

(論 文)

# 웨이퍼 표면상의 입자침착에 관한 수치 시뮬레이션

명현국\* · 박은성\*\*

(1993년 1월 6일 접수)

## Numerical Simulation of Particle Deposition on a Wafer Surface

Hyon Kook Myong and Eun Sung Park

**Key Words :** Particle Deposition Velocity(입자침착 속도), Wafer Surface(웨이퍼 표면), Sedimentation(중력침강),  $k-\epsilon$  Turbulence Model( $k-\epsilon$  난류모델), Numerical Simulation(수치해석)

### Abstract

The turbulence effect of particle deposition on a horizontal free-standing wafer in a vertical flow has been studied numerically by using the low-Reynolds-number  $k-\epsilon$  turbulence model. For both the upper and lower surfaces of the wafer, predictions are made of the averaged particle deposition velocity and its radial distribution. Thus, it is now possible to obtain local information about the particle deposition on a free-standing wafer. The present result indicates that the particle deposition velocity on the lower surface of wafer is comparable to that on the upper one in the diffusion controlled deposition region in which the particle sizes are smaller than  $0.1 \mu\text{m}$ . And, it is found in this region that, compared to the laminar flow case, the averaged deposition velocity under the turbulent flow is about two times higher, and also that the local deposition velocity at the center of wafer is high equivalent to that at the wafer edge.

### 1. 서 론

현재 웨이퍼 표면상의 입자침착 문제는 반도체 산업으로 대표되는 마이크로 전자공학 산업에서 제품수율을 떨어뜨리는 주요한 원인이 되고 있으며, 이것은 웨이퍼 표면에 침착된 단 한개의 입자라도 잠재적으로는 전자회로의 기능을 마비시킬 수 있기 때문이다. 따라서 입자침착의 메카니즘을 이해하고 침착을 최소화하기 위한 전략들을 세우기 위해서는 여러가지 전달메카니즘을 고찰함과 동시

에, 웨이퍼 주위의 유동장의 성격을 정확히 파악하는 것이 필요하며, 또한 이러한 정보를 가져야만 웨이퍼 표면으로의 입자 플럭스(particle flux)를 적절한 매개변수를 조절함으로써 예측하고 최소화할 수 있을 것이다.

일반적으로 웨이퍼 표면으로의 입자 플럭스(또는 입자침착 속도)를 결정하는 메카니즘으로는 대류, 침강, 관성, 정전기력, 열영동력 및 난류 등이 있으며, 클린룸에서는 공기 유속이 상당히 낮으므로 관성력은 일반적으로 무시된다. 정전기력은 입자와 웨이퍼 표면간의 극성에 의존해서 입자 플럭스를 증가시키든지 감소시키나, 현재까지 정전기력의 입자 플럭스에 미치는 영향을 정확히 예측할 수 있을 정도의 클린룸내 입자들의 전하분포에 대한

\*정회원, 국민대학교 기계공학과

\*\*정회원, 한국과학기술연구원 열유체공학연구소

충분한 정보가 없다. 한편, 열영동력은 온도구배에 의해 발생하며, 웨이퍼의 온도가 주위 공기온도보다 높으면 웨이퍼 표면으로의 입자 플럭스를 감소시킨다. 입자 플럭스에 관한 이러한 메카니즘을 고려한 실험 및 해석적 연구가 현재까지 많이 행하여져 왔으나, (1~5) 난류의 영향에 관한 해석적 연구는 저자가 알고 있는한 전무한 형편이다. 클린룸내의 유동속도는 일반적으로 약 0.5 m/s 이하로 비교적 작지만 적어도 웨이퍼 근방에서는 난류유동임이 실험적으로 확인(1)되고 있어 난류의 영향도 해석상에 포함되어야 하나, 기존의 해석적 연구에서는 해석의 단순성 및 난류유동에 관한 정확한 정보의 결여로 유동상태를 층류로 가정하여 해석하고 그 결과를 실험결과와 비교하고 있다. 한편, 웨이퍼 주위의 난류유동은 기하학적으로는 단순하나 매우 복잡한 유동현상을 보이고 있으므로, 이에 대한 기초적 연구는 공학적으로도 매우 가치가 있다고 사료된다.

본 연구에서는 이러한 배경하에 실제 클린룸과 비슷한 조건하에서 웨이퍼 표면상의 입자침착에 관해 수치적인 해석을 행한다. 특히, 난류가 입자침착 메카니즘에 미치는 영향을 파악하고 층류로 가정하여 계산된 기존의 연구결과의 타당성을 검증하기 위해, 유동장을 층류와 난류 두가지 경우에 대해 각각 수치해석을 행하여 그 차이점에 대해 고찰한다. 난류유동장을 해석하기 위한 난류모델로는, 일반적으로 에어로졸 입자에서는 슈미트 수(Schmidt number)가 매우 크기 때문에 벽면주위의 입자농도가 벽면에서 아주 가까운 영역에서만 크게 변화될 것이 예상되므로, 본 연구에서는 저레이놀즈수(low Reynolds number)  $k-\epsilon$  난류모델을 사용한다. 또한, 외력이 입자침착에 미치는 영향을 파악하기 위해서 본 연구에서는 외력으로서 비교적 크기가 큰 입자들에 영향을 미치는 중력에 의한 침강만을 고려한다.

## 2. 입자침착에 관한 기존연구의 개요

### 2.1 입자침착 해석방법

일반적으로 입자의 침착거동을 정량적으로 기술하기 위해 2가지의 해석방법이 사용되고 있다. 첫째는 개개 입자의 거동에 착목해서 입자의 운동방정식을 풀어, 침착이 생기는 한계 입자계속을 구하는 것으로, 입자운동이 매체의 유동에 영향을 주지

않는다고 가정하면, 입자의 운동방정식은 일반적으로 다음식으로 주어진다.

$$m_p \frac{d\vec{V}_{par}}{dT} = \vec{F}_{ext} + \frac{3\pi\mu D_p}{C} (\vec{V} - \vec{V}_{par}) + m_p \vec{a}(T) \quad (1)$$

여기서,  $m_p$ 는 입자질량,  $D_p$ 는 입자직경,  $\mu$ 는 공기매체의 점도,  $\vec{V}$  및  $\vec{V}_{par}$ 는 각각 입자 및 공기매체의 속도벡터이고,  $\vec{F}_{ext}$ 는 외력이다. 또한,  $C$ 는 커닝햄 또는 미끄럼 보정인자(slip correction factor)이고,  $\vec{a}(T)$ 는 가스분자의 충돌에 의해 유발되는 불규칙적인 가속도로 입자의 브라운(brownian)운동에 따른 변동을 나타내 준다.

그러나, 이 해석방법은 현재 클린룸 등에서 제어의 대상이 되고 있는 입경이  $1\mu\text{m}$  이하의 미소입자에서는 입자의 브라운운동이 매우 활발해져서 개개 입자의 궤적이 랜덤(random)운동을 하기 때문에 일률적으로 정해질 수 없다. 이러한 경우에 대해서는 단일 입자에 착목하는 대신에 입자농도의 시간적 및 공간적 분포를 구하는 해석방법이 이용된다.

입자의 관성이 무시될 수 있는 경우, 브라운 확산, 중력 및 다른 외력이 작용할 때의 입자의 침착 플럭스(flux)  $\vec{J}$ 는 아래식으로 나타내진다.

$$\vec{J} = \vec{V}n - D\nabla n + (\vec{V}_{sed} + \frac{C}{3\pi\mu D_p} \Sigma \vec{F})n \quad (2)$$

여기서  $n$ 은 부유하고 있는 입자의 개수농도,  $D$ 는 브라운 확산계수,  $\vec{V}_{sed}$ 는 중력침강에 의한 속도,  $\Sigma \vec{F}$ 는 중력이외의 외력의 합이다. 이  $\vec{J}$ 는 표면 오염에 관계하는 벽면(웨이퍼 표면)에서의 침착량으로, 단위 면적당 단위시간에 침착하는 입자수를 나타낸다.

또한,  $n$ 의 변화는 다음과 같은 확산방정식에 의해 지배된다.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (3)$$

또는,

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot V\vec{n} = \nabla \cdot \left\{ D\nabla n - (\vec{V}_{sed} + \frac{C}{3\pi\mu D_p} \Sigma \vec{F})n \right\} \quad (4)$$

입자의 운동방정식, 식(1) 및 식(4)의 확산방정식을 풀 경우, 벽면에서의 경계조건은 벽면으로부터의 입자반경의 거리( $z = D_p/2$ )에서  $n=0$ 으로 된다.

확산방정식(4)의 해를 이용하는 경우, 침착 플럭스  $\bar{J}$ 는 식(2)로부터 구해지며, 아래 식과 같이 침착 플럭스를 벽면으로부터 떨어진 장소에서의 입자농도  $N$ 으로 나눈 값으로 속도의 차원을 갖는 입자의 침착속도  $V_a$ 도 자주 이용되고 있다.

$$V_a = |\bar{J}|/N \quad (5)$$

본 연구에서는 입경이  $0.01 \mu\text{m}$ 부터  $10.0 \mu\text{m}$ 에 이르는 넓은 입경 범위에 대해 해석을 행하므로, 위에 기술한 두번째 해석방법을 이용하기로 한다.

## 2.2 입자침착 속도에 관한 이론적 해석

현재 침착속도에 관한 이론적 해석으로는 Liu와 Ahn<sup>(2)</sup>에 의한 해석방법이 널리 알려져 있다. Liu와 Ahn은 식(5)로 나타내는 입자침착 속도를 열 및 물질전달 사이의 상사성을 이용하여 물질전달계수로부터 구하였다. 즉, 이들은 입자침착 속도가 물질전달계수와 같다고 가정하고, 수직방향으로 흐르는 유동장 속에 수평으로 놓여 있는 즉, 본 계산에서와 같은 형상(3절 참조)으로 된 웨이퍼 표면위로의 입자침착 속도를 Sparrow와 Geiger<sup>(6)</sup>가 유동장에 수직으로 있는 디스크에 대해서 나프탈렌 승화법에 의해 실험적으로 구한 상관 관계식으로부터 아래와 같이 구하였다.

$$V_a = K = \overline{Sh} \frac{D}{D_w} = \frac{D}{D_w} \times 1.08 Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (6)$$

위 식에서  $\overline{Sh} = KD_w/D$ 로 확산에 의한 물질전달의 평균 셸우드수(Sherwood number)이고,  $D_w$ 는 웨이퍼의 직경,  $D$ 는 입자의 확산계수이다. 또,  $Sc = \nu/D$ 로 정의되는 슈미트수(Schmidt number),  $Re = V_0 D_w/\nu$ 로 정의되는 레이놀즈수(Reynolds number),  $\nu$ 는 유체(공기)의 동점성계수,  $V_0$ 는 웨이퍼 상류측에서의 공기속도를 의미한다. 일반적으로 입자가 커질수록 확산계수 값이 작아지므로, 식(6)으로부터 물질전달계수  $K$ 는 입자가 커질수록 작은 값을 가짐을 알 수 있다.

한편, 중력침강에 의한 입자침착은 식(7)과 같이 미끄럼 보정계수를 포함한 스토크스(Stokes)법칙에 의해 주어지는 입자 종말속도(settling velocity)에 의해 구해지며,<sup>(7)</sup>

$$V_{sed} = \frac{\rho_p D_p^2 C}{18\mu} g \quad (7)$$

이 식으로부터 입자 종말속도는 입자가 커질수록

큰 값을 가짐을 알 수 있다. Liu와 Ahn은 위의 물질전달계수  $K$ 와 중력침강 속도  $V_{sed}$ 의 특성을 고려해서, 확산과 중력침강이 결합된 전체적인 침착 속도(overall deposition velocity)는 아래와 같이 물질전달계수와 중력침강 속도를 더함으로써 얻어질 수 있다고 가정하였다.

$$V_a = K + V_{sed} \quad (8)$$

이 방법에 의해 구해지는 입자침착 속도는 전반적으로 중력침강이 지배적인 비교적 입자직경이 큰 경우에는 기존의 실험적 결과와 비교해 볼때 타당한 값을 주고 있음이 확인되었다. 그러나, 침착속도가 물질전달계수와 같다는 가정에 대한 타당성 검증은 확산이 지배적인 입자 크기가 적어도  $0.2 \mu\text{m}$  이하 영역에서 행하여져야 하나, 아직 이것을 입증할 실험결과가 보고되지 않고 있다. 본 연구는 이러한 문제를 해결하기 위한 한 방법으로서 유동장을 층류와 난류 두가지 경우에 대해 각각 수치해석을 행하여, 그 차이점을 고찰하고 기존 해석결과의 타당성을 검증하려고 한다.

## 3. 수학적 모델

### 3.1 모델화

본 연구에서는 웨이퍼 표면에서의 입자침착 거동을 수치해석하기 위한 시도로 Fig. 1과 같이 공간상에 수평으로 위치한 웨이퍼 주위만을 대상영역으로 선택하였다. 실제 웨이퍼 주위의 유동현상은 3차원적이지만, 그림에서와 같이 웨이퍼 중심축을 대칭축으로 하여 웨이퍼 주위의 유동이나 침착에 영향을 주지 않을 만큼 웨이퍼 직경으로부터 충분히 떨어진 곳에 계산 경계선을 잡는 일종의 가상 튜브를 생각함으로써 결과적으로 축대칭 2차원 문제로 모델화하였다. 또한, 계산영역이 웨이퍼에 비해 상대적으로 충분히 크기 때문에, 계산 경계선상의 속도를 웨이퍼 상류방향(upstream)으로 충분히 길게 잡은 유입구에서의 속도와 같이  $V_0$ 로 할 수가 있으며, 이것은 웨이퍼를  $V_0$ 로 흐르는 유동장에 삽입해 놓은 형태라고 할 수 있다. 이러한 모델화는 물리적으로 타당하며, 또한 계산시간의 단축을 가져오게 되는 장점이 있으므로, 클린룸내에서의 웨이퍼 표면 주위의 유동 및 오염입자의 부착 거동을 실제 지배방정식을 풀어 예측하려는 방법으로 매우 적합하다고 여겨진다. 결과적으로, 본 모

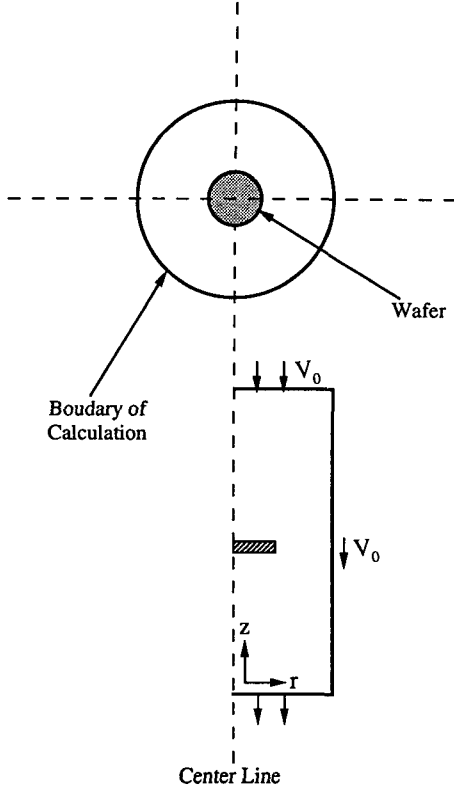


Fig. 1 Model for particle deposition on a standing wafer surface

델에서 사용된 가정은 축대칭, 정상상태 및 비압축성 유동이라는 것과 유입구 및 가상 튜브면에서 속도가 일정하다는 것이다.

### 3.2 지배방정식

유동장은 정상상태 및 비압축성 가정하에 아래와 같이 연속방정식과 운동량방정식에 의해 기술된다.

연속방정식

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (9)$$

운동량방정식

$$\frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i u_j} \right) \quad (10)$$

식(2)에서  $\overline{\rho u_i u_j}$  항은 레이놀즈 전단응력(reynolds shear stress)으로 속도장이 난류인 경우에만 나타나는 항으로, 아래에 기술되는 난류모델로부터 직접 계산된다.

한편, 본 연구에서와 같이 웨이퍼 표면 주위의 급격한 유동의 변화와 이 변화보다도 매우 큰 기울기를 갖는 농도장을 계산하기 위해서는, 벽면부터 직접 계산될 수 있는 저레이놀즈형 난류모델을 사용하여야 한다. 따라서, 본 연구에서는 저레이놀즈수형 난류모델로서 박리(separation) 등을 포함한 복잡한 유동해석에 많이 적용되고 있는 Launder and Sharma<sup>(8)</sup>의  $k$ - $\epsilon$ 모델을 사용하였다. 이 모델에서  $\overline{\rho u_i u_j}$  항은 식(11)과 같이 표현되며,

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (11)$$

식중에 나타나는 와(또는 난류)점성계수(eddy viscosity)  $\mu_t$  및  $k$ 와  $\epsilon$ 에 대한 방정식을 아래와 같다.

$$\mu_t = \frac{C_\mu \rho k^2}{\epsilon} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \\ &+ P - \rho \epsilon - 2\mu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_i \epsilon)}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] \\ &+ \frac{\epsilon}{k} (C_1 P - C_2 \rho \epsilon) + \frac{2\mu \mu_t}{\rho} \left( \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \end{aligned} \quad (14)$$

$$P = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (15)$$

$$C_\mu = 0.09 \exp \left[ \frac{-3.4}{\left( 1 + \frac{R_t}{50} \right)^2} \right] \quad (16)$$

$$C_2 = 1.92 [1 - 0.3 \exp(-R_t^2)] \quad (17)$$

$$R_t = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} \quad (18)$$

또한, 모델상수는 아래와 같다.

$$\sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_1 = 1.44$$

다음으로 입자의 침착속도를 계산하기 위해서는 입자 농도장의 정보를 필요로 하며, 입자 농도장은 앞절에서 기술한 바와 같이, 식(4)의 확산방정식으로부터 구해질 수 있으며, 본 연구에서와 같이 외력으로 중력만이 작용하고 정상상태인 경우에 식(4)는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$U_{par} \frac{\partial n}{\partial r} + V_{par} \frac{\partial n}{\partial z}$$

$$= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_t \frac{\partial n}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( D_t \frac{\partial n}{\partial z} \right) \quad (19)$$

식(19)에서  $D_t$ 는 확산계수로 일반적으로 아래와 같이 나타낼 수 있으며,

$$D_t = D + \frac{\mu_t}{\rho \sigma_c} \quad (20)$$

이 식에서 우변 첫번째항  $D$ 는 브라운 확산계수이고, 두번째항은 유동장이 난류인 경우에 부가되는 항으로 난류확산계수(turbulent diffusion coefficient)이며,  $\sigma_c$ 는 난류 슈미트수(turbulent Schmidt number)로 일반적으로는 슈미트수 등의 함수형태로 될 것이나, 통상 난류 프란틀수(turbulent Prandtl number)와 유사하게 0.7~1.0의 값이 많이 사용되고 있다. 본 연구에서는 기존의 연구결과<sup>(9)</sup> 등을 참고하여 이 값을 1.0으로 가정하였다. 또한, 식(19)중의  $U_{par}$  및  $V_{par}$ 은 각각  $r$  및  $z$  방향의 입자 속도 성분을 나타내고 있다.

한편, 본 연구에서 고려하는 외력인 중력의 영향은 이 힘에 의해 생기는 입자속도로 표현될 수 있다. 즉, 식(19)에 나타나는 입자속도  $\vec{V}_{par}$ 은 공기의 속도  $\vec{V}$ 에 중력침강에 의한 속도  $\vec{V}_{sed}$ 를 식(21)과 같이 벡터적으로 더한 것으로 나타낼 수 있으며,

$$\vec{V}_{par} = \vec{V} + \vec{V}_{sed} \quad (21)$$

중력침강에 의한 속도는 식(7)로부터 구해진다.

결과적으로 본 연구의 경우,  $r$  및  $z$ 방향의 입자 속도 성분은 각각 아래와 같이 된다.

$$U_{par} = U \quad (22)$$

$$V_{par} = V + V_{sed} \quad (23)$$

### 3.3 수치해석방법

수치해석은 위에 기술한 지배 방정식들을 Patankar의 SIMPLE 알고리즘<sup>(10)</sup>을 이용하고, 대류항에 대한 도식으로는 하이브리드도식(hybrid scheme)을 사용하여 행하였다. 다만, 입자의 농도장 방정식(19)는 일반적으로 입자농도의 연속법칙을 만족시키지 않으므로, Stratmann과 Whitby<sup>(11)</sup>가 지적한 대로, SIMPLE 알고리즘을 다소 수정하였다.

본 연구에서는 전술한 바와 같이 층류로 가정하여 계산된 기존의 연구결과의 타당성을 검증하기 위해 유동장을 층류와 난류 두가지 경우에 대해 각각 계산하였다. 먼저 속도장은 층류인 경우에는 식(9)와 식(10)로부터 구하고, 난류인 경우에는 식(9)부터 식(18)까지를 연성시켜 구하였다. 이와 같이 구해진 속도장 결과로부터 식(22)와 식(23)을 사용해 입자속도를 구하여 식(19)의 입자농도장을 계산하였다. 또한, 웨이퍼 표면상의 입자침착에 대한 국부적 정보를 얻기 위하여 입자농도장 결과로부터 웨이퍼 상부표면과 하부표면 각각에 대해 입자침착

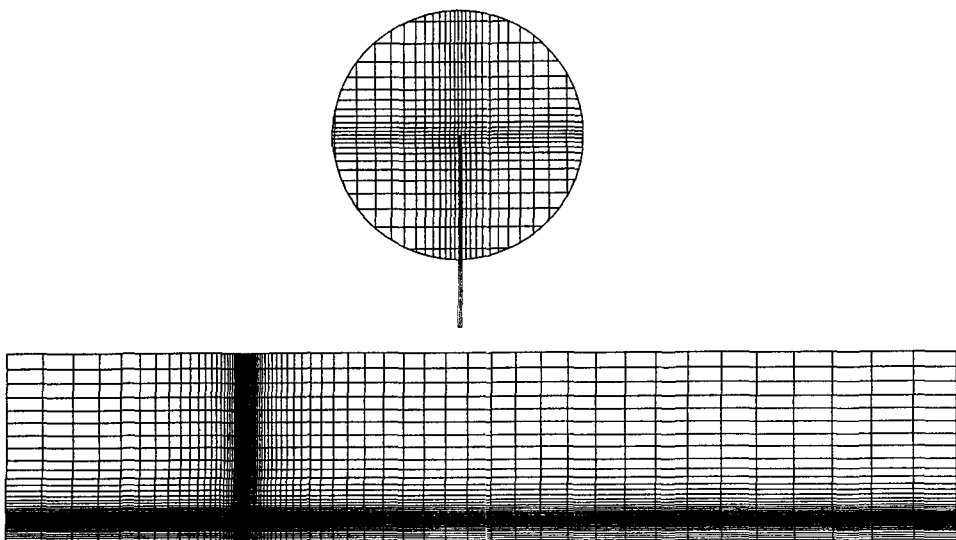


Fig. 2 Grid system (122 and 82 for z-and r-directions)

속도의 반경방향 분포와 함께 웨이퍼 전체에 대한 평균값을 계산하였다.

본 연구에서는 계산영역으로 Fig. 1과 Fig. 2에 보인바와 같이 상류방향은 웨이퍼 반경  $R$ 보다 10배, 하류방향은 30배, 반경방향은 8배 크게 하였다. 또한, 계산영역내에 축방향인  $z$ 방향으로는 122개, 반경방향인  $r$ 방향으로는 82개의 격자점을 취하였으며, Fig. 2의 위부분에 나타낸 바와 같이 웨이퍼 표면 가까운 곳을 정확히 묘사하기 위하여 비균일 격자계를 사용하였다. 즉, 웨이퍼 표면으로부터의 첫번째 격자점까지의 거리는 난류 유동장을 계산하여 얻어지는 난류 점성계수가 뒤에 계산되는 농도장의 지배방정식의 확산계수중 브라운 확산계수의 차수(order)보다 적어지도록 충분히 작게 하였으며, 인접하는 두 격자점간의 간격 비도 1.2를 넘지 않도록 격자점을 생성하였다. 또한, 격자점수를 양 방향으로 20개씩 증감시켜 계산하여도 결과에는 차이가 없는 것을 확인하였다.

각 변수에 대한 경계조건은 웨이퍼 표면에 대해서는 모든 변수의 값을 0으로 설정하고, 입구를 제외한 다른 경계면에서는 주 유동 방향속도 변수만 상류 방향속도  $V_0$ 로 하고 그 외 변수의 구배를 0으로 하였다.

실제 계산은 클린룸의 조건과 유사하게 웨이퍼의

직경이 10 cm이고 유입속도가 0.5 m/s로 균일한 경우로 하였다. 한편, 클린룸내에서의 난류에너지에 대해서는 기존의 실험결과들<sup>(1,2)</sup> 사이에 상당한 차이가 나타나고 있다. 즉, Pui<sup>(1)</sup> 등은 클린룸내에서 난류강도 ( $=\sqrt{2k}/V_0$ )가 10~30% 라고 상당히 높은 값을 보고하고 있는데 반해, Schicht<sup>(2)</sup>는 5%정도라고 보고하고 있다. 본 연구에서는 클린룸내에서의 유동조건 및 미발표된 실험결과<sup>(13)</sup>를 포함해 기존의 실험결과를 종합하여 검토해 볼 때 Schicht의 결과가 타당하다고 판단되어, 이 값을 유입구에서의 난류에너지 값으로 사용하였다. 그리고, 유입구에서의 유동상태가 층류와 유사하나 난류적인 특성을 고려해서, 난류 소산율  $\epsilon$ 값은 유입구에서 난류 점성계수가 유체의 점성계수보다 약 15배 정도 크다는 가정하에서 구하였다.

## 4. 결과 및 고찰

### 4.1 층류 및 난류유동장 특성

층류로 계산한 유선과 속도벡터의 분포를 Fig. 3과 Fig. 4에 나타냈다. Fig. 3에서 위쪽에 나타낸 것은 웨이퍼 표면 근처의 유선만을 확대하여 보인 것이다. 결과로부터 웨이퍼 하류에 재순환 영역이 존재하고 있으며, 재부착점은 웨이퍼 하류로  $z=$

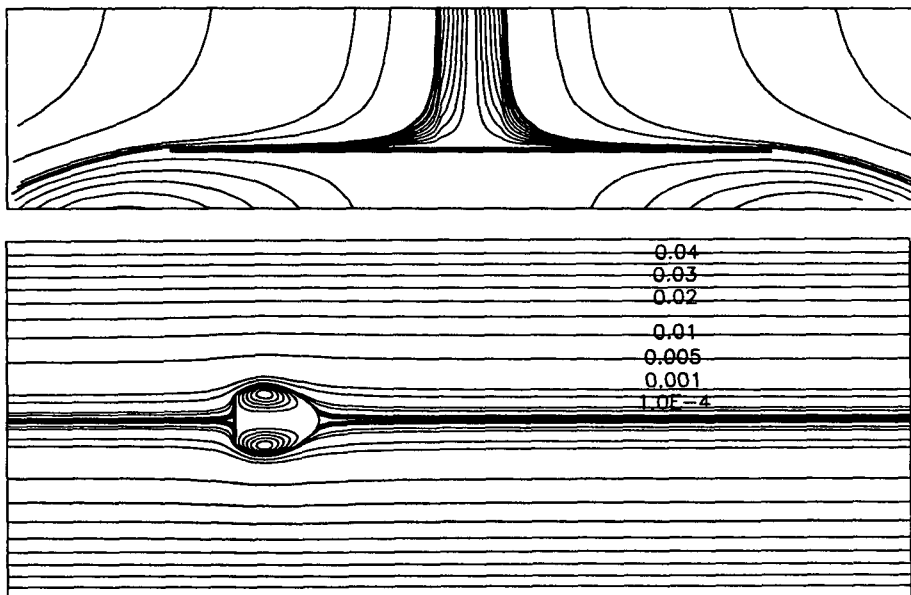


Fig. 3 Streamlines around a wafer (laminar flow)

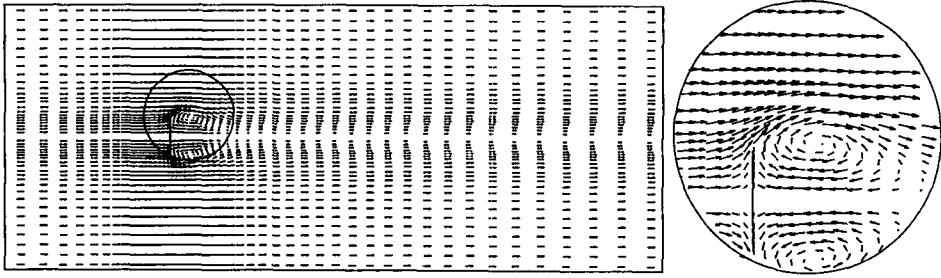


Fig. 4 Velocity vector distributions around a wafer (laminar flow)

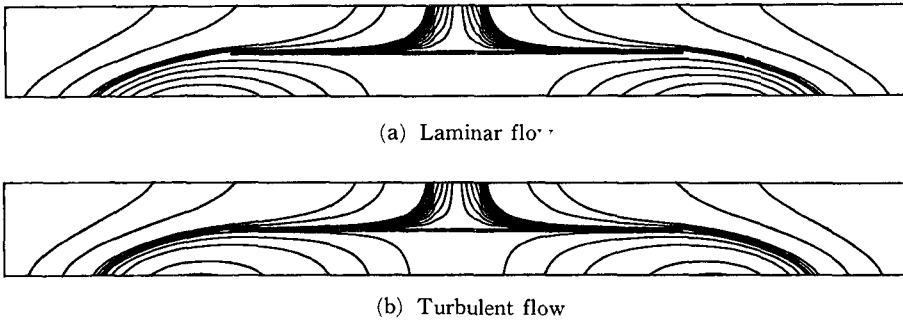


Fig. 5 Streamlines around a wafer (enlarged 5 times in r-direction)

3.8R 정도 떨어져 있고, 재순환영역의 중심이 반경방향으로  $r=R$ 보다 약간 벗어나고 하류방향으로  $z=1.5R$  정도 되는 곳에 있는 것을 알 수 있으며, 이 결과는 기존의 수치해석결과<sup>(4)</sup>와도 잘 일치하고 있다. 또한, Fig. 4의 속도벡터로부터 웨이퍼 존재가 웨이퍼로부터 하류방향으로 상당히 떨어진 영역에까지도 유동상태에 상당히 영향을 미치고 있음을 알 수 있다. 이러한 사실들은 수동적인 오염입자인 경우 유동장의 흐름을 거의 따라 간다는 것과 관련하여, 웨이퍼가 캐리어 속에 연속적으로 놓여 있는 실제 제조공정에서 웨이퍼의 오염을 생각하면 또 다른 문제가 될 수 있음을 시사하고 있다.

한편, 난류로 계산한 유동장은 웨이퍼 주위에서만 약간의 차이를 보이고 있을 뿐, 전체적으로 층류인 경우와 유선 형태가 유사하다. 따라서, 이해하기 쉽게 웨이퍼 주위만을 반경방향으로 5배 확대시킨 결과를 Fig. 5에 나타냈다. 그림에서 위쪽은 층류, 아래쪽은 난류의 경우를 각각 나타내며, 비교를 위해 유선 함수값을 같게 하였다. 그림에서 알 수 있듯이 웨이퍼 상부면 주위는 외견상 층류와 난류의 경우가 별로 차이를 보이지 않고 있지만, 하부면 주위를 보면 난류의 경우 유선이 현저하게

웨이퍼 중심선쪽으로 들어와 있음을 볼 수 있고 웨이퍼 하부면으로도 많이 밀착되어 있음을 볼 수 있다. 이 결과로부터 수동적인 오염입자의 침착을 고려해 보면 층류에 비해 난류의 경우가 웨이퍼 뒤쪽에서 많은 침착이 있을 수 있는 개연성을 보여주고 있다. 이 같은 개연성은 농도장 계산결과에 의해 후술하게 될 입자침착 속도를 보게 되면 사실로 드러나게 된다.

Fig. 5에 보인 유선분포는 웨이퍼 부근에서의 유동장 형상을 어느정도 보여주고 있으나, 입자침착에 중요한 영향을 미치는 웨이퍼에 평행한 속도성분에 대해서 보다 명확히 파악하기 위해서는 웨이퍼 부근에서의 이들 분포형태를 분석해 볼 필요가 있다. Fig. 6과 Fig. 7은 웨이퍼 상부표면에서 웨이퍼면에 평행한 속도성분을 층류와 난류의 경우로 나누어 각각 나타낸 것이다. 전체적으로 볼 때, 두 경우 모두 웨이퍼의 중심으로부터 가장자리(edge) 쪽으로 갈수록 속도가 빨라지면서 경계층의 두께가 얇아지며, 최대속도가 상류의 유입속도  $V_0$ 의 80% 정도로 상당히 큰 값을 가지는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 가장자리 효과(edge effect)로 웨이퍼의 가장자리 주위로 유속이 급격하게 방향을 바

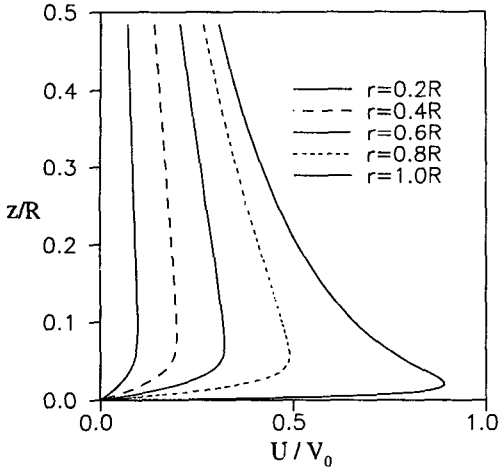


Fig. 6 Velocity distribution in z direction on a front side of wafer (laminar flow)

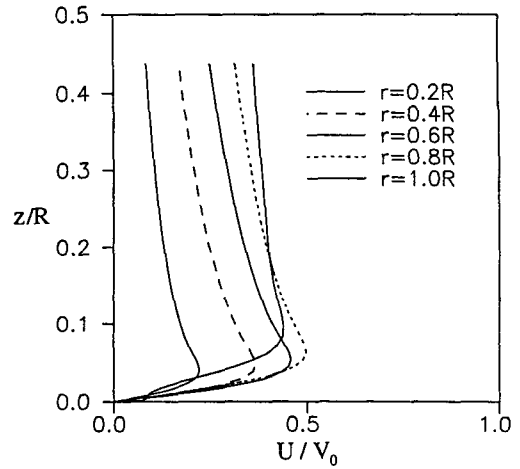


Fig. 8 Velocity distribution in z direction on a reverse side of wafer (laminar flow)

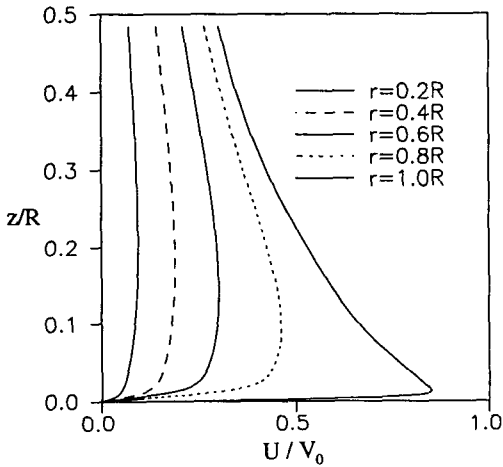


Fig. 7 Velocity distribution in z direction on a front side of wafer (turbulent flow)

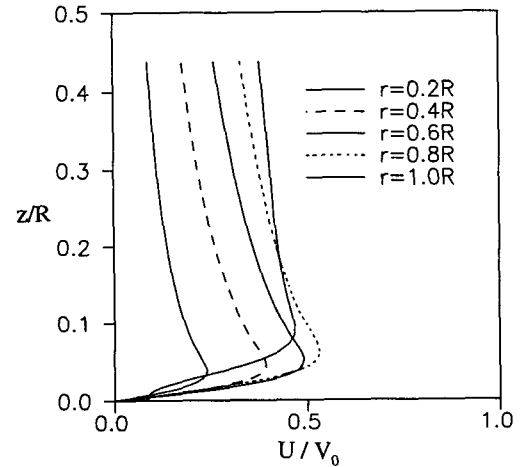


Fig. 9 Velocity distribution in z direction on a reverse side of wafer (turbulent flow)

끝때 생기는 큰 가속력 때문에 중심보다 가장자리 부근에서 더 얇은 경계층을 형성하게 되는데, 본 계산결과는 이 사실을 명확하게 보여주고 있다. 한편, Fig. 7의 난류인 경우를 보면 웨이퍼 표면 근처까지 속도가 어느 정도 유지되면서, 속도분포가 층류인 경우보다 전반적으로 편평하고 경계층의 두께도 얇은 것을 볼 수 있다. 이것은 난류인 경우 잘 알려진 바와 같이 웨이퍼 표면 아주 가까운 곳을 제외한 전 영역에서 식(12)에 나타낸 난류점성 계수가 층류인 경우의 유체의 점성계수보다 상당히 크기 때문에, 이 난류점성에 의한 혼합으로 확산이

층류에 비해 상당히 증진되기 때문이다. 또한, Fig. 6과 Fig. 7의 웨이퍼 표면 근처를 비교해 보면, 난류유동장에서는 경계층 두께가 층류에서와 달리 중심부에서 얇고 가장자리쪽으로 가면서 증가하다가 다시 감소되는 경향을 보여주고 있다. 따라서, 난류인 경우에는 난류혼합에 의한 강한 확산작용으로 대류항에 영향을 미치는 가장자리 효과가 층류에서와 같이 중심부까지 크게 미치지 못하고 있는 것으로 판단된다.

웨이퍼 상부표면에서와 마찬가지로 웨이퍼 하부 표면에서 웨이퍼면에 평행한 속도성분을 Fig. 8과



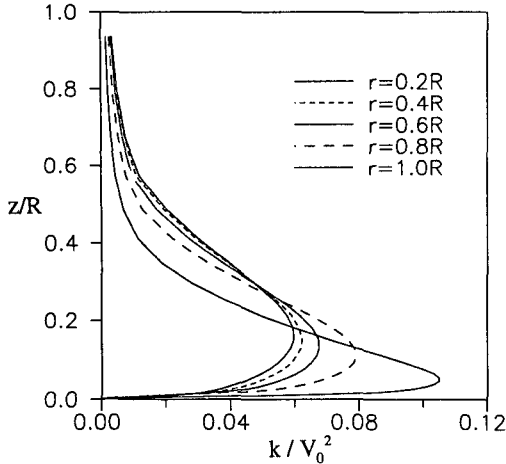


Fig. 10 Turbulent kinetic energy in  $z$  direction on a front side of wafer (laminar flow)

Fig. 9에 나타냈다. 전체적으로 볼 때 상부면에서와 같이 두 경우 모두 속도분포의 모양에는 별로 차이가 없으며, 가장자리 부근을 제외하고는 상부면과 비슷한 정도의 속도분포를 가지는 것을 알 수 있다. 가장자리 선상에서의 속도분포 양상은 전술한 바와 같이 재순환 영역의 중심이 이 점으로부터 하류방향 근처에 위치하고 있기 때문이다. 그러나, 상부면에서와는 달리 층류와 난류 두 경우 모두 속도 경계층 두께가 웨이퍼 중심으로부터 가장자리쪽으로 가면서 점차 증가하다가, 가장자리 부근에서 급격히 감소하고 있음을 보여주고 있다.

이상의 결과들로부터 다음 절에서 고찰하게 될 웨이퍼 상하부 표면에서의 입자침착 속도분포가 상당히 다른 양상을 가지며, 또한 웨이퍼 표면 오염면에서는 상부면과 마찬가지로 하부면도 비슷한 정도로 문제가 될 수 있음을 예상할 수 있다.

Fig. 10은 웨이퍼 상부면에서  $z$ 축 방향으로의 난류에너지 변화를 나타내고 있다. 웨이퍼 가장자리 부근의 급속한 가속으로 인하여, 웨이퍼 중심으로부터 가장자리쪽으로 갈수록 난류 에너지 값이 증가되며, 또한 최대값 위치가 웨이퍼 표면으로 접근하면서 벽면 난류의 전형적인 분포 형태를 보여주고 있다. 참고로, 웨이퍼 하부면에서의 난류에너지 성분은 상부면에 비해 크기가 현저하게 작기 때문에 그림으로 나타내지 않았다.

#### 4.2 중력침강에 따른 입자침착 속도의 비교

위의 두가지 속도장하에서 외력으로 중력만을 고

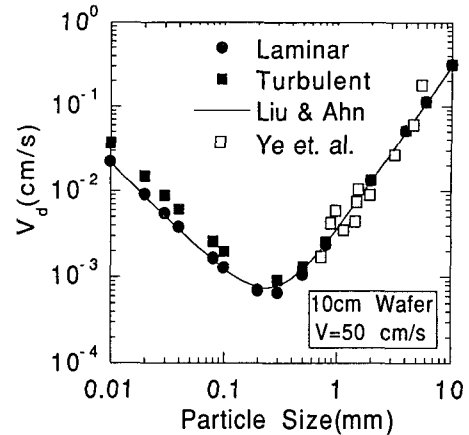


Fig. 11 Averaged deposition velocity on a front side of wafer.

려한 웨이퍼 상부표면의 평균 입자침착 속도를 Fig. 11에 나타내었다. 그림에서 실선으로 나타낸 것은 위에서 언급한 Liu와 Ahn<sup>(2)</sup>의 방법에 의한 이론적 결과이고, 실험 값은 Opiolka<sup>(14)</sup> 등의 결과이다. 두가지 속도장에 의한 입자침착 속도에서 공통적으로 알 수 있는 것은 우선  $0.1 \mu\text{m}$  보다 작은 입자의 경우에 입자침착은 확산에 의해 지배되고 침착속도는 입자크기가 증가할수록 감소하고 있다는 것이다. 이것은 확산계수 값, 특히 브라운 확산계수값이 입자크기가 증가할수록 감소하기 때문이다. 반면,  $0.5 \mu\text{m}$ 보다 큰 입자의 경우에는 중력침강이 침착 메커니즘을 지배하기 때문에, 식(7)로부터 알 수 있듯이 입자크기가 커질수록 침착속도가 증가한다. 그러나,  $0.1$ 과  $0.5 \mu\text{m}$  사이에 있는 중간 크기의 입자들에서는 확산과 중력침강 양 쪽이 모두 입자침착 속도에 영향을 미치고 있다.

다음으로, 층류에 의한 침착과 난류에 의한 침착의 상이한 점을 살펴 본다. 먼저,  $0.5 \mu\text{m}$  보다 큰 입자영역에서는 확산의 영향이 무시되고 중력이 침착을 지배하므로 계산결과에서도 층류나 난류 모두 같은 침착속도를 나타내며, Liu와 Ahn의 이론적 해석결과<sup>(2)</sup> 및 실험결과와도 잘 일치하고 있다. 반면,  $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 크기의 입자영역에서는 층류에 의한 침착속도보다 난류에 의한 침착속도가 약 2배 정도 높은 경향을 보여주고 있으며, 기존의 근사적인 이론적 결과<sup>(15)</sup>와도 정성적으로 잘 일치하고 있다. 층류와 난류에 의한 침착속도의 차이는 위에 기술한 바와 같이 이 영역을 지배하는 메카니

증이 확산에 의한 것이고, 난류에서는 식(20)로부터 알 수 있듯이 난류 확산계수만큼 확산성분의 증가로 작용하기 때문에 입자침착이 많아지게 되는 것으로 해석될 수 있다. 또한, 전체적으로 두가지 속도장 모델에 의한 침착속도 결과를 보면 변곡점(입자침착 속도가 최소로 되는점)의 위치가 상이함을 알 수 있다. 즉, 난류의 경우가 다소 오른쪽으로 이동하는데, 이것은 층류인 경우에 비해 난류인 경우 확산성분의 증가로 인해 입자침착에 있어서 확산이 지배하는 영역이 중력이 지배하는 영역으로 침투해 들어간 것으로 해석할 수 있다.

한편, Fig. 11에서 보는 바와 같이 확산이 지배적인  $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 크기의 입자영역에서 지금까지 잘 알려진 Liu와 Ahn의 이론적 해석결과<sup>(2)</sup>는 층류 유동장으로 가정하고 계산한 본 해석결과와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 이것은 아래에 고찰하는 바와 같이 이들이 이론적 해석을 행할때에 사용한 Sparrow와 Geiger<sup>(6)</sup>의 나프탈렌 승화법에 의해 구한 물질전달계수  $K$ 의 결과로부터 기인한다고 여겨진다. 최근, Ounis와 Ahmadi<sup>(16)</sup>는 비록 낮은 난류강도하의 유동장에서도 입자확산은 고체벽면 근처의 아주 좁은 영역을 제외하고는 난류확산에 의해 지배되고, 브라운 확산은 크게 영향을 미치지 않는다고 보고하고 있어, 위에서 고찰한 본 연구의 해석방법이 타당함을 간접적으로 입증하고 있다.

Fig. 12는 입자 직경이  $0.01 \mu\text{m}$ 인 경우에 대해서 웨이퍼 상부표면에서의 국부적 입자침착 속도의 반

경방향 분포를 나타낸다. 이 정도 크기의 입자에서는 확산에 의한 영향이 지배적으로 층류의 경우는 전체적으로 볼때 웨이퍼 중심에서 바깥쪽으로 갈수록 입자침착 속도가 증가하는 결과를 보여주고 있으며, 이것은 4.1절에서 언급한 가장자리 효과(edge effect)로 입자침착 속도는 속도장의 경계층에 의해 크게 영향을 받는데, 웨이퍼의 가장자리 주위로 유속이 급격하게 방향을 바꿀때 생기는 큰 가속력 때문에 중심보다 가장자리 부근에서 더 얇은 경계층이 형성되기 때문이다. 그러나, 속도장이 난류인 경우에는 그림에서 볼 수 있듯이, 중심부에서 높은 값을 가지고 바깥쪽으로 갈수록 감소하다가 다시 증가하는 경향을 보여주고 있으며, 전체적으로 층류보다 높은 입자속도를 가진다. 속도장이 층류인 경우와 난류인 경우에 이와 같이 입자침착 속도분포가 다른 양상을 보이는 것은, 속도장 결과에서 고찰한 바와 같이 난류인 경우 웨이퍼 표면의 아주 얇은 영역을 제외한 전 영역에서 난류에 의한 확산, 즉 난류 확산계수값이 층류인 경우의 브라운(brownian) 확산계수값보다 상당히 높기 때문에, 층류에서와 같이 가장자리 효과가 중심부까지 크게 작용하지 못하는데 기인한다고 볼 수 있다. 또한, 입자 직경이 커질수록 상대적으로 브라운 확산계수값이 작아지므로 중심부에서의 입자침착 속도는 다소 작은 값을 가질 것이 예상되는데, 이것은 3가지 입경에 대한 Fig. 13, Fig. 14 및 Fig. 15의 난류인 경우의 입자침착 속도분포에 대한 본계산 결과로부터 입증되고 있으며, 계산 결과는 Emi<sup>(9)</sup> 등이 실

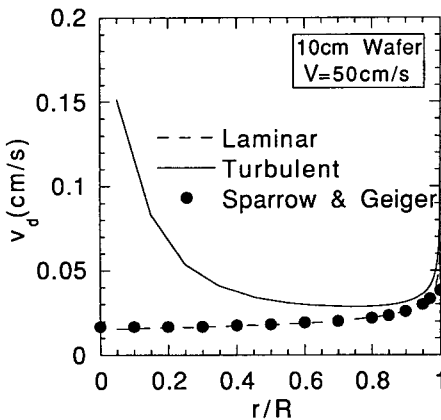


Fig. 12 Local deposition velocity along wafer radius on a front side of wafer ( $D_p=0.01 \mu\text{m}$ )

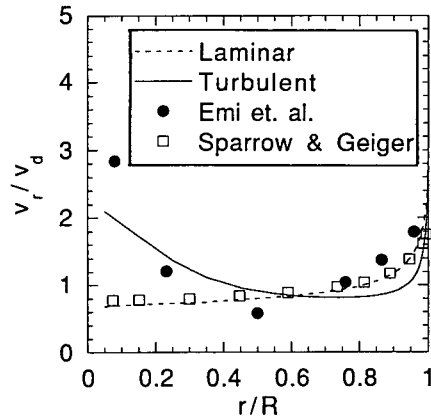


Fig. 13 Local deposition velocity along wafer radius on a front side of wafer ( $D_p=0.05 \mu\text{m}$ )

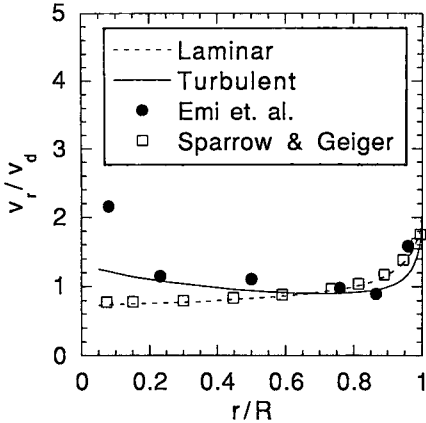


Fig. 14 Local deposition velocity along wafer radius on a front side of wafer ( $D_p=0.15 \mu\text{m}$ )

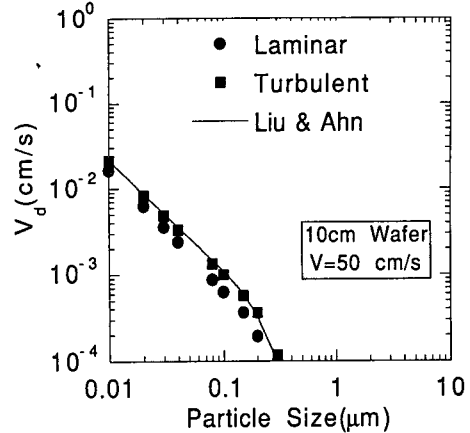


Fig. 16 Averaged deposition velocity on a reverse side of wafer

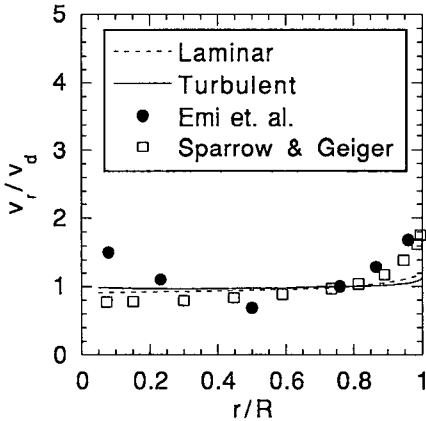


Fig. 15 Local deposition velocity along wafer radius on a front side of wafer ( $D_p=0.5 \mu\text{m}$ )

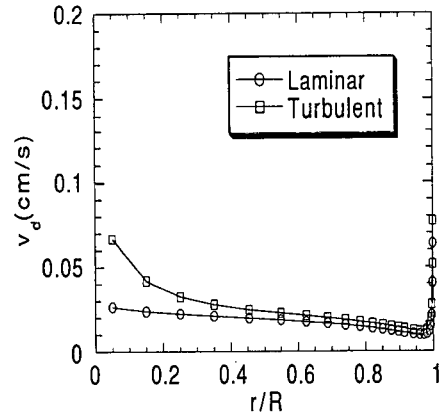


Fig. 17 Local deposition velocity along wafer radius on a reverse side of wafer ( $D_p=0.01 \mu\text{m}$ )

험적으로 직접구한 결과와도 정성적으로 상당히 잘 일치하고 있으며, 이들이 제시한 실험결과의 불확실성을 고려하면 정량적으로도 잘 일치하고 있다고 판단된다. 따라서, 국부적인 입자침착 속도 분포는 실제 클린룸의 속도장이 난류상태인 점을 감안할 때 본 연구의 난류 속도장하에서 계산된 분포형태를 가질 것으로 예상된다. 한편, Fig. 12~Fig. 15에 나타낸 Sparrow와 Geiger<sup>(6)</sup>의 실험결과는 나프탈렌 승화법에 의해 구한 물질전달계수  $K$ 의 반경방향 분포값으로, Liu와 Ahn<sup>(2)</sup>이 이론 해석시 이 값을 입자침착 속도와 같다고 가정하였으므로 참고로 인용한 것이다. 그림에서 보는 바와 같이 이들의 실험은 난류유동장하에서의 실험임에도 불구하고 층류인 경우와 매우 유사한 분포형을 보이

고 있으며, 전술한 바와 같이 이 결과를 사용해서 평균 입자침착 속도를 구한 Liu와 Ahn의 이론적 해석결과는 결과적으로 Fig. 11에서와 같이 층류인 경우와 유사한 분포를 보여주고 있다.

Fig. 16에는 웨이퍼 하부표면에서의 평균 입자침착 속도를 나타낸다. 현재까지 웨이퍼 하부표면에 대한 실험적 결과는 보고된 바가 없으나, 하부표면에서는 중력이 입자침착을 감소시키는 방향으로 작용하므로 입자가 큰 경우에는 중력에 의해 매우 낮은 입자침착 속도(즉 침착되기 어려움)를 가지나, 입자 크기가 작아질수록 중력보다는 확산이 지배적이므로 입자가 작아질수록 상부표면에서의 침착 속도와 비슷한 값을 가질 것을 예상할 수 있다. Fig. 16의 결과는 이것을 명확히 보여주고 있으며,

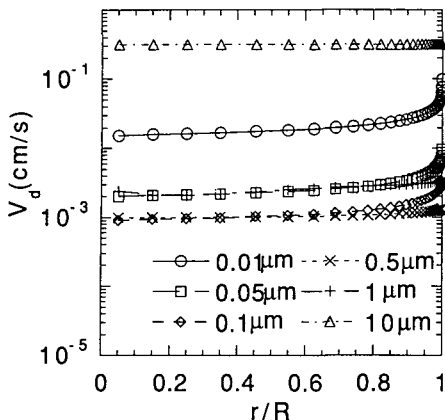


Fig. 18 Deposition velocity versus wafer radius (laminar flow, front side)

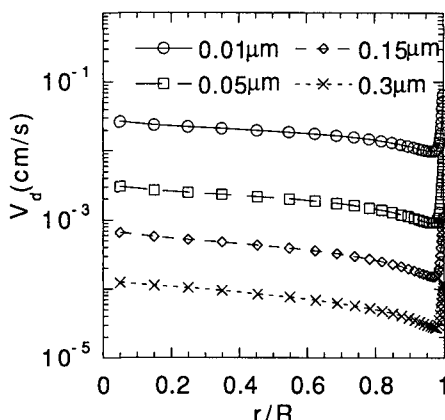


Fig. 20 Deposition velocity versus wafer radius (laminar flow, reverse side)

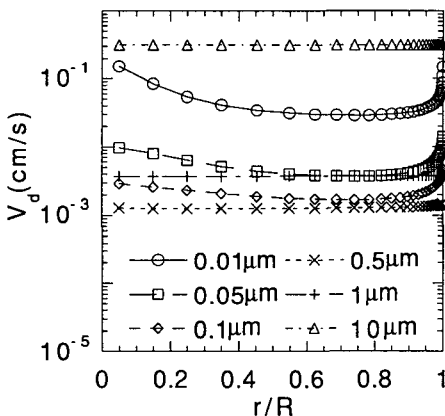


Fig. 19 Deposition velocity versus wafer radius (turbulent flow, front side)

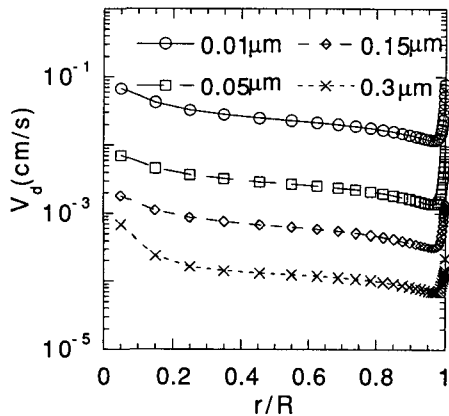


Fig. 21 Deposition velocity versus wafer radius (turbulent flow, reverse side)

난류의 경우가 층류의 경우보다 다소 높은 침착속도를 나타내고 있다.

입자 직경이 0.01 μm일 때, 웨이퍼 하부표면에서의 국부적 입자침착 속도의 반경방향 분포를 Fig. 17에 나타낸다. 이 입자 크기에서는 확산에 의한 영향이 지배적이기 때문에 상당한 침착속도를 가질 것이 예상되는데, 계산 결과는 평균적으로는 웨이퍼 상부면보다 다소 작은 입자침착 속도를 가지고 있음을 보여주고 있다. 또한, 층류 경우에는 침착속도의 경향이 상부면과는 달리 중심부에서 비교적 높은 값을 가지고 바깥쪽으로 갈수록 감소하다가 다시 증가하여 가장자리 부근에서 상당히 높은 값을 나타내고 있으며, 난류의 경우에는 난류에 의한 확산이 지배적이기 때문에 웨이퍼 상부표면에서와

거의 동일한 양상을 나타내고 있다. 이러한 사실들은 앞절에서 기술한 바와 같이 웨이퍼가 캐리어속에 연속적으로 놓여 있는 실제 제조공정에서 웨이퍼의 오염을 생각해 볼 때 커다란 문제가 될 수 있음을 시사하고 있다.

Fig. 18은 층류유동장하에서 입자 직경에 따른 웨이퍼 상부표면에서의 입자침착 속도의 반경방향 분포를 보여준다. 입자 직경이 작은 경우에는 확산이 지배적으로 Fig. 12와 같이 입자침착 속도가 웨이퍼 중심보다 가장자리쪽이 더 높은 결과를 보여주고 있다. 이와는 대조적으로, 입자 직경이 1 μm보다 큰 경우에는 입자침착 속도가 주로 중력침강에 따른 속도에 지배되므로, 경계층의 영향이 무시되어 웨이퍼의 위치에 관계없이 일정한 값을 보여

주고 있음을 알 수 있다. 이러한 경향은 난류 유동장하에서도 마찬가지로, Fig. 19에서 보는바와 같이 확산 지배영역의 입자크기에서는 Fig. 12에서와 유사한 반경방향 분포를 가지나, 입자크기가 커지면서 중력에 의해 반경방향으로 일기해짐을 볼 수 있다.

Fig. 20과 Fig. 21에는 각각 층류 및 난류 유동하에서의 확산이 지배적인  $0.3 \mu\text{m}$ 보다 작은 입자 직경에 따른 웨이퍼 하부표면에서의 입자침착 속도의 반경방향 분포를 나타낸다. 전체적으로 Fig. 17의 결과와 비슷한 경향을 보여주고 있음을 알 수 있다.

#### 4. 결 론

실제 클린룸과 비슷한 조건인 수직 유동하에 수평으로 놓여진 웨이퍼 표면에서의 입자침착에 대한 2차원적 수치해석을 층류와 난류 두가지 경우에 대해 행하였다. 본 연구에서 고려한 침착 메카니즘은 대류, 확산, 난류 및 중력침착으로,  $0.01 \mu\text{m} \leq D_p < 10.0 \mu\text{m}$ 의 입자구간에 대한 입자침착 속도가 계산되었다. 본 연구의 해석방법에 의해 웨이퍼 상하 표면에서의 평균 입자침착 속도는 물론 반경방향 분포도 예측할 수 있었다. 따라서, 웨이퍼 근처에서 입자침착에 관한 국부적인 정보를 얻을 수 있게 되었고, 실제 클린룸 환경에서 난류성분이 존재할 때 기존의 층류계산과 비교하여 입자침착이 어떻게 다른 양상을 보이는지를 고찰하였다.

해석결과는 확산이 지배적인 침착 메카니즘인  $0.1 \mu\text{m}$  보다 작은 크기의 입자영역에서는 웨이퍼 상부면과 마찬가지로 웨이퍼 하부면에서도 입자침착 속도가 거의 동일한 양상을 나타내며 상당히 큰 값을 가지고 있음을 보여줌으로써, 실제 제조공정상의 웨이퍼 캐리어에 대한 취급에 문제점을 제시하고 있다. 또한, 이 입자영역에서는 웨이퍼의 상부면에서 층류에 의한 침착속도보다 난류에 의한 침착속도가 약 2배정도 높은 경향을 나타내고 있으며, 난류의 경우가 입자침착 속도가 최소로 되는 점의 위치도 다소 오른쪽으로 이동하고 있음을 알 수 있었다. 이와 함께, 현재 반도체 산업에서 중대한 오염원인 입자크기가  $0.3 \mu\text{m}$ 보다 작은 확산 지배영역에서는 층류의 경우에는 침착속도가 중심보다 웨이퍼 가장자리에서 더 높고, 난류의 경우에는 웨이퍼 중심부근에서도 가장자리 부근에 필적할 만

한 침착속도를 가지는 것을 보였다. 이 결과는 점차 대구경화 되고 있는 추세인 웨이퍼에 대해 가장자리 부근만을 측정하여 웨이퍼의 오염정도를 평가하려는 현재의 평가방법에 문제점이 있음을 강력하게 시사해주고 있다.

#### 참고문헌

- (1) Pui, D.Y., Graztek, J. and Kuehn, T., 1991, "Experimental Measurements of Cleanroom Airflow and Particle Transport for Flow," Proc. of the IES 37th Annual Technical Meeting, San Diego, CA., 6~10 May.
- (2) Liu, B.Y.H. and Ahn, K.H., 1987, "Particle Deposition on Semiconductor Wafers," Aerosol Sci. Technol., Vol. 6, pp. 215~224.
- (3) Emi, H., Otani, Y., Kanaoka, C. and Kato, K., 1989, "Experimental Determination of Deposition Velocity onto Wafer for Particles in the Size Range between  $0.03 \mu\text{m}$  and  $0.8 \mu\text{m}$ ," Proc. of the IES 35th Annual Technical Meeting, pp. 301~305.
- (4) Liu, B.Y.H., Fardi, B. and Ahn, K.H., 1987, "Deposition of Charged and Uncharged Aerosol Particles on Semiconductor Wafers," Proc. of the IES 33rd Annual Technical Meeting, San Jose, CA., PP. 461~465.
- (5) Ye, Y., Pui, D.Y.H., Liu, B.Y.H., Opiolka, S., Blumhorst, S. and Fissan, H., 1991, "Thermophoretic Effect of Particle Deposition on a Free Standing Semiconductor Wafer in a Clean Room," J. Aerosol Sci., Vol. 22, No. 1, pp. 63~72.
- (6) Sparrow, E.M. and Geiger, G.T., 1985, "Local and Average Heat Transfer Characteristics for a Disk Situated Perpendicular to a Uniform Flow," Trans. ASME, J. Heat Transfer, Vol. 107, pp. 321~326.
- (7) Hinds, W.C., 1982, Aerosol Technology, John Wiley & Sons, Inc., New York.
- (8) Launder, B.E. and Sharma, B.I., 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disk," Lett. Heat Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131~138.

- (9) Sehmel, G.A., 1973, "Particle Eddy Diffusivities and Deposition Velocities for Isothermal Flow and Smooth Surfaces," *J. Aerosol Sci.*, Vol. 4, pp. 125~129.
- (10) Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill Book Company, New York.
- (11) Stratmann, F. and Whitby, E.R., 1989, "Numerical Solution of Aerosol Dynamics for Simultaneous Convection, Diffusion and External Forces," *J. Aerosol Sci.*, Vol. 20, No. 4, pp. 437~440.
- (12) Schicht, H.H., 1988, "Engineering of Clean Room Systems : General Design Principles, Part I : Standards, Guidelines, Fundamental Concepts," *Swiss Contamination Control*, Vol. 2, No. 6, pp. 3~8.
- (13) Fujii, S., 1992, Private Communications.
- (14) Opiolka, S., Fissan, H., Ye, Y. and Pui, D.Y. H., 1990, "Reduction of Particle Deposition on a Free-Standing Semiconductor Wafer by Thermophoretic Effect," *Swiss Contamination Control*, Vol. 3, No. 4a, pp. 85~88.
- (15) Shimada, M. and Kousaka, Y., 1988, "Deposition of Aerosol Particles on Solid Surfaces," *J. Aerosol Research of Japan*, Vol. 3, No. 4, pp. 273~282.
- (16) Ounis, H. and Ahmadi, G., 1990, "A Comparison of Brownian and Turbulent Diffusion," *Aerosol Sci. Technol.*, Vol. 13, pp. 47~53.