

산불에 의한 열적상승유동 해석에 관한 연구

박준상* · 지영무** · 전향식*** · 전대근***

A Study on the Model of Thermal Plume Flow in the Forest Fire

Jun Sang Park* , Young Moo Ji** , Hyang Sig Jun*** , Dae Keun Jeon***

Key Words : Forest fire(산불), Simulator(시뮬레이터), Thermal plume flow(열적상승유동)

ABSTRACT

A study is made of thermal plume flow model for the development of helicopter simulator over the forest fire. For the numerical analysis, a line fire model with Boussinesq fluid approximation, which is idealized by the spreading shape of forest fire on the ground, is adopted. Comparing full 2-D and 3-D numerical solutions with 2-D similarity solution, it has been built a new model that is useful for temperature prediction along the symmetric vertical axis of fire model for both cases of laminar and turbulent flow.

1. 서론

산불환경에서 비행하는 회전익기는 로터가 발생시키는 순환유동에 의해 밀도가 작은 뜨거워진 공기의 유입이 발생하여 차가운 공기분위기에서 비행하는 것에 비해 양력 감소, 열에 의한 전장장비작동 장애 등의 문제를 안고 있다. 따라서 산불유동에 대한 온도예측 이론 모형 개발은 산불 환경 하의 헬리콥터 시뮬레이터 개발에서 중요한 위치를 차지한다.

산불진화용 헬기의 사용이 늘어나면서 국내에서는 산불환경에서의 조종사 교육에 대한 요구는 증대되고 있지만 아직은 구체적인 연구는 시도되고 있지 않다. 국외에서는 산불화재 전파에 대한 실험적인 연구가 모형실험을 통해 진행되고 있으나 산불환경에서의 헬리콥터 운항에 관한 연구는 찾기 힘든 실정이다. 산불과 같은 온도변화를 동반하는 경우에 대한 단순한 열적상승유동(thermal plume flow)에 대한 연구는 상당한 연

구결과가 축적되어 있다⁽¹⁻⁴⁾.

헬리콥터 관련 공력해석은 전산유체역학 기법의 발달과 전산환경의 개선으로 Euler 방정식이나 Navier-Stokes 방정식을 이용한 연구가 이루어지고 있지만, 이 방법은 해의 정확성과 비례하여 계산시간이 많이 소요되기 때문에 실시간으로 산불환경에서의 열·유동 정보가 필요한 시뮬레이터용으로는 적합하지 않다. 따라서 시뮬레이터 용 온도예측은 Euler 방정식이나 Navier-Stokes 방정식을 이용한 방법 보다는 간단한 형태의 이론모형을 이용한 접근법이 필요하다. 그러나 정확한 이론모형을 만드는 과정은 기존에 잘 개발된 수치해석 기법을 이용하여 데이터를 축적하고 개발된 모형에 대한 적합성 검증 등의 연구가 필요할 뿐 아니라 수많은 경우의 수에 대한 데이터 축적이 필요하다. 때문에 현실적으로 거의 불가능하다. 따라서 산불 환경 하에서 헬기주위의 실시간 유동 예측을 위한 이론모형을 만드는 작업은 물리적인 직관력과 상당한 수준의 근사작업이 필요한 미지의 창의적인 작업이다. 왜냐하면 이론모형을 만드는 작업은 유동에 대한 물리적인 현상을 어느 정도 유지하면서 상당한 크기의 오차를 수반하는 이상화작업이 필요하기 때문이다.

본 연구에서는 산불에 의한 유동을 “Boussinesq 유

* 한라대학교 기계공학과

† 교신저자, E-mail: jspark@halla.ac.kr

** 한국과학기술원 기계공학과 대학원

*** 한국항공우주연구원

체에서 수평 선열원에 의해 발생하는 열적상승류(thermal plume flow)로 정의하고 이때 발생하는 유동특성으로부터 얻을 수 있는 층류와 난류상사해에 대한 이론모형을 산불모형에 대한 대안으로 가정하고 그 적합성 조사를 수치해석 결과와 비교하여 행했다. 기존 모델은 부피가 없는 단순 선열원(line fire model)이다⁽⁵⁻¹⁰⁾.

본 연구에서는 헬기로터의 강제대류효과는 무시하고, 산불에 의한 자연대류효과만을 고려하여 열원단면의 크기가 유한한 보다 현실적인 산불모형에 대해 수치계산을 행하고 기존에 제시된 열적상승유동 이론의 유용성을 살펴보고자 한다. 그리고 층류와 난류의 경우로 나누어져 있는 기존의 상사해 모델을 보다 개선하여 층류와 난류 모두에서 사용가능한 온도를 예측할 수 있는 새로운 모델을 제시하고자 한다.

2. 본론

2.1. 문제의 정의

Fig. 1에서와 같이 유한한 길이(L)과 지름(D)를 갖는 원통형 선형열원(cylindrical line heat source)이 수평 z-방향으로 놓여있다. 이때 중력은 y-방향으로 작용한다. 대기의 온도는 T_∞ 이고 선형열원 표면의 온도는 $T_h (> T_\infty)$ 로 산불의 효과를 모델링했다. 그리고 지면 효과를 고려하기 위해 선형열원이 아래 지면으로부터 높이 $H/D=1.5$ 에 위치하는 것으로 정의했다. 이후의 논의를 위해 직교좌표계 (x,y,z) 와 각 좌표에 해당하는 속도성분 (u,v,w) 를 채택했다.

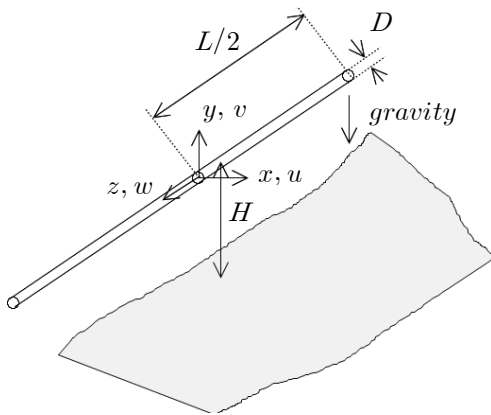


Fig. 1 Schematics of the problem

2.2. 열적상승류에 대한 지배 방정식

수평방향(중력에 수직방향) 및 수직방향(중력방향)의 좌표를 각각 (x, z) , (y) 라 하고, 각 방향의 속도성분을 (u, w) , (v) 라고 하면, 이차원 자연대류를 지배하는 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다⁽¹¹⁻¹²⁾.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \Delta u, \quad (2)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \rho g \beta (T - T_\infty) + \mu \Delta v, \quad (3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \Delta w, \quad (4)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\kappa}{\rho C_p} \Delta T. \quad (5)$$

위 식에서 ρ 는 유체의 밀도, T 는 온도, μ, k 는 각각 점성계수 및 열전도계수, C_p 는 정압비열, β 는 열팽창계수, 그리고 $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 이다. T_∞ 는 열원에서 먼 곳에서의 유체의 온도를 의미하며, 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial y} = u = v = w = 0 \quad (\text{지표면에서}) \quad (6)$$

$$T = 2000 \text{ K}, u = v = w = 0 \quad (\text{열원표면에서}) \quad (7)$$

$$T = 1000 \text{ K}, u = v = w = 0 \quad (\text{열원에서 먼 영역}) \quad (8)$$

실제 산불에서 지표면의 열전달 조건은 다소 불확실 하지만 단열조건으로 설정했다. 그리고 본 문제에서는 복사에 의한 열전달이 없는 것으로 가정했다.

이상의 수학적 모델링은 유한한 크기의 열원을 고려했다는 점과 대칭면에서 온도조건에 대한 강제성이 없는 full Navier-Stokes 방정식에 대한 해를 제공한다. 이는 점에서 이전에 연구된 상사해에 비해 물리적으로 산불모델링에 가깝다고 할 수 있다.

지배방정식을 다음과 같이 무차원화하면

$$(x, y) = \frac{(x^*, y^*, z^*)}{D},$$

$$(u, v, w) = (u^*, v^*, w^*) (R_a P_r)^{-1/2} \frac{D}{\kappa},$$

$$T = \frac{T^* - T_\infty^*}{T_w^* - T_\infty^*}, \quad p = \frac{(p^* + \rho^* g z^*) D^2}{\rho^* \kappa^2 R_a P_r}$$

방정식에 2개의 무차원 수 Rayleigh 수 ($R_a = g\alpha\Delta TD^3/\nu\kappa$)와 Prandtl 수 ($P_r = \nu/\kappa$)가 나타난다. 여기서 상첨자 *는 차원변수, 하첨자 w는 열원표면, 하첨자 ∞는 열원에서 먼 영역을 의미한다. 수치계산은 원시변수(primitive variable)에 대한 방정식(1)-(4)를 사용했고 자료정리를 위해 무차원 변수 R_a 와 P_r 를 이용했기 때문에 여기서는 편의상 무차원화된 방정식은 생략한다.

2.3. 수치기법

앞서 정의한 지배 방정식의 수치해를 구하기 위해 상용S/W인 FLUENT를 사용했다.

수치 계산은 $P_r = 0.7$ 인 경우 (공기인 경우)로 한정하여 수행했으며, 층류와 난류에 대한 효과를 살펴 보기 위해 $R_a = 10^5, 10^8$ 의 두 경우에 대한 수치계산을 각각 4 경우 식, 총 8 경우(Table 1 참조)에 대한 해석을 수행하였다.

Table 1 Computational cases

	Parameter	L/D	Case
Laminar Flow	$P_r = 0.7$ $R_a = 10^5$	∞	1
		2	2
		10	3
		20	4
Turbulent Flow	$P_r = 0.7$ $R_a = 10^8$	∞	5
		2	6
		10	7
		20	8

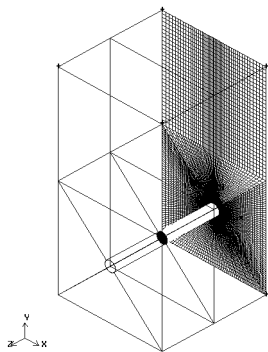


Fig. 2 Computational grid system

실제 수치계산을 위해서는 1기압 1000 K에서 공기의 물성치를 그대로 사용하고, 외기의 온도는 1000 K 열원표면의 온도는 2000 K로 고정시켜서 계산을 수행했다. Table 1에 나타나는 무차원수를 맞추기 위해서 열원의 지름을 변화시켜 계산을 수행했다. 난류계산을 위해서는 1-equation model인 Spalart-Allmaras 모델을 사용하였다⁽¹³⁾.

사용한 grid system은 Fig. 2에 보이는 것과 같은 비직교 그리드시스템(non-orthogonal structured grid system)을 사용했다. 한 단면 당 약 10만 개 그리드포인트를 사용했다. 그리고 3차원 계산을 위해서는 Fig. 2의 단면 그리드 시스템을 z-축방향으로 열원길이의 2배 영역까지 동일하게 확장하여 사용하고, 열원이 없는 영역에서는 Fig. 2의 그리드시스템을 그대로 사용하고 내부 원통형 계산영역에 대해서만 자동격자생성 기능을 사용하여 만든 격자를 사용했다. 따라서 원통형계산 영역에서의 격자조밀도 및 수는 충분한 것으로 판단된다. z-축방향의 그리드수는 200 개로 균일한 간격으로 만들었다. 격자의 적절성은 여러 번의 그리드 민감도에 대한 계산을 수행하여 Fig. 2의 그리드 시스템이 본 연구의 목적을 위해 충분한 것을 확인했다.

3. 수치해석결과

여기서는 Table 1의 case study를 통해 얻은 많은 수치해 중 대표적인 것 만 나타낸다. 논문에 실지 않은 경우에 대한 해석 결과는 논문의 것과 정성적으로 비슷하다.

3.1. 이차원 층류해석

Figs. 3 & 4는 CASE 1의 결과에 대한 등온선 모습을 보여주고 있다. Fig. 3에서는 수평방향(z-방향)으로 무한 길이로 배치된 이차원 선형열원의 온도가 높아지면 열원근처 영역 유체의 온도가 높아지고, 이로 인해 유체의 밀도는 낮아지고 수평 x-방향 동일한 높이의 유체사이에서 발생하는 밀도차가 수직방향의 부력을 발생시켜 열원으로부터 수직방향으로 대류가 발생하는 모습을 잘 보여주고 있다.

열원근처에서 발생한 수직방향(y-방향)의 유동에 의한 수직 y-방향 유출질량을 보존하기 위해 수평 x-방향의 유체유입을 일으킨다. 부력에 의한 대류의 영향으로 열원이 위쪽으로 퍼져나가는 모습이 Fig. 4에 잘

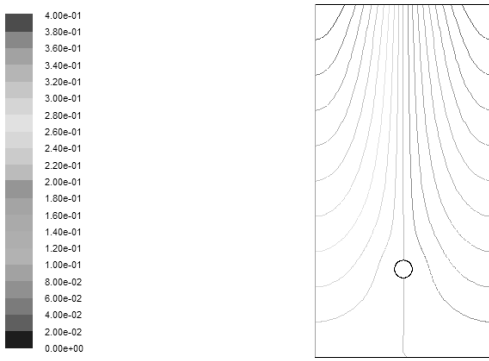


Fig. 3 Plot of streamlines. ($P_r = 0.7, R_a = 10^5$) Labels denote the value of streamline. (CASE 1)

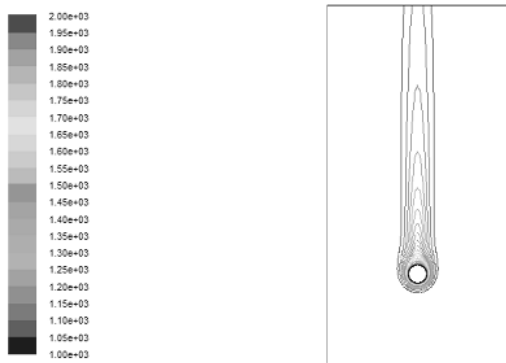


Fig. 4 Contour of isothermal lines. ($P_r = 0.7, R_a = 10^5$) Labels denote the physical temperature, T . (CASE 1)

나타나 있다. 결과적으로 $+y$ -방향으로 일어나는 온도 기울기가 나머지방향에 비해 매우 작음을 볼 수 있다.

Fig. 5는 대칭면에서 수직방향을 따른 온도변화를 보여주고 있다. 그림에서 수직축은 온도를 수평축은 y -좌표를 나타내고 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 열원 아래쪽 $y < 0.1m$ 영역에서는 온도가 열원이 없는 기본상태(basic state)의 온도 1000 K로 유지되고 있다. 이것은 $+y$ 방향의 상승류가 $-y$ 방향의 열확산을 $y = 0.1m$ 영역에서 멈추게 한 결과이다. 열원의 아래 최고점이 $y = 0.05m$ 라는 것을 고려하면 열원에 의한 영향이 아래 방향으로 $D/2$ 만큼만 영향을 미친다고 결론지을 수 있다. 다시 말하면 Rayleigh 수가 매우 큰 경우 층류 상승유동에 의해 영향을 받는 아래방향의 무차원 특성길이(L_t)은 대략 $L_t \approx 0.5$ 정도이다. 그리고 $-0.1m < y < 0.05m$ 영역에서는 온도가 1000 K(외기온도)에서 2000 K(열원표면온도)로 급격히 상승하는 것을 보여준다. 이 영역이 아랫면에서의 열적경계층 두께를 의미

한다. $-0.05m < y < +0.05m$ 영역에서는 온도가 2000 K로 일정하다. 이곳이 열원이기 때문이다. $y > +0.05m$ 영역(열원 위쪽 영역)에서는 열원표면($y = 0.05m$)에서 온도가 2000 K로 최고이고 높이가 높아짐에 따라 서서히 온도가 내려가는 것을 볼 수 있다. 본 연구에서 주된 관심을 갖는 유동영역이 이 영역이다. 이 영역에서의 높이에 따른 온도장 예측이 헬기의 양력특성을 결정하는 주된 변수이기 때문이다. 수치해석결과로부터 얻은 온도데이터가 이차원 선열원에 의한 이론해와 얼마나 잘 일치하는지를 알아보는 작업은 다음 절에서 할 것이다.

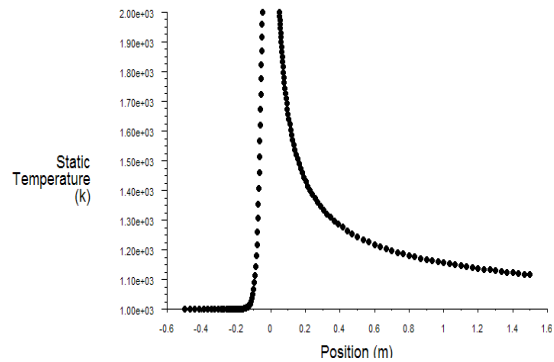


Fig. 5 Distribution of the temperature along the vertical direction at symmetric plane ($x = 0$). ($P_r = 0.7, R_a = 10^5$).

3.2. 이차원 난류해석

아래 Figs. 6 & 7은 유한크기 이차원 선열원에 의해 발생하는 정상상태의 이차원 난류유동에 대한 온도장 및 유동장의 모습을 보여준다. 앞서 계산한 층류유동과 비교하기 위해 유체의 물성치를 층류유동 경우와 동일하게 설정했다.

Fig. 6은 난류유동에 대한 등온선 분포를 보여주고 있다. 부력에 의한 대류의 영향으로 열원 위쪽으로 온도장이 펼쳐져 있는 것을 볼 수 있다. 그러나 층류유동의 결과와 달리 열원 표면온도(2000 K)에서 외기온도(1000 K)로 줄어드는데 필요한 수직방향의 특성길이가 매우 줄어든 것을 볼 수 있다. 이것은 난류의 경우는 층류에 비해 난류요동이 보다 큰 확산효과(thermal diffusion, momentum diffusion)를 발생시키기 때문에 발생한 현상이다. 결과적으로 열원 위쪽 수직방향의 온도구배는 난류의 경우가 층류에 비해 크게 나타난다.

Fig. 7은 유동장에 대한 유선함수를 보여주고 있다. 열원 근처에서 발생하는 부력효과가 매우 크기 때문에 열원 벽면을 따라 발생하는 열적경계층 유동이 매우 강하게 발생한다. 이로 인해 열원 바로 위쪽에서 수직 방향으로 강한 수직상승류가 발생하고 이때 빠져나간 유체의 빈자리를 채우기 위해 수평방향에서 유동의 공급이 일어난다. 이때 생기는 (경계층의 발달로 인해 발생하는) 외부에서 경계층으로 유입되는 유동 또한 매우 강하다. 결과적으로 열원에서 먼 영역 유체의 운동 또한 수평방향이 아니라 열원을 향해 유입되는 모습을 보이게 된다.

난류에 대한 Figs. 6 & 7의 결과가 층류에 대한 Figs. 3 & 4의 결과와 매우 다르게 나타난 것은 양적인 측면에서 1-equation model에서 계산된 eddy viscosity 값이 너무 큰 결과로 보인다. 이 결과는 양적인 측면에서 난류모델의 적절성에 다소 의문을 가지게 하는 결과이다.

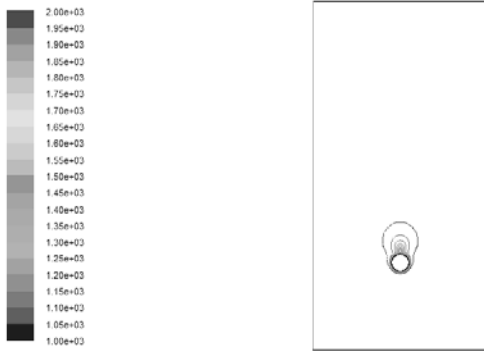


Fig. 6 Contour of isothermal lines. ($P_r = 0.7, R_u = 10^8$) Labels denote the physical temperature, T .

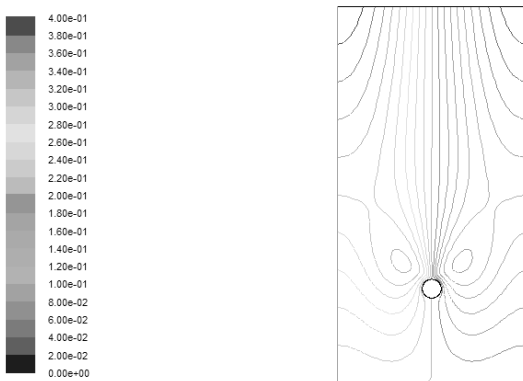


Fig. 7 Plot of streamlines. $P_r = 0.7, R_u = 10^8$

본 연구의 목적이 양적인 정확성을 갖는 유동해석이 아니고, 실시간으로 정성적인 측면에서 온도장을 예측할 수 있는 간단한 시뮬레이터 용 수식을 만들어 내는 것이기 때문에 난류모델의 정확도를 따지는 문제는 본 연구의 범위를 벗어나는 것으로 판단하여 더 이상 추구하지 않는다. 본 연구의 목적상 정성적인 측면의 결과는 여전히 유용해 보인다.

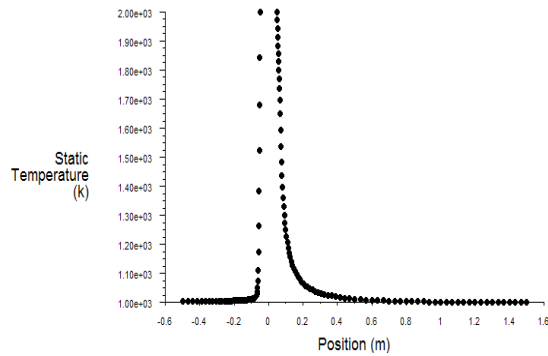


Fig. 8 Distribution of the temperature along the vertical direction at symmetric plane ($x=0$). ($P_r = 0.7, R_u = 10^8$).

Fig. 8는 대칭면에서 수직방향을 따른 온도변화를 보여주고 있다. 그림에서 수직축은 온도를 수평축은 y -좌표를 나타내고 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 열원 아래 영역에서의 온도특성은 층류의 경우와 비슷하다. 이것은 열원 아래면에서의 경계층은 경계층특성이 층류와 유사하다는 것을 의미한다. 한편 열원 위쪽 영역 ($y > +0.05 m$)에 대한 온도장을 살펴보면 층류의 경우에 비해 y 값이 커짐에 따라 온도장 감소가 두드러진다. 이것은 열원 위쪽에서 난류에 의해 발생한 쌍둥이 선회유동이 수평방향의 온도확산(혹은 혼합)을 증가시킨 결과 나타나는 현상이다. 결과적으로 열원 위쪽에서는 아래쪽에 비해 난류특성이 매우 강하게 나타난다고 볼 수 있다. 수치해석결과로부터 얻은 온도데이터가 이차원 점열원에 의한 이론 해와 얼마나 잘 일치하는지를 알아보는 작업은 다음 절에서 할 것이다.

3.3. 삼차원 층류해석

Fig. 9는 $L/D=10.0$ 경우에 대한 정상 층류유동의 결과를 z 값이 일정한 x - y 단면에서의 온도장을 보여준다. (a)는 열원의 대칭면($z=0.0$)을 의미하고, (d)는 열

원의 끝단($z=5.0$)을 의미한다. (e)와 (f)는 열원의 끝단에서 z -축 방향으로 거리 $0.5D$, $1.0D$ 만큼 떨어진 유동영역에서의 온도장이다. (a)[$z=0$ 단면]를 살펴보면 열원의 종횡비 $L/D=10.0$ 인 경우 열원의 대칭면에서 발생하는 온도장의 모습은 2차원의 경우와 거의 같다. 이것은 대칭면 유동이 열원의 끝단효과를 받지 않는 거의 2차원 유동임을 의미한다. (b)는 끝단에서 열원중심으로 1.0 만큼 떨어진 단면[$z=4.0$ 단면]에 대한 온도장의 모습이다. (a)와 비교해보면 약간의 변화는 있지만 그다지 큰 변화는 보이지 않는다. (c)[단면 $z=4.5$]를 (a)와 비교해보면 온도장의 모습이 다소 차이를 보이는 것을 볼 수 있다. 그리고 (d)[단면 $z=5.0$], (e)[단면 $z=5.5$], (f)[단면 $z=6.0$]에 보이는 온도장이 모습은 이차원 유동의 그것과 매우 다르게 나타난다. $z=6.0$ 단면에서의 온도장을 살펴보면 열원의 효과가 거의 사라졌음을 알 수 있다. 이 결과로부터 층류유동의 경우 열원끝단의 효과는 열원 끝단에서 열원직경 정도, 즉 약 1.0 정도의 거리만큼 영향을 미친다는 것을 알 수 있다. 다시 말하면 열원끝단의 효과는 열원끝단으로부터 열원의 평균직경 정도의 거리까지 영향을 미친다. 따라서 이것은 열원의 종횡비가 1보다 매우 큰 경우에는 이 거리를 넘어서는 영역에서는 유동해를 가정할 때 2차원해로 가정해도 좋다는 것을 의미한다.

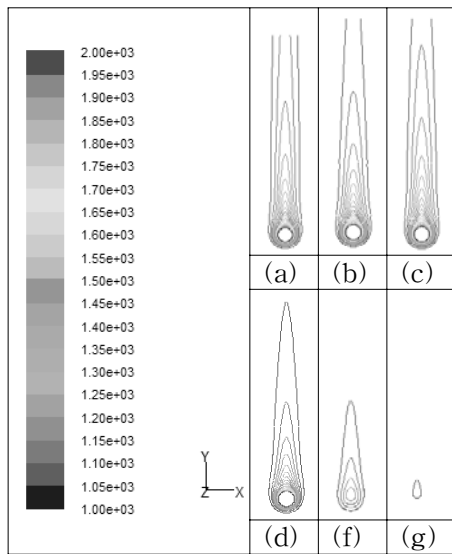


Fig. 9 Contours of isothermal line on (x-y)plane. ($P_r = 0.7$, $R_e = 10^5$ & $L/D=10.0$), (a) $z=0.0$; (b) $z=4.0$; (c) $z=4.5$; (d) $z=5.0$; (e) $z=5.5$; (f) $z=6.0$

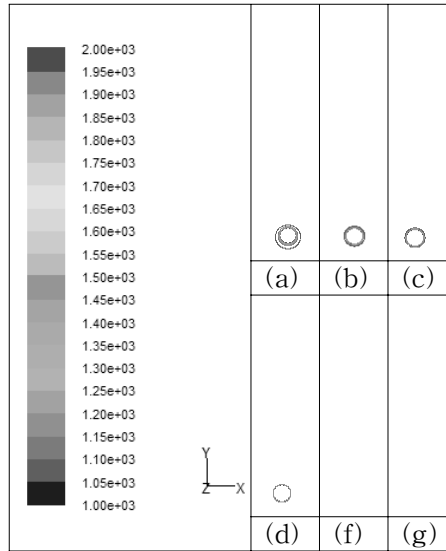


Fig. 10 Contours of isothermal line on (x-y)plane. ($P_r = 0.7$, $R_e = 10^8$ & $L/D=10.0$), (a) $z=0.0$; (b) $z=4.0$; (c) $z=4.5$; (d) $z=5.0$; (e) $z=5.5$; (f) $z=6.0$

열원의 종횡비가 1보다 큰 경우는 산불의 경우 일반적인 특성이기 때문에 2차원해로부터 산불에 의한 온도를 추정하고자 하는 본 연구의 방향은 적절한 것으로 판단할 수 있다.

Fig. 10은 $L/D=10.0$ 경우에 대한 정상 난류유동의 결과를 보여 준다. Fig.10의 계산결과는 $z=0$ 단면에서조차도 이차원 난류의 해와 다른 것을 볼 수 있다. 이것은 이차원 난류에서 포함되지 않았던 z -축방향의 난류요동의 영향에 의해 열원끝단의 효과가 보다 멀리까지 영향을 미친 것으로도 볼 수 있으나 이 경우 수치해석결과 값을 살펴보면 확산효과가 너무 크게 나타나서 온도장의 경우 대류에 의한 수직방향의 에너지 전달 현상이 거의 미미한 것을 볼 수 있다. 본 수치해석에서 사용한 난류모델이 실제유동에 대한 해석값에 근접한 값을 주고 있는가에 대한 의문이 생기는 결과로 판단된다. 그러나 정성적인 측면에서 z -축방향의 난류요동을 허락하면 확산효과가 보다 커진다는 것은 의문의 여지가 없는 명백한 물리 현상이다. 이런 이유로 이후 다음 절에서 논의할 2차원 상사해와의 비교 검토에서는 3차원 난류결과에 대한 비교 검토는 생략한다.

4. 이차원 상사해 모델의 유용성 해석

본 절에서는 S. L. Lee et al[14]과 B. Gebhart et al[15] 등이 각각 제시한 2차원 층류[13] 및 난류[14] 상사해를 이용한 산불모델의 유용성을 수치해석을 통해 구한 수치해와 비교 검토를 통해 밝히고자 한다. 비교대상이 되는 주된 온도장은 열원에서 수직방향으로 온도분포(line heat source 위쪽)에 대한 데이터이다.

4.1. 층류모델 비교 검토

4.1.1. 거듭제곱온도분포에 대한 검토

층류 선열원에 대한 거듭제곱온도분포 상사해는 다음과 같다[14].

$$T(x, y = 0) - T_{\infty} = Ny^n \quad (9)$$

Fig. 11은 x=0에서 y-축을 따른 온도분포를 나타낸다. 이 그림은 2차원 층류유동에 대한 수치해를 curve fitting을 한 것을 보여준다. 제곱근사법을 이용하여 구한 다항 근사식이 식(10)에 나와 있다.

$$\frac{T(x, y = 0) - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} = 1.0 - 0.0628y + 0.00212y^2 \quad (10)$$

Fig.11의 결과는 식(10)이 상사해로부터 유추할 수 있는 거듭제곱온도분포[식(9)]와 열원으로부터 높이 y의 n제곱에 비례한다는 사실에 잘 부합하는 결과를 보여 주고 있다. 두 경과가 완전히 일치하지는 않지만

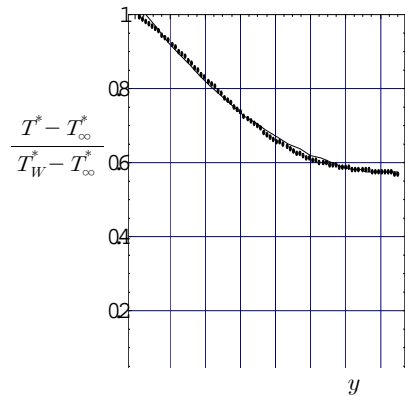


Fig. 11 Least square polynomial curve fitting on 2-D laminar solution. ----- the numerical solution ; ----- (P_r = 0.7, R_u = 10⁵)

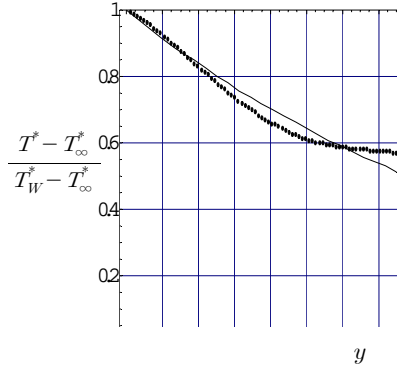


Fig. 12 Exponential curve fitting on 2-D laminar solution. ----- the numerical solution ; ----- (P_r = 0.7, R_u = 10⁵)

유한크기의 열원에 대한 결과(수치해)도 여전히 선열원에 대한 이론해[식(9)]로 근사할 수 있음을 보여준다.

4.1.2. 지수온도분포에 대한 검토

층류 선열원에 대한 지수온도분포 상사해는 다음과 같다[14].

$$T(x, y = 0) - T_{\infty} = Me^{my} \quad (11)$$

Fig. 12는 x=0에서 y-축을 따른 온도분포를 나타낸다. 이 그림은 2차원 층류유동에 대한 수치해를 curve fitting을 한 것을 보여준다. 제곱근사법을 이용하여 구한 지수함수 근사식이 식(12)에 나와 있다.

$$\frac{T(x, y = 0) - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} = e^{-0.04y} \quad (12)$$

다항식 근사에 비해 다소 정확도가 떨어지나 여전히 이론해의 경향성을 잘 추정할 수 있음을 보여 주고 있다.

4.1.3 난류모델 비교검토

난류 선열원에 대한 지수온도분포 상사해는 다음과 같다[14].

$$T(x, y = 0) - T_{\infty} \propto \frac{B}{(y + A)^3} \quad (13)$$

Fig. 13은 x=0에서 y-축을 따른 온도분포를 나타낸다. 이 그림은 2차원 난류유동에 대한 다항식 수치해를 curve fitting을 한 것을 보여준다. 제곱근사법을 이용하여 구한 지수함수 근사식이 식(14)에 나와 있다.

$$\frac{T(x, y=0) - T_\infty}{T_W - T_\infty} = 1.0 - 0.15453y + 0.0136937y^2 - 0.0004y^3 \quad (14)$$

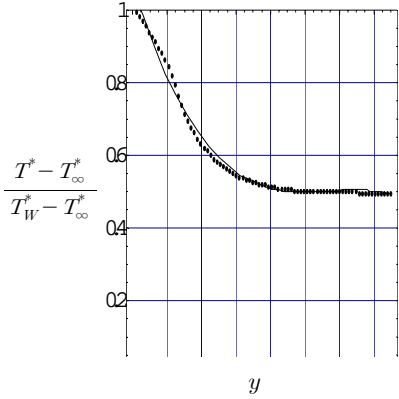


Fig. 13 Least square polynomial curve fitting on 2-D turbulent solution. ——— the numerical solution ; - - - - - (Pr = 0.7, Re = 10⁸)

Fig. 13로부터 수치해가 다항식 근사를 통해 매우 잘 일치하는 결과를 주는 것을 알 수 있다. 식(14)의 결과는 이론 상사해로부터 유추할 수 있는 식(13)의 결과를 잘 추정하고 있다고 판단된다. 식(14)를 Taylor 전개한 후 각 차수를 비교하여 계수를 정하면 이것을 쉽게 알 수 있다. 흥미로운 사실은 식(10) [층류경우]과 식(14) [난류경우]를 비교하면 식(14)에 나타나는 계수의 크기가 식(10)에서 보이는 계수보다 모든 항에서 크다는 것이다. 이것은 난류일 때 y-축을 따른 온도감소가 빠르다는 앞서의 해석 결과와 일치하는 결과이다.

5. 시뮬레이터 적용을 위한 새로운 모델

이제 식(13)을 이용하여 층류 및 난류 두 경우에 동시에 적용할 수 있는 온도예측 방법 및 이를 시뮬레이터에 적용하는 방법을 언급하겠다. 식(13)은 아래에서 보여주는 것과 같은 이유로 층류와 난류 양쪽으로 유용한 것으로 생각된다. 식(13)을 Taylor 전개하여 고차항을 제거하면 다음과 같은 식(15)를 얻을 수 있다.

$$T(x, y=0) - T_\infty \propto \frac{B}{(x+A)^3} \approx \frac{B}{A^3} - \frac{3B}{A^4}x \quad (15)$$

식(15)를 일차항까지 식(10) 혹은 (14)와 일치하도록 미지수 A, B에 대한 방정식과 그 값을 추정하면 다음과 같이 된다 :

(층류) 식(10)과 (15)로 부터

$$\frac{B}{A^3} = T_W - T_\infty \quad (16a)$$

$$\frac{3B}{A^4} = 0.0628(T_W - T_\infty) \quad (16b)$$

을 얻을 수 있고, 결과적으로 Pr = 0.7, Re = 10⁵의 경우에 대한 다음과 같은 층류모델을 얻을 수 있다.

$$A = 47.77, B = (47.77)^3(T_W - T_\infty) \\ \frac{T(x, y=0) - T_\infty}{T_W - T_\infty} = \frac{(47.77)^3}{(x + 47.77)^3} \quad (17)$$

(난류) 식(14)와 (15)로부터

$$\frac{B}{A^3} = T_W - T_\infty \quad (18a)$$

$$\frac{3B}{A^4} = 0.15453(T_W - T_\infty) \quad (18b)$$

을 얻을 수 있고, Pr = 0.7, Re = 10⁸의 경우에 대한 다음과 같은 난류모델을 얻을 수 있다.

$$A = 19.41, B = (19.41)^3(T_W - T_\infty) \\ \frac{T(x, y=0) - T_\infty}{T_W - T_\infty} = \frac{(19.41)^3}{(x + 19.41)^3} \quad (19)$$

이상의 결과로부터 식(15)에 대한 1차근사를 통해 보다 넓은 범위의 무차원수(Rayleigh 수) 영역에 대한 온도 예측모델을 다음과 같이 추정할 수 있다.

$$\frac{T(x, y=0) - T_\infty}{T_W - T_\infty} = \frac{(C)^3}{(x+C)^3} \quad (20)$$

여기서 C = 50 - 30(Re - 10⁵)/(10⁸ - 10⁵). 위식에 나타나는 미지수 C의 값을 O(10)의 범위에서 적절히 조절하면 Rayleigh 수 변화에 따른 대칭축에서의 온도분포 값을 추정할 수 있게 된다. C값이 작아지면 보다 난류해에 가깝고, C값이 커지면 층류해에 가깝게 된다.

결론적으로 산물상공의 헬기시뮬레이터를 위한 온도

예측모델로 식(20)을 도입하여 미지수 C값을 적절히 시간에 따라 조절하면 산불강도에 따른 고도에 따른 헬기주위온도 예측에 유용한 결과를 줄 수 있다.

6. 결론

본 연구의 결과를 요약하면 다음과 같다.

- (1) 산불에 의한 유동을 해석하기 위해서 선형열원에 의한 열적상승유동에 대한 기존의 연구를 바탕으로 산불유동을 단순하게 모사할 수 있는 이론식들을 정립했다.
- (2) 단순한 선형열원(line heat source)에 대한 층류 유동의 해와 난류유동의 해를 이용하여 산불강도효과를 나타낼 수 있는 지를 알아보기 위해 Navier-Stokes 방정식에 대한 수치해석을 수행하여 2차원 상사해의 유용성에 대한 분석을 행하였다.
- (3) 수치해석을 통해 열원위의 대칭면에서 높이에 따라 발생하는 온도장 예측을 위한 다음 식을 제시했다.

$$\frac{T(x, y=0) - T_{\infty}}{T_w - T_{\infty}} = \frac{(C)^3}{(x + C)^3}$$
 여기서 상수 C는 난류($P_r = 0.7, R_a = 10^8$)인 경우 약 20, 층류($P_r = 0.7, R_a = 10^5$)인 경우 약 50 정도의 값으로 추정하면 근사된 값을 얻을 수 있다.
- (4) 제시한 이론식들을 시뮬레이터 개발에 사용할 때, 보다 현실적인 상황을 재현하기 위해서 상수 C를 시간에 따라 변화하는 형태로 설정한다면 시뮬레이터 개발 시 외부 유동효과를 보다 시간중속적인 형태로 고려할 수 있을 것이다.

후 기

본 연구는 국토해양부 항공선진화 사업(R&D/04 교통핵심B02-01)의 일환으로 수행되었음.

참고문헌

- (1) H. Schuh, 1999, Boundary layers of temperature, Section B.6 of Tollmien's Boundary Layers.
- (2) C.S. Yih, 1962, "Laminar free convection due to a line source of heat," Trans. A., Geophys. Un. Vol. 33(5), pp. 669~672.

- (3) I.G. Sevruck, 1958, "Laminar convection over a horizontal wire," J. Appl. Math. Mech., Vol. 22, pp. 807~812.
- (4) L.J. Crane, 1959, "Thermal convection from a horizontal wire," Z. Angew. Math. Phys. Vol. 10, pp. 453~460.
- (5) D.B. Spalding, R.G. Cruddace, 1961, "Theory of the steady laminar bouyant flow above a line heat source in a fluid of large Prandtl number and temperature dependent viscosity," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 3, pp. 55~59.
- (6) T.Fujii, 1963, "Theory of steady laminar natural convection above a horizontal line heat source and a point heat source," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, pp. 597~606.
- (7) T. Fujii, I. Morioka, H. Uehara, 1973, "Buoyant plume above a horizontal line heat source," Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 16, pp. 755~768.
- (8) E. Moses, G. Zocchi, A. Libchaber, "An experimental study of laminar plumes," J. Fluid Mech., Vol. 251, pp. 581~601.
- (9) A. Woods, 1997, "A note on non- Boussinesq plumes in an incompressible stratified environment," J. Fluid Mech., Vol. 345, pp. 347~356.
- (10) G.G. Rooney, P.F. Linden, 1996, "Similarity considerations for non- Boussinesq plumes in an unstratified environment," Vol. 318, pp. 237~250.
- (11) J.S. Turner, 1979, "Buoyancy effects in fluids," Cambridge Univ. Press.
- (12) R.J. Brand, F.J. Lahey, 1967, "Heated laminar vertical jet," J. Fluid Mech., Vol. 29, pp. 305~315.
- (13) P.R. Spalart, S.R. Allmaras, 1994, "A one- equation turbulence model for aerodynamic flows," La Recherche Aerospatiale No.1, pp.5~21.
- (14) S.L. Lee, H.W. Emmons, 1961, "A study of natural convection above a line wire," J. Fluid Mech., Vol. 11, pp. 353~368.
- (15) B. Gebhart, Y. Jaluria, R.L. Mahanjan, B. Sammakia, 1988, "Buoyancy induced flows and transport," Hemisphere Press.