

J. Korean Soc. Aeronaut. Space Sci. 47(11), 768-778(2019) DOI:https://doi.org/10.5139/JKSAS.2019.47.11.768 ISSN 1225-1348(print), 2287-6871(online)

적외선 신호 분석을 위한 고속 항공기의 공력가열에 관한 효율적 예측

이지현¹, 채준혁², 하남구³, 김동건⁴, 장현성⁵, 명노신⁶

Efficient Prediction of Aerodynamic Heating of a High Speed Aircraft for IR Signature Analysis

Ji-Hyun Lee¹, Jun-Hyeok Chae², Nam-Koo Ha³, Dong-Geon Kim⁴, Hyun-Sung Jang⁵ and Rho-Shin Myong⁶ Graduate School of Mechanical and Aerospace Engineering and ReCAPT, Gyeongsang National University^{1,6}, Specialized Graduate School of Aerospace Engineering, Gyeongsang National University^{2,6},

LIG Nex1, Co., Ltd.3,4,5

ABSTRACT

The ability to calculate aerodynamic heating and surface temperature is essential to ensure proper design of aircraft components in high speed flight. In this study, various empirical formulas for efficiently calculating aerodynamic heating of aircraft were first analyzed. A simple computational code based on empirical formulas was developed and then compared with commercial codes; ANSYS FLUENT based on the Navier-Stokes-Fourier equation, and ThermoAnalytics MUSES based on an empirical formula. The code was found to agree well with the results of FLUENT in the wall and stagnation point temperatures. It also showed excellent agreement with MUSES, within 1% and 5% in temperature and heat flux, respectively.

초 록

고속으로 비행하는 항공기의 구성품에 관한 적절한 설계를 위해서는 공기역학적 가열과 표면 온 도를 계산하는 능력이 필수적이다. 본 연구에서는 항공기의 공력가열을 효율적으로 계산하기 위한 다양한 경험식들을 분석한 다음, 경험식에 기초한 전산코드를 개발하였다. 계산된 결과는 Navier-Stokes-Fourier 방정식 기반의 ANSYS FLUENT와 경험식에 기초한 ThermoAnalytics사의 MUSES 코드의 결과와 비교하였다. FLUENT의 계산결과와는 벽면 및 정체점 온도에 대해 매우 일치하였 다. MUSES 코드와도 온도와 열유속에서 각각 1%, 5%의 차이를 보여주어 매우 근접한 결과를 보 여 주었다.

Key Words : Aerodynamic Heating(공력가열), Computational Fluid Dynamics(전산유체역학), Empirical Formula(경험식), Stagnation Temperature(정체점 온도), Heat Flux(열유속)

Ⅰ.서론	기의 표면온도를 미리 예측하는 것은 항공기의 생존
	성을 확보하기 위한 매우 중요한 과정이다. 특히, 초
항공기의 초기 설계 단계 및 운용 단계에서 항공	음속 이상의 고속 항공기에서는 비행 중에 충격파가

[†] Received : September 16, 2019 Revised : October 16, 2019 Accepted : October 28, 2019 ^{1,3,4,5} Researcher, ² Graduate Student, ⁶ Professor

³ Corresponding author, E-mail : myong@gnu.ac.kr, ORCID 0000-0002-1424-6728

^{© 2019} The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences

발생하고, 충격파 이후에 점성 경계층을 거치며 공기 가 감속됨에 따라 발생하는 높은 정적 온도로 인해 항공기의 표면온도가 상당히 높아진다. 적외선 신호 는 온도의 네제곱에 비례하여 증가하기 때문에 높은 온도의 항공기 표면은 적외선 신호 또한 매우 높은 값을 방출하게 된다. 이는 곧 적외선 유도 미사일에 대한 항공기의 생존성과 직결 된다[1-3]. 적의 미사일 로부터 생존성을 확보하기 위해서는 적외선 신호를 분석하는 과정이 필수적이고, 정확한 적외선 신호 분 석을 위해서는 공력가열 관한 예측이 매우 중요하다.

비행체가 고속으로 비행함에 따라 표면온도가 상 승하는 것을 공력가열 현상이라고 한다. Fig. 1에 나 타낸 바와 같이 비행체의 온도는 속도에 비례하여 급격히 상승한다[4]. Fig. 2는 전투기의 비행영역을 나타내며 전투기는 해당 비행영역에서 고속으로 운 용됨에 따라 일부 비행영역에서는 불가피하게 공력 가열 현상을 겪게 된다. 따라서 항공기의 안전한 운 용을 위해서는 항공기의 공력가열을 정확히 분석하 는 것이 중요하다.

공력가열을 예측하기 위한 방법으로는 실험적 방 법과 해석적 방법이 있다. 실험적 방법은 가장 실제 현상에 근접한 결과를 낼 수 있지만, 비용 및 시간적 측면에서 소모가 크다. 이를 극복하기 위해 전산유체 역학을 이용한 해석적 방법이 상호보완적으로 이용 되는 추세이다[5]. 해석적 방법에는 3차원 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 직접 해석하는 기법[6]과 간 단한 상관관계로 표현되는 경험식을 사용하여 계산 하는 방법이 있다.

해석적인 방법 중 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 이용하여 Fig. 2와 같은 각 비행영역을 구성하는 모 든 지점들에 대해 계산할 경우 상당히 오랜 시간이 소요된다. 하지만 이러한 많은 비행 시나리오들을 매 우 신속하게 계산해야 하는 경우가 있다. 경험식을



Fig. 1. Effect of speed and altitude on aerodynamic heating



Fig. 2. Flight envelope of an aircraft

사용할 경우 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 직접 해 석하는 방법보다 시간 측면에서 매우 우월하고, 많은 검증을 통해 정확도를 향상시킬 경우 높은 신뢰도를 확보할 수 있다. 이러한 이유로 MUSES, RadthermIR 등 해외의 적외선 신호 분석을 위한 상용 SW는 경 험식을 이용하여 공력가열을 계산한다[7].

항공기의 공력가열에 관한 연구는 국내외 다수 연 구자들에 의해 다양하게 진행되어 왔다. 1956년 Lees [8]는 극초음속 비행 조건에서 반구 형상에 대한 층 류 열전달을 계산하였다. 고속비행으로 인한 고온조 건에서 해리와 재결합을 포함하며, 화학반응이 매우 빠르다고 가정하여 열역학적 평형 조건을 사용하였 다. 1957년 Beckwith[9]는 마하수 2부터 4.15 사이의 반구 형상에 대한 공력가열 열전달을 계산하였다. 층 류와 난류 범위에서 근사식과 비교하였다.

1958년 Fay와 Riddell[10]은 극초음속 조건에서 정 체점의 열전달에 대해 계산하였다. 화학적 평형 조건 과 비평형 조건에 대해 모두 계산하였으며, 비평형 조건의 경우 촉매 및 비촉매 벽면 조건을 모두 고려 하여 계산하였다. 또한 정체점에서 평형 조건인 경우 경계층을 통한 열전달을 간단한 상관 공식에 의해 정확하게 계산할 수 있음을 입증하였다.

1958년 Goulard[11]은 극초음속 조건에서의 정체점 열전달 계산에서 촉매 재결합 속도를 계산하였다. Lees 및 Fay와 Riddell의 화학 반응률이 매우 빠르다 는 가정과는 달리 확산 시간에 비해 재결합 시간이 크다는 경우를 가정하여 계산하였다. Reed[12]는 X-15 항공기의 비행시험을 통해 표면과 구조의 온도를 측 정하고 연구하였다.

국내에서 수행된 연구로 Kim 등[13]은 Fay와 Riddell 이론식 기반의 MINIVER 코드를 활용하여 KSR-III 로켓 표면의 온도 및 공력가열을 계산하였 다. Oh와 Park[14]은 MINIVER 코들을 이용하여 KSR-II 로켓의 비행 중 표면온도와 내부 탑재부 온 도를 이론적으로 예측하고 비행실험을 통해 비교하 였다. Cha 등[15]이 비행 마하수와 형상에 따른 공력 가열에 의한 항공기의 표면온도 변화에 대해 연구한 사례가 있다. 본 연구는 비행체의 정체점에 관한 이전 연구자들 의 다양한 경험식을 분석하였다. 이러한 분석 중 1959년 van Driest[16]의 경험식을 바탕으로 표면온도 와 열적 특성을 예측하였다. 고체 표면에 의한 적외 선 신호 분석 목적으로 항공기 Leading Edge와 Nose의 공력가열 특성을 계산하였으며, 계산 결과는 Navier-Stokes-Fourier 방정식 기반인 FLUENT SW의 표면온도 및 정체점 온도에 대한 해석 결과와 비교하 였다. 또한 추가적으로 경험식 기반의 열분석 전용 상 용 SW와 열적 특성에 대한 해석 결과를 비교하였다.

Ⅱ. 비행체 공력가열 모델

2.1 경험식 기반 비행체 공력가열 모델

본 연구에서는 공력가열을 계산하기 위한 다양한 경험식들에 대해 연구하였다. 1957년 Beckwith[9], 1958년 Fay & Riddell[10], 1959년 van Driest[16]의 경험식에 대해 연구하였으며, 각 경험식들의 공통되 는 부분과 차이점을 중점적으로 분석하였다. 세 경험 식 모두 정상 상태에서의 열전달은 연속성, 운동량 및 에너지 방정식의 해에 따라 얻어진다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \tag{1}$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{dp}{dx}$$
(2)

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y}\right) + u \frac{dp}{dx}$$
(3)

식 (1), (2), (3) 방정식은 각각 연속성, 운동량, 에 너지 방정식을 의미한다. 방정식에서 *u*와 *v*는 임의 의 지점에서 *x*(벽면에 평행)과 *y*(벽면으로부터 수직) 방향의 속도 성분을 의미한다. *ρ*, *μ*, *k*, *c_p*, *T*, *h*와 *p*는 각각 밀도, 절대 점성, 열전도도, 일정한 압력에서의 특정 열, 절대 온도, 단위 질량당 엔탈피, 압력을 나 타낸다.

단위 시간당 단위면적에 대한 경계층으로의 열전 달률을 계산하기 위해 아래의 식을 이용한다.

$$q_{w} = -k_{w} \left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{w}$$

$$= -\frac{k_{w}}{c_{p_{w}}} \left(\frac{dh}{du}\right)_{w} \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{w}$$
(4)

$$= -\frac{1}{Pr} \frac{h_e}{u_e} h'_*(0)\tau_w \tag{5}$$

여기서 하첨자 e와 w는 각각 경계층의 끝단 조건과 벽면을 나타내며, '은 미분을 의미한다. $Pr = c_{\mu} \mu / k$ 는 Prandtl 수, $\tau = \mu(\partial u / \partial y)$ 는 전단응력을 의미한다.

모든 계산에서 정체점 온도와 벽면 온도는 별개의 온도로 구분되어 사용된다. 본 논문에서 정체점 온도 란, 유체의 흐름이 정지되어 운동에너지가 등엔트로 피 압축에 의해 유동 상태에서 정체 온도로 바뀌었 을 때 측정된 온도이다. 벽면 온도는 단열 벽 온도를 의미하며, 열전달율이 0인 경우 자유류에 의해 계산 되는 온도이다. 각각 T^0 , T_w 로 표기되며 두 물리 값 의 관계는 아래 식으로 표현된다.

$$T_{w} = \frac{T^{0} \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty}^{2}\right)}{1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty}^{2}}$$
(6)

여기서 M_{∞} , r은 자유류의 마하수와 Recovery Factor 를 의미한다.

2.1.1 1957년 Beckwith의 경험식 기반 비행체 공력가열 모델

Beckwith은 평형조건에서 해리가 존재하는 경우에 임의의 2차원 물체에서 열전달을 계산하는 대략적인 방법을 연구하였다. 사용된 계산 방법은 해리를 포함 하도록 수정된 일부 세부사항을 제외하고는 Kalikhman [17]의 방법과 유사하다.

우선 경계층 방정식은 식 (2)와 (3)을 통합하고 식 (1)을 함께 고려하여 다음과 같은 결과를 얻었다.

$$\frac{d}{dx} \int_{0}^{\infty} \left(\frac{u}{u_{1}} - \frac{u^{2}}{u_{1}^{2}}\right) d\eta + \left[2 \int_{0}^{\infty} \left(\frac{u}{u_{1}} - \frac{u^{2}}{u_{1}^{2}}\right) d\eta + \int_{0}^{\infty} \left(\frac{\rho_{1}}{\rho} - \frac{u}{u_{1}}\right) d\eta \right] \frac{1}{u_{1}} \frac{du_{1}}{dx} = \frac{u_{w}\rho_{w}}{u_{1}\rho_{1}^{2*}} \left[\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{u}{u_{1}}\right)\right]_{w}$$

$$\frac{d}{dx} \int_{0}^{\infty} \frac{u}{u_{1}} \left(1 - \frac{t^{0}}{t_{1}^{0}}\right) d\eta + \left[\frac{1}{u_{1}} \frac{du_{1}}{dx} - \frac{1}{t_{1}^{0}} \frac{dh_{w}}{dx}\right] \int_{0}^{\infty} \frac{u}{u_{1}} \\
\times \left(1 - \frac{t^{0}}{t_{1}^{0}}\right) d\eta = \frac{\mu_{w}\rho_{w}}{Pr\rho_{1}^{o^{2}}u_{1}} \left[\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\frac{t^{0}}{t_{1}^{0}}\right)\right]_{w}$$
(7)
(8)

여기서 상첨자 ⁰는 정체점을 나타내며, η는 아래와 표현된다. (하첨자 1은 충격파 후면의 물리량을 나타 낸다.)

$$\eta = \int_{0}^{y} \frac{\rho}{\rho_{1}^{0}} dy \tag{9}$$

완전 기체에 대한 계산은 표면 온도와 자유류 온 도의 비율이 약 0.7 미만일 때, 열 경계층의 두께가 속도 경계층의 두께와 동일하다는 가정이 Brown과 Donoughe[18]의 정확한 계산 결과와 일치함을 보인 다. 따라서 (7)과 (8) 방정식의 해에서 B_1 과 λ 를 정 의할 수 있다.

$$\lambda = \frac{\rho_1}{\mu_w} \left(\frac{\rho_1^*}{\rho_w}\right)^2 \frac{du_1}{dx} \Delta^2 \tag{10}$$

여기서 △는 속도 경계층 두께를 의미한다. 식 (7)과 (8)을 이용하여 B₁에 대한 방정식을 계산할 수 있다.

$$B_{1} = \frac{Pr_{w}\lambda[a + (\lambda/6)a_{3}]}{(\rho_{1}/\rho_{w}) - Pr_{w}\lambda[a_{1} + (\lambda/6)a_{4}]}$$
(11)

다음으로는 열전달률 식 (4)은 t⁰, t⁰₁, λ, B₁를 이용 하여 표현 가능하며 Nusselt에 의해 정체점 유동에서 는 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{Nu_w}{\sqrt{(\rho_w L^2/\mu_w)(du_1/dx)}} = B_1 \sqrt{\frac{\rho_1/\rho_w}{\lambda}}$$
(12)

또한 해리 유무에 관계없이 평판에서 열전달을 계 산하고 Moore[19]의 결과와 비교함으로써, 벽면 온도 가 해리 온도보다 낮은 경우 평형유동에서 해리는 열전달에 큰 영향을 미치지 않는다는 결론을 얻었다. 평판 상에서의 열전달은 아래와 같이 표현될 수 있다.

$$q_{w} = \frac{k_{w}}{C_{pw}} \rho_{w} \frac{a \left(h_{1} + \frac{u_{1}^{2}}{2} - C_{pw} T_{w}\right) + 2a_{2}(1 - Pr_{w})u_{1}^{2}}{a_{1} - \frac{37}{630Pr_{w}} \left(2\frac{315}{37}\frac{\mu_{w}\rho_{w}x}{u_{1}}\right)^{0.5}}$$
(13)

위 식은 벽면 온도, 자유류 속도, 자유류 엔탈피에 영향을 받고, 벽면 온도와 자유류 온도 모두 해리값 이하인 경우에 해리에 의한 영향은 없다.

2.1.2 1958년 Fay & Riddell의 경험식 기반 비행체 공력가열 모델

Fay와 Riddell은 확산 및 원자 재결합의 효과를 포 함한 초음속 유동의 경계층에 대해 연구하였다. 평형 과 비평형 상태에 대해 계산하였으며, 비평형의 경우 촉매와 비촉매 벽면 조건을 고려하였다. 정지 경계층 (재결합 속도가 매우 느린 경우)에서 평형 경계층(재 결합 속도가 매우 빠른 경우)으로의 천이를 나타내는 해결책도 제시하였다. 결과적으로 평형 정체점 경계 층을 통한 열전달은 간단한 상관 공식에 의해 정확 하게 계산될 수 있다고 결론지었다.

완전 기체에 대한 정상상태의 에너지 방정식으로부 터, 연속 방정식과 운동량 방정식을 이용하여 경계층 에 대한 비평형 상태의 에너지 방정식을 계산하였다.

$$\rho u (h + u^{2}/2)_{x} + \rho v (h + u^{2}/2)_{y}$$

$$= \left\{ (k/\overline{c_{p}}) \times (h + u^{2}/2)_{y} \right\}_{y} + \left\{ (1/2) [\mu - (k/\overline{c_{p}})] (u^{2})_{y} \right\}_{y}$$

$$+ \left\{ \Sigma [D_{i}\rho - (k/\overline{c_{p}})] (h_{i} - h_{i}^{0}) c_{iy} + \Sigma (D_{i}^{T}\rho c_{i}/T) (h_{i} - h_{i}^{0}) T_{y} \right\}_{y}$$
(14)

해당 방정식들을 국소점에서 사용가능하도록 Lees [8]가 제안한 Howarth 및 Mangier 변환 과정을 수 행하고, 종속 변수를 η에 대한 함수로 변환하여 정 체점에 대한 계산 방정식으로 단순화시켰다. 결과적 으로 연속, 운동량, 에너지 방정식은 아래와 같이 정 리된다.

$$[(l/Pr)(L_{i}s_{i\eta} + L_{i}^{T}s_{i}T_{\eta}/T]_{\eta} + fs_{i\eta} + \{2(du_{\infty}/dx)^{0}\}^{-1}(w_{i}/\rho c_{is}) = 0$$
(15)

$$(lf_{\eta\eta})_{\eta} + ff_{\eta\eta} + (1/2) \left\{ (\rho^0/\rho) - f_{\eta}^2 \right\} = 0$$
(16)

$$\begin{split} & (l/Pr)g_{\eta}]_{\eta} + fg_{\eta} + ((l/Pr)\Sigma[c_{is}(h_{i} - h_{i}^{0})/h^{0}][(L_{i} - 1)s_{i\eta} + L_{i}^{T}s_{i}\theta_{\eta}/\theta])_{\eta} = 0 \end{split}$$
(17)

정체점에서의 열전달은 다음과 같이 표현된다.

$$q = (Nu/\sqrt{Re})\sqrt{\rho_w\mu_w(du_e/dx)_s} \left[(h_s - h_w)/\sigma\right]$$
(18)

운동량 방정식과 위의 에너지 방정식을 이용하여 평 형 경계층에 대한 계산을 통해 아래의 방정식을 도 출하였다.

$$Nu/\sqrt{Re} = 0.67 (\rho_s \mu_s / \rho_w \mu_w)^{0.4}$$
(19)

결과적으로, *Pr*=0.71의 경우 정체점의 열전달률은 다음과 같이 표현된다.

$$q = 0.94 (\rho_w \mu_w)^{0.1} (\rho_s \mu_s)^{0.4} (h_s - h_w) \sqrt{(du_e/dx)_s}$$
(20)

2.1.3 1959년 van Driest의 경험식 기반 비행체 공력가열 모델

1959년 van Driest는 2차원 실린더 형상과 3차원 반구 형상에 대해 정체점 열전달을 계산하였으며, 에 너지 방정식의 해에 변수 Prandtl 수를 포함하도록 Crocco[20] 분석을 확장했다.

Crocco의 절차에 따라 독립 변수 *x*와 *y*는 먼저 *u* = *u*(*x,y*)와 *x* = *x*를 이용하여 *x*와 *u*에 대해 변환 한다. 식 (1), (2), (3)에서 *v*를 제거하면 아래와 같이 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho u \mu}{\tau} \right) + \frac{\partial^2 \tau}{\partial u^2} - \frac{dp}{dx} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{\mu}{\tau} \right) = 0$$
(21)

$$\tau^{2} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{1}{Pr} \frac{\partial h}{\partial u} \right) + 1 \right] + (1 - Pr) \left(\frac{1}{Pr} \frac{\partial h}{\partial u} \right) \frac{\partial \tau}{\partial u} \tau$$

$$- \rho u \mu \frac{\partial h}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial h}{\partial u} + u \right) \frac{dp}{dx} = 0$$
(22)

여기서 $\tau = \mu(\partial u/\partial y)$ 로 정의된다. $\partial h/\partial x = 0$ 와 $\partial p/\partial x$ = 0 조건을 이용하여 방정식을 단순화시키면, 엔탈피 h = u만의 함수로 표현되며, 이상 기체 조건에서 밀 도는 온도와 반비례한다. 또한 $\mu = \mu_1(T) = \mu_2(u)$ 이 기 때문에, Crocco는 경계 조건 $x \rightarrow 0$ 일 때 $\tau \rightarrow \infty$ 로 하여 식 (21)과 (22)를 무차원 형태로 표현하게 되면 아래의 두 식으로 표현될 수 있다.

$$g_*g_*'' + 2u_*\rho_*\mu_* = 0 \tag{23}$$

$$\left(\frac{h'_{*}}{Pr}\right)' + (1 - Pr)\frac{g'_{*}}{g_{*}}\left(\frac{h'_{*}}{Pr}\right) = -\frac{u_{0}^{2}}{i_{e}}$$
(24)

첨자 e는 경계층의 끝단 조건을 나타내며, '은 u_{*}에 대한 미분을 의미한다.

운동량 방정식 식 (23)은 비선형으로 표현되어 해 를 구하기는 어렵지만, 에너지 방정식 (24)는 선형 방정식이어서 h'_*/Pr 는 u_* 의 함수로 쉽게 구할 수 있다.

$$\frac{h_{*}'}{Pr} = \exp\left[-\int_{g_{*(0)}}^{g_{*}} (1-Pr) \frac{dg_{*}}{g_{*}}\right] \\
\left\{\frac{h'_{*}(0)}{Pr(0)} - \frac{u_{e}^{2}}{h_{e}} \int_{0}^{u_{*}} \exp\left[\int_{g_{*}(0)}^{g_{*}} (1-Pr) \frac{dg_{*}}{g_{*}}\right] du_{*}\right\}$$
(25)

운동량 방정식으로 전단 분포를 계산 가능하다고 가정할 때 $h_*(u_*)$ 는 아래로 표현된다.

$$h_*(u_*) = h_*(0) + \frac{h'_*(0)}{Pr(0)}S(u_*) - \frac{u^{2_e}}{h_e}R(u_*)$$
 (26)

여기서 S(u*)와 R(u*)은 각각 다음과 같다.

$$S(u_*) = \int_0^{u_*} Pr \cdot \exp\left[-\int_{g_*(0)}^{g_*} (1-Pr) \frac{dg_*}{g_*}\right] du_* \quad (27)$$

$$R(u_{*}) = \int_{0}^{u_{*}} Pr \cdot \exp\left[-\int_{g_{*}(0)}^{g_{*}} (1-Pr) \frac{dg_{*}}{g_{*}}\right] \\ \left\{\int_{0}^{u_{*}} \exp\left[\int_{g_{*}(0)}^{g_{*}} (1-Pr) \frac{dg_{*}}{g_{*}}\right] du_{*}\right\} du_{*}$$
(28)

단위 면적당 경계층으로의 열전달률은 (5)를 (26)으 로 치환하면 다음 식으로 표현된다.

$$q_w = -\frac{1}{S(1)} \frac{h_e}{u_e} \tau_w \left[1 + \frac{u_e^2}{h_e} R(1) - h_*(0) \right]$$
(29)

$$= -\frac{1}{S(1)} \frac{g_*(0)}{2\sqrt{Re}} \rho_e u_e \left[h_e + 2R(1) \frac{u_e^2}{2} - h_w \right]$$
(30)

식 (30)은 식 (31), (32)를 사용하여 최종적으로 아 래와 같이 표현된다.

$$St = \frac{1}{S(1)} \frac{g_*(0)}{2\sqrt{Re}}$$
(31)

$$h_r = h_e + 2R(1)\frac{u_e^2}{2}$$
(32)

$$q_w = -St\rho_e u_e (h_r - h_w) \tag{33}$$

정체점 근처에서 실린더 표면의 열전달 계수 *S_t*는 Squire[21]에 의해 식 (32)로부터 에너지 방정식과 Homann[22]의 운동량 방정식을 동시에 고려하여 계산되었다. 반구 표면에 대한 열전달 계수 *S_t*에 대 해서도 Sibulkin[23]은 Homann의 결과를 사용하고, Squire의 방법에 따라 계산되었다.

얻어진 방정식들을 국소적인 문제로 제한할 때, 초 음속 유동에 대한 근사적인 열전달 계산이 가능하게 된다. 정체점에 관한 문제로 고려하기 위해 유체 특 성 c_p , k, μ , 및 ρ 를 정체 온도 T^0 에 대해 적용한다. 따라서 식 (33)과 실린더 표면 및 반구 표면의 열전 달 계수는 각각 아래 식으로 표현될 수 있다.

$$q_w = -St_{\infty}\rho_{\infty} U(h^0 - h_w) \tag{34}$$

$$S_{t} = 0.570 \left(\frac{\beta D}{U}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_{\infty} UD}{\mu_{\infty}}\right)^{-0.5} \left(\frac{c_{p}^{0} \mu^{0}}{k^{0}}\right)^{-0.6} \left(\frac{\rho^{0}}{\rho_{\infty}}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu^{0}}{\mu_{\infty}}\right)^{0.5}$$
(35)

$$S_{t} = 0.763 \left(\frac{\beta D}{U}\right)^{0.5} \left(\frac{\rho_{\infty} UD}{\mu_{\infty}}\right)^{-0.5} \left(\frac{c_{p}^{0} \mu^{0}}{k^{0}}\right)^{-0.6} \left(\frac{\rho^{0}}{\rho_{\infty}}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu^{0}}{\mu_{\infty}}\right)^{0.5}$$
(36)

여기서 D는 표면의 곡률 직경을 나타낸다. 속도구배 $\beta = (\partial u / \partial x)_{x=0}$ 에서 x는 정체점으로부터 표면 위치 를 뜻한다. ρ^0 / ρ_{∞} 와 무차원수 $\beta D / U$ 는 수직 충격파 방정식을 통해서 아래 식과 같이 표현된다.

$$\frac{\rho^{0}}{\rho_{\infty}} = \frac{(\gamma+1)M_{\infty}^{2}}{(\gamma-1)M_{\infty}^{2}+2} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{(\gamma-1)M_{\infty}^{2}+2}{2\gamma M_{\infty}^{2}-(\gamma-1)} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} (37)$$

$$\frac{\beta D}{U} = \left\{ \frac{8[(\gamma-1)M_{\infty}^{2}+2]}{(\gamma+1)M_{\infty}^{2}} \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{(\gamma-1)M_{\infty}^{2}+2}{2\gamma M_{\infty}^{2}-(\gamma-1)} \right]^{-\frac{1}{\gamma-1}} \right\}^{\frac{1}{2}} (38)$$

2.2 전산유체역학 모델

FLUENT는 비선형 편미분 방정식인 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 FVM(Finite Volume Method) 방법 으로 이산화하여 대수 방정식으로 변환하고 이를 수 치 기법을 사용하여 열유동 문제를 해석한다. Navier-Stokes-Fourier 방정식을 해석적 해가 아닌 근사적인 수치 해를 구하는 방식이지만, 실제 실험을 수행하여 얻은 정량적 정성적 데이터들과 비교하여 많은 공학 문제들에 대해 검증되었다. 본 연구에서는 비행체 표면에 발생하는 공력가열 현상을 해석하기 위해 압축성 Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) 방정식에 관한 CFD 기법을 사 용하였다. RANS 기법은 유동 해석 시 유동의 주요 특성을 구하기 위해 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 시간에 대해 평균을 취하여 평균적인 값에 관한 편 미분 방정식을 도출하여 수치기법으로 해석한다. 이 로 인해 RANS 방정식은 난류 효과를 반영하는 추가 적인 항이 존재한다[6].

질량 보존 방정식은 아래 식과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \boldsymbol{v}) = \nabla \cdot \boldsymbol{J}_i \tag{39}$$

여기서 ρ는 밀도, ν는 속도, J는 질량 확산 항을 나 타낸다. 그리고 운동량 보존 방정식은 아래 식과 같 이 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \boldsymbol{v}) + \nabla \cdot (\rho \boldsymbol{v} \boldsymbol{v}) + \nabla p = \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\tau}_t)$$
(40)

여기서 *p*는 정압, *r*는 점성 전단응력 텐서, *r*_i는 난류 항을 나타낸다. 마지막으로 에너지 보존 방정식은 아 래 식과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho h \boldsymbol{v}) = \nabla \cdot [(k + k_t) \nabla T] + S_h \qquad (41)$$

여기서 h는 엔탈피, T는 온도, k는 열전도도, k_t는 난류에 의한 전도도, S_h는 복사열전달 등의 추가적 열에 관련된 항을 나타낸다.

주요 수치 기법으로 밀도 기반, 내제 시간 전진법, 2차 풍상 공간 차분법을 적용하였다. 플럭스 계산 기 법으로는 Riemann 근사해법에 기초한 Roe 기법을 적용하였다.

난류모델은 고속 기체에 관련된 항공 및 유체기계 분야에서 가장 널리 채택되고 있는 Menter의 SST (Shear Stress Transport) 모델을 사용하였다. *k*-*ϵ*모 델은 전반적인 유동 영역에서 높은 수렴도를 보여주 지만, 벽면 근처에서의 계산 정확도가 낮아 추가적인 Near Wall Treatment가 필요하다. 또한, 기존 *k*-*ω* 모델은 벽면 근처에서 높은 정확도를 보이지만 경계 조건에 대한 민감도 지나치게 높아 외부 자유류 영 역에서의 수렴도가 매우 낮다.

SST 모델은 $k-\epsilon$ 모델과 $k-\omega$ 모델을 결합하여 두 모델의 단점을 보강한 모델이다. 벽면 근처에서는 $k-\omega$ 모델을 적용하여 압력구배가 있는 경계층 유동 의 계산 정확도를 높이고, 그 이외의 자유류 영역에 서는 $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 계산 수렴도를 높였다[24].

2.3 3차원 공력가열 비행체 모델

본 연구에서 사용된 무인 전투기 모델은 General Dynamics의 F-16 전투기이다. Fig. 3은 CFD 해석에



Fig. 3. Grid generation of F-16 fighter

사용된 표면격자와 전체 Far-field를 나타낸다. 모델 설계는 3차원 상용 CAD 프로그램인 CATIA를 이용 하였다. 항공기의 동체축 길이 D를 기준으로 하여 세 로 5D, 가로 7D의 타원형 공간격자를 제작하였다. 사 용된 총 격자수는 약 150만개이다. 외부 자유류는 공 력가열 현상이 강하게 발생하는 초음속 해석조건을 부여하였으며, 고도 20,000 ft에서 마하수 1부터 3까 지 해석하였다. 자유표면 경계조건으로는 Pressurefar-field를 사용하였다. 온도와 압력 등 자유류의 물 리량은 해당고도에서의 1976 US 표준 대기모델을 사 용하였으며, 그 값은 각각 248.5 K, 46563.3 Pa이다.

Ⅲ. 공력가열 모델 검증 및 결과

본 연구에서는 항공기의 표면 온도 예측을 위해 공력가열 발생 알고리즘을 분석한 후, 반실험 기반의 경험식을 조사하여 In-house 코드를 개발하였다.

Figure 4는 공력가열 계산을 위한 코드의 알고리즘 을 나타낸다. 우선 고도와 마하수, 형상의 반지름을 입력값으로 하여 해당 고도에서의 압력, 밀도, 온도, 음속 등 기본 물리값을 계산한다. 다음으로 충격파 후의 물리값들을 계산한다. 최종적으로 앞전의 벽면 온도, 정체점온도, 열유속, 열유속계수를 산출한다. In-house 코드의 결과 값과 FLUENT와 MUSES 코드 의 예측 값을 비교, 검증하였다. START Input variables (h, M_1, D) Calculate 'after shock' condition, M_2, T_2, P_2 Calculate 'Stagnation point' condition, T^0, P^0 $\mu^0, c_p^0, k^0, \rho^0, Pr$ $\mu^0, c_p^0, k^0, \rho^0, Pr$ μ^0, T_w, St, H, q Print T_w, T^0, H, q STOP

Fig. 4. Algorithm of in-house code

3.1 전산유체역학 기법을 이용한 해석결과 와의 비교 및 검증

Figure 5는 FLUENT를 이용한 공력가열 계산 결과 의 한 예를 보여준다. 고도 20,000ft, 마하 1.6에서 온 도 유동장을 나타낸다. 공력가열이 발생하여 Leading



Fig. 5. Temperature contours using FLUENT (Mach 1.6 at altitude of 20,000 ft)

Edge와 Nose에서 온도가 상승함을 확인할 수 있으 며, 초음속 영역에서 발생하는 충격파의 존재도 확인 이 가능하다. 또한 경험식과 달리 Navier-Stokes-Fourier 방정식을 계산하는 FLUENT에서는 압력장과 속도장 등의 모든 물리량이 산출되어 해석과정에서 물리적 오류가 발생하지 않았는지 확인할 수 있다.

Figure 6은 Fig. 4의 알고리즘 과정을 수행한 Inhouse 계산 결과와 FLUENT의 해석결과와의 비교를



Fig. 6. Comparison of FLUENT and in-house codes

나타낸다. Leading Edge와 Nose에서의 각각 벽면 온 도와 정체점 온도를 비교하였다. 각 그림에서 Open Symbol은 FLUENT의 해석 결과를 나타내고, Closed Symbol은 In-house 계산 결과를 나타낸다. In-house 코드 결과는 상용 CFD SW의 결과와 유사한 경향성 을 나타내었으며, 모든 결과에서 오차는 1% 이내로 나타났다.

정체점에 관해서는 간단한 상관관계를 이용하여도 Navier-Stokes-Fourier 방정식 전체를 계산하는 것과 유사한 결과를 획득할 수 있음을 보여준다. 적외선 신 호 분석 등 최고 온도가 나타나는 정체점에 관한 문 제를 집중적으로 다루는 경우에는 시간 측면에 있어 높은 효율을 보이는 경험식 기반 코드가 유리함을 알 수 있다. 또한, 공력가열과 관련된 기존 코드들은 주 로 극초음속 로켓 또는 재진입 비행체에 초점을 맞추 어 개발되었다. 초음속 영역의 전투기에 관한 해석에 적용하여 초음속 전투기의 기초 설계단계에 활용할 수 있다. 하지만 마하수 20 등 심한 화학반응이 고려 되어야 하는 경우에는 적용이 어려운 한계점이 있다.

3.2 적외선 신호 분석 SW와의 비교 검증

MUSES는 적외선 신호 분석용 상용 SW이다. 해당 SW에서는 적외선 신호 계산에 앞서 비행체 표면의 공 력가열을 계산하기 위해 경험식을 사용한다. MUSES는 1959년 van Driest가 유도한 경험식을 기반으로 공력 가열 계산 과정이 구현되어있다. 따라서 In-house 코 드와 동일한 해석을 진행한 후, 계산 결과를 해당 SW 를 비교해 보았다. MUSES는 표면의 위치를 지정하는 방식으로 특정 부분에 대한 공력가열을 계산한다.

Figure 7은 고도 20,000ft, 비행 마하수 1.6에서의 MUSES를 이용한 공력가열 계산 예를 보여준다. Leading Edge와 Nose 부근에서 공력가열이 집중적 으로 발생하여 온도가 상승함을 확인할 수 있다. 결 과적으로 경험식을 기반으로 한 상용 SW에서 공력 가열을 구현하는 방식을 가시적으로 확인하였다.



Fig. 7. Temperature contours using MUSES (Mach 1.6 at altitude of 20,000 ft)



Fig. 8. Comparison of MUSES and in-house codes at nose

Figure 8과 9에 Leading Edge와 Nose에 대한 In-house 코드 계산 결과와 MUSES 해석결과를 비교 하였다. Fig. 8의 (a)-(d)에서 Leading edge에서의 벽 면 온도, 정체점 온도, 열유속계수, 열유속을 비교하 였다. 온도의 경우 모든 마하수에서 일치하며, 열유 속계수와 열유속의 경우 마하수 2.4 이후 약간의 차 이가 나타났다.



Fig. 9. Comparison of MUSES and in-house codes at leading edge

Figure 9에서는 Nose에 대한 결과를 나타낸다. Inhouse 코드 결과는 적외선 신호 분석용 상용 SW의 결과와 유사한 경향성을 나타내었으며, 모든 결과에서 오차는 5% 이내로 나타났다. MUSES와 In-house 코 드 모두 경험식을 기반으로 개발되었지만, 오차가 발 생하는 이유는 회복계수나 동점성 계수 등을 산정하 는 과정에서 차이가 있기 때문으로 추측된다. 또한, 오차가 포함된 벽면 온도와 정체점 온도 결과 값을 바탕으로 열유속계수와 열유속이 계산되기 때문에 열 유속계수와 열유속의 값이 벽면 온도와 정체점 온도 값보다 더 높은 오차를 발생시키는 것으로 판단된다.

3.3 경험식 활용 여타 예

앞서 설명된 경험식들을 이용하여 실제 항공기 개 발단계에서 필요한 환경시험[25] 등 열적 특성이 중요 한 예측을 수행할 수 있다. 캘리포니아 주의 Dryden Flight Research Center(DFRC)에서는 1961년 고속 항 공기에 대한 비행 연구를 진행하는데[12] 공력가열 경험식을 사용하였다. 비행 및 실험 연구를 수행하기 위해 표면 온도와 열적 특성을 예측하는 업무가 선 행적으로 수행되는데, 이를 진행하기 위해 TPATH라 는 공력가열 계산 프로그램을 개발하였다. 이 프로그 램은 원래 X-15 연구용 비행기의 비행 안전 및 연구 를 위한 공력가열을 예측하기 위해 개발되었지만, 이 후 YF-12, SR-71 실험 및 Hyper-X를 포함하여 DFRC 에서 비행하는 모든 고속 비행기의 표면온도와 가열 속도를 예측에 사용되었다.

Figure 10은 DFRC에서 X-15 비행 실험[12]을 통해 측정된 벽면 온도와 본 논문에서 수행된 In-house 코드를 이용한 벽면 온도 예측값의 결과를 나타낸다. 해당 실험은 마하수 1~3의 속도로 고도 40,000~ 80,000 ft에서 수행되었으며, 0초부터 400초 사이의 비행기록을 40초 간격으로 나눠 해석 지점을 정하였 다. 구체적인 정보는 참고문헌[12]에 제시되어 있다.



X-15 flight test

Fig. 10. Comparison of test result and in-house code for X-15 flight





미국 항공 자문위원회(National Advisory Committee of Aeronautics; NACA)에서는 캘리포니아 주 에드워즈 공군 기지의 NACA 고속 비행 연구소에서 Douglas D-558-II 비행체를 활용하여 비행연구를 진행하였다 [26]. 최대 1.89의 마하수와 약 77,000 ft의 고도에서 공력가열에 의한 표면온도를 측정하였다. 측정된 온 도의 값을 이용하여 구조적 강도의 적절성을 판단하 였다. 해당 실험에 대한 구체적인 정보는 참고문헌 [26]에 제시되어 있다.

Figure 11은 NACA에서 Douglas D-558-II 비행 실 험을 통해 측정 된 벽면 온도와 본 논문에서 수행된 예측값을 나타낸다. 해당 실험에서는 마하수 0.5~1.89 의 속도로 고도 30,000~70,000 ft를 비행하며, 0초부터 300초 사이의 비행 기록 중 40초 간격으로 나눠 해 석 지점을 정하였다.

두 결과 모두 시간에 따른 온도 변화가 실제 비행 시험결과에 매우 근접하는 것을 알 수 있다. 이처럼 공력가열을 계산하기 위한 경험식들은 고공 비행체 의 열적 환경과 적외선 신호 예측 목적으로 실제 연 구와 개발단계에서도 다양하게 사용되고 있다.

Ⅳ. 결 론

본 연구에서는 항공기 생존성에 관련된 적외선 신 호 분석 목적으로 항공기의 고속비행에서 발생하는 공력가열을 예측하기 위한 경험식들을 분석하고 전 산코드를 개발하였다. 대표적으로 Beckwith, Fay 및 Riddell, van Driest의 경험식들을 고려하였다. 경험 식 중 van Driest의 경험식을 근간으로 In-house 코 드를 작성하였으며, Navier-Stokes-Fourier 기반의 CFD 상용 코드인 FLUENT와 경험식 기반의 적외선 신호 분석 상용 코드인 MUSES와 비교하였다.

먼저 Beckwith, Fay 및 Riddell, van Driest 경험식

들의 차이점을 분석하였다. 다음으로 CFD 기반의 FLUENT 코드 결과와 비교하여, 벽면 온도, 정체점 온도에서의 오차는 1% 이내로 매우 낮음을 확인하였 다. 적외선 신호 분석용 MUSES SW와의 비교에서도 벽면 온도, 정체점 온도, 열유속 계수, 열유속의 오차 율이 5% 이내로 매우 일치하였다. 일부 오차가 발생 하는 이유는 회복계수나 동점성 계수 등을 산정하는 과정에서 차이가 있기 때문으로 추측된다.

본 논문에서 사용된 경험식에도 한계점이 존재한 다. 우선 마하수 20 이상 등 심한 화학반응이 고려되 어야 하는 극초음속 유동에 대해서는 적용이 어렵다. 또한 평형 상태의 완전 기체를 가정한 경우에 주로 사용되며, 정체점 외의 지점에서는 사용이 제한적이 다. 하지만 CFD 기반의 FLUENT와 적외선 신호 분 석용 MUSES 코드와 비교해 본 결과, 계산 가능한 가정 범위 내에서는 정량적으로 낮은 오차와 정성적 으로 매우 유사한 결과를 보여주었다.

후 기

본 연구는 엘아이지넥스원(주)에서 지원하는 용역과 제의 일환으로 수행되었습니다.

References

1) Ball, R. E., *The Fundamentals of Aircraft Combat Survivability Analysis and Design*, 2nd ed., AIAA Education Series, AIAA, Reston,VA, 2003.

2) Rao, G. A., and Mahulikar, S. P., "New Criterion for Aircraft Susceptibility to Infrared Guided Missiles," *Aerospace Science and Technology*, Vol. 9, No. 8, 2005, pp. 701~712.

3) White, J. R., *Aircraft Infrared Principles, Signatures, Threats, and Countermeasures,* Naval Air Warfare Center Weapons Division, No. NAWCWD-TP-8773, 2012.

4) Fleeman, E. L., "Aerodynamics, Propulsion, and Heat Transfer of Missiles," *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, 2010.

5) Desai, S. S., "Relative Roles of Computational Fluid Dynamics and Wind Tunnel Testing in the Development of Aircraft," *Current Science*, Vol. 84, No. 1, 2003, pp. 49~64.

6) FLUENT Theory Guide.

7) RadThermIR: Thermal and Infrared Simulation Software, Thermo Analytics Inc., 2006.

8) Lees, L., "Laminar Heat Transfer over Blunt-Nosed Bodies at Hypersonic Flight Speeds," *Journal of Jet Propulsion*, Vol. 26, No. 4, 1956, pp. 259~269. 9) Beckwith, I. E., and Gallagher, J. J., "Heat Transfer and Recovery Temperatures on a Sphere with Laminar, Transitional, and Turbulent Boundary Layers at Mach Numbers of 2.00 and 4.15," NASA TR R-104, 1957.

10) Fay, J. A., "Theory of Stagnation Point Heat Transfer in Dissociated Air," *Journal of The Aerospace Sciences*, Vol. 25, No. 2, 1958, pp. 73~85.

11) Goulard, R., "On Catalytic Recombina - tion Rates in Hypersonic Stagnation Heat Transfer," *Journal of Jet Propulsion*, Vol. 28, No. 11, 1958. pp. 737~745.

12) Reed, R. D., and Watts, J. D., "Skin and Structural Temperatures Measured on the X-15 Airplane During a Flight to a Mach Number of 3.3," *NASA Technical Memorandum X-468*, 1961, pp. 1~19.

13) Kim, S. L., Lee, J. H., Kim, I. S., and Cho, K. R., "Aerodynamic Heating Analysis and Flight Test of KSR-III Rocket," *Journal of The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 32, No. 8, 2004, pp. 54~63.

14) Oh, B. S., and Park, J. J., "Aerodynamic Heating Analysis of KSR-II," *Journal of The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 27, No. 4, 1999, pp. 121~127.

15) Cha, J. H., Kim, T. H., Bae, J. Y., Kim, T. I., Jung, D. Y., and Cho, H. H., "Variation of Supersonic Aircraft Skin Temperature under Different Mach number and Structure," *Journal of the Korea Institute of Military Science and Technology*, Vol. 17, No. 4, 2014, pp. 463~470.

16) van Driest, E. R., "Convective Heat Transfer in Gases," *High Speed Aerodynamics and Jet* Propulsion, Vol. 5, 1959, pp. 339~427.

17) Kalikhman, L. E., "Heat Transmission in the Boundary Layer," NACA TM No. 1229, 1949.

18) Brown, W. B., and Donoughe, P. L., "Tables of Exact Laminar Boundary Layer Solutions When the Wall is Porous and Fluid Properties Are Variable," No. NACA-TN-2479, 1951.

19) Moore, L. L., "A Solution of the Laminar Boundary-Layer Equations for a Compressible Fluid with Variable Properties, Including Dissociation," *Journal of The Aeronautical Sciences*, Vol. 19, No. 8, 1952, pp. 505~518.

20) Crocco, L., "Lo Strato Limite Laminare nei Gas," Associazione culturale aeronautica, Vol. 187, 1946.

21) Squire, H. B., and Goldstein, S., *Modern Developments in Fluid Dynamics*, Oxford University Press, New York, 1938.

22) Homann, F. Z., "Effect of High Speed Over Cylinder and Sphere," Z. Angew. Math. Mech, Vol. 16, No. 3, 1936, pp. 153~164.

23) Sibulkin, M., "Heat Transfer Near the Forward Stagnation Point of a Body Revolution," *Journal of The Aeronautical Sciences*, Vol. 9, 1952, pp. 570~571.

24) FLUENT Basic v13.0, TSNE.

25) Park, J. M., Lee, J. W., and Myong, R. S., "Environmental Test Tailoring for Fighter Aircraft Intended for Operating in Korean Peninsula," *Journal of The Korean Society for Aeronautical and Space Sciences*, Vol. 47, No. 5, 2019, pp. 344~357.

26) Jones, I. P. Jr., "Measurements of Aerodynamic Heating Obtained During Demonstration Flight Tests of the Douglas D-558-II Airplane," NACA RM L52126a, 1952.