

Pool fire의 기본적 특성에 관하여 (On Basic Characteristics of A Pool Fire)

김 명 배*

요 약

Pool fire는 본격적인 화재연구의 시작과 더불어 그 구조 및 특성에 대한 연구가 지속적으로 수행되어 왔다. Pool fire는 복잡하고 취급하기 어려운 화재의 문제제들을 비교적 간단하게 다룰 수 있게 하면서도 현실과 괴리되지 않는 형태를 가지는 가장 기본적인 형태의 화재로, 학문적 측면뿐 아니라 응용 측면에서도 매우 유용한 결과 및 단서를 제공하여 왔다. 따라서, 본고에서는 pool fire의 특성을 화염기저(flame base)부근과 플룸(plume)부근으로 나누어 그 동안 발표되었던 연구결과를 정리하고, 화재 시뮬레이션을 위한 zone 모델기법의 가장 중요한 부분의 하나인 연기량 산정과 플룸해석이 어떤 형태로 연결되는 지를 설명하고자 한다.

Key words : pool fire, flame base, fire plume, zone model, fire simulation

1. 서 론

어떤 공간의 바닥에 퍼져 있는 화원은 주변에서 가장 쉽게 접할 수 있는 형태이며, 기름 등 가연성 액체의 유출로 인한 선실 갑판의 화재 위험성 등은 pool 화재연구의 상징성을 의미한다. 뿐만 아니라 pool화재는 대단히 복잡하고 해석하기 어려워 보이는 화재 또는 화염에의 접근을 용이하게 하는 연구 수단으로써도 중요한 의미를 가지고 있다. 이러한 상황을 반영하듯이 많은 연구자들에 의하여 pool 화재에 대한 연구가 수행되어, 연소 및 화재 공학적으로 중요한 현상들이 발견되었고 화재 안전 평가를 위한 기초적인 수단도 제공되었다.

Pool 화재에 대한 연구는 화염길이, 연료의 증발율등 거시적이고도 외형적인 변수들과 pool의 직경에 관한 관계등으로부터 화염의 내부구조, 유

입(entrainment), 복사열등 미시적이고 세부적인 연구에 이르기까지 다양한 형태로 진행되어 왔다.¹⁻⁴⁾ 최근에는 수분무(water spray)를 이용한 pool 화재의 소화와 관련된 연구결과도 보고되고 있다.⁵⁻⁶⁾

본 고에서는 pool 화재 전체를 화염기저(flame base)부근과 플룸(plume)부분으로 나누어 그 특성을 알아보고, 건축물의 화재안전성 평가를 위하여 많이 사용되고 있는 zone model에서 필요로 하는 기본적인 요소들과 어떤 관련이 있는지를 설명하여, 화재의 기본 특성은 물론 그 결과의 응용성에 대해서 논의한다. 이를 위하여 화염기저 부근에서는 화염내부 구조와 가장 관련이 높은 거대구조(large structure) 또는 대형와류(large eddy)의 shedding현상과 관련된 여러 가지 특성을 기술한다. 화염기저에서 상당히 멀리 떨어진 구역은 연소가스와 주위 공기와 혼합가스가 부력에 의하여 상승하는 곳으로 보통 화재plume이

* 한국기계연구원 산업설비연구부, 본학회 평의원

라 호칭된다. 여기에서는 화재plume을 기술하는 해석적인 방법을 소개하고 plume내의 속도 및 온도분포를 조사하여 수직상승하는 plume양을 산정한다. 마지막으로 zone model에서 사용되고 있는 연기 발생량 계산과의 관계를 밝혀 black box형태로 이용되고 있는 zone model을 이용한 여러 가지 프로그램을 조금이나마 이해하는데 도움이 되고자 한다.

2. 화염기저 부근에서의 대규모 와류의 형성

일반적으로 pool화재는 Fig. 1과 같이 연소구역(combustion zone)과 plume구역으로 나누어진다. 연소구역에서는 연료가 열을 받아 증발 또는 열 분해(pyrolysis)되어 주위에서 유입되는 공기와 혼합되어 연소된다. 열의 일부는 연료표면으로 복사 및 대류에 의해 다시 전달되어 가연성 가스의 생성을 지속시켜 화염이 계속 유지된다. 가연성 가스와 산화제인 공기와의 혼합에 의해 연소가 지속되는 이러한 형태의 화염은 확산 화염(diffusion flame)이라 불리워지며, 연소특성은 가연성 가스와 공기와의 혼합구조(mixing structure)에 의하여 지배받는다. 따라서, 많은 연구자들이 pool화재의 기본 연소특성을 밝히기 위하여 화염기저 부근에서의 현상

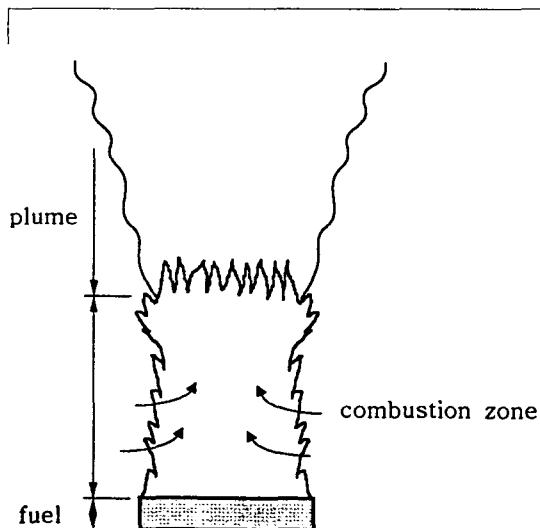


Fig. 1. A schematic view of a pool fire.

을 밝히고 측정하였는데, 여기에서는 유입(entrainment)에 의한 공기와 가연성 가스와의 혼합과 가장 관계가 깊은 화염기저 부근에서의 대형구조 또는 coherent구조에 대하여 정리한다.

2.1 거대구조의 주기적인 생성과 소멸

화염기저 부근에서의 거대구조 생성은 여러 연구자들⁷⁾에 의하여 발견되었는데 그 주기적인 형태를 Fig. 2에 제시한다. Fig. 2는 직경 15cm의 가솔린 pool 화재를 video를 이용하여 촬영한 것으로 30 frames/sec로 녹화된 것을 재생한 것이다. Fig. 2(a)로부터 규칙적으로 형성된 화염대(flame sheet)가 pool원주에 잘 부착되어 있는 것을 볼 수 있다. 이러한 화염대는 산화제인 공기와 연료의 혼합에 의해 형성된 전형적인 확산화염의 형태를 보여주며, pool의 수직방향으로 오목하게 되어 목(neck)을 형성하고 있다. 다음 단계 Fig. 2(b)에서 Fig. 2(f)까지는 거대구조가 형성된다. pool에 부착된 화염(anchored flame)은 목부분이 수직방향으로 이동하면서 불룩해지며, 규칙적인 구조를 가졌던 화염대에 국소불안정(local instability)현상이 발생하는 것을 Fig. 2(b)에서 관찰할 수 있다. 이러한 국소불안정은 크기가 증가하면서 pool의 수직방향으로 이동하게 된다. 이동방향이나 크기는 가연성 증기와 유입된 공기 속도에 의해서 결정되며, 동시에 화염기저도 좁아지게 된다. 다음에는 목부분의 두께가 증가하면서 화염기저에서 거대구조가 올라오고 처음과 같은 형태의 규칙적인 화염의 모습으로 복원된다.

이상과 같은 거대구조의 주파수 f 는 pool의 직경 D 와 다음의 관계가 있는 것이 보여졌다.

$$f = AD^{-n} \quad (1)$$

여러 연구자들의 실험자료로부터 A 는 0.85~1.83, n 은 0.50~0.63 범위의 값을 가지며, 주파수의 단위는 (Hz), 직경의 단위는 (m)이다.

2.2 이론 해석에 의한 shedding frequency의 유도

화염 기저부근에서 발생하는 vortex shed-

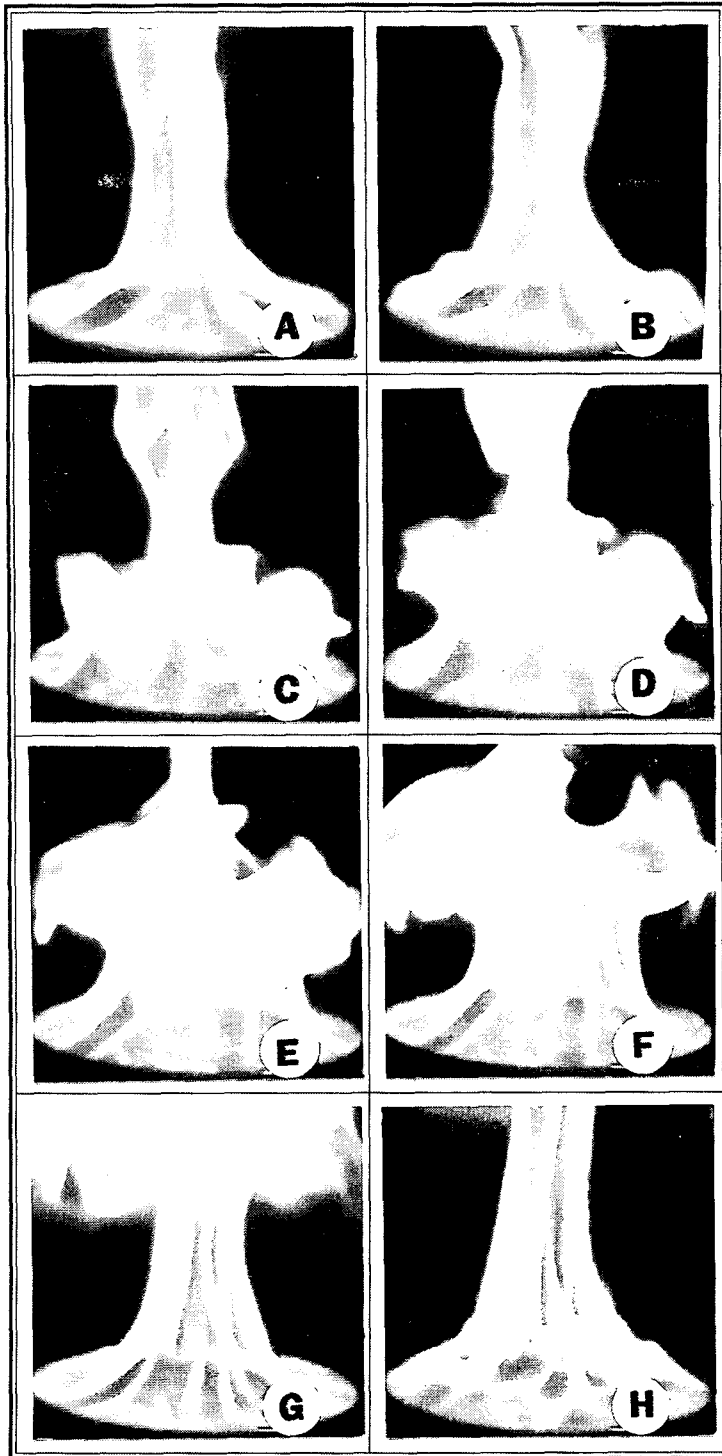


Fig. 2. The periodic motion of a large-scale structure over a 15cm diameter gasoline pool fire.

ding frequency의 유도를 위해 Fig. 3와 같이 시간평균 화염의 경계가 형성된다고 생각하자. Fig. 3의 오른쪽에 형상화된 것은 유체의 흐름으로 인해 유체기둥이 좌굴(buckling)에 의해 휘어지는 것을 의미한다. 이러한 현상은 고체역학 문제에서의 기둥(column)의 좌굴현상과 유사한 것이다. 이의 해석을 위하여 Fig. 4와 같은 좌표계를 사용하며 비점성 유체(inviscid fluid)가정을 이용한다.⁸⁾

Fig. 4에서 제어체적(control volume)이 받은 축하중 C는 다음과 같다.

$$C = \rho V^2 A \quad (2)$$

식 (2)는 모멘텀 정리로부터 얻어진다. 유체기둥의 휨에 의한 굽힘모멘트(bending moment) M은 다음식으로 표현된다.

$$M = -\rho V^2 I \frac{d^2 Y}{dx^2} \quad (3)$$

식 (3)에서 ρ 는 유체의 밀도, I 는 단면계수이며, $(-Y'')$ 은 제어체적의 국소곡률(local curvature)이다. 식 (3)은 고체기둥의 좌굴지배 방정식 $M = -EIY''$ 과 비교하면 ρV^2 가 재료의 물성치인 탄성계수(modulus of elasticity) E 임을 알 수 있다. 이러한 현상은 호스로부터 분출되는 물의 양을 조절하는 간단한 실험을 통해서도 이해될 수 있다. 제어체적에 대한 정적평형(static equilibrium)으로부터 다음 식이 얻어진다.

$$-M(x) + CY + M_0 = 0 \quad (4)$$

식 (2)와 식 (3)을 이용하면 다음과 같은 미분방정식이 얻어진다.

$$(\rho V^2 I) Y'' + (\rho V^2 A) Y + M_0 = 0 \quad (5)$$

경계조건은 $Y(0) = 0$ 과 또 하나의 조건으로 구성된다. 방정식 (5)는 전형적인 고유치 문제(eigen value problem)로, 해를 구하기 위하여 다음과 같은 형태의 해를 가정한다.

$$Y \propto \exp rx \quad (6)$$

식 (5)로부터,

$$r^2 + \frac{A}{I} = 0 \quad (7)$$

그러므로,

$$Y = c_1 \cos \sqrt{\frac{A}{I}} x + c_2 \sin \sqrt{\frac{A}{I}} x \quad (8)$$

경계조건을 만족하기 위하여는 $C_1 = 0$ 이다. 그러므로, 식 (8)로 표현되는 파(wave) 형태의 유체기둥의 파장은

$$\sqrt{\frac{A}{I}} x = 2\pi \quad (9)$$

의 식을 만족하는 λ_b 로

$$\lambda_b = 2\pi \sqrt{\frac{I}{A}} \quad (10)$$

원형단면의 경우 $\lambda_b = \frac{\pi}{2} D$ 가 된다. 즉, 모멘텀에 의하여 좌굴된 유체기둥의 파장은 기저부근의 직경에 비례한다.

한편, 파동에 있어서의 주기 T 는 파장과 전파속도 ϕ 로부터 구해질 수 있는데 다음 식과 같다.

$$T = \frac{\lambda_b}{\phi} \quad (11)$$

따라서, 전파속도만 구하면 Vortex shedding 주파수를 얻게 된다. Fig. 3에서의 수직방향 속도 스케일 v 는 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$v \cong (2g' \lambda_b)^{\frac{1}{2}} \quad (12)$$

여기에서,

$$g' = \frac{\rho_\infty - \rho_{fire}}{\rho_\infty} g \quad (13)$$

ρ_∞ 는 주위유체의 밀도이며, ρ_{fire} 는 화염의 밀도이다. Fig. 3에서의 화재현상을 비점성 유체라고 가정하였기 때문에 주위 유체의 속도는 영이고 화재기류의 상승속도는 v 이다. 따라서, 평

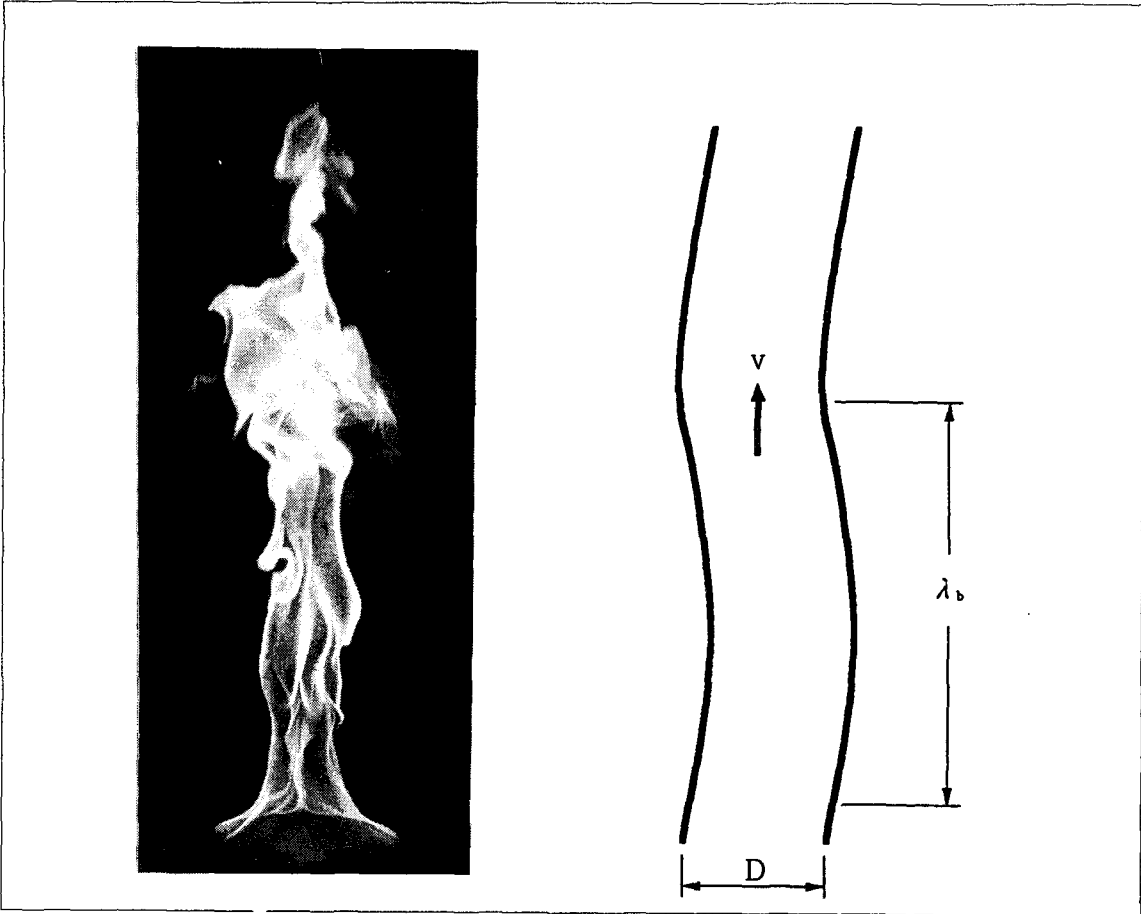


Fig. 3. The buckled shape of a pool fire.

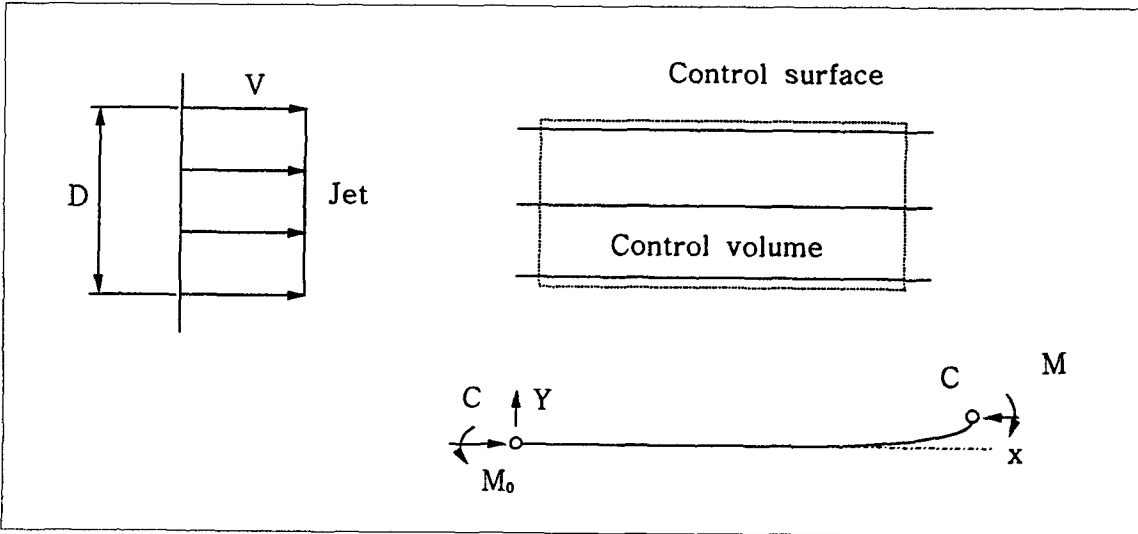


Fig. 4. The translational and rotational equilibrium of the buckled stream.

균속도 $\frac{v}{2}$ 로 파동이 전파된다고 가정하면, 파동의 주파수 f_v 는 다음 식으로 표현된다.

$$f_v = \frac{1}{T} \approx \frac{v/2}{\lambda_v} \quad (14)$$

원형단면 즉, 원형 pool의 경우 식 (12)를 이용하면 vortex shedding 주파수는 다음과 같이 표현된다.

$$f_v = \sqrt{\frac{g'}{\pi}} D^{-0.5} \quad (15)$$

만일 $\rho_\infty=1.2$, $\rho_{fire}=0.3$ (800°C 정도)의 경우라면

$$f_v = 1.53 D^{-0.5} \quad (16)$$

식 (16)과 vortex shedding 주파수에 관한 실험식 (1)을 비교해 보면 두 식이 정성적으로 잘 일치하고 있는 것을 알 수 있다. 즉, 비점성 유체라는 적용하기 어려워 보이는 가정을 이용하여 구하였지만 양자의 결과가 비교적 잘 일치하는 경우는 국소 레이놀즈 수가 일정값 이상일 때는 난류에서도 비점성 유체의 가정을 부분적으로 이용할 수 있기 때문이며, 층류에서 난류로 전이되는 현상도 비점성 이론을 이용하여 훌륭히 설명하고 있기 때문이다. 이러한 가정은 화재의 종방향 두께 스케일 (transverse length scale)인 D 가 어느 값 이상이면 분자확산(molecular diffusion)에 의한 점성침투 (viscous penetration) 효과가 화재와 주위 유체와의 경계부근에서만 월등하기 때문이다.

3. 화재 plume 의 해석

전술한 바와 같이 화재는 연소구역 (combustion zone)과 plume으로 나누어 진다. plume은 연소에 의해 발생된 각종의 생성물과 주위의 공기와의 혼합체이다. plume은 자체적으로 갖게 되는 부력에 의해 윗방향으로 움직이게 되는데, 화재규모와 화원의 크기에 따라 화염길이, 즉 연소구역의 크기가 결정된다. 따라서 plume 부분은 화염기저에서 멀리 떨어진 (far field) 부

분을 지칭하며, 이의 해석은 전통적으로 유체역학에서 취급해왔던 방법⁹⁾에 의하게 된다.

난류 plume의 시간평균 경계가 Fig. 5와 같이 표현된다고 가정하자. 난류 plume의 종방향 길이 scale이 수직축에 비례하는 것은 실험적으로 그리고 차원 해석적으로도 얻을 수 있다. 화재의 열원은 공간의 어느 한 점에 집중되어 있다고 생각한다. 이 점을 가상원점(virtual source)이라 호칭한다. 경계층 개념을 이용한 plume의 지배방정식은 축대칭 좌표계 (r, y)에서 다음과 같이 연속방정식, 축방향 운동량 방정식, 에너지 방정식 등으로 표현된다.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (17)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (v^2) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruv) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv \frac{\partial v}{\partial r}) + g\beta(T - T_\infty) \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} (vT) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ruT) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\alpha \frac{\partial T}{\partial r}) \quad (19)$$

식 (17)~(19)에서 T 는 온도이며 β 는 열팽창계수, ν 는 난류점성계수, α 는 난류 열확산 계수이다. 편의를 위하여 각 속도성분은 시간평균 속도를 의미하는 것으로 하였으며, 축방향으로의 압력변화는 무시하였다. 식 (18)은 Boussinesque approximation을 사용한 결과이다. 식 (17)~(19)를 적분방법으로 풀기 위하여 모든 식의 양변에 r 을 곱해서 $y=constant$ 인 평면에 대해 적분을 취하는데 식 (17)의 경우는 다음과 같이 된다.

$$(ru)_\infty - (ru)_0 + \frac{d}{dy} \int_0^\infty rvdr = 0 \quad (20)$$

식 (20)의 유도과정에서는 Leibnitz 규칙이 적용되었다. 식 (20)의 두 번째 항은 축대칭의 관계로부터 영이 됨을 알 수 있고, 첫 번째 항은 유입(entrainment)에 의한 항으로 plume의 경계면 근처에서 u 는 유한한 값을 가지게 된다. 운동량 방정식 (18)을 같은 방법으로 적분을 취하면 다음과 같다.

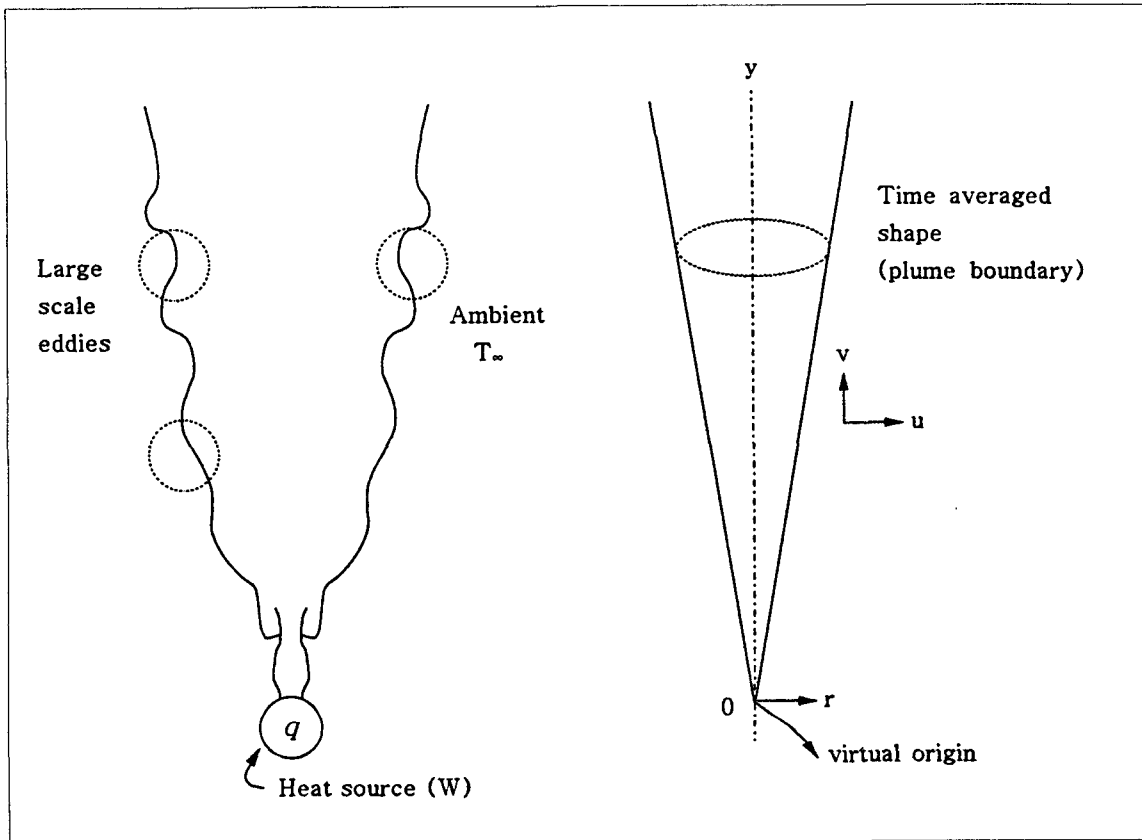


Fig. 5. The presence of a turbulent plume above a concentrated heat source and time averaged plume boundary.

$$\frac{d}{dy} \int_0^\infty rv^2 dr + (ruv)_\infty - (ruv)_0 = (rv \frac{\partial v}{\partial r})_\infty - (rv \frac{\partial v}{\partial r})_0 + g\beta \int_0^\infty (T - T_\infty) r dr \quad (21)$$

v_∞ 는 영이라는 사실과 축대칭성을 고려하면 식 (21)은 다음 식으로 정리된다.

$$\frac{d}{dy} \int_0^\infty rv^2 dr = g\beta \int_0^\infty (T - T_\infty) r dr \quad (22)$$

마지막으로 에너지 방정식 (19)를 적분하면 다음식으로 표현된다.

$$\frac{d}{dy} \int_0^\infty rvT dr + (ruT)_\infty - (ruT)_0 = (r\alpha \frac{\partial T}{\partial r})_\infty - (r\alpha \frac{\partial T}{\partial r})_0 \quad (23)$$

축대칭성과 $r=\infty$ 인 곳에서의 온도 기울기는

영이라는 사실을 이용하면 다음과 같이 간단히 정리된다.

$$\frac{d}{dy} \int_0^\infty rvT dr + (ru_\infty)T_\infty = 0 \quad (24)$$

식 (20)을 이용하여 다시 정리하면,

$$\frac{d}{dy} \int_0^\infty v(T - T_\infty) r dr = 0 \quad (25)$$

식 (25)의 물리적 의미는 가상원점에서 발생된 열에너지가 축방향을 따라서 보존된다는 것이며, $y=0$ 에서의 조건을 사용하면 다음과 같이 표현된다.

$$\int_0^\infty v(T - T_\infty) r dr = -\frac{q}{2\pi\rho C_p} \quad (26)$$

여기에서 q 는 열발생률(W)이며, ρ , C_p 는 plume

의 밀도, 정압비열이다.

이상의 논의에서 얻어진 적분방정식을 해석하기 위하여는 속도 및 온도에 관한 세부정보가 필요한데, 제트에 관한 많은 실험자료로부터 속도 및 온도가 반경방향으로 Gaussian 분포로 된다고 가정하자.

$$v = v_c \exp \left[-\left(\frac{r}{b}\right)^2 \right] \quad (27)$$

$$T - T_\infty = (T_c - T_\infty) \exp \left[-\left(\frac{r}{b_T}\right)^2 \right] \quad (28)$$

여기에서 v_c , T_c 는 축중심에서의 속도 및 온도를 나타내며, b 와 b_T 는 각각 속도와 온도와 관련하여 plume의 반경방향 퍼짐 정도를 의미하는 값으로 초기조건에 의하여 결정되어야 한다. 따라서 b , b_T 는 축방향의 함수이며, b_T/b 는 오히려 1 임이 알려져 있다.

식 (20), (22), (26)으로부터 $v_c(y)$, $T_c(y)$, $b(y)$ 에 관한 식이 얻어진다.

$$\frac{d}{dy}(v_c b^2) = -2(ru)_\infty \quad (29)$$

$$\frac{d}{dy}(v_c^2 b^2) = 2g\beta(T_c - T_\infty) b^2 \quad (30)$$

$$v_c(T_c - T_\infty) = \frac{q}{\pi\rho C_p} \frac{1 + (b/b_T)^2}{b^2} \quad (31)$$

식 (29)~(31)을 풀기 위하여는 초기조건은 물론 유입관련된 항인 $(ru)_\infty$ 에 대한 정보가 필요하다. $b \sim y$ 이므로 식 (29)로부터

$$v_c b \sim (ru)_\infty \quad (32)$$

$v_c > 0$ 인 경우 $(ru)_\infty < 0$ 이기 때문에, 결국 다음과 같은 유입에 관련된 식이 얻어진다.

$$(ru)_\infty = -\epsilon b v_c \quad (33)$$

실험계수 ϵ 는 약 0.12 정도의 값을 가진다. 식 (29)~(31)의 해를 구하기 위한 조건은 가상 원점에 집중된 열원이라는 사실로부터 다음과 같다.

$$v_c b^2 = 0 \text{ and } v_c^2 b^2 = 0 \text{ at } y = 0 \quad (34)$$

식 (34)의 조건을 만족하는 해를 simple plume 이라 부르며 Morton⁹⁾ 등에 의하여 다른 방법으로 해석된 바 있다. 식 (34)와 같은 경계조건을 이용하면 다음과 같은 해를 얻게 된다.

$$b = \frac{6}{5} \epsilon y \quad (35)$$

$$v_c = \left[\frac{25}{24\pi\epsilon^2} \frac{qg\beta}{\rho C_p y} \left(1 + \frac{b_T^2}{b^2}\right) \right]^{1/3} \quad (36)$$

$$T_c - T_\infty = 0.685 \left(1 + \frac{b^2}{b_T^2}\right) \left(1 + \frac{b_T^2}{b^2}\right) \left(\frac{q}{\pi\rho C_p}\right)^{2/3} \cdot \epsilon^{-4/3} y^{-5/3} (g\beta)^{-1/3} \quad (37)$$

4. 화재로 발생되는 연기량의 추정

화재과학 분야에서 거론되는 연기의 정의는 화재 plume의 정의와 정확히 일치한다. 그러나 복잡한 연소현상을 해석하는 것은 매우 어려운 일로써 앞의 논의와 같은 해석적인 방법의 적용은 불가능하다. 따라서, 화재에서의 plume부분을 앞에서 논의하였던 simple plume과 같다고 가정한다면, 즉, 연소생성물을 뜨거운 공기라고 생각한다면 연기량에 관한 식은 전절의 결과를 이용하여 구할 수 있다. plume의 유량 m_y 는 다음 식으로 표현된다.

$$m_y = 2\pi \int_0^\infty \rho v r dr \quad (38)$$

식 (27)을 이용하여 적분을 수행하면, 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$m_y = \pi\rho v_c b^2 \quad (39)$$

식 (39)와 v_c 에 관한 식 (36), 그리고 $b \sim y$ 로부터

$$m_y \sim q^{1/3} y^{5/3} \quad (40)$$

식 (40)의 형태는 zone model에서 사용되고 있는 연기발생량 공식과 일치하며, 다만 계수가 약간씩 차이 날 뿐이다. 식 (40)에서의 길이 y

는 가상원점으로 부터의 값으로, 실제 화재의 경우에는 유한한 크기를 갖는 화원이 존재한다. 이러한 경우 실제 화원으로부터 가상 원점까지의 길이 y_0 는 다음과 같은 실험식¹⁰⁾에 의하여 얻어질 수 있다.

$$y_0 = 1.02 D_f - 0.083 q^{2/5} \quad (41)$$

여기에서 D_f 는 화원의 직경 또는 대표길이(m)이며 q 는 열발생률(KW)이다. 사각연료¹¹⁾의 경우도 식 (41)로 표현될 수 있음이 보고되고 있다.

5. 결 론

본 고에서는 화재연구 분야에서 보편성이 가장 높았던 부분의 하나인 pool화재의 중요 현상들을 기술하였다. 이를 위하여 pool화재를 화염기저 부근과 화재 plume부분으로 나누어 설명하였다.

화염기저 부근은 연료의 연소로 인한 연소구역으로 주위 공기와 혼합에 의하여 연소가 지속적으로 이루어 진다. 이러한 난류혼합특성과 밀접한 관계가 있는 대규모 난류구조의 주기적인 생성과 소멸은 주위유체의 유입특성을 결정하는 주요 인자의 하나로 특별한 관찰을 요하는 부분이다. 본고에서는 가솔린 pool화재의 video 녹화를 이용하여 이 구조의 주기적인 형태를 기술하였으며, 여러 연구자들의 연구결과를 기초로 한 대규모 난류구조의 주기를 실험적으로 표현하였다. 또한, 이 주기가 비점성유체 가정을 이용한 좌굴이론(buckling theory)에 의하여 유도될 수 있음을 보였다.

화염기저에서 멀리 떨어진 화재 plume구역은 연소생성물이 주위 공기를 유입하면서 부력에 의해 상승하는 지역으로, 연기발생량을 추정하기 위한 방법을 plume이론에 근거하여 기술하였다. 즉, simple plume 이론을 이용하여 경계층내에서의 속도 및 온도 분포를 구하는 과정을 기술하였고, 가상원점에 대한 설명을 부가하였다. 이를 위하여 plume 내의 경계층에 대한 연속방정식, 운동량 방정식, 에너지 방정식들을

이용하였으며, 이 과정에서 유입에 관한 가정이 스케일 해석으로부터 얻어지는 것도 설명하였다. 이상에서 얻어진 유속분포로부터 연기발생량에 관한 공식을 해석적으로 구할 수 있었고, 이를 위하여 실제화원과 가상원점과의 거리에 관한 실험식도 소개하였다. 결국, 화재안전 엔지니어링을 위한 zone model에서 사용되는 연기발생량 공식의 근거를 밝혀 복잡하고 취급이 불가능해 보이는 화재현상의 일부분을 어떻게 다루어 왔는지에 초점을 맞추고자 노력하였다.

참 고 문 헌

1. Bouhafid, A., Vantelon, J.P. & Joulain, P., "On the flame structure at the base of a pool fire ", 22nd Int. Symp. on Combustion, The Combustion Institute, pp.1291-1298 (1988).
2. Weckman, E.J. & Sobiesiak, A., "The oscillation behaviour of medium-scale pool fires", 22nd Int. Symp. on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1299-1310 (1988).
3. Hall, A.R., "Pool burning : a review", In Oxidation and Combustion reviews, Vol.6, ed. C.F. Tipper, Elsevier, New York p.169 (1973).
4. Nakakuki, A., "Heat transfer in small-scale pool fires", Combustion and Flame, Vol. 96, pp.311-324 (1994).
5. Kim, M.B., Jang, Y.J. & Kim, J.K., "Burning rate of a pool fire with downward-directed sprays", Fire Safety J., Vol.27, pp. 37-48 (1996).
6. Kim, M. B., Jang, Y.J. & Yoon, M.O., "Extinction limit of a pool fire with a water mist", Accepted for publication in Fire Safety J. (1997).
7. Pagni, P.J., "Pool vortex shedding frequencies", in L.M. Trefethen and R.L.Panton, Some unanswered questions in fluid mechanics, ASME paper no. 89-WA/EE-5.
8. Bejan, A., "Predicting the pool fire vortex shedding frequency", J. Heat Transfer, Vol. 113, pp. 261-263 (1991).

9. Morton, B., Taylor, G.I. & Turner, J. S., "Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources", Proc. R. Soc. London, Ser. A, Vol. 234, pp. 1-23 (1956).
10. Heskestad, G., "Engineering relations for fire plumes", Fire Safety J., Vol. 7, pp. 25-32 (1984).
11. Hasemi, Y. & Tokunaga, T., "Flame geometry effects on the buoyant plumes from turbulent diffusion flames", Fire Science and Technology, Vol. 4, No.1, pp. 15-26 (1984).