마이크로 이하 기포로부터의 소노루미네센스 특성

변기택† · 강상우*** · 김기영** · 곽호영*

Sonoluminescence Characteristics from Submicron Size bubbles

Ki-Taek Byun, Sarng Woo Karng, Ki Young Kim and Ho-Young Kwak

Key Words : Electron-ion bremsstrahlung (전자-이온 제동복사), Sonoluminescence (소노루미네센스), Spectral radiance(분광 복사강도), Submicron bubble(마이크로 이하 기포)

Abstract

Sonoluminescence (SL) characteristics such as pulse shape, radiance and spectrum radiance from submicron bubbles were investigated. In this study, a set of analytical solutions of the Navier-Stokes equations for the gas inside bubble and equations obtained from mass, momentum and energy equations for the liquid layer adjacent the bubble wall were used to estimate the gas temperature and pressure at the collapse point, which are crucial parameters to determine the SL characteristics. Heat transfer inside the gas bubble as well as at the liquid boundary layer, which was not considered in the most of previous studies on the sonoluminescence was taken it into account in the calculation of the temperature distribution inside the bubble. It was found that bremsstrahlung is a very possible mechanism of the light emission from either micron or submicron bubbles. It was also found that the peak temperature exceeding 10^6 K in the submicron bubble driven at 1 MHz and 4 atm may be due to the rapid change of the bubble wall acceleration near the collapse point rather than shock formation.

기호설명

C_B	기포벽에서의 액체의 음속
$C_{v,b}$	정적비열
f_d	가진주파수 ($\omega = 2\pi f_d$)
I_H	수소 원자의 이온화 포텐셜
k	열전도 계수
n_a	기포 체적 내의 원자의 수밀도
n_i	기포 체적 내의 이온의 수밀도
n_e	기포 체적 내의 전자의 수밀도
P	복사에 의한 동력손실
P_A	가진압력
P_b	기포벽 내부에서의 액체의 압력
P_B	기포벽 외부에서의 액체의 압력
q_0	기포 내부의 열유속
q_r	기포 내 열유속의 반경반향 성분
r	기포의 중심으로부터의 거리
$R_{\max}$	기포의 최대반경
R_0	기포의 평형반경
T_b	가스의 온도
T_l	열경계층 두께 δ' 에서의 온도분포
T_∞	환경 온도
U_b	기포벽 속도
u_g	가스의 속도 ($u_g(R_b,t) = U_b$)
V_b	기포 체적

Greeks

δ'	액체의 열경계 층 두께
κ_λ	광자의 흡수 계수
μ	액체의 점도
ν	액체의 동점도
ρ_g	가스의 밀도
ρ_∞	액체의 밀도

† 중앙대학교 대학원 기계공학부
E-mail : ctrlnew@wm.cau.ac.kr
TEL : (02)820-5278 FAX : (02)826-7464
* 중앙대학교 기계공학부
** 중앙대학교 대학원 기계공학부
*** 한국과학기술연구원 열·유동제어연구센터

1. 서 론

소노루미네센스(SL, Sonoluminescence)는 액체 속의 초음파장 하에서 동기화되어 진동하는 가스 기포가 급격한 수축 시 빛을 발산하는 현상이다[1]. 그러나, 연속 스펙트럼[2,3]을 가지고 수십 피코 초 동안 빛을 발산하는 정확한 복사기구가 흑체복사인지 혹은 열적 제동복사인지는 명확히 밝혀지지 않은 상태이다[4,5].

지난 십 여년 동안 SL 현상에 대한 많은 연구가 집중적으로 이루어졌음에도 불구하고, SL에 의한 복사 기구는 여전히 의문점으로 남아 있으며, 기포의 수축점에서의 온도와 압력은 적당히 예측하여 사용하고 있는 실정이다. SL의 스펙트럼이 붉은색 영역에서나 자외선 영역에서와 유사하다[6]는 것은 SL의 복사기구가 제동복사라는 것을 시사한다. Putterman 등[7]은 SL의 복사기구가 제동복사라고 하면, He과 Xe 기포로부터 발생하는 SL 강도의 차이가 10^3배 되어야 하는데[8] 실제로는 대략 30배 정도 크다고 보고하였다. 만약 SL의 복사기구가 흑체복사라면, SL 펄스 기간은 기포 중심의 온도가 2000 K 이상으로 지속되는 시간인 2 ns 이상 되어야하는데, 실험결과와 10배 정도 차이나는 것에 대한 설명은 아직 못하고 있다[9]. 또한, 3 Torr로 Xe이 용해된 물에 42 kHz로 가진된 Xe 기포의 경우 SL 스펙트럼은 8000 K에서 흑체복사에 가까운 반면, 가진압 4 atm, 가진주파수 1 MHz로 가진된 Xe 기포는 10^6 K 플라즈마의 제동복사에 가깝다[10]. 하지만, 두 기포가 서로 다른 가진압과 가진주파수 하에서 비슷한 팽창비 R_{max}/R_0를 가졌지만, 기존의 방법으로는 가스의 온도가 두 경우 왜 그렇게 차이가 나는지 설명할 수 없다. 최근, 발광기포에 대한 분자동역학 시뮬레이션은 주어진 경계조건에 따라 기포 내 온도가 50000 ~ 500000 K의 값을 나타내었다[11].

본 논문에서는, 수축점에서 기포 내의 가스 온도와 그 분포, 그리고 기포벽의 운동에 대한 Keller-Miksis 방정식[12]과 기포 내 가스에 대한 Navier-Stokes 방정식[13,14]의 해석해(KMNS 방법)를 이용하여 가진주파수와 가진압에 의해 기포의 평형반경이 어떻게 변화하는지에 대해 살펴보았다. 또한 마이크로 이하 크기를 가진 기포로부터의 SL은 제동복사에 의한 것이고 수축점에서의 가스 온도는 10^6 K 정도 됨을 밝혔다.

2. 기포의 거동

기포 주변 액체에 대한 질량과 운동량 보존에 의해 얻어지는 Keller-Miksis 방정식[12]을 이용하여 기포벽의 운동을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left(1-\frac{U_b}{C_B}\right)R_b\frac{dU_b}{dt}+\frac{3}{2}U_b^2\left(1-\frac{U_b}{3C_B}\right)= \frac{1}{\rho_\infty}\left(1+\frac{U_b}{C_B}+\frac{R_b}{C_B}\frac{d}{dt}\right)\cdot\left[P_B-P_s\left(t+\frac{R_b}{C_B}\right)-P_\infty\right], \quad (1)$$

기포벽 외부 액체 압력 P_B와 내부 액체압력 P_b는 $P_B=P_b-2\sigma/R_b-4\mu U_b/R_b$ 의 관계가 있다. 기포를 가진하는 초음파의 압력 P_s는 $P_s=-P_A\sin\omega t$ 같은 사인 함수로 표현될 수 있다. 기포 내의 가스 거동을 이해하기 위해, 질량, 운동량 보존식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial\rho_g}{\partial t}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho_g u_g r^2\right)=0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_g u_g\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(\rho_g u_g^2 r^2\right)+\frac{\partial P_b}{\partial r}=0, \quad (3)$$

위 식 (2)와 (3)의 해석해는 곽과 양[13]에 의해 구해졌으며, 위 식들을 만족하는 기포 내 가스에 대한 밀도, 속도 및 압력분포는 다음과 같다.

$$\rho_g=\rho_0+\rho_r, \quad (4a)$$

$$u_g=\frac{\dot{R}_b}{R_b}r, \quad (4b)$$

$$P_b=P_{b0}-\frac{1}{2}\left(\rho_0+\frac{1}{2}\rho_r\right)\frac{\ddot{R}_b}{R_b}r^2, \quad (4c)$$

여기서 $\rho_0 R_b^3$ =일정이고 $\rho_r=ar^2/R_b^5$ 이다. 상수 a는 기포 내부의 가스 질량과 $a/m=5(1-N_{BC})/4\pi$ 의 관계가 있다. 단, 여기서 $N_{BC}=(P_{b0}R_b^3/T_{b0})/(P_\infty R_e^3/T_\infty)$ 이다. 식(4b)에서 속도가 선형적으로 변한다면, 운동량 보존식에서 응력항은 없어진다. 또한 선형적 속도분포는 모든 질량은 기포 중심으로 나올 수 있고 또 회귀할 수 있다는 기포 내 가스의 homologous적 특성을 보여준다[15,16]. 기포내 압력 분포[17] 역시 구형 물체의 homologous적 운동을 나타내는 선형 속도분포의 결과로써 일어남을 수치해석으로도 밝힌 상태이다[18].

기포 내부 가스의 내부에너지는 $de=C_{v,b}dT_b$ 에서 보는 바와 같이 온도의 함수이므로 에너지 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\rho_g C_{v,b}\frac{DT_b}{Dt}=-\frac{P_b}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2u_g\right)-\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2q_r\right), \quad (5)$$

또한 점성 이산항은 선형속도분포 때문에 소거된다. Wu와 Roberts[19] 그리고 Moss 등[20]은 각각 식 (2)와 (3)에서 주어진 질량과 운동량, 그리고 에너지 보존식에 대해 수치해석을 시도했지만, 기포 내부와 기포벽에서의 열전달을 고려하지 않은 이 결과는 기포 내부의 온도가 10^7 K로 지나치게 높아지는 결과를 초래하였다[20].

에너지 보존식의 엔탈피 표현과 식 (5)에서

D/Dt ($=\partial/\partial t+u_g\,\partial/\partial r$) T_b 을 소거하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{DP_b}{Dt}=-\frac{\gamma P_b}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2u_g\right)-\frac{(\gamma-1)}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2q_r\right). \tag{6}$$

질량보존식과 운동량 보존식의 해석해, 식 (4a), (4b), (4c)를 이용하면 식 (6)으로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{(\gamma-1)}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2q_r)=-\left[\frac{dP_{b0}}{dt}+3\gamma P_{b0}\frac{\dot R_b}{R_b}\right]+\frac{1}{2}\left(\rho_0+\frac{1}{2}\rho_r\right)\cdot\left[(3\gamma-2)\frac{\dot R_b\ddot R_b}{R_b^2}+\frac{\dddot R_b}{R_b}\right]r^2. \tag{7}$$

기포벽 가속도에 의한 온도증가는 수 나노초 동안 발생하는 일시적인 현상이므로, 위 식은 다음 식으로 나눌 수 있다.

$$\frac{(\gamma-1)}{r^2}\frac{d}{dr}(r^2q_0)=-\left[\frac{dP_{b0}}{dt}+3\gamma P_{b0}\frac{\dot R_b}{R_b}\right], \tag{8a}$$

$$\frac{(\gamma-1)}{r^2}\frac{d}{dr}\left[r^2(q_r-q_0)\right]=\frac{1}{2}\left(\rho_0+\frac{1}{2}\rho_r\right)\cdot\left[(3\gamma-2)\frac{\dot R_b\ddot R_b}{R_b^2}+\frac{\dddot R_b}{R_b}\right]r^2. \tag{8b}$$

균일 압력에 의한 에너지 전달에 관한 식 (8a)의 해는 발광하지 않는 기포의 거동을 상당히 잘 기술하고 있다[13]. 기포 내부 가스의 전도도는 $k_g=AT+B$ 로 가정하여 q_0 에 대한 온도분포를 다음 식과 같이 얻을 수 있다.

$$T_b(r)=\frac{B}{A}\cdot\left[-1+\sqrt{(1+\frac{A}{B}T_{b0})^2-2\eta\frac{A}{B}(T_{bl}-T_\infty)(\frac{r}{R_b})^2}\right], \tag{9}$$

여기서, $\eta=(R_b/\delta)/k_l/B$ 이다. 열전도에 의한 열경계층의 두께 δ 는 2차 온도분포로 가정한 액체의 질량, 운동량, 에너지 보존식으로부터 얻을 수 있다[13].

기포벽 가속도의 변화에 의한 급격한 온도의 상승과 냉각은 기포운동과는 다른 시간 스케일로 다를 수 있다[21]. 기포중심에서 열유속이 없는 경계조건으로 식 (8b)를 풀면 다음과 같이 주어진다.

$$T_b'(r)=-\frac{1}{40(\gamma-1)k_g'}\left(\rho_0+\frac{5}{21}\rho_r\right)\cdot\left[(3\gamma-2)\frac{\dot R_b\ddot R_b}{R_b^2}+\frac{\dddot R_b}{R_b}\right]r^4+C. \tag{10}$$

여기서 C는 기포벽에서의 경계조건 $k_g'\,dT_b/dr=k_l\,dT_l/dr$ 로부터 다음 식과 같이 구할 수 있다.

$$C=\frac{1}{20(\gamma-1)}\left[(3\gamma-2)\dot R_b\ddot R_bR_b+\dddot R_bR_b^2\right]\cdot\left[\frac{\delta'}{k_l}(\rho_0+\frac{5}{14}\rho_{r=R_b})+\frac{R_b}{2k_g'}(\rho_0+\frac{5}{21}\rho_{r=R_b})\right]. \tag{11}$$

위 의 해는 액체의 다른 경계 층 두께 δ' 와 액체의 전도도 k_l 에 의한 열유동율이 복사 열 손실에 의해 결정되는 것을 감안한 것이다. 기포 내부의 온도분포는 적당한 δ' 와 k_g' 값을 취한 식 (9)와 (10)으로부터 구할 수 있다.

초고온에서의 가스 전도도는 충돌적분으로부터 얻을 수 있다[24]. 수축 이후 약 0.1 μm 의 적당한 되튐운동을 하도록 δ' 의 값을 취하였다. $\delta'\to\infty$ 이나 $k_g\to 0$ 될 때처럼 열손실이 없다면, 기포 내 가스의 온도는 수치해석 결과에서 확인 된 것처럼 10^7 K 이상이 된다[19,20].

3. 발광기포의 복사기구

연속적인 스펙트럼은 흑체복사나 제동복사 혹은 재결합 복사로부터 얻어진다고 알려져 있다[8]. SL 복사기구를 설명하기 위한 많은 시도가 있어왔지만, 아직까지는 충분한 설명이 이루어지지 않은 실정이다.

이에 본 논문에서는, SL 발광기구의 원인으로 초고온 상태에서 이루어지는 부분적 혹은 완전히 이온화된 가스에 의한 제동복사라고 생각하였다. 이 같은 고온에서는, 전체 복사강도가 500 ps보다 작은 반광펄스의 반너비폭(FWHM, Full Width at Half Maximum)을 가질지라도, 가스 원자는 이온화 될 수 있으므로 이온과 전자 사이의 충돌이 생길 수 있다. 이 충돌의 결과로 쌍극자 모멘트의 변화가 발생하고 복사가 이루어지게 된다.

최근 Hilgenfeldt 등[8]은 SBSL의 발광기구를 열적 제동복사와 이온과 전자의 재결합에 의한 복사기구로 가정하여 단위파장당 반구면 총괄복사량을 다음과 같이 표현하였다.

$$j_\lambda^\Lambda=4\pi R_b^2e_{b\lambda}\cdot\left[1+\frac{\exp(-2\kappa_\lambda R_b)}{\kappa_\lambda R_b}+\frac{\exp(-2\kappa_\lambda R_b)-1}{2\kappa_\lambda^2R_b^2}\right] \tag{12}$$

여기서 $e_{b\lambda}$ 는 흑체로부터 방출되는 단위파장당 복사강도로 다음과 같이 주어진다.

$$e_{b\lambda}=\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5\left(\exp(hc/\lambda k_BT)-1\right)} \tag{13}$$

흡수가 상대적으로 적은 경우 식 (6)은 $\kappa_\lambda R_b<1$ 의 조건에서 다음 식과 같이 쓸 수 있다.

$$j_\lambda\cong\frac{4}{3}\kappa_\lambda R_b\cdot 4\pi R_b^2e_{b\lambda} \tag{14}$$

흡수와 방출에 의한 유효한 감소를 고려하고, 전자-원자 충돌에 의한 방출을 무시하면, 식 (14)는 투명한 방사체[26]나 $\kappa_\lambda R_b<<1$ 인 경우에 적용되는 다음 식이 된다.

$$j_\lambda \cong n_i n_e Z^2 V_b \left[\frac{4\pi^3}{3} \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{m_e c^3 h} \right] \times \frac{4}{\sqrt{3}\pi} \left[\frac{\pi}{\sqrt{3}} G(T,\lambda) \right] \cdot \frac{hc}{k_B T_e \lambda} \cdot \frac{\sqrt{3}}{8\pi^2 \lambda} \cdot (8\pi) \left[1 + \sum_{n_q > n_q^*} \frac{1}{k_B T_e} \left(\frac{I_H Z^2}{n_q^2} \right) \frac{4}{n_q} \right] \quad (15)$$

위의 식 (15)에서, 전자-이온 제동복사[27]의 경우에 대해 Rosseland 평균자유거리 l_R 은 다음 식과 같이 쓸 수 있다.

$$l_R = \frac{1}{\kappa_\lambda} = \left[\frac{4}{3}\pi^3 \left(\frac{8k_B T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \frac{\lambda^3}{h m_e c^4} \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0} \right)^3 \right]^{-1} \cdot \frac{2\sqrt{3}\pi^2 k_B T_e}{n_i n_e Z^2}. \quad (16)$$

식 (15)에서 대괄호 속의 두 번째 항은 자유전자가 이온과 결합하여 원자가 되면서 빛을 방출하는 자유속박 방출과 자유전자와 이온과의 충돌에 의한 제동복사의 비이다[25]. 자유속박 방출을 포함한 광자 에너지는 $I_H Z^2$ 보다 작다. 따라서 재결합 복사는 SBSL 의 빛 방출에 대해 크게 기여하지 않으므로 $n_q^* \geq \left(I_H Z^2 / E\right)^{1/2}$ 과 같은 매우 높은 양자수에 걸쳐 합산할 수 있다. SL 에서 재결합 복사가 미치는 영향이 작은 또다른 이유는 다음과 같다. 고온에서 어떤 원자종 A 의 이온화 반응은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$A \leftrightarrow A^+ + e^-. \quad (17)$$

식 (17)에서 전자-이온 제동복사는 온도가 급상승하는 동안의 순반응의 결과이고, 재결합 복사는 수축점 이후 급격히 냉각되는 동안의 역반응에 의한 결과이다.

이원자 분자의 해리와 이온화 과정은 전자가 급격한 충돌에 의해 가열 되는 수십 피코 초 범위의 SL 펄스 지속시간에 비해 회전 평형(10^{-8} ~ 10^{-10} s)과 진동 평형 (10^{-6} ~ 10^{-9} s)의 완화시간이 너무 길기 때문에 SL 에서는 고려되지 않는다.

4. 결과 및 토론

단열 혹은 폴리트로픽 과정에서의 압축에 의한 기포 내의 가스의 최대 온도에 대해 고려해보자. 가스의 전도도가 $k_g = AT + B$ 와 같이 온도에 따라 선형적으로 변화한다고 가정하면, 공기의 경우 200 K < T < 3000 K 의 온도 범위에서 비교적 정확한 $A = 5.528 \times 10^{-5}$ W/mK^2 이고 $B = 1.165 \times 10^{-2}$ W/mK 이다[28].

발광기포의 경우 기포 내부의 순간적인 온도분포는 다음 식이나 식 (9)의 균일 압력에 의해 발생하는 온도의 합과 식 (10)의 기포벽 가속도의 급격한 변화에 의한 반경방향 압력 변화에 의해

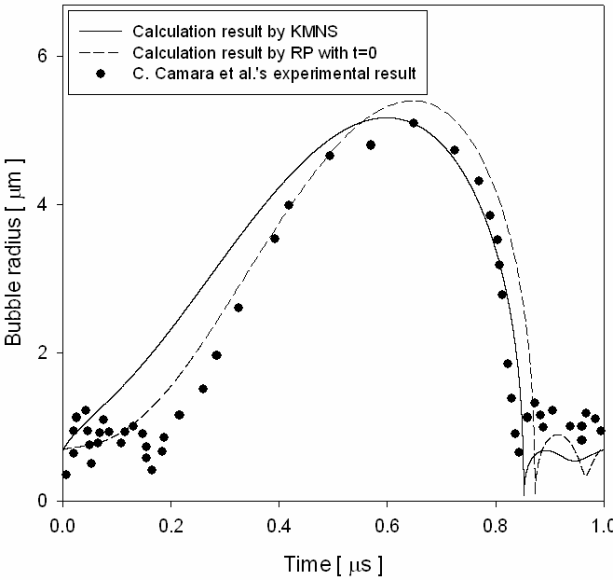

Fig. 1 Temperature distribution at the collapse point of R_0 = 0.7 μm driven at f_d = 1 MHz and P_A = 4.0 atm. Calculation results by KMNS method (—) and by RP equation without relaxation time (---).

구해진다.

$$T(r) = T_b(r) + T_b'(r) \quad (18)$$

충돌적분[24]으로부터 얻어진 가스의 전도도는 수축점에서 가스의 밀도가 엄청나게 조밀하게 때문에[29] 5.0 ~ 10.0 W/mK 정도이다. k'_g dT_b/dr = k_l dT_l/dr과 같이 기포 벽에서의 연속적인 열 유속의 경계조건에 의해 수축점에서의 온도분포는 식 (18)으로부터 구할 수 있다. 액체의 열전도도 k_l 역시 기포 중심에서의 가스온도에 많은 영향을 미친다.

최근 Camara 등[10]은 초음파 주파수 1 MHz와 가진압 4 atm으로 가진된 평형반경 0.8 μm의 마이크로 사이즈 이하의 기포로부터 소노루미네센스 스펙트럼을 측정하는데 성공했다. 측정된 스펙트럼 형태는 10^6 K 플라즈마에 의한 열적 제동복사에

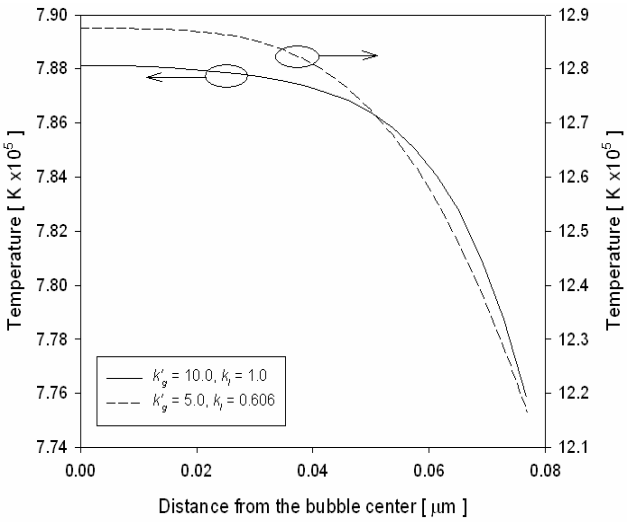

Fig. 2 Temperature distribution at the collapse point for the case shown in Fig. 1.

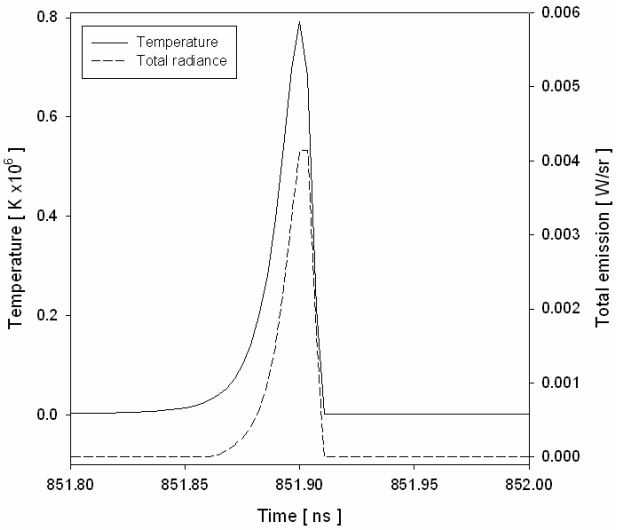

Fig. 3 Total bremsstrahlung emission and the maximum gas temperature depending on time for the bubble shown in Fig. 1. Calculation was done by KMNS method with Eq. (18).

보다 가깝다는 것이 밝혀졌다. Fig. 1은 $f_d = 1$ MHz이고 P_A = 4.0 atm 일 때의 실험에서 얻은 최대반경을 예측할 수 있는 평형반경 R_0 = 0.7 μm일 때의 기포에 대해 각각 지연시간 7.5 ns을 취한 KMNS 방법과 지연시간이 없는 Rayleigh-Plesset 방정식을 이용하여 계산한 시간에 따른 기포의 반경을 나타낸 것이다. 두 곡선은 팽창비가 약 8로써 크게 다르지는 않지만, 두가지 방법에 의한 수축점에서의 가스 온도는 서로 상당한 차이가 있다. 먼저 KMNS방법으로 계산했을 때, Fig. 2에서 보인 바와 같이 기포 중심에서의 온도는 가스와 액체 전도도에 따라 7.9×10^5 K ~ 1.29×10^6 K 사이에 값을 갖게 되고, RP 방정식일 경우 가스의 비열비 k를 사용하면 중심에서의 온도가 20000 K 정도로 상당히 낮은 값을 가진다. 따라서, 기포벽 가속도를 고려하지 않은 가스온도는 팽창비와 기포벽을 통한 열전달에 의해 결정됨을 알 수 있다.

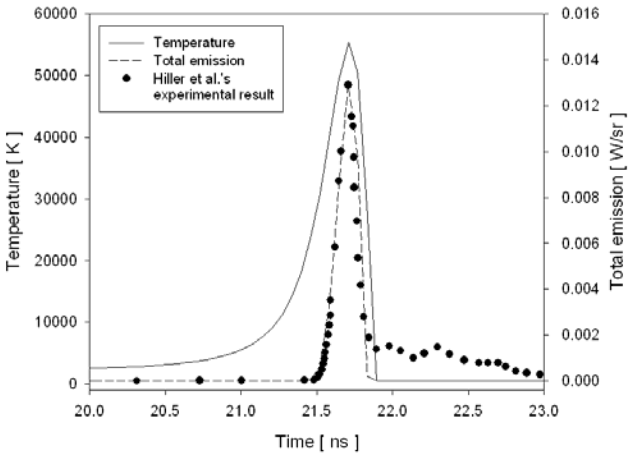

Fig. 4 Total bremsstrahlung emission and the maximum gas temperature depending on time for 1% Xe bubble at $f_d = 40$ kHz, $P_A = 1.45$ atm.

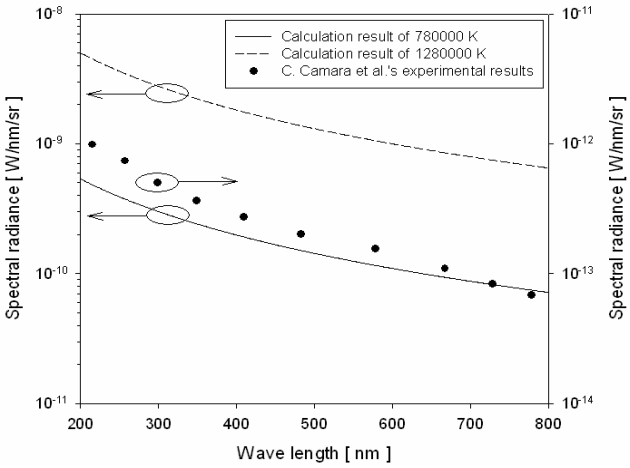

Fig. 5 Spectral radiance for the bubble shown in Fig. 1.

Fig. 3은 가스 온도의 시간에 따른 변화와 그에 상응하는 전자-이온 제동복사에 의한 전체 복사강도를 보여주고 있다. 계산된 전체 복사강도의 FWHM은 약 15 ps으로 실험에 의해 측정된 98 ps 보다 상당히 작다. 하지만, Fig. 3에서 보인 바와 같이 지속시간이 35 ps보다 작은 경우 열적 spike 로부터 이같이 긴 펄스지속기간이 나온다는 것은 이해할 수 없다. 이것이 이치에 맞지 않는 이유는 Fig. 4에서 볼 수 있는 바와 같이 평형반경이 5.5 μm인 Xe을 1% 함유한 공기 기포가 가진주파수 $f_d = 40$ kHz, 가진압력 $P_A = 1.45$ atm으로 가진될 경우 나오는 SL 강도를 본 논문에서 기술한 KMNS 방법으로 계산한 값과 실험치가 거의 일치하는 점을 통해서도 알 수 있다. 이 경우 SL 스펙트럼 강도의 반너비폭의 계산치는 166 ps으로 실험치 150 ps과 거의 일치한다.

Fig. 5는 기포의 수축점에서 온도가 0.8×10^6 K와 1.28×10^6 K일 때의 스펙트럼에 의한 복사강도를 나타낸 것이다. 기포 중심에서의 온도가 1.28×10^6 K일 때의 스펙트럼에 의한 복사강도의 상은 비록 그 크기는 실험 값보다 크지만, 그 형태는 실험값과 비교적 유사함을 알 수 있다.

만약 가진압 15 atm과 가진 주파수 10 MHz에서 0.1 μm의 평형반경을 가지는 기포로부터 안정된 SL을 만들 수 있다면, 핵융합이 가능한 10^7 K의 온도도 충분히 올릴 수 있다는 것을 본 연구결과로부터 유추할 수 있다.

5. 결 론

본 논문은 기포 내부의 가스에 대한 Navier-Stokes 방정식의 해석해와 기포벽의 운동에 대한 Keller-Miksis 방정식을 이용하여 아직까지 명확하게 밝혀진 바가 없는 소노루미네센스의 복사기구에 대해서 밝히고자 하였다. SL 특성은 수축점 부근에서의 가스 온도분포로부터 결정됨을 알 수 있었고, 또한 기포 내부와 기포 벽에서의 열전달, 초음파장에 대한 기포운동의 지연시간과 기포벽

가속도의 급격한 변화가 온도분포를 결정하는데 중요한 변수라는 것을 알 수 있었다. 전자-이온 충돌에 의한 제동복사는 SL 이 근소하게 흑체복사 특성을 가졌음에도 불구하고 마이크로 사이즈나 마이크로 사이즈 이하의 기포로부터의 복사기구라는 것을 밝혀내었다. 또한 평형반경이 0.7 μm 인 기포가 가진주파수 $f_d = 1$ MHz, 가진압력 4 atm 에서 가진될 경우 수축시 기포 중심에서의 온도는 10^6 K 정도 됨을 예측하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 특정목적기초 연구비 지원(과제번호 1999-1-304-002-5)으로 행해진 연구임.

참고문헌

(1) Gaitan, D.F., Crum, L.A., Church, C.C. and Roy, R.A., 1992, “Sonoluminescence and bubble dynamics for single, stable cavitation bubble,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 91, pp.3166-3183.
(2) Hiller, R., Putterman, S.J. and Barber, B.P., 1992, “Spectrum of synchronous picosecond sonoluminescence,” Phys. Rev. Lett., Vol. 69, pp.1182-1184.
(3) Barber, B.P. and Putterman, S.J., “Light scattering measurements of the repetitive supersonic implosion of a sonoluminescing bubble,” Phys. Rev. Lett., Vol. 69, pp. 3839-3842.
(4) Hiller, R., Weninger, K., Putterman, S.J. and Barber, B.P., 1994, “Effect of noble gas doping in single-bubble sonoluminescence,” Science, Vol. 266, pp. 248-250.
(5) Crum L.A. and Roy, R.A., 1994, “Sonoluminescence,” Science, Vol. 266, pp. 233-234.
(6) Gompf, B., Günter, R., Nick, G., Pecha, R. and Eisenmenger, W., 1997, “Resolving Sonoluminescence Pulse Width with Time-Correlated Single Photon Counting,” Phys. Rev. Lett., Vol. 79, pp. 1405-1408.
(7) Putterman, S.J., Evans, P.G., Vazquez, G. and Weninger, K., 2001, “Cavitation science: Is there a simple theory of sonoluminescence?,” Nature, Vol. 409, pp. 782-783.
(8) Hilgenfeldt, S., Grossman, S. and Loshe, D., 1999, “Simple explanation of light emission in sonoluminescence,” Nature, Vol. 398, pp. 402-405.
(9) Crum, L.A. and Roy, R.A., 1994, “Sonoluminescence,” Physics Today, Vol. 47, No. 9, pp. 22-24.
(10) Camara, C., Putterman, S.J. and Kirilov, E., 2004, “Sonoluminescence from a Single Bubble Driven at 1 Megahertz”, Phys. Rev. Lett., Vol. 92, pp. 124301,1-4.
(11) Ruuth, S.J., Putterman, S.J. and Merriman, B., 2002, “Molecular dynamics simulation of the response of a gas to a spherical piston: Implications for sonoluminescence,” Phys. Rev. E, Vol. 66, pp. 036310,1-14.
(12) Keller, J.B. and Miksis, M., 1980, “Bubble oscillations of large amplitude,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 68, pp. 628-633.
(13) Kwak, H. and Yang, H., 1995, “An Aspect of Sonoluminescence from Hydrodynamic Theory,” J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 64, pp. 1980-1992.
(14) Kwak, H. and Na, J., 1996, “Hydrodynamic Solutions for a Sonoluminescing Gas Bubble”, Phys. Rev. Lett., Vol. 77, pp. 4454-4457.
(15) Jun, J. and Kwak, H., 2000, “Gravitational collapse of Newtonian stars,” Int. J. Mod. Phys., Vol. 9, pp. 35-42.
(16) Padmanabhan, T., 2001, *Theoretical Astrophysics*, Cambridge Univ. Press, Oxford.
(17) Kwak, H. and Jun, J., 2003, “Hydrodynamics and Thermodynamics of Newtonian Stars,” Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, Vol. 97, pp. 45-58.
(18) Lin, H., Storey, B.D. and Szeri, A.J., 2002, “Inertially driven inhomogeneities in violently collapsing bubbles: the validity of the Rayleigh-Plesset equation,” J. Fluid Mech., Vol. 452, pp. 145-162.
(19) Wu, C.C. and Roberts, P.H., 1993, “Shock-wave propagation in a sonoluminescing gas bubble,” Phys. Rev. Lett. Vol. 70, pp. 3424-3427.
(20) Moss, W.C., Clarke, D.B., White, J.W. and Young, D.A., 1994, “Hydrodynamic simulations of bubble collapse and picosecond sonoluminescence,” Phys. Fluids, Vol. 6, pp. 2979-2985.
(21) Davidson, R.C., 1972, *Method in Nonlinear Plasma Theory*, Academic Press, New York.
(22) Boulos, M.I., Fauchais, P. and Pfender, E., 1994, *Thermal Plasma 1*, Plenum Press.
(23) Hilgenfeldt, S., Lohse, D. and Brenner M.P., 1996, “Phase diagrams for sonoluminescing bubble,” Phys. Fluids, Vol. 8, pp. 2808-2826.
(24) Jeon, J., Lee, J. and Kwak, H., 2003, “Possibility of Upscaling for Single Bubble Sonoluminescence at a Low Driving Frequency,” J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 72, pp. 509-515.
(25) Mitchner, M. and Kruger, C.H., 1973, *Partially Ionized Gases*, John Wiley & Sons, New York.
(26) Jeon, J., Yang, I., Na, J. and Kwak, H., 2000, “Radiation Mechanism for a Single Bubble Sonoluminescence,” J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 69, pp. 112-119.
(27) Zeldovich, Ya.B. and Raizer, Yu.P., 1966, *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamics Phenomena*, Academic Press, New York.
(28) Prosperetti, A., Crum, L.A. and Commander, K.W., 1988, “Nonlinear bubble dynamics,” J. Acoust. Soc. Am., Vol. 83, pp. 502-514.
(29) Hirschfelder, J.O., Curtis, C.F. and Bird, R.B., 1954, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, John Wiley & Sons, New York.
(30) Baghdassarian, O., Tabbert, B. and Williams, G.A., 1999, “Luminescence Characteristics of Laser-Induced Bubbles in Water,” Phys. Rev. Lett., Vol. 83, pp. 2437-2440.