

## Michelson 간섭계를 응용한 미세 상변화 현상 계측

김동식<sup>†</sup> · 박희권\* · Costas P. Grigoropoulos\*\*

(2001년 3월 5일 접수, 2001년 6월 15일 심사완료)

### Probing of Microscale Phase-Change Phenomena Based on Michelson Interferometry

Dongsik Kim, Hee K. Park and Costas P. Grigoropoulos

**Key Words :** Interferometer (간섭계), Vaporization (기화), Microbubble (미세기포), Pulsed Laser (펄스 레이저)

#### Abstract

Experimental schemes that enable characterization of phase-change phenomena in the microscale regime are essential for understanding the phase-change kinetics. Particularly, monitoring rapid vaporization on a submicron length scale is an important yet challenging task in a variety of laser-processing applications, including steam laser cleaning and liquid-assisted material ablation. This paper introduces a novel technique based on Michelson interferometry for probing the liquid-vaporization process on a solid surface heated by a KrF excimer laser pulse ( $\lambda=248$  nm, FWHM=24 ns) in water. The effective thickness of a microbubble layer has been measured with nanosecond time resolution. The maximum bubble size and growth rate are estimated to be of the order of 0.1  $\mu\text{m}$  and 1 m/s, respectively. The results show that the acoustic enhancement in the laser induced vaporization process is caused by bubble expansion in the initial growth stage, not by bubble collapse. This work demonstrates that the interference method is effective for detecting bubble nucleation and microscale vaporization kinetics.

#### 기호설명

$a$	: 특성 기포크기 [m]	$I$	: 간섭 신호의 전기장 세기 [ $\text{V}^2/\text{m}^2$ ]
$c$	: 음속 [m/s]	$I_1, I_2$	: 기준 빔과 계측 빔의 전기장 세기 [ $\text{V}^2/\text{m}^2$ ]
$d$	: 광학적 경로길이의 변화 [m]	$\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$	: 기준빔과 계측빔의 파동 벡터 [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$	: 기준 빔과 계측 빔의 전기장 진폭 벡터 [V/m]	$k_c$	: 부분 결맞음 효과를 표현하는 상수
$\mathbf{E}_{(1)}, \mathbf{E}_{(2)}$	: 기준 빔과 계측 빔의 전기장 벡터 [V/m]	$l_c$	: 시편에서 큐벳(cuvette) 창의 표면 까지 거리 [m]
$f$	: 이상매질 내 기포의 파괴분율	$n$	: 복소수 굴절률
$F$	: 레이저 플루언스 (laser fluence) [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	$\bar{n}$	: $n$ 의 공액복소수 굴절률
$I$	: 허수단위, $\sqrt{-1}$	$n_w, n_{vap}$	: 물, 포화증기, 크롬, 수정의 복소수 굴절률
		$n_{Cr}, n_{quartz}$	: 크롬, 수정의 복소수 굴절률
<sup>†</sup> 책임저자, 회원, 포항공과대학교 기계공학과		$P$	: 압력 [Pa]
E-mail: dskim87@postech.ac.kr		$\mathbf{r}$	: 위치벡터 [m]
TEL: (054) 279-2179 FAX: (054) 279-3199		$t$	: 시간 [s]
* IBM Storage Technology Division, San Jose, USA		$T$	: 온도 [K]
** Department of Mechanical Engineering, University of California at Berkeley		$V_e$	: 기포 팽창 속도 [m/s]

그리스문자

- $\delta$  : 기체 막의 유효두께 [m]
- $\epsilon_{eff}$  : 유효 절연상수 [ $C^2/Nm^2$ ]
- $\epsilon_l$  : 액체의 절연상수 [ $C^2/Nm^2$ ]
- $\epsilon_v$  : 증기의 절연상수 [ $C^2/Nm^2$ ]
- $\phi_1, \phi_2$  : 기준 빔과 계측 빔 전기장에서  
기준 위상차
- $\theta$  : 위상차
- $\theta_0$  : 두 빔 (기준 빔과 계측 빔)의 위상  
차 상수,  $\phi_2 - \phi_1$
- $\lambda$  : 파장 [m]
- $\rho$  : 밀도 [ $kg/m^3$ ]
- $\omega$  : 각진동수 [ $s^{-1}$ ]

1. 서론

미세 상변화 현상의 실험적 계측은 전달현상의 미시적 해석에 있어서 대단히 중요한 문제로 부각되었다.<sup>(1-3)</sup> 특히 액체의 기화 초기 단계에 기포의 핵생성과 성장기구를 밝히는 것은 펄스레이저를 응용한 많은 열공정의 해석에 필수적이다. 습식 레이저세척 및 액막을 이용한 표면가공 등의 열공정은 급속한 온도상승 ( $\sim 10^9$  K/s)과 그에 따른 과열액체의 폭발적 기화 현상을 수반하는데 이때 다수의 미세 기포가 순간적으로 핵생성되어 성장하고 소멸하는 과정을 정성적으로 계측하는 것은 액체의 상폭발과 압력파의 발생기구를 이해하는데 결정적인 역할을 한다.<sup>(4)</sup> 따라서 본 연구의 주목적은 급속한 기액 상변화 과정에서 생성되는 다수 기포의 비정상상태 거동을 마이크론 이하의 길이 정밀도를 가지고 준 정량적으로 계측할 수 있는 새로운 방법을 개발하는 것이다.

반사율, 투과율 등을 이용한 광학적 방법은 비접촉성과 짧은 시간 분해능 때문에 급속한 기화과정에서 발생하는 온도, 압력 등의 물리량 측정에 적합하다. 기포 성장으로 인한 빛의 산란/간섭 효과에 기초를 둔 광학적 반사율/투과율 방법은 고체 표면상의 기포 형성, 성장, 소멸을 정성적으로 탐지하는데 사용되어왔다.<sup>(5)</sup> 온도에 따른 광학적 물성 변화를 ellipsometry 방법으로 보정한 Si 박막을 이용한 반사율 측정법은 기화과정 동안의 온도상승과 과열한계를 나노 초 단위로 측정하는 것을 가능하게 했다.<sup>(6)</sup> 한편, 광음 굴절 (photoacoustic deflection) 측정법은 펄스레이저에 의한 액체의 급속 기화과정에서 생성되는 압력파를 측정하는데 이용된 바 있다.<sup>(7)</sup>

기포의 크기와 성장률은 펄스레이저 기화과정에서의 광음향효과 (photoacoustic effect)를 이해하는데 가장 중요한 물리량이다. 그럼에도 불구하고, 작은 (마이크로미터 미만) 길이와 짧은 (나노 초)

시간 단위 때문에 성장하는 기포의 크기를 실시간 계측하는 것은 극도로 어렵다. 기포의 성장과 더불어 크기 인자  $2\pi Re(n_w) a/\lambda$ 가 Rayleigh 산란 영역에서 Mie 산란 영역까지 변화하므로 산란법 역시 적용이 용이하지 않다. 특히, 균일하지 않게 분포된 다수 기포의 생성, 성장, 병합 등 일련의 과정을 정량적으로 계측하는 것은 거의 불가능하다. 따라서, 나노 초 레이저 펄스에 의해 가열된 고체 표면에 생성되는 기상의 역학적 거동을 측정하는 실험은 그 중요성에도 불구하고 아직까지 수행된 바가 없다. 유체 내부의 공동현상과 관련한 연구 등에서 기포의 가시화, 광 산란 측정 실험이 수행되었으나 이들 연구는 상대적으로 크기가 큰 단일 기포나 정상상태의 경우를 주 대상으로 하였다.<sup>(8-13)</sup> 본 논문에서는 기화로 인한 매질의 광학적 경로 길이의 변화를 측정하는 Michelson 간섭 기술을 사용하였다. 기포층을 하나의 유효이상매질 (effective two-phase medium)로 취급하여, 측정된 광학적 경로 길이로부터 기포층의 유효두께 (effective thickness)를 측정한다. 그러므로, 유효두께는 고체 표면에 독립적으로 성장하는 기포들의 크기를 직접적으로 의미하지는 않는다. 유효두께는 기포의 크기가 매우 작은 경우, 기상의 액상에 대한 상대적인 부피를 나타내는 양으로서 해석될 수 있다. 한편, 개별 기포들의 융합이 상당 정도 진행되어 기체막을 형성하는 경우, 유효 두께는 기체막의 실제 두께를 나타낸다.

2. 이론

Michelson 간섭계는 상호결맞음성(mutual coherence)을 갖는 두 빔의 간섭 효과를 이용한 것으로서 본 연구에서는 이를 이용하여 기포의 성장에 따른 광학적 경로의 변화를 측정한다. 기화과정의 초기 단계에 기포의 크기가 계측 레이저의 파장보다 훨씬 작다면, 기액 혼합층을 하나의 유효층으로 취급할 수 있다. Maxwell Garnette의 유효매질 이론에 따르면, 균일한 작은 기포를 포함한 액체는 아래와 같은 유효 절연상수를 가지는 하나의 매질로 취급될 수 있다.<sup>(14)</sup>

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_l \left[ 1 - \frac{3f(\epsilon_l - \epsilon_v)}{2\epsilon_l + \epsilon_v + f(\epsilon_l - \epsilon_v)} \right] \quad (1)$$

따라서 기포 핵생성의 초기 단계에서, 유효 두께를 식 (1)을 이용하여 기상의 부피 분율로 변환할 수 있다. 식 (1)에서  $\sqrt{\epsilon_{eff}} = \bar{n}$ 이므로, 유효매질의 광학적 물성치는  $\epsilon_{eff}$ 에 의해 계산될 수 있다. 한편으로, 미세 기포가 증기막을 형성하는 경우 유효 두께가 막의 물리적 두께를 의미함은 자명하다. 간섭 기술에서, 증기막이 성장함에 따라 수증기와

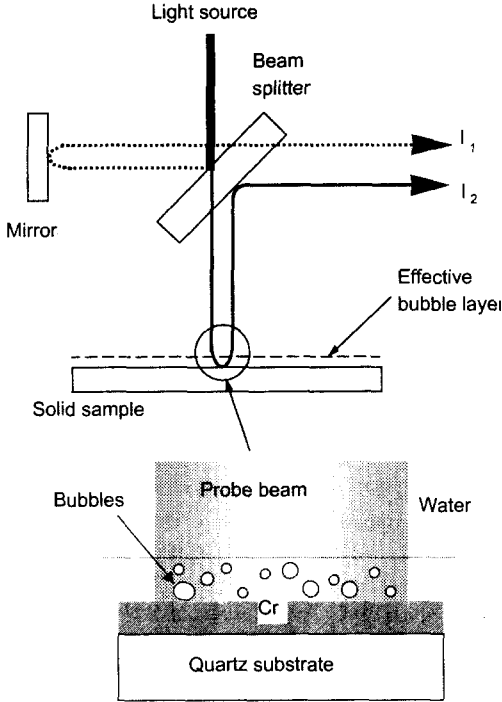


Fig. 1 Beam paths of Michelson interferometry applied to the measurement of vapor-film thickness

물의 굴절률의 차이는 간섭 빔의 광학적 경로 길이를 변화시킨다. 광학적 경로의 계통도를 Fig. 1에 나타내었다. 아래첨자 1은 기준빔의 역할을 하고 2는 광학적 경로 길이의 검파를 목적으로 한다. 중첩된 전기(자기)장은 대응하는 전기(자기)장 벡터:

$$\mathbf{E}_{(1)} = \mathbf{E}_1 \exp[i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_1)] \quad (2)$$

$$\mathbf{E}_{(2)} = \mathbf{E}_2 \exp[i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_2)] \quad (3)$$

의 합이다. 따라서, 간섭신호의 세기는 선형 중첩된 전기장 벡터  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_{(1)} + \mathbf{E}_{(2)}$ 의 크기

$$\begin{aligned} I = |\mathbf{E}|^2 &= I_1 + I_2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \cos \theta \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \theta \end{aligned} \quad (4)$$

$$(\theta = \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2 - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + \phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi d}{\lambda} + \theta_0)$$

에 비례하여 주어진다. 위 식에서  $d$ 는 광학적 경로 길이의 변화를 의미한다. 식 (4)에서 두 빔의

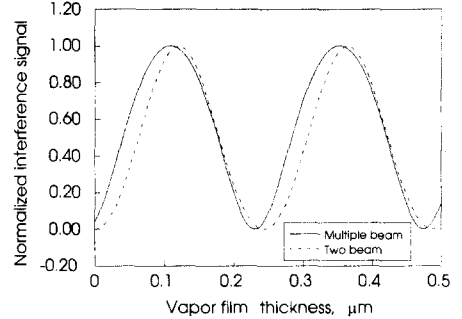


Fig. 2 Calculated interference signal considering the multiple-beam interference effect due to the vapor film and simple two-beam interference

상호결맞음성은 일반적으로 완벽하지 않다. 따라서, 빛의 부분결맞음성 (partial coherence)을 고려하면 간섭 효과는 아래와 같이 표현된다.

$$I = I_1 + I_2 + 2k_c \sqrt{I_1 I_2} \cos \theta \quad (5)$$

부분 결맞음 계수  $k_c$ 는 0에서 1사이의 값을 가지며 본 연구에서는  $k_c \approx 0.3$ 을 이용하였는데 이는  $I$ 의 최대, 최소값으로부터 결정된 실험값이다. 엄밀한 의미에서  $k_c$ 는 상수가 아니고 기화 과정 중 변화하는데, 다양한 조건의 기화 과정을 검토한 결과 그 변화량은 약 10% 정도로 추산되었다.

레이저 펄스 조사 후 기포들이 성장함에 따라 기포들은 채측 빔의 정 반사율을 감소시키면서 빛을 산란 시킨다. 그러므로, 반사된 빔의 세기  $I_2$ 는 시간의 함수로서 변화하나 기준 빔의 세기  $I_1$ 는 일정하다. 따라서, 위상각은 아래와 같이 표현된다.

$$\cos \theta = \frac{I(t) - (I_1 + I_2(t))}{2k_c \sqrt{I_1 \cdot I_2(t)}} \quad (6)$$

여기서

$$\theta = \frac{2\pi d}{\lambda} + \theta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \int_c n ds + \theta_0$$

따라서  $I(t)$ ,  $I_1$ ,  $I_2(t)$ 를 실험으로부터 구하고 아래 식을 이용하여 기체막 두께 ( $d$ )를 결정할 수 있다. 즉,

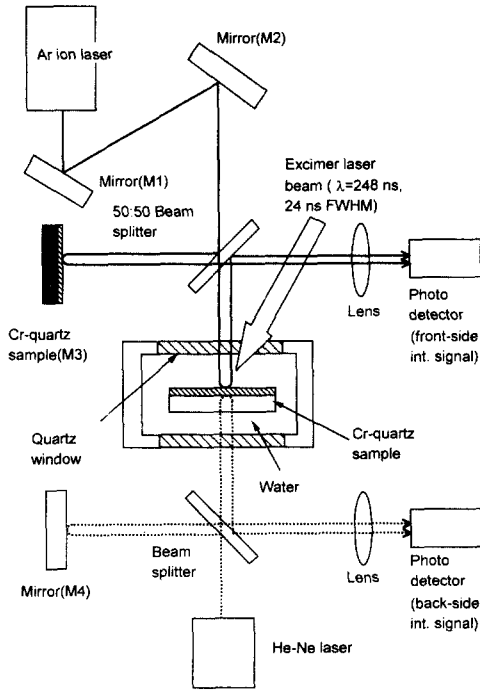


Fig. 3 Schematic diagram of experimental setup using two Michelson interferometers (front-surface probe and back-surface probe)

$$\delta = \frac{(\theta - \theta_0)\lambda}{4\pi \operatorname{Re}(n_{\text{vap}} - n_w)} \quad (7)$$

간섭 기술의 경우, 그 특성상 위상각의 변화는 용이하게 측정할 수 있지만 변화의 방향을 직접 측정할 수는 없다. 본 연구에서는 유효두께의 변화가 연속적으로 일어나야 한다는 물리적인 구속조건으로부터 방향을 결정하였다.

전술한 모델에서, 증기/물 경계면에서의 빛의 반사는 무시되었다. 물의 굴절 지수 ( $\lambda=488 \text{ nm}$  에서  $n_w = 1.34 + 8.16 \times 10^{-10}i$ )는 증기의 굴절 지수 ( $n_{\text{vap}} \approx 1$ )와 다르므로 계측광의 약 2%는 경계면에서 반사된다. 따라서 기액계면에 의한 다중 반사를 고려한 간섭신호를 특성행렬 (characteristic matrix) 기법을 이용하여 계산하였다.<sup>(15)</sup> Fig. 2는 단일간섭 (two-beam interference) 가정 아래 얻은 계산적 결과와 내부 반사에 의한 다중간섭 (multiple-beam interference) 효과를 고려한 계산적 결과를 비교한 것이다 ( $\lambda=488 \text{ nm}$  에서  $n_{\text{Cr}} = 2.46 + 4.43i$  와  $n_{\text{quartz}} = 1.46$ ). 다중간섭 효과에 의해 간섭 신호는 조화함수로부터 벗어나게 된다. 하지만 Fig. 2는 다중반사를 고려하여도 신호의 진폭에는 거의 변

화가 없고 전체적인 형상은 조화함수로 잘 근사화될 수 있음을 보여 준다. 따라서 본 연구에서는 다중간섭 효과를 고려하지 않았다. 이러한 근사에 의한 최대 측정오차는 Fig. 2에 나타난 바와 같이 약 20 nm로 추정된다.

짧은 레이저 펄스에 의한 상변화 과정은 고체 표면 부근의 온도 상승 및 압력파의 생성을 동반한다.<sup>(7)</sup> 물의 광학적 물성치는 열역학적 상태에 의해 영향을 받을 것이므로 온도장과 압력장에 의한 굴절률의 변화는 간섭신호에 영향을 미친다. 하지만, 통상적인 실험 조건에서 온도, 압력에 의한 굴절률의 변화는 물과 수증기의 굴절률 차에 비하여 무시할 수 있으므로 본 연구에서는 온도, 압력구배가 간섭신호에 미치는 영향을 무시하였다. 파장 633 nm, 정상 상태에서 물의  $(\partial n / \partial T)_p$  와  $(\partial n / \partial T)_p$  값은 각각  $0.00015 \text{ K}^{-1}$  와  $0.00015 \text{ MPa}^{-1}$  이다.<sup>(16)</sup> 또한, 본 연구의 온도 범위에서 Cr의 광학적 성질이 온도에 무관함은 실험을 통해 입증된 바 있다.<sup>(5)</sup>

### 3. 실험

실험 장치의 개략도가 Fig. 3에 나타나 있다. 실험에는 KrF 엑시머 레이저(파장  $\lambda=248 \text{ nm}$ , 반치전폭 FWHM=24 ns)를 열원으로 사용되었으며 균일화 장치에 의해 공간적으로 균일한 에너지 분포를 갖는 레이저 펄스가 30°의 입사각을 가지고 고체 편 표면에 조사되었다. 레이저 빔의 크기는 약  $0.3 \times 0.8 \text{ cm}^2$  이다. 시편은 0.5 mm 두께의 수정 기층 위에 증착된 0.3  $\mu\text{m}$  두께의 Cr 층으로 구성되어 있고 표면 조도는 20 nm 미만이다. 상변화에 따른 간섭 신호의 측정을 위해서는 연속파 Ar ion 레이저 ( $\lambda=488 \text{ nm}$ )가 이용되며 Gaussian 빔의 직경과 출력은 각각 1 mm 와 50 mW 이다. Fig. 3에서 반사경 M3는 시편과 같은 두께의 크롬 박막을 이용하여 측정광과 기준광의 표면 반사율 차이를 보정하였다. 레이저에 의한 기화과정에서 Cr 시편의 열팽창과 압력파 발생은 시편의 기계적인 진동을 유발한다. 이러한 진동으로 인한 오차를 정량화하기 위해서 본 연구에서는 부가적인 간섭계를 이용하여 상변화가 일어나지 않는 시편 뒷면의 변위를 계측하였다. 그러므로 두개의 간섭 신호 (기체막의 성장으로 인한 전방 간섭 신호와 시편의 기계적 진동에 의한 후방 간섭 신호)가 동시에 계측된다. 기계적 진동을 측정하기 위한 후방 간섭계는 He-Ne 레이저 ( $\lambda=633 \text{ nm}$ ; 10 mW)를 이용하여 구성하였다. 신호는 Si 광다이오드 (응답 시간 < 1 ns)에 의해 검출된다. 식 (6)에서,  $I_2$ 는 시간에 따라 변화한다. 그러므로, 간섭 신호  $I(t)$ 를 측정 한 후,  $I_2(t)$ 를 측정하는 실험을 기준광  $I_1$ 을 차단한 상태에서 독립 수행한다.

간섭 신호에 의해 측정되는 유효두께의 물리적 의미는 기화 진행 단계에 따라 변화하므로 실험 결과의 해석을 돕기 위하여 기화과정에 대한 추가적인 정보가 필요하다. 엄밀한 정량적 해석을 위해서는 빛의 편광도, 산란각, 파장 등을 적절히 변화시키며 산란광을 측정하는 실험이 필요하지만 이는 본 연구의 범위를 벗어난다. 본 연구에서는 실험결과 해석을 보조하기 위해 빛의 전방산란과 정 반사율을 일부 경우에 한정하여 각각 Ar ion 레이저와 HeNe 레이저로 측정하였다. 산란 신호와 정반사율은 각각 수집각 0.72 sr 와 입사각 10° 에서 측정되었다. 본 연구에서 제안된 광 간섭법은 기본적으로 반 정량적이며, 기포의 크기가 매우 작은 경우와 증기막이 형성된 경우를 제외하고는 측정되는 유효두께의 물리적 의미를 정량적으로 해석할 수 없음에 유의할 필요가 있다.

4. 결과와 토의

실험결과와 서술에 앞서 몇몇 레이저 플루언스에 대한 고체 표면의 온도 변화를 수치 계산에 의해 추정된 결과를 Fig. 4 에 나타내었다. 계산에서는 액체의 기화에 의한 잠열 손실을 고려하지 않았으나 이 가정은 나노 초 레이저에 의한 고체 표면의 예측에는 타당할 것임이 입증된 바 있다.<sup>(6)</sup> 간섭계의 검정을 위해 단순 변위 측정 실험을 수행하였다. 고체 시편을 마이크로미터를 써서 이동시키면서 간섭 신호를 측정하였다. Fig. 5 에는 측정된 전방 및 후방 간섭 신호를 비교되어 있다. 그림으로부터 HeNe 레이저와 Ar ion 레이저의 신호에서 주름(fringe) 수의 비가 1.29 임을 알 수 있는데 이 값은 각각의 파장의 비의 역수 (633/488=1.30)와 일치한다. 주름 수 또한 마이크로미터 단의 변위(15 μm)에 정확히 대응한다. 따라서 간섭 신호가 파장에 상관없이 광학적 경로

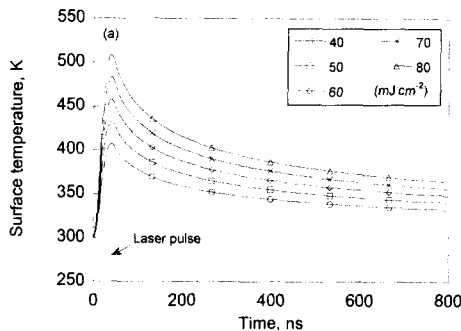


Fig. 4 Calculated temperature for several fluences. The dotted line shows the temporal profile of the laser-pulse (FWHM=48 ns)

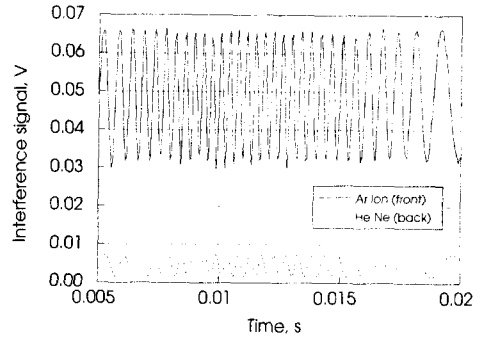


Fig. 5 Interference fringes obtained with two different probe laser beams for the measurement of the bulk displacement of the solid sample

변화를 정확히 나타냄을 확인할 수 있다.

기화과정을 나타내는 전형적인 간섭 신호가 Fig. 6 에 나타나 있다. 그림에는 측정된 간섭 신호와 반사 신호가 동시에 표시되었다. 레이저 조사 후 약 2μs에 걸친 기포의 생성, 성장, 소멸 과정이 두 측정 신호에 뚜렷한 변화를 준다. 하지만, 약 8μs에서 음향 공동현상(acoustic cavitation)이 유발하는 기억효과의 경우, 간섭계로부터 관측되는 신호가 훨씬 더 명확하다. 음향 공동현상은 오랜 시간 동안 소멸하지 않고 남아있는 기포 핵이 큐벳 창에 의해 반사되어 돌아오는 압력파의 영향으로 포화점보다 훨씬 낮은 온도에서 팽창하는 현상이다.<sup>(5)</sup> 간섭 신호의 두번째 진동이 나타나는 시간 ~ 8μs 은 음향 펄스의 도달 시간 (즉, 2l<sub>c</sub>/c)과 일치한다. Fig. 6 은 기억효과의 존재를 다시 한번 실

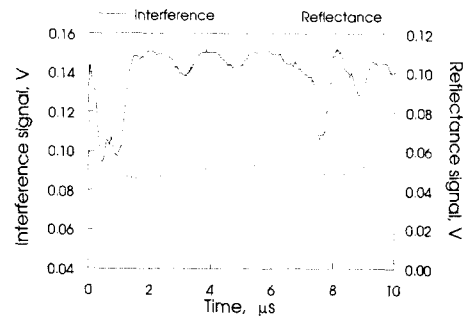


Fig. 6 An example of long-term transient interference and reflectance signals induced by the bubble growth on a Cr surface ( F = 60

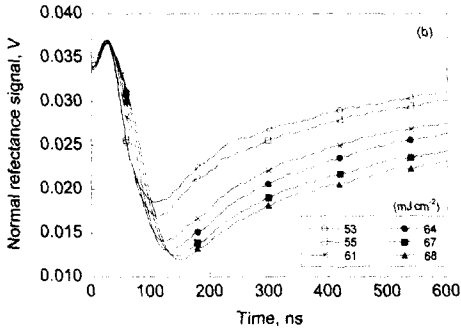
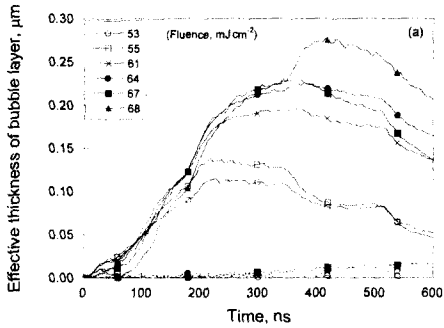


Fig. 7 (a) Effective thickness variation of the bubble layer (solid lines) and (b) the corresponding normal reflectance signal

험적으로 입증함과 동시에 간섭계에 의한 상변화 현상의 측정이 반사율을 이용하는 방법보다 더 효과적임을 보여준다.

측정된 기포층의 유효두께와 그에 대응하는 반사 신호를 Fig. 7 (a)와 (b)에 나타내었다. 기포막의 두께는 레이저 펄스를 흡수한 뒤 급격하게 증가하기 시작하고 레이저 펄스 흡수 후 수백 나노 초 후에 최대값을 갖는다. 과열 액체 내에서 핵생성 과정을 통해 기포가 형성되면 내부 압력에 의해 팽창하기 시작하고 레이저 펄스 종료 후에도 관성력에 의해 팽창하였다 소멸하게 된다. 이러한 관성 제어 기포 (inertia-controlled bubble)의 초기 팽창률은 일반적으로 기포내의 압력 즉 최대 온도에 따라 증가하게 되는데<sup>(1-3)</sup> 본 실험 결과에서는 기포의 초기 성장률이 레이저 플루언스의 영향을 크게 받지 않는 것으로 나타났다. 따라서 기포의 유효 두께는 단일 기포의 크기에 비례하지 않음을 알 수 있고 이는 기포의 밀도, 동적 거동 등이 레이저 플루언스에 따라 변화함을 나타낸다. 기포의 크기는 기포막의 성장률이 반사 신호는 150 ns 까지는 감소한 뒤 점차적으로 회복된다. 150 ns 에서

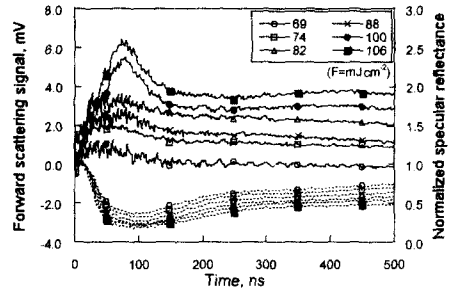


Fig. 8 Forward scattering signal (solid lines) and the corresponding specular reflectance signal (dotted lines)

400 ns 까지 반사율과 유효두께가 모두 증가한다. 이것은 기화과정이 지속됨에도 불구하고 산란 손실은 회복된다는 것을 의미한다. 그러므로 초기 단계에서 독립적으로 성장한 기포들이 서로 병합하기 시작하였음을 추정할 수 있다. 이 경우, 측정된 유효 두께는 증기층의 실제 두께를 나타낸다.

Fig. 7(a)에서 점선은 상변화가 생기지 않는 시편의 뒷면 운동을 탐지하는 후방 간섭계에 의해 측정된 기계적인 진동을 나타낸다. 이때, 진동의 방향은 간섭 신호만으로 결정될 수 없으므로 진동에 의해 유발되는 오차를 보상할 수 없다. 따라서 후방 간섭 신호는 유효두께 측정에서의 실험 오차이다. Fig. 7(a)에 의하면 200 ~ 500 ns 구간에서 최대 8%의 오차가 기계적 진동에 의해 유발됨을 알 수 있다. 기계적 고주파 진동의 두 가지 주 원인은 온도 상승으로 인한 고체 시편의 열탄성 팽창과 상변화에 의해 생성된 압력 펄스이다.

레이저 플루언스 (fluence)에 따른 전방 산란광의 측정 결과를 Fig. 8에 나타냈다. 그림에서 점선은 동시에 측정된 반사율 변화를 표시한다. 반사율 강하 크기와 전방 산란 신호의 크기는 예상대로 레이저 플루언스 증가에 따라 증가한다. 산란 신호는 대략 반사율 신호의 최소값에 대응하는 100 ns 에서 최대값을 갖는다. 이는 반사율 신호의 감소는 기포에 의한 산란에 의한 것임을 나타낸다.

Fig. 8에 따르면 낮은 레이저 플루언스의 경우 전방 산란 신호는 최대점을 지난 후 단조감소한다. 하지만 약 95 mJ/cm<sup>2</sup> 이상의 플루언스의 경우, 약 400 ns 부근에서 반사율 신호가 단조증가하고 산란 신호는 약간 상승한 후 감소한다. 총 산란단면 (total scattering cross-section)은 기포의 크기, 수, 형상 등의 함수임을 고려하면, 이는 약 400 ns 부근에서 기포 수, 밀도, 기포막의 형상 등에 변화가 있음을 나타낸다.<sup>(17)</sup>

본 연구에서는  $10^{10}$  K/s 정도의 급속한 가열에 의해 100~300 K 정도의 온도 상승과 과열 액체의 급증발이 일어나는 경우를 대상으로 기포의 생성, 성장, 소멸 과정을 간섭, 반사, 산란 신호를 측정하여 분석하였으며 실험 결과는 아래와 같이 정리할 수 있다.

- 기포/기포층의 최대 크기는  $O(0.1\mu\text{m})$ 로 추정된다.
- 유효두께의 초기 성장률은 Fig. 7(a)에서 주어지듯이  $0.5 \sim 1\text{m/s}$ 이다. 유효두께는 기포와 액체를 포함하는 복합 매질층의 크기이므로 독립적인 기포 성장률은 위의 값보다 클 것으로 추정된다.
- Fig. 7(a)에 의하면 기포의 소멸 속도는 성장률에 비해 훨씬 작다. 따라서, 급속 기화과정에서 생성되는 강한 압력파는 기포 소멸시 발생하는 수격 압력 (cavitation pressure)이 아니라 기포의 급팽창에 의한 것임을 알 수 있고 이는 압력 측정에 의한 실험 결과와 일치한다.<sup>(7)</sup>
- 측정된 기포 성장률을 이용하면 기화과정에 생성되는 압력파의 대략적인 크기는 다음과 같이 추정된다:  $P \sim \rho c V_e \sim O(1 \text{ MPa})$ .<sup>(18)</sup>
- 기화과정은 간섭, 반사, 산란 신호의 증감에 따라 몇 개의 구간으로 나뉘어질 수 있고 각 구간은 기포 수, 크기, 형태에 있어서 서로 상이한 변화 양상을 반영한다 (구간 1: 약 150 ns 까지, 구간 2: 약 150 ~ 400 ns, 구간 3: 약 450 ns 부근에서 레이저 플루언스  $95 \text{ mJ/cm}^2$  이상인 경우만 존재, 구간 4: 약 500 ns 이후).

본 연구는 광학적 간섭 신호의 측정이 반사율 등을 이용한 통상적인 방법보다 더 민감함으로 빠른 증발 현상들을 분석하는데 효과적이라는 사실을 입증하였다. 그러나, 앞서 지적한 바와 같이 측정된 간섭 신호를 일반적인 경우에 대하여 정량화거나 물리적 의미를 보다 엄밀하게 해석하기 위해서는 다른 측정법이 병행 이용되어야 한다.

## 5. 결론

Michelson 간섭 기법을 이용한 미세 기화 현상 측정 장치를 구성하고 펄스레이저로 인해 급속히 가열되는 고체 표면 위에 생성되는 기포층의 유효 두께를 측정하였다. 본 연구에서 제시된 간섭 기법은 미세 기포의 형성 및 거동을 탐지하는데 있어서, 기존에 이용되던 레이저 반사, 투과법 보다 훨씬 효과적임이 밝혀졌다. 간섭측정계에 의한 실험 결과와 전방 산란과 정 반사율 측정 결과로부터 기화 현상이 기포 수, 크기, 형태의 변화에 따라 특징 지워지는 몇 개의 상이한 구간에 걸쳐 일어남을 알 수 있었다. 또한, 기화과정에서 발생하

는 압력파는 기포의 급속한 소멸에 의한 것이 아니라 기포가 과열액체 내에서 급속히 팽창하면서 생성되는 것임을 보였다.

## 후 기

연구 결과의 정리에 도움을 준 이주철 (포항공대 대학원)에게 감사 드립니다.

## 참고문헌

- (1) Skripov, V. P., 1974, *Metastable Liquids*, J. Wiley.
- (2) Stralen, S. V., Cole, R., 1979, *Boiling Phenomena* Vol. 1, 2, Hemisphere Publishing Corp.
- (3) Carey, V. P., 1992, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*, Hemisphere Publishing Corp.
- (4) Tam, A. C., Leung, W. P., Zapka, W., Ziemlich, W., 1992, "Laser-Cleaning Techniques for Removal of Surface Particulates," *Journal of Applied Physics*, Vol. 71, pp. 3515 ~ 3523.
- (5) Yavas, O., Leiderer, P., Park, H.K., Grigoropoulos, C. P., Poon, C. C., Leung, W. P., Do N., Tam, A. C., 1993, "Optical Reflectance and Scattering Studies of Nucleation and Growth of Bubbles at a Liquid-Solid Interface Induced by Pulsed Laser Heating," *Physical Review Letters*, Vol. 70, pp. 1830 ~ 1833.
- (6) Park, H. K., Zhang, X., Grigoropoulos, C. P., Poon, C. C., Tam, A. C., 1995, "Transient Temperature development During the Vaporization of Liquids on a Pulsed-Laser Heated Solid Surface," *ASME Transactions of Journal of Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 702 ~ 708.
- (7) Park, H. K., Kim, D., Grigoropoulos, C. P., 1996, "Pressure Generation and Measurement in the Rapid Vaporization of Water on a Pulsed-Laser-Heated Surface," *Journal of Applied Physics*, Vol. 80, pp. 4072 ~ 4081.
- (8) Vogel, A., Lauterborn, W., Timm, R., 1989, "Optical and Acoustic Investigations of the Dynamics of Laser-Produced Cavitation Bubbles Near a Solid Surface," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 206, pp. 299 ~ 338.
- (9) Tomita, Y., Shima, A., 1990, "High-Speed Photographic Observations of Laser-Induced Cavitation Bubbles in Water," *Acustica*, Vol. 71, pp. 161 ~ 171.
- (10) Holt, R. G., Crum, L. A., 1990, "Mie Scattering Used to Determine Spherical Bubble Oscillations," *Applied Optics*, Vol. 29, pp. 4182 ~ 4191.
- (11) Ward, B., Emmony, D. C., 1991, "Interferometric Studies of the Pressures Developed in a Liquid During Infrared-Induced Cavitation-Bubble Oscillation," *Infrared Physics*, Vol. 32 pp. 489 ~ 515.
- (12) Alloncle, A. P., Dufresne, D., Autric, M., 1994, "Visualization of Laser-Induced Vapor Bubbles and Pressure Waves," in: J. R. Blake (Ed.), *Bubble Dynamics and Interface Phenomena*, Kluwer

- Academic Publishers, pp. 365 ~ 371.
- (13) Rovati, L., Lago, P., Corti, M., Gomasasca, C., 1993, "Optical Interferometer for Gas Bubble Vibration Measurements with Angstrom Sensitivity," *Review of Scientific Instruments*, Vol. 64 pp. 1463 ~ 1467.
- (14) Maxwell Garnett, J. C., 1904, "Colours in Metal Glasses and in Metallic Films," *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. 203 (Ser. A), pp. 385 ~ 420.
- (15) Born, M., Wolf, E., 1980, *Principles of Optics*, Chap. 7, Pergamon Press.
- (16) Schiebener, P., Straub, J., Levelt Sengers, J. M. H., Gallagher, J. S., 1990, "Refractive Index of Water and Steam as Function of Wavelength, Temperature, and Density," *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Vol. 19, pp. 677 ~ 717.
- (17) Van de Hulst, H. C., 1957, *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publications.
- (18) Batchelor, G. K., 1992, *An Introduction to Fluid Dynamics*, p. 487, Cambridge University Press, Cambridge.