

하이퍼써멀 에너지 영역에서 높은 플럭스 입자빔 생성을 위한 플라즈마 발생원

유석재^{a,*} · 김성봉^{a,b}

^a국가핵융합연구소 응용플라즈마연구팀, 대전 305-333

^b포항공과대학교 물리학과, 포항 790-784

(2009년 5월 6일 받음, 2009년 5월 21일 수정, 2009년 5월 22일 확정)

하이퍼써멀 영역의 에너지 (1~100 eV), 특히, 50 eV 이하의 에너지를 갖는 높은(10^{16} particles/cm² s 이상) 플럭스의 이온빔을 직접 인출하기는 어렵지만, 이온을 중성화한 중성입자빔 경우에는 가능하다. 높은 플럭스의 하이퍼써멀 중성입자빔을 생성하고 효율적으로 수송하기 위해서는 낮은 플라즈마 운전압력(0.3 mTorr 이하)에서도 높은 이온밀도(10^{11} cm⁻³ 이상)를 유지할 수 있는 대면적 플라즈마 발생원이 요구된다. 이러한 하이퍼써멀 중성입자빔의 생성을 위해 요구되는 플라즈마 발생원을 구현하기 위해서는 자기장에 의한 전자가둠 방식이 도입되어야 하는데, 영구자석을 이용한 다양한 자기장 구조를 갖는 Electron Cyclotron Resonance (ECR) 플라즈마 발생 방식이 하나의 해결 방법이 될 수 있음을 제안하였다. 여기에는 마그네트론 구조를 갖는 자기장을 채택한 평면형 ECR 플라즈마 발생 방식과 원통형 플라즈마 용기 외벽 둘레에 영구자석 어레이를 설치하여 축방향 자기장을 형성하고 용기 중심부에 전자를 가두는 원통형 방식이 있다. 두 경우 모두 기본적으로 mirror field 구조에 의한 전자 가둠을 기반으로 하고 전자의 drift에 의해 더욱 효율적으로 전자를 플라즈마 공간에 가두는 방식을 도입하고 있어서 낮은 운전압력에서도 높은 밀도의 플라즈마를 발생시키고 유지할 수 있다.

주제어 : 하이퍼써멀, 중성입자빔, 플라즈마, ECR

I. 서 론

하이퍼써멀 (hyperthermal)은 1-100 eV 에너지 영역을 의미한다. 특히, 하이퍼써멀 에너지 영역에서 50 eV 이하의 낮은 에너지를 갖는 입자빔은 반도체 및 디스플레이 제조 등에 적용 가능한 나노박막 형성 및 가공에 매우 좋은 특성을 보인다 [1]. 즉, 에너지가 너무 크면 박막의 손상이 심해지며, 또한 너무 작게 되면 박막 형성에 필요한 에너지를 충분히 공급하지 못해 원하는 박막의 특성을 얻기가 어렵다 [2].

특히, 소자의 집적도가 커짐에 따라 기존의 증착 방법 및 플라즈마를 이용한 공정 경우에는 기관의 가열로부터 생기는 열에 의한 손상과 플라즈마의 하전입자에 의한 손상이 점점 더 심각한 문제가 될 것이며 이는 차세대 나노소자 제조를 위해서 반드시 해결해야 할 문제가 될 것이다.

하이퍼써멀 에너지를 갖는 높은 플럭스의 입자빔을 활용하게 되면 이러한 문제는 해결 가능해진다. 그러나 나노공

정에 필요한 50 eV 이하에서 10^{16} particles/cm² s 이상의 높은 플럭스를 갖는 입자빔을 이온빔 형태로 플라즈마로부터 직접 인출하는 것은 공간전하효과에 의한 제한 때문에 거의 불가능하다. 그러므로 이온을 직접 인출하기 보다는 플라즈마 내에서 중성원자로 만들어 인출하는 것이 공간전하효과에 의한 제한을 피할 수 있어 50 eV 보다 낮은 에너지 영역에서도 높은 플럭스의 입자빔을 생성할 수 있다.

이러한 하이퍼써멀 에너지 영역에서 높은 플럭스를 갖는 대면적 중성입자빔의 생성을 위해서는 그 특성에 맞는 플라즈마 발생원이 필요하다. 즉, 플라즈마의 면적은 넓고 두께는 매우 얇으며, 운전압력은 빔 수송의 효율을 높이기 위해 입자간 평균충돌거리를 확보할 수 있어야 하며, 이 압력 하에서 높은 플라즈마 밀도를 갖도록 이온화율과 분자 해리도를 높이기 위해 전자 온도는 적당히 높아야 한다.

따라서 본 논문에서는 먼저 중성입자빔 인출 방법과 이를 구현하는 장치에 대해 설명하고, 높은 플럭스의 중성입자빔 생성을 위해 요구되는 플라즈마 조건과 이에 대한 플

* [전자우편] sjyoo@nfri.re.kr

라즈마 발생원 개발에 대해 지금까지 연구되어진 내용들을 소개하고, 앞으로의 플라즈마 발생원의 개발 방향에 대해 논의할 것이다.

II. 하이퍼써멀 입자빔 발생 방법

1. 하이퍼써멀 이온빔 발생 방법

일반적으로 입자빔 생성 및 응용과 관련하여 비교적 다루기 쉬운 이온빔에 대한 연구 및 개발 [3-4]이 주로 이루어졌다. 그러나 하이퍼써멀 에너지 영역에서 플라즈마와 같은 하전입자 발생원으로부터 높은 플럭스의 이온빔 인출은 물리적으로 한계를 갖고 있기 때문에 하이퍼써멀 에너지 영역에서 높은 플럭스의 입자빔이 요구되는 분야에서 이온빔의 산업적 활용은 적당하지 않다.

이온 빔을 플라즈마로부터 인출하기 위해서 플라즈마 경계면을 금속 그리드로 한정하고 플라즈마를 전기적으로 전위를 띄우는 그리드(‘플라즈마 전극 또는 가속 전극’이라고 함)와 전기장의 모양을 제어하여 이온을 인출하고 집속하는 데 사용하는 그리드(‘인출 전극’이라고 함)를 이용한다. 즉, 두 그리드 사이에 전기장을 걸어 플라즈마로부터 이온빔을 인출하게 된다. 그러나 인출 되는 최대 빔 전류 밀도 j [A/m^2]는 공간전하의 영향으로 제한되며 Child-Langmuir의 공간전하 제한전류 계산식으로부터 다음과 같이 표현된다 [3].

$$j = \frac{4}{9} \epsilon_0 (2q/M)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad (1)$$

여기서 ϵ_0 는 진공에서의 절연계수, q 는 전하량 [As], M 은 이온 질량 [kg], V 는 가속전압 [V] (가속 전극과 인출 전극 사이의 전압), d 는 가속 전극과 인출 전극 사이의 간격이다.

위 식 (1)에서 보면 최대 빔 전류 밀도 j 는 두 전극 사이의 간격 d 와 여기에 걸어진 전압 V 와의 관계에 의해 제한된다. 즉, 빔 전류 밀도를 크게 하려면 간격을 좁히든지 또는 걸어주는 전압을 크게 하든지 해야 한다.

그러나 주어진 가속전압에 대해서 전극 간 간격은 전극 간에 발생할 수 있는 방전 문제 때문에 다시 제한되므로 인출할 수 있는 이온빔 밀도의 최대 크기는 식 (1)으로 표현되는 공간전하의 영향에 의해 제한될 뿐만 아니라 주어진 가속 전압에 대해 정해지는 최소 전극 간격도 제한되기 때문에 실제로 인출 가능한 최대 이온빔 밀도의 크기는 제한될 수밖에 없다.

2. 하이퍼써멀 중성입자빔 발생 방법

앞 절에서 설명한 것과 같이 하이퍼써멀 에너지 영역에서 공간전하 효과로 인해 직접 높은 플럭스의 이온빔을 인출하는 것은 매우 어렵기 때문에 이온 상태를 중성화시켜서 공간전하 효과를 배제하게 되면 높은 플럭스의 입자빔을 인출할 수 있다. 이러한 입자빔의 중성화 방법에는 이온

Table 1. Typical parameters of various methods of producing neutral beams [5].

Source	Flux ($cm^{-2} s^{-1}$)	Area (cm^2)	Energy (eV)	Limitations
Effusion	$\leq 10^{13}$	1-10	≤ 0.5	contamination
Gas dynamic (nozzle)				
Continuous	$\leq 10^{15}$	1-10	≤ 3	contamination, short source life
Pulsed	$\leq 10^{18}$ (peak)	1-10	≤ 5	pulsed, contamination, short source life
Mechanical	$\leq 3 \times 10^{13}$	~100	≤ 1	pulsed, contamination, short source life
Plasma				
Charge exchange	$\geq 10^{14}$	~1000	≥ 100	low flux for low energy
Photodetachment of negative ions	10^{12} * (s^{-1}) *estimate	~1000	5	limited chemistry
Surface neutralization	$10^{14} - 10^{18}$	~1000	1-25	none known

빔에 전자를 섞어 주어 플라즈마 빔처럼 만들어 공간전하 효과를 없애는 방법이 있다. 그러나 이 방법은 하전입자에 의한 손상이 예상되는 공정에는 사용하기가 어렵다. 또 다른 방법은 이온을 중성입자 즉, 원자나 분자 상태로 만들어 인출하는 방법이다. 이렇게 중성입자빔을 생성하는 방법과 전형적인 파라미터는 Table 1에 정리한 것과 같다 [5].

Table 1에서 보듯이 표면 중성화 (surface neutralization) 방법으로 가장 높은 플럭스의 하이퍼써멀 중성입자빔을 생성할 수 있다. 표면 중성화 방법은 이온이 금속표면에 원자 1 개 정도 크기, 즉, 1~3 Å 까지 접근하게 되면 금속 내의 전도대에 있는 전자가 tunneling effect를 통하여 이온 궤도로 이동할 수 있게 되어 이온은 중성입자로 바뀌게 된다 [6-7]. 일단 중성입자로 바뀐 후에는 금속 내의 금속 이온과 충돌에 의해 표면 밖으로 되튀겨져 나오게 되는데 이 때 중성입자의 수와 에너지는 입사각도 및 금속물질에 따라 다르다. 텅스텐과 같이 무거운 금속 경우에 입사에너지의 약 50% 정도를 유지하고 [8-9] 중성입자의 변환 효율은 금속 표면으로의 이온의 입사각도에 따라 매우 민감하게 변하는 데 수직 입사 경우에 약 40% 정도에서 경사입사 경우에 경사각도에 따라 90% 이상이 되기도 한다 [10].

III. 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원

표면 중성화 원리를 이용하여 개발되고 있는 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원에 대한 개념적인 변화는 Fig. 1에 정리한 것과 같고 성능적인 특징은 Table 2에 정리한 것과 같다. 그리고 지금까지 개발된 중성입자빔 발생원이 안고 있는 문제와 이의 해결 정도에 따라 단계별 세대로 구분하여

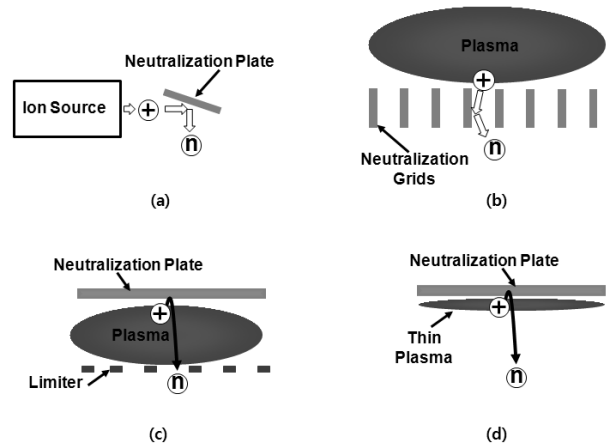


Figure 1. Hyperthermal neutral beam (HNB) sources. (a) The 1st generation HNB source (b) The 2nd generation HNB source (c) The 3rd generation HNB source (d) The next generation HNB source which requires thin plasma and high ion density ($\geq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) at a working pressure lower than 0.3 mTorr.

설명할 수 있다:

- 1) 1 세대 중성입자빔 발생원은 Fig. 1(a)에서 보여 주는 것과 같이 이온원으로부터 이온을 직접 인출한 후에 이온을 금속판에 충돌시켜 중성입자를 생성하는 방법을 사용하였다 [11-12]. 이 경우에는 이미 이온원으로부터 이온을 인출하는 과정에서 공간전하효과에 의한 최대인출전류밀도의 제한으로 인해 하이퍼써멀 에너지 영역에서 충분한 빔 플럭스를 얻기가 힘들기 때문에 100 eV 이상의 에너지가 필요한 공정에 적용 가능하다 [13].
- 2) 2 세대 중성입자빔 발생원은 Fig. 1(b)에서 보여 주는 것과 같이 이온 인출을 위해 물리적 그리드를 사

Table 2. The characteristic performances of the hyperthermal neutral beam sources.

	1st generation	2nd generation	3rd generation	Next generation
Ion supply	From ion source	Directly from plasma source	Directly from plasma source	Directly from plasma source
Neutralization	Metal plates	Metal Grids	Metal plates	Metal plates
Beam flux	Low flux	High flux No large scale	High flux Large scale Bad beam transport	High flux Large scale Efficient beam transport
Working pressure	High (> 1 mTorr)	High (> 1 mTorr)	High (> 1 mTorr)	Low (~0.1 mTorr)
Beam transport	Good	Good	Bad	Very good
electron temperature	a few eV	1~3 eV	1~3 eV	~10 eV
Scale up	Middle	Difficult	Difficult	Good

용하는 대신에 중성화반사판으로 사용하는 금속판에 구멍을 내어 그리드 형태로 직접 플라즈마 쉬스에 접하게 함으로써 식(1)에서 기술하고 있는 전극간 거리를 최소화 하여 이온빔 플럭스를 향상시킨다 [14-15]. 그러나 이 경우 높은 플럭스의 빔 인출은 가능하지만 그리드 구멍의 지름 및 깊이를 0.1 mm 이하의 플라즈마 쉬스 크기와 거의 비슷하게 만들어야 하기 때문에 그리드의 냉각 및 기계적 안정에 문제가 있어 대면적화 하기가 어렵다.

- 3) 3 세대 중성입자빔 발생원에서는 Fig. 1(c)에서 보여주는 것과 같이 빔 인출 그리드를 금속판으로 대체하고 빔 인출구의 반대편에 설치하여 냉각 및 대면적화가 용이하게 하였다 [1]. 그러나 생성된 중성입자빔은 플라즈마 층을 통과해야 하기 때문에 플라즈마 층을 통과하는 과정에서 다시 이온화가 되거나 방전 가스입자와의 충돌로 중성입자빔의 일부가 손실되거나 에너지를 잃을 가능성이 있다. 즉, 하이퍼써멀 에너지 영역에서 높은 플럭스와 대면적 문제는 해결하였지만 빔수송 효율을 개선해야 하는 문제를 안고 있다.
- 4) Fig. 1(d)에서 보여 주고 있는 차세대 중성입자빔 발생원에서 특히 요구되는 것은 3 세대 중성입자빔 발생원이 문제점으로 안고 있는 빔수송 효율을 개선하는 것이다. 빔 수송 효율을 개선하기 위해서는 낮은 운전압력이 필요하고 낮은 압력 하에서 높은 이온 밀도를 확보하기 위해 높은 이온화율이 요구된다.

IV. 하이퍼써멀 중성입자빔을 위한 플라즈마 발생원

1. 높은 플럭스 하이퍼써멀 중성입자빔 발생을 위해 고려해야 할 변수

앞 절에서 설명한 제 3세대까지 개발된 중성입자빔 발생원의 특징을 보면 앞으로 중성입자빔 발생원 개발을 위해 고려해야 할 주요 변수들은 빔 플럭스, 대면적화의 용이성, 빔수송 효율, 분자 해리도 및 이온화율을 높이기 위해 적절히 높은 전자온도, 넓은 폭의 빔에너지 제어를 위해 낮은 플라즈마 전위 등이 있다. 이러한 중성입자빔 발생원의 성능 향상을 위해 요구되는 각각의 성능변수들은 결국 중성

입자빔 생성을 위한 플라즈마 발생원의 성능변수에 해당한다고 할 수 있다.

4.1. 빔플럭스

중성입자빔 플럭스를 높이기 위해서는 중성화 효율을 높이고 중성화반사판 근처에서 높은 이온 밀도가 확보되어야 한다. 중성화 효율은 중성화반사판의 물질 선택 및 가공 특성에 따라 다르며, 텅스텐 (W) 과 같이 원자번호가 크고 스파터링에 강한 물질 경우에 효율이 높고 표면 거칠기는 적어도 100 nm 이하가 되어야 좋은 특성이 보인다 [16].

중성화반사판 근처에서 높은 플라즈마 이온 밀도를 확보하기 위해서는 이온화율을 높이고 분자가스 경우에 분자해리도를 높이기 위해 기존의 플라즈마 공정에서 요구되는 전자온도에 비해 높은 플라즈마 전자 온도가 필요하다.

4.2. 대면적 중성입자빔 생성

대면적 중성입자빔 인출을 위해서는 무엇보다도 밀도가 높은 대면적 플라즈마 발생원이 필요하다. 대면적 플라즈마 발생원으로 기존 반도체 및 디스플레이 공정에서 사용하고 있는 용량결합플라즈마(CCP: Capacitively Coupled Plasma) 또는 유도결합플라즈마(ICP: Inductively Coupled Plasma)와 같은 플라즈마 발생원은 이미 개발이 많이 되어 있다. 그러나 이들 플라즈마 발생원은 운전압력이 주로 1 mTorr 이상에서 고밀도 플라즈마 운전이 가능하므로 대면적 중성입자빔을 생성할 수 있다고 하더라도 빔수송 효율이 좋지 않아 실제 공정에 적용하기 위한 중성입자빔 발생원 개발에 사용하기에는 적당하지 않다.

대면적 중성입자빔 발생원을 장비로서 구성할 경우 요구되는 또 하나의 중요한 조건은 중성화반사판을 포함한 시스템의 냉각 능력이다. 특히 중성화반사판은 직접 플라즈마를 접하게 되어 있어 충분히 냉각이 되지 않으면 표면이 쉽게 산화되거나 열팽창에 의해 구조가 변형되어 중성입자빔 생성 효율이 급격하게 떨어지게 된다.

4.3. 빔수송 효율

가. 운전압력

플라즈마 운전압력은 직접적으로 방전 개시와 플라즈마의 유지 조건으로 매우 중요하다. 전자가둠 (electron confinement) 방식에 따라서 운전압력의 영역이 정해진다.

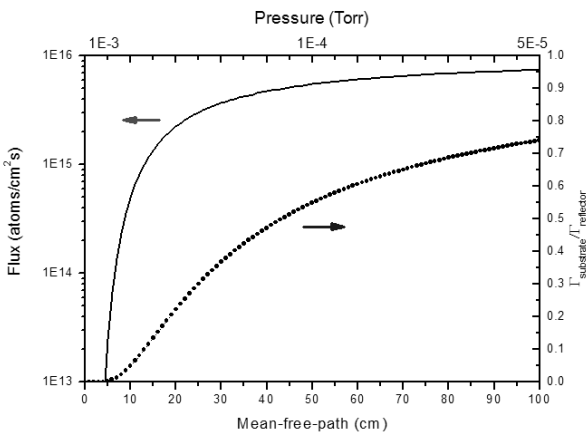


Figure 2. Ar HNB flux on the substrate as a function of the working pressure or collisional mean free path.

일반적으로 공정에 활용하는 플라즈마 경우에 전자가뭉치 방식으로는 자기장에 의한 적극적 전자가뭉치 방식과 전자의 충돌에 의존하는 소극적 전자가뭉치 방식으로 나눌 수 있다.

지금까지 중성입자빔 발생원으로 주로 유도결합 플라즈마(ICP: Inductively Coupled Plasma)를 사용하였다. 유도결합 플라즈마 경우 기본적으로 충돌에 의한 전자가뭉치 영역에서 플라즈마가 유지되기 때문에 낮은 압력 (예를 들어, 1 mTorr 이하)에서 안정적으로 고밀도 플라즈마를 유지하기가 힘들다. 운전압력이 낮아지면 전자의 평균충돌거리 (collisional mean free path)가 길어지게 되어 플라즈마 공간에 전자의 손실이 커져서 진공용기의 크기가 전자의 평균충돌거리 보다 어느 정도 크지 않으면 플라즈마가 유지되기 어렵고, 플라즈마가 유지되는 경우에도 전자 손실에 의한 플라즈마 밀도는 낮아지고 플라즈마 전위 (plasma potential)는 상승하는 경향을 갖는다.

또한 이온의 평균충돌거리도 길어져 안테나와 플라즈마를 격리시키고 있는 절연체의 self-bias에 의해 이온이 충분히 가속되어 절연체 성분이 스파터링으로 뜯겨져 나와 불순물로 플라즈마 속으로 들어갈 수 있다. 결국 ICP와 같이 충돌에 의한 플라즈마 가둠 방식 경우에 안정적으로 고밀도 플라즈마를 유지하기 위해서는 적당히 높은 운전압력이 필요하게 되므로 생성된 중성입자빔의 평균충돌거리는 짧아져 중성입자빔의 수송효율이 낮아지게 된다.

Fig. 2는 Ar 경우에 운전압력에 따른 빔수송 효율을 보여주는 그래프이다. 중성화 반사판에서 생성된 중성입자빔 플럭스를 Γ_0 라고 할 때 기판에 도달할 중성입자빔 플럭스

를 Γ_s 는 다음과 같이 간단하게 표현할 수 있다.

$$\Gamma_s = \Gamma_0 e^{-\frac{D}{\lambda_m}} \quad (2)$$

여기서 D 는 중성화반사판과 기판 사이의 거리이고 λ_m 는 중성입자의 평균충돌거리이다. Ar 경우에 하이퍼써멀 에너지 영역에서 이론적 평균충돌거리는 1 mTorr에서 약 5 cm 정도이다 [17]. 중성화반사판에서 $\Gamma_0 = 1 \times 10^{16}$ atoms/cm² s 이라고 가정하고 중성화반사판과 기판사이의 거리를 30 cm라고 가정하였을 때, 기판에 도달하는 중성입자빔의 플럭스를 운전압력에 따라 그래프로 그려 보면 Fig. 2와 같다. 운전압력이 1 mTorr 정도만 되더라도 기판에 도달하는 중성입자빔의 플럭스가 급격히 떨어짐을 볼 수 있다. 중성화반사판에서 생성된 중성입자빔의 50% 이상의 수송효율을 갖기 위해서는 3×10^{-4} Torr 이하의 공정압력을 유지해야 한다.

나. 플라즈마 두께

식 (2)에서 중성화반사판과 기판사이의 거리를 줄이기 위해서는 우선 플라즈마 두께를 가급적 얇게 만들어야 한다. 그리고 플라즈마 두께를 줄이게 되면 생성된 중성입자가 플라즈마를 통과하는 과정에서 재 이온화될 확률도 줄일 수 있다.

4.4. 플라즈마 발생 방식

하이퍼써멀 중성입자빔 발생원의 빔 플럭스 및 수송효율을 만족시키기 위해서는 고진공에서 고밀도 플라즈마를 만들어야 한다. Fig. 2에서 볼 수 있는 것과 같이 아르곤 경우에 50% 이상의 빔수송효율을 확보하기 위한 0.3 mTorr 이하의 플라즈마 운전압력에서는 입자간의 충돌 횟수가 급격히 줄어들어 충돌에 의한 전자가뭉치가 어려워지기 때문에 자기장을 이용하여 강제 가둠이 필요하게 된다.

이러한 플라즈마 발생 조건은 CCP (Capacitively Coupled Plasma)나 ICP (Inductively Coupled Plasma) 등과 같이 단지 충돌에 의한 가둠만을 통하여 플라즈마를 발생시키고 유지하는 방식으로는 만족시키기 어려워 자기장에 의한 전자가뭉치가 가능하고 낮은 압력에서도 플라즈마 발생이 가능한 방식을 도입해야 한다.

적당한 자기장 구조 하에서 ECR (Electron Cyclotron

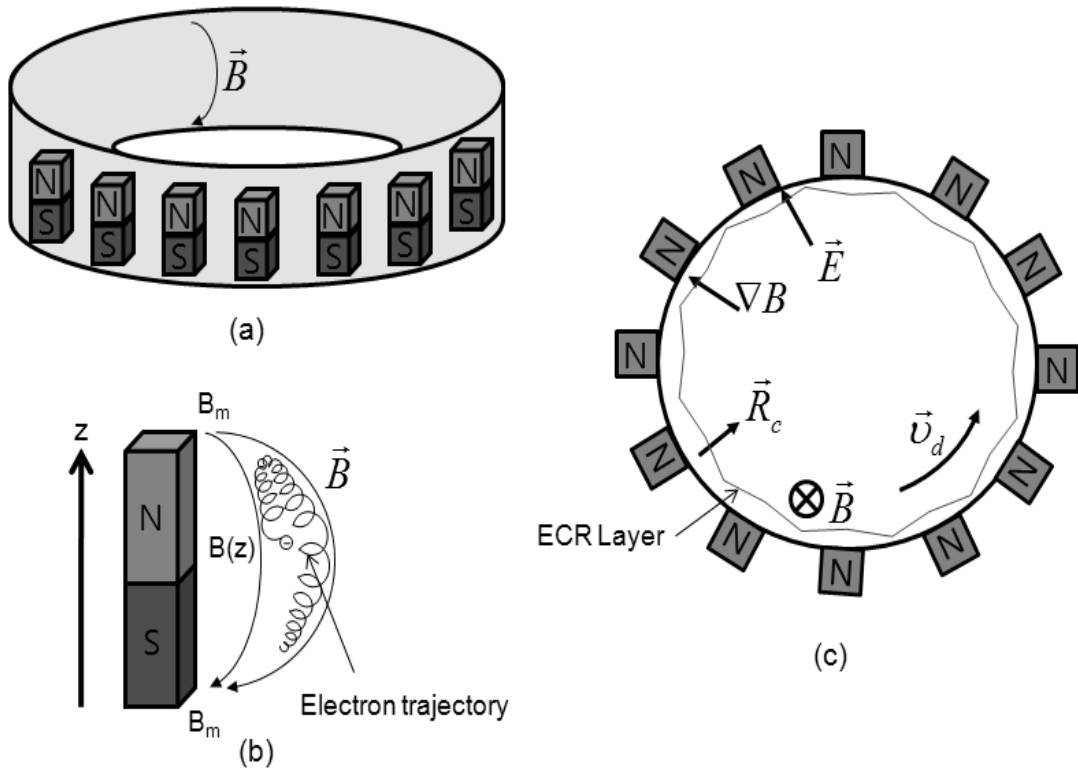


Figure 3. A magnetic field configuration with permanent magnets for driving azimuthal electron drifts. (a) Schematic of magnet alignment (b) Mirror field configuration of a permanent magnet (c) Magnetic field configuration for electron drifts.

Resonance) 플라즈마 발생 방식을 이용하면 0.3 mTorr 이하에서 10^{11} cm^{-3} 정도 또는 그 이상의 고밀도 플라즈마를 발생시키고 유지할 수가 있다. 게다가 전자온도도 적당히 높일 수가 있어 이온화율 및 분자의 해리도도 높일 수가 있다. 그러므로 ECR 플라즈마는 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원을 위한 플라즈마 조건들을 대부분 만족시킨다고 할 수 있다. 그러나 일반적으로 ECR 플라즈마는 대면적화를 위한 플라즈마 균일도에 문제가 있다. ECR 플라즈마 경우에 균일성이 보장되는 최대 플라즈마 지름은 마이크로웨이브의 한 파장 정도로 알려져 있다. 게다가 전자온도가 너무 높아지게 되면 전자가둠으로부터 많은 전자들이 이탈하여 플라즈마 공간전위가 매우 높게 올라갈 수 있다.

대면적 ECR 플라즈마를 얻기 위해 플라즈마 발생부와 플라즈마 가둠 영역 (또는 공정 영역)으로 분리하여 플라즈마를 발생한다. 이를 위해서 자기장 구조와 플라즈마 공간으로 마이크로 웨이브를 공급하는 방법에 따라 다양한 플라즈마 발생원을 구성할 수 있다.

가장 일반적인 형태의 ECR 플라즈마 발생 방식은 전자석을 이용하여 simple mirror 자기장 구조로 플라즈마를

만들어 플라즈마 발생부를 형성하고 공정 영역으로 내려온 플라즈마를 이용하는 방식인데 이러한 방식은 사용 가능한 플라즈마 밀도가 낮고 하이퍼써멀 중성입자빔 생성을 위한 중성화반사판을 설치하기가 어려운 구조이므로 중성입자빔 발생원 관점에서는 적당하지 않다.

반면에 전자석 대신에 영구자석을 이용하게 되면 플라즈마 발생부와 가둠부의 구조를 다양하게 할 수 있다. 예를 들어, Fig. 3 (a)와 같이 영구자석을 배열하게 되면 전자의 가열 및 가둠 그리고 원주 방향으로 drift에 의한 전자의 확산이 가능해져 공간 균일도를 유지할 수가 있다. 그러나 기본적으로 영구자석을 사용하는 경우에도 전자석에 의한 simple mirror 구조에서와 같이 영구자석 양 끝 부분의 강한 자기장과 영구자석의 중간 부분의 약한 자기장 사이에 mirror field 구조가 형성되어 Fig. 3 (b)와 같이 mirror 효과에 의해 전자 가둠이 생긴다. 축 방향 z 지점에서 생성된 전자가 이러한 mirror field 구조에 갇히지 못하고 이탈되어 손실되는 정도는 escape fraction $\xi(z)$ 로 표현할 수 있다 [18]:

$$\xi(z) = \frac{\int_0^{\alpha(z)} \sin\theta \, d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \, d\theta} = 1 - \cos[\sin^{-1}\alpha(z)] \quad (3)$$

여기서 축 방향 z 지점에서 생성된 전자의 pitch angle $\alpha(z)$ 는 다음과 같다.

$$\alpha(z) = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{1}{R(z)}}\right) = \sin^{-1}\left(\sqrt{\frac{B(z)}{B_{\max}}}\right) \quad (4)$$

여기서 $R(z)$ 는 mirror ratio이고, B_{\max} 는 영구자석 표면에서의 최대 자기장 크기이고 $B(z)$ 는 전자가 생성된 위치에서의 자기장의 크기이다. $R(z) \gg 1$ 경우에, escape fraction $\xi(z)$ 는 근사적으로

$$\xi(z) \sim \frac{1}{2R(z)} \quad (5)$$

로 쓸 수 있다. 전자가 주로 ECR layer에서 만들어진다고 가정하면 2.45 GHz의 공명 자기장 크기가 875 Gauss이고 영구자석의 표면 자기장 크기가 5000 Gauss이면, $R(z) = 5.7$ 이고 $\xi \approx 0.088$ 이므로 약 8.8% 정도의 전자가 생성과 동시에 손실된다.

Fig. 3 (c)와 같이 플라즈마 용기 외벽에 영구자석을 설치하여 ECR 영역을 용기 내벽 근처에 형성되도록 하면 원주 방향으로 전자의 drift가 생기게 되어 전자가둠 효과가 증대되어 용기 내벽 근처에 플라즈마 발생부가 형성되고 자기장 크기가 최소인 용기 중앙부가 플라즈마 가둠 영역이 되어 대면적의 균일한 ECR 플라즈마를 얻을 수 있다. 즉, 자기장 B 가 원통의 축 방향으로 형성되게 영구자석을 설치하면 반지름의 음의 방향으로 자기장의 curvature radius 벡터 \vec{R}_c 가 생기고, 반지름의 양의 방향으로 자기장 구배 벡터 ∇B 와 플라즈마 공간전위에 의한 전기장 \vec{E} 가 생기기 때문에 전자가 갖게 되는 총 drift v_d 는 전기장과 자기장의 결합으로 생기는 drift $v_{E \times B}$ 와 curvature에 의한 drift v_R 및 자기장 구배에 의한 drift $v_{\nabla B}$ 의 합으로 표현할 수 있다 [19].

$$\vec{v}_d = \vec{v}_{E \times B} + v_R + v_{\nabla B} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} + \frac{m_e}{e} (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2) \frac{\vec{B} \times \vec{R}_c}{B^2 R_c^2} \quad (6)$$

여기서 m_e 는 전자 질량, e 는 전자의 전하량, v_{\parallel} 은 자장에 평행 전자속도 성분, v_{\perp} 은 자기장에 수직 전자속도 성분, R_c 는 curvature radius이다.

그러나 이 경우에 플라즈마 용기 내벽 근처에 ECR 층이 형성되어 있고 여기에서 플라즈마가 생성되기 때문에 운전 압력이 너무 높게 되면 전자가 이온 및 방전 가스 입자와의 충돌 횟수가 너무 커져 용기 벽 근처에 갇혀 있게 되어 원통 가운데는 공동화되는 현상을 보인다 [20]. 반면에 운전 압력을 너무 낮게, 즉, 거의 0.1 mTorr 근처 또는 그 이하로 내리게 되면 전자의 이온 및 방전 가스 입자와의 충돌 횟수가 적어져 자기장을 수직으로 건너가는 cross-field diffusion이 작아 원통 가운데 플라즈마 밀도가 상대적으로 낮아 질 수 있다. 원통의 중심으로 전자의 확산을 증가시키기 위해 자기장의 구조를 원통 축 방향과 더불어 원주 방향의 성분이 생기도록 적당하게 바꾼 구조를 제안하기도 한다 [21].

이와 같이 원통형 플라즈마 용기 외벽 둘레에 영구자석을 설치하는 경우에 마이크로웨이브 안테나는 용기 외벽과 영구자석 사이에 설치하게 되는데, 대표적인 안테나 형태로는 Lisitano coil [22-23], slot antenna [20-21], linear conductors [24-25], 등을 들 수가 있다.

Lisitano coil은 금속 재료로 이루어진 안테나가 플라즈마와 직접 접촉하고 있어 안테나로부터 떨어져 나오는 불순물 문제가 있으며 동축케이블을 이용하여 마이크로웨이브를 인가하기 때문에 전달 가능한 마이크로웨이브 power의 한계가 있다. 이와 같은 단점들을 피하기 위해 Lisitano coil 대신에 Fig. 4에서와 같이 직사각형 단면을 갖고 있는 WR340 마이크로웨이브 도파관의 한쪽 면에 일정한 간격

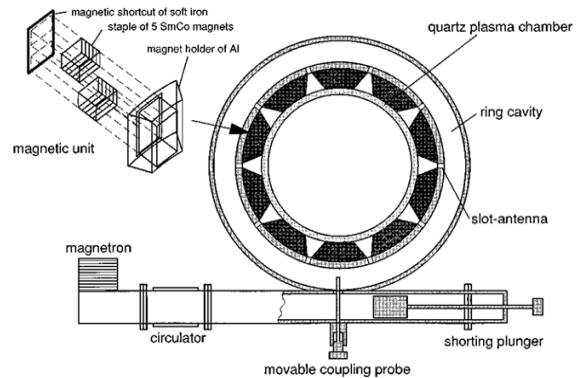


Figure 4. Large volume ECR plasma source by use of a slot antenna [20].

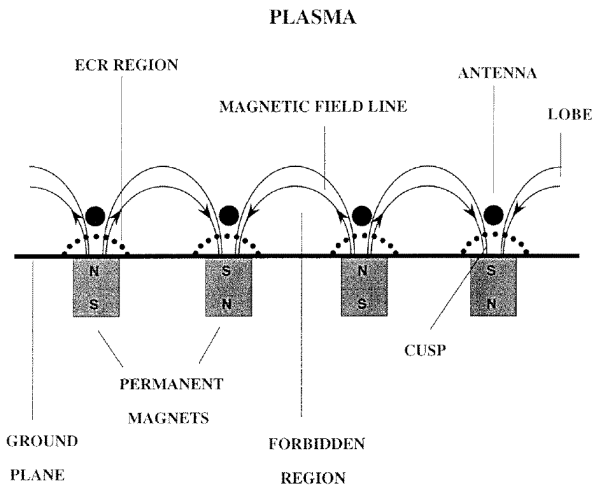


Figure 5. Schematic of the distributed ECR plasma configuration [24].

으로 슬릿 (Slot)을 내고 원형으로 굽혀서 링(Ring) 타입의 캐비티 (Cavity)를 만들어 안테나로 사용한다. 이 경우 플라즈마 용기는 마이크로웨이브가 투과 가능한 석영유리로 만들고 안테나는 플라즈마 용기의 외벽을 감싸도록 설치하여 불순물 문제를 해결할 수 있다. 또한 금속 막대를 이용하여 마이크로웨이브 공급 도파관으로부터 마이크로웨이브를 cavity에 전달하도록 하여 인가 가능한 마이크로웨이

브 전력 크기의 한계 문제도 해결 가능하다. 그러나 용기 벽 근처에서 고밀도 플라즈마가 형성되고 자기장에 의한 전자가둠과 이 전자들에 의한 마이크로웨이브의 스크리닝 (screening) 영향으로 용기 중심과의 균일도가 깨질 수가 있다.

Slot 타입의 안테나 대신에 Fig. 5과 같이 linear conductor array를 영구자석 array와 평행하게 설치하여 사용할 수도 있다. 이 경우에는 꼭 원통형 플라즈마 용기를 사용하지 않고 마치 원통형 용기를 전개도로 펼친 것처럼 평면 형태의 플라즈마를 발생 시킬 수도 있다. Fig. 5에 표기된 ground plane을 중성화반사판으로 대체하게 되면 대면적 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원으로 개발 가능하다. 그러나 안테나로 사용하는 linear conductor가 직접 플라즈마와 접촉할 수 있어서 불순물의 원인이 될 수가 있고 영구자석 array의 양 끝이 열려 있어서 전자의 drift에 의한 전자 손실로 고밀도 플라즈마를 유지하기 어려울 수 있다. 또한 linear conductor를 따라서 직접 플라즈마에 마이크로웨이브가 공급되기 때문에 안테나의 마이크로웨이브 입력단과 끝단 사이에 마이크로웨이브 공급의 차이가 생겨 안테나를 따라서 플라즈마의 공간균일도가 깨질 수 있다.

이러한 linear conductor array를 채택한 플라즈마 발

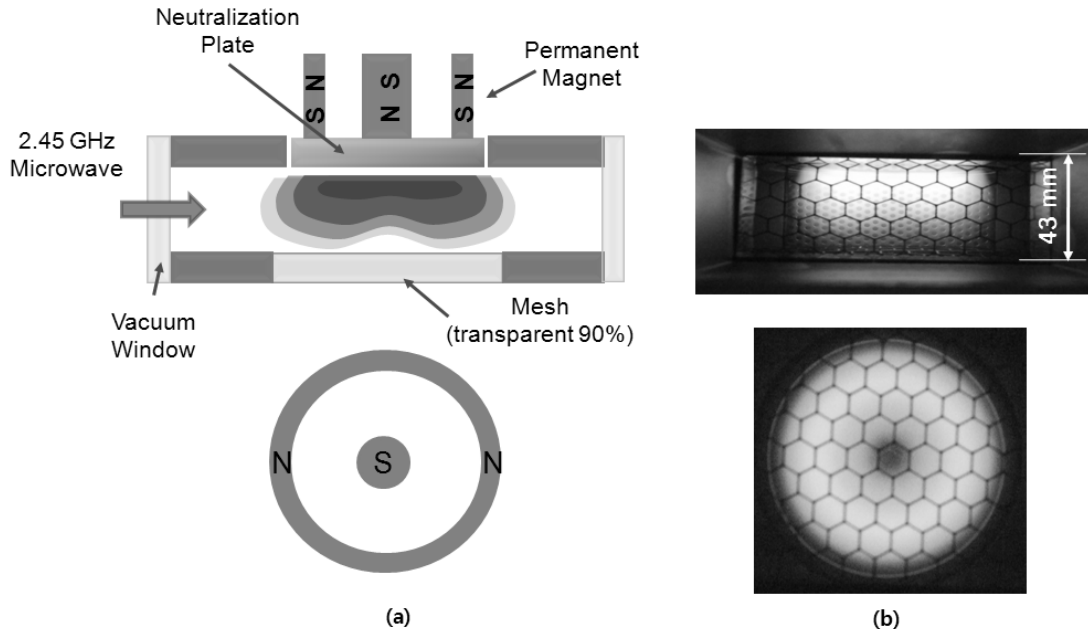


Figure 6. ECR plasma source with a racetrack magnetron magnetic field configuration. The discharge pressure is 0.3 mTorr with a microwave power of 300 W. The spectroscopically measured electron density and temperature are ca. 10^{11} cm^{-3} and 15 eV, respectively. (a) Schematics (b) Plasma shapes.

생 방식 경우에 생기게 되는 불순물과 전자손실 문제는 마이크로웨이브를 직접 도파관을 통하여 공급하고 양끝이 열려 있는 영구자석 어레이를 racetrack 마그네트론 자기장 구조와 같이 양끝이 연결된 구조가 되도록 하면 해결할 수 있다. 즉, 전자의 drift는 track을 따라서 계속 이어지게 되어 플라즈마 발생과 가둠이 동시에 가능해져서 낮은 압력 하에서도 고밀도 플라즈마를 발생시키고 유지할 수가 있다. Fig. 6은 마그네트론 자기장 구조에서 도파관을 통하여 직접 마이크로웨이브를 공급할 경우 ECR 플라즈마 발생원 개념도와 실제 방전 사진을 보여 주고 있다. 방전 압력 0.3 mTorr 이하에서도 플라즈마는 안정적으로 발생되고 유지되며 플라즈마 두께는 약 30 mm 이하로 얇게 유지가 되며 압력을 더 낮추게 되면 플라즈마 두께는 더욱 얇아진다. 분광학적 방법으로 측정한 최대 플라즈마 밀도는 약 10^{11} cm^{-3} 이고, 전자 온도는 약 15 eV 정도이다 [26]. 이 방식은 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원을 위해 요구되는 0.3 mTorr 이하의 낮은 운전압력, 얇은 플라즈마 두께, 대면적화의 가능성 등 대부분의 조건들을 만족시키고 있다. 물론 Fig. 6에 보이는 것과 같이 마그네트론 구조의 자기장을 위해 영구자석이 차지하고 있는 중심부에 플라즈마가 없는 링 형태의 플라즈마가 형성되어 2 차원적 공간균일도가 없는 것처럼 보이지만 중심부 자석을 움직이거나 공정에서 사용하는 기판을 스캐닝하는 방법으로 2 차원 공간 균일도를 보완할 수 있다. 중요한 것은 track을 따라서 균일한 플라즈마가 형성되는 것인데, 이 경우에는 track을 따라서 이어지는 전자의 drift 때문에 track를 따라서 균일한 플라즈마를 얻을 수 있다.

마그네트론 자기장 구조 경우에 중성화반사판에서 자기장이 어느 정도 크기 때문에 플라즈마로부터 중성화반사판으로 가속된 이온의 궤적에 대한 자기장 영향은 이온의 gyro-radius r_i 와 플라즈마 sheath 크기 d_{sheath} 를 비교하여 확인해 볼 수 있다.

$$r_i = 102 A^{1/2} Z^{-1} T_i^{1/2} B^{-1} \text{ (cm)} \quad (7)$$

자기장 속에서의 플라즈마 쉬스 크기는 자기장의 방향 및 크기에 따라 다른 데 $\lambda_D/r_i < 1$ 경우에는 근사적으로 전자의 Debye length λ_D 에 약 10 배정도로 계산할 수 있다 [27].

$$d_{sheath} \sim 10\lambda_D = 10 \times 743 T_e^{1/2} n_e^{-1/2} \text{ (cm)} \quad (8)$$

여기서 A는 양성자 질량에 대한 이온 질량비 ($=m_i/m_p$)이고, Z는 이온화상태, T_i (eV)는 이온 온도, B(Gauss)는 자기장 세기, T_e (eV)는 전자 온도, n_e (cm^{-3})는 전자 밀도이다.

식 (7)과 (8)을 비교하여 $r_i \gg d_{sheath}$ 이면, 이온의 궤적이 자기장에 영향을 받지 않고 있다고 볼 수 있다. 예를 들어, 일반적으로 아르곤 하이퍼써멀 생성 운전조건으로 가속 에너지를 25 eV, 중성화반사판에서의 자기장 크기를 1 kG라고 하면 $r_i = 3.22 \text{ cm}$ 이고, 전자온도 10 eV, 전자밀도 $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 경우에 $d_{sheath} \approx 0.07 \text{ cm}$ 이므로 $r_i \gg d_{sheath}$ 가 성립된다. 따라서 이 경우에는 아르곤이온의 궤적이 자기장에 영향을 받지 않는다고 할 수 있다.

IV. 결 론

높은 플럭스 ($10^{16} \text{ atoms/cm}^2 \text{ s}$ 이상)의 대면적 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원은 나노박막 형성 및 가공에 매우 적절한 장비로 개발될 수 있으나 아직까지 이렇게 높은 빔 플럭스를 기관까지 수송 가능한 대면적 하이퍼써멀 중성입자빔 발생원은 구현되지 못했다. 이러한 중성입자빔 발생원을 구현하기 위해서는 적절한 플라즈마 발생원 개발이 필수이며, 이를 위해 요구되는 중요한 플라즈마 조건으로는 높은 빔 수송효율을 위한 낮은 운전압력 (0.3 mTorr 이하), 낮은 운전압력에서도 높은 이온 밀도(10^{11} cm^{-3} 이상)를 유지하기 위한 높은 이온화율, 중성화반사판과 접해서 생성되는 얇고 넓은 공간 균일도를 갖는 대면적 플라즈마 형성이 있다.

이러한 조건들을 만족시킬 수 있는 플라즈마 발생 방식으로는 낮은 운전압력에서도 고밀도의 플라즈마를 발생시키고 유지시킬 수 있는 영구자석을 이용한 다양한 형태의 자기장 구조를 구현할 수 있는 ECR 플라즈마 방식이 가능해 보이는데, 크게 원통형과 평판형 방식으로 분류할 수 있다. 원통형 방식은 플라즈마 용기 벽에 ECR 영역을 만들어 플라즈마를 생성하고 원주 방향의 전자 drift가 형성되도록 하여 공간 균일도를 확보하는 방식이다. 이 경우에 플라즈마 용기 내벽 쪽에서 확산된 전자는 용기 중심부에 갇히게 되어 고밀도 플라즈마를 형성할 수 있다. 반면에 평판형 경

우에는 플라즈마 용기 위쪽에 있는 진공 플랜지 판에 ECR 영역을 만들고 플랜지판의 면을 따라서 전자의 drift가 형성되도록 하는 방식이다.

원통형 플라즈마 발생원 경우에는 구조적으로 2 차원의 공간 균일도를 확보할 가능성이 있지만, 입자 간의 충돌이 무시되는 낮은 운전압력 하에서는 전자가 용기 벽 쪽의 자기장에 잡혀 있기 때문에 자기장에 수직으로 확산 가능성이 적어 중심부의 밀도가 낮아져서 균일도가 나빠질 수 있다. 반면에 평판형 경우에는 영구자석이 놓이는 위치에 플라즈마가 형성되지 않아 2차원 공간 균일도를 확보하기 어려워 보인다. 그러나 이 경우에 영구자석의 위치를 공정 중에 움직이거나 기판을 스캐닝 하는 방법으로 2 차원의 균일한 공정을 구현할 수도 있다.

감사의 글

본 연구는 2008년 기초기술연구회 협동연구사업 및 지식경제부 에너지자원기술개발사업 연구비에 의하여 수행되었음.

참고문헌

- [1] S. J. Yoo et al., Review of Sci. Instrum. **79**, 02C301 (2008).
- [2] J. W. Rabalais et al., Phys. Rev. B **53**, 10781 (1996).
- [3] B. Wolf, *Handbook of Ion Sources*, (CRC Press, New York, 1995), pp. 365-366.
- [4] J. J. Cuomo et al., *Handbook of Ion Beam Processing Technology*, (Noyes Publications, Park Ridge, 1989).
- [5] M. J. Goehner, T. K. Bennett, and S. A. Cohen, Appl. Phys. Lett. **71**, 980 (1997).
- [6] H. D. Hagstrum, Phys. Rev. **96**, 336 (1954).
- [7] M. A. Cazalilla et al., Phys. Rev. B **58**, 13991 (1998).
- [8] J. W. Cuthbertson, *Reflection of Plasma Ions from Metals*, Dissertation, Princeton University (1991).
- [9] J. W. Cuthbertson, W. D. Langer, and R. W. Motley, J. Nucl. Materials, **196-198**, 113 (1992).
- [10] B. A. Helmer and D. B. Graves, J. Vac. Sci. Technol. **A16**, 3502 (1998).
- [11] M. Wieser and P. Wurcz, Meas. Sci. Technol. **16**, 2511 (2005).
- [12] S. J. Kim, H. J. Lee, G. Y. Yeom, and J. K. Lee, Jap. J. Appl. Phys. **43**, 7261 (2004).
- [13] 이조휘, 권상직, 한국진공학회지 **17**, 96 (2008).
- [14] S. Samukawa, K. Sakamoto, and K. Ichiki, J. Vac. Sci. Technol. A **20**, 1566 (2002).
- [15] A. Ranjan et al., J. Vac. Sci. Technol. A **24**, 1839 (2006).
- [16] M. Joung and S. J. Yoo et al., J. Korean Phys. Soc. **53**, 3749 (2008).
- [17] M. A. Liebermann and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, (John Wiley & Sons, New York, 1994), p. 78.
- [18] R. Geller, *Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasmas*, (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996), pp. 117-119.
- [19] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (Plenum Press, New York, 1984), pp. 26-30.
- [20] F. Werner, D. Korzec, and J. Engemann, Plasma Source Sci. Technol. **3**, 473 (1994).
- [21] J. Engemann et al., J. Vac. Sci. Technol. A **13**, 875 (1995).
- [22] G. Lisitano et al., Rev. Sci. Instrum. **39**, 295 (1968).
- [23] A. Yonesu et al., Jap. J. Appl. Phys. **27**, L1746 (1988).
- [24] T. Lagarde, J. Pelletier, and Y. Arnal, Plasma Sources Sci. Technol. **6**, 53 (1997).
- [25] J. Pelletier, Distributed ECR Plasma Sources, in *High Density Plasma Sources* (edited by O. A. Popov, Noyes Publications, Park Ridge, 1995), pp. 380-425.
- [26] Seong Bong Kim et al., PF-P029, 한국진공학회 36회 정기학술대회, 2009. 2. 11. 현대성우리조트.
- [27] X. Zou et al., Vacuum, **73**, 681 (2004).

Plasma Sources for Production of High Flux Particle Beams in Hyperthermal Energy Range

S. J. Yoo^{a*} and S. B. Kim^{a,b}

^a*Applications Plasma Research Team, National Fusion Research Institute, Daejeon 305-333*

^b*Department of Physics, POSTECH, Pohang, 790-784*

(Received May 6, 2009, Revised May 21, 2009, Accepted May 22, 2009)

Since it is difficult to extract a high flux ion beam directly at an energy of hyperthermal range (1~100 eV), especially, lower than 50 eV, the ions should be neutralized into neutral particles and extracted as a neutral beam. A plasma source required to generate and efficiently transport high flux hyperthermal neutral beams should be easily scaled up and produce a high ion density ($\geq 10^{11}$ cm⁻³) even at a low working pressure (≤ 0.3 mTorr). It is suggested that the required plasma source can be realized by Electron Cyclotron Resonance (ECR) plasmas with diverse magnetic field configurations of permanent magnets such as a planar ECR plasma source with magnetron field configuration and cylindrical one with axial magnetic fields produced by permanent magnet arrays around chamber wall. In both case of the ECR sources, the electron confinement is based on the simple mirror field structure and efficiently enhanced by electron drifts for producing the high density plasma even at the low pressure.

Keywords : Hyperthermal, Neutral beam, Plasma, ECR

* [E-mail] sjyoo@nfri.re.kr