[UCI]I804:48009-200000011463

공학석사학위논문

격자 볼츠만법을 이용한 2 차원 단일 기포 시뮬레이션

Study of A Bubble Cavity Using Two Dimension Lattice Boltzmann Method Simulation

울산대학교 대학원
조선해양공학부
차 지 웅

격자 볼츠만법을 이용한
2 차원 단일 기포 시뮬레이션

지 도 교 수 정 노 택

이 논문을 공학석사학위 논문으로 제출함

2017 년 11 월

울산대학교 대학원
조선해양공학부
차 지 웅

차지웅의 공학석사 학위논문을 인준함

심사위원 이 진 태 (인)
심사위원 안 형 택 (인)
심사위원 정 노 택 (인)

울산대학교 대학원
2017 년 11 월

국문요약

격자볼츠만법(Lattice Boltzmann Method; LBM)는 유체의 흐름을 격자를 따라 이동하는 가상 입자를 분포 함수로서 표현하는 방법이다. LBM 은 기존의 전산유체역학(Computational Fluid Dynamics; CFD)에 비해 이산화가 간단하고 병렬 연산에 용이하며 유체역학적 문제를 해결함에 있어 가장 최신 방식이라고 할 수 있다.

공동현상(Cavitaiton)은 유체의 흐름 속에서 발생하는 압력 차이에 의해 발생하는 것으로 공동현상이 붕괴되면서 발생하는 초고압 초소형 제트는 조선산업을 비롯하여 유체가 사용되는 수 많은 산업현장에서 해결해야하는 문제이다.

본 논문에서는 LBM 에 대한 소개를 비롯하여 LBM 을 이용한 2 차원에서의 단일 기포 공동현상을 시뮬레이션 하고 기포와 고체 경계면과의 거리에 따른 기포 형태의 변형을 파악하였다.

기호 설명

i 격자 방향

f_i i 방향 밀도 분포 함수

x 격자 위치

e_i i 방향 단위 벡터

t 시간

τ 완화 시간 또는 영점전단점도

f_i^{eq} i 방향 국소등가분포함수

ζ 외력 함수

ω_i 가중 함수

ρ 밀도

u 속도

C_s sound of speed

ν 유체동점성계수

λ 고체경계면 및 공동 반지름의 비

σ 표면장력

E 에너지

Ψ 국소밀도함수

lu 격자 길이 단위

List of table

List of Figure

1.서론

1.1 연구목적

공동현상(Cavitation)은 유체의 흐름으로 발생하는 압력 차이에 의해 생성되는 현상으로서 조선해양 산업에서는 주로 프로펠러와 선미부분에서 관측 할 수 있는 현상이다. 이 공동 또는 기포가 붕괴 될 시 발생하는 초소형 고압분사 현상(Micro bubble jet)은 산업 구조물에 부정적이 영향을 유발하는 요소이다. 오늘날 고속/고마력/대형화된 선박, 특히 추진기의 부하가 큰 대형 컨테이너 선박들은 인도 후 수년 내에 타 일부가 유실될 정도의 심각한 침식 손상이 보고되는 경우도 종종 발생하고 있어 선주와 조선소 모두에게 해결해야 할 숙제로 남아있다.[1]

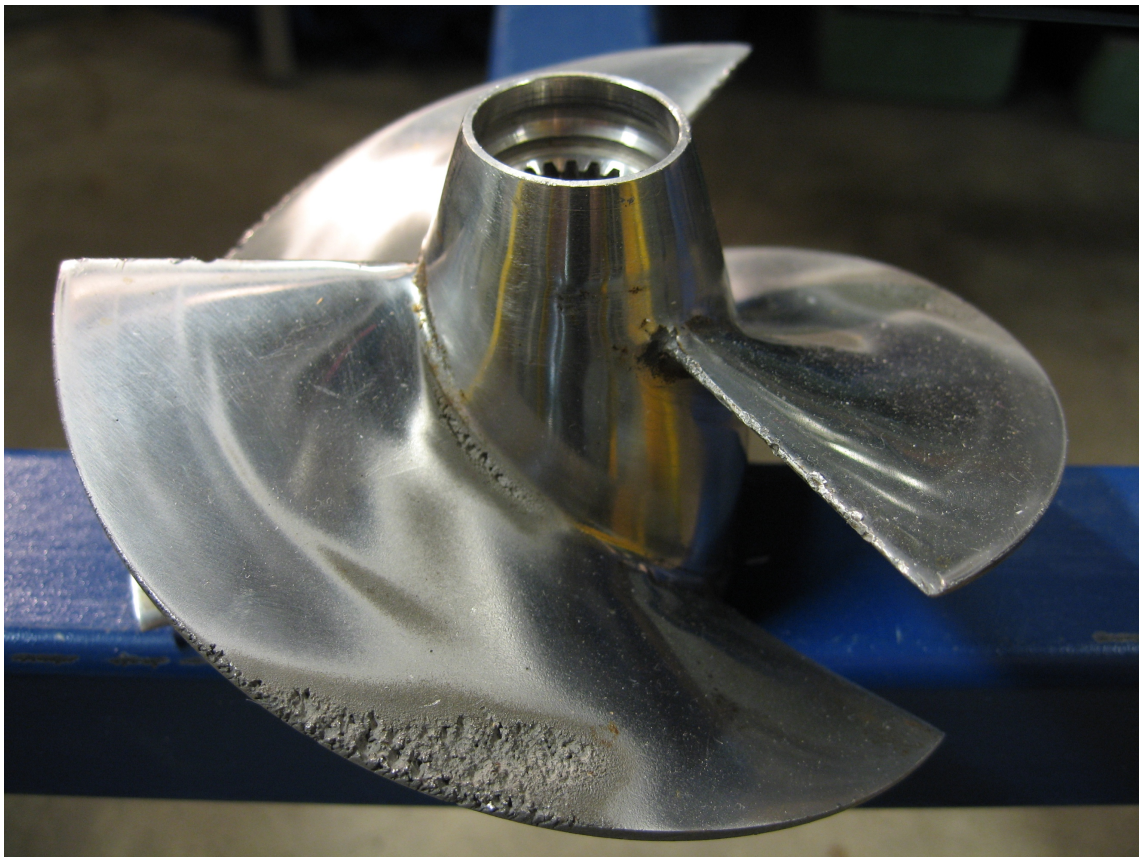


Figure 1.1 Damaged screw by cavitation [2]

Figure 1.1 에서 볼 수 있듯 공동현상을 제어하지 못 할 경우 발생하는 손상을 확인할 수 있다. 따라서 공동현상의 붕괴 시 공동 주변의 유체의 초소형 고압 분사가 고체 경계면 인근에서 발생할 때 고체 경계 면에 작용하는 압력에 대한 해석은 산업현장에서 공동현상을 극복하기 위한 필요한 연구이다.

처음으로 공동현상과 기포에 관한 역학적 문제를 해석한 것은 1917 년 큰 질량을 가진 액체 속의 공동 붕괴현상을 풀어낸 Rayleigh 에 의해서이다.[3] 이후 100 년이라는 시간이 흘렀으나 여전히 공동현상은 공학적 난제이며 이를 해결하기 위하여 현재까지 많은 공학자들이 공동현상에 관한 연구를 하고 있다.

기존의 수치 해석에 비하여 이산화가 쉽고 연산 시간을 단축 할 수 있는 격자 볼츠만법(Lattice Boltzmann Method 이하 LBM)은 현재 산업계에서 다방면으로 실 사용이 되고 있음에도 국내에서의 연구는 상대적으로 미진한 상태이며, 다른 전산유체역학의 역사에 비추어 보았을 때 상대적으로 최신의 방식이며 발전가능성이 높기에 꾸준한 연구가 필요한 학문적 가치를 가지고 있다.

따라서 2 차원으로 단순화 한 단일 기포에 대해 고체 경계면 근처에서의 거동을 LBM 을 이용하여 해석해보고자 하였다.

1.2 연구내용

본 논문에서는 LBM 을 이용하여 고체 경계면 인근에서의 공동 현상의 거동에 대하여 연구하였다. 실제 공동의 크기는 일정하지 않고 다양한 형태로 발현되기 때문에 다양한 공동의 크기와 위치에 따른 해석이 필요하므로 공동의 크기와 고체 경계면과의 거리에 따른 변화양상에 대해 연구하였다.

2 차원의 D2Q9 격자 모델을 적용하였고 다상류의 해석을 위해 Shan and Chen 이 1993 년 제안한 SC 모델을 적용하였다.

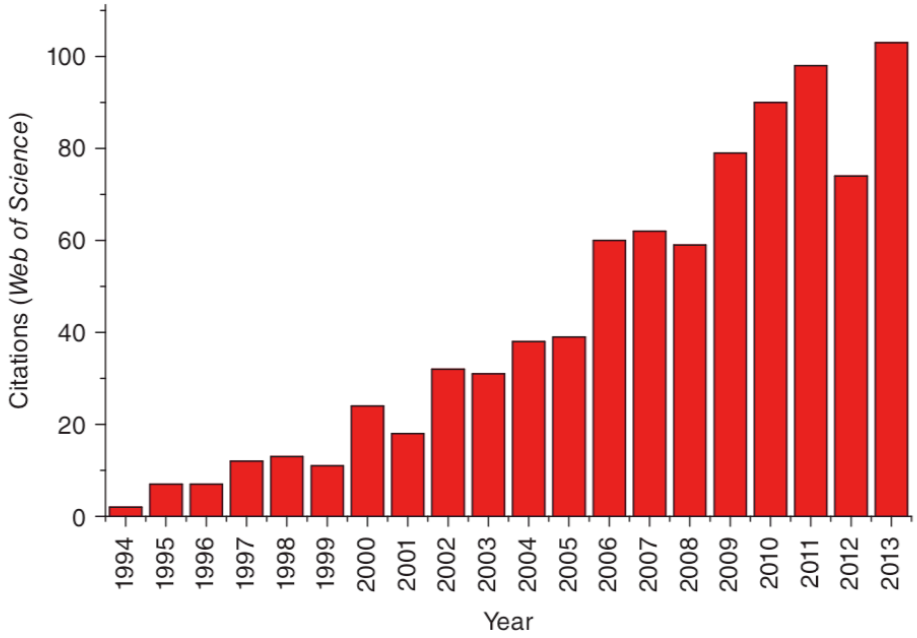


Figure 1.2 Citations in each year for the SC model (Shan and Chen 1993) [4]

Figure.1.2 는 SC 모델의 인용 수에 대한 *Web of Science* 의 자료이다. 해당 도표를 통하여 SC 모델의 인용도가 매해 시간이 지남에 따라 증가함을 알 수 있으며 해당 모델을 적용한 연구와 응용이 활발하게 진행됨을 알 수 있다. 따라서 본 논문에서 다상류 해석에 있어 SC 모델을 적용하는 것은 충분히 검증된 모델을 적용한 것으로 볼 수 있다.

경계 조건의 경우 본 논문에서 제안된 경계조건을 적용한 Figure 4.8 을 제외하면 고체 경계면에 대해서는 바운스 백 경계조건을, 고체경계면을 제외한 나머지 세 면에 대해서는 Zou and He 의 경계조건을 적용하였다.

2. Lattice Boltzmann Method

2.1 LBM 개요

2017 년 현재 공학적 문제를 컴퓨터로 시뮬레이션을 하는 방식은 매우 일반화 되어있으면서 가장 효과적인 방법이다. 때문에 역사적으로 많은 방법들이 논의되어왔고 사용되었다.

맨 먼저 대두된 유한요소법(The finite element method; FEM)은 1956 년 Tuner et al. 가 적용했으며, 1960 년대에는 미분방정식을 비롯하여 열 해석, 유체역학등을 해석하는 가장 강력한 방식으로 자리매김 하였다..

또한 비슷한 시기에 소개된 유한차분법(The finite difference method; FDM) 역시 유체역학 문제들을 풀기 위하여 사용되었다.

1980 년에는 유한체적법(The finite volume method; FVM)이 Imperial College 에서 개발되어 수 많은 확산 현상들을 해석하기 위해 발전하였고 또 많은 기여를 하였다.

마침내 유한요소법, 유한차분법 그리고 유한체적법은 몇 가지의 차이점들을 제외하면 비슷한 방식으로 고려되어 현재까지도 꾸준히 사용되고있다.

그리고 1988 년 McNamara 와 Zanetti 는 The lattice gas cellular automata 를 기반으로 한 격자볼츠만법(The lattice Boltzmann method; LBM)을 제안하였다. 그 후 LBM 은 유체역학적 문제들을 해석하는 매우 강력한 대안으로 발전하고있다. LBM 은 지난 20 여년 간 빠른 발전을 하였고 다방면에 걸쳐 적용되었다. 그리고 이에 대해 수많은 연구가 진행중이다.[5]

기존의 전산유체역학(The computational fluid dynamics method; CFD) 즉 네이비어-스톡스 방정식은 질량, 운동량 그리고 에너지 보존에 대해 그 해를 구하기 위하여 노드, 요소 또는 체적을 이산화 하였다. 즉, 비선형 편미분 방정식을 풀기 위하여 비선형 대수방정식으로 치환한 뒤 반복 계산을 통해 근사치를 구한 것이다. 반면 LBM 의 경우 유체를 수많은 입자들이 주어진 격자의 방향을 따라 흩어지고 뭉치는 형태로 치환하여 계산하는 방법이다. 따라서 LBM 은 양함수(The explicit function)의 형태로 되어있다고 생각할 수 있다. 충돌과 흩어지는 과정은 국소적으로 이루어지며 이는 곧 병렬 연산이 용이함을 의미한다.

LBM 이 가진 또 다른 장점은 움직이는 경계조건을 가진 다상 혹은 응고, 융해와 같은 상 전이와 같이 매우 복잡한 현상에 대하여 기존의 CFD 처럼 표면추적법(The Face tracing method)이 기본적으로 필요 없다는 것이다.[6]

2.2 LBM 이론

2.2.1 수식

다수의 입자로 이루어진 분포함수가 위치 r, 속도 c, 시간 t 에서 존재할 때 이를 함수 $f(r,c,t)$로 표현한다면 외력 F 에 의해 dt 시간 이후의 위치와 속도는 반영한 분포함수는 $f(r+cdt,c,Fdt,t+dt)$의 형태로 존재할 것이다. 이를 묘사한 것은 Figure 2.1 과 같다.

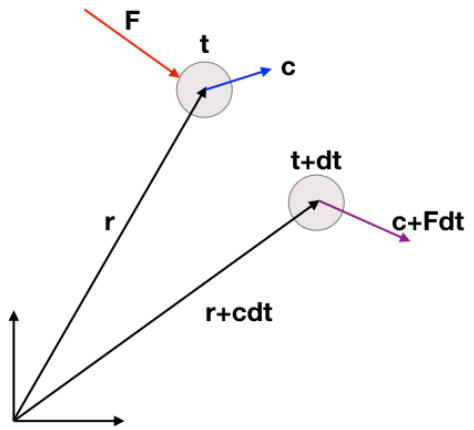


Figure 2.1 Particle positon and velocity vector change by external force F

이때 두 분포 함수에 포함된 입자들 간의 국소 충돌이 없다면 분자량의 차이는 존재 하지 않을 것이며 이는

$$f(r+cdt,c,Fdt,t+dt)drdc - f(r,c,t)drdc = 0 \tag{1}$$

식 (1)을 만족하게 될 것이다. 그러나 분포 함수 속에 존재하는 입자들 사이에 충돌이 존재한다면 그 변화량을 충돌 작용소 Ω 로서 적용하여 나타내면 다음과 같다.

$$f(r+cdt,c,Fdt,t+dt)drdc - f(r,c,t)drdc = \Omega(f)drdcdt \tag{2}$$

식 (2)를 dt, dc, dr 에 대해 나누고 dt를 미소시간으로 본다고 할 때 식 (3)을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \Omega(f) \tag{3}$$

이는 시간에 따른 분포함수의 변화량은 충돌량과 같음을 의미한다. f는 r, c, t에 대한 함수이므로 총 변화량은 식 (4)와 같이 표현할 수 있는데

$$df = \frac{\partial f}{\partial r}dr + \frac{\partial f}{\partial c}dc + \frac{\partial f}{\partial t}dt \tag{4}$$

이를 dt로 나눈다면

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial r}\frac{dr}{dt} + \frac{\partial f}{\partial c}\frac{dc}{dt} + \frac{\partial f}{\partial t} \tag{5}$$

식 (5)를 다시 정리하면

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial r}c + \frac{\partial f}{\partial c}a + \frac{\partial f}{\partial t} \tag{6}$$

이며 이때 $c = dr/dt$, $a = dc/dt$ 로서 이때의 a 를 뉴턴의 제 2 법칙에 의해 외력 F에 관한 $a = F/m$ 으로 본다면

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \cdot c + \frac{\mathrm{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial c} = \Omega$$

으로 나타낼 수 있으며 외력이 없는 경우 즉 $F = 0$ 인 경우에서 He and Luo 가 1997 년 BGK 모델을 적용하여 제안한 Boltzmann 방정식은

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \cdot \Delta f = \Omega \tag{7}$$

과 같이 표현된다. 이때 Ω는 충돌함수로서 Bhatnagar et al.이 1954 년에 제안한 Single time relaxation process 를 적용하면[7]

$$\Omega = \frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) \tag{8}$$

의 형태로 나낼 수 있다.[8]

이를 무차원화 하여 이산화 정리를 하면 다음과 같다.

$$f_i(x + e_i\Delta t, t + \Delta t) \ = \ f_i(x,t) - \frac{1}{\tau}\left(f_i(x,t) - f_i^{eq}(x,t)\right) + \zeta_i(x,t) \tag{9}$$

이때 $f_i(x,t)$는 밀도분포함수로서 이산화 된 속도 방향 i 와 완화 시간 τ 와 연관되어 있다. 또한 τ 는 동점성계수 $\nu = c_s^2(\tau - 0.5)\Delta t$ 와 관련되어 있다. 이때 c_s 는 음속을 의미하며 Δt 는 LBM 에서의 시간으로 본 논문에서는 1 의 값을 가진다. $\zeta(x,t)$ 는 외력 항을 의미한다.

국소등가분포함수 f^{eq}는 맥스웰 분포함수

$$f = \frac{\rho}{2\pi/3} e^{-\frac{3}{2}(c-u)^2} \tag{10}$$

를 따르는데 이를 정리하면

$$f = \frac{\rho}{2\pi/3} e^{-\frac{3}{2}(c^2)} e^{3(c\cdot u - u^2)/2} \tag{11}$$

의 형태를 얻을 수 있고 이를 테일러 급수를 이용하여 $e^{3(c\cdot u - u^2)/2}$ 부분을 정리하면

$$f = \frac{\rho}{2\pi/3} e^{-\frac{3}{2}(c^2)}[1 + 3(c\cdot u) - \frac{3}{2}u^2 + \cdots] \tag{12}$$

으로 나타낼 수 있다. 위 식(12)를 일반화된 평형함수의 형태로 다시 표현하면

$$f_i^{eq} = \Phi\omega_i[A + \ Bc_i \ \cdot u + C(c_i \cdot u)^2 + Du^2] \tag{13}$$

식 (13)과 같다. 이때 A, B, C, D 는 상수로서 질량, 운동량 및 에너지 보존에 의해 결정된다. 또 Φ 는 스칼라 값으로서 밀도, 온도 농도 등을 의미하며 모든 격자방향 성분의 총 합과 일치한다.

본 논문에 적용된 밀도 국소 분포함수는 아래의 1998 년 Luo 에 의해 제안된 국소등가분포함수와 같다.[9]

$$f_i^{eq}(x,t) = \omega_i \rho (1 + \frac{e_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(e_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u^2}{2c_s^2}) \tag{14}$$

이 때 본 논문에 적용된 2DQ9 모델을 위한 e_i 는 다음과 같다.

$$= c \begin{pmatrix} [e_0 & e_1 & e_2 & e_3 & e_4 & e_5 & e_6 & e_7 & e_8] \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \end{pmatrix} \tag{15}$$

또한 가중 함수 ω_i 는 다음과 같다.

$$\omega_i = \begin{pmatrix} \frac{4}{9} & i = 0 \\ \frac{1}{9} & i = 1,2,3,4 \\ \frac{1}{36} & i = 5,6,7,8 \end{pmatrix} \tag{16}$$

또한 분포 함수의 성질을 이용하여 밀도와 속도를 구할 수 있고 이는 식 (17), (18) 과 같다.

$$\rho = \sum_i f_i e_i \tag{17}$$

$$u = \frac{1}{\rho} \sum_i f_i e_i \tag{18}$$

다상류 해석을 위하여 Shan-Chen 이 1993 년 제안한 기체-액체 경계상에 존재하는 국소분포함수는 다음과 같다.[10]

$$F(x,t) = -G\psi(x,t) \sum_{\mathrm{i}}^{8} \omega_i \psi(x + e_i \Delta t) e_i \tag{19}$$

이때 G 는 기체와 액체 경계상에 작용하는 힘을 나타내며 ψ는 국소 밀도함수로서 여러가지의 형태로 존재할 수 있다. 본 논문에서는 Yuan and Schaefer 가 2006 년에 제안한[11]

$$\psi = \sqrt{\frac{2}{\mathrm{G}c_s^2}(p - \rho c_s^2)} \tag{20}$$

식(20)을 적용하였다. 또한 Carahan-Starling 상태방정식을 적용하여

$$p = \rho RT \frac{1 + \frac{b\rho}{4} + \left(\frac{b\rho}{4}\right)^2 - \left(\frac{b\rho}{4}\right)^3}{\left(1 - \frac{b\rho}{4}\right)^3} - a\rho^2 \tag{21}$$

으로 적용하였다. 이때 $a = 0.4963(RT_c)^2/P_c$, $b = 0.1873R/P_c$ 이다. 이때 T_c 와 P_c는 임계 온도와 임계 압력을 의미한다. 본 논문에서는 $a =, b = 4,$ 그리고 $R = 1$로 설정하였다. [8]

2.2.2 격자 형태

LBM 을 이용한 시뮬레이션을 하기 위하여 차원에 따른 다양한 격자가 존재한다. 격자의 방향 성분이 많이 존재할 수록 다양한 방향으로 분산 및 충돌하는 국소 밀도함수들을 이용할 수 있고 이는 곧 정확도가 증가함을 의미한다고 이해할 수 있다. 그럼에도 불구하고 방향 성분이 다양한 경우에 맞는 가중 함수를 구해야 하며 방향 성분이 많아 진다는 것은 결국 연산량의 증가로 이어진다.

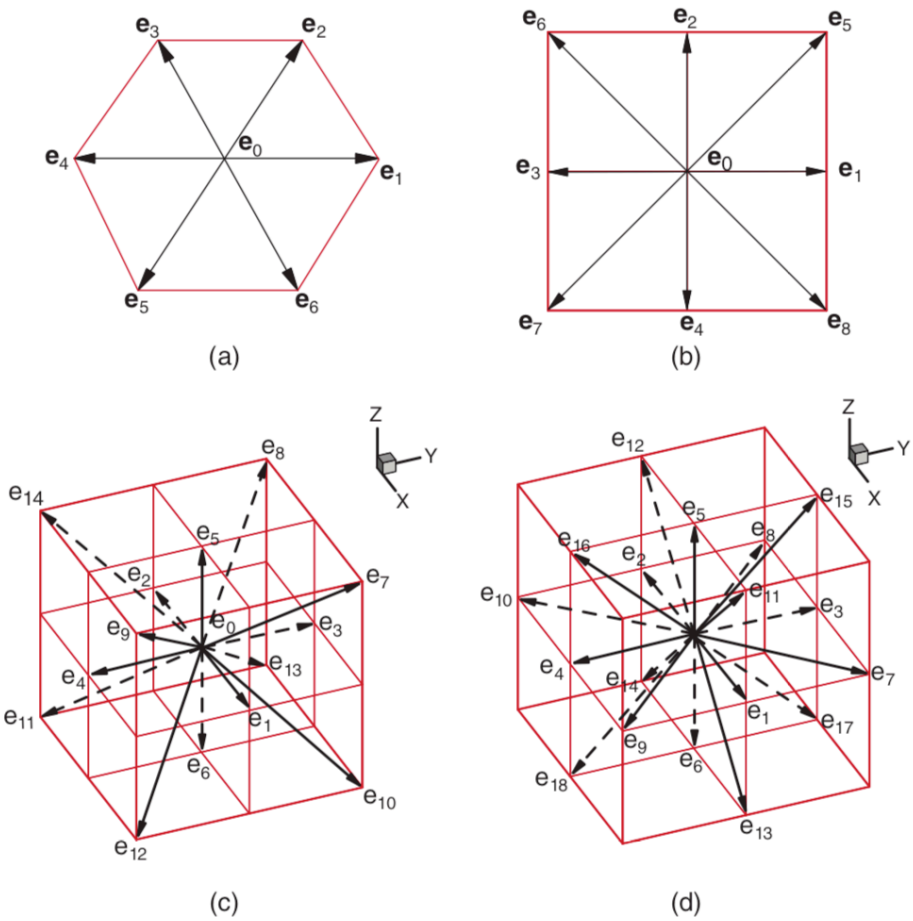


Figure 2.1 Various 2D and 3D lattice models [4]

Figure 2.2.2.1 에 2 차원과 3 차원에 적용하는 격자의 형태를 묘사하였고 2 차원에 경우 D2Q9, 3 차원의 경우 D3Q19 모델이 보편적으로 사용된다. 본 논문의 경우 (b)와 같은 D2Q9 모델을 적용하여 작성하였다.

D2Q9 모델에서 방향성분 e_o는 격자점에 정지해 있는 가상의 입자들의 분포함수를 의미하고 e_1 부터 e_4까지는 수평 및 수직방향 성분을 그리고 e_5부터 e_9까지는 각각 대각선 방향으로 향하는 분포함수들의 방향을 나타낸다.

3. 시뮬레이션

3.1 모델링

기존의 전산유체역학에서 기포의 거동에 대한 해석을 위해서는 Rayleigh-Plesset 방정식을 이용한다. 또한 해당 방정식은 식 (22)와 같다.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}(\dot{R})^2 = \frac{p(R) - p_\infty}{\rho} \tag{22}$$

이때 $p(R) - p_\infty$는 기포내부의 압력과 외부의 압력의 차이로서 Δp 로 표현할 수 있다. 또한 기포는 임계반경과 기포의 내부 및 외부의 압력 차이로 인하여 그 특징이 달라진다. 기포의 표면장력 및 기포 주변에 작용하는 음압을 합친 에너지로 기포를 생성하는 에너지를 정의 할 수 있는데

$$\Delta E = 4\pi r^2 \sigma + \frac{4\pi}{3}\mathrm{r}^3 \Delta p \tag{23}$$

이는 식 (23)으로 나타나진다. [13] 이를 2 차원화 정리하면

$$\Delta E = 2\pi r \sigma + \pi \mathrm{r}^2 \Delta p \tag{24}$$

으로 나타낼 수 있다. [8] 이때 r 은 기포의 반지름, σ는 기포의 표면장력, 그리고 Δp는 기포 내,외부의 압력 차를 의미한다.

본 논문에서는 격자 볼츠만법을 이용하여 기포의 거동을 분석하였기 때문에 위의 식(24) 를 직접적으로 연산하지 않는다. 그러나 기포의 크기가 80 인 경우 기체와 액체간의 압력차이는 위 식에서 $\Delta \mathrm{p} = 0.0572$ 인 경우와 같다.

본 논문에서의 시뮬레이션을 위해 400×400 의 격자를 적용하였다. 또한 여러가지 조건을 단순화 하기 위하여 초기 상태의 기포 내부 및 유체의 밀도를 전구간에 걸쳐 유체의 경우 0.35, 기체의 경우 0.01 로 동일하게 적용하였다. 또한 유체의 유동 역시 초기 상태에서 전구간에서 0 으로 설정하였다. 이는 오직 기포 및 유체의 밀도 차이로 인해 발생하는 압력만이 기포에 작용하여 기포의 변화 과정을 관측 할 수 있도록 모델링을 하였다.

3.2 경계조건

LBM 에서 경계 조건은 매우 중요한 사항이다. 거시적인 변수인 밀도, 속도 그리고 온도를 경계에서 직접 주어지는 것이 아닌 입자의 분포 함수를 이용하여 간접적인 방법으로 경계조건을 적용해야 하기 때문이다.[14] LBM 에서 대표적으로 사용되는 경계 조건은 바운스 백 경계조건, 주기 경계조건 등이 있다.

바운스 백 경계 조건은 유체와 고체의 경계에서 사용되는 경계조건으로 유체에서 고체로 보내진 밀도분포함수가 보내진 만큼 되돌아오도록 하는 방법이다. 해당 경계조건을 적용해야 할 때 주의해야 할 점은 되돌아 오는 방향에 대한 것으로 입사와 반사가 적절하게 되도록 적용하여야 한다는 것이다. 또한 이를 통해 국소적으로 질량 및 운동량을 보존할 수 있다. 그리고 바운스 백 경계조건을 적용한 경우 격자 크기의 절반만큼의 공간이 필요하므로 실제와 시뮬레이션상에서 그 차이를 고려해야 한다. Table 1 부터 3 에 적용된 Y 축 좌표가 정수가 아닌 실수로 표현 된 것은 고체경계면에서부터 0.5 격자 유닛 만큼 떨어져 있기 때문이다.

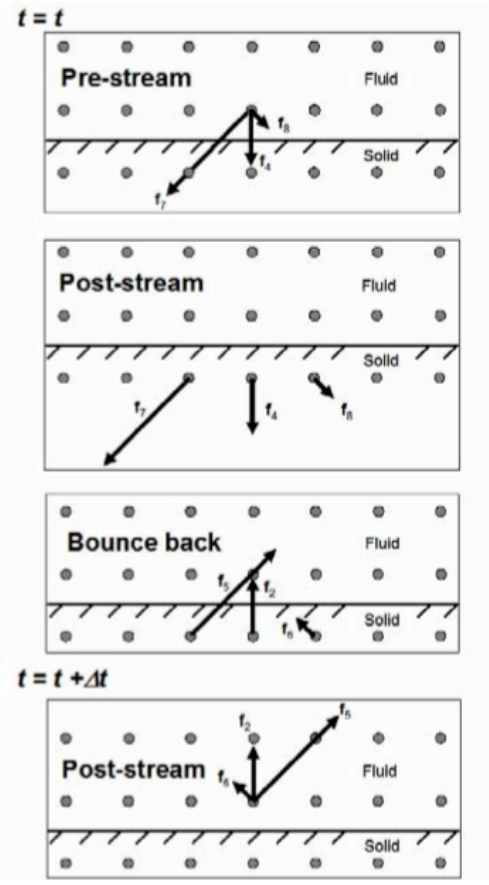


Figure 2.2 Bounce back Boundary condition and movement of distribution function [15]

주기 경계조건이란 가장 간단한 형태의 경계조건으로 2 차원의 경우 좌우 또는 상하를 원통에 두른 것 과 같이 양 끝에서 발생하는 국소 충돌과 분산에 대한 정보를 나눠가지는 방법으로서 초창기 LBM 연구에 많이 사용된 방법이다. 그러나 이는 여전히 무한한 영역에 대해 유효한 방법이다.[15] 단 본 논문에서는 주기 경계조건은 사용되지 않았다.

다른 경계조건으로는 Zou and He 가 1997 년 제안한 바운스 백 경계 조건의 논지를 기반으로 국소등가분포함수를 제외한 부분 즉 부등가분포함수에 대하여 질량과 운동량 보존을 이용하여 법선 방향의 다른 두 분포 함수를 구해내는 방법이 있다.[16] [17]

본 논문에서 적용한 경계 조건은 고체 경계면에 대해서는 바운스백 경계조건을 적용하였고 고체경계면이 아닌 곳에 대해서는 Zou and He 가 1997 년에 제안한 경계조건을 적용하였다. [15]

그러나 기존의 Zou and He 경계조건의 경우 경계면에서 반사되는 밀도분포함수가 많은 영향을 주는 한계가 있기때문에 이를 극복하기 위하여 본 논문에서는 새로 고안한 경계조건을 제시하고 그 결과를 같이 비교하였다.

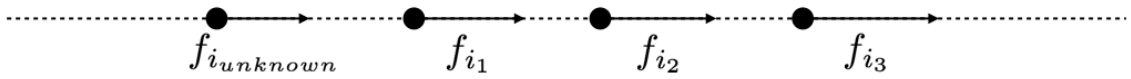


Figure 2.3 boundary condition Concept

본 논문에서 제시하고자하는 경계조건은 경계지점에서의 i방향 분포함수 $f_{i_{unkonwn}}$의 값을 경계면 인근 격자점들의 i방향 분포함수를 이용하여 추정하는 방법으로서 경계면과 인근 격자점에서 유체의 밀도 변화가 급격하게 변하지 않는다면 i방향 분포함수 값의 비율 역시 서로 큰 차이를 보이지 않는다는 가정을 통하여 경계면 부근 인근 격자점 세 점을 각각 f_{i_1}, f_{i_2}, f_{i_3}로 두었을 때

$$f_{i_3} - f_{i_2} : f_{i_2} - f_{i_1} = f_{i_2} - f_{i_1} : f_{i_1} - f_{i_{unknown}} \tag{25}$$

식 (25)와 같은 비례식을 설정하고 이를 $f_{i_{unkonwn}}$ 에 대하여 정리하면

$$f_{i_{unkown}} = f_{i_1} - \frac{\left(f_{i_2} - f_{i_1}\right)^2}{\left(f_{i_3} - f_{i_2}\right)} \tag{26}$$

$f_{i_{unkonwn}}$을 추정할 수 있다고 가정하였다.

4. 결론

4.1 결론

본 논문에서는 유체의 거동을 묘사하는 방법으로서 LBM 을 적용하여 2 Phase 유동을 모사하였다. 그리고 2 차원 격자 모델(2DQ9)을 이용하여 고체경계면 인근에서 발생한 공동 현상의 거동에 대하여 알아보았다. 버블의 크기와 고체경계면과의 거리를 비교하여 그 거동을 확인해보았다. 이때 적용된 경계조건은 고체경계면의 경우 바운스 백을 나머지 부분에 대해서는 Zou and He 경계조건을 적용하였다.

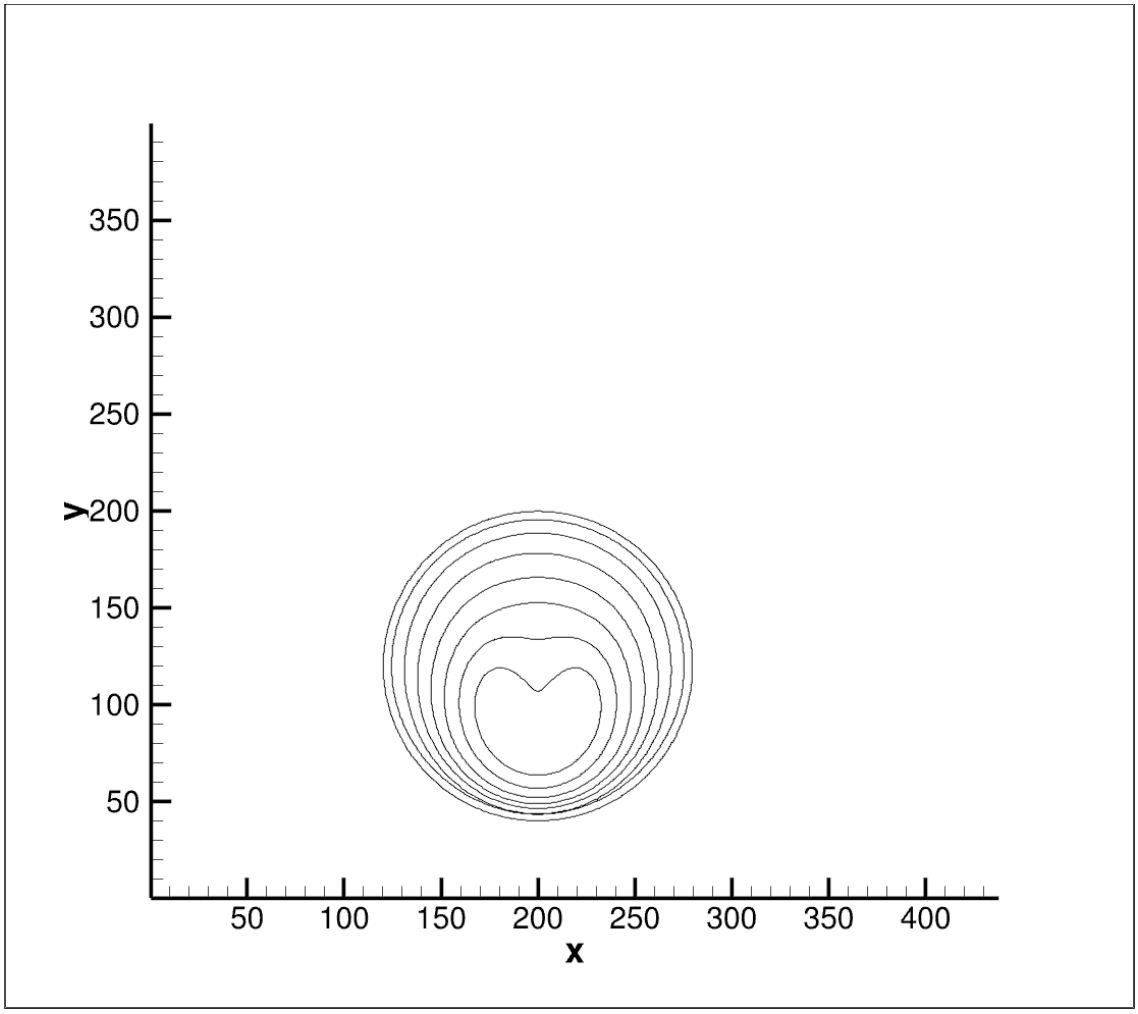


Figure 4.1 Simulation result of bubble shape change near solid boundary Radios 80, initial to 1400 step with 200sept intervals

Figure. 4.1 은 기포의 반경이 80 일때 $\lambda = b/R_{max}$에서 $\lambda = 1.5$로 두어 확인한 결과이다. 이때 b는 기포의 초기 반경을 R_{max}는 고체 경계면과 기포의 초기 중심 간의

거리이다.

기포의 거동을 확인해 보면 점차적으로 기포의 면적이 줄어들면서 기포의 상단부가 꺾여 들어가는 형태로 원형이 붕괴되는 형상을 확인할 수 있는데 이는 Plesset et al.[1997]의 이론적 결과를 나타낸 Figure 4.2 와 유사함을 확인할 수 있다.

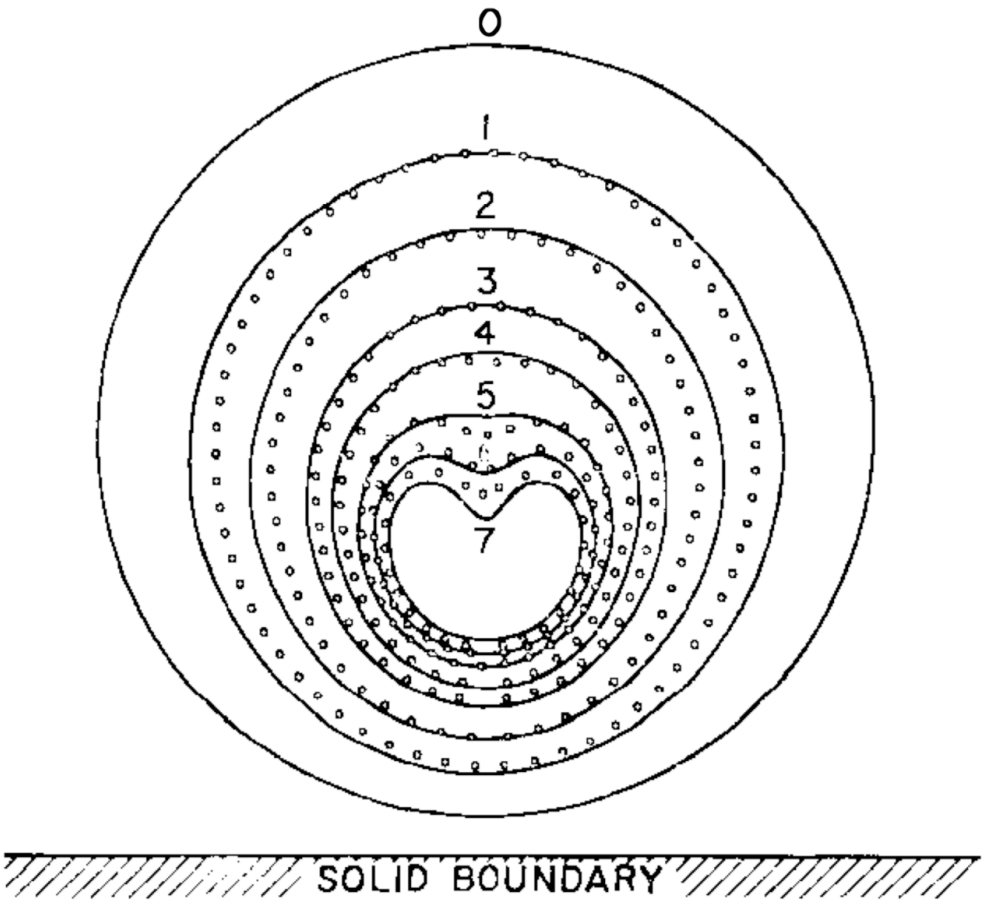


Figure 4.2 Comparison of the experimental results of the collapse of a cavitation bubble in the vicinity of a rigid boundary with the theoretical ones of Plesset & Chapman [3]

Figure 4.2 에서 볼 수 있듯 실선은 Plesset 방정식을 통한 기포의 붕괴 과정의 해석이며 점선은 실험을 통한 기포의 크기를 나타낸 것이다.

또한 Figure 4.3 과 4.4 는 초기 반경이 각각 60, 80, 100 일때 기포의 상단부와 하단부에서의 시간 스텝에 따른 위치 변화를 표현하였다.

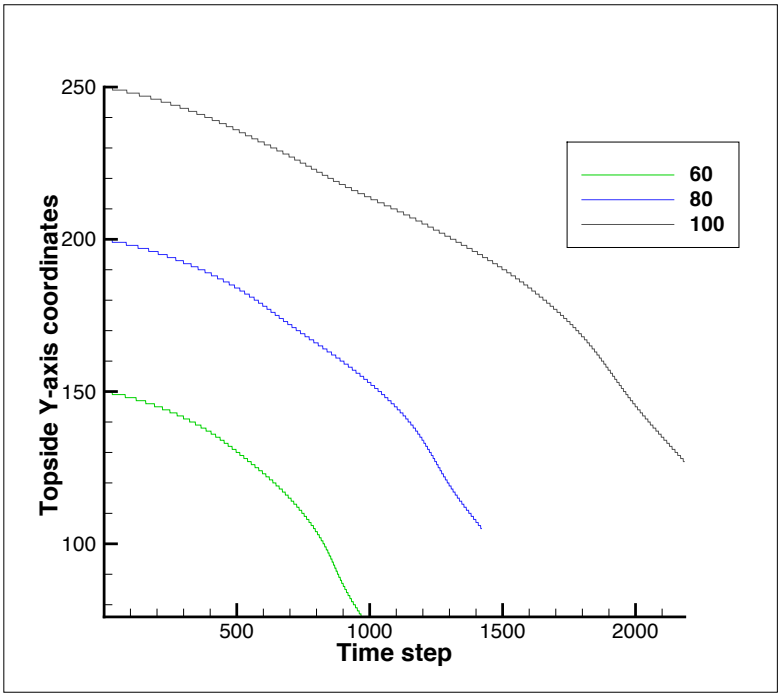


Figure 4.3 Bobble top side coordinate according to time step

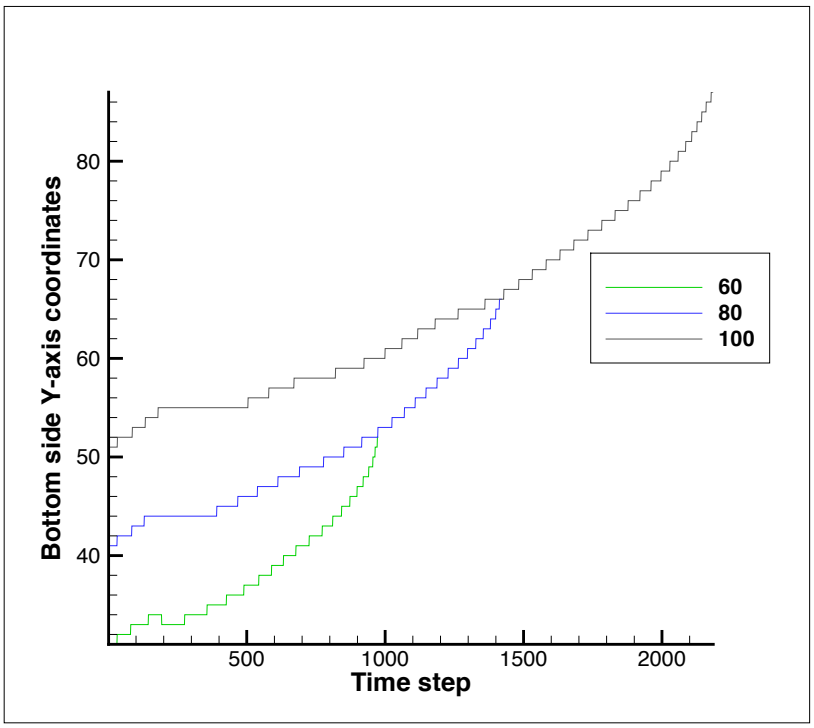


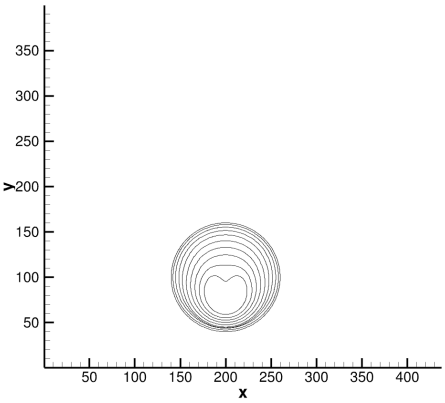
Figure 4.4 Bobble bottom side coordinate according to time step

Figure 4.3 및 4.4 로 부터 기포의 상단부가 줄어드는 속도에 비해 하단부는 느리다는 것을 알 수 있다. 또한, 시간에 따른 격자 위치에 대한 그래프이기 때문에 가우스 함수 그래프의 형태로 나타나지지만 물리적 현상은 비선형의 곡선으로 나타날 것으로 볼 수 있다.

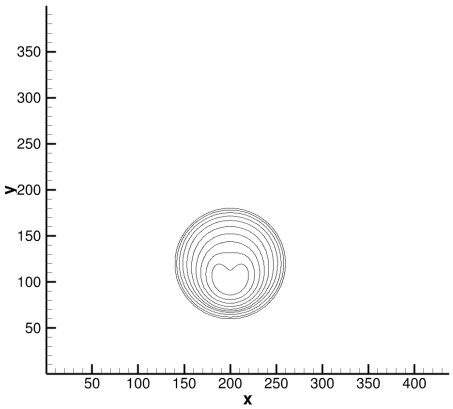
Figure 4.5 부터 4.7 은 각각 공동의 반경이 60, 80, 100 일 때 λ 의 변화에 따라 기포의 형태 변화를 기록한 것으로 λ 값에 대응하는 Y 축 좌표는 Table1 에 표기하였다.

Table 1. Cavitation radios and center Y axis coordination [lu]

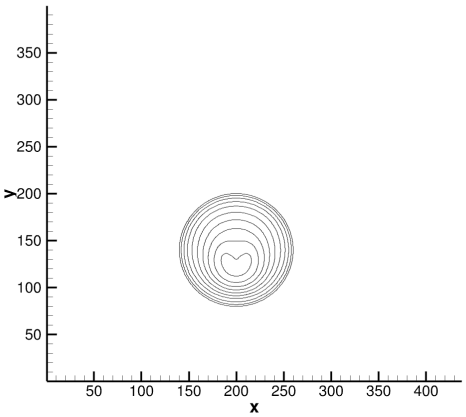
Radios	Y	Radios	Y	Radios	Y
60	100.5	80	100.5	100	120.5
	120.5		120.5		140.5
	140.5		140.5		160.5
	160.5		160.5		180.5
	180.5		180.5		200.5
	200.5		200.5		220.5



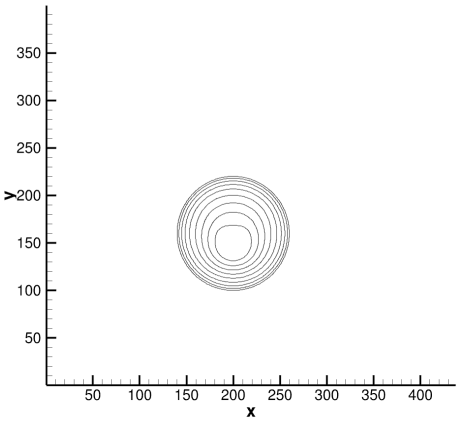
(a) Initial $\lambda = 1.667$



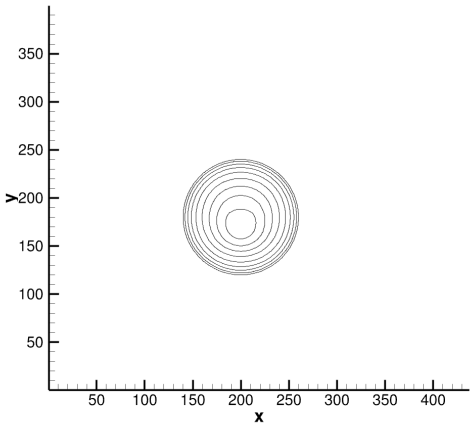
(b) Initial $\lambda = 2.0$



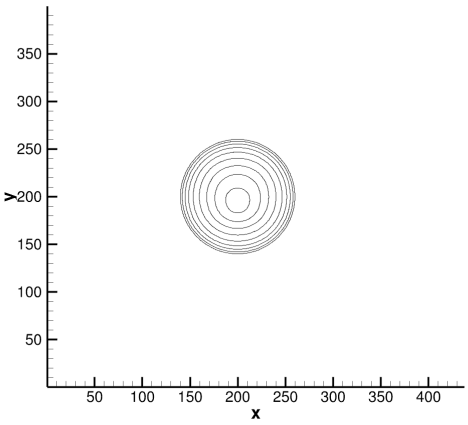
(c) Initial $\lambda = 2.333$



(d) Initial $\lambda = 2.667$

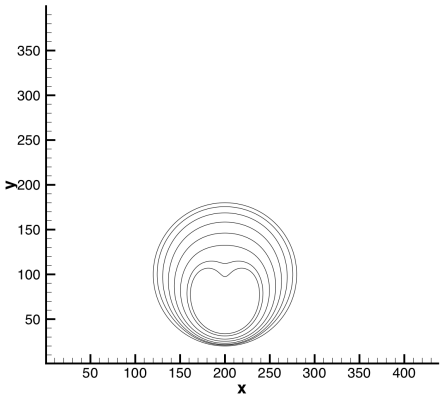


(e) Initial $\lambda = 3.0$

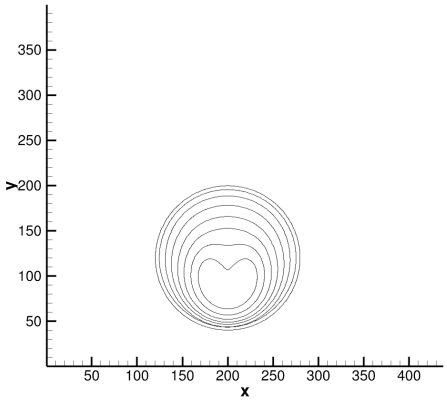


(f) Initial $\lambda = 3.333$

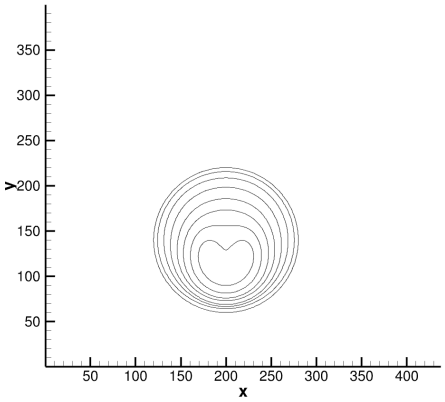
Figure 4.5 Bubble shape according initial λ difference (1)
(Radios 60, initial to 900step with 100step intervals)



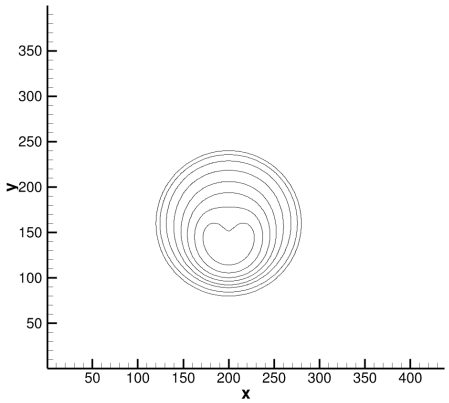
(a) Initial $\lambda = 1.25$



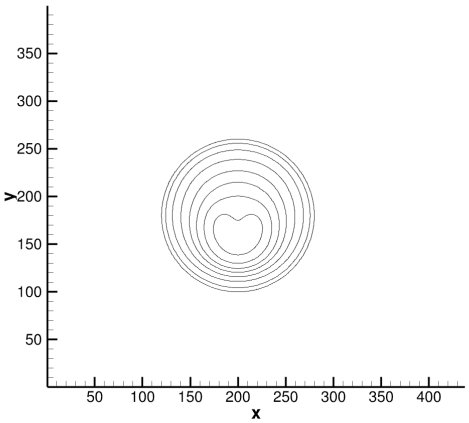
(b) Initial $\lambda = 1.5$



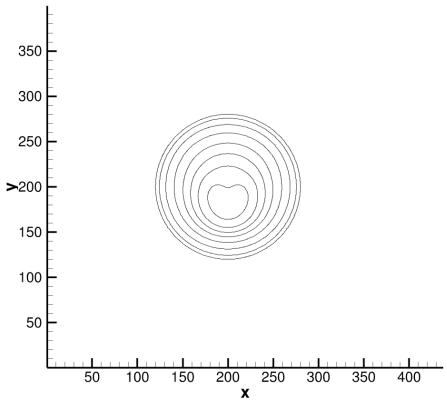
(c) Initial $\lambda = 1.75$



(d) Initial $\lambda = 2.0$



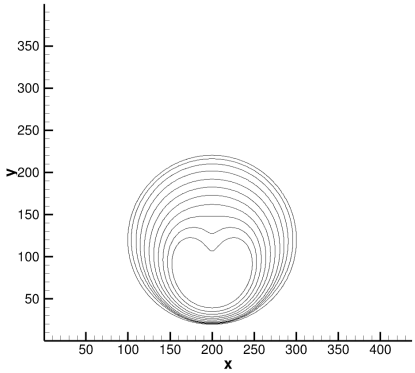
(e) Initial y = $\lambda = 2.25$



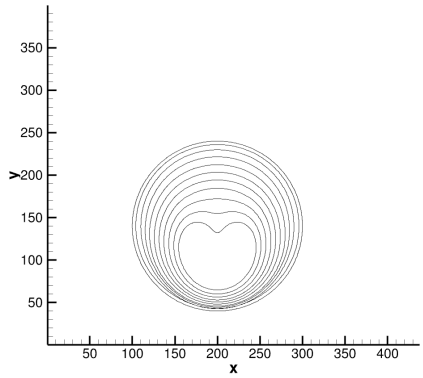
(f) Initial y = $\lambda = 2.5$

Figure 4.6 Bubble shape according initial λ difference (2)

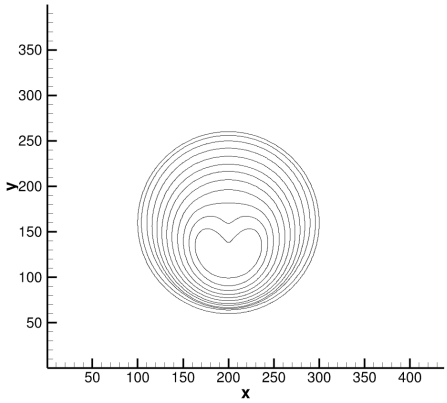
(Radios 80, initial to 1400step with 200step interval)



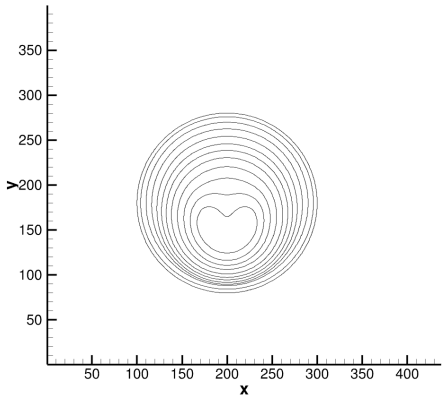
(a) Initial y = $\lambda = 1.2$



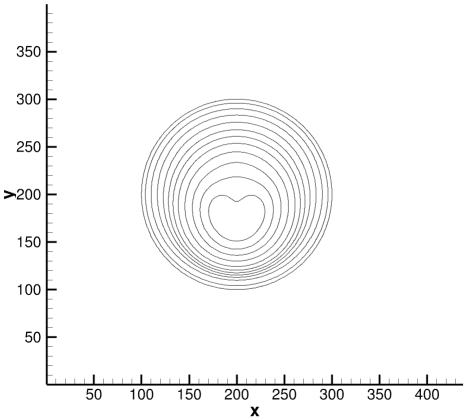
(b) Initial $\lambda = 1.4$



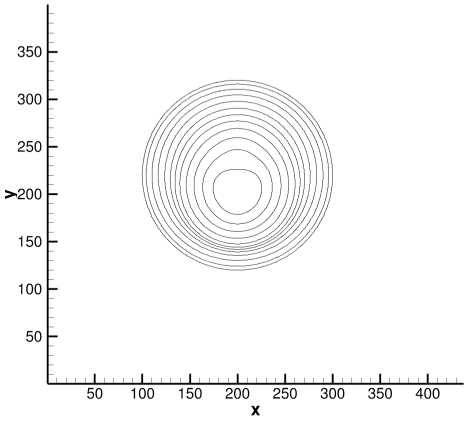
(c) Initial y = $\lambda = 1.6$



(d) Initial y = $\lambda = 1.8$



(e) Initial $\lambda = 2.0$



(f) Initial $\lambda = 2.2$

Figure 4.7 Bubble shape according initial λ difference (3)
(Radios 100, initial to 2200step with 200step intervals)

이를 통해 기포의 거동이 이론이 제시한 형태와 일치하는 모습을 관측할 수 있었다. 또한 기포의 크기와 λ 값에 따른 관계 또한 확인 할 수 있었다. 이는 기포의 크기가 작을 수록 단시간에 기포의 형상이 붕괴되며 경계면에 가까울 수록 그 영향이 더욱 잘 나타남을 알 수 있다.

Figure 4.8 의 경우 본 논문에서 제시한 경계조건을 적용하여 얻은 결과로서 Radious = 80, Initial $\lambda = 1.5$ 인 경우이다.

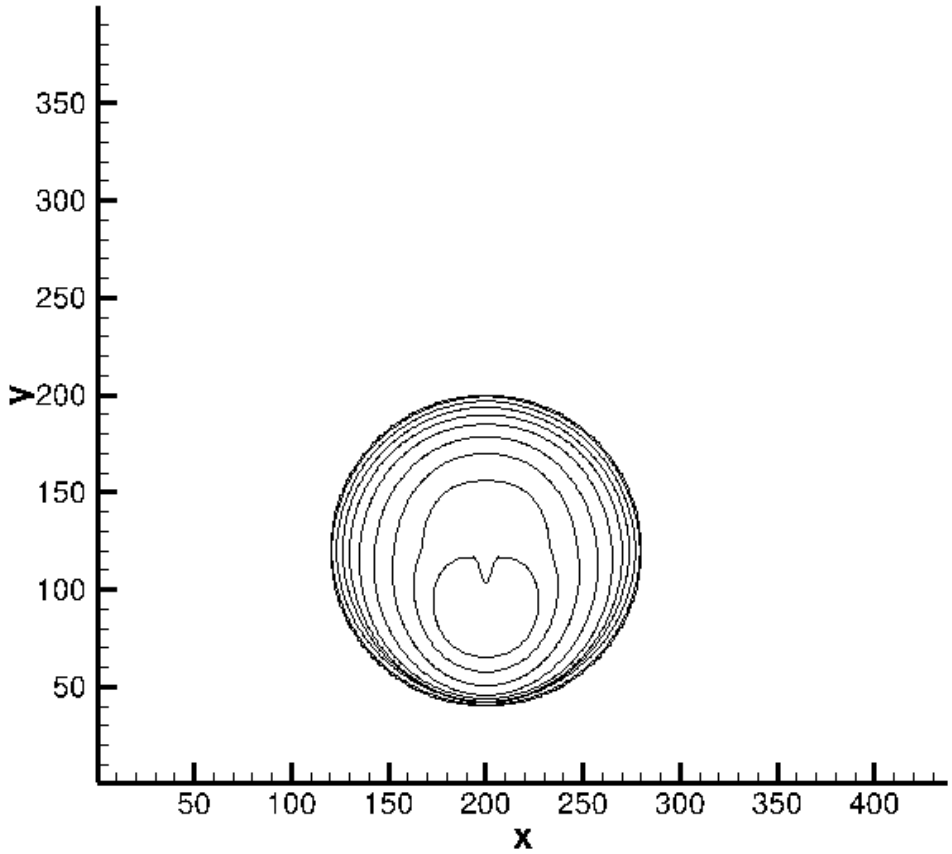


Figure 4.8 Bubble behavior according to apply interpolation boundary condition

기존의 결과와는 다른 형태의 거동을 보이며 이를 통해 경계조건의 영향이 큰 것을 확인 할 수 있으며 거동의 형태가 Plesset 의 예측과는 다른 점을 통하여 보안이 필요함을 시사한다.

4.2 향후 과제

본 논문은 단순화된 단일 기포의 거동에 대해 연구를 하였다. 시뮬레이션을 통한 기포의 크기, 초기 위치에 따른 상관관계를 확인 할 수 있었다. 유체와 기포의 밀도 차이만으로 인하여 기포가 붕괴되는 것을 관측 할 수 있었으나 이러한 단순화를 위하여 생략된 중력 및 부력 등을 적용하여 보다 현실적 현상에 부합하는 결과를 얻기 위하여 고려해야 할 것이다. 또한 경계조건에 의한 기포의 거동의 차이가 유의미 할 정도인 것을 고려한다면 보다 다양한 경계조건을 가진 기포의 거동과 기포를 생성하는 과정에서부터 기포의 형태가 완전히 붕괴되어 발생하는 Jet 의 압력과 다양한 경계조건을 적용하여 LBM 을 이용한 공동현상 해석을 할 수 있기를 희망한다. 또한 3 차원으로 확장하여 분석이 필요하다.

참고문헌

[1] 김성표, 박제준, 김용수, 장영훈, 최영복, 백부근., 2006 "혼-타의 간극 캐비테이션 침식 저감을 위한 실험적 연구", 대한조선학회논문집, 제 43 권, 제 5 호, Pp.576

[2] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/e/e6/Cavitation_Propeller_Damage.JPG

[3] Milton S. Plesset, 1977, "BBUBBLE DYNAMICS AND CAVITATION", Annual Revives Fluid Mech. Pp.145

[4] Haibo Huang, Michael C. Sukop, Xi-Yun Lu, 2015, "Multiphase Lattice Boltzmann Method: Theory and Application", Willey Blackwell, Pp.4-8

[5] Zhaoli Guo, Chang Shu., 2013, "Lattice Boltzmann Method and Its Applications in Engineering", Advances in Computational Fulid Dynamics, Vol 3, Wold Scientific, Pp.34

[6] A. A. Mohamad, 2011, "Lattice Boltzmann Method Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes", Pp.vii, Springer. Pp.

[7] Bhatnagar, P.L., Gross, E.P. and Krook, M., 1954, "A model for collision processes in gases. I: small amplitude processes in charged and neutral one-component system", Phys. Rev., Vol. 94, Pp.511-525.

[8] 정노택, 2016, "Lattice Boltzmann Method 를 이용한 2 차원 기체-액체간 거동 기초연구", 한국해양환경 에너지학회지, Vol 19, No.2, Pp.111-116.

[9] Luo LS 1998 Unified theory of lattice Boltzmann models for nonideal gases. Physical Review Letters 81(8), Pp.1618–1621.

[10] Shan X., CHEN H., 1993, "Lattice Boltzmann model for simulating flows with multiple phases and components[J]", Physical Review E, P.p1815-1819

[11] YUAN P., SCHAEFER L., 2006, "Equation of state in a lattice Boltzmann model[J], Physics of Fluids",

[12] Sbragaglia, M., Benzi, R., Biferale, L., Succi, S., Sugiyama, K. and Toschi, F., 2007, "Generalized lattice Bolzmann method with multirage psudopotential", Phys. Rev. E, Vol. 75,

[13] Dani Or, Markus Tuller, 2002, "Cavitation during desaturation of porous media under tension", WATER RESOURCES RESEARCH, VOL. 38, NO. 5, 1061, 10.1029/2001WR000282, pp.1

[14] Takaji Inamuro, Masato Yoshino and Fumimaru Ogino, 1995, "A non- slip boundary condition for lattice Boltzmann simulations", Phys. Fluids 7, Pp.2928,

[15] Michael.C.Sukop and Daniel.T.Thorne, Jr. "Lattace Boltzmann Modeling : An Introduction for Geoscientists and Engineers", Springer. Pp.39-44

[16] Zou, Q. and He, X., 1997, "On pressure and velocity boundary conditions for the lattice Boltzmann BGK model", Physics of Fluid Vol9, Pp.1953-1954

[17] Chen Peng, 2011, "The Lattice Boltzmann Method for Fluid Dynamics: Theory and Applications", EPFL, Pp60-61

Abstract

The Lattice Boltzmann Method is an approach to fluid dynamics as particles movement according to special lattice with distribution function. LBM is easy to explicit and parallelize to compute compare with the computational fluid dynamics what solve Navier-Stokes equation.

The cavitation is a cavity caused by density differences in fluid. Cavitation collapse generates high pressure-micro bubble jet what is an big issue in Industrial field where linked with fluid including naval architecture and ocean engineering.

This paper will introduce the LBM and analysis for 2D single bubble cavity simulation by various distance differences near solid boundary.