

핵폭발 초기 화구에 대한 수치해석

송승호,¹ 이창훈,^{1,2} 최정일^{*1}

¹연세대학교 계산과학공학과

²연세대학교 기계공학과

NUMERICAL SIMULATION OF INITIAL FIREBALL AFTER NUCLEAR EXPLOSION

Seungho Song,¹ Changhoon Lee^{1,2} and Jung-Il Choi^{*1}

¹Dept. of Computational Science and Engineering, Yonsei Univ.

²Dept. of Mechanical Engineering, Yonsei Univ.

We develop a numerical method for solving the radiation hydrodynamic equations in one-dimensional spherical coordinates. The present method is validated through simulations of shock tube, thermal radiative diffusion and point explosion problems. The transient growth of the fireball is investigated by varying explosion yields. The present study clearly captures well-known breakaway phenomena related to the shock separation between pressure waves and thermal shock front. The fireball radius at the breakaway point is roughly increased by the yield to power of 0.4.

Key Words : 화구(Fireball), 화구분리(Fireball Breakaway), 복사(Radiation), 열수력학 방정식(Radiation Hydrodynamics Equations), 점폭발(Point Explosion)

1. 서 론

핵폭발 초기 고온의 에너지는 온도와 압력 상승을 동반하며, 고온 기체는 후체복사에 의하여 광자를 방출하게 된다. 주변대기로의 광자흡수에 따른 고온영역의 생성에 따라 주변의 모든 것이 기체화가 된다[1,2]. 방출된 에너지들 중 50%는 폭풍충격파(blast wave), 약 35%는 복사열, 나머지 15%는 방사선 에너지로 분화된다. 초기 화구의 주 형태는 열복사로 인한 충격파가 형성되어진다. 하지만, 유체이동에 의한 충격파가 짧은 시간 이내에 앞서나가게 된다. 이를 화구분리 (Fireball breakaway)라고 부른다[1,2]. 핵폭발 현상은 압축성/비압축성 유동 영역, 복사열전달 효과 등 다양한 물리적 특성이 존재한다. 이에 대한 효율적 해석을 위해 일반적으로 화구해석, 폭풍충격파 (blast wave) 해석, 비압축성 유동 해석 기반 낙진해석 등으로 구분된다. 특히, 초기 화구해석은 폭풍충격파, 낙진

해석의 초기조건으로 사용되어지므로, 신뢰성 있는 해석이 매우 중요하다[2].

Glasstone and Dolan[1]은 화구가 지표면에서 충분히 떨어져 공기 중에서만 일어나 구의 형태를 유지하고 먼지가 유입되지 않는 깨끗한 상태로 가정하여, 화구형성과 분리시점에 대한 연구를 수행하였다. Symbalisky et al.[3]은 RADFLO를 활용하여 50 km까지 대기에서의 핵폭발 현상을 해석하였다. Zinn[4]은 국소열평형 (local thermodynamic equilibrium)을 가정하여 화구에 대한 해석을 수행하였다. Bates et al.[5]은 연산자 분리기법을 활용하여 복사에너지 방정식과 Euler방정식을 해석하여 점폭발 문제에 대한 신뢰성 있는 수치기법을 제시하였다. 최근, Kadioglu and Knoll[6]은 RHD(radiation hydrodynamic) 방정식 해석에서의 수치안정성 및 정확성을 높이기 위해 IMEX (Implicit/Explicit) 기법을 개발하여 Bates et al.[5]에서 고려한 점폭발 문제 해석에 적용하였다. 본 연구에서는 Bates et al.[5]에서 제시된 열수력 방정식에 대한 수치기법을 근간으로 하여, Euler 방정식에 대해 Godunov-type Riemann 해석자[7]와 복사에너지 방정식에 대해 Newton-Krylov 기법을 사용하고자 한다. 이에 대해, 충격관[7], 열복사문제[8], 점폭발 문제[5,9]의 수치해석을 통해 사용된 수치기법의 검증을 수행하고자 한다. 개발된 RHD 해석자를 사용하여 핵폭발 초기의

Received: September 23, 2014, Revised: December 3, 2014,
Accepted: December 3, 2014.

* Corresponding author, E-mail: jic@yonsei.ac.kr

DOI <http://dx.doi.org/10.6112/ksfce.2014.19.4.045>

© KSCFE 2014

화구생성 및 화구분리 현상의 예측, 폭발량과 화구 분리 시점에서의 반경변화, 열용량비의 화구 발달과정의 영향에 대한 분석을 하고자 한다.

2. 수치해석 기법

2.1 지배방정식

화구해석은 일반적으로 열복사 및 열수력 문제에 대한 동시 해석이 요구된다. 열복사의 주성분은 낮은 에너지 광자의 흐름으로서 매질의 운동이 빛의 속도보다 느리기 때문에 상대론적 효과를 배제된 광자 수송방정식의 해석이 가능하다 [10]. 또한 유체 운동에 비해 분자 이온화과정은 매우 짧은 시간에 발생하므로, 열복사가 순간적으로 단위 체적 내 열평형 LTE(Local Thermodynamic Equilibrium)이 성립되므로 화구에 대한 지배방정식은 다음과 같이 표현된다[5].

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \otimes \vec{u}) + \nabla (p + p_\nu) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(E + E_\nu) + \nabla \cdot [(E + p)\vec{u}] + \nabla \cdot [(E_\nu + p_\nu)\vec{u}] = \nabla \cdot (\kappa \nabla T) \quad (3)$$

여기서, ρ 는 유체밀도, \vec{u} 는 유체속도, p 는 압력, $E = \rho e + 1/2 \rho |\vec{u}|^2$ 는 유체에너지, e 는 유체 내부에너지 밀도, T 는 온도, κ 는 열전도계수, E_ν 는 복사에너지, p_ν 는 복사압력이다. 본 연구에서는 화구형성과정을 단순화하기 위해 저에너지밀도 가정에 의해 E_ν 및 p_ν 의 영향을 무시하였다. 또한 열복사 및 수력방정식 (1)-(3)의 해를 구하기 위해, 화구 내에서 이상기체 상태방정식이 성립한다고 가정하였다. 여기서 γ 는 열용량비이며, R 는 기체상수이다.

$$p = (\gamma - 1)\rho e = \rho RT \quad (4)$$

초기화구의 형성과정은 식 (1)-(3)에서 제시된 질량, 운동량, 에너지 보존법칙의 지배를 받는다. 본 연구에서는 초기화구 거동은 지표면에서 충분히 떨어져 있어 구형형태가 유지되며, 다른 이물질이 유입되지 않는다고 가정하였다. 또한 초기화구 형성에 부력(또는 중력)의 효과가 적으므로 화구분리 시점까지 구형대칭성이 유지된다고 가정하였다. 이에 1차원 구형 좌표계에서의 화구의 지배방정식은 식 (1)-(3)으로부터 아래와 같이 단순화된다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 v (E + p) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (7)$$

여기서, r 은 반경, v 는 반경방향 유체속도를 나타내며, 열전도계수 κ 는 온도 및 밀도의 멱함수형태로 정의된다.

2.2 열수력방정식에 대한 수치해석기법

폭발 초기에 나타나는 화구형성은 충격과 전파해석 및 복사에너지 전파에 따른 강한 에너지확산이 주요 요소이다. 식 (5)-(7)에 제시된 열수력방정식의 좌측 항들을 살펴보면, Euler 방정식과 동일하므로 충격과 생성 및 전파가 용이한 수치해석기법이 요구된다. 또한 식 (7)의 우변항에 제시된 열복사에너지 확산항을 살펴보면, 초기화구의 고온에 따른 매우 큰 열전달 계수 특성에 따른 안정된 수치해를 얻기 위해 계산 시간 간격의 강한 제약성이 존재한다. 본 연구에서는 Bates et al.[5]이 제안한 연산자 분리기법 (operator splitting method)를 적용하여 식 (5)-(7)을 Euler 방정식과 복사에너지 방정식으로 아래와 같이 분리하여 해석하고자 한다.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial (AF)}{\partial V} + \frac{\partial G}{\partial r} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial V} \left(A \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (9)$$

여기서, A, V 는 면적, 체적을 나타내고, $U = [\rho, \rho v, E]^T$, $F(U) = [\rho v, \rho v^2, v(E + p)]^T$, $G(U) = [0, p, 0]^T$ 이다. 먼저, 식 (8)에서 제시된 Euler 방정식은 이전 단계 U^n 에 대해 Godunov형태의 approximate-state Riemann 해석자[7]를 이용하여 외재적으로 중간 해, $U^* = [\rho^{n+1}, (\rho v)^{n+1}, E^*]$ 를 얻었다. 식 (9)에서 제시된 확산 방정식은 중간 수치해 U^* 에 대해 Newton-Krylov 기법[5]을 이용하여 E^{n+1} 를 얻어, 최종적으로 $U^{n+1} = [\rho^{n+1}, (\rho v)^{n+1}, E^{n+1}]$ 를 구하였다. 각 이산화된 방정식은 다음과 같다.

$$U_i^* = U_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta V_i} (A_{i+1/2} F_{i+1/2}^m - A_{i-1/2} F_{i-1/2}^m) - \frac{\Delta t}{\Delta r_i} (G_{i+1/2}^m - G_{i-1/2}^m) \quad (10)$$

$$\frac{E_i^{n+1} - E_i^*}{\Delta t} = \frac{A_{i+1/2} k_{i+1/2}^{n+1} (T_i^{n+1} - T_i^{n+1}) / \Delta r_{i+1/2}}{\Delta V_i} - \frac{A_{i-1/2} k_{i-1/2}^{n+1} (T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}) / \Delta r_{i-1/2}}{\Delta V_i} \quad (11)$$

여기서, 아래첨자 i 는 셀 단위를 나타내며, 식 (11)에 제시된 이산방정식은 식 (9)에 대해 시간차분을 Euler implicit기법을 적용한 경우이다. 식 (10)에서 제시된 Flux (F, G)를 계산하기 위해서, 셀 경계면 (interface)에서 유동정보들은 4차 정확도의 PPM(Piecewise Parabolic Method)[11]에 의해서 계산되었다. 압축성 유동에서 나타나는 불연속 물리량들에 대해 다항식 외삽을 통한 유동정보의 추정 시, 발생하는 불필요한 국소 극값 (local extrema)을 제어하기 위해 Colella and Woodward[11]의 제한자 (limiter)를 사용하였다.

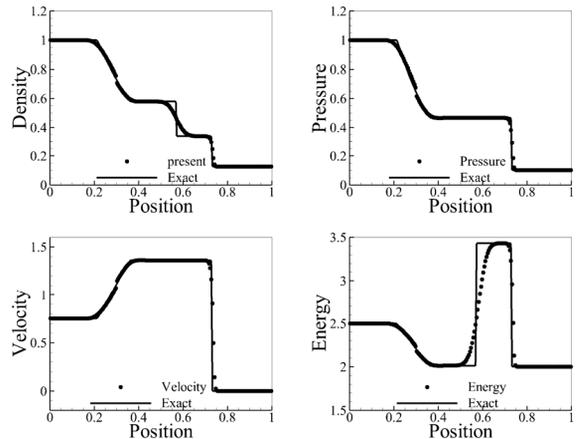
3. 결 과

3.1 충격관 유동해석

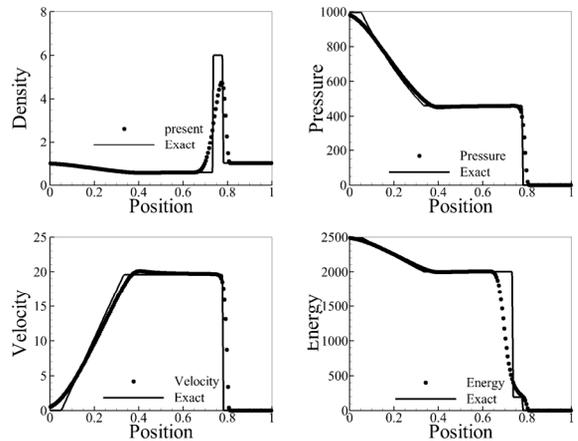
화구 수치해석기법은 각각 식 (8)의 Euler 방정식과 식 (9)의 복사 에너지 방정식에 적합한 수치해석기법을 요구한다. Euler 방정식에 대한 Godunov-type Riemann 해석자를 검증하기 위해 Toro[7]에 제시된 일차원 충격관 (shock tube)문제를 해석하였다. 충격관 문제는 Table 1과 같이 불연속점 x_0 을 기준으로 좌 (아래첨자, L), 우 (아래첨자, R)의 값이 다른 밀도, 속도, 압력들을 시간이 변화한 후에 최종시간에서의 값을 비교를 해보았다. 계산영역은 $[0,1]$ 로 정의했으며, 계산격자 간격은 $\Delta x = 0.005$, $\Delta t = 10^{-5}$ 을 사용하였다. Fig. 1은 충격관 검증 문제별, 최종시간에서의 수치해석 결과와 엄밀해 (exact Riemann 해)에 대해서 밀도, 압력, 속도, 에너지에 대한 분포의 비교를 제시하고 있다. 시간이 지남에 따라 새로운 충격파의 형성 및 전파과정을 잘 예측하고 있으며, 각 불연속 구간에서 불필요한 수치진동오차는 발견되지 않았다. 그러나 불연속 구간에서 수치해가 소산오차에 따른 불일치가 존재하지만, 대체로 본 연구에서 사용된 Godunov-type Riemann 해석자가 충격파 전파과정을 잘 모사하고 있음을 확인하였다.

Table 1 Comparison of exact and numerical solution about shock tube condition (x_0 : discontinuity)[7]

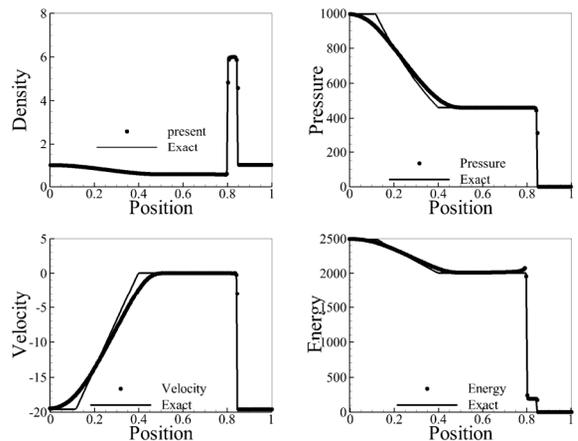
No	ρ_L	u_L	p_L	ρ_R	u_R	p_R	x_0
1	1	0.75	1	0.125	0	0.1	0.3
2	1	0	1000	1	0	0.01	0.5
3	1	-19.59745	1000	1	-19.59745	0.01	0.8



(a) Case 1 at time 0.2 units



(b) Case 2 at time 0.012 units



(c) Case 3 at time 0.012 units

Fig. 1 Validation of the Godunov-type Riemann solver for shock tube problems (line : exact, symbol : numerical solutions)

3.2 열복사 문제

복사 에너지 방정식은 초기의 고온에 따른 열전달계수가 매우 크기 때문에 외재적 (explicit) 차분을 하는 경우, 매우 작은 시간간격이 요구된다. 본 연구에서는 내재적 (implicit) 기법에 의해 비선형 방정식을 해석하는 수치해석 기법에 대한 평가 및 검증을 수행하였다. 열복사에너지에 대해서 이론해가 알려진 Barenblatt 문제[5,8]에 대해, 다음의 세 가지 내재적 시간차분 기법을 평가하였다. 식 (9)에서 제시된 에너지 확산 방정식에 대해서, 열전달 계수를 선형화시킨 linearized implicit method, Newton-Krylov 기반 Euler implicit 기법, 시간차분 2차 정확도를 갖는 Newton-Krylov 기반 Crank-Nicolson 기법을 사용하여 이산화된 방정식을 수치해석 하였다. 앞서 제시된 식 (11)은 Euler implicit 기법의 차분을 나타낸다. 각 기법들에 대한 준이산화 (Semi-discretized) 방정식을 기술하면 다음과 같다.

Linearized implicit method :

$$\frac{E^{n+1} - E^n}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial V} \left(A\kappa(T^n) \frac{\partial T^{n+1}}{\partial r} \right) \quad (12)$$

Newton-Krylov method with Euler implicit scheme :

$$\frac{E^{n+1} - E^n}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial V} \left(A\kappa(T^{n+1}) \frac{\partial T^{n+1}}{\partial r} \right) \quad (13)$$

Newton-Krylov method with Crank-Nicolson scheme :

$$\begin{aligned} \frac{E^{n+1} - E^n}{\Delta t} &= \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial V} \left(A\kappa(T^{n+1}) \frac{\partial T^{n+1}}{\partial r} \right) \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial V} \left(A\kappa(T^n) \frac{\partial T^n}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

Barenblatt 문제는 초기에너지 ε_0 가 구의 중심 ($r=0$)에서 정의되며, 시간이 지남에 따라 온도분포가 불연속을 갖는 문제이다. 열전달계수는 $\kappa(T) = \kappa_0 T^a$ 에 의해 온도의 함수로 정의된다. 여기서 $\kappa_0, a \geq 1$ 는 임의상수이다. 초기 고온에 따른 열전달계수의 증가로 인해, 수치적 안정성을 확보하기 위해서는 계산시간 간격이 매우 작게 설정된다. 본 연구에서는 $\kappa_0 = 1, a = 5/2$ 이고, $\varepsilon_0 = 10$ 인 경우에 대해 열전단면 (thermal front) 생성에 대한 수치해석을 수행하였다. 계산영역은 $[0,1]$ 로 정의하였으며, 격자간격은 $\Delta r = 0.01$ 로서 균일격자를 사용하였다. 초기에너지는 첫 번째 격자내에서 존재한다고 가정하였다. 안정적인 수치해석을 위해서 초기 시간 간격은 $\Delta t = 10^{-28}$ 로 설정하였다. 계산 효율을 위해, 적응 시간 간격 (adaptive time step)을 적용하였으며, 이를 위해, 에너지 전파에 대한 속도척도 (velocity scale)에 따른 CFL 조건을

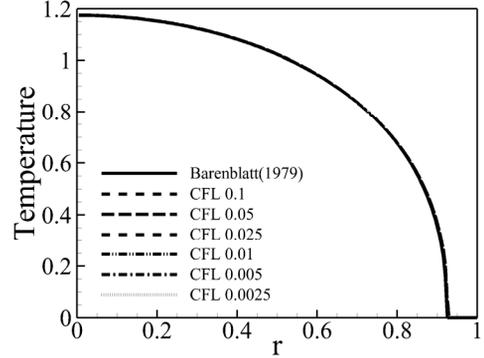


Fig. 2 Validation of radiative diffusion solver for Barenblatt problem with different CFL condition; $\varepsilon_0 = 10$, $\kappa = T^{5/2}$, temperature distribution at $t = 0.3$

도입하였다. 시간에 대한 에너지의 변화량과 공간에 대한 에너지 변화량을 이용하여 에너지 변화에 대한 속도 (v_f^n)는 아래와 같이 정의된다.

$$v_f^n = \frac{|\Delta E^n|_{\infty} / \Delta t^n}{|\Delta E^n|_{\infty} / \Delta r} \quad (15)$$

이에 대해, CFL 수 기준 다음 계산 시간 간격을 아래와 같이 결정하였다.

$$\Delta t^{n+1} = CFL \times \frac{\Delta r}{\Delta v_f^n} \quad (16)$$

점원에서의 열에너지 전달에 대해 식 (12)-(14) 기법을 사용하여 각 CFL 조건에 대해 안정적인 수치해의 확보를 검토하였다. Fig. 2는 식 (14)에 의한 수치해와 이론해[8]를 $t = 0.3$ 에서 비교한 것으로서 매우 유사한 결과를 보여주고 있다. 온도분포는 초기의 높은 온도가 완만하게 감소되지만, $r \sim 0.93$ 를 주위로 급격한 감소를 나타내고 있으며, 열전단면 형성이 잘 예측됨을 보여주고 있다. 또한 CFL 조건의 수에 따른 수치해의 변화를 보면, 40배가 큰 CFL 조건에서도 내재적 기법에 따른 안정적 수치해의 계산이 가능하며, 오차 또한 크지 않음을 보여주고 있다. 식 (12), (13)을 사용해서 얻어진 수치해에서도 비슷한 경향이 관찰되었다.

보다 수치해의 정확성 및 안정성을 평가하기 위해, 세 가지 방법에 얻어진 수치해와 이론해의 오차를 CFL 조건에 대해서 분석하였다. Fig. 3에서 볼 수 있듯이, 식 (14) 기법은 CFL 조건에 대한 오차 변화가 2차 정확도를 나타내고 있다. 초기 화구해석에서 열복사에 따른 에너지 전파는 매우 중요

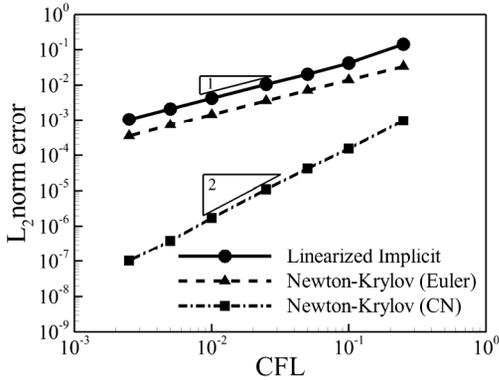


Fig. 3 L_2 -norm errors vs CFL conditions for three different radiative diffusion solvers

한 것으로 알려져 있다[1]. 그러므로 본 연구에서는 Fig. 3에서 얻어진 결과를 바탕으로 복사에너지 확산방정식을 시간차분 2차 정확도를 갖는 Crank-Nicolson scheme에 의해 이산화된 방정식을 Newton-Krylov 기법을 사용하여 화구문제를 해석하고자 한다.

3.3 점폭발 문제

열수력 방정식에 대한 일련의 과정을 검증하기 위해, Bates et al.[5]이 제시한 작은 영역 안에서 큰 에너지를 가지는 점폭발 (point explosion) 문제[5,9]에 대한 해석을 수행하였다. 점폭발은 초기 화구 형성과 매우 유사한 현상을 가지고 있는 문제이다. 점원의 초기조건은 $\rho = 1, \epsilon_0 = 20, v = 0$ 으로 가정하였다. 그리고 열전달계수는 $\kappa = T^{5/2}$ 정의하였으며, 이상기체 상태방정식이 사용되었으며, $\gamma = 1.25, R = 1$ 로 가정하였다. 초기 시간 간격은 $\Delta t = 10^{-12}$ 로 가정하였으며, 앞서 정의된 열전달면 속도 기반 CFL수는 0.01로 설정하였다. 계산영역 [0,1]에 대해 $\Delta r = 0.01$ 의 균일격자를 사용하였다.

Fig. 4는 점폭발 후 $t = 0.05$ 에서의 밀도, 압력, 온도, 속도에 대한 분포를 Bates et al.[5]의 수치해와 비교하였다. 점폭발 후 시간이 지남에 따라 열전달면과 충격파 형성이 관찰되었으며, $t = 0.05$ 에서 $r \sim 0.93$ 지점에서 충격파가 예측되었다. 폭발에 따라 열 (혹은 충격파) 전달면에서 유속이 발생되어 전파됨을 확인할 수 있다. 기존의 Bates et al.[5]의 결과와 비교할 때, 본 연구에서의 언어는 수치해가 매우 유사함을 확인할 수 있었다.

4. 핵폭발 초기 화구 해석

핵폭발 후 형성되는 초기화구 해석을 위해서, 일차원 구형

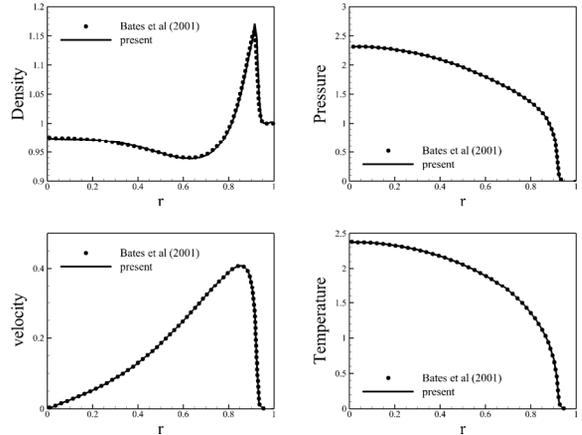


Fig. 4 Simulation of point explosion at $t = 0.05$

좌표계에서 열수력방정식에 대한 수치해석을 수행하였다. 초기조건은 표준 대기조건 ($\rho_0 = 1.293 \text{ kg/m}^3, T_0 = 293 \text{ K}, p_0 = 101325 \text{ pa}$)을 사용하였으며, 이상기체로 가정하였다. 점폭발원의 크기는 5 cm로 가정하였으며, 내부 속도는 무시하였다. 폭발 후 화구는 지속적으로 팽창하게 되므로, 점폭발원의 크기 기준으로 설정된 격자간격을 기준으로 100m ~ 1km 영역까지 화구를 추적하는 경우, 일차원 해석이지만 많은 격자수 및 짧은 시간 간격이 요구된다. 그래서 계산 영역을 충격파 위치에 따라 변화시키면서 수치해석을 하였다. 초기 계산 영역은 10 m로 한정하였으며, 충격파 위치가 계산영역의 75%에 도달하였을 때, 동일한 격자수에 대해 계산영역을 2배씩 확장하였다. 이 경우, 각 물리량들을 새로운 격자에 맞게 내삽을 하였으며, 전체 에너지는 일정하게 유지하였다. 사용된 격자 수는 300개이며, 계산 시간간격은 열전달면 속도 기반 $\text{CFL} = 0.01$ 을 기준으로 변화되었다. 본 연구에서 열용량비에 대해서 고온의 화구를 고려해서 $\gamma = 1.2, 1.4$ 에 대해서 화구해석을 수행하였다. 수치안정성을 고려하여 Bates et al.[5]이 제시한 에너지 분포를 이용하여 초기조건을 설정하였다. 여기서 erf 는 에러함수, $c_0 = 1/300$ 이다.

$$E_i = \frac{1}{\Delta V_i} \times (\epsilon_0 [\text{erf}(r_{i+1/2}/c_0) - \text{erf}(r_{i-1/2}/c_0)] - 2\pi c_0^2 [r_{i+1/2}^2 E(r_{i+1/2}) - r_{i-1/2}^2 E(r_{i-1/2})]) \quad (17)$$

Fig. 5는 20 kTon의 폭발 후, 시간에 따른 밀도, 압력, 온도에 대한 변화를 보여주고 있다. 여기서, $\gamma = 1.4$ 로 가정하였다. 폭발 후, 1ms에서는 고온의 복사선이 화구로부터 빠져나가지 못하므로 초기에는 온도에서 평탄한 형태를 보이며, 압력 충격파가 생성되는 주변에서 급격한 열전달면 (thermal

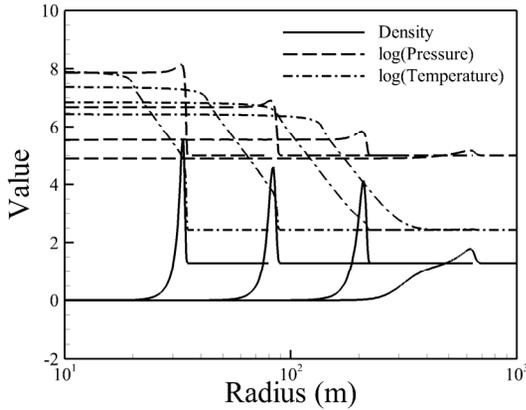


Fig. 5 Time evolutions of density, pressure and temperature distribution at initial fireball for 20 kTon

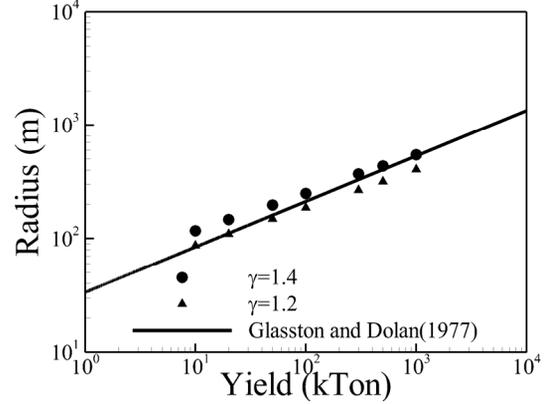


Fig. 7 The effect of explosion yield on breakaway radius

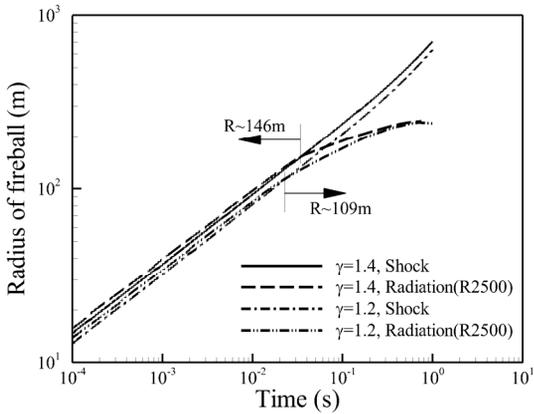


Fig. 6 The growth of initial fireball radius over time for 20 kTon

front)이 발달하며, 충격과 전단으로 고밀도 영역이 형성되는 것이 관찰된다. 이러한 현상은 100ms까지 화구의 성장과 함께 지속된다. 화구가 100ms 이후에는 열전단면과 압력 충격과 전단이 점점 분리되어지며, 1s에서는 두 값들이 완전히 분리되어 압력 충격과 전단부에서 열전단면이 나타나지 않는 것이 확인된다. 이는 초기화구가 지속적 팽창 후, 압력에 의한 충격파와 온도에 의한 점단이 같이 진행 되어져 나아가지만, 일정 시간이 지나면 압력에 의한 충격파가 화구 표면으로 분리되는 현상(breakaway)[1,2]을 잘 예측하고 있다.

화구 분리시점 이후, 화구 팽창 및 충격과 전파해석에 대해 복사열전달의 효과를 무시한 압축성 유동해석이 가능하기 때문에 화구 분리 시점의 추정은 매우 중요하다. Fig. 6는 20 kTon 폭발에 따른 화구반경의 변화를 보여주고 있다. 화구반경은 압력 충격과 전단위치에 따라 결정될 수 있으며, 기준 온도 2500 K에 따라 결정된다. 화구온도가 2500 K 이하로 낮

아지게 되면, 화구 윤곽이 사라지며 불투명도가 급변하는 시점이다. 기준온도에 따른 화구 윤곽 반경과 압력충격과 전단 위치에 따른 화구분리 시점을 살펴보았다. 초기화구반경의 변화를 살펴보면, 압력에 의한 반경에 비해 열전단면이 빨리 성장함을 볼 수 있으나, $\gamma=1.2$ 인 경우 $R=109m$ 또는 $\gamma=1.4$ 인 경우 $R=146m$ 까지 성장된 화구는 압력충격과는 고온의 화구로부터 분리되고 있다. 20 kTon의 경우, 초기 화구의 온도가 $10^3 \sim 10^7 K$ 에 대해 열용량비가 표준 대기 ($\gamma=1.4$)에 비해 낮은 점을 고려할 때 (평균 $\gamma=1.2$ [3]), 화구 분리 시점이 더 빨리 진행되는 것으로 나타났다.

초기화구 형성에 대한 폭발위력의 영향을 살펴보기 위해, 폭발량 ($W=10kTon \sim 10MTon$)에 따른 화구분리 (breakaway) 시점에서의 화구 반경을 Fig. 7에 나타내었다. 화구분리 시점은 폭발량이 증가함에 따라 단조 증가하는 것으로 관찰되었다. Glasstone and Dolan[1]에서 제시된 이론식 ($R \sim 33.528 W^{0.4}$)과 비교해 볼 때, 수치해석에 따른 결과가 유사하다. 폭발량이 낮은 경우 (10 kTon ~ 100 kTon)에서는 $\gamma=1.2$ 에 의한 분리 반경 추정이 이론식과 유사하며, 폭발량이 높은 경우 (100 kTon ~ 1 MTon)에서는 오히려 $\gamma=1.4$ 에 의한 수치해가 이론식과 유사하다. Symbalysty et al.[3]이 제시한 바 있듯이, 온도에 따른 평균 열용량비는 $10^3 \sim 10^6 K$ 영역에서 $\gamma=1.2$ 로 추정되며, $10^6 K$ 이상의 고온에서는 오히려 열용량비가 표준대기에서의 $\gamma=1.4$ 보다 크다. 그러므로 화구 발달에 따라 온도 및 밀도의 변화를 고려한 열용량비를 적용한 실제기체 기반 해석이 필요함을 보여주고 있다.

5. 결 론

열복사 문제가 고려된 열수력 방정식에 대해 연산자 분리

기법을 이용하여 Euler 방정식과 복사열전달 방정식으로 구분하여, 초기 화구 형성 및 발달과정에 대한 수치해석 연구를 수행하였다. 이에 대해, 각 방정식에 대해 Godunov-type Riemann 해석자와 Newton-Krylov 기법을 사용하였다. 충격관, 열복사, 점폭발 문제에 대해 이전 문헌의 결과들과 수치해를 비교하여 사용된 수치해석 기법을 검증하였다. 열복사 관련 수치안정성 및 정확도를 높이기 위해, 2차 정확도의 Crank-Nicolson 기법에 의한 시간차분과 비선형 방정식의 수치계산을 위한 Newton-Krylov 기법을 이용하여 효율적인 계산이 수행되었다. 초기 화구형성 과정에 대해, 일차원 구형대칭 가정에 따른 열수력 방정식의 수치해석을 통해 살펴보았다. 화구발달 과정에서 나타나는 압력 충격파의 전파 특성, 고밀도 충격전단의 형성, 열전단면의 확산 등 화구형성 과정을 해석하였다. 화구윤곽반경과 압력충격파 전단위치에 따른 화구 분리 시점에서의 화구 반경이 예측되었으며, 폭발위력에 따른 화구분리 반경 변화를 Glasstone and Dolan[1]이 제시한 이론식($R \sim 33.528 W^{0.4}$)과 비교하였다. 그 결과, 열용량비에 따라 예측된 화구반경이 이론값에 대해 유사한 경향을 보이지만, 그 차이는 최대 30% 정도로 추정된다. 이는 정확한 초기 화구 해석을 위해서는 화구 내 온도, 밀도를 고려한 실제 기체에 따른 열용량비를 해석의 필요성을 제시하고 있다.

후 기

본 연구는 국방과학연구소의 재원으로 수행되었습니다.

References

[1] 1977, Glasstone, S. and Dolan, P.J., "The Effects of Nuclear Weapons," US Department of Defense.

[2] 2010, Needham, C.E., Blast Waves, Springer-Verlag.

[3] 1995, Symbalisty, E.M., Zinn, J. and Whitaker, R.W., "RADFLO Physics and Algorithm," LA-12988-MS, Los Alamos National Laboratory.

[4] 1972, Zinn, J., "A Finite Difference Scheme for Time-Dependent Spherical Radiation Hydrodynamics Problems," *Journal of Computational Physics*, Vol.13, No.4, pp.569-590.

[5] 2001, Bates, J.W., Knoll, D.A., Rider, W.J., Lowrie, R.B. and Mousseau, V.A., "On Consistent Time-Integration Methods for Radiation Hydrodynamics in the Equilibrium Diffusion Limit: Low-Energy-Density Regime," *Journal of Computational Physics*, Vol.167, No.10, pp.99-130.

[6] 2010, Kadioglu, S.Y. and Knoll, D.A. "A Fully Second Order Implicit/Explicit Time Integration Technique for Hydrodynamics plus Nonlinear Heat Conduction Problems," *Journal of Computational Physics*, Vol.229, No.9, pp.3237-3249.

[7] 2009, Toro, E.F., "Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics," Chap.9, 3rd Edition, Springer-Verlag.

[8] 1979, Barenblatt, G.I., "Similarity, Self-Similarity and Intermediate Asymptotics, Consultants Bureau," Plenum Press.

[9] 1991, Reinicke, P. and Meyer-ter-Vehn, J., "The Point Explosion with Heat Conduction," *Physics of Fluids*, Vol.A3, No.7, pp.1807-1818.

[10] 1999, Lowrie, R.B., Morel, J.E. and Hittinger, J.A., "The Coupling of Radiation and Hydrodynamics," *The Astrophysical Journal*, Vol.521, pp.432-450.

[11] 1984, Colella, P. and Woodward, P.R., "The Piecewise Parabolic Method(PPM) for Gas-dynamical Simulations," *Journal of Computational Physics*, Vol.54, No.1, pp.174-201.