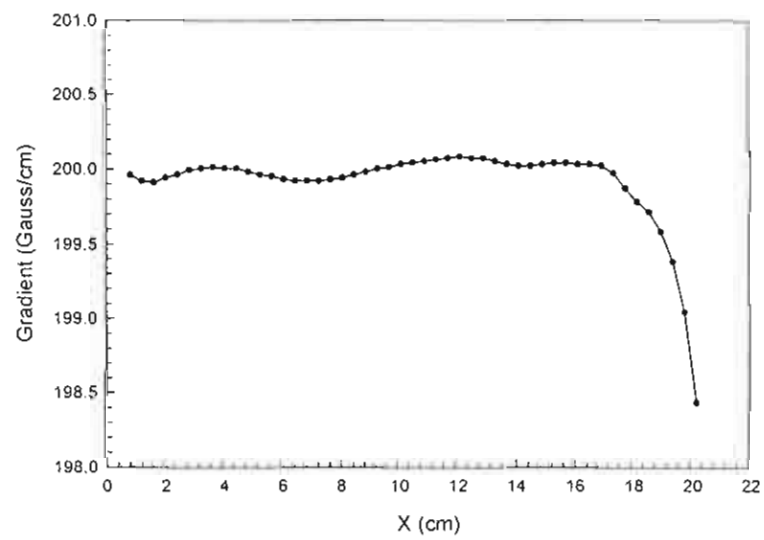
รูปที่ 3.9 แสดงภาพตัดขวางของรูปร่างง่ายของแม่เหล็กแบบแอลฟา

3.2.1 การออกแบบ

ในทางปฏิบัติเนื่องจากบริเวณของขั้วแม่เหล็กต้องการพื้นที่สำหรับใส่ขดลวดเพื่อป้อนกระแสไฟฟ้า จึงต้องมีการตัดส่วนนอกของขั้วแม่เหล็กออกส่งผลทำให้เกิดความคลาดเคลื่อนของค่าเกรเดียนของสนามแม่เหล็ก เพื่อที่จะทำให้ค่าเกรเดียนมีค่าคงที่จึงต้องมีการปรับแต่งขั้วแม่เหล็กโดยการเพิ่มเนื้อเหล็กเข้าไปให้กับบางส่วนของขั้วแม่เหล็ก ในการออกแบบได้อาศัยโปรแกรมคอมพิวเตอร์ชื่อ POISSON ช่วยในการคำนวณค่าสนามแม่เหล็กเพื่อให้ได้รูปร่างของขั้วแม่เหล็กที่ดีที่สุด โดยรูปร่างของแม่เหล็กที่ป้อนให้กับโปรแกรม POISSON แสดงดังรูปที่ 3.10 และผลที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรมแสดงดังรูปที่ 3.11 วัตถุประสงค์ของการวิจัยในครั้งนี้คือ ออกแบบและสร้างแม่เหล็กแบบแอลฟาที่มีรัศมีช่องเปิดระหว่างขั้วแม่เหล็ก 10 เซนติเมตร และมีค่าเกรเดียนสูงสุด 450 เกาส์ต่อเซนติเมตร



รูปที่ 3.10 แสดงรูปร่างของแม่เหล็กที่ป้อนให้กับโปรแกรม POISSON



รูปที่ 3.11 แสดงค่าเกรเดียนต์ที่ได้จากการคำนวณด้วยโปรแกรม POISSON

3.2.2 การสร้างขั้วแม่เหล็ก

สำหรับการขั้วแม่เหล็กจะใช้เหล็กอ่อน (low carbon steel) ซึ่งมีค่า permeability ค่อนข้างสูง มาสร้างขั้วแม่เหล็กโดยขั้วแม่เหล็กแต่ละขั้วจะถูกแบ่งออกเป็นแผ่นหน้าทั้งหมด 9 แผ่น ดังแสดงในรูปที่ 3.12 และ 3.13



รูปที่ 3.12 แสดงลักษณะของขั้วแม่เหล็ก 1 แผ่น



รูปที่ 3.13 แสดงการประกอบชิ้นส่วนของขั้วแม่เหล็ก

3.2.3 การสร้างขดลวดของแม่เหล็ก

ผลจากการออกแบบเพื่อให้ได้ค่าเกรเดียนตามที่ต้องการต้องใช้ขดลวดทองแดงจำนวน 70 รอบ สำหรับกระแสไฟฟ้าที่มีค่าเท่ากับ 265 แอมแปร์ ในการการสร้างขดลวดใช้เทคนิคที่เรียกว่า Double Pancake ในการสร้างขดลวด โดยขดลวดทองแดงจะถูกแบ่งออกเป็นทั้งหมด 7 double pancake ดังแสดงในรูปที่ 3.14 และ รูปที่ 3.15 ค่าความร้อนสูงสุดที่ได้จากขดลวดมีค่าประมาณ 3.70 กิโลวัตต์ จึงจำเป็นต้องอาศัยระบบระบายความร้อนด้วยน้ำดังแสดงในรูปที่ 3.16



รูปที่ 3.14 แสดงขดลวดทองแดง 1 double pancake



รูปที่ 3.15 แสดงคอยล์ของแม่เหล็กที่พร้อมใช้งาน



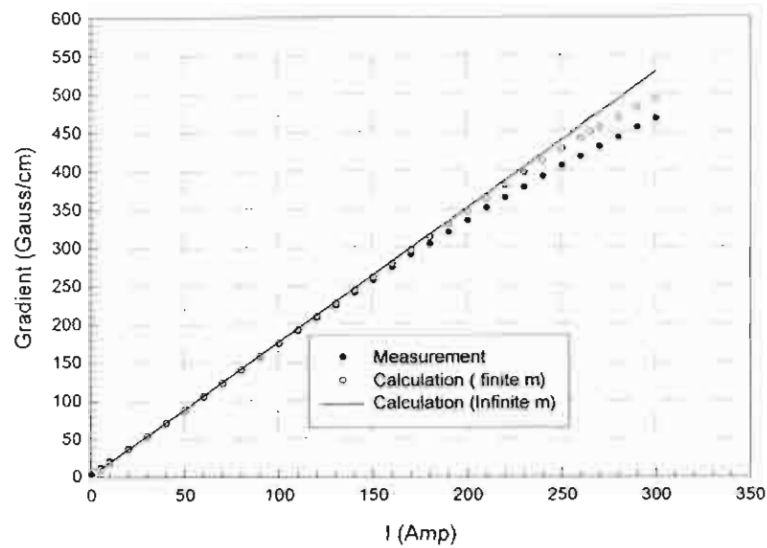
รูปที่ 3.16 ระบบระบายความร้อนด้วยน้ำของแม่เหล็ก

3.2.4 การทดสอบค่าสนามแม่เหล็ก

ภายหลังจากการสร้างแม่เหล็กแบบแอลฟาเสร็จสมบูรณ์ได้ทำการติดตั้งในตำแหน่งที่พร้อมใช้งานจริงดังแสดงในรูปที่ 3.17 และผลที่ได้จากการทดสอบวัดค่าสนามแม่เหล็กพบว่า สนามแม่เหล็กมีค่าสอดคล้องกับการคำนวณ นอกจากนี้ยังเกิดพบว่ามีผลการอิมดักของสนามแม่เหล็กเกิดขึ้นที่กระแสไฟฟ้า 300 แอมแปร์ และค่าเกรเดียน 365 เกาส์ต่อเซนติเมตรดังแสดงในรูปที่ 3.18



รูปที่ 3.17 แสดงแม่เหล็กแบบแอลฟาที่ตำแหน่งใช้งานจริง



รูปที่ 3.18 กราฟความสัมพันธ์ระหว่างกระแสไฟฟ้ากับเกรเดียนต์ที่ได้จากการวัดและการคำนวณ

3.3 แม่เหล็กสี่ขั้ว

3.3.1 การออกแบบและสร้างแม่เหล็กสี่ขั้วต้นแบบ

ได้มีการออกแบบแม่เหล็กสี่ขั้วสำหรับโฟกัสลำอิเล็กตรอนที่มีค่าพลังงาน 3 ล้านอิเล็กตรอนโวลต์ และได้ทำการจัดสร้างแม่เหล็กสี่ขั้วแล้วเสร็จจำนวน 1 ตัว เพื่อใช้เป็นต้นแบบในการสร้างระบบแม่เหล็กสี่ขั้ว ลักษณะของแม่เหล็กสี่ขั้วต้นแบบที่เสร็จสมบูรณ์แสดงได้ดังรูปข้างล่าง



รูปที่ 3.19 แม่เหล็กสี่ขั้วต้นแบบสำหรับโฟกัสลำอิเล็กตรอนที่มีค่าพลังงาน 3 ล้านอิเล็กตรอนโวลต์

3.3.2 การสร้างระบบแม่เหล็กสี่ขั้วสำหรับระบบลำเลียงอิเล็กตรอนจากปืนอิเล็กตรอนไปยังเครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้น

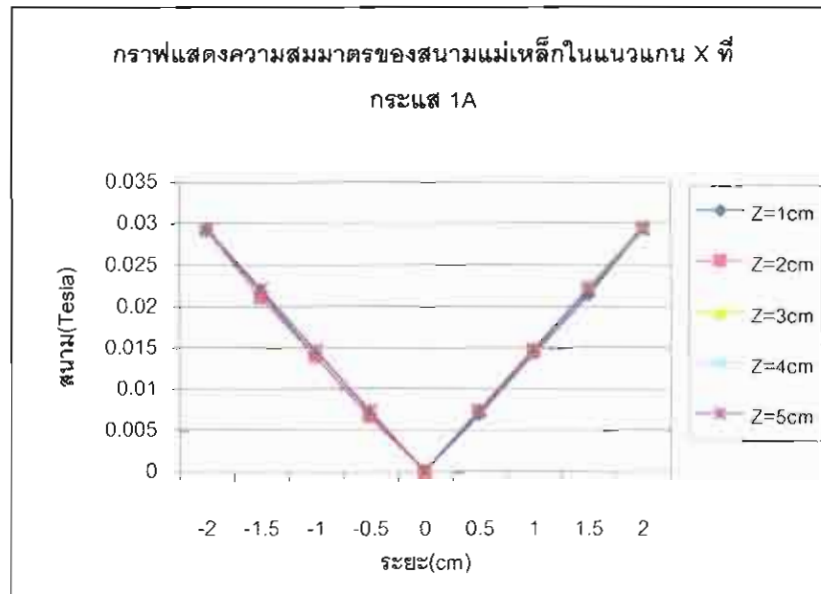
ได้มีการสร้างระบบแม่เหล็กสี่ขั้ว ดังแสดงในรูปที่ 3.20 ขึ้นมาเพื่อใช้สำหรับการโฟกัสลำอิเล็กตรอน ที่มีค่าพลังงาน 2.7 ล้านอิเล็กตรอนโวลต์ จำนวน 5 ตัว โดยอาศัยงานต้นแบบที่ได้ออกแบบไว้ ทั้งนี้ได้มีการปรับเปลี่ยนขนาดของแม่เหล็กสี่ขั้ว เพื่อให้เหมาะสมกับการใช้งานจริง โดยมีขนาดความยาวของแม่เหล็ก 6 เซนติเมตร bore radius 2 เซนติเมตร พ้นขดลวดทั้งหมด 240 รอบ ใช้ลวดทองแดงเบอร์ S.W.G 18 ที่มีขนาดเส้นผ่านศูนย์กลาง 1.291 มิลลิเมตร จากการวัดค่าสนามแม่เหล็กพบว่าเมื่อใช้กระแส 3 แอมแปร์ จะได้ค่าเกรเดียนเป็น 437 G/cm



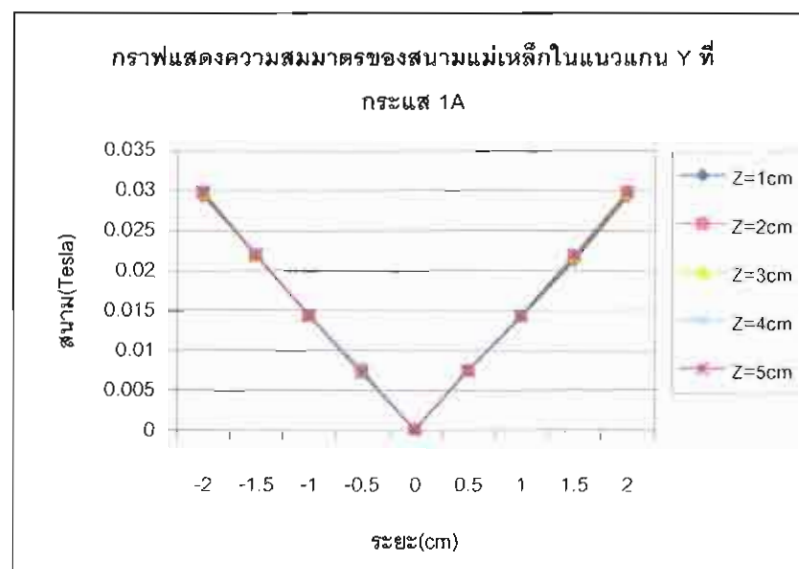
รูปที่ 3.20 แม่เหล็กสี่ขั้วสำหรับการ โฟกัสลำอิเล็กตรอน ที่มีค่าพลังงาน 2.7 ล้านอิเล็กตรอนโวลต์

(i) การทดสอบความสมมาตรของแม่เหล็กสี่ขั้ว

จากการวัดค่าสนามแม่เหล็กในแนวแกน x และ y พบว่าค่าสนามแม่เหล็กมีความสมมาตร และมีค่าสนามเกรเดียน ค่อนข้างคงที่ในช่วงรัศมี 2 เซนติเมตรดังแสดงในรูปที่ 3.21 และรูปที่ 3.22



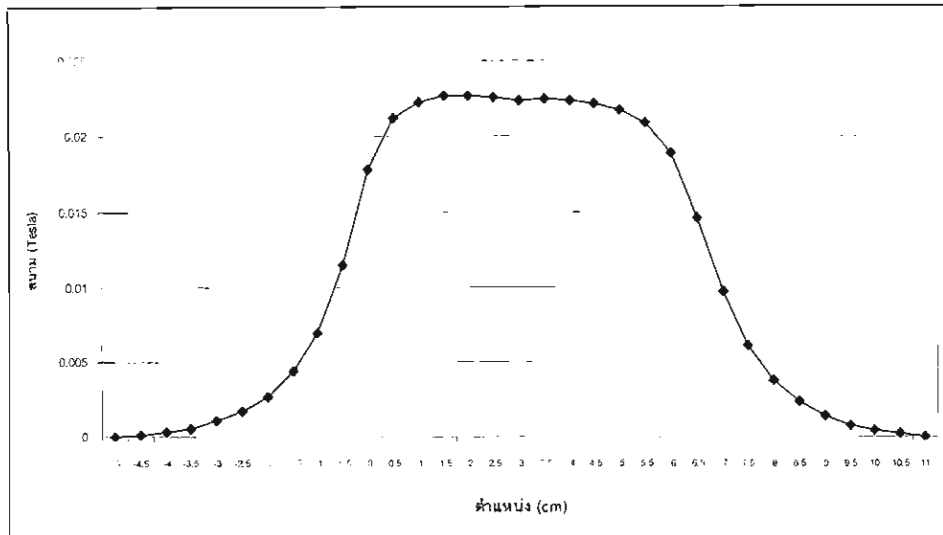
รูปที่ 3.21 กราฟแสดงค่าความเข้มของสนามแม่เหล็กในแนวแกน x กับระยะในแกน y ที่กระแส 2 แอมแปร์ และความต่างศักย์ 6 โวลต์



รูปที่ 3.22 กราฟแสดงค่าความเข้มของสนามแม่เหล็กในแนวแกน x กับระยะในแกน y ที่กระแส 2 แอมแปร์ และความต่างศักย์ 6 โวลต์

(ii) การหาค่า effective length ของแม่เหล็กสี่ขั้ว

เนื่องจากค่าสนามแม่เหล็กจะไม่เป็นศูนย์ทันทีเมื่อพ้นออกจากขั้วแม่เหล็ก ซึ่งสนามในส่วนที่เกินออกมาก็มีผลต่อการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน เราจึงต้องคำนึงถึงสนามในส่วนนี้ด้วย โดยการวัดสนามในแนวแกน z ดังแสดงในรูปที่ 3.23



รูปที่ 3.23 กราฟแสดงค่าของสนามแม่เหล็กตามแนวแกน z ที่ $x = 1$ เซนติเมตร

ความสัมพันธ์ของค่า effective length และ ค่าสนามแม่เหล็กแสดงได้ว่า

$$\ell_{eff} = \frac{\int \vec{B} \cdot d\vec{s}}{B_0}$$

โดยที่ B คือ ค่าสนามแม่เหล็ก

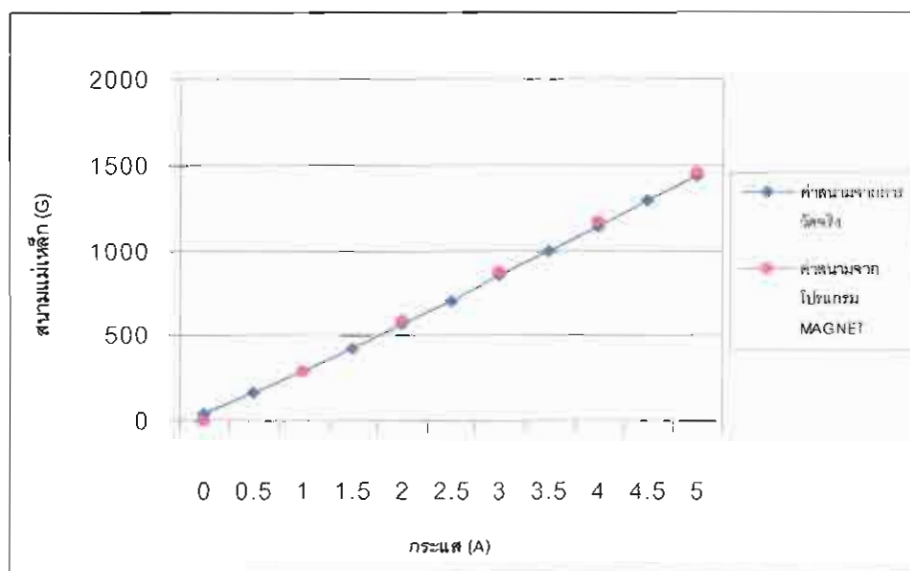
B_0 คือ ค่าสนามแม่เหล็กสูงสุด ณ จุดปลายขั้วแม่เหล็ก

ℓ_{eff} คือ ค่าความยาวยังผล (effective length)

จากการแก้สมการข้างต้นนี้ พบว่า ค่าความยาวยังผล (effective length) มีค่าเท่ากับ 7.75 เซนติเมตร ซึ่งเป็นความยาวที่สนามแม่เหล็กเนื่องจากแม่เหล็กสี่ขั้วมีผลต่อการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอน ซึ่งยาวกว่าความยาวจริงของแม่เหล็กประมาณ 1.75 เซนติเมตร

(iii) การศึกษาการอิมตัวของสนามแม่เหล็ก

ได้ทำการวัดสนามแม่เหล็กที่ตำแหน่ง $x = 2$ cm และ $y = 0$ cm โดยใช้กระแส 0-5 แอมแปร์ ไม่พบการอิมตัวของสนามแม่เหล็ก ดังแสดงในรูปที่ 3.24



รูปที่ 3.24 กราฟแสดงค่าสนามสูงสุดที่ปลายขั้วของแม่เหล็กกับค่ากระแส

ในส่วนของการคำนวณและการศึกษาการอ้อมตัวของสนามแม่เหล็กได้อาศัยโปรแกรมสำเร็จรูปชื่อ MAGNET จากมหาวิทยาลัย Stanford ประเทศสหรัฐอเมริกา ผลการคำนวณโดยโปรแกรม MAGNET แสดงให้เห็นว่าการอ้อมตัวของสนามแม่เหล็กจะเกิดที่กระแสมากกว่า 10 แอมแปร์ ฉะนั้นเราจะไม่พบการอ้อมตัวของสนามแม่เหล็กในช่วงกระแสที่ใช้งานคือ 0-3 แอมแปร์ แต่การใช้กระแส 3 แอมแปร์ ทำให้เส้นลวดมีอุณหภูมิสูงขึ้น เกิดจากการสูญเสียพลังงานภายในขดลวด ซึ่งอาจส่งผลต่อค่าความต้านทานของขดลวดและค่าสนามแม่เหล็ก เพราะเมื่อเส้นลวดมีอุณหภูมิสูงขึ้นจะทำให้ค่าความต้านทานของลวดสูงขึ้น ทำให้กระแสลดลง และจะส่งผลให้ค่าสนามแม่เหล็กลดลงด้วย ดังนั้นจึงไม่ควรใช้กระแสมากกว่า 3 แอมแปร์ ในการใช้งานจริง

3.4 Steering Magnet

Steering magnet เป็นแม่เหล็กไฟฟ้าที่ใช้สำหรับปรับทิศทางการเคลื่อนที่ของลำอิเล็กตรอน เมื่ออิเล็กตรอนพลังงาน E เคลื่อนที่ผ่านสนามแม่เหล็ก B ที่มีทิศตั้งฉากกับทิศของการเคลื่อนที่ของอิเล็กตรอนจะเบนจากแนวการเคลื่อนที่เดิม เป็นมุม φ ดังสมการ

$$\varphi_x = \frac{\int B_y(z) dz}{E}$$

$$\text{และ} \quad \varphi_y = \frac{\int B_x(z) dz}{E}$$

เมื่อ φ_x และ φ_y คือค่ามุมที่เบนไปในทิศทาง X และ Y ตามลำดับ (หน่วยเรเดียน)

$B_x(z)$ และ $B_y(z)$ คือค่าความเข้มของสนามแม่เหล็กที่ขนานกับแนวแกน X และ Y ณ ตำแหน่งใดๆ บนแกน Z (หน่วย Gauss)

E คือพลังงานของอนุภาคอิเล็กตรอน (หน่วย MeV)

Steering magnet สามารถสร้างได้โดยประกอบขดลวดทองแดงที่พันรอบแกนเหล็กเหล็ยม 4 ขดเข้าด้วยกันในลักษณะเป็นกรอบสี่เหลี่ยม โดย steering magnet ที่สร้างขึ้นได้ใช้ขดลวดทองแดง ขนาดเส้นผ่าศูนย์กลาง 0.81 มิลลิเมตร (เบอร์ 20 ในระบบ AWG) พันรอบแกนเหล็กสี่เหล็ยมขนาดหน้าตัด 1 ซม. X 1 ซม. ยาว 10 ซม. ดังแสดงในรูปที่ 7 การพันขดลวดทองแดงจะพันแยกเป็นชั้นๆ จำนวน 4 ชั้น (ชั้นละ 70 รอบ) ซึ่งจะได้จำนวนรอบเป็น 280 รอบต่อหนึ่งขด



รูปที่ 3.25 ขดลวดที่พันรอบแกนเหล็กเหล็ยม แต่ละขดของ Steering Magnet



รูปที่ 3.26 Steering magnet พร้อมใช้งาน

เมื่อประกอบขดลวดทั้งสี่เข้าด้วยกันในลักษณะเป็นกรอบสี่เหลี่ยม ดังแสดงในรูปที่ 3.26 ขดลวดคู่หนึ่งจะให้สนามแม่เหล็กในแนวตั้ง B_y ซึ่งจะควบคุมการเลี้ยวเบนของอิเล็กตรอนในแนวนอน (horizontal steering) ส่วนขดลวดอีกคู่หนึ่งจะให้สนามแม่เหล็กในแนวนอน B_x ซึ่งจะควบคุมการเลี้ยวเบนของอิเล็กตรอนในแนวตั้งนอน (vertical steering) แม่เหล็กที่สร้างขึ้นนี้สามารถใช้เบนลำอิเล็กตรอนพลังงาน 3 MeV ได้มุมเบนสูงสุดประมาณ 50 องศา เมื่อจ่ายกระแสไฟฟ้า 3 แอมแปร์

3.5 Installation of the system to generate femtosecond electron bunches

ส่วนประกอบหลักของระบบผลิตอิเล็กตรอนที่มีหัวงในเรือนเฟมโตวินาที (ประกอบด้วย ปืนอิเล็กตรอนแบบ RF, แม่เหล็กบีบแบบแอลฟา, แม่เหล็กสี่ขั้วสำหรับโฟกัสลำอิเล็กตรอน, แม่เหล็กสองขั้วสำหรับควบคุมลำอิเล็กตรอนในแนวแกน x และ y, ท่อลำเลียงลำอิเล็กตรอนภายใต้สุญญากาศ และท่อลำเลียง RF หรือ Wave Guide) ได้ติดตั้งแล้วเสร็จ พร้อมกันนี้ได้ติดตั้งระบบผลิต RF ที่ประกอบด้วย 5 MW Klystron, Modulator and Pulse Forming Network (PFN) ซึ่งเป็นตัวจ่ายพลังงานในรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแก่ปืนอิเล็กตรอน ขณะนี้อยู่ระหว่างการปรับ Timing ของ RF pulse ให้เหมาะสม เมื่อแล้วเสร็จระบบผลิตอิเล็กตรอนดังกล่าวนี้จะสามารถผลิตอิเล็กตรอนที่มีหัวงในเรือนเฟมโตวินาที โดยอิเล็กตรอนที่ผลิตได้จะมีพลังงานประมาณ 2.7 MeV

การติดตั้งส่วนประกอบส่วนใหญ่ใช้ อุปกรณ์ Theodelite และ alignment laser สำหรับการ align การดำเนินงานและความก้าวหน้าในส่วนของการติดตั้งและทดสอบระบบมีดังต่อไปนี้

3.5.1 Beamline support

Beamline support ประกอบด้วย I-beam และ U-beam สามารถปรับให้อยู่ในระนาบได้โดยปรับที่ขาทั้ง 4 ของ I-beam เพื่อทดแทนความไม่เสมอกันของพื้นอาคาร การติดตั้ง beamline support จะ align ให้อยู่ในระนาบเดียวและเส้นกลางของ support จะใช้เป็นเส้นอ้างอิงสำหรับการติดตั้งส่วนประกอบอื่นๆ ต่อไป

3.5.3 การติดตั้ง chamber สำหรับ แม่เหล็กแบบแอลฟา

การติดตั้ง chamber สำหรับแม่เหล็กแบบแอลฟา เป็นขั้นตอนสำคัญขั้นตอนเพราะตำแหน่งของ chamber จะเป็นตำแหน่งอ้างอิงเพื่อติดตั้งระบบลำเลียงอิเล็กตรอนจาก RF-gun และระบบลำเลียงอิเล็กตรอนไปสู่เครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้น energy slit สำหรับใช้คัดเลือกอิเล็กตรอนที่มีพลังงานตามต้องการถูกติดตั้งไว้ที่ปลายเปิดด้านหนึ่งของ chamber



รูปที่ 3.27 การติดตั้ง chamber สำหรับแม่เหล็กแบบแอลฟาโดยใช้ Theodelite และ alignment laser



รูปที่ 3.28 การติดตั้ง energy slit

3.5.4 ระบบลำเลียงอิเล็กตรอน (beam transport line) และระบบตรวจวัดลำอิเล็กตรอน

ระบบลำเลียงอิเล็กตรอนประกอบด้วย ท่อลำเลียงระบบสุญญากาศ แม่เหล็กสี่ขั้ว (quadrupole magnets) สำหรับโฟกัสลำอิเล็กตรอน และ แม่เหล็กสองขั้วสำหรับควบคุมทิศทางของลำอิเล็กตรอน (steering magnets) ส่วนระบบตรวจวัดอิเล็กตรอนประกอบด้วย ระบบตรวจวัดกระแสอิเล็กตรอน ที่เรียกว่า current transformer และ ระบบตรวจวัด Transverse beam profile ซึ่งแสดง การกระจายตัวและขนาดของลำอิเล็กตรอนในแนวขวาง



รูปที่ 3.29 การติดตั้งระบบลำเลียง และระบบตรวจวัดลำอิเล็กตรอน

3.5.5 การติดตั้ง RF-gun

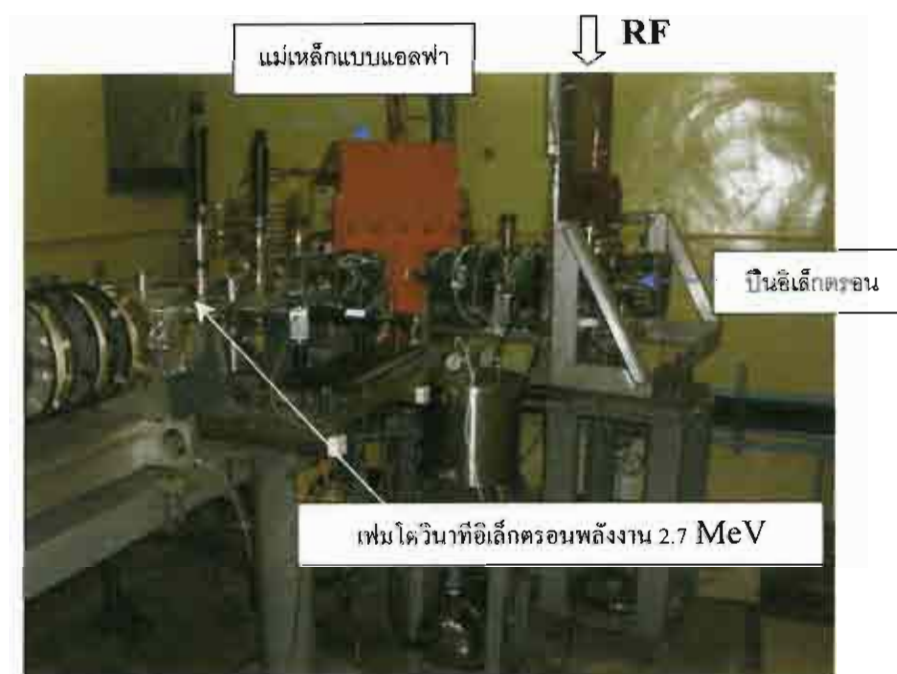
ได้ติดตั้ง RF-gun ซึ่งเชื่อมต่อกับระบบลำเลียงสุ่มแม่เหล็กแบบแอลฟา พร้อมกับติดตั้งระบบน้ำร้อนและระบบควบคุมอุณหภูมิของ RF-gun เนื่องจาก RF-gun จะทำงานที่อุณหภูมิคงที่ ที่ 45 องศา C

3.5.6 ระบบสุญญากาศ

ความดันของระบบจะอยู่ในช่วง 10^{-7} ถึง 10^{-9} Torr โดยเฉพาะอย่างยิ่งบริเวณ RF-gun ควรจะมีความดันอยู่ในเรือน 10^{-9} Torr ทั้งนี้ในระบบลำเลียง ใช้ปั๊มสุญญากาศแบบไอออน (ion pump) ขนาด 8 ลิตร/วินาที 20 ลิตร/วินาที และ 80 ลิตร/วินาที



รูปที่ 3.30 RF-gun และการติดตั้ง RF-gun



รูปที่ 3.31 ระบบผลิตอิเล็กตรอนที่มีหัวในเรือนเฟมโตวินาที พลังงาน 2.7 MeV

3.5.7 ระบบตรวจวัดห้วงอิเล็กทรอนิกส์ในเรือนเฟมโตวินาที

ระบบตรวจวัดห้วงอิเล็กทรอนิกส์ในเรือนเฟมโตวินาทีประกอบด้วยส่วนผลิตรังสี Transition จากลำอิเล็กตรอนและระบบ Interferometer สำหรับรังสีได้แดงในห้องสุญญากาศ (in-vacuum far-infrared Michelson interferometer)



รูปที่ 3.32 การติดตั้งระบบตรวจวัดห้วงอิเล็กทรอนิกส์ในเรือนเฟมโตวินาที



รูปที่ 3.33 ระบบตรวจวัดห้วงอิเล็กทรอนิกส์ในเรือนเฟมโตวินาที

3.5.8 การติดตั้งท่อลำเลียงคลื่น RF (rectangular waveguide)

ได้ติดตั้งท่อลำเลียงคลื่นแบบสี่เหลี่ยม (rectangular waveguide) ซึ่งทำจากทองแดงสำหรับลำเลียงคลื่น RF ความถี่ 2856 MHz จาก แหล่งกำเนิด RF ที่เรียกว่า Klystron ไปสู่ RF-gun

3.5.9 ห้องควบคุม

ห้องควบคุมสำหรับควบคุมการผลิตอิเล็กตรอนที่มีหัวในเรือนเฟรมไดรนาทิก อยู่ในบริเวณที่ปลอดภัยจากกัมมันตรังสี และมีอุปกรณ์หลักต่อไปนี้

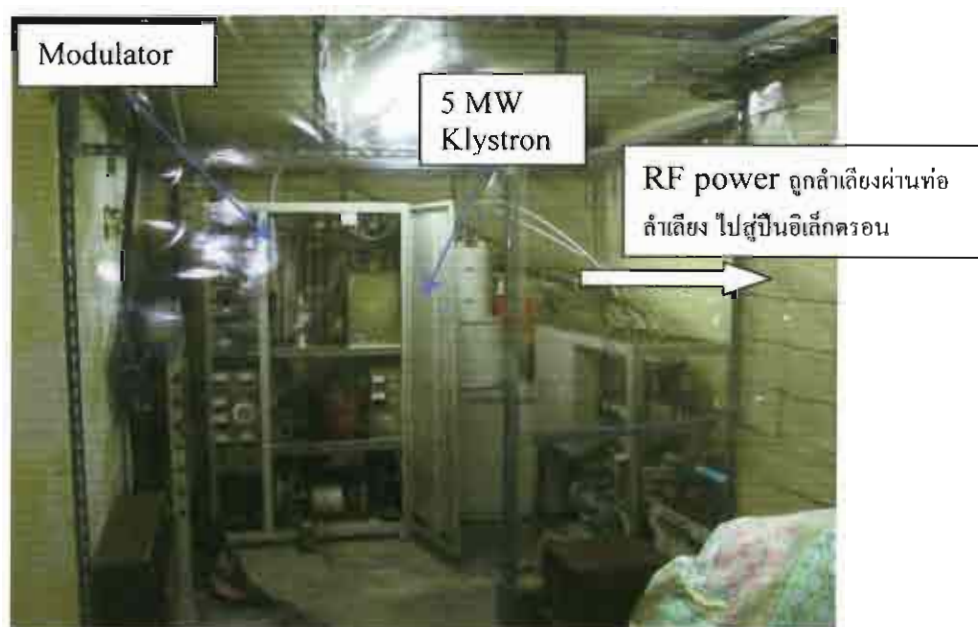
แหล่งจ่ายไฟสำหรับปั๊มสุญญากาศ โดยกระแสไฟที่จ่ายซึ่งสามารถอ่านได้จากมิเตอร์ใช้เป็นตัวบอกระดับความดันของระบบสุญญากาศ แหล่งจ่ายไฟสำหรับไส้หลอด(cathode filament) สำหรับควบคุมการปลดปล่อยอิเล็กตรอนของ cathode ส่วนควบคุม energy slit สำหรับการเลือกพลังงานของอิเล็กตรอน แหล่งจ่ายไฟและปุ่มควบคุมของ steering magnets จอทีวีสำหรับแสดงภาพของลำอิเล็กตรอน oscilloscope คอมพิวเตอร์สำหรับการตรวจสอบคุณสมบัติของลำอิเล็กตรอนและการทดลอง คอมพิวเตอร์สำหรับควบคุมแม่เหล็กสี่ขั้วและแม่เหล็กแบบแอลฟา และส่วนประกอบย่อยอื่นๆ



รูปที่ 3.34 ห้องควบคุมและส่วนควบคุมต่าง ๆ

3.5.10 ระบบผลิต RF

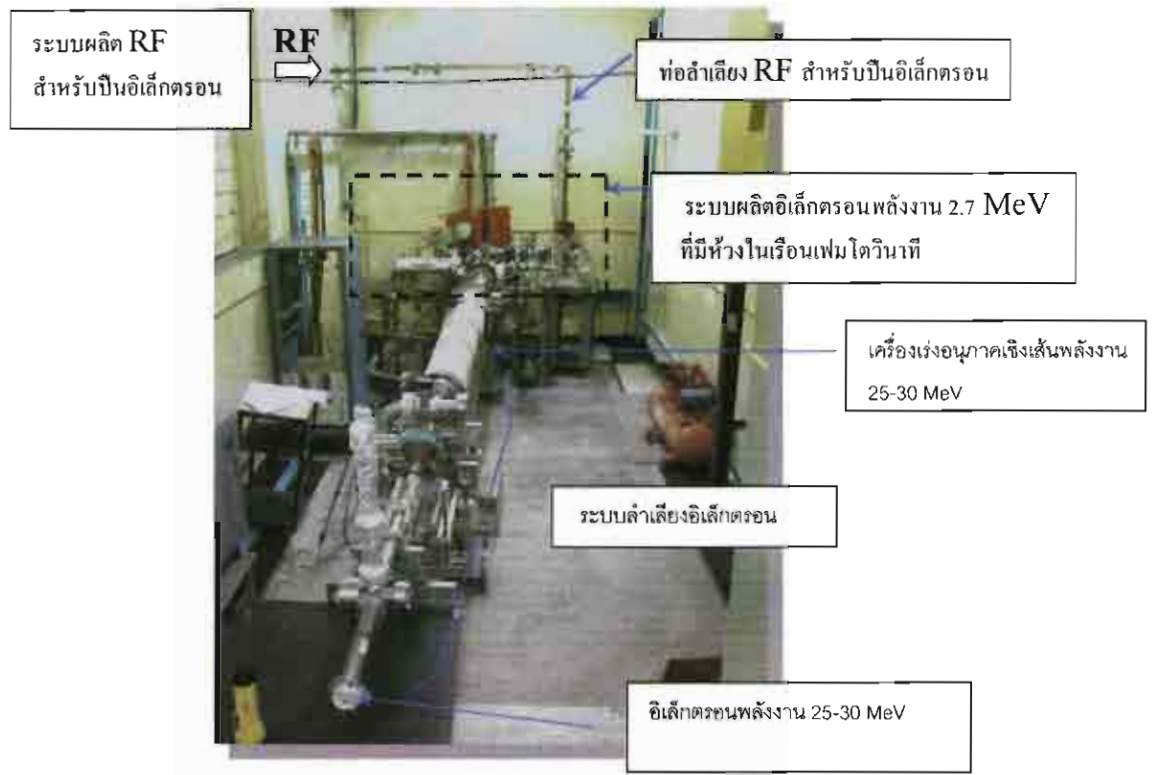
ระบบผลิต RF ที่ประกอบด้วย 5 MW Klystron, Modulator and Pulse Forming Network (PFN) ซึ่งเป็นตัวจ่ายพลังงานในรูปของคลื่นแม่เหล็กไฟฟ้าแก่ปืนอิเล็กตรอน ขณะนี้อยู่ระหว่างการปรับ timing ของ RF pulse ให้เหมาะสม



รูปที่ 3.35 ระบบผลิต RF สำหรับปืนอิเล็กตรอน ในเขตควบคุมอุณหภูมิและความชื้น

3.5.11 เครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้น (Linear accelerator) และระบบลำเลียงอิเล็กตรอน

ได้มีการติดตั้งเครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้นพลังงาน 25-30 MeV และส่วนของระบบลำเลียงอิเล็กตรอนเพื่อลำเลียงอิเล็กตรอนที่ถูกเร่งให้มีพลังงานสูงไปสู่ส่วนปลายของระบบลำเลียง เมื่อการผลิตและทดสอบคุณสมบัติของอิเล็กตรอนพลังงาน 2.7 MeV ที่มีห้วงในเรือนฟมโตวินาทีได้เสร็จสมบูรณ์ จะได้ทำการติดตั้งระบบผลิต RF สำหรับเครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้นต่อไป



รูปที่ 3.36 ระบบผลิตอิเล็กตรอนที่มีหัวงในเรือนเพมโตวินาที เครื่องเร่งอนุภาคเชิงเส้น พลังงาน 25-30 MeV และระบบลำเลียงอิเล็กตรอน