

최종보고서

'97 원자력기초연구사업

**헬리콘 플라즈마를 이용한 원자력용 가속기의
대전류 이온원 개발**

Development of High Current Ion Sources
using Helicon Plasmas

연구기관
한국과학기술원

과학기술처

제 출 문

과 학 기 술 처 장 관 귀하

본 보고서를 “헬리콘 플라즈마를 이용한 원자력용 가속기의 대전류 이온원 개발” 과제의 최종보고서로 제출합니다.

1998 . 5 . 25 .

주관연구기관명 : 한 국 과 학 기 술 원
주관연구책임자 : 황 용 석
연 구 원 : 엄 규 섭
 홍 인 석
 김 희 준
 이 강 현
 김 만 철

요 약 문

I. 제 목

헬리콘 플라즈마를 이용한 원자력용 가속기의 대전류 이온원 개발

II. 연구개발의 목적 및 필요성

본 연구는 낮은 자기장에서 높은 이온화율을 갖는 헬리콘 플라즈마의 특성을 이용하여 동위원소의 생산 및 핵종변환 등 원자력 분야에 이용될 가속기에 응용할 대전류 이온원을 개발하여, 가속기 이용의 효율성과 경제성을 크게 증진시킬 것을 목적으로 한다.

플라즈마에 대한 연구가 활발히 진행되면서 고집적도의 반도체 소자의 제조공정 및 재료의 표면처리 공정 등의 재료 미세가공 분야, 각종 폐기물 처리 등의 환경 분야, 사이클로트론 등의 가속기를 이용한 방사성 동위원소의 생산등으로의 응용이 크게 늘어나고 있다. 원자력 분야에 있어서 플라즈마의 이용은 핵융합 연구를 제외하고는 아직 크게 활성화 되어 있지 않으나, 방사성 동위원소의 생산, 핵종변환 등을 위한 가속기 이용이 앞으로 크게 늘어날 것으로 예상되며, 기존 방식의 이온원 보다 고밀도의 플라즈마 밀도 및 높은 에너지 효율을 지닌 새로운 이온원의 개발이 요구되고 있다. 특히, 원자력 분야에서 핵폐기물의 소멸처리 등에 이용될 가속기들은 대전류 이온원을 요구하므로, 이를위한 대전류 이온원의

개발은 매우 중요하다. 뿐만아니라, 의료분야에 있어서 사이클로트론에 의해 항암치료 등의 목적으로 생산되는 동위원소를 효율적으로 대량생산 하기 위해서는 대전류의 이온원을 갖추어야 할 필요성이 대두된다.

따라서, 현재 이러한 양자 가속기 및 중이온 가속기의 이온원으로 사용되고 있는 아크방전 및 ECR 플라즈마 등의 이온원을 대체하여, 적은 소모 전력에 비해 높은 이온밀도를 발생시킬 수 있는 헬리콘 플라즈마 이온원을 개발함으로써 효율적이고 경제적인 핵폐기물 처리, 동위원소 생산, 핵종변환 등을 수행할 수 있을 것으로 기대된다. 더불어, 적은 소모전력에 비해 높은 효율의 이온화율을 발생시키는 헬리콘 플라즈마의 특성에 대한 연구 및 자료의 구축을 통하여 가속기의 이온원으로써의 역할 뿐만아니라 고밀도, 대전류의 이온을 필요로 하는 다양한 연구활동에 기여하는 바가 클 것으로 기대된다.

이러한 헬리콘 플라즈마원은 ECR 플라즈마원에 비하여 장치의 간단성 및 유지, 보수의 편의성으로 인하여 제작단가 및 유지비의 절감이 기대되며, 낮은 입력전력에 대해 높은 이온화율을 얻을 수 있어서 고밀도의 가속빔을 획득할 수 있으므로 처리용량의 증대를 통한 경제적인 핵종변환 및 동위원소의 생산을 이끌어 낼 수 있을 것으로 기대된다.

III. 연구개발의 내용 및 범위

높은 전자온도와 이온화율을 갖는 헬리콘 플라즈마원을 가속기용 대전류 이온원으로 개발하기위해, 헬리콘 플라즈마 발생장치를 설계, 제작하는 것을 개발내용으로 한다. 제작된 헬리콘 플라즈마원은 본 연구실에서 설계, 제작된 다목적용 진공용기에 접속하여 플라즈마 발생을 시험하

며 이온빔 인출계를 구성하고 인출된 빔의 특성연구를 통하여 가속기용 대전류 이온원에 적용하기 위한 개념설계를 한다.

연구개발의 방향을 초소형 헬리콘 플라즈마원의 개발에 두고 우선적으로 플라즈마 발생부, 자장인가 시스템, RF전원 공급부 등을 이론적인 접근을 통하여 설계, 제작하여 플라즈마의 기초적인 발생 실험을 수행한다. 발생된 플라즈마의 특징을 파악하기 위하여 플라즈마 진단 시스템을 구축하여 플라즈마의 밀도, 온도 등을 측정하고, 기초적인 이온빔의 추출 및 특성 분석을 위한 빔인출계를 구성하여 인출빔의 특성을 이해하는데 이용한다.

IV. 연구개발 결과

본 과제를 통하여 설계, 제작된 헬리콘 플라즈마원을 통하여 성공적으로 10^{12} cm^{-3} 이상의 고밀도의 플라즈마를 발생시키는데 성공하였고, 기존의 이온원에 비하여 10~30 Watt의 낮은 소비전력에 대해 높은 밀도의 플라즈마를 획득하였다. 이때, 외경 25 mm의 pyrex관을 이용하여 플라즈마 발생부를 제작하였고, 플라즈마 기체로써 헬륨기체를 이용하여 수 mTorr의 진공영역에서 플라즈마를 발생시켰다. 헬리콘 안테나의 설계에서는 축상에 플라즈마의 집속이 일어나는 M=0 모드의 헬리콘 플라즈마 모드를 발생시킬수 있는 안테나를 제작하였으며, 소형화에 따른 인덕턴스 성분의 감소영향을 고려하여 표준형 임피던스 정합 방식을 사용하였다. 소형화된 플라즈마 발생부에 대해서는 높은 RF 주파수가 임피던스 정합에 유리하므로 100 MHz의 높은 주파수의 전원공급장치를 사용하였다. 전기탐침법에 의하여 축방향 인가자장의 변화에 따른 플라즈마의 밀도 변화를 관찰함으로써 헬리콘 플라즈마의 발생여부를 확인하였다. 빔의 인출 특성을 조사

하기 위하여 우선적으로 시뮬레이션을 통하여 발생된 플라즈마에 대한 인출된 빔의 특성을 모사하였고, 빔인출계를 구성하여 인출된 빔의 전류를 측정하였다.

솔레노이드 코일을 이용하여 축방향으로 자장을 인가시켜 주던것을 영구자석으로 대체함으로써 냉각계통 및 솔레노이드 전원계통을 생략하여 장치의 단순화, 제작단가의 절감효과 및 유지보수가 용이하게 하였고, 고밀도의 이온원이 필요한 곳에 탈착식으로 손쉽게 부착하여 사용할 수 있도록 연구를 진행하고 있다.

V. 연구개발결과의 활용 계획

지속적인 연구개발 과정을 통하여 헬리콘 플라즈마 이온원의 성능을 향상시키면서 개체화 작업을 진행하여 탈착식으로 제작하여 우선적으로 이온주입기의 이온원으로 활용할 수 있도록 연구를 진행하고 있고, 이러한 이온주입기에의 응용을 통하여 원자력 관련 재료 분야의 다양한 응용이 가능해질 것으로 판단된다. 또한, 지속적인 연구개발 과정을 통하여 궁극적인 최종목표인 핵종변환용 양성자 가속기의 이온원으로 적용한다.

SUMMARY

I . Project Title

Development of High Current Ion Sources using Helicon Plasmas

II . Objectives and Necessity of the Project

In this study, high current ion sources will be developed from helicon plasmas having much higher density with very high power efficiency in a relatively lower magnetic field, and will be used as efficient and economic ion sources of accelerators for nuclear industry such as isotope production and transmutation.

As plasma researches are progressing actively, their applications are increasing in many areas such as the fabrication of highly accumulated semiconductor chip, the process of material surface modification, the environmental treatment of wastes, etc. The applications in nuclear industry are limited except the fusion energy research. Recently they are increasing for the application of accelerators for producing radioisotopes and for transmuting fission products. And high density plasmas with high power efficiency are needed since the accelerators in many application, for example the nuclear wastes treatment, require

large current ion sources. Also in the medical application, large current ion sources are needed for the mass-production of radioisotopes with cyclotron.

Therefore, the effective production of radioisotopes and the economical transmutation of fission products are expected to be possible with helicon plasma ion sources by replacing present arc and ECR plasma sources. And this development will enhance the understandings of helicon plasmas.

In the aspect of economy, helicon plasma sources are much simpler than other plasma sources, so these can be manufactured easily and be maintained easily as well.

III. Scope and Contents of the Project

High density helicon plasma sources are designed and manufactured for nuclear applications. And they are attached to the multi-purpose vacuum chamber or independent high vacuum chamber, and high density plasmas are successfully generated.

The simulation of ion beam extraction has been performed with IGUN code, and then a simple beam extraction system is set up, and simple extraction test is performed, and will be utilized for the design of high current ion sources for accelerator. Helicon plasma system will be made as compact as possible for economic and versatile ion sources. Plasma diagnostic systems for evaluating plasma properties are

composed, and measured plasma parameters will be used to understand properties of extracted beam.

IV. Results of Project

According to langmuir probe measurements, high density plasmas with the density of more than 10^{12} cm^{-3} with the RF power of 10~20 watt and 4 mTorr. Pyrex tube is used as helium gas injection plasma chamber with 25 mm diameter. $m=0$ mode helicon antenna is used to get highly centralized plasma column along the center of axis. RF matching network of standard type is selected to accomodate small inductance helicon antenna in high frequency ranges. So 100 MHz RF power supply can be easily adopted. After establishing the helicon plasma sources, plasma density was measured with Langmuir probe. And the existence of helicon plasmas are confirmed.

The simulations of extracted beam profiles are performed with IGUN code. A simple extraction system has been constructed, and low-voltage extraction characteristics are studied experimentally as well.

By replacing solenoid coil system with permanent magnet system, the helicon plasma system become compact, and the manufacturing cost can be reduced significantly. Also, maintenance of the system will be much easier.

V. Plan for the Application of Results

The improvement and modularization of the helicon plasma sources will be continued. Helicon plasma ion sources may be used as ion implanter in the beginning. Finally, these helicon ion sources are going to be developed as high current accelerator ion sources for nuclear applications.

CONTENTS

COVER		
PRESENTATION		1
요 약 문	I. 제목	2
	II. 연구개발의 목적 및 필요성	2
	III. 연구개발의 내용 및 범위	3
	IV. 연구개발 결과	4
	V. 연구개발결과의 활용계획	5
SUMMARY	I. Project Title	6
	II. Objectives and Necessity of the Project	6
	III. Scope and Contents of the Project	7
	IV. Results of the Project	8
	V. Plan for Application of the Results	9
CONTENTS		10
목 차		13
그림목차		17
표 목 차		18
사진목차		19
Chapter 1 Introduction		20
Section 1 Background and Objectives of the Project		20

Section 2 Subjectives and Categories of the Project	21
Chapter 2 Present research progress of the Project	23
Section 1 Technical Aspects	23
Section 2 Meanings of results of the Project	24
Chapter 3 Helicon Plasma Sources	25
Section 1 Theory of Helicon Plasma generation	25
Section 2 Discharge Mechanism of Helicon Plasma	27
Chapter 4 Simulation of large current high density Ion Sources	31
Section 1 Properties of high density Ion Source	31
Section 2 Design Parameters of Ion Sources	33
Section 3 Calculation of Optimum Extraction System	37
Chapter 5 Helicon Plasma System	44
Section 1 Design of helicon Plasma System	44
Section 2 Helicon Plasma Ion Sources	59
Chapter 6 Experiments of Helicon Plasma generation and Beam Extraction	62
Section 1 Experiments of Helicon Plasma generation	62
Section 2 Experiments of Beam Extraction	71
Chapter 7 Conclusion	76

Chapter 8 Degree of Achievement and Contribution	78
Chapter 9 Plan for the Application of Results	80
Chapter 10 References	81

목 차

표 지		
제 출 문		1
요 약 문	I. 제목	2
	II. 연구개발의 목적 및 필요성	2
	III. 연구개발의 내용 및 범위	3
	IV. 연구개발 결과	4
	V. 연구개발결과의 활용계획	5
SUMMARY	I. Project Title	6
	II. Objectives and Necessity of the Project	6
	III. Scope and Contents of the Project	7
	IV. Results of the Project	8
	V. Plan for the Application of Results	9
CONTENTS		10
목 차		13
그림목차		17
표 목 차		18
사진목차		19
제 1 장 서론		20
제 1 절 연구배경 및 목적		20

제 2 절	연구의 내용 및 범위	21
제 2 장	국내외 기술개발 현황	23
제 1 절	국내외 기술개발 현황	23
1.	헬리콘 플라즈마 연구	23
2.	가속기 이온원 연구	23
제 2 절	연구결과의 의의	24
제 3 장	헬리콘 플라즈마원	25
제 1 절	헬리콘 플라즈마의 발생 원리	25
1.	헬리콘 플라즈마의 정의 및 특성	25
2.	헬리콘 플라즈마의 분산관계식	25
제 2 절	헬리콘 플라즈마의 방전 기제	27
1.	란다우 감쇠 모델	27
2.	공명-반공명 방전 모델	29
제 4 장	대전류 고밀도 이온원 인출 모사	31
제 1 절	대전류 고밀도 이온원의 특성	31
1.	이온원의 구성	31
2.	이온빔 인출	33
제 2 절	이온원 설계변수	33
1.	정성적 변수 : 빔전류 밀도	33
가.	플라즈마 생성율	34
나.	공간전하 효과	34
2.	정성적 변수 : 낮은 에미턴스	35

3. 시스템 변수 : 시스템 건전성 및 장수명	36
제 3 절 최적 인출 계통 계산	37
1. 시뮬레이션 코드를 이용한 이온 인출 계통 설계	37
가. 이온 인출 계통의 필요성	37
나. IGUN code	38
다. 인출전극의 기하학적 구조	38
2. 시뮬레이션 결과	39
가. 전류밀도 및 플라즈마 밀도와의 관계	39
나. 플라즈마 경계면 모양과 빔 profile	40
3. 대전류밀도 이온원으로서의 타당성	40
제 5 장 헬리콘 플라즈마 시스템	44
제 1 절 헬리콘 플라즈마 시스템 설계	44
1. 플라즈마 발생부	44
가. 플라즈마 발생용기	44
나. 헬리콘 안테나	47
다. RF 임피던스 정합	48
라. RF 전원	52
2. 축방향 자장 인가부	55
가. 솔레노이드 코일 시스템	55
나. 영구자석 시스템	55
3. 진공계	58
4. 플라즈마 기체 공급계	58
제 2 절 헬리콘 플라즈마 이온원	59

1. 빔인출 시스템	59
2. 대전류 헬리콘 플라즈마 이온원	59
제 6 장 헬리콘 플라즈마 특성 실험 및 빔인출 실험	62
제 1 절 헬리콘 플라즈마 특성 실험	62
1. 플라즈마 발생 실험	62
2. 플라즈마 진단	66
가. Langmuir 탐침	66
나. 플라즈마 밀도 측정	67
3. 플라즈마 모드의 전이	67
제 2 절 빔인출 실험	71
1. 이온빔 인출 실험	71
2. 전자빔 인출 실험	73
제 7 장 결론	76
제 8 장 연구개발목표 달성도 및 대외 기여도	78
제 9 장 연구개발 결과의 활용 계획	80
제 10 장 참고문헌	81

그림 목차

그림 4.1	이온빔 인출계 구조의 개략도	32
그림 4.2	이온빔 전류에 따른 인출빔의 profile	42
그림 5.1	전자석형 헬리콘 플라즈마 시스템 개략도	45
그림 5.2	영구자석형 헬리콘 플라즈마 시스템 개략도	46
그림 5.3	$m=0$ 모드 헬리콘 플라즈마 안테나 모형	48
그림 5.4	RF 임피던스 정합회로	49
그림 5.5	주파수 변화에 따른 임피던스 정합조건에서의 축전용량	50
그림 5.6	솔레노이드 코일의 전류 및 자기장 특성	56
그림 5.7	영구자석의 축방향 자장 분포	57
그림 5.8	sing-stage 헬리콘 플라즈마 이온원	60
그림 5.9	two-stage 헬리콘 플라즈마 이온원	61
그림 6.1	langmuir 탐침 시스템도	68
그림 6.2	축방향 자장의 변화에 따른 플라즈마 밀도의 변화	69
그림 6.3	진공도의 변화에 따른 헬리콘 플라즈마의 임계전력	70
그림 6.4	RF 전력의 변화에 따른 플라즈마 밀도의 히스테리시스 곡선	70
그림 6.5	빔전류 측정 시스템 개략도	72
그림 6.6	인출전압에 따른 이온빔 전류 측정 곡선	74
그림 6.7	인출전압에 따른 전자빔 전류 측정 곡선	75

표 목차

표 4.1	빔인출 모사 결과	39
표 5.1	헬리콘 플라즈마 임피던스 정합 시스템 제작 사양	54
표 6.1	헬리콘 플라즈마 발생 장치의 운전 조건	64

사진 목차

사진 5.1	RF 임피던스 정합 시스템	53
사진 6.1	초소형으로 제작된 헬리콘 플라즈마 시스템	63
사진 6.2	영구자석형 헬리콘 플라즈마 장치에서 발생된 플라즈마 모습	65

제 1 장 서론

제 1 절 연구 배경 및 목적

플라즈마에 대한 연구가 활발히 진행되면서 고집적도의 반도체 소자의 제조공정 및 재료의 표면처리 공정 등의 재료 미세가공 분야, 각종 폐기물 처리 등의 환경 분야, 사이클로트론 등의 가속기를 이용한 방사성 동위원소의 생산등으로의 응용이 크게 늘어나고 있다. 원자력 분야에 있어서 플라즈마의 이용은 핵융합 연구를 제외하고는 아직 크게 활성화 되어 있지 않으나, 방사성 동위원소의 생산, 핵종변환 등을 위한 가속기 이용이 앞으로 크게 늘어날 것으로 예상되며, 기존 방식의 이온원 보다 고밀도의 플라즈마를 이용한 높은 에너지 효율을 지닌 새로운 이온원의 개발이 요구되고 있다. 특히, 원자력 분야에서 핵폐기물의 소멸처리 등에 이용될 가속기들은 대전류 이온원을 요구하므로, 이를위한 대전류 이온원의 개발은 매우 중요하다. 뿐만아니라, 의료분야에 있어서 사이클로트론에 의해 항암치료 등의 목적으로 생산되는 동위원소를 효율적으로 대량생산하기 위해서는 대전류의 이온원을 갖추어야 할 필요성이 대두된다.

따라서, 현재 이러한 양자 가속기 및 중이온 가속기의 이온원으로 사용되고 있는 아크방전 및 ECR 플라즈마 등의 이온원을 대체하여, 적은 소모 전력에 비해 높은 이온밀도를 발생시킬 수 있는 헬리콘 플라즈마 이온원을 개발함으로써 효율적이고 경제적인 핵폐기물 처리, 동위원소 생산, 핵종변환 등을 수행할 수 있을 것으로 기대된다. 더불어, 적은 소모전력에 비해 높은 효율의 이온화율을 발생시키는 헬리콘 플라즈마의 특성에 대한 연구 및 자료의 구축을 통하여 가속기의 이온원으로써의 역할 뿐만아니라

고밀도, 대전류의 이온을 필요로 하는 다양한 연구활동에 기여하는 바가 클 것으로 기대된다.

이러한 헬리콘 플라즈마원은 ECR 플라즈마원에 비하여 장치의 간단성 및 유지, 보수 편의성으로 인하여 제작단가 및 유지비의 절감이 기대되며, 낮은 입력전력에 대해 높은 이온화율을 얻을 수 있어서 고밀도의 가속빔을 획득할 수 있으므로 처리용량의 증대를 통한 경제적인 핵종변환 및 동위원소의 생산을 이끌어 낼 수 있을 것으로 기대된다.

따라서, 본 연구는 낮은 자기장에서 높은 이온화율을 갖는 헬리콘 플라즈마의 특성을 이용하여 동위원소의 생산 및 핵종변환 등 원자력 분야에 이용될 가속기에 응용할 대전류 이온원을 개발하여, 가속기 이용의 효율성과 경제성을 크게 증진시킬 것을 목적으로 한다.

제 2 절 연구의 내용 및 범위

높은 전자온도와 이온화율을 갖는 헬리콘 플라즈마원을 가속기용 대전류 이온원으로 개발하기 위해서는 헬리콘 플라즈마 발생부를 소형화하여야 하고, 이에 수반되어 요구되는 제반문제들을 해결하여야 한다. 우선, 플라즈마 발생부의 크기를 축소함으로써 헬리콘 플라즈마의 발생이 어떠한 영향을 받을 것인지를 파악하여야 하며, 헬리콘 플라즈마의 다양한 발생 모드 중에서 가속기에 가장 적합한 모드를 선택하여 안테나를 제작하여야 한다. 가속기용으로 응용하기 위해서 필연적으로 수반되는 소형화의 과정에서 발생하는 안테나의 인덕턴스의 감소로 인한 임피던스 정합의 어려움을 해결할 것이 요구되고, 이에 따른 자장인가 시스템, RF전원 공급부 등의 부대시설들의 특별한 설계가 요구된다. 이러한 소형화에 따르

는 설계상의 제반 고려사항들을 충분히 검토, 분석하여 가속기용 헬리콘 플라즈마원의 설계를 수행한다.

설계, 제작된 헬리콘 플라즈마원은 본 연구실에서 설계, 제작된 다목적용 진공용기에 접속하여 플라즈마 발생 실험을 수행하여 헬리콘 플라즈마의 발생을 확인하고 플라즈마의 특성분석을 통하여 플라즈마원을 개선한다. 이때, 발생된 플라즈마의 특성을 분석하기 위하여 플라즈마 진단 시스템을 구축하고 플라즈마의 밀도, 온도등을 측정한다. 이온빔 인출계를 구성하고 인출된 빔의 특성을 분석하여 인출빔의 수치적 모사의 결과와 상호비교분석을 통하여 가속기용 대전류 이온원에 적용하기 위한 개념 설계를 한다.

제 2 장 국내외 기술 개발 현황

제 1 절 국내외 기술 개발 현황

1. 가속기용 이온원의 개발 추세

대전류 이온원으로 현재 사용되고 있는 것은 필라멘트에 의한 아크방전 플라즈마가 이용되어 왔으나 필라멘트의 수명이 길지 않은 단점이 있어 근래에는 ECR을 이용한 초고주파 이온원이 개발되어 사용되고 있다.^[1-4] 그러나, ECR을 이용한 초고주파 이온원은 강한 자기장이 필요하여 이온원의 질을 나타내는 에미턴스의 제한이 있다. 한편, 헬리콘 플라즈마는 ECR에 비해 아주 낮은 자기장에서 더 높은 밀도의 플라즈마를 발생시키는 특징이 있어 대전류 이온원으로 개발이 크게 기대된다.

2. 헬리콘 플라즈마 연구동향

1980년대 중반 호주의 Boswell^[5]에 의하여 헬리콘 플라즈마에 의해서 경이적으로 적은 입력전력에 비해 높은 이온밀도가 생성되는 것이 보고된 이후, 미국의 Chen^[6-7] 및 일본의 Shoji^[8] 등에 의하여 이론 및 실험적 연구가 활발히 수행되고 있다. 헬리콘 플라즈마에 대한 지금까지의 실험들은 대부분 반도체 식각 및 증착을 위한 고밀도 플라즈마의 발생에 관련된 연구에 초점을 맞추어왔으며 부분적으로 Chen 등에 의하여 전자 가속기 이온원^[9]으로써 헬리콘 플라즈마의 응용이 제안된 바 있다. 국내에서도 몇

몇 대학 및 연구소에서 이론적 연구 및 반도체 공정을 위해 헬리콘 플라즈마에 대한 연구를 수행중이다.^[10-12] 헬리콘 플라즈마를 이용한 가속기 이온원의 개발은 일본의 Y. Oka와 T. Shoji 등에 의하여 헬리콘 플라즈마를 이용한 가속기용 이온빔 연구를 시도하였으나, 11 mTorr의 플라즈마 압력 조건에서 수 μA 정도의 미미한 이온전류를 획득하는데 그치는 정도의 단순한 시도가 수행된 사례는 보고되나 본격적인 헬리콘 플라즈마의 가속기 이온원에의 응용에는 없으며 본 과제에서 처음으로 제안하며 수행할 것을 계획하고 있다.

제 2 절 연구 결과의 의의

가속기의 이온원으로써 헬리콘 플라즈마의 활용 가능성을 규명하고 양질의 고밀도 이온원을 개발함으로써 기존의 이온원을 대체할뿐만아니라 핵종 변환, 동위원소 생산등 원자력용 가속기의 대전류 이온원 개발을 선도적으로 수행함으로써 국가 기술력의 위치를 국제적으로 선양할 것으로 기대된다. 뿐만아니라, 축적된 자료들을 이용하여 반도체 공정 개발에 기여하고, 여타 고밀도 이온원을 요구하는 장치에 적용할 수 있을 것으로 기대된다.

본 연구를 통하여 개발된 새로운 개념의 헬리콘 플라즈마 이온원을 이온주입기에 응용함으로써 이온주입기 장비분야, 재료 표면 개질 분야 등의 다방면의 연구를 촉진하고, 산업적 파급효과를 얻을 수 있으며, 본 연구에서 중요시하는 국산 기자재 및 부품의 적극 활용을 통하여 국내 부품 산업의 활성화에도 기여할 것으로 파악된다.

제 3 장 헬리콘 플라즈마원

제 1 절 헬리콘 플라즈마의 발생 원리

1. 헬리콘 플라즈마의 정의 및 특성

헬리콘 플라즈마는 $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ 의 Lower Hybrid 근방의 주파수 영역에서 자기장을 따라서 진행하는 헬리콘파에 의해서 발생한다고 알려져 있으며, 자장세기의 증가에 따라 플라즈마의 밀도가 비례하여 증가하고, 낮은 입력전력에 대하여 10^{13} cm^{-3} 이상의 플라즈마 밀도를 얻을 수 있는 효율적인 플라즈마 발생방법으로 알려져 왔다.^[5,6,8]

2. 헬리콘 플라즈마의 분산관계식

반경방향으로 균일한 밀도를 가지는 경우에 대해서 헬리콘파는 다음과 같은 지배방정식에 의해서 나타내어진다.^[6,9,13]

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2-1)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2-2)$$

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}_0) - m_e v_e \vec{v} \quad (2-3)$$

이때, 변위전류는 전도전류에 비해서 무시할 정도로 작고, 이온의 운동은 전자의 운동에 비하여 무시할 수 있으며, B_0 는 z 방향으로 인가된 정자기장이다. 따라서, 벡터항등식(vector identity)에 의해서 위의 지배방정식들을 정리하면 (2-5)와 같은 벡터 헬름홀쯔 방정식을 이끌어 낼 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{B} - k \frac{\omega_{ce}}{\omega + i\nu} \nabla \times \vec{B} + \frac{\omega \omega_p^2}{(\omega + i\nu) c^2} \vec{B} = 0 \quad (2-4)$$

이것을 인수분해하면,

$$\nabla^2 \vec{B}_i + \beta_i \vec{B}_i = 0 \quad i = 1, 2 \quad (2-5)$$

와 같은 벡터 헬름홀쯔 방정식을 얻을 수 있고, 헬리콘파의 주파수가 전자 공명주파수와 비교하여 충분히 작을 경우에는 다음과 같은 하나의 근이 존재한다.

$$\beta = \frac{\omega n_0 e \mu_0}{k_{\parallel} B_0} \equiv a \text{ (상수)} \quad (2-6)$$

여기서, 헬리콘 플라즈마의 밀도는 축방향으로 인가된 자기장의 세기와 선형적으로 비례하는 관계를 가짐을 알 수 있다.

원통형 좌표계에서 반경이 a 인 지점이 절연상태인 경계조건을 사용하여 헬름홀쯔 방정식을 풀면,

$$m\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2} J_m(k_{\perp} a) + k_{\parallel} a J_m'(k_{\perp} a) = 0, \quad \alpha^2 = k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 \quad (2-7)$$

와 같이 베셀 함수로 나타내어지고 안테나의 길이에 의해서 주어진 k_{\parallel} 을 이용하여 k_{\perp} 을 구하면 (2-6)식에서 플라즈마의 밀도를 구할 수 있다. 이때, azimuthal 모드수 m 에 따라서 다양한 형태의 헬리콘 플라즈마가 발생하고, 헬리콘파에 의한 에너지의 흡수는 $[J_m(k_{\perp} r)]^2$ 에 비례하여 $J_m(k_{\perp} r)$ 이 최고값을 가지는 지점에서 플라즈마의 가열이 활발하므로 모드수에 따라서 편광된 형태의 플라즈마가 발생된다.^[10,13] $m=0$ 인 모드의 경우에 대해서는 원통의 중심축상에서 헬리콘파의 흡수가 최대가 되므로 $r/a=0$ 인 지점에서 플라즈마의 밀도가 최대가 된다.

제 2 절 헬리콘 플라즈마의 방전 기제

낮은 입력전력에서 높은 밀도의 플라즈마를 얻을 수 있는 헬리콘 플라즈마의 방전기제에 대해서는 아직도 이렇다할 확실한 이론적 근거가 마련되어 있지 않다. 실험을 통하여 확인된 현상들을 설명하는 이론적 모델들은 다양하게 제시되고 있으며 대표적인 모델에 대해서 언급하면 다음과 같다.

1. 란다우 감쇠 모델

Boswell의 실험 결과에서 헬리콘 플라즈마의 경우에 완전이온화(fully

ionization)에 가까울 정도의 고밀도 플라즈마가 발생되지만^[5,7], 기존의 방전기제로서는 설명할 수가 없다. 이러한 헬리콘 플라즈마의 방전기제를 설명하기 위하여 F.F. Chen은 헬리콘파의 위상속도에 근접한 속도를 가진 전자의 가속에 의하여 플라즈마 가열된다고 설명하였다. 즉, 맥스웰 분포에서 헬리콘파의 위상속도보다 느린 전자가 빠른 전자보다 많으므로 란다우 감쇠과정을 거치면서 평균적으로는 전자를 가속하게 되고 플라즈마의 가열효과를 얻을 수 있다.^[6]

다음과 같은 선형화된 섭동 블라소프 방정식,

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{e}{m} E_z \frac{\partial f_0}{\partial v_z} = \nu \left(\frac{n_1}{n_0} f_0 - f_1 \right) \quad (2-8)$$

을 이용하여 근사적으로 축방향의 전류는 다음과 같이 유도된다.

$$j_z = \frac{i\varepsilon\omega_p^2}{\omega} E_z \left(1 - \frac{i\nu}{\omega} - 2i\sqrt{\pi}\xi^3 e^{-\xi^2} \right) \quad (2-9)$$

이때, 오른쪽의 두번째 항은 충돌효과에 의한 축방향의 전류를 나타내고, 세번째 항은 란다우 감쇠에 의한 축방향의 전류를 나타낸다. 따라서, 유효 충돌 주파수는 충돌주파수와 란다우 감쇠 주파수의 합으로 나타내어질 수 있다.

$$\nu_{eff} = \nu + \nu_{LD}, \quad \nu_{LD} = 2\sqrt{\pi}\xi^3 e^{-\xi^2} \quad (2-10)$$

$\xi=1.225$ 일때, 위상속도와 열속도가 비슷하고 란다우 감쇠가 최대가

된다. 또한, 충돌 주파수와 최대 란다우 감쇠 주파수가 같아지는 지점에서 플라즈마의 밀도는 $n_c [cm^{-3}] = 2.6 \times 10^{11} \omega [sec^{-1}]$ 와 같은 임계밀도 관계를 가지고, 임계밀도 이하에서는 란다우 감쇠가 주류를 이룬다. 또한, 임계밀도 관계식에서 주파수가 높아질 수록 란다우 감쇠의 영향이 커짐을 알 수 있다.

2. 공명-반공명 방전 모델

헬리콘 안테나가 플라즈마 발생부의 내부에 삽입되었을 경우에 Shamrai 등에 의하여 계산된 분산관계식에 따르면 헬리콘 모드와 TG (Trivelpiece-Gould) 모드가 결합된 형태로 플라즈마가 발생된다.^[14-15] 공명방전 모델에서의 분산관계식은 진공중의 굴절률을 N , TG 모드와 헬리콘 모드에 대해서 자장에 수직인 방향으로의 굴절률을 각각 N^+ , N^- 라 두고 안테나의 반경을 R_0 라 두면,

$$D_{TG} \cdot D_H = 0 \quad (2-11a)$$

$$D_{TG} = J_m(N^+ R_0) \quad (2-11b)$$

$$D_H(N^- R_0) = NR_0 J_m'(N^- R_0) + m J_m(N^- R_0) \quad (2-11c)$$

와 같이 나타내어 진다. (2-11) 식에서 TG 모드와 헬리콘 모드의 분산관계식이 다음과 같이 유도된다.

$$B_0 = \left(\frac{m_e c}{e} \right) \left(\frac{a_{mp} \omega}{k_{\parallel} r} \right) \quad (2-12a)$$

$$\frac{n_H}{B_0} = \left(\frac{c}{4\pi e} \right) \left(\frac{k_{\parallel}}{\omega r} \right) \left(a_{mp} - \frac{k_{\parallel} r}{m} \right) \quad (2-12b)$$

(2-12a)의 조건이 만족되는 경우를 헬리콘 플라즈마의 공명방전이라고 하며, 안테나와 외벽간의 진공간격을 고려한 반공명 모델의 경우에는 두가지의 모드가 공존하여 안테나 근방에서는 TG 모드의 기여에 의한 플라즈마의 가열기제가 주류를 이루고, 플라즈마의 내부에서는 헬리콘 모드에 의한 플라즈마 가열이 주류를 이루게 된다. 반공명 방전에서 플라즈마의 밀도가 최대가 되는 경우는 헬리콘 모드만이 존재하는 상태이므로 전체적인 플라즈마의 가열은 공명, 반공명 모델 모두에서 헬리콘 모드가 주된 역할을 담당한다.

제 4 장 대전류 고밀도 이온원 인출 모사

제 1 절 대전류 고밀도 이온원의 특성

1. 이온원의 구성

이온원은 크게 플라즈마 발생부와 이온빔 인출부로 구성되어 있다. 플라즈마 발생부에서는 이온빔 인출을 위한 충분한 플라즈마 이온을 공급하고 인출부에서는 이온을 인출 및 가속시킨다. 플라즈마 발생부는 발생 방식에 따라 아크방전, 글로우방전 고주파 및 초고주파 방전 등의 다양한 플라즈마원이 이용될 수 있으나, 장시간 안정적으로 플라즈마 발생이 용이한 고주파를 이용한 플라즈마원이 유망하다.^[16]

빔인출을 위하여 고전압을 인출전극에 부하하고 전위차에 의해 이온들이 가속된다. 그림 4.1에서 보듯이 사용된 인출전극은 주로 3전극이 사용되고 있으며, 첫번째 전극은 플라즈마 발생부로부터 플라즈마를 인출하므로 인출전극 혹은 플라즈마전극으로 불리기도 한다. 아울러, 고전압이 인가되는 전극의 모양을 변화시키거나 인가전압의 조절을 통하여 요구되는 빔 형태나 전류를 생성하여 두번째 전극인 가속전극으로 가속하고, 요구되는 에너지의 이온빔을 세번째 전극인 그라운드전극을 통해 빔을 얻을 수 있다. 주로 가속전극으로 음전위로 인가되어 있으며 전자들이 플라즈마 발생부로 역류하는 현상을 막기 위해 사용된다.

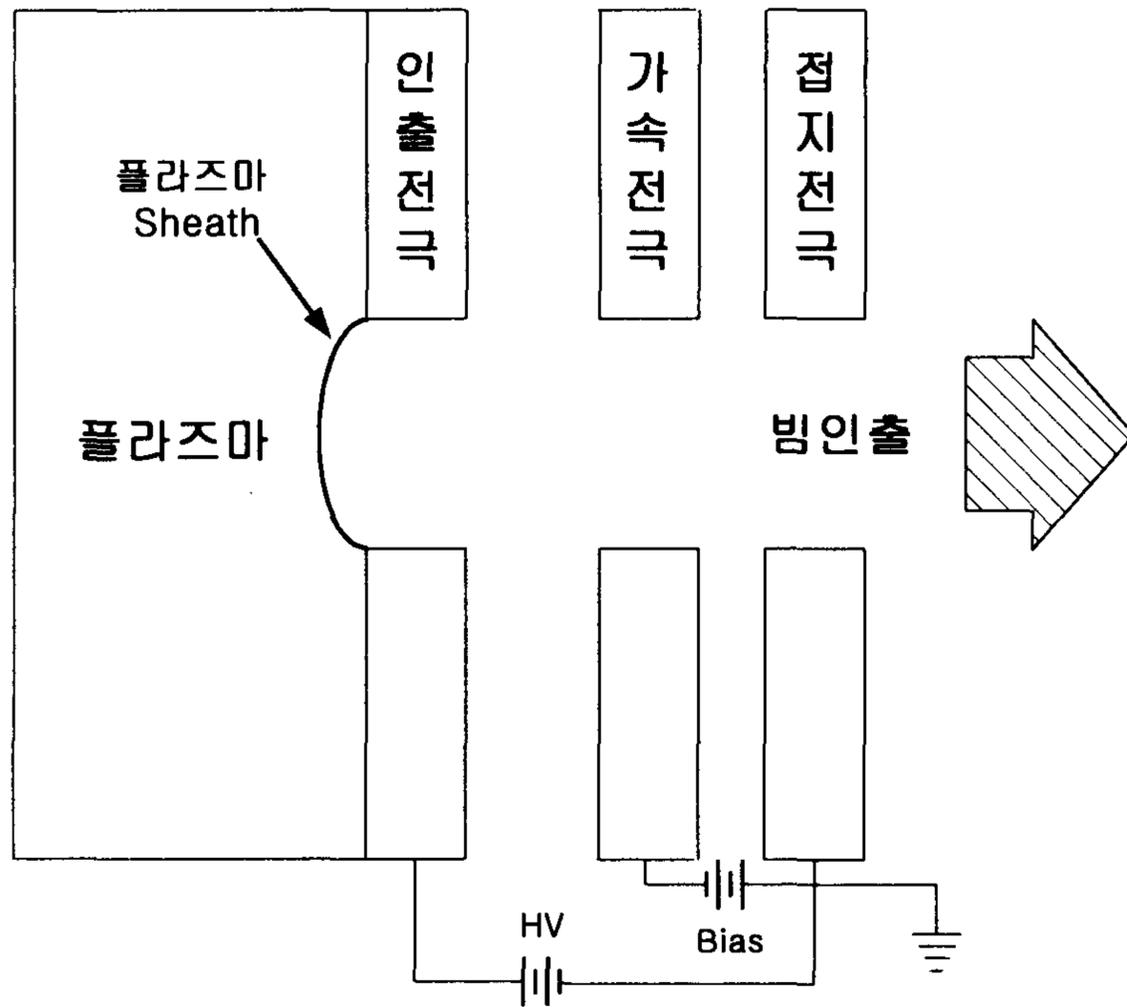


그림 4.1 이온빔 인출계 구조의 개략도

2. 이온빔 인출

이온빔 인출은 플라즈마 발생부의 이온공급원과 가속전극 사이의 고전압부하에 의해 이루어지므로 가속된 이온빔의 궤적은 플라즈마 밀도와 인출전위에 의해 결정되는 가상의 플라즈마 sheath 모양에 의해 영향을 받는다. 그림 4.2(a)와 같이 플라즈마 밀도가 인출전위보다 상대적으로 높을 경우, 구형 플라즈마 sheath의 중심이 플라즈마에 위치하여 sheath의 모양은 인출전극쪽으로 볼록한 모양을 가지고, 인출빔은 발산하는 모양을 가진다. 반면, 플라즈마 밀도가 인출전위에 비해 낮은 경우 플라즈마 sheath의 중심이 인출전극 쪽에 위치하여 sheath 모양도 바뀌고 인출빔은 집속된 형태를 이룬다. 그러나, 인출전위나 플라즈마 밀도 중에서 한 부분이 지배할 경우, sheath의 곡률반경 작아지고 과도하게 빔이 집속되거나 빔이 발산하게 되므로 빔특성이 떨어지게 된다. 따라서, 요구되는 인출빔 모양을 얻기 위해서는 플라즈마 밀도와 인출전위의 최적조건을 구하는 것이 중요하다. 이온인출계통의 설계시에는 일반적으로 시뮬레이션 코드를 통해 수치적으로 플라즈마 sheath 문제를 풀고 플라즈마 밀도와 인출전위에 대한 정보와 인출빔에 관한 정보를 얻는다.^[17]

제 2 절 이온원 설계변수^[17]

1. 정성적 변수 : 빔전류 밀도

이온주입기나 가속기와 같은 장비용 이온원은 일반적으로 대밀류 이온원이 요구된다. 대전류 이온원은 이온빔 크기를 확장하면 대전류 빔인출

이 가능하지만 빔크기가 커지면 시스템 구성을 위한 비용의 문제가 발생하여 일정한 빔크기에서 가능한 최대전류 이온빔을 인출하기 위해선 대전류 밀도의 이온빔이 요구된다.

전류밀도는 플라즈마 발생부의 플라즈마 밀도와 인출부의 인출전위에 의해 정의되고 실제로 플라즈마원의 플라즈마 생성율과 인출전위에 의한 공간전하 효과에 의해 전류밀도가 결정된다.

가. 플라즈마 생성율

이온 saturation전류밀도는 아래 식 (4-1)에서 보듯이 이온밀도와 전자 온도에 비례하므로 충분한 이온밀도가 공급되어야 대전류밀도 빔을 얻을 수 있다.

$$j_s = n q \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (4-1)$$

여기서 kT_e 는 전자운동에너지, n_i 는 플라즈마 이온밀도 m_i 는 이온질량, q 는 전하를 뜻한다.

나. 공간전하효과

최대 공간전하전류밀도는 Child-Langmuir식에 의해 아래와 같이 구할 수 있다.

$$j_c = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2q}{m}} \frac{\varphi^{3/2}}{d^2} \quad (4-2)$$

여기서, φ 는 인출전위, ϵ_0 는 자유공간에서의 permittivity d 는 인출전극간 거리를 나타낸다.

식 (4-2)에서 보듯이 전류밀도는 인가된 인출전위에 비례하고 플라즈마전극과 가속전극 사이의 거리에 반비례한다. 아크가 발생하지 않는 범위 내에서 인출전압은 최대한 크고, 전극간거리는 적을수록 더 큰 전류밀도를 얻을 수 있다. 플라즈마 밀도가 충분히 공급된다고 가정하고 전극모양에 따른 빔 발산효과를 무시하면 얻을 수 있는 최대의 전류밀도를 구할 수 있다.

2. 정성적 변수 : 낮은 에미턴스^[18]

빔에미턴스는 인가된 자장, 빔크기 및 이온온도 등의 몇가지 인자에 의해 영향을 받는다. 정규화된 에미턴스는 다음 식과 같이 자장 및 빔크기에 의존한다.

$$\epsilon_n = 1.6 \times 10^{-5} \left(\frac{q}{a} \right) B r^2 \quad (4-3)$$

또한, 이온온도 효과도 정규화된 에미턴스와 관련된 경험식으로도 설명될 수 있다.

$$\epsilon_n = 0.0653 r \left(\frac{kT_i}{a} \right)^{1/2} \quad (4-4)$$

여기서 a 는 원자번호, B 는 자장(G), T_i 는 이온 온도이다.

이들 변수는 빔에미턴스를 증가시키므로 빔에미턴스를 허용되는 범위 이하로 유지하기 위하여 낮은 수준으로 조절되어야 한다.

3. 시스템 변수 : 시스템 건전성 및 장수명

이온원 뿐만아니라 모든 시스템에 적용되는 제한인자이지만 이온원의 경우에서도 빔특성 이상으로 중요하며 시스템은 장기간 안정적으로 운전이 가능해야 한다. 특히, 가속기용 이온원의 경우에는 매우 중요하게 된다. 기존의 대전류 이온원에 주로 이용된 아크 방전을 이용한 플라즈마의 경우, 필라멘트의 수명제한으로 인해 연속운전이 어렵다. 최근에는 아크방전 플라즈마를 대체 가능한 플라즈마원으로 필라멘트 등이 필요 없는 연속운전이 가능한 고주파 및 초고주파 방전을 이용한 플라즈마원이 이온원으로서의 가능성 연구와 실제로 이온주입기 등의 이온원으로 이용되고 있다.

아울러, 이온원 인출 계통의 경우 좁은 영역에서 전기장이 높게 분포하므로 전기적 아크문제도 안정적 운전을 위해서는 중요하게 된다. 특히, 인출전위가 주어질 경우 전극간 거리는 전기적 방전 조건에 의해 결정되고 아래 경험식 (4-4)에 의해 최소 전극간 거리를 구할 수 있다.

$$d_{\min} [mm] \geq 1.41 \times 10^{-2} \phi^{3/2} [kV] \quad (4-5)$$

인출전극 설계 시에는 장치내의 아크방전을 막기 위해 항상 최소전극 거리에 수mm의 여유를 둔다. 특히 전자의 역류를 막기 위한 음전위로 인가된 전극은 전자 방출을 막기 위하여 항상 원형으로 제작한다.

제 3 절 최적 인출 계통 계산

1. 시뮬레이션 코드를 이용한 이온 인출 계통 설계

가. 이온 인출 계통의 필요성

앞절에서 언급했듯이 이론적 최대 전류밀도는 공간전하 제한 전류밀도 식인 식 (4-2)에 의해 간단한 계산으로도 구할 수 있으며, 인출전위가 크고 인출전극 거리가 짧으면 대전류밀도 빔을 얻을 수 있었다. 반면, 아크 발생을 막기위해 인가된 인출전위가 크면 클수록 전극간 거리는 멀어져야 하므로 최적의 이온원 전류밀도는 최대인출전위와 그 인출 전위에 해당하는 최소전극간 거리에 의해 결정된다. 실제의 빔전류밀도는 이론적 최대 빔전류밀도와는 차이가 있으며 인가된 인출전기장이 상대적으로 높아 제어 가 어려운 빔발산이 존재하거나 인출된 플라즈마 이온들이 전극으로 손실이 존재하기 때문이다. 빔발산은 인출계통에서의 플라즈마 밀도와 인출전위에 의해 결정되는 플라즈마 sheath 모양에 의존한다.

간단한 계산에 의해 이론적 최소 발산은 빔 반경과 전극간거리의 비로 정의되는 aspect ratio(r/d)=0.47일 때 얻을 수 있다. 반면, 인가된 전기장과 전극구조에 의해 빔발산 효과가 고려된 자세한 빔 모양은 적절한 가정을 통해 수치적 방법을 이용하여 계산하여야 한다.

나. IGUN[®] code^[19-20]

실제 전극구조에서의 빔인출 시뮬레이션이 IGUN[®] code를 이용하여 이루어졌다. IGUN은 플라즈마원의 자유경계에서 양이온 인출모사 위한 프로그램이다. 플라즈마 sheath는 수학적 계산을 위해 이온과 전자의 운동을 간단하게 가정한 다음 수치적 방법에 의해 선형 poisson방정식을 푼다. 사용된 가정으로 전자는 $eU_e = kT_e$ 의 특정에너지를 가지는 볼츠만 에너지 분포를 가지며 전지장 벽을 형성한다. 이온은 eU_i 의 에너지로 직접 sheath로 들어간다고 가정한다. IGUN코드 시뮬레이션을 통해 인출빔 전류, 빔에미턴스, 그때의 플라즈마 밀도 등의 빔특성 뿐만 아니라 빔의 profile도 볼 수 있다. 아울러, 상대적으로 높은 전기장이 인가되어 아크방전이 발생할 가능성이 있는 위치에 대한 정보도 알 수 있다.

다. 인출전극 기하학적 구조

50 keV의 이온빔을 얻기 위하여 전극의 모양이 결정 되었으며 전극간 거리는 식 (4-5)으로부터 50 kV의 전위차에서 아크발생을 막기 위한 최소전극간거리 5 mm에 3 mm여유를 두어 전극간 거리는 8 mm로 하였다. 빔크기는 최소 빔발산을 위한 Aspect ratio, 즉 8 mm전극간 거리일 때, 7.6 mm 반경으로 정하였다. 아울러, 전극모양은 quasi-pierce각을 가지는 형태를 도입하였다.

2. 시뮬레이션 결과

가. 전류밀도 및 플라즈마 밀도와의 관계

시뮬레이션은 50 mA부터 200 mA에 걸쳐 수행하였으며 전류밀도는 103 mA/cm²부터 414 mA/cm²까지 인출이 가능함을 볼 수 있다. 공간 전하 전류밀도에 대해 실제 전류밀도의 비를 나타낸 perveance는 414 mA/cm²의 전류밀도에서도 47 %정도를 유지하고 있다.

표 4.1에서 보듯이 인출 전류밀도는 이온포화 전류밀도가 플라즈마 이온의 밀도와 선형적으로 비례한다. 414 mA/cm²의 전류밀도를 인출하기 위하여 8.9×10^{11} cm⁻³의 플라즈마 전자밀도가 필요하므로 플라즈마원으로부터 충분한 양의 고밀도 플라즈마가 공급되어야 한다.

표 4.1 빔인출 모사 결과

(빔전류, 빔전류밀도, 플라즈마밀도, 에미턴스, 빔발산각, perveance)

I (mA)	j (mA/cm ²)	n_p (#/cm ³)	ε_n (mm mrad)	α (mrad)	P/Ps (%)
200	414	8.90×10¹¹	0.170	120	47.6
150	331	6.67×10¹¹	0.323	80	35.7
100	206	4.16×10¹¹	0.348	25	23.8
50	103	2.08×10¹¹	0.414	20	11.9

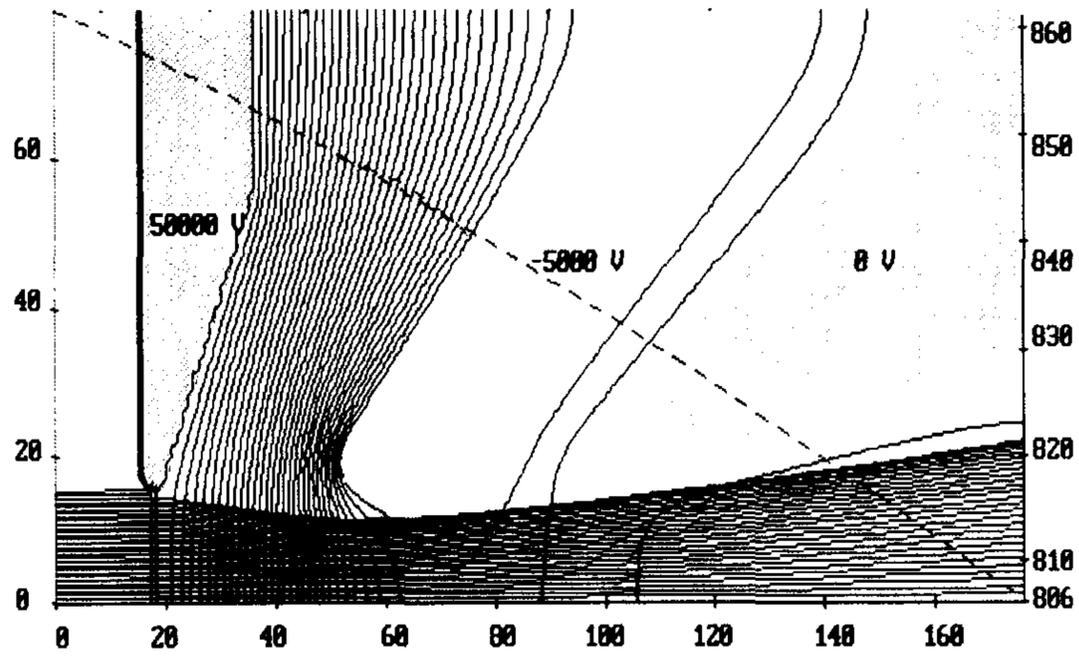
나. 플라즈마 경계면 모양과 빔 profile

앞절에서 언급한 바와 같이 플라즈마 sheath의 모양은 플라즈마 밀도와 인출전위에 의해 결정되므로 전극구조가 동일하고 인출전위가 일정할 때 인출구에서의 플라즈마 경계면과 빔 profile이 전류밀도에 따라 변함을 시뮬레이션을 통해 확인할 수 있었으며, 그림 4.2에 도시하였다. 예를들어 인출전류밀도가 큰 경우 플라즈마 밀도가 높으며 플라즈마 경계면이 인출구 외부쪽으로 치우친 타원형을 가지며 그림 4.2(d)에서 보듯이 빔발산이 커지는 모양을 볼 수 있었다. 반면, 전류밀도와 플라즈마 밀도가 작을 경우에는 플라즈마 경계면이 플라즈마 내부쪽으로 치우치고 빔이 과도하게 집속되는 형태를 가지고 빔에미턴스 특성도 떨어지게 된다. 빔발산 효과가 고려된 최적의 빔 profile은 그림 4.2(b)에서 보듯이 331 mA/cm^2 의 전류밀도를 갖는 거의 평판 모양을 가지는 플라즈마 경계면일 때 가능하다.

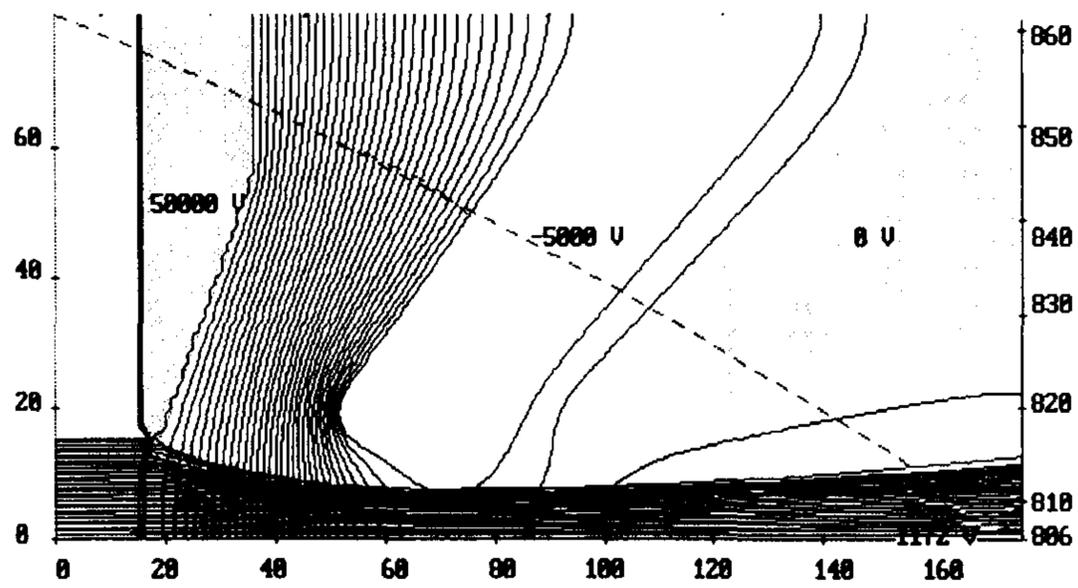
3. 대전류밀도 이온원으로의 타당성

앞절에서 보았듯이 빔발산 문제로 인해 331 mA/cm^2 일 때 최적의 빔 전류 밀도라고 사료되지만, 발산각이 비교적 큰 120 mrad 일 경우에 414 mA/cm^2 의 대전류밀도 빔도 얻을 수 있으므로 빔발산이 중요한 인자로 작용하지 않고 대전류밀도 이온빔이 요구되는 이온주입기 등에는 414 mA/cm^2 의 대전류밀도 빔도 가능하리라 기대된다. 뿐만아니라 가속기용 이온원의 경우 일반적으로 이온원 다음 단에 빔을 집속할수 있는 솔레노이드 전자석이나 고주파 quadrapole과 같은 장치가 위치하여 다소 큰 빔발산

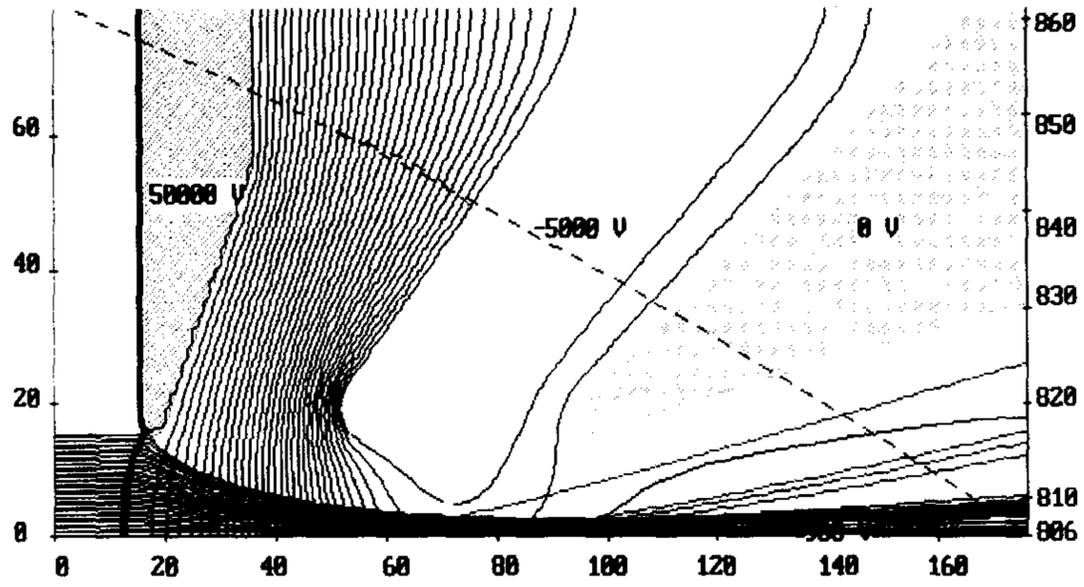
각을 가지는 빔도 제한요건 이하의 빔에미턴스 특성만 가진다면 다소의 빔 발산각을 가지더라도 대전류밀도의 가속기용 대전류 이온원으로 가능하다. 따라서, 414 mA/cm^2 의 전류밀도일 경우도 에미턴스는 $0.17 \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ 정도의 낮은 수준으로 유지되고 이온원 다음 단의 집속장치의 집속능만 충분하면 가속기용 대전류이온원으로 가능하리라 본다. 또한, 요구되는 대전류밀도 빔을 인출하기 위해서 플라즈마 밀도는 414 mA/cm^2 의 전류밀도의 경우 $8.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 수준으로 고밀도 플라즈마원이 요구되므로 10^{13} cm^{-3} 이상의 플라즈마 밀도를 얻을 수 있는 헬리콘 플라즈마는 대전류밀도 이온원의 플라즈마 발생부로 사용 가능하리라 본다.



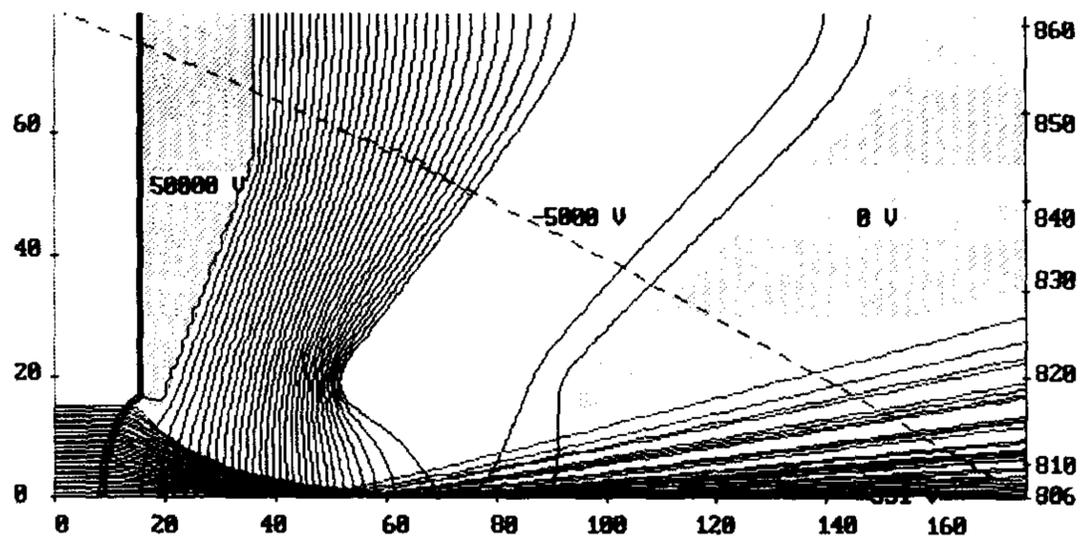
(a) 441 mA/cm^2 일 때의 빔 profile



(b) 331 mA/cm^2 일 때의 빔 profile



(c) 206 mA/cm^2 일 때의 빔 profile



(d) 103 mA/cm^2 일 때의 빔 profile

그림 4.2 이온빔 전류에 따른 인출빔의 profile

제 5 장 헬리콘 플라즈마 시스템

제 1 절 헬리콘 플라즈마 시스템 설계

헬리콘 플라즈마 시스템은 솔레노이드형과 영구자석형으로 설계하였으며 그림 5.1과 그림 5.2에 각각의 시스템에 대한 개략도를 나타내었다.

1. 플라즈마 발생부

헬리콘 플라즈마의 발생부는 플라즈마 발생용기, 헬리콘 안테나, RF 정합 시스템, RF 전원공급장치로 구성된다. 이들 발생부의 요소들은 설계 변수에 있어서 상호연관관계를 가지므로 설계에 있어서 독립적으로 한가지 요소의 사양을 정할 수가 없는게 특징이다.

가. 플라즈마 발생용기

Boswell, Chen 등에 의해서 수행된 다양한 방식의 헬리콘 플라즈마 발생실험 결과에서 반경 20 mm인 방전용기에서도 충분히 헬리콘 플라즈마가 발생가능하다는 사실을 확인할 수 있다.^[7] 이러한 근거에 따라서, 가속기용 이온원의 요구조건인 소형화의 가능성을 파악하고 가공이 용이한 반경 25 mm 크기의 pyrex관을 이용하였다. pyrex관의 길이의 결정문제에서는 RF 주파수에 따른 헬리콘파의 파장에 의해서 결정되는 헬리콘 안테나의 길이와의 관련성으로 인하여 RF 전원의 주파수 선정 및 RF 정합

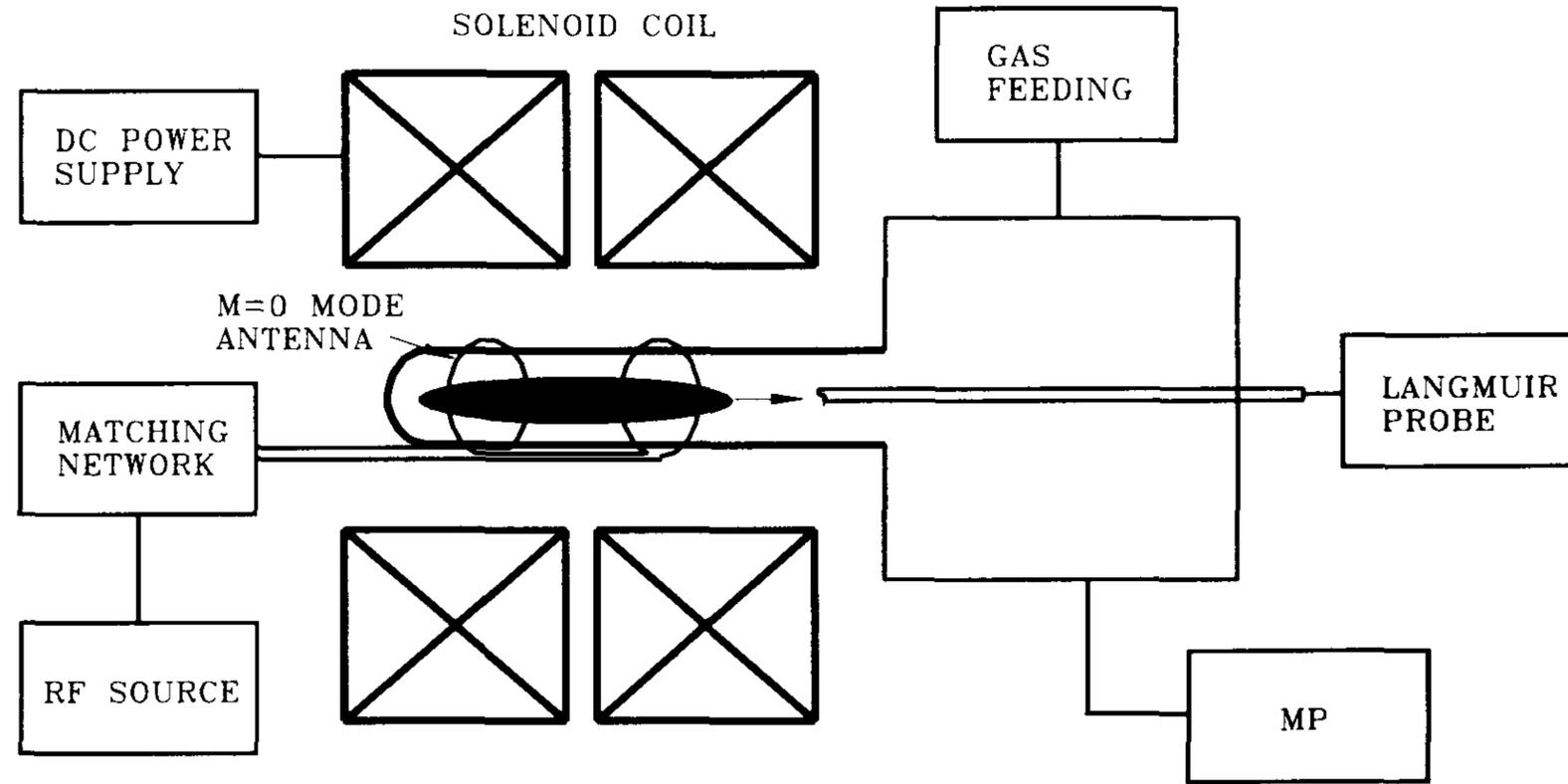


그림 5.1 전자석형 헬리콘 플라즈마 시스템 개략도

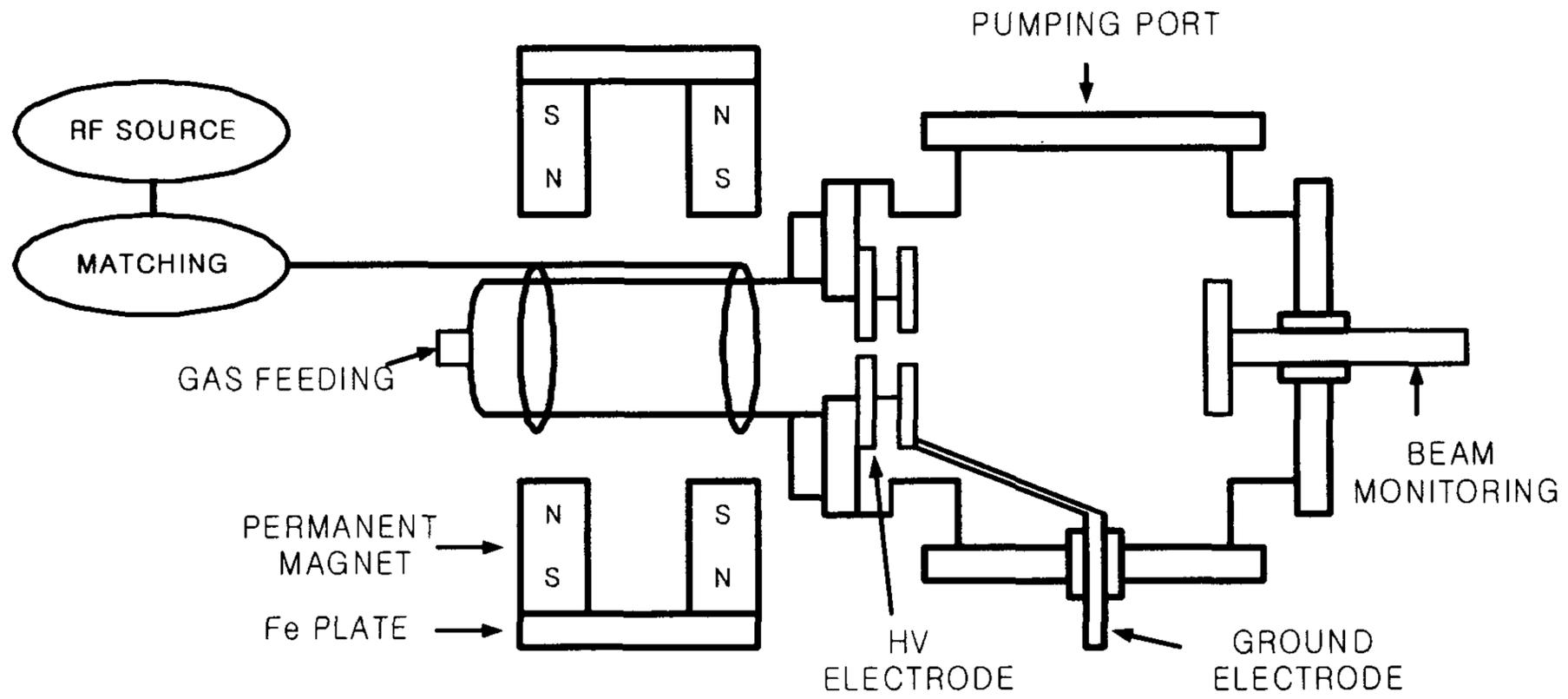


그림 5.2 영구자석형 헬리콘 플라즈마 시스템 개략도

시스템의 설계를 고려하여 최적의 조건을 찾았다. 즉, 2장에서 언급된 란다우 감쇠 모델에서와 같이 위상속도와 열속도가 비슷한 값을 가질 때 플라즈마의 가열이 최대가 되는 관계에서,

$$L = \frac{5.93 \times 10^5 E_e^{1/2}}{2f} \quad (5-1)$$

와 같이 주어진 플라즈마 기체에 대하여 안테나의 길이는 헬리콘파의 주파수와 반비례하는 관계를 가지고 높은 주파수에 대해서 안테나의 길이를 축소할 수 있음을 알 수 있다. 따라서, RF 정합 조건과 RF 전원의 선택 결과를 고려하여 헬리콘 안테나의 길이는 90 mm에서 결정하였고, 안테나의 길이의 결정을 근거로 pyrex관의 길이를 120 mm ~ 200 mm의 범위에서 결정하였다.

나. 헬리콘 안테나

헬리콘 안테나의 규격의 결정은 앞서 플라즈마 발생용기의 설계에서 언급한 것과 같이 다른 설계 변수들과 서로 복합적으로 연관되어 있다. 또한, 헬리콘 안테나의 설계 문제에서는 다양한 헬리콘 플라즈마 모드 중에서 용도에 적합한 모드를 선택하는 것과 플라즈마 발생용기의 설계와 연관되어 있는 안테나의 반경 및 길이의 결정이 이루어져야 한다.

모드의 결정 문제에서는 3장 1절에서 언급한 바와 같이 가속기 응용에 적합한 모드는 원통의 축상에 플라즈마의 집속이 일어나는 $m=0$ 인 모드이므로, 이 모드를 발생시킬 수 있는 그림 5.3과 같은 모양의 안테나로 결정하였다. 안테나의 반경은 플라즈마 발생부의 외경에 의하여 결정되었으

며, 길이는 100 MHz의 RF 전원에 대하여 90 mm로 결정하였다.

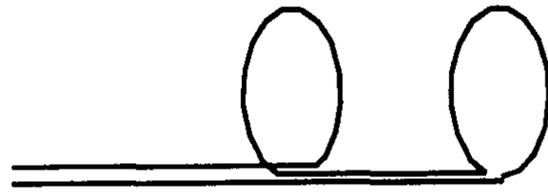


그림 5.3 $m=0$ 모드 헬리콘 안테나 모형

RF에 대하여 skin depth는,

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu_0\omega}} \text{ (m)} \quad (5-2)$$

의 관계를 가지므로, 100 MHz의 높은 주파수에 따르는 저항의 증가를 억제하기 위하여 안테나의 표면에 은을 도금하였다. 이때, 제작된 안테나의 인덕턴스는 380 nH, 저항은 0.15 Ω 으로 측정되었다. 또한, 전기적 절연의 문제를 해결하기 위하여 안테나의 표면에 Al_2O_3 를 피복하였고, 냉각을 위하여 안테나의 재료로 3 mm 외경의 구리관을 사용하여 냉각수를 공급할 수 있도록 하였다.

다. RF 임피던스 정합^[22-24]

RF 전원의 출력단의 임피던스와 안테나 측의 임피던스가 같을 때 RF 전력이 가장 효율적으로 전달될 수 있으므로, 유도부하에 대하여 축전형 임피던스 정합 시스템을 연결하여 전원부와 안테나간의 임피던스를 맞추어

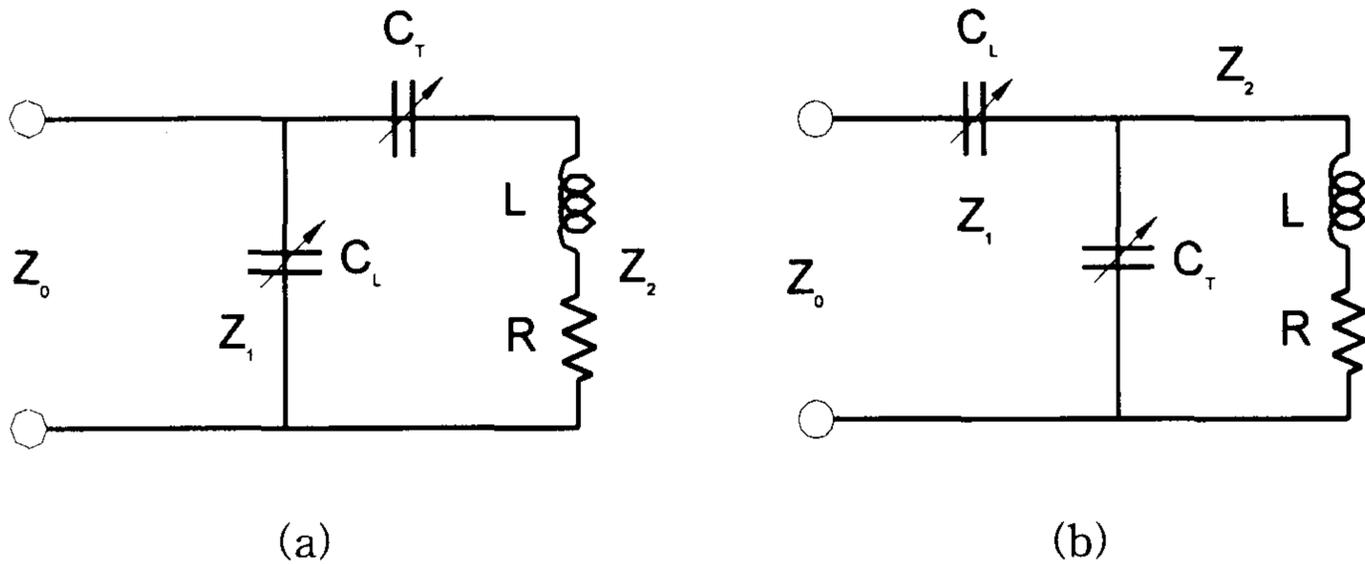


그림 5.4 RF 임피던스 정합 회로 (a) 표준형, (b) 변환형

주어야 한다. 임피던스 정합 시스템은 축전기의 연결 방식에 따라 그림 5.4 와 같이 크게 두 종류로 나뉘고, 표준형에 대해서는 그림 5.4(a)에서

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} \tag{5-3}$$

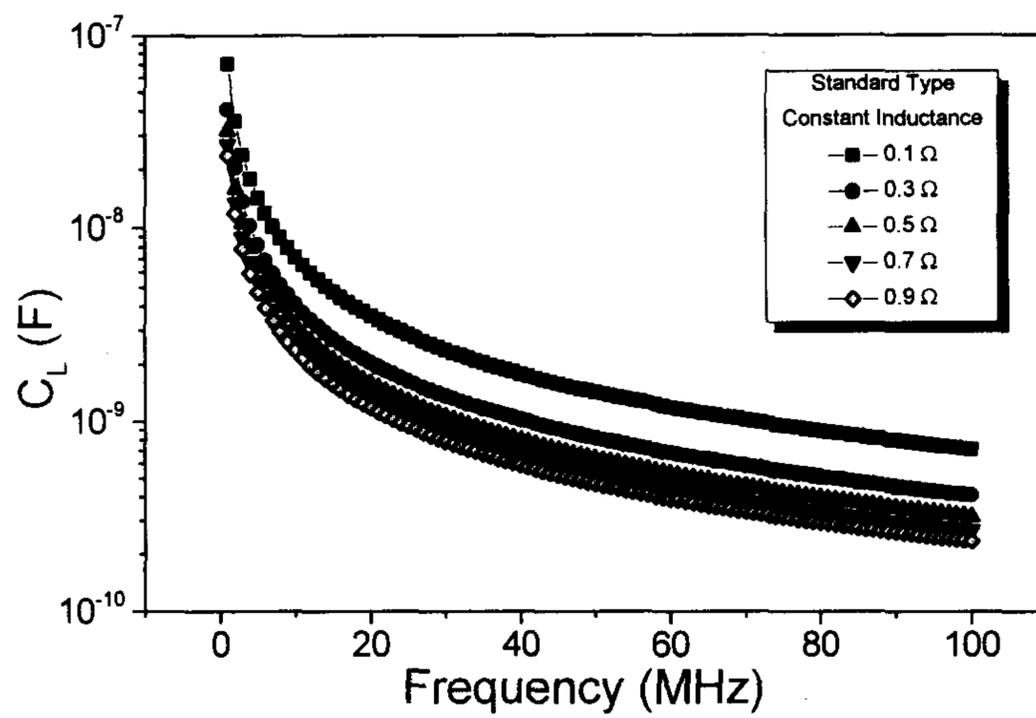
이때, $Z_1 = \frac{1}{j\omega C_T}$, $Z_2 = \frac{1}{j\omega C_L} + (R + jX)$ 이고, 정합 조건

$$Z_0 = R_0 + j0, \quad Re(Z) = R_0, \quad Im(Z) = 0$$

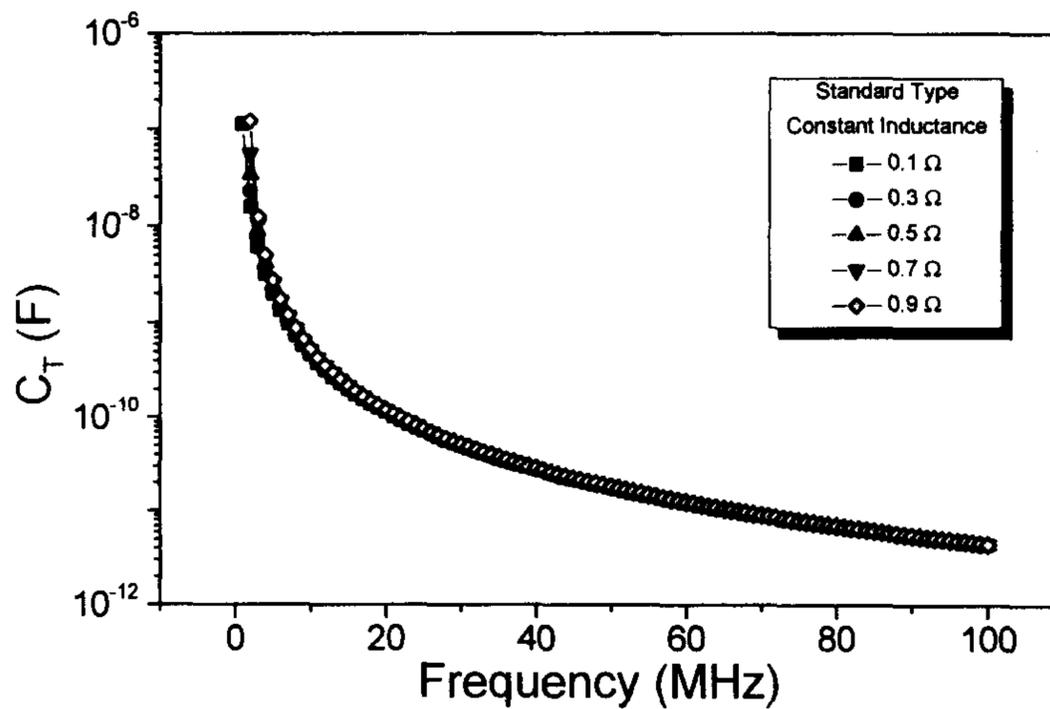
에 의하여 계산하면,

$$C_L = \frac{1}{2\omega R} \left[1 - \left(1 - 2\frac{R}{R_0} \right) \right]^{1/2}, \quad C_T = \left[\omega^2 L - \frac{1 - R/R_0}{C_L} \right]^{-1} \tag{5-4}$$

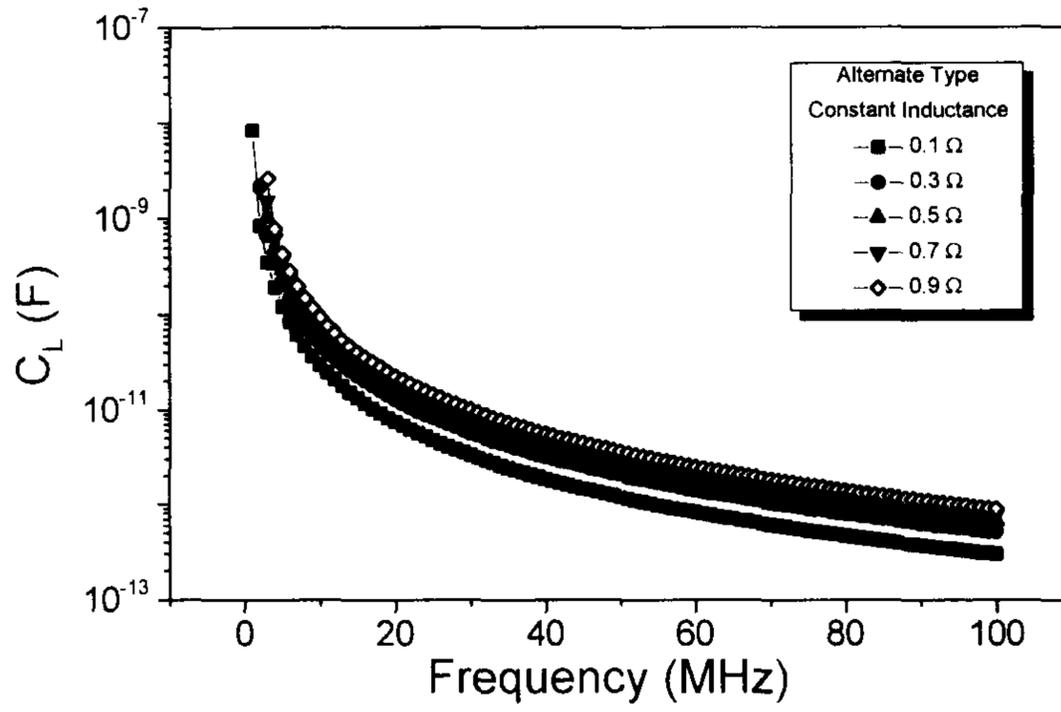
이 유도되고 식 (5-4)를 주파수 변화에 따라 도시하면 그림 5.5(a)(b)와 같



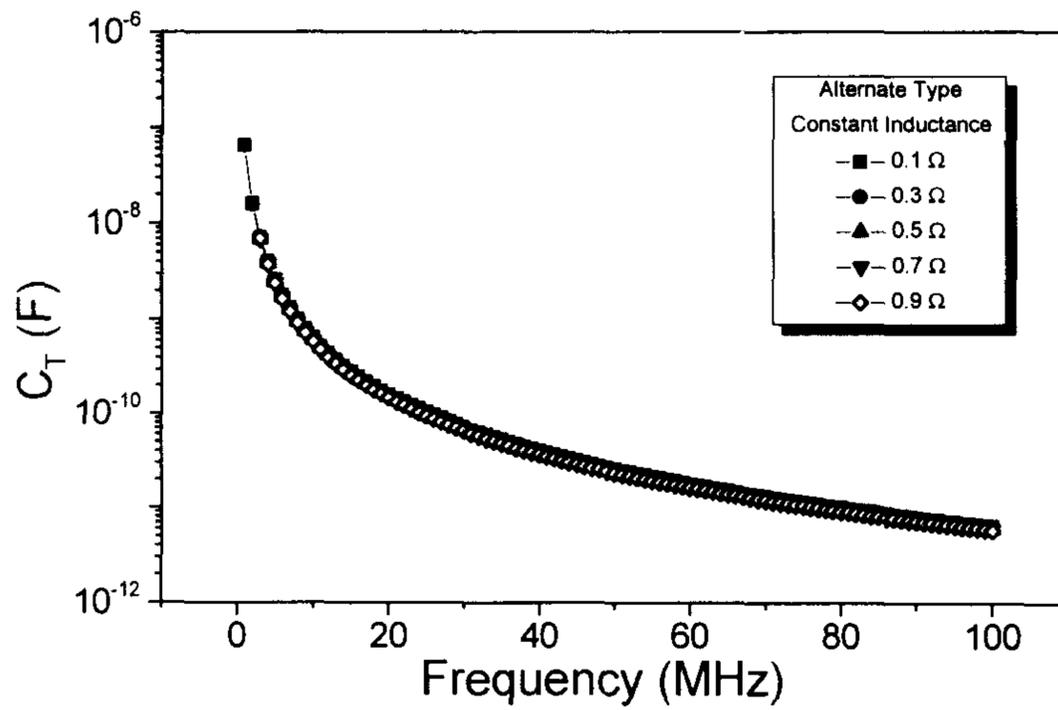
(a) 표준형 회로에서의 주파수 변화에 따른 loading capacitance



(b) 표준형 회로에서의 주파수 변화에 따른 tuning capacitance



(c) 변환형 회로에서의 주파수 변화에 따른 loading capacitance



(d) 변환형 회로에서의 주파수 변화에 따른 tuning capacitance

그림 5.5 주파수 변화에 따른 임피던스 정합조건에서의 축전용량

다. 마찬가지로 변환형의 경우에 대해서도 그림 5.5(c)(d)에 도시하였다.

그림 5.5에서 보는 바와 같이 낮은 주파수 영역에서는 변환형 정합 방식이 표준형 정합 방식에 비하여 낮은 C_L 값을 사용할 수 있는 장점을 지니고 있고, 높은 주파수 영역에서는 변환형 정합 방식의 경우에는 너무 낮은 C_L 값으로 인하여 표준형 정합 방식이 임피던스 정합에 유리함을 알 수 있다. 또한, 가속기에 응용하기 위하여 소형화된 헬리콘 안테나의 인덕턴스가 작으므로 변환형의 경우에는 매칭조건이 존재하지 않는 경우도 발생된다. 따라서, RF 주파수가 높은 쪽이 임피던스 정합에 유리하다는 것을 파악할 수 있고, 표준형 정합 방식이 적합하다는 것을 알 수 있다.

계산 결과에 의해서 사진 5.1과 같이 제작하였으며 제작 사양은 표 5.1과 같다.

라. RF 전원

RF 정합 조건의 계산 결과에서 낮은 안테나 인덕턴스의 경우에 높은 주파수 영역이 임피던스 정합에 유리한 것을 파악하였고, 이러한 결과를 기준으로 FM 방송용 송신기용으로 널리 사용되는 100 MHz 대역의 RF 전원을 사용하여 저항이 50Ω 인 동축전선을 통하여 임피던스 정합부와 연결하여 안테나에 전원을 공급할 수 있도록 하였다. RF 전원의 전력은 100 Watt 급의 전원을 사용하여 낮은 전력에서 헬리콘 플라즈마의 발생을 관찰하였다.



사진 5.1 RF 임피던스 정합 시스템 (소형화하기 이전)

표 5.1 헬리콘 플라즈마 임피던스 정합 시스템 제작 사양

Parameters		Figure
RF Frequency		100 MHz 100 W
Antenna inductance		380 nH
Antenna Resistance		0.15 Ω
Tuning Capacitor		10~700 pF
Loading Capacitor		10~1000 pF
Fixed Capacitor		10, 25, 100 pF
Matching Condition	C_T	8 pF
	C_L	800 pF

2. 축방향 자장 인가부

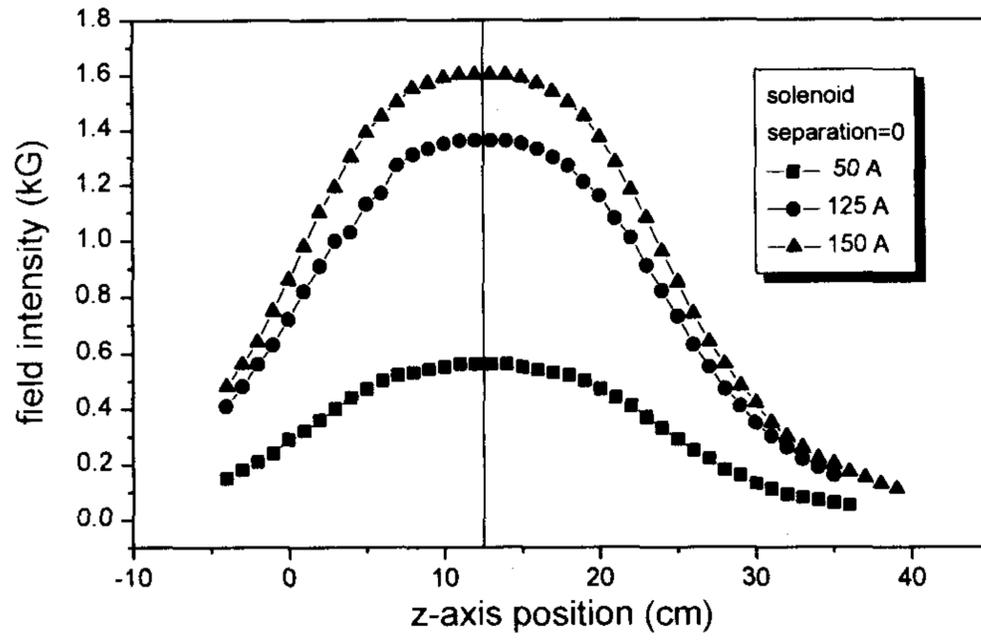
가. 솔레노이드 코일 시스템

솔레노이드형 축방향 자장 인가부는 헬리콘 플라즈마를 발생시키기 위해서 원통의 플라즈마 발생용기의 축방향으로 균일한 자기장을 인가하기 위한 장치들의 조합이다. 여기에는 자기장을 유도하기 위한 솔레노이드 코일, 솔레노이드 코일에서 발생하는 열을 제거하기 위한 냉각계통과 솔레노이드 코일에 전류를 공급하기 위한 직류전원으로 구성된다.

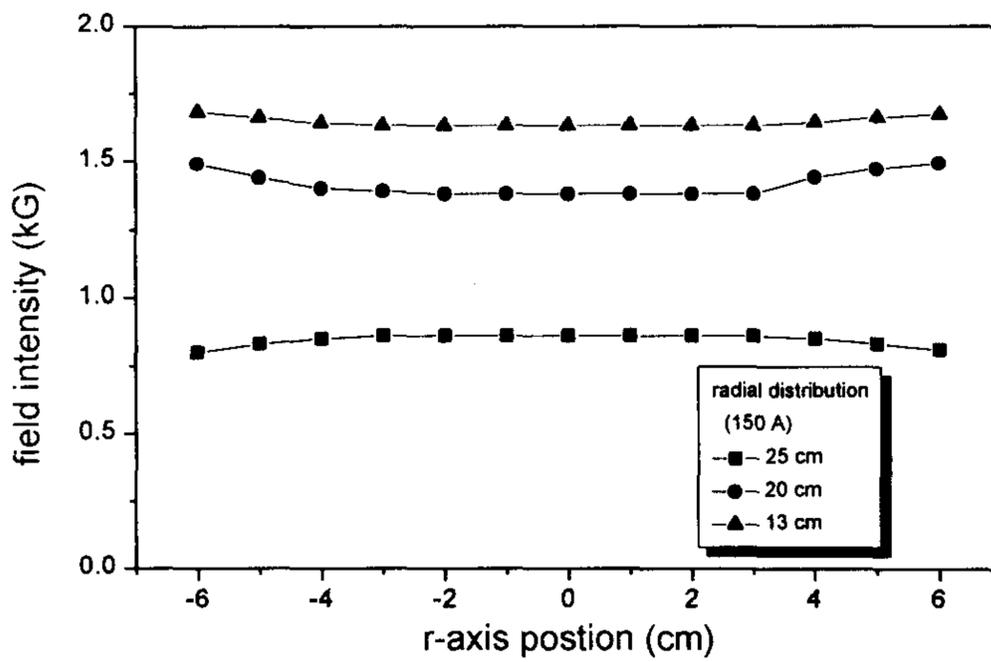
지금까지 실험결과들에 따르면 수백 가우스의 균일한 축방향 인가 자장에 의해서 헬리콘 플라즈마가 발생한다고 보고되고 있다.^[5-15] 본 연구에서도 이와같은 실험결과들을 바탕으로 솔레노이드 코일에 흐르는 전류의 세기에 따라서 200 A의 직류전류에서 최대 1.5 kG까지 인가할 수 있도록 제작하였다. 전류가 솔레노이드 코일을 흐름에 따라서 발생하는 열을 제거하기 위하여 사각관 형태의 구리관을 사용하여 관의 내부에 냉각수를 흘림으로써 발생하는 열을 제거하도록 하였다. 제작된 솔레노이드 코일의 전류특성은 그림 5.6에 나타내었다.

나. 영구자석 시스템

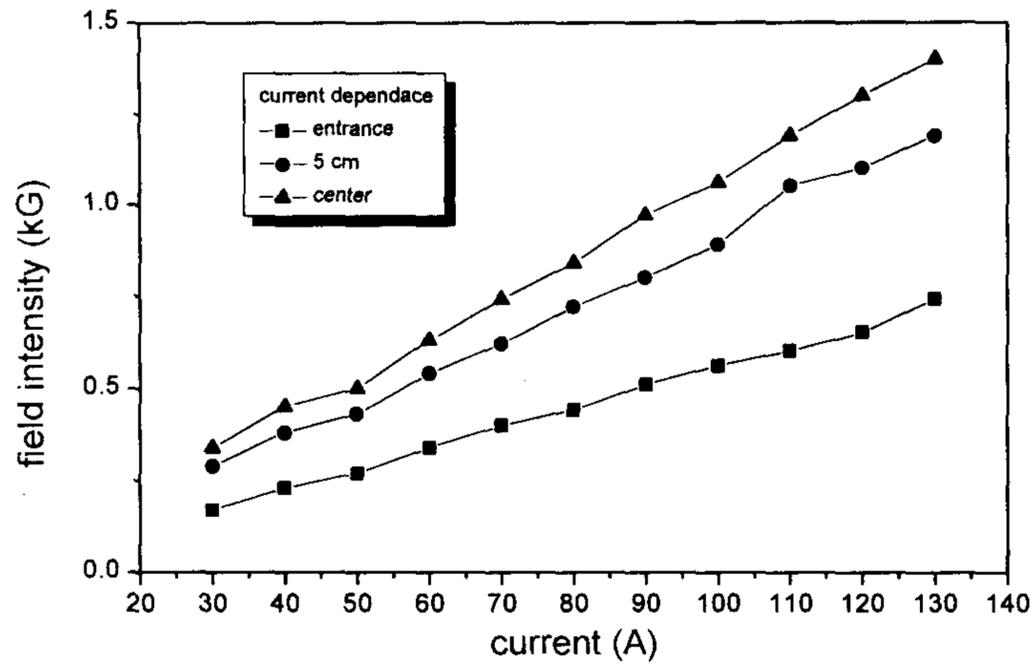
솔레노이드 시스템의 경우에는 축방향의 자장을 인가하기 위하여 솔레노이드 코일뿐만아니라, 자장유기용 직류전원, 냉각계통 및 배선 등이 추가적으로 들어가므로 장치가 복잡해 질 뿐만아니라, 전체 시스템 제작비용이 커지고 고전류에 의한 안전사고의 위험들이 잠재한다. 이러한 문제점을 한꺼번에 해결할 수 있는 획기적인 방법으로 사진 5.2와 같이 영구자석을



(a) 축방향의 자기장의 세기 분포



(b) 반경방향의 자기장의 세기 분포



(c) 전류의 변화에 따른 자기장의 세기 변화

그림 5.6 솔레노이드 코일의 전류 및 자기장 특성

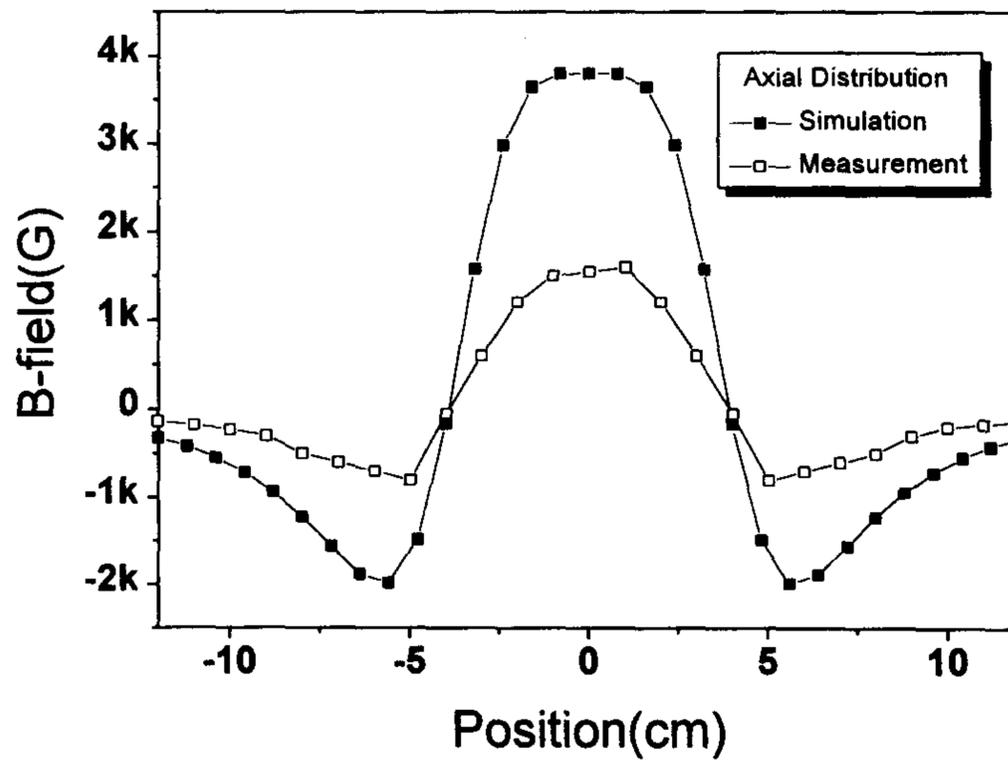


그림 5.7 영구자석의 축방향 자장 분포

이용하여 직류전원 계통, 냉각계통 등의 복잡한 시스템을 하나의 개체로 설계하였으며, 자장의 특성은 그림 5.7과 같다.

3. 진공계

헬리콘 플라즈마의 동작압력이 수 mTorr 영역으로 알려져 있으므로, 그보다 낮은 10^{-6} Torr의 바탕압력을 얻을 수 있는 진공계의 설계가 요구된다. 따라서, 고진공을 획득할 수 있는 200 l/sec의 터보분자펌프 또는 600 l/sec 오일확산펌프를 이용하여 진공배기를 수행하였다. 이때, 터보분자펌프는 다목적용 진공용기의 주 배기 시스템으로 구축되어 있는 상태로 헬리콘 플라즈마 시스템을 탈착하여 실험을 수행하였다. 플라즈마 발생부를 간단히 제작된 빔인출계와 연결하고 빔인출계를 통하여 진공배기를 수행하였다.

4. 플라즈마 기체 공급계

양성자 가속기의 이온을 발생시키기 위해서는 플라즈마 기체로써 수소를 사용할 것이 요구된다. 수소 기체의 경우 폭발성이 있으므로 안전성의 문제에서 우선적으로 수소에 가장 근접한 원소인 헬륨 기체를 이용하여 플라즈마 발생 실험을 수행하도록 계획하였고, 일정한 압력을 유지할 수 있는 정밀밸브를 사용하였다.

제 2 절 헬리콘 플라즈마 이온원

1. 빔인출 시스템

원자력용 가속기에 사용될 이온빔 인출계의 경우, 4장에서 설명한 바와 같이 50 kV의 인출전압 환경에서 이온빔을 인출할 것을 전제로 본 연구를 수행하고 있다. 본격적인 이온빔 인출계를 구성하기 위한 전단계로써 기본적인 인출실험을 수행하기 위하여 그림 5.2의 우측 부분과 같이 간단한 구조의 빔인출계를 구성하고, 최고 5 kV의 직류전원을 공급하여 이온 및 전자의 전류를 측정하였고 헬리콘 플라즈마 이온원의 가능성을 타진하려 하였다. 이때, 실제의 인출계에 적용될 사양인 영구자석 시스템을 이용한 실험 장치를 구성하였다.

2. 대전류 헬리콘 플라즈마 이온원

그림 5.8과 같이 single-stage로 플라즈마 발생부에서 발생된 플라즈마로부터 직접적으로 빔인출부를 통하여 이온 및 전자를 인출하는 방법과 그림 5.9와 같이 DuoPIGatron 형태의 two-stage 헬리콘 플라즈마 이온원을 통하여 상단부에서 하단부로 인출된 이온 및 전자를 2차적으로 활용하는 방법을 취할 수 있다.

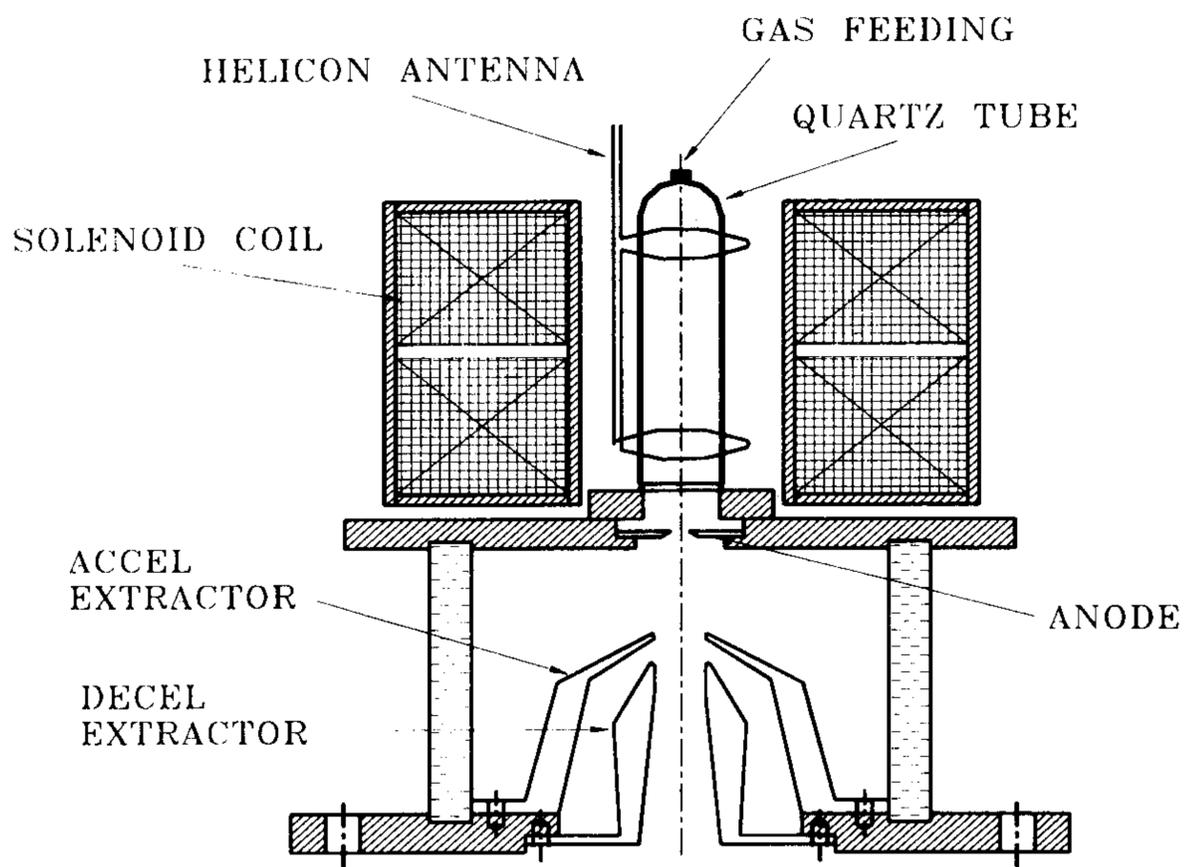


그림 5.8 single-stage 헬리콘 플라즈마 이온원

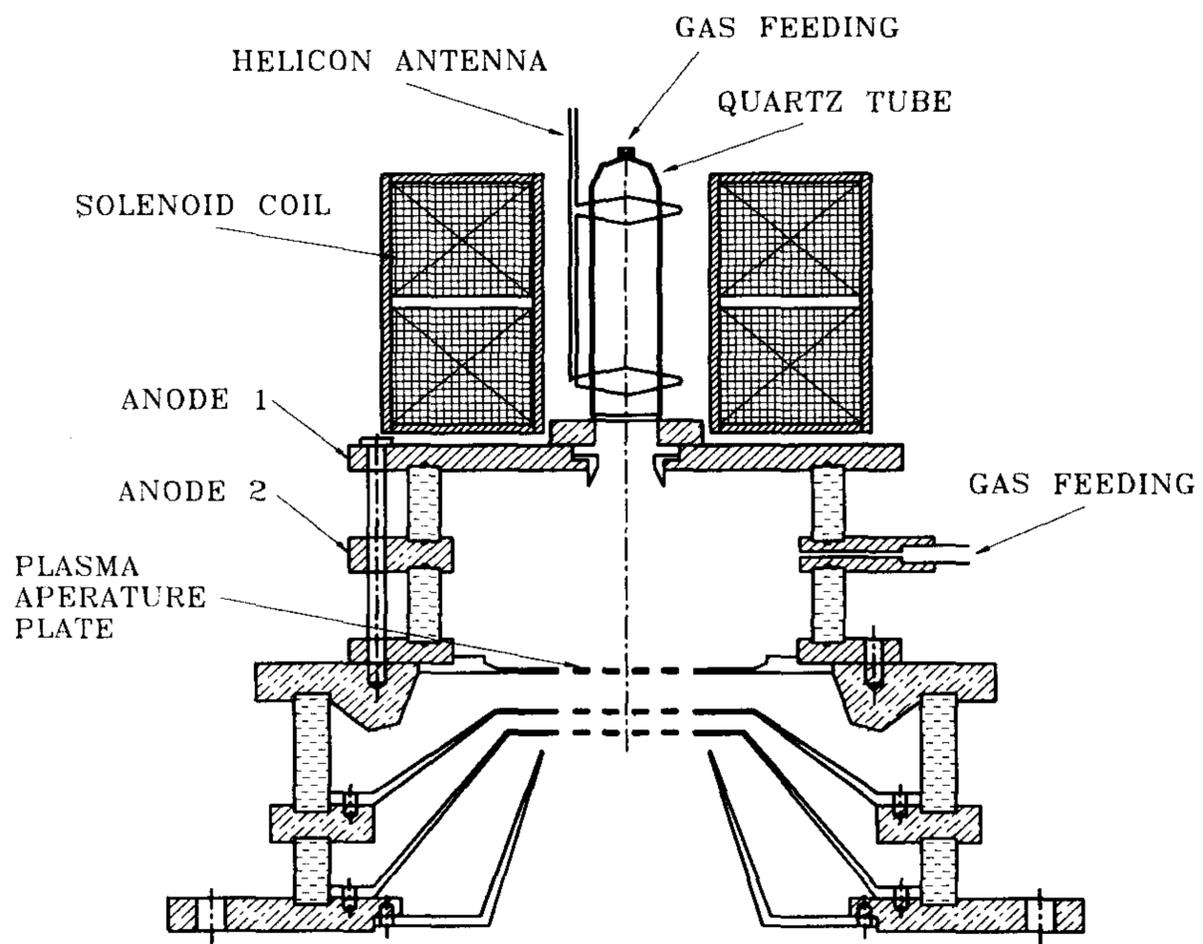


그림 5.9 two-stage 헬리콘 플라즈마 이온원

제 6 장 헬리콘 플라즈마 특성 실험 및 빔인출 실험

제 1 절 헬리콘 플라즈마 특성 실험

1. 플라즈마 발생 실험

사진 6.1과 같이 제작된 초소형 헬리콘 플라즈마 시스템에서의 플라즈마의 방전조건을 관찰하기 위한 실험을 수행하였다. 실험조건은 표 6.1에 나타낸 것과 같이 압력, 축방향 인가자장, RF 전력 등을 가변시키면서 수행하였다. 헬리콘 모드가 발생하기까지 초기에는 축전성분에 의한 방전의 개시가 선행되고, 플라즈마의 상태가 변함에 따라서 유전성분에 의한 방전으로 전이가 일어나고, 최종적으로 고밀도 플라즈마 상태인 헬리콘 모드로 전이한다. 이 과정에서 RF 임피던스 정합조건의 변화가 관찰되었으며, 구체적인 플라즈마의 밀도-자장 관계의 측정을 통한 헬리콘 플라즈마의 발생을 확인하는 전단계에서 헬리콘 모드의 발생을 예측할 수 있었다. 사진 6.2는 헬리콘 플라즈마가 발생하였을 때, 관측 방향에 따른 플라즈마 불꽃의 모습으로 4 mTorr의 헬륨 기체 분위기에서 20 Watt의 RF 전력을 공급하였다.

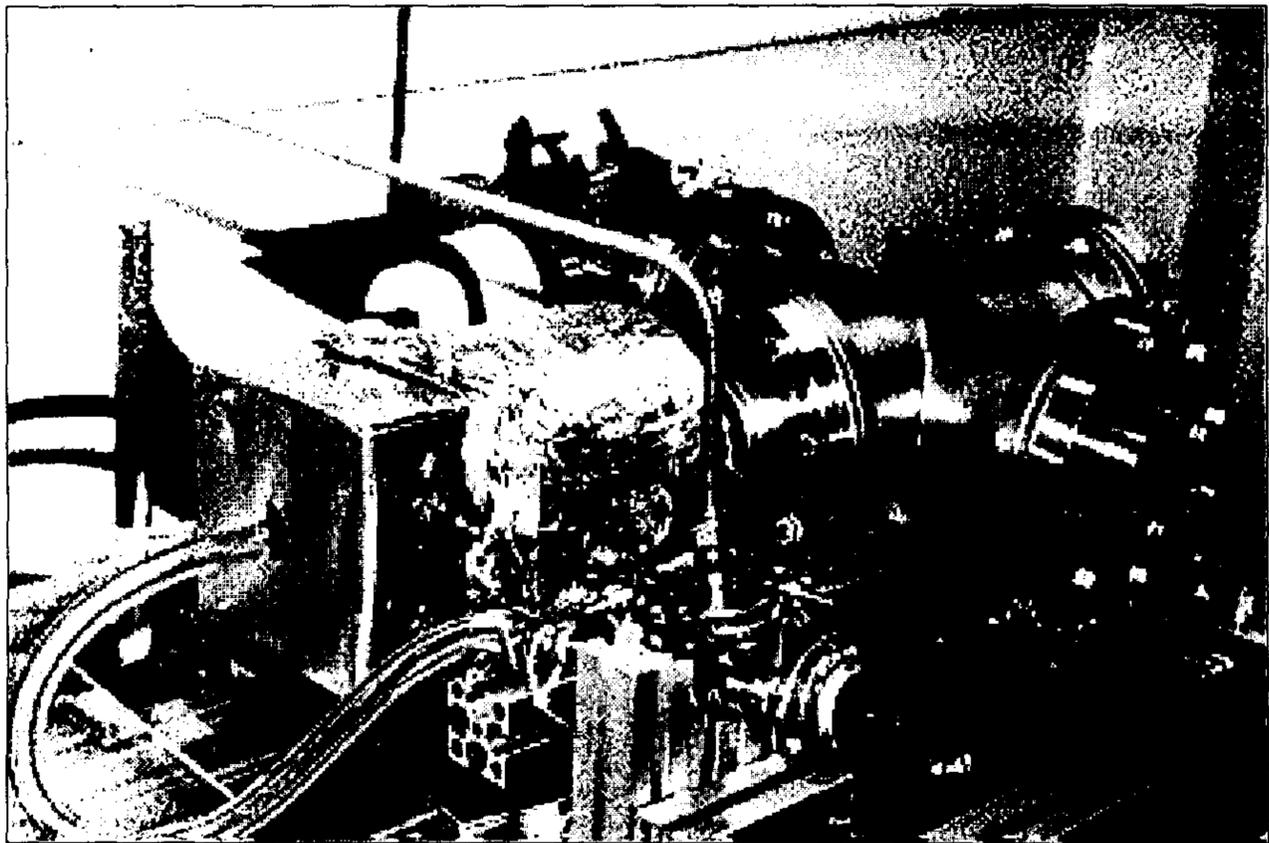
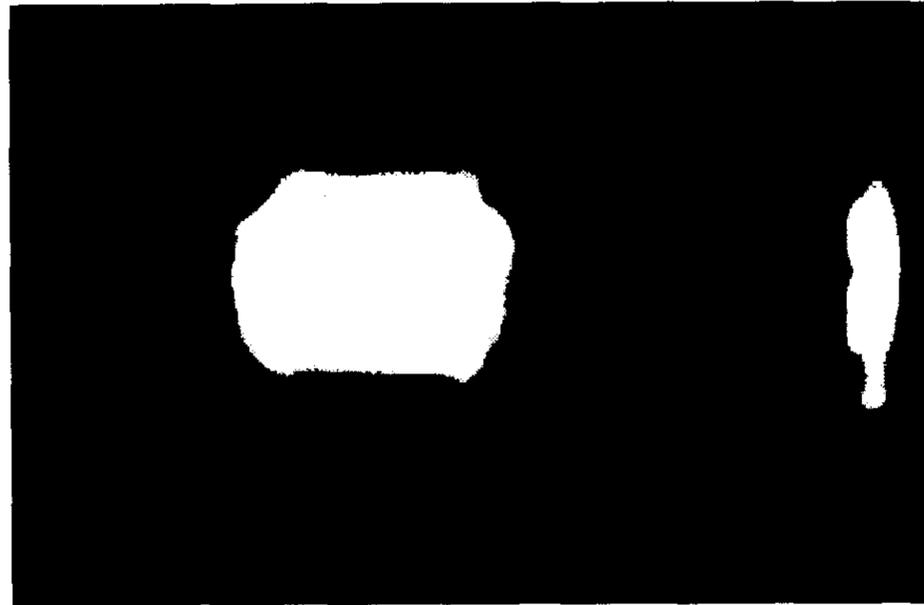


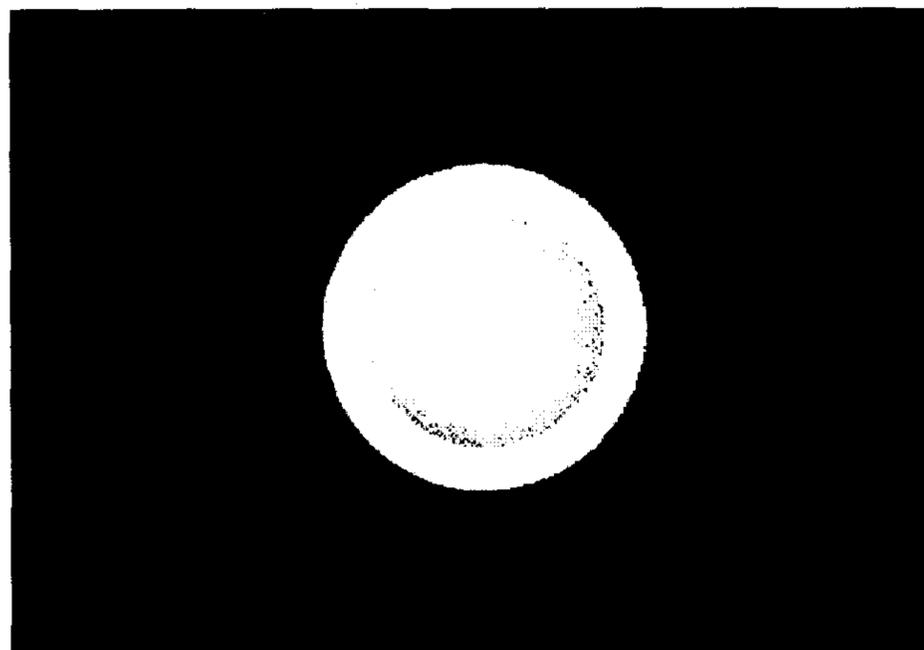
사진 6.1 초소형으로 제작된 헬리콘 플라즈마 시스템

표 6.1 헬리콘 플라즈마 발생 장치의 운전 조건

Parameter	Condition
RF Frequency	100 MHz
RF Power	10~50 W
Base Pressure	$\sim 10^{-6}$ Torr
Operating Pressure Range	~ 5 mTorr
Plasma Gas	Air, He
Axial Magnetic Field	400~1300 Gauss



(a) 영구자석 측면의 시창구를 통해 본 모습



(b) 빔인출부쪽 시창구를 통해서 본 모습

사진 6.2 영구자석형 헬리콘 플라즈마의 모습

2. 플라즈마 진단

가. Langmuir 탐침^[24]

위의 설계에 의해서 제작되어 발생된 플라즈마의 밀도 및 온도 특성을 측정하기 위하여 단일탐침 형태의 원통형 langmuir 탐침을 제작하였다. 원통형 탐침일 경우, 플라즈마는 균일하고 맥스웰 분포를 가지고 이온의 온도는 전자의 온도에 비하여 무시할 정도로 작다고 보았으며, 헬리콘 플라즈마의 특성상 축방향의 자장이 인가되어 있는 상황을 가정하였다. 이 때, 플라즈마의 온도는

$$kT_e = \frac{e}{\frac{d \ln(I - I_{is})}{dV}} \quad (6-1)$$

의 관계에 의해서 I_{is} 를 측정함으로써 구할 수 있다. 또한, 플라즈마의 밀도는 탐침에 걸리는 역전압(bias voltage)가 부유전압에 비하여 작을 경우에 탐침에는 이온에 의한 전류만 흐르게 되고 다음과 같이 나타내어진다.

$$I_{is} = 0.61 e A n \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{1/2} \quad (6-2)$$

이때, 자기장에 의한 보정계수로 0.61을 사용하였으며, A 는 탐침의 표면적, m_i 는 이온의 질량을 나타낸다. langmuir 탐침 시스템은 그림 6.1과 같다.

나. 플라즈마 밀도 측정

식 (2-6)에서와 같이 헬리콘 플라즈마는 주어진 시스템의 조건에서 플라즈마의 밀도가 자장의 변화에 선형적으로 비례하는 관계를 지닌다. 따라서, 축방향 자기장의 변화에 따른 플라즈마의 밀도 변화를 관찰함으로써 헬리콘 플라즈마의 발생여부를 관찰 할 수 있다. 그림 6.1과 같이 꾸며진 langmuir 탐침계를 통하여 플라즈마의 부유전압, 플라즈마의 포화이온전류를 측정하여 플라즈마의 밀도를 위의 식(6-1), 식(6-2)를 통하여 계산하였다. 자장의 변화에 따른 플라즈마의 밀도 변화를 그림 6.2에 도시하였고, 800~1300 G의 축방향 인가 자장의 변화에 따라서 플라즈마의 밀도가 선형적인 비례관계에 있음을 확인함으로써 헬리콘 플라즈마의 발생을 확인하였다.

3. 플라즈마 모드의 전이

헬리콘 플라즈마를 발생시키기 위한 방전과정에서 플라즈마의 임피던스 정합 조건이 축전 모드, 유전 모드, 헬리콘 모드로 순차적으로 바뀌는 것을 확인하였으며, 정합조건 변화의 정도는 유전모드에서 헬리콘 모드로 전이할 때에 가장 현격한 변화의 차이를 보였다. 축전용량의 증감 방향에서도 축전 모드에서 유전 모드로의 전이가 일어날 때와는 반대 방향의 축전성분의 변화가 요구되었다. 또한, 입력전력의 변화에 따른 플라즈마의 상태를 관찰한 결과, 기존에 보고된 바와 같이 헬리콘 플라즈마가 발생하기 위해서는 일정 이상의 입력전력이 필요한 것이 관찰되었다. 이러한 임계전력의 관찰은 임피던스 정합조건을 통하여 쉽게 관찰할 수 있었

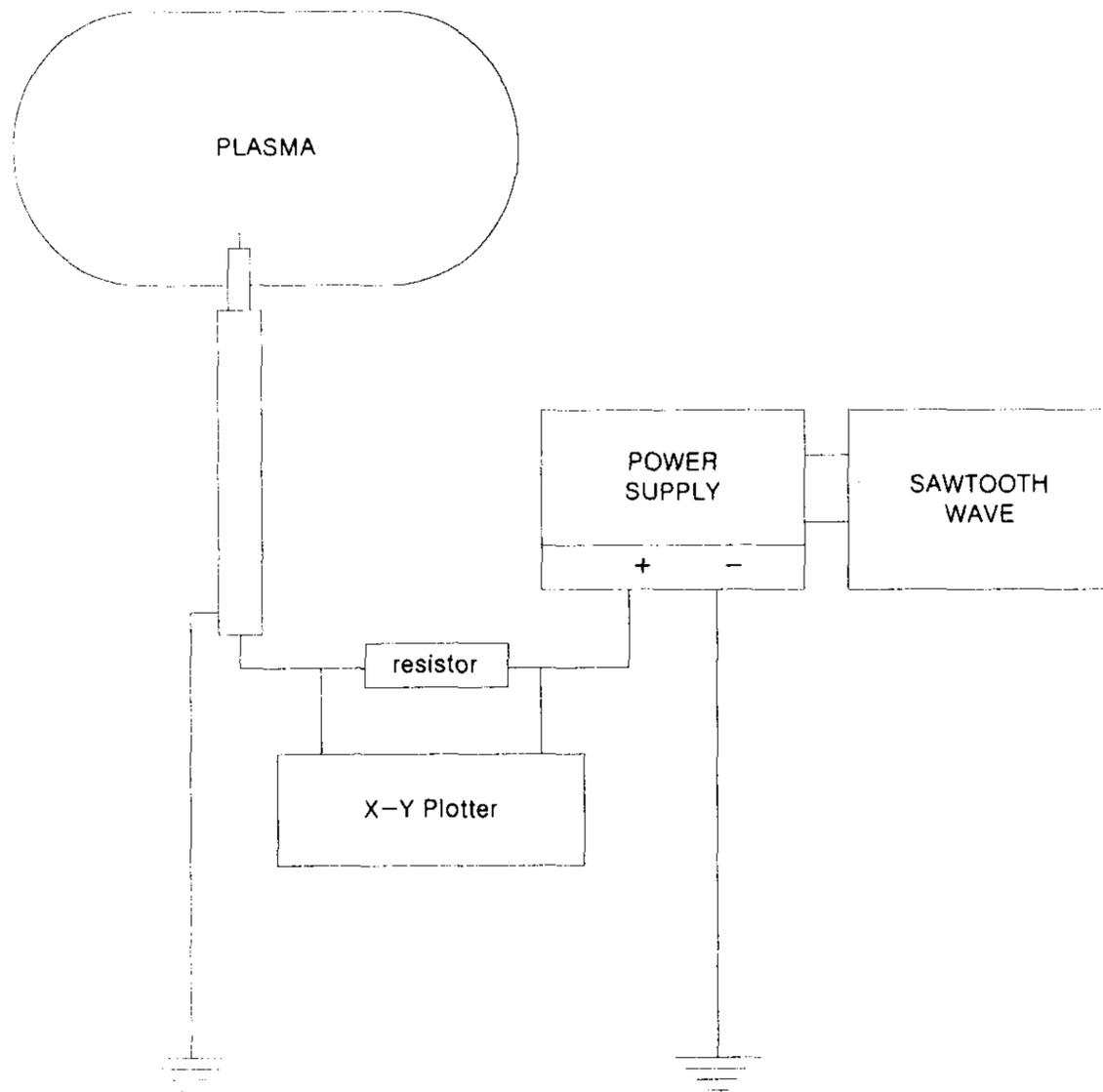


그림 6.1 langmuir 탐침 시스템도

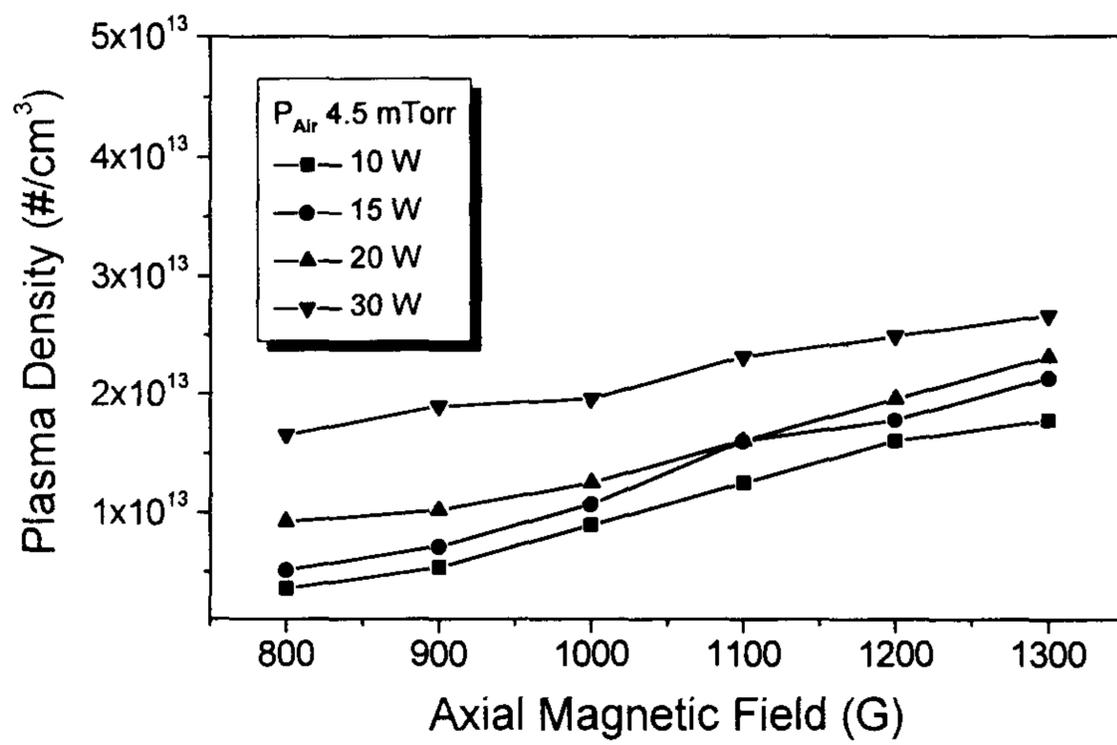


그림 6.2 축방향 자장의 변화에 따른 플라즈마 밀도의 변화

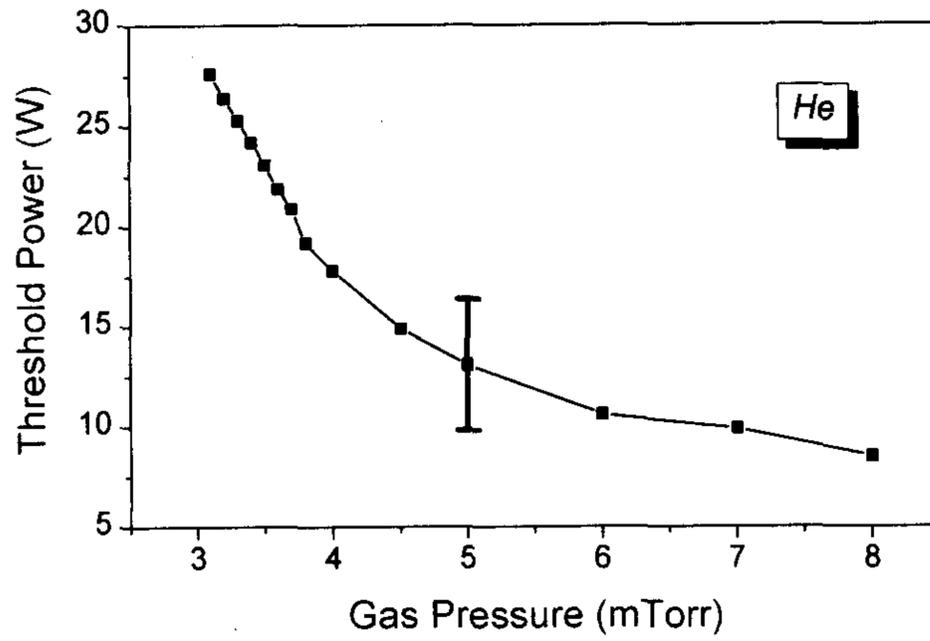


그림 6.3 진공도의 변화에 따른 헬리콘 플라즈마의 임계전력

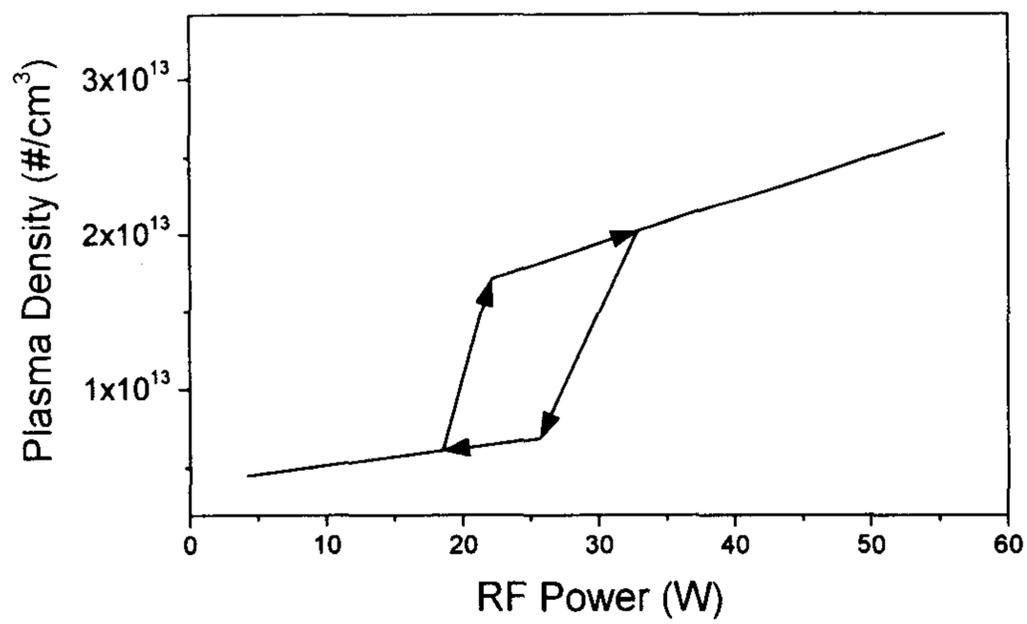


그림 6.4 RF 전력의 변화에 따른 플라즈마 밀도의 히스테리시스 곡선

으며, RF 전력의 증감의 방향에 따라 히스테리시스 (hysteresis) 특성을 나타내었다. 플라즈마의 압력변화에 따라 헬륨 플라즈마에 대해서 관찰된 임계전력은 그림 6.3과 같고, 4 mTorr의 압력조건에서의 헬리콘 플라즈마의 히스테리시스 특성은 그림 6.4와 같다. 이러한 히스테리시스 현상에 대한 해석에는 이르지 못하고 있는 상태이고, 헬리콘 플라즈마에 대한 이론적 연구와 더불어 상세한 고찰이 필요할 것으로 보인다.

제 2 절 빔인출 실험

그림 5.3과 같은 인출된 빔의 전류를 측정하기 위한 시스템을 이용하여 빔인출계의 양극에 직류전원을 양의 방향과 음의 방향으로 각각 인가하여 이온 및 전자를 인출하여 빔의 전류를 측정하였다.

1. 이온빔 인출 실험

이온의 인출 특성은 전압의 인가에 따라서 그림 6.6과 같이 전압-전류 곡선을 획득하였다. 이때, 인출전압이 인가되지 않았을 때 헬리콘 플라즈마에 의해서 가속된 전자의 전류가 관찰되었고 이를 보상하여 그림 6.6(a)에 나타내었다. 인출전압이 인가되지 않은 상황에서 관찰된 전자 전류의 해석에 대해서는 앞으로 있을 본격적인 이온빔 인출 실험과 플라즈마 발생 실험을 통해서 고찰을 해야할 부분으로 Chen에 의해서 이야기되는 전자의 가속효과의 가능성 역시 검토해야 할 것으로 파악된다.^[26] 그림 6.6(a)에서 나타난 바와 같이 플라즈마 입력전력에 따라서 일정한 압력조건에서 입력전력의 증가와 인출전압의 증가에 따라서 인출빔의 전류가 증가함을 볼 수

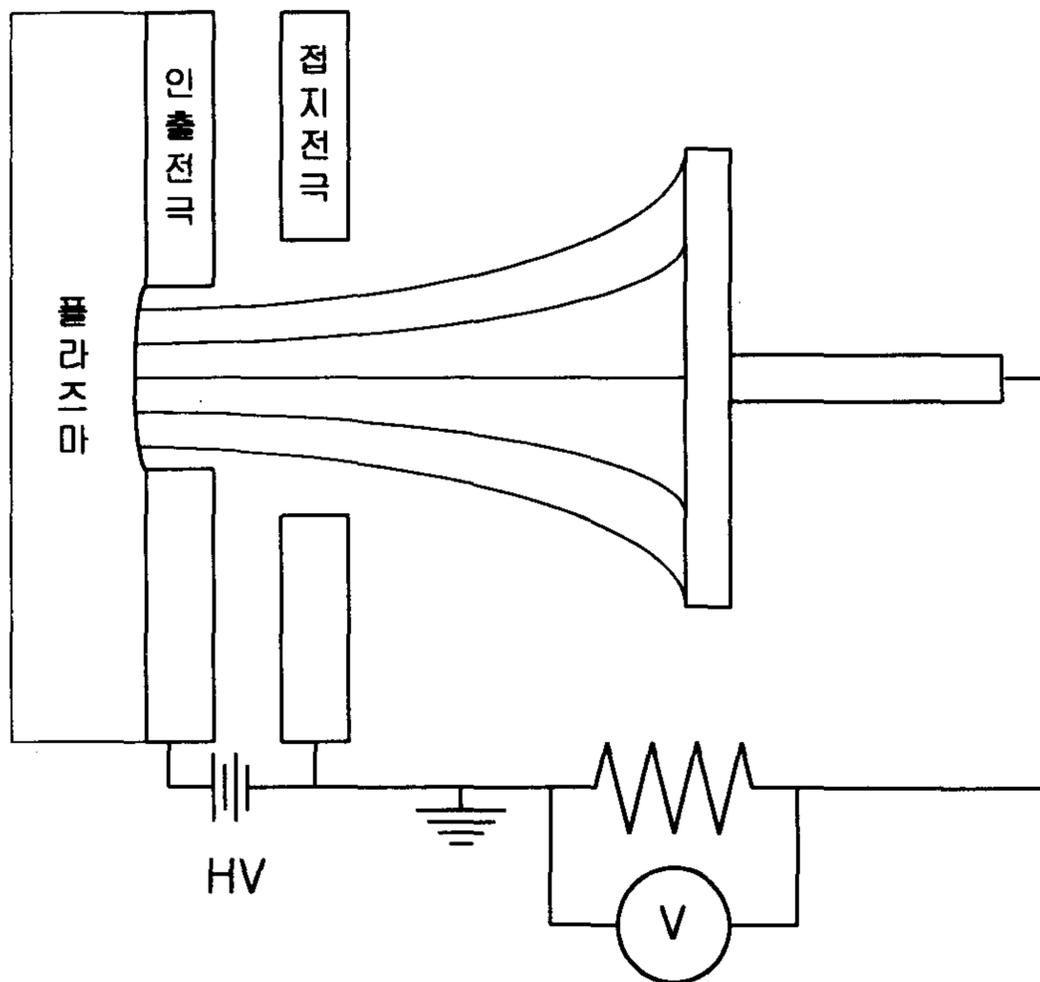
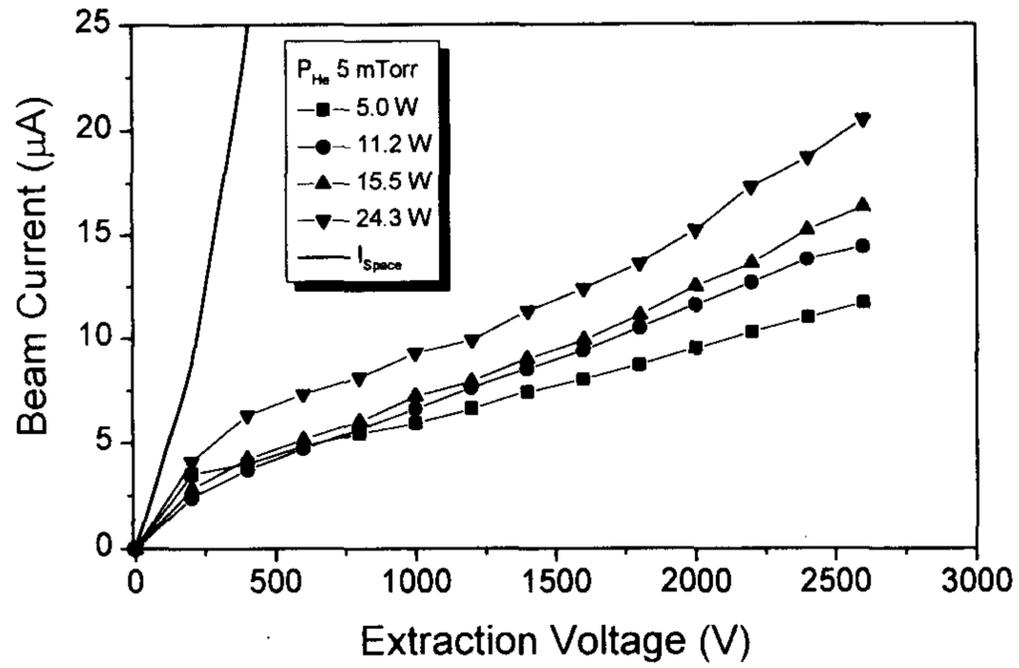


그림 6.5 빔전류 측정 시스템 개략도

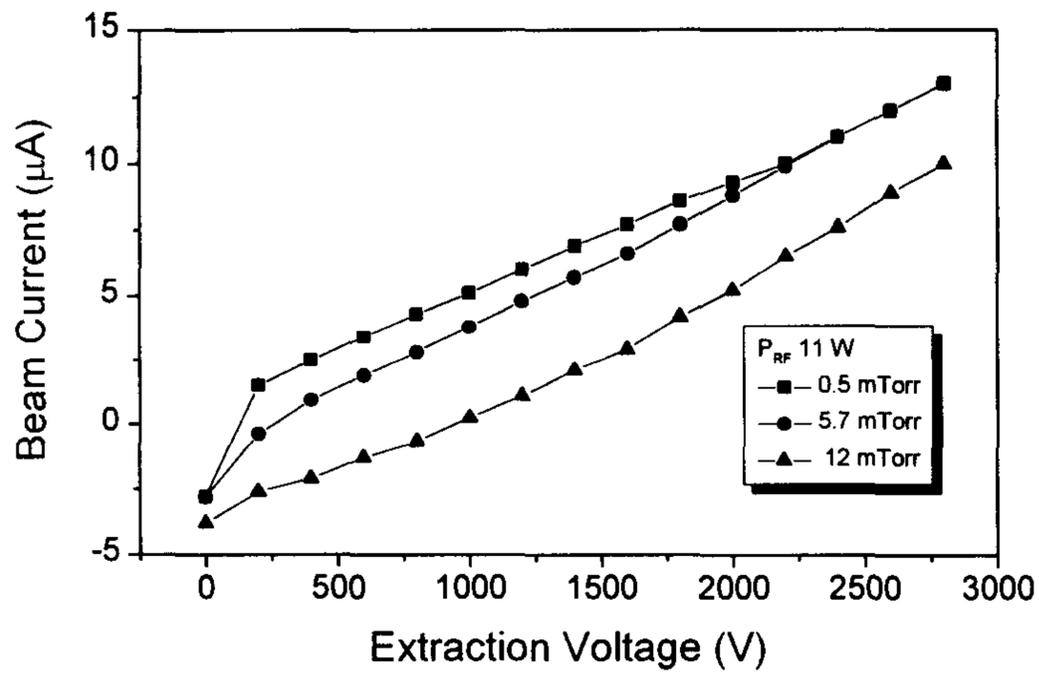
있으나, 수십 μA 정도의 전류에 그치고 있으며 일반적인 인출빔의 전류가 수십 kV의 인출전압에서 수십 mA 이상임을 감안할 때 지극히 낮은 수치이다. 이것은 본격적인 이온빔의 인출실험을 선행하여 모의로 간단하게 제작된 빔인출계에 의하여 측정된 결과이고, 플라즈마 발생용기와 빔인출부간의 차등배기가 이루어지지 못한 상태에서 수행된 모의 실험결과로써, 그림 6.6(b)에서 나타난 압력의 변화에 따른 인출전류의 경향성을 통하여 분석하면, 중성입자에 의한 충돌영향으로 인하여 이온전류의 경우 전자전류에 비하여 낮은 값을 보여주고 있으나, 빔인출부의 압력조절에 의하여 중성입자와의 충돌원인을 제거함으로써 인출전류를 늘일 수 있을 것으로 분석되며 실제적인 원자력용 가속기의 이온빔 인출계를 통하여 이온빔을 인출할 경우 수십 mA 이상의 대전류를 획득할 수 있을 것으로 예상된다.

2. 전자빔 인출 실험

전자의 인출 특성은 그림 6.7와 같이 인출전극의 전압의 변화에 따른 전자빔의 전류를 RF 전력과 진공도에 따라 측정하였다. 인출된 전류의 세기는 수백 μA 정도였으며 진공압력의 변화에 대해서는 차이를 보이지 않았다. 이러한 결과는 이온빔의 인출이 압력의 변화에 따라 큰 영향을 받는 점과 비교하여 플라즈마 발생부와 빔인출부간의 독립적인 진공배기 과정을 통하여 충분히 높은 이온전류를 획득할 수 있음을 시사한다.

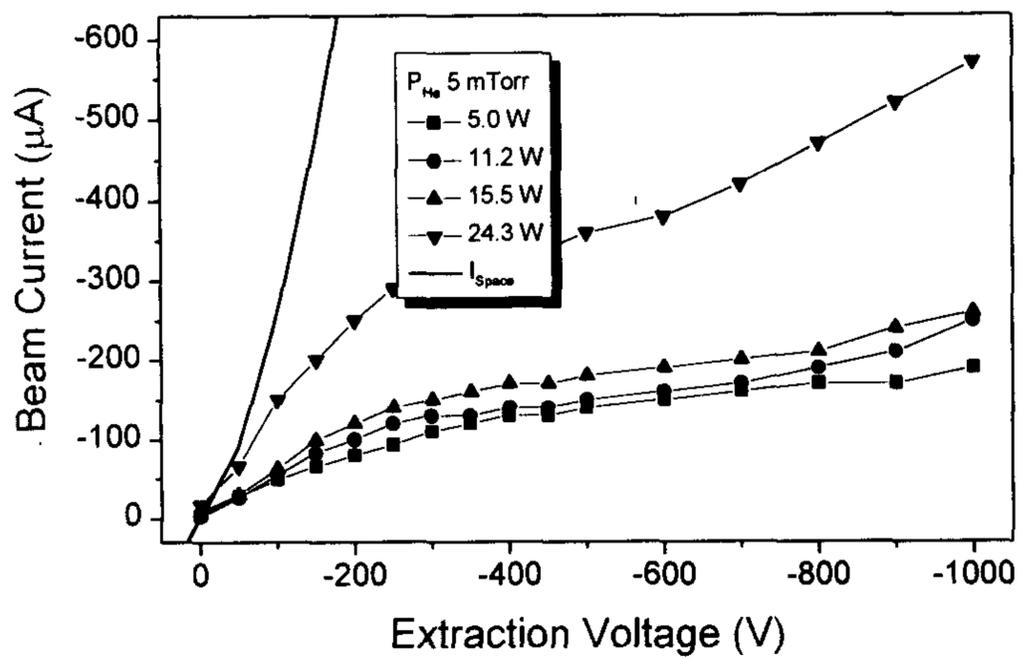


(a) RF 전력에 따른 인출전압-이온빔전류 곡선

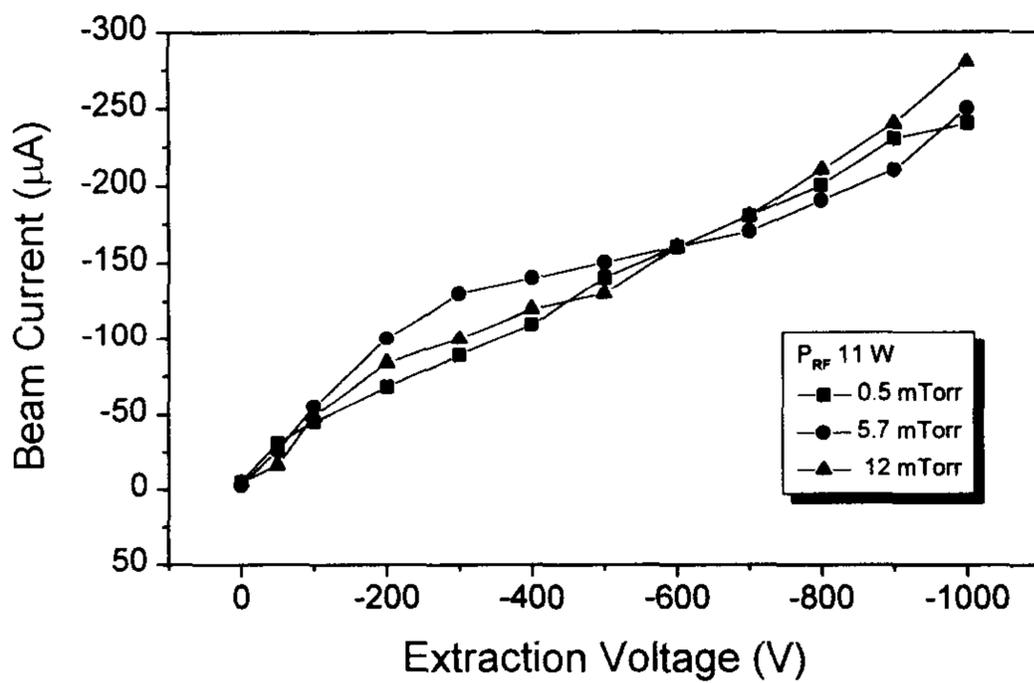


(b) 압력변화에 따른 인출전압-이온빔전류 곡선

그림 6.6 인출전압에 따른 이온빔 전류 측정 곡선



(a) RF 전력에 따른 인출전압-전자빔전류 곡선



(b) 압력변화에 따른 인출전압-전자빔전류 곡선

그림 6.7 인출전압에 따른 전자빔 전류 측정 곡선

제 7 장 결론

지금까지의 헬리콘 플라즈마의 발생은 13.56 MHz 근방의 낮은 RF 주파수 대역에서 수행되어 왔으나, 본 연구에서는 원자력용 가속기로 응용하기 위하여 소형화의 연구방향에서 기존의 주파수 대역과는 달리 100 MHz의 높은 주파수 대역에서 헬리콘 플라즈마 발생을 수행하였다. 이 과정에서 기존의 헬리콘 플라즈마 발생법과는 장치 설계면에서 상당한 차이점을 나타내었다. 특히, RF 임피던스 정합의 문제 방식에서는 기존에 주로 사용되던 변환형 정합 방식과 달리 표준형 정합 방식을 사용함으로써 낮은 안테나의 인덕턴스의 문제점을 해결하였고, 높은 RF 주파수를 사용함으로써 기존의 주파수 영역에서 발생된 헬리콘 플라즈마에서는 관찰할 수 없었던 임계전력에서의 히스테리시스와 낮은 입력전력에서의 고밀도 플라즈마의 발생을 관찰할 수 있었다. 이러한 현상에 대하여 100 MHz의 RF 주파수의 영향이 관여된 것으로 추측할뿐인 상태로 추후 세밀한 실험과정을 통하여 상세한 고찰이 수반되어야 할 것으로 파악된다. 또한, 플라즈마 발생부의 소형화와 더불어 영구자석을 이용하여 전자석을 이용한 축방향 자장인가부의 복잡성을 제거하고, 임피던스 정합 시스템의 소형화에 노력을 기울인 결과 플라즈마 발생부, 축방향 자장인가부, 정합부가 하나의 개체로 제작 가능하도록 하였으며, 원자력용 가속기의 이온인출부와 개체적으로 탈착이 가능하도록 하였다.

설계, 제작된 헬리콘 플라즈마원의 특성을 분석하여 축방향 인가 자장과 플라즈마 밀도의 관계로 부터 헬리콘 플라즈마가 발생됨을 확인할 수 있었을 뿐만아니라, 일정한 임계전력 이상의 조건에서 수십 와트의 낮은

입력전압에서도 높은 밀도의 플라즈마가 발생한다는 것을 확인하였다. 이러한 높은 주파수, 낮은 입력전력의 조건에서의 고밀도 플라즈마의 발생에 대한 고찰은 아직은 충분하지 못하지만, 가속기의 대전류 이온원으로써 요구되는 소형화, 고밀도화, 저에미턴스화를 충족시킬 수 있음을 확인할 수 있다. 헬리콘 플라즈마 이온원은 RF 안테나가 플라즈마 발생용기의 외부에 위치함으로 해서 아크방전이 지나는 필라멘트의 수명문제를 근원적으로 해결하여 지속적으로 안정된 운전을 수행할 수 있을 것으로 예상되며, 인출빔 특성분석에서 플라즈마 발생용기와 빔인출계의 차등배기를 통하여 중성입자와의 충돌에 의한 빔전류의 감소현상을 개선함으로써 높은 이온전류를 획득할 수 있을 것으로 기대된다.

본 연구는 원자력용 고밀도 헬리콘 플라즈마 이온원을 개발하는 시작 단계의 연구로써 수행되었으며, 이 과제를 통하여 설계, 제작된 헬리콘 플라즈마 이온원의 특성을 여러가지 플라즈마 진단법 및 이온 인출 실험을 통하여 관찰하고 장치를 개선하는 한편, 원자력용 가속기의 이온빔 인출부에 개체형으로 탈착할 수 있게 하는 등의 연구를 차기년도에 수행되는 “원자력용 헬리콘 플라즈마 대전류 이온원의 특성분석” 연구에서 지속적으로 수행해 나갈 것이다.

제 8 장 연구개발목표 달성도 및 대외 기여도

본 연구과제에서 목표로 하였던 낮은 자기장에서 높은 이온화율을 가지는 헬리콘 플라즈마의 특성을 이용하여 동위원소의 생산 및 핵종변환 등의 원자력 분야에 이용될 가속기에 응용할 대전류 이온원을 개발하기 위한 개념설계 및 헬리콘 플라즈마 발생 장치를 설계, 제작하였다. 본 연구는 8개월간의 짧은 연구기간 동안 부족한 장비로 인하여 많은 애로사항이 있었고, 새로운 개념의 가속기 이온원에 대한 시도으로써 수많은 어려움에 처했으나, 본 과제가 목표로 한 연구내용인 원자력용 가속기에 사용하기 위한 헬리콘 플라즈마 이온원의 개념설계, 제작, 기본적인 특성분석 등을 성공적으로 수행하였다. 본 연구과제의 수행과정에서 헬리콘 플라즈마 이온원의 1차적인 적합성 여부를 긍정적으로 결론지을 수 있었으며, 헬리콘 플라즈마 장치의 설계 과정에서 기존의 방식과 비교하여 독특한 제원의 장치를 제작하게 되었다. 특히, 100 MHz의 고주파 대역에서의 연구는 헬리콘 플라즈마의 발생 연구에 대한 새로운 장을 열었으며, 개체형으로 탈착이 가능한 헬리콘 플라즈마원의 개발을 통하여 원자용 가속기의 이온원으로 개발되었던 용도뿐만아니라 조속한 시일내에 이온주입기의 이온원으로 활용될 수 있게 되었다.

본 연구에서 헬리콘 플라즈마 장치를 제작하는 과정에서 RF 전원공급 장치, 축방향 자장인가를 위한 솔레노이드 코일, 다량으로 소모되는 진공관련 부품 중의 일부 등의 주요 부품들을 국산품으로 사용함으로써, 수입에 의존적인 여타 장비들과는 차별성을 두었고 이온주입기의 이온원 및 원자

력용 가속기의 이온원으로 양산체제에 들어갈 경우 국내 플라즈마 관련 업체를 육성하는 효과가 클 것으로 기대된다.

제 9 장 연구개발 결과의 활용계획

본 연구개발의 결과를 원자력용 가속기의 이온원으로 활용하기 위해서는 추가적인 보완 연구들이 수반되어야 한다. 본 연구과제의 연속과제의 성격을 지닌 '98 원자력기초연구사업으로 수행될 “원자력용 헬리콘 플라즈마 대전류 이온원의 특성분석” 연구를 통하여, 개발된 원자력용 헬리콘 플라즈마 이온원의 특성을 세밀하게 분석하고, 실제모양의 이온빔 인출계에서 인출빔의 특성을 분석함으로써, 고밀도 대전류의 이온빔을 획득하여 원자력용 가속기에 적용할 수 있도록 연구를 수행할 것이다.

아울러, 본 연구과제에서 개발된 헬리콘 플라즈마 이온원을 직접적으로 이온주입기의 아크방전 이온원을 대체하여 원자로 재료의 물성개질 등의 재료 응용 분야에 대한 연구를 수행하려 준비중에 있다.

또한, 본 연구에서 획득한 플라즈마 장치의 소형화 기술 및 임피던스 정합부의 소형화 기술을 산학협동으로 교육용의 플라즈마 실험장치 개발에 응용하여 각종 플라즈마를 동일 장치에서 발생시킬 수 있는 장치를 개발하고 플라즈마에 대한 학습도구로 보급하기 위한 연구를 추진중에 있다.

제 10 장 참고 문헌

- [1] G.D. Alton and D.N. Smithe, "Design studies for an advanced ECR ion Source", Rev. Sci. Instrum., **65**, 775, (1994)
- [2] N. Sakudo et al, "Microwave ion Source for high-current implanter", Rev. Sci. Instrum., **49**, 940, (1978)
- [3] J. Sherman et al, "Microwave proton source for a high-current linac injector", Rev. Sci. Instrum., **67**, 1296, (1996)
- [4] T. Taylor, "High-current dc microwave ion sources", Rev. Sci. Instrum., **63**, 2507, (1992)
- [5] R. Boswell, "Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency", Plasma Phys. Control. Fusion, **26**, 1147, (1984)
- [6] F.F. Chen, "Plasma ionization by helicon waves", Plasma Phys. Control. Fusion, **33**, 339, (1991)
- [7] F.F. Chen, "Experiments on helicon plasma sources", J. Vac. Sci. Technol., **A10**, 1389, (1992)
- [8] Y. Sakawa, N. Koshikawa and T. Shoji, "Characteristics of the high density plasma production by $m=0$ helicon wave", Appl. Phys. Lett., **69**, 1695, (1996)
- [9] F.F. Chen, "Physics of helicon discharges", Phys. Plasmas, **3**, 1783, (1996)
- [10] J. Kim et al, " $M=+1$ mode helicon wave excitation using solenoid

- antenna", Phys. Lett., **A221**, 94, (1996)
- [11] S. Cho, "The dependence of the plasma density on the magnetic field and power absorption in helicon discharges", Phys. Lett., **A216**, 137, (1996)
- [12] J.G. Kwak et al, "Frequency dependence of the plasma density for helicon plasmas", Phys. Plasmas, **4**, 1463, (1997)
- [13] M. Light and F.F. Chen, "Helicon wave excitation with helical antennas", Phys. Plasma, **2**, 1084, (1995)
- [14] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, "Resonant wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source", Plasma Phys. Control. Fusion, **36**, 1719, (1994)
- [15] K.P. Shamrai and V.B. Taranov, "Resonances and anti-resonances of a plasma column in a helicon plasma source", Phys. Lett., **A204**, 139, (1995)
- [16] B. Wolf, *Ion sources*, (CRC press, USA, 1995)
- [17] I.G. Brown, *the physic and technology of ion sources*, (WILEY, USA, 1989)
- [18] R. Geller, *Electron cyclotron resonance ion sources and ECR plasmas*, (IOP, UK, 1987)
- [19] R. Becker, "Numerical simulation of ion-beam formation", Rev. Sci. Instrum, **67**, 1132, (1996)
- [20] R. Becker et al., "IGUN", Rev. Sci. Instrum, **63**, 2756, (1992)
- [21] P. Zhu and R.W. Boswell, "Ar II laser generated by landau damping of whistler waves at the lower hybrid frequency", Phys. Rev. Lett., **63**, 2805, (1989)

- [22] F.F. Chen, "Capacitor tuning circuits for inductive loads", UCLA Report PPG-1401 (1992)
- [23] J.P. Rayner et al, "Radio frequency matching for helicon plasma sources", J. Vac. Sci. Technol., **A14**, 2048, (1996)
- [24] O.A. Popov, *High Density Plasma Sources*, (Noyes Publications, USA, 1995)
- [25] I.H. Hutchinson, Principle of plasma diagnostics, (Cambridge Univ. Express, UK, 1987)
- [26] F.F. Chen, "Electron Acceleration in helicon sources", Plasma Phys. Control. Fusion, **34**, 635, (1992)