

論文99-36D-1-12

플라즈마 증착 형상 모의 실험기의 앞뿔개 효과를 고려한 근사 해석적 모델에 관한 연구

(A Study on the Approximation analytical Model of PECVD Topography simulator considering the effect of the presheath)

李康煥*, 孫明植*, 黃好正*

(Kangwhan Lee, Myung-Sik Son, and Hojung Hwang)

요 약

본 논문에서는 반응로 안에서 쌍극성 확산장의 거리 확장에 따르는 앞뿔개(Presheath)영역에서의 효과를 고려하고, 앞뿔개 영역 내에서 이온과 중성자간의 충돌을 고려한 입사각 분포에 따른 에너지 플럭스를 계산하였다. 이온의 각분포 현상과 에너지 플럭스 분포를 이온의 온도와 함께 앞뿔개 효과를 고려된 새로운 근사 해석적 모델을 제시한다. 실제 식각 공정에 대한 실험결과 충돌이 없는 뿔개에서도 이온의 입사각이 산란되는 현상이 나타난다. 이 현상은 이온의 앞뿔개지역을 통과하면서 쌍극성 확산장(ambipolar diffusion field)에 의해 운동에너지를 얻게 되는데, 이때 얻어진 운동에너지가 가스 분자 충돌에 의해 변화는 효과 때문이라고 볼 수 있다. 제안된 근사적 해석모델을 이용하여 트렌치에서의 증착 형상을 모의실험 하였다.

Abstract

In this work, we consider the effect of the presheath on the ion angular distribution. The recent shows the ion-neutral collision in the presheath and the calculated energy flux with the ion angular distribution at the presheath edge in plasma reactor. We also propose a new approximation analytical model for the ion angular distribution and the energy flux distribution with ion temperature. The ion passing the presheath region, Shows a ion scattering effect without ion-neutral collisions. This because the kinetic energy by the ambipolar diffusion field is changed by the gas collision. Using the proposed approximation analytical model, we show the simulated results of a deposit profile on variable trench shape.

I. 서 론

* 正會員, 中央大學校 電子工學科

(Dept. of Electronic Eng., Chung-Ang University)

※ 본 연구는 서울대학교 반도체공동 연구소의 교육부
반도체 분야 학술연구 조성비(과제번호 : ISRC 96-
E-1035)에 의해 수행 되었습니다.

接受日字:1998年5月18日, 수정완료일:1998年12月24日

집적회로의 기하 급수적인 집적도 증대로 인하여 트
렌치나 비아와 같은 세부 구조에서의 증착과 식각 공
정의 정확한 프로파일을 예측하는 것이 점차 중요시되
고 있다. 이러한 이유로 이들 단위 공정들에 관한 1차
원 및 2차원 시뮬레이터들이 개발되어 왔다^[1-4]. 증
착공정에서는 트렌치와 비아와 같은 세부 구조에 관한
증착형상들을 얻어내는 형상 시뮬레이터가 연구되어

오고 있다.

특히 플라즈마를 이용한 ULSI 및 GSI의 반도체 소자 공정이 저압 고밀도의 균일한 플라즈마 소스를 이용한 대면적 웨이퍼(wafer)와 미세한 반도체 소자의 구조로 발전해 감에 따라, 증착 공정에서도 좀더 정확한 매개 변수의 추출이 요구된다.

PECVD(Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition)공정에서는, 주입되어지는 이온의 덮개(Sheath)내에서 입사각과 에너지 분포가 식각 및 증착 공정에서 중요한 변수로 인식되어 많은 연구가 진행되어 오고 있다. 플라즈마를 이용한 식각 및 증착의 프로파일은 실험적 관점과 이론적 관점에서 고려되어지고 있으며^[5-10], 특히 저압조건하의 플라즈마에서는 농도가 증가하고 덮개 및 앞덮개 영역의 두께가 감소되고, 이온의 평균 자유행정거리가 증가하면서, 이 영역에서의 이온과 중성자간 또는 이온과 전자간의 충돌 가능성은 극히 감소되었다. 이러한 덮개 및 앞덮개 영역에서 이온의 움직임을 고찰하기 위해, 이온의 운동에 따른 에너지 분포를 특성화하여 저압의 조건에서 이온 에너지 분포의 덮개 및 앞덮개효과를 고려하였다. 일반적으로 플라즈마의 덮개 및 앞덮개 접촉면에서 이온 속도 분포의 직접적인 관찰은 쉽지 않기 때문에, 덮개 및 앞덮개 영역에서의 전압추정으로 부터 이온 에너지에 대한 분석을 한다. 플라즈마 저압공정 수행시, 이미 충돌이 거의 없는 덮개 및 앞덮개 영역에서 이온 에너지의 변화를 관찰 했을 때, 충돌이 없는 조건에서 비수직적인 이온 에너지의 운동을 밝혀왔고^[11], 이는 증착 및 식각 공정의 정확한 형상 해석을 위해 더욱 고려되어야할 요소로 지적된다. 즉, 물질표면에서 비정상적인 관계에 있는 자장으로 인해, 수직이 아닌 증착 또는 식각이 발생할 수도 있음을 의미한다. 이러한 비수직적인 이온 에너지가 표면에 수직인 이온 운동에너지에 비해 매우 낮다 할지라도, 물질표면에 평행인 불규칙적인 이온의 운동 또는 온도는 증착 및 식각 공정의 심각한 퇴화 현상을 일으킬 수 있다. 즉, 측벽 보호막을 사용하지 않은 플라즈마 화학 반응에서 공정결과의 비수직적인 프로파일 결과 도출이 그러한 종류의 한 예가 된다^[11-12]. 일반적으로 이러한 문제는 적절한 안테나 구조설계와 같은 자장의 설계를 통해 수정될 수 있다.

본 논문에서는 증착 및 식각 공정에서 비수직적인 이온 운동에너지를 적절히 조절하여 측벽 보호막 기술

을 사용하지 않고서도 원하는 수직 구조의 증착 및 식각 공정의 수행이 가능하고, 또 앞덮개 영역의 효과를 고려한 근사 해석적 방법을 적용하여, 전체적인 계산량을 줄이면서도 실험적 결과와 일치시키는 모델링에 대한 연구를 수행하였다. 지금까지 이온의 입사각 분포와 에너지 분포는 덮개 내에서의 이온의 움직임만을 고려하여 계산하였는데, 이 결과는 실제 실험 결과와 차이가 있음이 나타났다^[13]. 따라서 본 논문에서는 먼저 반응로 안에서 쌍극성 확산장의 거리 확장에 따르는 앞덮개(Pre-Sheath)영역에서 이온들이 가스들과 충돌하는 영향을 추가로 고려하여 이온의 입사각을 계산하고 이에 따르는 이온의 에너지 분포를 고려함으로써 이온의 입사각과 에너지 분포에 대한 새로운 근사 해석적 모델을 제안하였다. 제안된 해석 모델을 이용하여 트랜치에서의 증착 형상을 모의실험 하였다. 모의실험의 정확성을 위해 플라즈마 반응로내의 전기장 분포 조건하에서 단일자 몬테 카를로 방법을 사용하여 웨이퍼의 한 지점을 통과 할 때까지 이온의 궤적을 추적하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 2장에서는 플라즈마 반응로에서의 앞덮개 효과를 설명하고 3장에서는 이를 이용하여 이온의 입사각과 에너지 분포를 계산하고 이 분포에 대한 새로운 해석 모델을 제안한다. 4장은 제안된 해석 모델을 이용한 트랜치에서의 PECVD 증착 모의실험 결과를 보여주고 끝으로 5장에서 결론을 맺는다.

II. 앞덮개(Pre-sheath) 효과

1. 쌍극성 확산장(Ambipolar diffusion field)

플라즈마 증착 및 식각 공정에서 사용되는 이온의 각분포를 정확하게 계산하기 위해서는 이온 온도와 이온-분자간의 충돌 거리등과 같은 변수들을 정확히 알아야 하지만, 지금까지는 주로 덮개의 전압이나 덮개 내에서의 이온 충돌만을 고려해서 이온의 각분포가 계산되어져 왔다^[14].

OTS(Overhang Test Structure) 구조하에서 개발된 SPEEDIE(Stanford Profile Emulator for Etching and Deposition in IC Engineering)의 모의 실험결과로부터 살펴보면, 그림 1에서는 실제 입사각과 모의 실험결과의 차이가 약 $8^{\circ} \sim 10^{\circ}$ 정도로 발생하고 있음을 보여준다^[15]. 이는 이온이 앞덮개를

지나 웨이퍼의 표면에 도달할 때 발견되는 무충돌 상태에서의 비정상적인 각퍼짐 현상을 의미 하는 것이다. 전통적인 플라즈마 반응로에서 비정상적인 각퍼짐의 존재가 새로운 것은 아니지만, ICP 반응로에서 처럼 무충돌 덮개와 전제된 낮은 이온의 온도조건으로 인하여, 본 논문에서 제시하는 이온의 각분포 현상으로 인한 앞덮개 및 덮개의 효과는 간과되어져 왔다. 따라서 이온의 에너지가 증가하거나 또는 낮은 압력조건에서는 그림 1에서 볼 때 각퍼짐 현상은 더욱 명백히 고려되어야 할 것으로 보인다. 여기서는 약 150 mTorr의 주어진 조건에서 앞덮개 효과에 의해 약 10° 정도의 입사된 이온 각퍼짐 현상을 관찰할 수 있다.



그림 1. Overhang 구조에서 SF₆/C₂ClF₅ 플라즈마, 150mTorr 에서 이온의 입사각 분포를 SEM사진으로 측정^[1]

Fig. 1. SEM photograph of an overhang test structure etched in SF₆/C₂ClF₅ plasma at the pressure of 150mTorr^[1].

즉, 이는 트렌치 구조에서 이온의 각퍼짐 현상에 의해 다결정 실리콘의 하부 구조를 전반적으로 넓게 해주는 결과를 의미한다. 다시 말하자면, 앞덮개 영역에서 전자와 이온의 부분적인 플렉스의 불균형은 입사된 이온의 운동을 편향시키게 된다. 이러한 쌍극성 확산장에 의한 각퍼짐의 효과는 고밀도의 플라즈마 소스에서 자주 발생하는 현상이며, 이는 왜곡된 프로파일을 나타내는 원인이 된다.

앞에서 언급한바와 같이, 웨이퍼 표면에서의 쌍극성 확산장에 의한 이온의 각분포 효과는 오랫동안 무시되어져 왔다. 왜냐하면, 앞덮개 영역에서 쌍극성 확산장

의 크기와 전압 강하는 덮개 영역에서 보다 훨씬 적기 때문이다. 그러나 앞덮개 영역에서 얻게된 약간의 운동에너지는 이온이 덮개 영역을 지나게 되면서 큰 에너지를 얻는다. 이 편향된 운동에너지는 앞덮개 영역에서 이온과 중성자간 충돌에 의한 효과로 볼 수 있으며, 이러한 쌍극성 확산장의 거리는 평균자유 행정 거리 이상이므로, 이온이 출발한 최초의 위치로부터 덮개 영역까지 이동할 시 최소 한두 번은 가스분자와 충돌하게 되고 이때 운동 에너지를 획득한다. 이 운동에너지는 웨이퍼에 대해 수직으로 입사하는 성분과 웨이퍼에 평행한 성분의 운동 벡터로 구성된다. 웨이퍼에 대해 수직으로 입사하는 성분의 이온에 대한 에너지는 큰 에너지를 갖는 것으로 계산되고, 웨이퍼에 대해 평행하게 입사하는 성분의 이온에 대한 에너지는 상승된 이온의 온도 함수로 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$E = \frac{kT_e}{qn} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1)$$

여기서 T_e 는 전자 온도(electron temperature), q 는 단위 전하, x 는 웨이퍼로부터의 거리이다.

플라즈마 중심부로부터 덮개 끝부분 까지의 총 전압 강하에 의한 에너지는 다음과 같이 유도되어진다.

$$e\Delta\Phi = kT_e \ln \frac{n_{\text{center}}}{n_{\text{bulk-sheath}}} \quad (2)$$

n_{center} 는 플라즈마 벌크에서의 플라즈마 밀도이고 $n_{\text{bulk-sheath}}$ 는 플라즈마 벌크와 덮개 사이의 앞덮개 영역에서의 플라즈마 밀도이다. kT_e 는 대부분의 경우 3-5eV 이다.

2. 이온 에너지 변화

반응로에 작용하는 압력에 따른 앞덮개 효과를 분석해보면, 일반적으로 압력이 낮아지면 이온의 밀도가 증가하고, 압력이 높아지면 상대적으로 이온의 밀도는 낮아진다. 즉, 이온에너지의 분포가 전체적으로 저압(수 mTorr) 조건하의 1500와트 전력조건 실험적 논문을 통해 압력에 따라 분석을 해보면, 적용된 압력이 낮아질수록 이온의 전체적 에너지는 증가하게 됨을 보여준다^[11]. 특히 앞덮개 영역에서는 전자와 이온의 충돌이 없는 조건에서 이온이 가속화되는 영역이므로, 낮은 압력에서 전자의 온도는 증가하며, 이온과 중성자 또는 이온과 전자의 충돌은 감소하게 된다. 이러한 두 요소는 이온을 가속화시키게 되어 전체적 이온의

에너지를 증가시키게 된다. 이온의 에너지와 입사각 분포도를 보여주고 있는 그림 2를 살펴보면, W.H. Holber^[11]가 수행한 증착과 식각 프로파일에서 웨이퍼에 평행한 이온들의 운동 효과에 관한 모의실험을 통해, 덮개에 도달하는 이온의 온도를 얻을 수 있다.

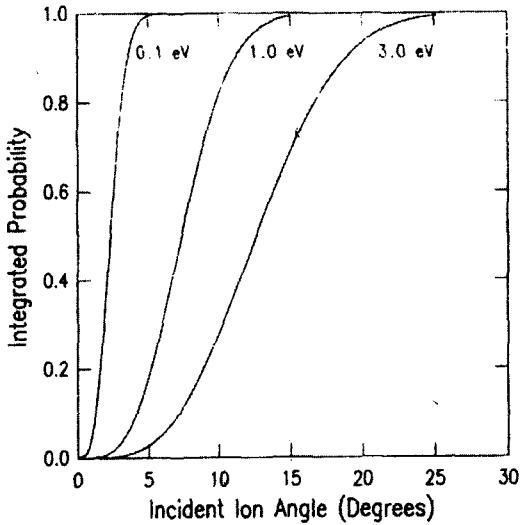


그림 2. 이온의 에너지에 따른 표면에서의 입사각 분포^[11]

Fig. 2. Effect of ion temperature on ion angle distribution^[11].

Holber는 이 모의실험에서 순수한 맥스웰 분포를 갖는 전자가 100eV로 웨이퍼에 수직으로 입사할 때 앞덮개에서의 충돌에 의한 웨이퍼 수평 방향 에너지 값을 파라미터로 한 누적 분포를 계산하였다. 누적 분포의 계산 결과로부터 해석된 결과는 수평 방향 에너지가 증가할수록 이온 입사각의 퍼짐을 나타내는 누적 확률이 1이 되는 각도가 증가됨을 볼 수 있다. 예를 들어 0.1eV의 수평 방향 에너지를 갖는 이온들은 5도 이내의 경사각을 갖고 입사하게 되며 1.0eV일 때는 15도의 경사 각도를 갖게 됨을 보여주고 있다. 그림1의 실험 결과에서 경사각도가 약 8-10도 사이가 됨을 보여주고 있으며, 이를 그림 2의 이온 에너지에 따른 입사각 분포계산으로부터 웨이퍼의 표면에서 발생하는 이온의 입사각에 따른 이온의 수평 에너지가 그림 3으로 부터 약 0.3 - 0.6eV임을 알 수 있다. 이 결과를 통해서 얻어진 덮개 경계에서 이온의 온도 T_i 는 에너지 = kT_i , 관계식에서 약 5000K로 계산되며 일반적인 PECVD 공정에서 가스 온도인 500K와 큰 차

이가 나는 것을 그림 4의 이온 온도에 따른 입사각 분포 비교를 통해 확인 할 수 있다. 한편, 이 현상은 그림 5에서 처럼 이온이 앞덮개 지역을 통과하면서 쌍극성 확산장에 의해 운동에너지를 얻게 되는데, 이때 얻어진 운동에너지가 가스 분자와의 충돌에 의해 변하는 효과 때문이라고 볼 수 있다^[13].

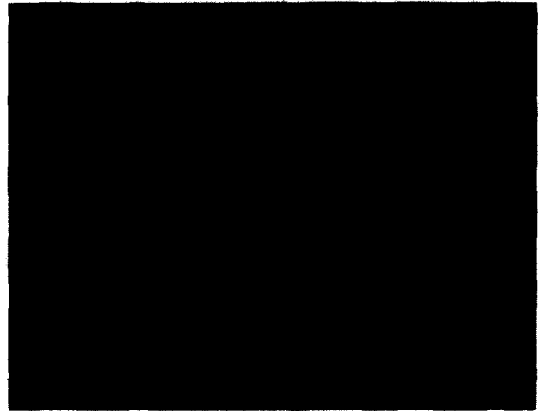


그림 3. 이온의 입사각에 따른 이온의 분포 및 에너지 관계^[15]

Fig. 3. Ion distribution and energy relative with incident ion angle^[15].

즉, 이는 이온의 에너지가 높은 경우 덮개 및 앞덮개 영역에서 이온의 각퍼짐 현상이 더욱 두드러지게 나타남을 관찰할 수 있고, 형상 분석시 이를 더욱 신중히 고려 해야됨을 의미한다.

이러한 앞덮개 영역에서의 각분포는 흡착계수의 모델시 앞덮개 효과를 고려한 플럭스의 계산을 요구하게 된다. 이를 위해 본 논문에서는 앞덮개에서 발생하는 이온 입사각의 분포를 고려한 근사적 에너지 분포 해석 모델을 제시하고자 한다.

III. 이온 입사각과 에너지 분포해석 모델

1. 이온 입사각과 에너지 분포 계산

PECVD 증착 형상을 모의실험 하기 위해서는 증착되는 두께가 계산되어야 한다. 증착두께 d 은 흡착계수 S_c 와 한 개의 셀에 대해 반응하는 입자의 플럭스($\Gamma_{reactor}$)의 함수로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$d = f(S_c, \Gamma_{reactor}) \tag{3}$$

위의 식(3)에서 알 수 있는 바와 같이, 흡착 계수

Sc(Sticking coefficient)에 의하여 증착 두께가 결정되고, 이는 표면에 입사된 전체 플럭스($\Gamma_{incident}$)와 반응물의 단위 셀의 면적당 존재하는 입자의 플럭스($\Gamma_{reactor}$) 비율로 다음처럼 나타난다.

$$S_C = \frac{\Gamma_{reactor}}{\Gamma_{incident}} \quad (4)$$

여기서 흡착계수 S_C 는 이온의 입사각에 따른 에너지 분포로부터 계산되는 이온 흡착 계수 S_i 에 의해 다음의 식처럼 보강되며, 이때 PECVD의 모델링에서 고려되는 흡착계수는 다음의 식(5)처럼 표현된다.

$$S_C = S_o + f(\Gamma_{E_{ion}})S_i \quad (5)$$

여기서 우측항의 첫 번째 S_o 는 PECVD의 흡착 계수이고, 우측항의 나머지 S_i 항은 입사된 이온의 에너지에 의한 흡착계수로 표현된다. 이때의 S_i 항의 이온에 의한 흡착계수 함수 $f(\Gamma_{E_{ion}})$ 은 다음의 식(6)처럼 근사되어진 흡착 계수를 의미한다^[17].

$$S_i = f(\Gamma_{E_{ion}}(\theta)) \approx k \times \Gamma_{E_{ion}}(\theta) \quad (6)$$

여기서 이온의 입사각(θ)에 대한 에너지 플럭스($\Gamma_{E_{ion}}(\theta)$)분포는 덮개 내에서의 이온 입사각과 몬테 카를로 방법을 사용하여 계산되어져 왔다^[14]. 즉, 흡착 계수 S_C 가 식(5)의 우측항 나머지 S_i 항의 입사된 이온 에너지 각도에 따라 앞덮개에 미치는 영향은 다르게 나타나며, 이는 입사된 이온의 에너지 변화에 따른 플럭스의 변동 요인으로 작용한다.

입사된 이온 에너지의 플럭스($\Gamma_{E_{ion}}$)를 해석하기 위해, 몬테카를로(Monte Carlo) 방식을 적용하여 앞덮개 효과에 의한 이온 입자의 전송과 충돌을 고려한 웨이퍼 표면에서 이온의 에너지 분포를 식(7)처럼 계산하게 된다.

$$\Gamma_{E_{ion}}(\theta) = \sum_{i=1}^N E_{k,i} \times n(E_{k,i}, \theta) \quad (7)$$

$$(0 < E_{k,i} < 1, 0 < \theta_i < \frac{\pi}{3})$$

여기서, $E_{k,i}$ 는 무작위수(random number) i 번째에서 웨이퍼 표면과 접촉될 때의 이온 에너지이며 $n(E_{k,i}, \theta)$ 는 에너지 $E_{k,i}$ 와 경사각 θ 를 갖는 이온의 수를 의미한다. 이 방식은 정확도에 비해 많은 수행 시간을 요구하기 때문에 몬테 카를로 방법을 근사 해석적 모델이 많이 사용되어지고 있다^[17]

즉, 각각 입사된 이온의 에너지에 대해 입사각 θ 를 갖는 이온과의 누적 연산을 수행하여 이온 에너지의 플럭스($\Gamma_{E_{ion}}$)를 얻는 몬테 카를로 방법에서는 모의 실험결과의 누적연산방식에 따르고 있기 때문에, 모의 실험시 요구되는 연산량 및 컴퓨터의 경비 상승이 발생한다. 이를 해결하기 위해 일반적인 모델링에서는 적응 계수를 적용한 근사 해석적 방법을 적용하여 요구되는 연산의 하드웨어적 요소의 경비 절감 및 연산 속도의 향상을 시도한다^[17]. 이때 적응계수 값의 설정은 일반적인 실험 결과와 모델링된 결과 값과 비교한 다음 적절한 값으로 결정한다.

본 논문에서는 모델링시, 요구되는 계산량을 줄이면서 속도 향상을 위해 적응 계수 값을 이용한 근사 해석적 방법을 적용하고 보다 정확한 형상분석을 위해 앞덮개 효과를 고려한다.

2. 앞덮개 효과를 고려한 이온 입사각과 에너지 분포
앞덮개 효과를 고려하게 되면 웨이퍼 위에서의 이온의 입사각과 에너지 분포가 달라지는 것을 볼 수 있다. 그림 4는 식(7)의 이온수 n 에 관하여 몬테 카를로 방법으로 계산된 입사 각도에 따른 이온수를 이온의 온도에 따른 비교분포로 나타내고 있다.

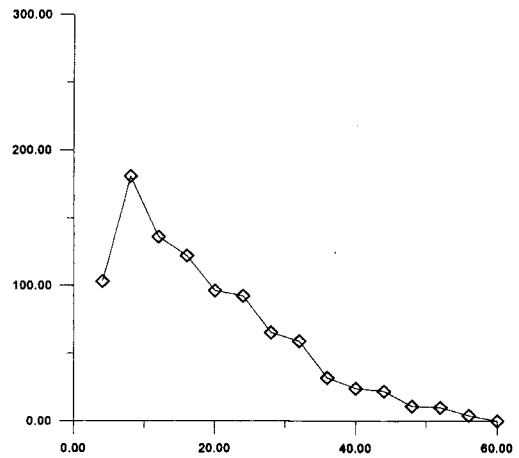


그림 4. 이온의 온도에 따른 입사각 분포 비교
Fig. 4. Ion angular distribution obtained using an ion temperature of 5000K as compared with the case in which the ion temperature is 500K.

그림 4에서 살펴보면, 이온의 온도가 높을 수록 앞덮개 영역에서 각분포의 퍼짐 현상이 나타나고 있음을 볼 수 있다. 여기서 n 의 계산은 IONTRANS^[15]로

써 수행하였다. 그림에서 살펴보면, 웨이퍼에 입사되는 이온의 개수가 앞덮개 효과를 고려하게 되면, 이온의 입사각 분포가 초기에 증가를 시작하여 약 8° ~ 10° 까지는 증가를 한다. 이때 입사된 이온입자의 최고 증가는 약 10° 의 각퍼짐 영역에서 나타나고 있음을 보여준다.

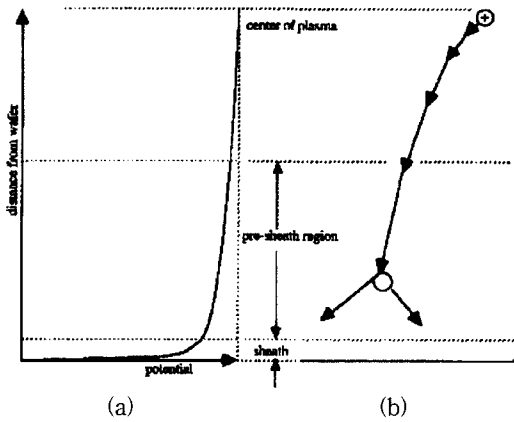


그림 5. 앞덮개(Pre-sheath) 효과: 이온과 가스 분자가 앞덮개를 비행하면서 충돌하여 이온의 에너지를 변화시킨다

Fig. 5. Pre-sheath effect: the energy which the ions gained in the presheath region can be randomized by the ion-neutral collisions^[9].

이는 ICP와 같은 저압 고농도의 반응로에서 처럼 무충돌 덮개와 낮은 이온의 온도에 기인하여 앞덮개 효과를 고려하지 않은 경우와는 차이가 있음을 알 수 있다. 즉, ICP 반응로에서 처럼 무충돌 덮개와 낮은 이온의 온도 조건으로 인하여 이온의 각분포 현상이 간과되어온 형상 분석으로 부터, 이온의 에너지가 증가하거나 또는 낮은 압력조건에서는 이온의 온도 상승으로 인하여 각퍼짐 현상이 더욱 명백히 고려 되어져야함을 의미한다. 이에 따르는 에너지 플럭스 분포의 근사 해석적 모델은 다음절에서 언급 하고자 한다.

3. 해석 모델

앞절에서 언급한 이온의 에너지에 따른 입사각 분포와 앞덮개 효과를 고려한 입사각(6)에 따른 식(6)의 입사된 이온의 에너지에 의한 흡착계수는 몬테 카를로 방식을 사용하여 에너지 플럭스를 계산하게 된다. 그러나 식(6)과 같이 몬테 카를로 방식을 사용하여 앞덮개 효과가 추가적으로 고려된 에너지 플럭스 계산은 입사된 이온의 에너지에 대해 입사각 6를 갖는 이온

과의 누적 연산을 수행하여 이온 에너지의 플럭스 ($\Gamma_{E_{ion}}$)를 얻게되므로, 요구되는 연산량 및 컴퓨터의 경비 상승이 발생한다. 이를 해결하기 위해 이온의 입사각 분포를 고려한 에너지 플럭스에 관하여 다음과 같은 근사 해석적 모델을 새로이 제안한다.

$$\Gamma_{E_{ion}}(\theta) = N \times \left(\exp\left(-\frac{|\theta - \theta_{max}|}{a}\right) \right) \quad (8)$$

여기서 θ_{max} 는 최대 입사 개수를 갖는 각이며, N 은 θ_{max} 에서 이온의 입사 개수, a 는 적응계수값이다. 이때 적응계수 값의 설정은 일반적인 실험 결과와 모델링된 결과 값과 비교한 다음 적절한 값으로 결정한다.

제안된 해석 모델 식(8)을 사용하여 이온의 입사각에 따른 에너지 플럭스 분포를 식(7)의 몬테 카를로 방법으로 계산한 결과로 근사화 하였다. 그림 6과 그림 7에서 살펴보면, 식(8)의 근사 해석적 모델에서 주어진 적응계수 값 a 에 따라, 몬테 카를로 방법으로 계산된 결과의 에너지 플럭스 분포와 제안된 근사적 모델에 따른 에너지의 플럭스 분포가 매우 유사한 모습을 보이고 있음을 알 수 있다.

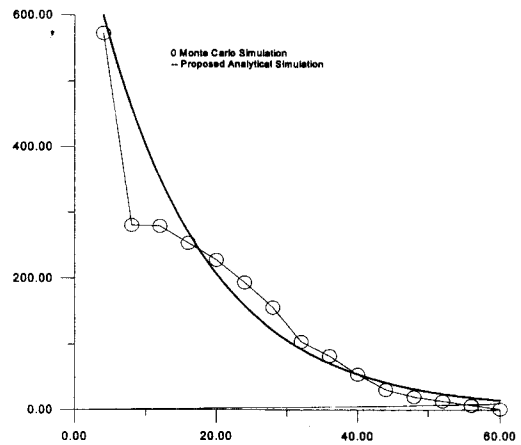


그림 6. 앞덮개 효과를 고려하지 않은 이온 입사각에 따른 에너지 분포에 관한 해석 모델

Fig. 6. Analytic model for ion energy flux distribution without presheath effect.

그림 6과 7은 각각 앞덮개 효과를 사용하지 않은 경우와 사용한 경우의 예를 보여준다. 여기서 적응계수값은 $a = 15$ 일 때 매우 정확한 모델을 제공함을 알 수 있다. 따라서, 식(8)의 $\Gamma_{E_{ion}}(\theta)$ 는 식(6)의 이온

흡착 계수 S_i 계산에 사용되며 식(3)과 식(5)에 의하여 증착두께가 계산되어진다.

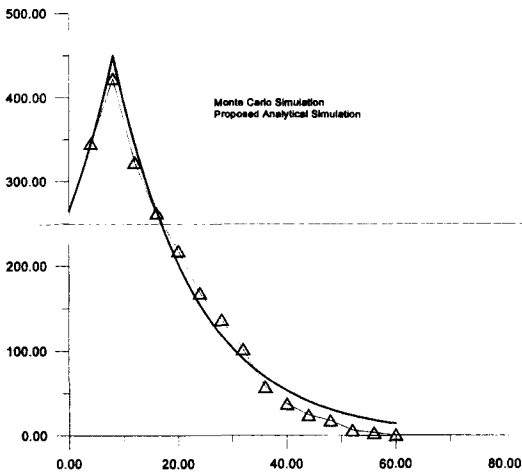


그림 7. 앞덮개 효과를 고려한 이온의 입사각에 따른 이온 에너지 플럭스 분포 비교
Fig. 7. Analytic model for ion energy flux distribution with presheath effect.

4. PECVD 증착 메카니즘 모델

트렌치 내부에서의 입자들의 증착은 직접 입사된 입자, 표면에 흡착후 반사된 입자, 그리고 흡착후 확산되는 입자의 세 가지 메카니즘으로 고려되어질 수 있다. 즉, 흡착계수는 다음의 그림 8에서 보여주는 바와 같이 셀에 대해 반응하는 입자의 플럭스($\Gamma_{reactor}$)는 직접 입사, 재반사 입사 및 표면확산의 세 가지 요소로된 플럭스로 구성된다.

$$\Gamma_{reactor} = \Gamma_{Direct} + \Gamma_{Re-emission} + \Gamma_{Surf.-diff.} \quad (9)$$

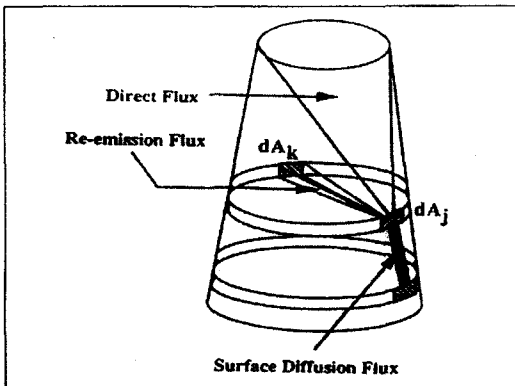


그림 8. 단위셀에 반응하는 플럭스^[17]
Fig. 8. Reactor flux at the element unit cell^[17].

그러나 흡착후 확산되는 메카니즘은 다른 두 메카니즘에 비하여 무시될 수 있을 정도로 미약하므로 여기서 고려하지 않았다^[17]. 따라서 한 셀에서 증착되는 입자의 플럭스 $F_{reactor}$ 는 다음과 같이 계산되어진다.

$$\Gamma_{reactor} \cong \Gamma_{Direct} + \Gamma_{Re-emission} \quad (10)$$

트렌치에서의 프로파일 성장을 모의실험 하기 위해서 몬테 카를로 방법을 사용한 PECVD 모델에 의하여 연구되어져 왔다^[13-18]. 이 방법은 많은 수의 입자들을 가스 상태에 일정하게 발생시킨 후 그 입자들에 대한 임의의 초기 궤적이 주어지고 각각의 입자들이 표면에 닿을 때까지 궤적을 추적하는 방법이다. 입자들이 표면과 반응하느냐 아니면 재 방출되어 가스 상태로 되돌아 나가느냐 하는 것은 무작위수(random number)에 의해 주어지는 확률로써 결정하며 입자가 표면과 반응하여 증착 될 때까지 궤적은 추적된다. 이때 일반적인 PECVD에서의 흡착계수는 다음처럼 표현 된다^[12].

$$S_c = 0.2 + 0.08 \cdot \frac{\Gamma_{Eion}}{(\Gamma_{Eion})_{top}} \quad (11)$$

IV. 모의 실험 결과 및 고찰

위의 해석 모델을 사용하여 계산된 이온의 입사각과 에너지 분포를 갖는 PECVD 증착프로파일을 모의실험 하였다. 웨이퍼 위의 트렌치에 대한 모의실험은 저압 기상 화학증착 모델(LPCVD)도 함께 사용하였다. 플라즈마 발생 장치에서 주입되는 앞덮개 효과가 고려된 이온들의 영향에 관한 이온 에너지 플럭스 및 그에 상관된 흡착 계수는 본 논문을 통해 제안된 식(8)에 의한 근사 해석적 모델을 사용하여 계산하였다. 앞덮개 영역에서는 이온의 속도보다 더 빠른 전자 속도의 결과로 전자-이온 또는 이온-중성자간의 충돌이 거의 없는 전자의 공핍 영역이 발생된다. 따라서 그 기능은 전자를 밀어내게 되어, 이온이 가속화되는 영역의 이온화 에너지에 의한 각분포 현상으로 부터 앞덮개 효과가 발생한다. 이온 에너지 플럭스 효과가 고려된 앞덮개 영역에서의 이온 흡착 계수에 의한 전체 이온의 에너지 플럭스를 계산하여 PECVD 표면 성장 형상을 추적하였다. 이때 순수한 PECVD 및 LPCVD 흡착 계수 S_0 는 임의의 경험 값을 주었다. 입사된 입자들에 대한 궤적 추적을 통해 시간에 따른 증착 프로파일을

몬테 카를로 방법으로 모의 실험한다.

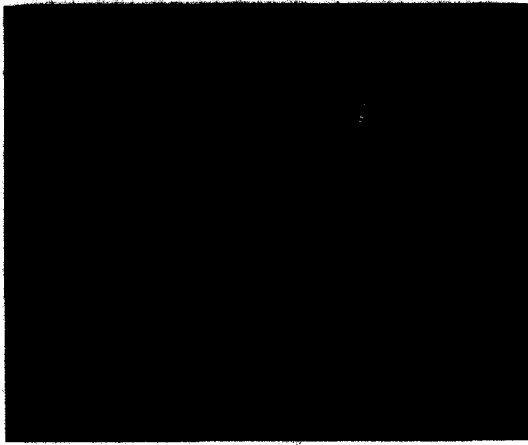


그림 9. 플라즈마 트렌치의 실험적 구조
Fig. 9. The special feature of the plasma trench structure at 2 to 5 mtorr.

그림 9에서는 일반적인 트렌치 구조의 실험적 구조를 보여준다. 이러한 트렌치 또는 비아접촉등의 구조를 위한 모의 실험 결과가 그림 10에서 나타내었다. 모의 실험결과는 증착 두께층이 10층이며 1층당 입사되어진 입자수가 10^4 개인 모의실험 결과이다. 비교적 정확한 프로파일을 보여주고 있다.

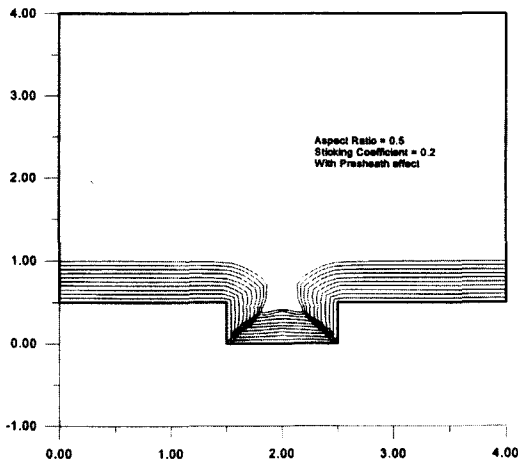


그림 10. 면비가 0.5일 때 앞덮개 효과를 고려한 모의 실험
Fig. 10. Aspect ratio = 0.5, Simulation result with presheath effect.

그림 11과 그림 12는 면비(Asspect ratio)가 4인 트렌치에서 각각 증착 프로파일을 앞덮개 효과를 고려하

지 않은 경우와 고려한 경우의 모의실험 결과이다. 사용된 흡착 계수는 일반적인 LPCVD의 0.01을 선택하였다. 앞덮개 효과를 고려하지 않은 경우 그림 11은 입사각 산란이 일어나지 않으므로 트렌치 밑바닥 가운데 증착이 많이 일어난 것을 볼 수 있고, 앞덮개 효과를 고려한 경우 그림 12는 입사각 산란으로 더 낮은 증착 두께를 보인다.

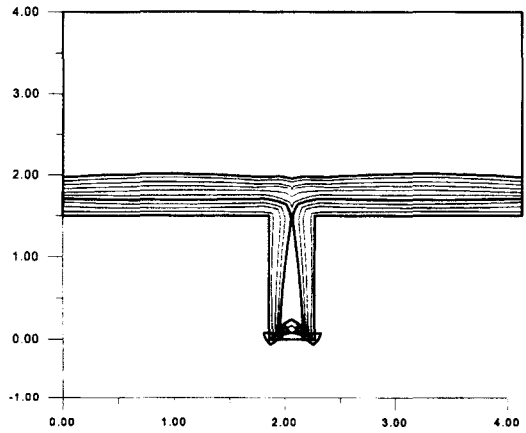


그림 11. 면비가 4일 때 앞덮개 효과를 고려하지 않은 모의실험
Fig. 11. Aspect ratio = 4, Simulation result without presheath effect.

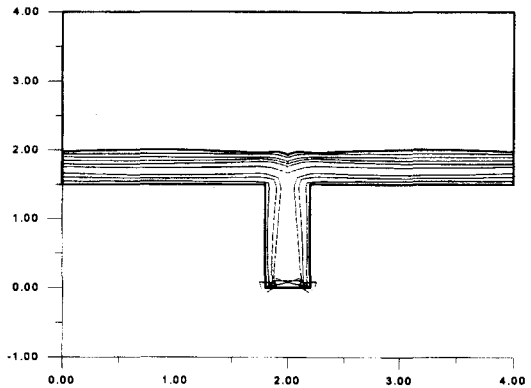


그림 12. 면비가 4일 때 앞덮개 효과를 고려한 모의 실험
Fig. 12. Aspect ratio = 4, Simulation result with presheath effect.

그림 13과 그림 14에서는 면비를 0.85로 줄여서 앞덮개 효과를 고려하지 않은 경우와 앞덮개 효과를 고려한 경우의 모의실험 결과이다. 앞의 것은 void가 형성되는 반면 뒤의 것은 증착시 void가 형성되지 않음을 보여주는데 두 경우의 프로파일이 매우 다른 것을

볼 수 있었다.

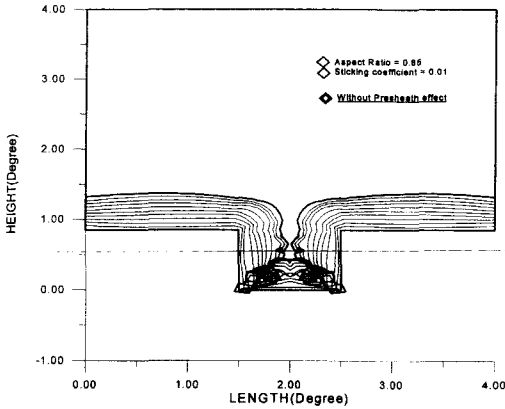


그림 13. 면비가 0.85일 때 앞덮개 효과를 고려하지 않은 모의실험

Fig. 13. Aspect ratio = 0.85, Simulation result without presheath effect.

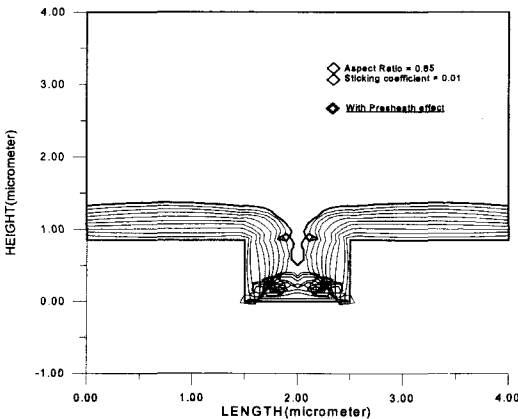


그림 14. 면비가 0.85일 때 앞덮개 효과를 고려한 모의 실험

Fig. 14. Aspect ratio = 0.85, Simulation result with presheath effect.

V. 결론 및 향후 연구과제

앞덮개(Presheath)효과는 이온의 입사각의 분포를 완만하게 변화시킨다. 따라서 트렌치 내에서 중앙보다 벽면의 증착 두께를 두껍게 해주는 것으로 모의실험 결과 나타났다. 이 효과는 앞으로 보다 미세화 되어지는 소자 구조 속에서 3차원 효과 측정을 위한 중요한 변수로 사용될 것이다. 또한 제안된 근사적 모델링 방법에 의해 다양한 트렌치의 윈도우 크기로부터 증착시의 앞덮개 효과를 고려한 프로파일을 보였다. 근사적

모델의 적응 계수 값인 상수 $a = 15$ 일 때 매우 정확한 모델을 제공한다. 위의 해석모델을 사용하여 계산된 이온의 입사각과 에너지 분포를 갖는 트렌치 증착 프로파일을 모의실험 하였다. 모의 실험 결과 면비가 4인 트렌치에서의 증착 프로파일의 앞덮개 효과를 고려하지 않은 경우는 입사각 산란이 일어나지 않으므로 트렌치 밑바닥 가운데 증착이 많이 일어난 것을 볼 수 있었고, 앞덮개 효과를 고려한 경우는 입사각 산란으로 더 낮은 증착 두께를 보인다. 면비를 0.85로 줄여서 모의실험을 하였는데 앞덮개 효과를 고려한 경우와 그렇지 않은 경우의 증착 프로파일이 크게 달라지는 것을 볼 수 있다. 앞덮개 효과를 고려한 경우는 void가 형성되지 않은 반면 앞덮개 효과를 고려하지 않은 경우는 증착시 void가 형성되는 것이 보여지는데 두 경우의 프로파일이 매우 다른 것을 볼 수 있다. 앞덮개 효과는 이온의 입사각의 분포를 완만하게 변화시키며 따라서 트렌치내에서 중앙보다 벽면의 증착 두께를 두껍게 해주는 것으로 모의실험 결과 나타났다. 이 효과는 앞으로 보다 미세화 되어지는 소자 구조 속에서 3차원 효과 측정을 위한 중요한 변수로 사용되어 질 것으로 예측된다.

참 고 문 헌

- [1] T. E. Sheridan, "Model of pulsed sheath ion dynamics in a trench," J. Phys. D., vol. 28, pp. 1094-1098, 1995.
- [2] J. R. Conrad, J. L. Radtke, R. A. Dodd, F. J. Worzala, and N. C. Tran, "Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials," J. Appl. Phys., vol. 62, pp. 4591-4596, Dec. 1, 1987.
- [3] R. Faehl, B. De Vilder, and B. Wood, "Application of particle-in-cell simulation to plasma source ion implantation," J. Vacuum Sci. Technol., vol. B12, pp. 884-888, Mar./Apr., 1994.
- [4] M. Mazhar, M. A. Cappelli, J. P. McVittie and K. C. Saraswat, "A 3-dimensional model for low-pressure chemical-vapor-deposition step coverage in trench and circular vias," J. Appl. phys., vol. 70, no. 11, pp. 7137-7140, 1 Dec., 1991.

- [5] W. M. Greene, M. A. Hartney, W. G. Oldhaml, and D. W. Hess, J. Appl. Phys. vol. 63, pp. 1367- , 1988.
- [6] K. Kohler, D. E. Horne, and J. W. Coburn, J. Appl. Phys., vol. 58, pp. 3350- , 1985.
- [7] A. Metze, D. W. Ernie, and H. J. Oskam, J. Appl. Phys., vol. 63, pp. 993- , 1989.
- [8] B. E. Thompson, H. H. Sawin, and D. A. Fisher, J. Appl. Phys., vol. 63, pp. 2241- , 1988.
- [9] M. J. Kushner, J. Appl. Phys., vol. 58, pp. 4024- , 1985.
- [10] V. M. Donnelly and D. L. Flamm, J. Appl. Phys., vol. 58, pp. 2135- , 1988.
- [11] W. M. Holber and J. Forster, J. Vac. Sci. Technol. A 8, pp. 3720-3725, Sep./Oct. 1990..
- [12] J. Forster and W. M. Holber, J. Vac. Sci. Technol. A 7, pp. 899- , 1989.
- [13] Jie Zheng, Ralf P. Brinkmann, and James P. McVitte, "The effect of the presheath on the ion angular distribution at the wafer surface," J. Vac. Sci. Technol. A 13(3), pp. 859- 864, May/June, 1995.
- [14] J.P.McVitte and S. Dohmae, Proceeding of the 9th Symposium on Plasma Processing, 1992, vol. 92-18, pp. 1181.
- [15] P. McVitte and K. C. Saraswat, SPEEDIE 2.5 Manual, Stanford University, Aug. 1993.
- [16] Y. Tobinaga, N. Hayashi, H. Araki, and S. Nakayama, J. Vac. Sci. Technol. B6, pp. 272- , 1988.
- [17] M. M. Islam Raja, "Modeling and Simulation of Low Pressure Deposition and Etching Process," Stanford Electronics Laboratories, CA94305, Aug. 1993.
- [18] J. C. Rey, L. Y. Cheng, J. P. McVitte and K. C. Saraswat, J. Vac.Sci. Technol. A9, 1083 (1991)
- [19] J.P.McVitte, J.C.Rey, L.Y.Cheng, M.M. IslamRaja, and K.C.Saraswat, IEDM 90, p. 917 (1990).
- [20] M. Ikegaw and J. Kobayashi, J. Electrochem. Soc. 136, 2982 (1989).
- [21] M. J. Cooke and G. Harris, J. Vac. Sci. Technol. A7, 3217 (1989).
- [22] A. Yuuki, Y. Matsui and K. Tachibana, Jpn. J. Appl. Phys. 212, (1989).
- [23] H. C. Wulu, K. C. Saraswat, and J. P. Mcvittie, J. Electrochem. Soc. 138 (6), pp. 1206, (1991).

 저 자 소 개

李 廣 煥(正會員)

1964년 10월 6일생. 1987년 2월 한양대학교 전자공학과 졸업. 1989년 9월 중앙대학교 대학원 석사. 1989년 ~ 1996년 2월 한국전자통신연구소 통신 시스템 연구단 영상통신연구실 선임연구원. 1996년 3월 ~ 현재 김

천대학 전자통신과 전임강사. 1997년 3월 ~ 현재 중앙대 박사과정. 관심분야 플라즈마 공정 및 물리. VLSI 설계 및 영상통신

孫 明 植(正會員)

1967년 7월 20일생. 1992년 2월 중앙대학교 전자공학과 졸업. 1995년 2월 중앙대 대학원 전자공학과 석사. 1995년 3월 ~ 현재 중앙대학교 전자공학과 박사과정. 관심 분야는 반도체 소자 및 공정 물리. 이온 주입 모델링 및 시뮬레이션 등임

黃 好 正(正會員) 第 26卷 第 7號 參照

현재 중앙대학교 전자공학과 교수