

레이저 충격파 세정공정의 해석

Analysis of the Laser Shock Cleaning Process

포항공과대학교 기계공학과 오부국, 이정욱, 김동식

I. 서론

나노스케일 오염입자의 제어는 반도체산업 분야에서 핵심적 문제의 하나로 대두되었다[1-6]. 이와 관련하여 최근 비접촉 건식 공정인 레이저 충격파 세정(laser shock cleaning, LSC)에 대한 연구가 활발히 이루어지고 있다. 이 세정법은 레이저에 의해 유도된 광학절연파괴(laser-induced breakdown, LIB) 현상을 대기 중 발생시켜 생성된 충격파에 의해서 표면에 부착된 오염입자를 제거한다. 따라서 LIB에 의해 발생하는 유동현상에 대한 이해가 필요하기 때문에 관련된 연구가 수행되어왔다[1,3]. Lim 등은 입자제거 효율과 유동해석 결과를 비교함으로써 서로의 상관관계를 밝히기도 했다[1]. 그러나 Lim의 연구는 간단한 블라스트파 이론(blast wave theory)을 도입하여 LSC 현상을 설명하였지기 때문에 충격파 형상의 비대칭 현상과 이로 인한 세정효율의 불균일 현상을 예측할 수 없었다[6]. 따라서 본 연구에서는 레이저 충격파 세정공정에서 발생하는 일련의 유동현상(LIB, 충격파 형성, 전파, 충격파와 표면의 상호작용)을 해석하기 위한 2차원 해석 모델을 제안하고자 한다. LIB 현상은 기존의 연구를 통해서 비교적 잘 알려졌지만, 이로 인한 충격파와 고체 표면과의 상호작용에 대한 연구는 거의 다루어지지 않았다[7-9]. 또한, 표면으로부터 제거된 입자는 표면에 재부착될 경우 세정효율을 떨어뜨리게 된다. 따라서 본 연구에서는 외부유동의 효과를 분석하여 노즐의 위치와 유속이 세정성능에 미치는 영향을 고찰하고자 한다.

II. 실험방법

그림1은 LSC 실험의 개략도를 보여준다. 사용된 레이저는 Nd:YAG (1064 nm, 반치전폭=6 ns)을 사용하였다. 펄스에너지는 530 mJ이며 빔 초점에서 조사강도는 $2.29 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 이다. 빔은 표면에 수평으로 조사되며 표면으로부터 높이는 2 ~ 4 mm이다. 세정효율을 관찰하기

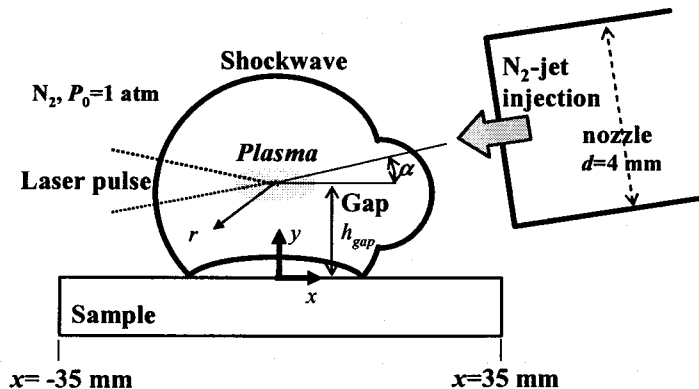


Fig. 1 Computational domain and boundary conditions for laser shock cleaning process ($1.34 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, 1064 nm, E=310 mJ, FWHM=6 ns, gas=N₂)

위해서 평균직경 1 μm 의 알루미늄 입자를 사용하였다. 입자는 Si 표면 위에 7 mm×7mm 영역 위에 3000 rpm 으로 스핀 코팅하였다. 분사가스로는 질소를 사용하였으며 유속은 질량유량계를 통해서 조절하였다. 세정실험 후, Si 표면은 광학현미경(1000배)을 통해서 관찰하였고, 이미지 처리 프로그램을 통해서 남아있는 입자의 개수를 계산했다. 제트유동의 효과를 보기 위해 속도는 0, 20, 50 m/s, 제트 각도는 0°, 30°로 변화시키며 실험을 수행하였다. 각각의 경우에 대해서 5회의 반복실험을 수행한 후 결과를 평균하여 세정효율을 구했다.

III. 이론 모델링

대기중에 집속된 레이저 빔에 의한 광학절연 파괴 현상을 수치모사 하기 위해서는 레이저 에너지에 의한 기체의 이온화(ionization) 현상을 모델링 해야한다. 광학절연 파괴에서 이온화 현상은 다광자흡수 이온화(multi-photon ionization, MPI)와 전자사태 이온화(electron cascade ionization, ECI)에 의해 주로 설명된다. 초기 대기중에 전자, 이온의 농도를 무시한다면 초기 이온화 현상은 주로 MPI에 의해서 이루어지며 이후 전자, 이온의 농도가 증가할수록 전자와 분자들간의 충돌 즉 ECI가 주요하게 된다. 식(1)은 MPI와 ECI에 의한 이온의 농도에 대한 생성방정식을 나타낸다.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu n_e + \left[\frac{n_n A}{K^{3/2}} \right] I^K(t) \quad (1)$$

여기서 A 는 기체의 종류와 입사되는 레이저의 파장에 따라 달라지는 상수로서 주로 실험에 의해 결정된다[10,11]. 본 연구에서는 A 를 2 mm 까지의 충격파 전파속도의 평균 측정값이 계산결과와 일치하도록 결정했다. 식(1)의 우변 첫 번째 항은 ECI를 나타내며 충돌빈도와 전자밀도에 비례함을 알 수 있다. 두 번째 항은 기체의 이온화를 시키기 위한 광자의 개수(K)로 나타나는 MPI에 의한 전자 생성률을 나타낸다. 식(1)에 의해 생성된 전자, 이온의 농도가 충분히 증가하게 되면 입사되는 레이저 에너지는 전자들에 의해 흡수되기 시작한다(inverse Bremsstrahlung process). 에너지 감쇠의 정도를 나타내는 플라즈마 흡수깊이 (α_p) 는 전자, 이온의 밀도와 온도의 관계로 결정된다[12]. 에너지를 흡수한 전자의 온도가 상승하기 시작하면서 ECI를 증가시키고 이것은 레이저빔의 흡수에 양피드백(positive feedback)을 주면서 온도와 전자, 이온 밀도는 급격히 상승한다. 레이저 초점 근처에 집중된 플라즈마는 고온, 고압의 상태에서 팽창하기 시작한다. 이때 플라즈마의 형상을 따라 강한 충격파가 형성 및 전파되기 시작한다.

압축성 유동은 식(2)~(5)의 질량보존, 운동량 보존, 에너지 보존, 그리고 상태방정식으로 모델링할 수 있다. 초기 충격파 근처의 유동은 레이놀즈수가 비교적 크기 때문에 비점성유체로 가정할 수 있지만 충격파가 팽창하면서 유동의 속도가 급격히 감소하게 된다. 따라서 펄스 조사 후에 일어나는 비교적 긴 시간에 걸친 유동장은 점성효과를 고려하여 모델링하였다. 또한 유동에 의해서 전자, 이온의 농도가 공간상에 다른 분포를 가지게 된다. 이런 스칼라 변수들의 동적거동을 묘사하기 위해 식(6)과 같은 스칼라 수송방정식을 유동방정식 식(2)~(5)와 같이 결합하여 계산한다. 식(6)의 스칼라 생성항(s_i, s_e)은 식(1)의 이온화 방정식과 결합하여 계산한다. 여기서 식(4)의 우변 마지막항은 에너지 생성항으로서 레이저빔의 플라즈마 흡수를 의미한다 (n_e, n_n : 전자, 원자 농도[$1/\text{cm}^3$], ν : 이온충돌률[Hz], ν_i : 레이저빔 진동수[Hz], K : 다광자 계수, $I(t)$: 레이저 강도[W/m^2], t : 시간[s], h : 플랑크 상수[J·s], ρ : 밀도[kg/m^3], ϕ_i, ϕ_e : 이온, 전자 질량

분율[kg/kg], V_i : 속도[m/s], s_i, s_e : 이온, 전자의 생성항[kg/m³s], e : 내부에너지[J/kg], p : 압력 [Pa], τ_{ij} : Cauchy 응력텐서[Pa], α_p : 플라즈마 흡수계수[1/m], δ : 흡수깊이[m], γ : 비열비).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V_i) = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial V_i}{\partial t} + \rho (V_j \cdot \nabla) V_i = -\nabla p + \nabla \cdot (\tau_{ji}) \quad (3)$$

$$\rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho (V_i \cdot \nabla) e = -p (\nabla \cdot V_i) + \alpha_p I(t) e^{-\alpha_p \delta} \quad (4)$$

$$p = (\gamma - 1) \rho e \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi_i) + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \phi_i) = s_i, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi_e) + \nabla \cdot (\rho \vec{V} \phi_e) = s_e \quad (6)$$

III. 결과 및 고찰

광학절연과괴로 발생한 플라즈마는 입사되는 레이저빔의 에너지를 흡수한다. 이 과정에서 초기 플라즈마 분포형상이 불균일하게 되면서 그림2(a)와 같은 계란형태의 충격파 형상을 만들어낸다. 제안된 코드에 의해서 예측된 충격파의 형상이 실험에서 관측된 것과 정성적으로 잘 일치함을 알 수 있다. 또한 충격파가 전파되면서 고체표면과 접촉하게 되면 반사하게 되는 양상을 그림2(b)에서 볼 수 있다. 충격파-고체면 접촉 현상에서도 계산된 충격파의 전파양상이 실

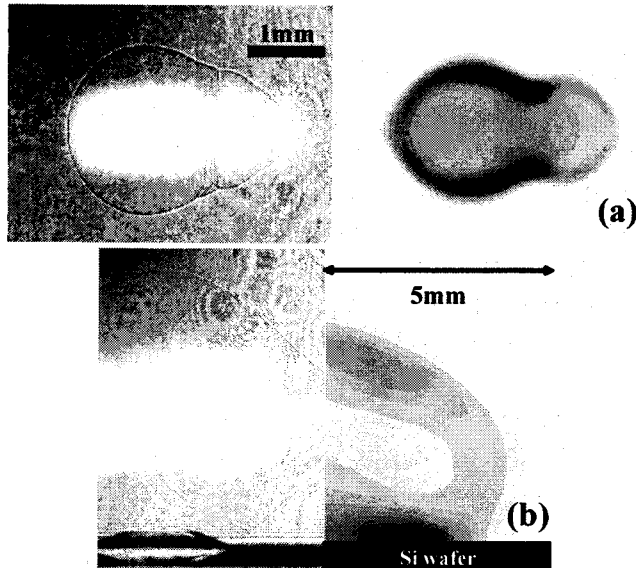


Fig. 2 (a) Laser flash shadowgraph (left) at 310 ns and calculated pressure distribution (right) at 300 ns after LIB ($I=3.8 \times 10^{12}$ W/cm²). (b) (left) Shadowgraph at 1980 ns (310 mJ, $I=1.52 \times 10^{13}$ W/cm², $h_{gap} \sim 2.5$ mm) and (right) calculated pressure distribution at 2000 ns (310 mJ, $I=1.34 \times 10^{13}$ W/cm², $h_{gap} \sim 2$ mm). The gray scale for pressure distribution is in an arbitrary unit.

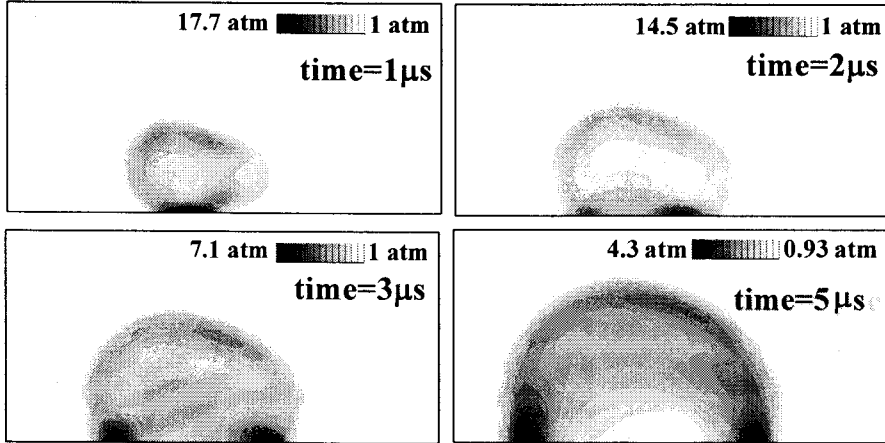


Fig. 3 Pressure distributions above the sample ($I=1.34 \times 10^{13}$ W/cm², $E=310$ mJ, $\lambda=1064$ nm, FWHM=6 ns, width: -10 ~ +10 mm, height: 0 ~ 10 mm).

험결과를 잘 예측하고 있다. 그림3은 레이저유도 충격파가 고체표면과 접촉한 후 발생하는 표면근처의 압력분포의 변화를 보여주고 있다. 레이저빔의 초점이 주어진 그림의 중간지점 이고 전진충격파(오른쪽으로 진행)와 후진충격파(왼쪽으로 진행)의 진행거리가 다르게 나타난다. 레이저 충격파 세정공정에서 후진충격파에 의한 세정영역이 더 크게 나타나는 현상이 계산에서도 잘 예측됨을 알 수 있다.

그림4는 고체 표면 바로 위 150 μm 지점에서 수평방향 속도를 보여주고 있다. 그림4(a)에 나타난 것처럼 비교적 초기시간에는 제트분사가 유동장에 큰 영향을 미치지 못한다. 이것은 비교적 운동량이 크지 않은 제트유동이 초기에 발생하는 강한 충격파 안으로 침투하지 못하기 때문이다. 하지만 시간이 100 μs 정도에 이르게 되면 강한 충격파는 사라지고 제트유동에 의한 영향이 두드러지게 나타나는 것을 볼 수 있다. 그림4(b)에서 입사각이 30° 일 경우 정체현상이 크지 않지만 입사각이 0° 일 경우 약 20 mm 지점에서 정체점이 강하게 일어나는 것을 관찰

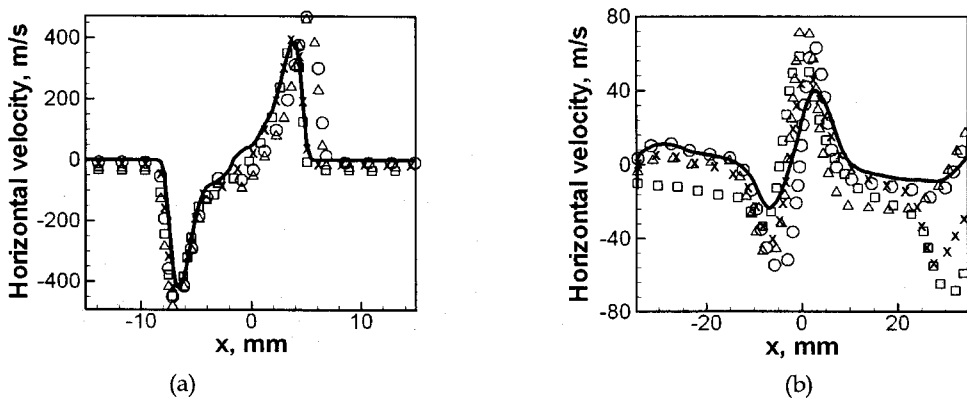


Fig. 4 Horizontal velocity distributions on the surface at (a) 5 μs, (b) 100 μs ($I=1.34 \times 10^{13}$ W/cm², thick solid line: no blowing, x: 20 m/s, $\alpha=0^\circ$, □: 50 m/s, 0°, ○: 20 m/s, 30°, △: 50 m/s, 30°).

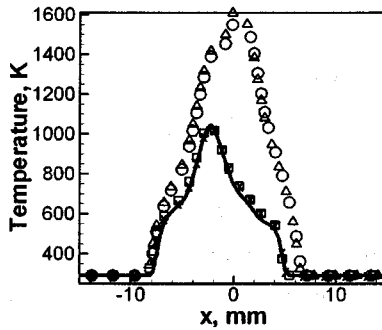


Fig. 5 Temperature distribution on the surface at $5 \mu s$ ($I=1.34 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, thick solid line: no blowing, \times : 20 m/s, $\alpha=0^\circ$, \square : 50 m/s, 0° , \circ : 20 m/s, 30° , \triangle : 50 m/s, 30°).

할 수 있다. 이는 제트에 의한 제거효과가 점점 왼쪽으로 퍼져나가는 것임을 알 수 있다. 따라서 더 오랜 시간 후에는 제트에 의해서 표면의 모든 유동이 지배될 것이다. 반면 입사각 30° 인 경우 -10 mm 부근에서 음의 속도가 더 커짐을 볼 수 있다. 이를 통해 30° 의 제트유동이 입자의 재부착을 보다 잘 억제함을 예상 할 수 있다. 그림5는 외부유동에 따른 표면의 온도분포를 보여주고 있다. 제트속도에 따른 온도의 영향은 거의 없었으며 입사각에 따른 차이가 두드러졌다. 입사각이 0° 인 경우 전진충격파의 강한 장벽으로 온도장에 큰 영향을 줄 수 없었다. 하지만 입사각이 30° 인 경우, 분사되었던 제트의 유동이 초기 플라즈마 분포에 영향을 미치게 되면서 온도분포를 크게 변화시킨다. 제트유동으로 인해 플라즈마가 표면에 접근하게 되기 때문이다. 따라서 입사각에 따라 시편 위의 온도가 약 1.5배 정도가 커지게 된다.

그림6, 7은 다양한 실험조건에 따른 효과를 정리해서 보여주고 있다. 그림6에 세정영역 바깥 부분에서의 재부착 입자의 분포가 나타나 있다. 외부유동이 없는 경우, 제거된 오염입자의 상당수가 재부착되고 있음을 알 수 있다. 이는 표면의 세정효율을 높이기 위해서는 다중 펄스에 의한 공정이 필수적이며 재부착을 방지하기 위한 방안이 필요함을 말한다. 또한 입자 재부착 거리가 대략 1 cm 정도임을 알 수 있다. 그림7은 다른 유동조건에 따른 세정효율의 변화를 보여주고 있다. 유동의 속도를 증가 시킬수록 세정효율은 증가하였으며 특정 유속을 넘어서

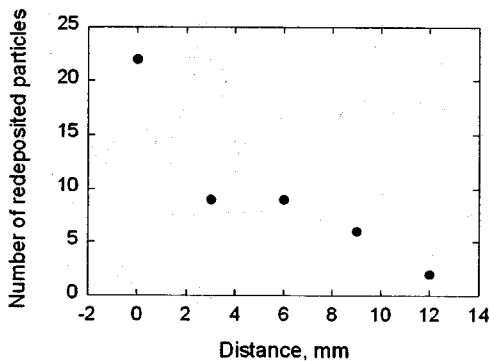


Fig. 6 Distribution of redeposited particles ($I=2.29 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $h_{gap}=4 \text{ mm}$).

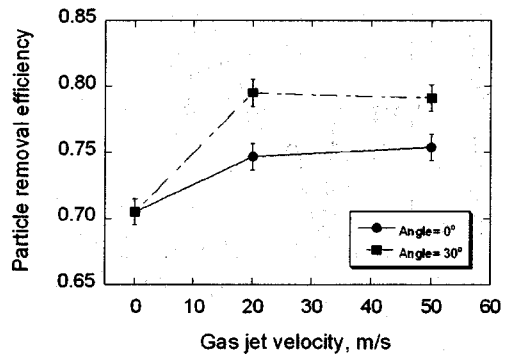


Fig. 7 Cleaning efficiency for various blowing conditions ($I=2.29 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$, $h_{gap}=4 \text{ mm}$).

면서 포화됨을 관찰 할 수 있다. 제트의 분사각이 30°인 경우 0°인 경우보다 세정효율이 더 크게 됨을 볼 수 있다. 이런 현상은 플라즈마의 위치변화에 따른 것으로서 그림4에서도 관찰 할 수 있다.

IV. 결론

본 연구에서는 LSC 공정에서 일어나는 유동현상을 모사하기 위한 2차원 수치해석모델을 제안하였다. 또한 외부유동의 효과를 보기 위한 다양한 실험과 계산을 수행하였다. 제안된 모델을 통한 수치해석 결과는 실험결과와 정성적으로 잘 일치했다. 또한 블라스트 이론에 의해 설명되지 않는 유동현상을 비교적 자세하게 설명할 수 있었다. 실험을 통해서, 제거된 입자들의 상당수가 외부유동이 없이도 $\sim O(1 \text{ cm})$ 범위 내에서 재부착됨을 볼 수 있었다. 외부유동을 가하는 경우, 경사를 가진 제트유동이 수평 제트유동 보다 높은 세정효율을 가지는 것으로 나타났다. 이는 경사제트에 의한 유동이 플라즈마를 표면 쪽으로 이동시키기 때문이며 고온의 플라즈마에 의한 시편의 열손상 가능성을 증가시킨다. 제거입자의 재부착 경로 및 부유 시간과 최적의 분사 조건을 알기 위해서는 추가적인 연구가 필요하다.

V. 참고문헌

1. H. Lim, D. *et al.*: Correlation between particle removal and shock-wave dynamics in the laser shock cleaning process, *Journal of Applied Physics*, 97, pp. 054903-054908, (2005)
2. D. Kim, *et al.*: On the physical mechanisms of liquid-assisted laser cleaning, *Journal of Applied Physics*, 93, pp. 762-764, (2003)
3. H. Lim, *et al.*: Optical diagnostics for particle-cleaning process utilizing laser-induced shockwave, *Applied Physics A*, 79, pp. 965-968, (2004)
4. J. Lee, *et al.*: Removal of small particles on silicon wafer by laser-induced airborne plasma shock waves, *Journal of Applied Physics*, 89, pp. 6496-6500, (2001)
5. J. Lee, *et al.*: Laser-induced shock wave removal of chemical-mechanical polishing slurries from silicon wafers, *SPIE Proceedings*, 4830, pp. 287-289, (2003)
6. L.I. Sedov : *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics*, CRC Press, Boca Raton, (1991)
7. T.X. Phuoc : Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases, *Optics Communications*, 175, pp. 419-423, (2000)
8. C.L.M Ireland, *et al.*: Gas breakdown by a short laser pulse, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 6, pp. 720-729, (1973)
9. H. Sobral, *et al.*: Temporal evolution of the shock wave and hot core air in laser induced plasma, *Applied Physics Letter*, 77, pp. 3158-3160, (2000)
10. Y.E. Gamal, *et al.*: Molecular gas breakdown by short laser pulses, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 14 pp. 2209-2214, (1981)
11. C.G. Morgan : Laser-induced breakdown of gases, *Reports on Progress in Physics*, 38, pp. 621-665, (1975)
12. Z. Zhang, *et al.*: Numerical simulation of laser induced plasma during pulsed laser deposition, *Journal of Applied Physics*, 90 pp. 5889-5897, (2001)