

PLIC 방법을 사용한 Ni-P 디스크의 레이저 존 텍스처링 모사

김헌준* · 하응지* · 김우승**

Simulation of laser zone texturing of Ni-P disk substrates by PLIC method

Heon-Joon Kim, Eung-Ji Ha and Woo-Seung Kim

Key Words : Laser texturing(레이저 텍스처링), PLIC method(PLIC 방법), Free surface(자유표면)

Abstract

Laser zone texture technology is widely used to enhance the tribological performance of high areal density media. This work investigates the transient process of melting and microscale surface deformation upon pulsed laser heating of Ni-P hard disk substrates by PLIC(Piecewise Linear Interface Calculation) method. The present results are compared with both the experimental and the Donor-Acceptor method results. It is found that the results from PLIC method are better than those of Donor-Acceptor method and they are in good agreements with the experimental results.

기호설명	
d	: 레이저 빔 직경
E	: 레이저 에너지 세기
f	: 유체 체적함수
H	: 엔탈피
k	: 열전도 계수
p	: 압력
q_v	: 에너지 생성항
r, z	: 반경방향과 축방향
R_f	: 반사율
t	: 시간
t_l	: 한 펄스의 끝에서의 시간
t_p	: 한 펄스의 최고점에서의 시간
T	: 온도
u, w	: 반경방향, 축방향 속도성분

σ	: 표면장력
	하침자
g	: 기체상태
l	: 한 펄스의 끝점
m	: 용융상태
N	: 접선방향
τ	: 법선방향

1. 서론

자기저장 기록방법은 현대의 컴퓨터 시스템에서 정보를 저장하는 지배적인 기술로 자리잡았다. 슬라이더 헤드와 디스크의 상대운동을 통하여 정보를 읽고 기록하는 하드디스크는 대표적인 자기저장 기록 장치로서, 저장 밀도가 연간 60% 이상씩 증가하고 있다.

디스크의 랜딩 존(landing zone)에서만 이·착륙하는 하드 디스크의 작동조건으로 볼 때 저장된 데이터가 손실될 수 있는 몇 가지 원인들이 있다. 그 원인들 중에서 슬라이더 헤드와 디스크 사이에 큰 정마찰력으로 인해 발생 할 수 있는 고착현상과 계속되는 이·착륙으로 인해 발생 할 수 있는 연삭마멸 때문에 슬라이더의 안정적인 부상이 불가능 한 경우가 발생한다.

이를 해결하기 위하여 레이저 텍스처링(texturing)

그리스 문자

α	: 열확산계수
λ	: 표면장력계수
μ	: 점성계수
ν	: 동점성계수

* 회원, 한양대학교 기계공학과 대학원

** 회원, 한양대학교 기계공학과

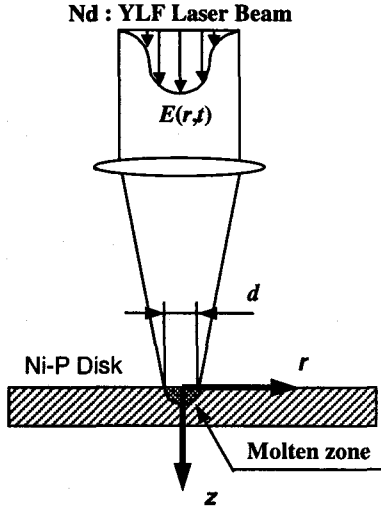


Fig. 1 Schematic representation of the system.

가공을 통하여 디스크 표면을 아주 부드러운 상태로 만들어줄 필요가 있다.⁽¹⁻³⁾

레이저 텍스처링 과정을 이해하기 위해서는 레이저 가열에 의해서 발생하는 용융에서 응고까지의 과정을 살펴볼 필요가 있다.

Fig. 1 에서와 같이 가우시안(Gaussian) 분포를 가진 레이저를 Ni-P 디스크 표면에 조사하여 용융시키면 디스크 표면의 반경방향으로 받는 에너지의 흡수량과 온도장이 일정하지 않음을 알 수 있다. 즉 레이저 가열 영역 내에서 온도 구배가 발생하게 된다. 따라서 온도가 낮은 용융부분의 표면 장력이 온도가 높은 용융부분의 표면 장력보다 높아 유동장이 온도가 낮은 영역을 향하여 발생하게 되는 것이다.⁽⁴⁻⁵⁾ 따라서 표면형상은 물질의 열확산 계수와 용융금속의 표면 장력의 차이에 의해 결정된다. 표면장력은 표면장력의 계수($\lambda = \partial\sigma/\partial T$)의 값에 많은 영향을 받는다. 용융 금속에서의 일반적인 표면 장력계수는 음의 값을 가지며, 레이저 빔의 영향에 의해 가운데가 움푹 들어간 형태가 된다. 온도차에 의해 발생한 유동장은 용융영역 내에서 마랑고니 대류(Marangoni convection)현상이 나타난다. 마랑고니 대류 현상에 의해 용융풀의 가장자리 부분에서 높이가 높아지는 현상을 보이며 그 높아진 부위가 응고 현상에 의해 그 위치로 고정된다. 이런 변형된 표면 형상은 디스크 표면에 림(rim)의 형상을 만들어 낸다.

본 연구에서는 고정 격자계에서 자유표면을 추적하는 VOF (volume-of-fluid)방법을 이용하여 레이저 텍스처링의 유동과 응고 및 자유표면 변형을 해석하였다. 정확한 형상변화를 모사하기 위하여 PLIC (Piecewise Linear Interface Calculation)방법을 사용하였으며 그 결과를 기존의 실험결과^{(2),(3)}와 비교하였

다. 또 기증자-수혜자 방법 (Donor-Acceptor Method)을 이용하여 동일한 문제를 해석한 기존의 수치해석 결과⁽⁷⁾와 PLIC 방법을 사용한 해의 정확도를 비교하였다.

2. 이론 및 수치해석

2.1 해석대상 및 지배방정식

Fig. 1 에서는 레이저 텍스처링의 개략도를 도시하였다. 본 연구의 해석에 사용한 열원은 식(1)로 나타내어지는 가우시안 형태의 열원이다.

$$I(r, t) = (1 - R_f) \Phi(t) \frac{8E}{\pi d^2} \exp\left(-\frac{8r^2}{d^2}\right) \quad (1)$$

여기서 E 는 레이저 에너지, R_f 는 반사율, $\Phi(t)$ 는 아래와 같이 주어진다.

$$\Phi(t) = \frac{2t}{t_i t_p}, \quad 0 < t < t_p \quad (2)$$

$$\Phi(t) = \frac{2(t_i - t)}{t_i(t_i - t_p)}, \quad t_p < t < t_i$$

본 연구의 해석을 위해 다음과 같은 가정을 도입하였다.

- 1) Ni-P 디스크 표면에 조사된 레이저 에너지는 Ni-P 디스크의 평균분자거리의 수배 이내에 흡수가 완료 되므로 모든 레이저 에너지는 디스크 표면에서 흡수된다고 가정한다.
- 2) Ni-P 디스크 디스크 표면에서 외부로의 복사과 대류에 의한 열손실을 무시한다.
- 3) Ni-P 디스크의 용융영역에서 액상과 고상의 온도는 연속이므로 경계면의 온도는 같다.

위의 가정을 도입한 지배방정식은 다음과 같다.

연속 방정식

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

운동량 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right) \right] \quad (4)$$

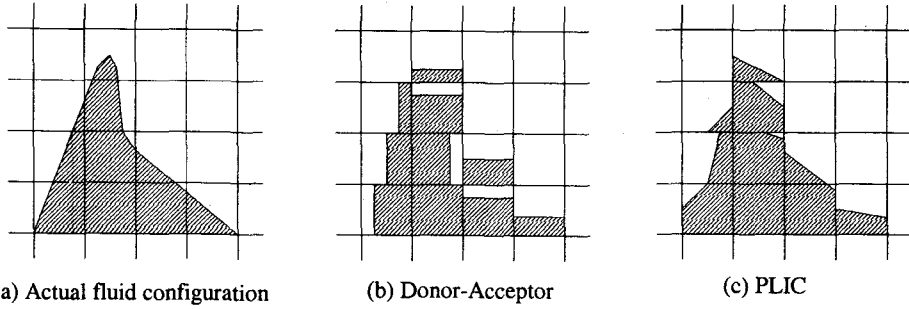


Fig. 2 Interface reconstructions of actual fluid configuration shown in (a): (b) Donor-Acceptor, (c) PLIC

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g\beta(T - T_\infty) + v \left[\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial z} \right] \quad (5)$$

에너지 방정식

$$\frac{\partial H}{\partial t} + u \frac{\partial H}{\partial r} + w \frac{\partial H}{\partial z} = k \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + q_v \quad (6)$$

여기서 $q_v = I(r, t) dA/dV$ 이다.

또한 용융영역 내에서 속도와 압력의 경계조건은 표면응력조건으로부터 다음과 같이 결정된다.

$$(p_m - p_g + \sigma\kappa)\hat{n}_i = (\tau_{mk} - \tau_{gk})\hat{n}_k + \frac{\partial\sigma}{\partial\tau} \quad (7)$$

여기서 p_m 과 p_g 는 경계면에서 액체와 기체의 압력, σ 는 표면 장력, κ 는 곡률, $\partial\sigma/\partial\tau$ 는 법선방향에서의 표면응력 기울기, τ_{mk} 와 τ_{gk} 는 응력 텐서이다. 곡률 κ 는 다음과 같다.

$$\kappa = \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (8)$$

여기서

$$\frac{1}{R_1} = \frac{\partial^2 z / \partial r^2}{[1 + (\partial z / \partial r)^2]^{3/2}} \equiv \frac{\partial^2 z}{\partial r^2} \quad (9)$$

$$\frac{1}{R_2} = \frac{\partial z / \partial r}{r[1 + (\partial z / \partial r)^2]^{3/2}} \equiv \frac{1}{r} \frac{\partial z}{\partial r} \quad (10)$$

그리고 반경방향의 속도와 압력 경계조건은 응력 평형 조건을 이용하여 다음과 같이 나타낸다.

$$\mu \left(\frac{\partial V_r}{\partial N} + \frac{\partial V_N}{\partial r} \right) = \frac{\partial\sigma}{\partial\tau} \quad (11)$$

$$P_{\text{interface}} = p_m - p_g = 2\mu \frac{\partial V_N}{\partial N} - \sigma(T)\kappa \quad (12)$$

여기서 V_r 와 V_N 은 각각 용융금속 표면에서의 법선과 접선속도를 나타낸다.

2.2 자유표면 추적

본 연구에서는 하나의 제어체적에 점유되어 있는 유체 체적분율의 함수를 이용하는 VOF 법을 사용하였다. 유체 체적분율에서는 식(13)으로 주어진 유체 체적분율함수 f 에 대한 전달방정식을 풀어서 자유표면을 추적한다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) f = 0 \quad (13)$$

계산의 정확성을 높이기 위해 식(13)의 양변에 발산수렴항 $\nabla \cdot \vec{u}$ 을 더해준 다음과 같다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}f) = f \nabla \cdot \vec{u} \quad (14)$$

식(14)는 2 차원 문제에서 연산분리자법을 이용하여 아래와 같이 두 단계로 계산되어진다.

$$\tilde{f}_{i,j} = f_{i,j}^n - \frac{\delta V_{i+\delta_i,j+\delta_j} - \delta V_{i-\delta_i,j-\delta_j}}{V_{i,j}} + \delta f_{i,j}^n \nabla \cdot \vec{u}_{i,j} \quad (15)$$

$$f_{i,j} = \tilde{f}_{i,j} - \frac{\delta V_{i+\delta_i,j+\delta_j} - \delta V_{i-\delta_i,j-\delta_j}}{V_{i,j}} + \delta f_{i,j}^{n+1} \nabla \cdot \vec{u}_{i,j} \quad (16)$$

여기서 V 는 체적, i, j 는 셀의 r, z 방향 index 이다.

식(15),(16)을 이용하여 자유표면을 정확하게 추적하기 위해서는 함수 f 의 수치적 확산을 방지하며, 자유표면의 형태와 셀표면을 지나는 유량 δV 를 예측할 차분방법이 필요하다. 이러한 방법으로 기증자-수해자 방법, PLIC 방법 등이 있다. 실제의 자유표면 형상을 위의 각 도식에 따라 수치적으로 근사 하는 방법을 Fig. 2 에 나타내었다. 기증자 수해자 방법은 자유

Table 1 Thermophysical properties of Ni-P

Physical property	Value	Unit
Density	8000	Kg/m ³
Viscosity	1×10 ⁻³	Pas
Thermal conductivity	18.5	W/(m K)
Specific heat	600	J/(kg K)
Melting temperature	1200	K
Volumetric coefficient of expansion	1.51×10 ⁻⁴	1/K
Surface tension constants		
γ	-1×10 ⁻³	N/(m K)
σ ₀	-0.7667	N/ m
Reflectivity (R _f)	0.65	

표면이 좌표계의 축방향에 평행하다고 가정하고, 각 계산 단계에서 중심셀과 이웃한 여덟개 셀의 f 값으로 자유표면의 법선방향을 구하여 자유표면의 방향이 수직인지 수평인지를 결정한다. 반면에 PLIC 방법은 자유표면을 기울기를 가지는 1차 함수로 나타내며 이 기울기는 중심셀과 이웃한 여덟개 셀의 정보로부터 얻어진다. 따라서 PLIC 방법은 기증자 수해자 방법보다 더욱 정확하게 자유표면 형태를 결정할 수 있음을 알 수 있다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서 사용된 물성치는 Table 1에 나타내었다.^{(7),(8)}

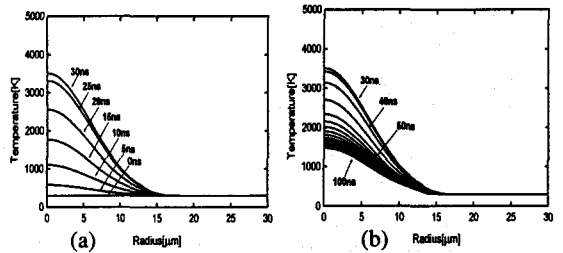


Fig. 3 Radial variation of the surface temperature at 5 ns intervals

먼저 용융풀에서의 유동을 무시한 경우의 열전달 해석 결과를 살펴보면 다음과 같다.

Fig. 3은 레이저 빔의 직경이 23 μm, 빔의 강도가 3.3 μJ, 펄스의 폭이 46 ns 일 때 디스크 표면(Z=0)에서의 반경방향 온도변화를 나타내었다. (a)는 0 ns에서 30 ns까지 온도변화를 나타내었고 (b)는 30 ns에서 100 ns까지 온도 변화를 보여주고 있다. 온도선은 5ns 간격으로 나타내었다. Ni-P 디스크표면의 초기 온도는 대기온도와 같은 300K로서 일정하다. 최고 온도는 30 ns 일 때 3506K로 나타났으며 이는 펄스의 최고 가열점인 23 ns에서 7 ns이 경과한 후에 발생한다. 초기에는 30 ns까지의 급격한 온도 상승을 보인다. 반경방향으로 가열 영역이 11.5 μm이므로 레이저 가열 영역 밖으로의 전도 범위는 아주 미미하다. 한편 중심(r=0)에서 반경방향으로 15 μm까지 온도구배가 큼을 볼 수 있다.

Fig. 4는 동일한 조건 하에서 시간 진행에 따른 해

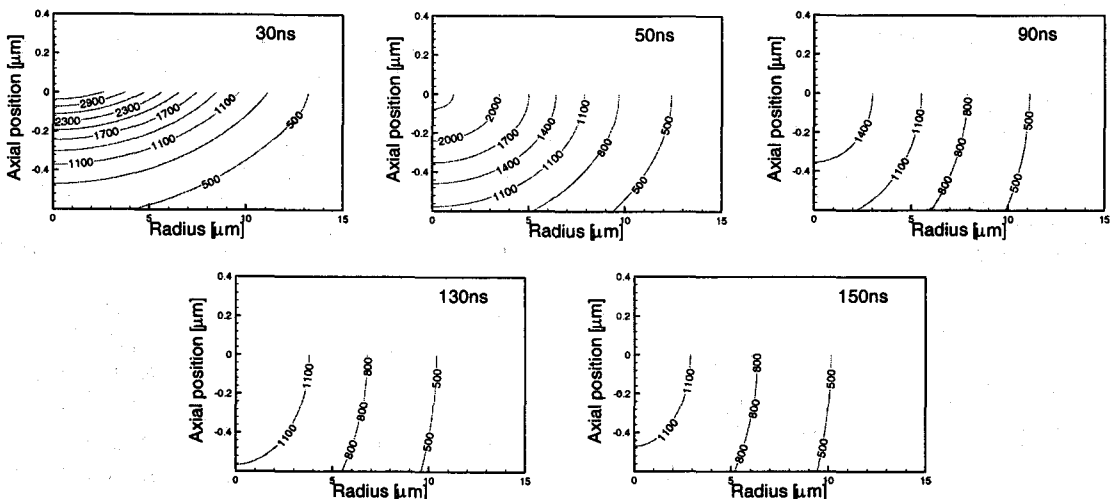


Fig. 4 Computed isotherms in a vertical plane

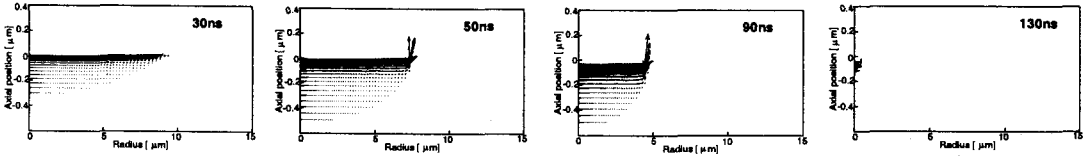


Fig. 5 Computed velocity vectors in a vertical plane

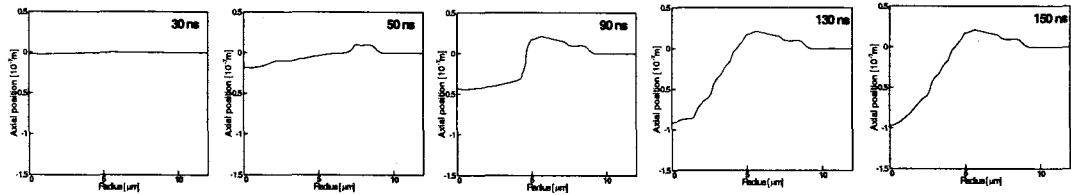


Fig. 6 Transient surface deformation

석영역 내에서의 온도변화를 나타낸 것이다. 온도선은 300K 간격으로 나타내었다. 레이저 펄스의 가열 시간 46 ns 보다 작은 30 ns 와 가열 직후인 50 ns 를 살펴보면 열전달은 주로 축방향을 위주로 일어나고 있음을 알 수 있다.

용융풀 내에서의 유동을 고려 한 경우의 속도장과 자유표면 형상 변형을 해석한 결과를 살펴보면 다음과 같다.

Fig. 5 은 동일한 조건 하에서 시간 진행에 따른 해석영역 내에서의 속도장을 나타내었다. 30 ns 일 때 표면에서의 속도장은 중심 부근에서는 아랫방향을 향하고 있으나 가장자리 부근에서는 바깥쪽을 향하고 있다. 이후 50 ns 와 90 ns 에서는 용융영역의 가장자리의 속도가 윗쪽을 향하고 있으며 점점 더 커짐을 볼 수 있으며 중심 부근 (Z축)에서의 속도는 아래 방향을 향하고 있다. Fig. 5 에서 볼 수 있듯이 용융이 시작되면서부터 전 해석 영역이 응고가 될 때 까지

용융영역의 중심에서 속도는 아랫방향을 향하며 가장자리는 바깥쪽과 윗방향을 향한다. 이로 인하여 가운데는 분화구 모양을 하게 되고 가장자리는 불룩한 림의 형상을 하게 된다.

Fig. 6 은 동일한 조건 하에서 표면 장력에 의한 자유표면 형상변화 과정을 나타낸 것이다. 본 해석을 위해서 PLIC 방법을 사용하였다. 30 ns 에서는 림의 형상을 찾아 보기 힘들지만 50 ns 이후 점점 림의 형상을 갖추어 나가는 것을 볼 수 있다. 완전히 응고된 상태인 150 ns 에서의 결과를 살펴보면 반경 6 μm 에서 림의 최고높이는 20nm를 볼 수 있다. 한편 림의 폭은 9 μm, 중심에서의 깊이는 100 nm이다.

Fig. 7 은 레이저 빔의 직경이 23 μm, 빔의 강도가 3.3 μJ, 펄스의 폭이 46 ns 일 때 완전히 응고 된 후 림의 형상에 대한 실험값⁽²⁾과 PLIC 방법으로 모사한 형상, 기증자-수혜자 방법⁽⁷⁾으로 모사한 형상에 대한 비교를 보여주고 있다. 실선으로 나타낸 선은 실험값이며 사각형 점으로 표시된 선은 PLIC 방법을 이용한 해석결과, 삼각형 점으로 표시된 선은 기증자 수혜자 방법을 이용한 해석 결과이다. PLIC 방법으로 해석한 결과는 최고 높이가 나타나는 위치는 약간 다르지만 최고점의 높이가 실험값과 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 반면에 기증자-수혜자 방법으로 해석한 결과는 림의 높이가 실험값 보다 3 nm 낮게 나타났다.

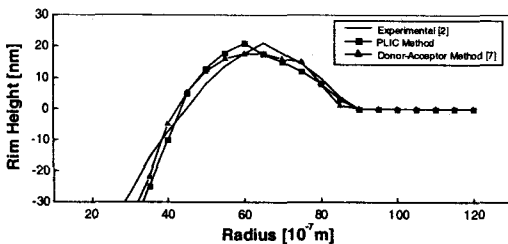


Fig. 7 Rim shape : Experimental, PLIC method, and Donor-Acceptor method

Fig. 8 은 레이저 빔의 직경을 19 μm, 펄스의 폭을 (a) 66 ns 와 (b) 82 ns 으로 변화 시켰을 때 레이저 빔 세기의 변화에 따른 림의 높이 변화를 실험값⁽³⁾, PLIC 방법 그리고 기증자-수혜자 방법으로 해석한 결과를 비교하였다. 우선 레이저의 세기가 변화하는

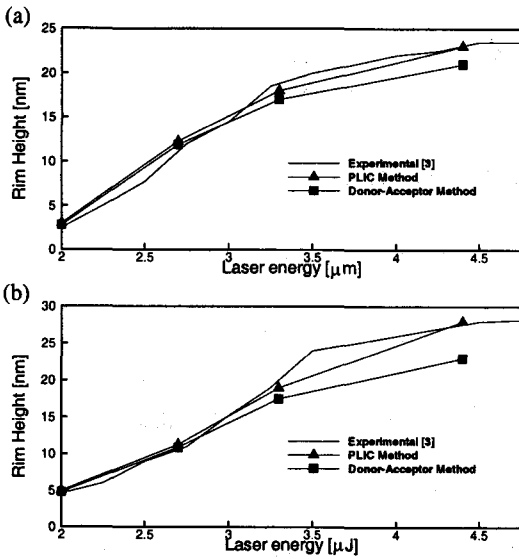


Fig. 8 Plot of rim height as a function of laser pulse energy : (a) Pulse width 66 ns , (b) Pulse width 82 ns

경우에 PLIC 방법으로 해석한 결과를 보면 레이저의 세기 변화에 큰 영향을 받지 않고 실험값과 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 반면에 기증자-수혜자 방법으로 해석한 결과를 보면 레이저 빔의 강도가 강해 질수록 오차 발생 폭이 점점 커지는 현상을 나타내고 있음을 관찰 할 수 있다. 또 레이저 펄스의 폭 변화에 따른 높이 변화를 살펴 보면 PLIC 방법을 이용한 경우에는 펄스의 변화에 큰 영향을 받지 않고 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 반면에 기증자-수혜자 방법으로 해석한 경우에는 펄스의 변화에 민감하게 반응하고 있음을 볼 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 레이저 텍스처링의 과정을 PLIC 방법을 이용하여 수치적으로 모사 하였으며 이를 실험값과 기증자-수혜자 방법과 비교하였다. 이러한 연구를 통해 다음과 같은 결론을 얻었다. 림의 형상을 모사 측면에서 볼 때 PLIC 방법을 이용한 결과가 실험과 더욱 유사하다는 것을 알 수 있었

다. 또 레이저 세기 변화에 따른 림의 높이 변화는 레이저의 세기가 강해 질수록 기증자-수혜자 방법으로 해석하는 경우에는 오차가 커짐을 알 수 있다. 반면에 PLIC 방법으로 해석하는 경우에는 레이저 강도 변화에 거의 영향을 받지 않고 실험값과 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있다. 그리고 레이저 펄스 변화에 따른 림의 높이 변화를 보면 기증자-수혜자 방법을 사용한 경우에 오차의 변화가 발생함을 볼 수 있다. 하지만 PLIC 방법으로 해석한 경우에는 펄스의 변화에 관계없이 실험값과 잘 일치함을 볼 수 있다.

참고문헌

- (1) R. Ranjan, D. N. Lambeth, M. Tromel, P. Foglia, and Y. Li, "Laser Texturing of Low-Flying-Height Media," *J. Appl. Phys.*, vol. 69, pp. 5745-5747 (1991)
- (2) P. Baumgart, D. J. Krajnovich, T. A. Nguyen, and A. C. Tam, "A new laser texturing technique for high performance magnetic disk drives," *IEEE Trans. Magnetics.*, vol. 31, pp. 2946-2951 (1995)
- (3) H. K. Park, P. J. Kerstens, P. Baumgart, and A. C. Tam, "Issues on high-speed laser zone texturing of magnetic disk substrates with improved quality," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 34, pp. 1807-1809 (1998)
- (4) T. D. Bennett, D. J. Krajnovich, C.P. Grigoropoulos, P. Baumgart, and A. C. Tam, "Marangoni Mechanism in Pulsed Laser Texturing of Magnetic Disk Substrates," *J. Heat Transfer*, vol. 119, pp. 589-596 (1997)
- (5) A. C. Tam, I. K. Pour, T. Nguyen, K. Krajnovich, P. Baumgart, T. D. Bennett, and C. P. Grigoropoulos, "Experimental and Theoretical Studies of Bump Formation during Laser Texturing of Ni-P Disk Substrates," *IEEE Trans. Magnetics.* vol. 32, pp. 3771-3773 (1996)
- (6) W. J. Rider, D. B. Kothe, "Reconstruction Volume Tracking," *J. Comput. Phys.*, vol. 141, pp. 112-152 (1998)
- (7) M. Iwamoto, M. Ye, C. P. Grigoropoulos, and R. Greif, "Numerical Analysis of Pulsed Laser Heating for the Deformation of Metals," *Numerical Heat Transfer, Part A*, vol. 34, pp. 791-804 (1998)
- (8) T. D. Bennett, C. P. Grigoropoulos, P. Baumgart, A.C.Tam, "Marangoni Mechanism in Pulsed Laser Texturing of Magnetic Disk Substrates", *Journal of Heat Transfer*, vol. 119, pp. 589-596, (1997)