

<논 문> SAE NO. 943701

## 고가궤도에 근접한 자기부상열차 형상 주위의 3차원 난류유동에 대한 수치해석

Computational Analysis of Three-Dimensional Turbulent Flow Around Magnetically Levitated Train Configurations in Elevated Track Proximity

맹 주 성,\* 양 시 영\*\*  
J. S. Maeng, S. Y. Yang

### ABSTRACT

In the present study, the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations, together with the equations of the  $k-\epsilon$  model of turbulence, were solved numerically in a general body-fitted coordinate system for three-dimensional turbulent flows around the six basic shapes of the magnetically levitated train(MAGLEV). The numerical computations were conducted on the MAGLEV model configurations to provide information on shapes of this type very near the elevated track at a constant Reynolds number of  $1.48 \times 10^6$  based on the body length. The coordinate system was generated by numerically solving a set of Poisson equations. The convective transport equations were discretized using the finite-analytic scheme which employed analytic solutions of the locally-linearized equations. A time marching algorithm was employed to enable future extensions to be made to handle unsteady and fully-elliptic problems. The pressure-velocity coupling was treated with the SIMPLER-algorithm. Of particular interests were wall effect by the elevated track on the aerodynamic forces and flow characteristics of the six models calculated. The results indicated that the half-circle configuration with extended sides and with smooth curvature of sides was desirable because of the low aerodynamic forces and pitching moment. And it was found that the separation bubble was occurred at wake region in near the elevated track.

주요기술용어 : Magnetically Levitated Train(자기부상열차), Finite Analytic Method(유한해석법), Numerical Grid Generation(수치적 격자 생성),  $k-\epsilon$  Turbulence Model( $k-\epsilon$ 난류모델), Wall Function(벽면함수)

### 1. 서 론

기존의 열차는 철로된 바퀴를 사용하여 차량이 궤도와 기계적인 접촉을 함으로써 주행하는데

비하여 자기부상열차는 전자석의 힘을 이용하여 궤도위를 일정한 높이로 부상시키고 선형 전동기의 추진력을 이용하여 주행한다는 점이 다르다. 이러한 자기부상열차는 부상방식에 따라 크게

\* 한양대학교 기계공학과

\*\* 정희원, 한양대학교 대학원 기계공학과

일반 자석을 이용하는 상전도 흡인식과 초전도 반발식으로 구분된다. 전자는 궤도에 설치된 철편으로 만든 레일과, 차량에 설치된 전자석간에 서로 잡아 당기는 흡인력을 이용하여 차량을 약 10 mm정도 부상하며, 후자는 차량에 설치된 초전도 자석이 궤도에 설치된 유도코일 위를 차량이 진행방향으로 움직이게 되면 유도코일이 전자 유도 현상에 의하여 전자석화되므로 초전도 자석과 유도 코일간 서로 밀어내는 강력한 반발력이 형성되어 차량을 약 100mm가량 부상하여 고속으로 주행하게 된다.<sup>1)</sup> 여기에서 흡인식에 비해 반발식의 자기부상열차가 고속 주행 성능과 운전의 안전성은 좋은 반면 고도의 기술이 요구되므로 대부분의 선진국 및 국내에서는 주로 상전도 흡인식 자기부상열차를 채택하고 있다.

자기 부상열차 주위의 공력학적 연구는 실제 궤도위에서 주행에 의한 실험, 풍동에 의한 실험 및 수치해석에 의한 계산으로 분류될 수 있다. 여기서 실제 궤도위에서의 측정은 가장 정확한 결과를 얻을 수 있으나 시제품의 제작이 선행되어야 하는 결점이 있어 기초설계 단계에서는 적용하기가 매우 어렵다. 따라서 기초 설계단계에서 공력학적 특성을 예측하기 위하여 풍동실험 및 수치해석방법을 주로 사용하고 있다. 풍동에 의한 실험은 축소모델을 사용하여 기초 설계 단계에서 공력학적 특성을 예측할 수 있으나 풍동장치와 측정기기, 모델제작에 따르는 막대한 경비 및 시간 그리고 축소모델 실험의 부정확성으로 인하여 다소 제약을 받고 있는 실정이다. 이에 반해, 최근들어 컴퓨터의 급속한 발달과 수치해석기법의 진전에 힘입어 전산 유체역학을 이용한 연구가 많이 시도되고 있다. 이는 차체 외형의 기초설계 단계에서 간단히 공력학적 특성을 예측하여 즉시 설계변경에 반영할 수 있는 장점과 경비절감의 잇점이 있다. 이 또한 임의의 3차원 주위의 계산 격자생성에 많은 시간과 노력이 소요될 뿐만 아니라 난류모델의 부정확성으로 인한 지배방정식의 부정확성 및 수치해석 기법에 따른 오차등으로 인하여 정량적으로 정확한 예측은 얻을 수 없으나, 그 경향을 파악할 수 있어 실제 설계에 많이 이용되고 있다.

자동차 혹은 열차등이 지면위를 고속으로 주행할 때 공기와의 접촉으로 인한 공기저항은 다른 기계적 저항에 비해 상당히 커지게 된다. 예를 들어 자동차의 경우 시속 130km에서 공기저항이 차지하는 비율은 총 주행저항의 65%, 시속 180 km에서는 75% 정도가 된다. 따라서 차량의 외형설계시 공력특성에 대한 고려는 필수적인 사항이 되었으며, 이에 대한 연구들이 발전을 거듭해 오고 있는 실정이다. 십 여년 전까지만해도 이와같은 연구는 주로 실험적 해석에 의존하였으나, 최근에는 최적형상 설계를 위한 수치해석 프로그램개발이 활발히 진행중이며, 이와같은 프로그램에 의해 설계된 자동차의 경우 항력계수가 0.2이하 정도까지 접근하는데 성공하고 있다. 자동차의 공기저항에 대한 연구는 80년대에 들어서면서 활발히 연구되었다. Ahmed<sup>2)</sup>, Bearman<sup>3)</sup>은 후미부의 형태가 서로 다른 모델에 대하여 공력학적 힘 및 유동장을 측정하여 후미에서 발생하는 유동방향 와동이 차체 기저부(Base)의 압력 및 항력에 미치는 영향등을 연구하여 후미부에서 발생하는 압력항력은 와동의 세기 및 위치와 밀접한 관계가 있다는 사실을 알았다. 그리고 Wiedemann등<sup>4)</sup>은 자동차의 축소모델을 풍동실험에서 레이놀즈 수의 변화에 따른 항력 및 압력등을 측정하여 레이놀즈 수가  $1.7 \times 10^6$ 에서부터  $5.2 \times 10^6$ 로 증가함에 따라 항력계수는 0.4에서 0.28까지 감소하여 구에서의 경향과 유사함을 알았다. 또한 풍동실험에서 자동차 모형을 Moving Belt로 조절되는 지면위에 설치하여 지면효과에 대한 실험이 Sardou<sup>5)</sup>, Papenfuss<sup>6)</sup>에 의해 수행되어졌다. 이와같이 자동차에 대한 실험적 연구와 더불어 근래에는 수치해석적 방법에 의한 연구도 활발히 수행되고 있다. Summa<sup>7)</sup>은 자동차 주위의 공력학적 특성을 예측하기 위하여 Iterative Viscous/Potential Flow기법을 사용하였으며, 최근에는 Full Navier-Stokes 방정식을 수치적으로 계산하여 공력특성을 해석하는 연구가 활발히 진행되고 있다.<sup>8,9,10)</sup> 그리고 Djodjohardjo<sup>11)</sup>은 Panel Method을 이용하여 자동차의 공력학적 특성에 관여하는 변수들에 대하여 연구하였다. 고가궤도위를 부상하여 고속으로 주행하는 자기부상열

차의 경우는 공기저항으로 인한 항력뿐만 아니라 양력, 측력(Side Force) 및 모멘트도 주행중인 차체의 안정성 때문에 매우 중요하다. 이러한 연구는 몇몇 연구자들에 의해 수행되었는데, Grunwald<sup>12)</sup>은 단면이 서로 다른 6개의 모델에 대하여 지면효과 및 받음각(Angle of Attack), 측면 미끄럼 각(Angle of Sideslip)의 변화에 따른 공력특성을 실험에 의해 자세히 연구하여 차체설계시 응용할 수 있도록 하였다. 그리고 Cooper<sup>13)</sup> 및 Howel<sup>14)</sup>은 측면풍이 열차에 미치는 영향을 실험을 통하여 연구하였으며, 이<sup>15)</sup>등은 자기부상열차의 부상높이 및 주행속도에 따른 공력학적 특성에 대하여 연구하여 부상높이에 따라 공력학적 특성은 상당한 변화를 보이나 주행속도에는 크게 영향을 받지 않는다는 사실을 알았다.

본 연구에서는 자기부상열차의 실제 형상설계를 위한 전 단계로써 6개의 기초형상을 설계하였다. 여기서 설계된 자기부상열차의 기초형상에 대해 유동 및 공력학적 특성을 예측할 수 있는 수치해석 프로그램을 개발하였다. 이때 수치해석 기법은 시간평균한 레이놀즈 Navier-Stokes 방정식 및  $\kappa\epsilon$  난류모델 방정식을 국소요소에서 해석해를 구하여 대수방정식을 얻는 유한해석법<sup>16,17)</sup>과 속도보정 및 압력장을 계산하기 위하여 SIMPLER Algorithm<sup>19)</sup>을 각각 사용하였다. 이와같은 수치해석 기법을 이용하여, 설계된 자기부상열차의 기초형상에 적용하여 각각의 모델에 대한 유동 및 공력학적 특성을 고찰하였다. 이때 지면위를 주행하는 자동차와는 달리 자기부상열차는 고가궤도면위를 부상하여 달리므로 이에 따른 궤도면의 효과도 고려하였다. 여기서 얻어진 결과들은 실제 자기부상열차의 형상도출을 위한 기초자료로 활용할 수 있다.

## 2. 연구 방법

### 2.1 연구 모델

궤도위를 주행하는 열차 혹은 자동차등은 차체길이 및 단면형상에 한계가 있기 때문에 항공기에서와 같은 최적의 익형에 대한 공력학적 특성을 갖는 차체를 설계한다는 것은 거의 불가능

하다. 그러나 차체가 받는 공력저항은 선두부(Fore Body) 및 후미부(After Body)의 형상에 지배되므로, 차체의 선두부를 낮게, 그리고 매끈 하면서 둥글게 하고 후미부분을 완전한 유선형으로 만드는 것이 항력을 최소화시킨다는 점에서 기본적인 요건이 된다. 즉 차체 설계시 차체표면에서 박리가 일어나지 않도록 설계하는 것이 바람직하며, 자기부상열차는 자동차에 비해 크기에 따른 제한을 덜 받고 주행속도가 빠르기 때문에 최대한 박리를 하류쪽으로 지연시키거나 방지할 수 있는 유선형에 가까운 형상을 만드는 것이 매우 중요하다. 본 연구에서는 이러한 점을 고려하여 선두부 및 후미부가 유선형에 가까우면서 단면형상이 각각 다른 6개의 자기부상열차의 기초형상을 설계하였다. 이에 대한 자세한 형상은 Fig.1에 나타나 있다.

### 2.2 물리적 영역에서의 지배 방정식

3차원, 비정상, 비압축성 유동에 대한 원통 좌표계  $x'(x'=x, x^2=r, x^3=r\theta)$ 에서의 무차원화된 레이놀즈 방정식 및 연속 방정식을 텐서로 표시하면 다음과 같다.

$$\frac{DU^i}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial x^i} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial^2 U^i}{\partial x^j \partial x^j} - \overline{\frac{\partial u^i u^j}{\partial x^j}} \quad (1)$$

$$\frac{\partial U^i}{\partial x^i} = 0 \quad (2)$$

$\kappa\epsilon$  난류 모델에서 레이놀즈 응력  $-\overline{u^i u^j}$  및 와점성 계수  $\nu_t$ 는 다음과 같다.

$$-\overline{u^i u^j} = \nu_t \left( \frac{\partial U^i}{\partial x^j} + \frac{\partial U^j}{\partial x^i} \right) - \frac{2}{3} \kappa \delta_{ij} \quad (3)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{\kappa^2}{\epsilon}$$

그리고 난류운동에너지  $\kappa$  및 소산률  $\epsilon$ 에 대한 무차원화된 전송 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{D\kappa}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x^j} \left( C_\kappa \frac{\kappa^2}{\epsilon} \frac{\partial \kappa}{\partial x^j} + \frac{1}{R_e} \frac{\partial \kappa}{\partial x^j} \right) - \overline{u^i u^j}$$

$$\times \frac{\partial U^i}{\partial x^j} - \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x^j} \left( C_\varepsilon \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^j} + \frac{1}{R_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^j} \right) - C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\kappa} \overline{u^i u^j}$$

$$\times \frac{\partial U^i}{\partial x^j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (5)$$

여기서 난류 모델 상수들은 다음과 같다.

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.44, C_{\varepsilon 2} = 1.92, C_\kappa = 0.09, C_\varepsilon = 0.07$$

앞의 방정식들에서 속도  $U^i$ , 난류량  $\kappa, \varepsilon, \overline{u^i u^j}$ , 시간  $t$ , 압력  $P$  및 좌표들은 자유 유동속도  $U_\infty$ , 모델의 길이  $L$  및 밀도  $\rho$ 로 무차원화 하였다.

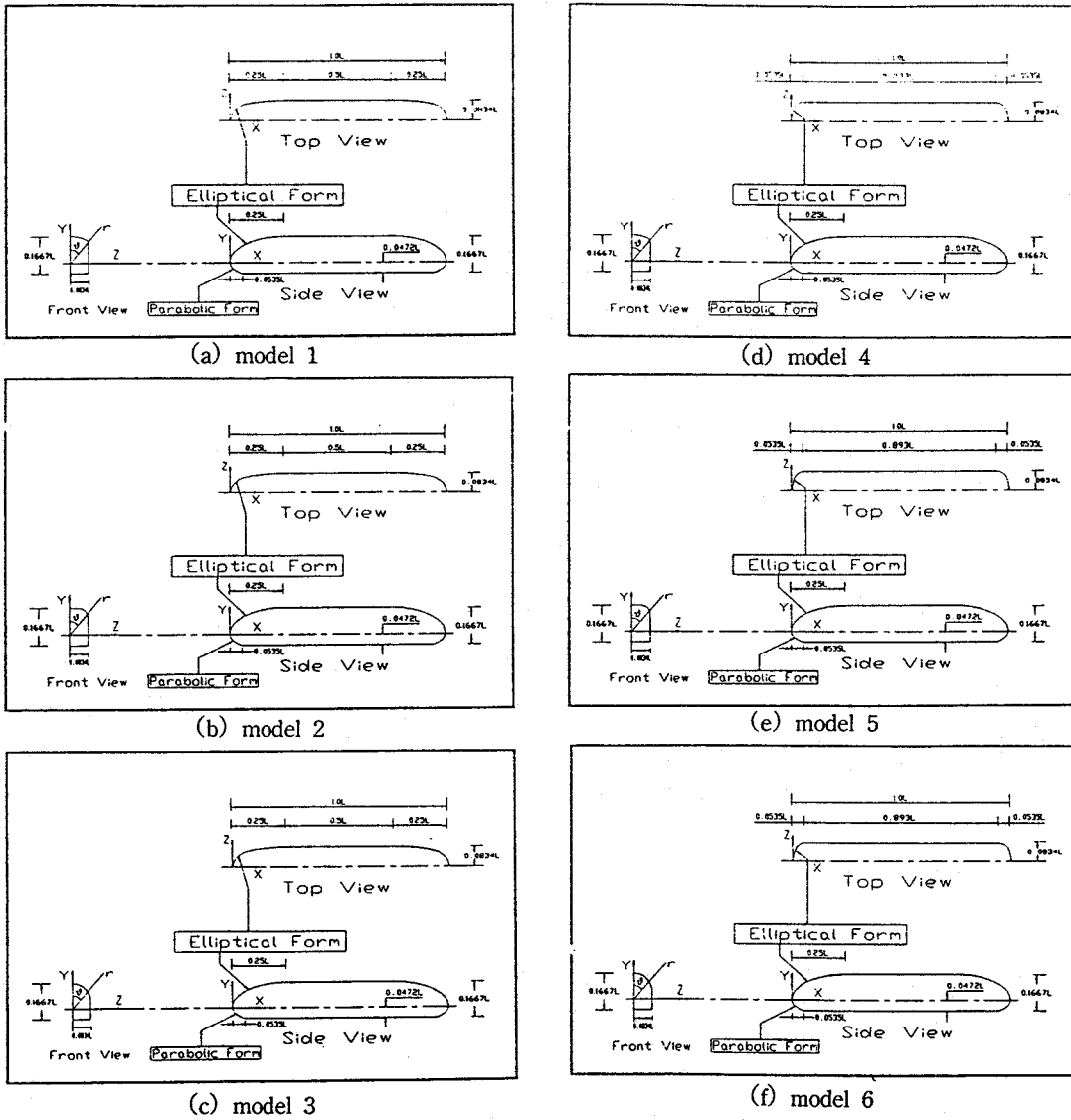


Fig.1 Basic shapes

### 2.3 계산 영역에서의 지배 방정식

본 연구에서는 종속변수를 제외한 독립변수 즉 좌표성분  $x^i$ 만을 경계 고정 좌표계로 변환하는 부분 변환법<sup>16)</sup>을 사용하였다. 물리적 영역에서의 지배방정식(1)에 레이놀즈 응력에 관한식(3)을 대입하여 정리한 후 경계 고정 좌표계  $\xi^i$ ( $\xi^1=\xi, \xi^2=\eta, \xi^3=\zeta$ )로 변환하면 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} & \partial_i U^i + h_{(i)}^{-1} U^i U^i_{,i} \\ & = -h_{(i)} g^{ik} \partial_k P + (g^{ik} U^i_{,j} + h_{(i)} h_{(k)}^{-1} g^{ik} U^i_{,j}) \partial_k v_E + v_E \\ & \quad [g^{ik} \partial_k \partial_j U^i + g^{ik} \partial_k (U^i Q^j_{,i}) + g^{ik} Q^j_{,i} U^i_{,k} - g^{ik} \Gamma^j_{ik} U^i_{,k}] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Gamma^i_{,i} (J h_{(i)}^{-1} U^i) = 0 \quad (7)$$

여기서

$$U^i_{,j} = \partial_j U^i + Q^i_{,j} U^i$$

$$\partial_j = \frac{\partial}{\partial \xi^j}$$

$$Q^i_{,j} = h_{(i)}^{-1} h_{(i)} \Gamma^i_{,j} - \delta^i_j h_{(i)}^{-1} \partial_j h_{(i)}$$

$$h_{(i)} = \sqrt{g_{ij}} \text{ (no summation)}$$

여기서  $\Gamma^i_{,k}$ 은 2중 Christoffel 기호이다. 그리고  $J$ 은 Jacobian이며  $g^{ij}$  및  $g_{ij}$ 은 각각 행렬 텐서의 Contravariant 및 Covariant 성분이다. 그리고 등가 점성 계수(Effective Viscosity)  $v_E$ 은 다음과 같이 정의된다.

$$v_E = \frac{1}{R_e} + \nu_i$$

여기서  $R_e$ 은 레이놀즈 수다.

$\kappa, \varepsilon$ 에 대한 무차원 전송 방정식은 다음과 같이 된다.

$$\partial_k \kappa + h_{(i)}^{-1} U^i \partial_k \kappa = \frac{\nu_E}{\sigma_\kappa} [g^{ij} \partial_i \partial_j \kappa - g^{ij} \Gamma^k_{ij} \partial_k \kappa]$$

$$+ \frac{1}{\sigma_\varepsilon} g^{ij} \partial_i \partial_j \varepsilon \partial_k \kappa + G - \varepsilon \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \partial_k \varepsilon + h_{(i)}^{-1} U^i \partial_k \varepsilon &= \frac{\nu_E}{\sigma_\varepsilon} [g^{ij} \partial_i \partial_j \varepsilon - g^{ij} \Gamma^k_{ij} \partial_k \varepsilon] \\ &+ \frac{1}{\sigma_\varepsilon} g^{ij} \partial_i \partial_j \varepsilon \partial_k \varepsilon + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{\kappa} G - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \end{aligned} \quad (9)$$

여기서  $G$ 은 생성항으로서 다음과 같다.

$$G = \nu [h_{(m)}^{-1} h_{(n)}^{-1} U^m_{,i} U^i_{,n} + g^{mn} g_{mn} h_{(i)}^{-1} h_{(j)}^{-1} U^m_{,i} U^j_{,n}]$$

상수  $\sigma_\kappa, \sigma_\varepsilon$ 은 각각 1.0 및 1.3이다.

### 2.4 경계조건

#### 2.4.1 입구(상류)

열차에서 충분히 떨어진 위치(열차길이의 1배)로 Potential Flow로 가정하여 균속도 유동조건을 주었다.

$$U^1 = 1 (U_\infty = 60\text{m/sec, } 216\text{Km/h}), U^2 = U^3 = 0$$

그리고  $\kappa$  및  $\varepsilon$ 은 자유유동 속도의 1%로 하였다.

#### 2.4.2 출구(하류)

열차로부터 충분히 떨어진 위치(열차길이의 8배)로 Neumann 조건을 주었다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi^i} = 0 (\phi = U, \kappa, \varepsilon, P)$$

#### 2.4.3 외부 경계

열차 높이의 5배 떨어진 위치로 균속도 유동조건을 사용하였다. 즉,

$$U^1 = 1, U^2 = 0,$$

$$\frac{\partial P}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \kappa}{\partial \xi^2} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi^2} = 0$$

그리고  $U^2$ 은 각 요소에서 국소 연속 방정식으로 부터 계산하였다.

2.4.4 대칭면

대칭면에서는 다음과 같은 대칭조건을 사용하였다.

$$U^{\beta} = 0,$$

$$\frac{\partial U^1}{\partial \xi^3} = \frac{\partial U^2}{\partial \xi^3} = \frac{\partial \kappa}{\partial \xi^3} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi^3} = \frac{\partial P}{\partial \xi^3} = 0$$

2.4.5 상류 및 후류의 중심선

상류 및 후류의 중심선에서 조건은 Slip 조건을 적용하였다.

$$U^{\beta} = U^{\beta} = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial \xi^2} = 0 \quad (\phi = U^1, \kappa, \varepsilon)$$

2.4.6 열차표면 및 궤도면

열차표면 및 궤도면에 대한 경계조건은 수정된 벽면함수<sup>17)</sup>를 사용하였다.

2.5. 수치적 격자 생성법

주어진 기하학적 형상에 대해 유동장을 해석하기 위해서는 계산영역에 대해 격자가 필요하며, 이와같은 격자를 만드는 방법은 여러가지가 있으나<sup>20)</sup> 본 연구에서는 타원형 격자생성법을 사용하였다.<sup>17,18)</sup>

3차원 영역에서 기본적인 좌표 생성식인 Poisson방정식은 물리적 영역에서의 직교 좌표계를  $x^i$ , 계산영역에서의 곡선 좌표계를  $\xi^i$ 로 두면 다음과 같다.

$$\nabla^2 \xi^i = f \quad (i = 1, 2, 3) \tag{11}$$

여기서  $\nabla^2$ 은 직교 좌표계의 Laplacian연산자이고 비제차항  $f$ 은 원하는 부분에서 격자의 밀집을 조절하여 주는 역할을 하는 제어함수이다. 그런데 계산영역에서 똑같은 격자간격을 갖는 것이 유동장을 계산할 때 편리하므로 식(11)을 사용하는 것은 불편하다. 따라서 본 연구에서는 물리적 영역에서의 직교 좌표계  $x^i(x, r, \theta)$ 를 종속변수가 되게하고 계산영역에서의 경계 고정 좌표계  $\xi^i(\xi, \eta, \zeta)$ 를 독립변수가 되도록, 종속변수와 독립변

수를 서로교환한 역변환식을 사용하였다.

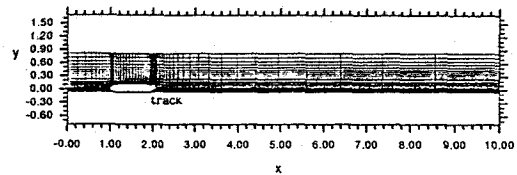
식 (11)을 역변환하면 다음과 같다.

$$g^{ij} \partial_i \partial_j x^k + f^k \partial_k x^l = \nabla^2 x^l \tag{12}$$

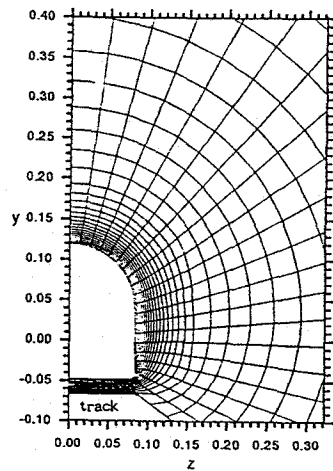
그리고 Laplacian연산자는 다음과 같다.

$$\nabla^2 = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial x^i} \left( \frac{h_1 h_2 h_3}{h^2} \frac{\partial}{\partial x^i} \right)$$

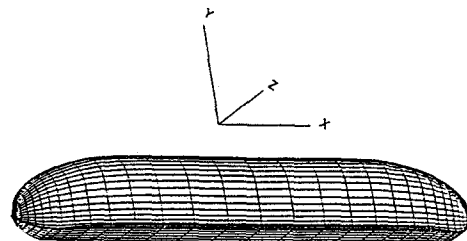
여기서  $h_1, h_2, h_3$ 들은  $x^i$ 축에 대한 행렬계수이다. 원하는 격자분포를 얻기 위하여 적절한  $f$  및 경계조건을 정의한 후 식 (12)를 이산화하여 수치



(a) symmetry plane



(b) transverse section



(c) body surface

Fig.2 Grid distributions of model 3

적으로 계산하면 원하는 격자분포를 얻을 수 있다. 본 연구에서 f은 모든 경계표면에서의 격자분포와 그들 사이의 보간에 의해 적절한 격자분포를 만들도록 하였으며, 식 (12)는 수렴성이 좋고 수치적으로 비교적 안정된 해를 구할 수 있는 Exponential-Linear Scheme으로 이산화시켰다. 이와같은 수치적 격자생성법에 의해 계산된 격자분포는 Fig2에 나타나 있다. 그림에서 보는 바와 같이 물리량들의 변화가 심한 경계면에서 격자가 밀집되어 있으며, 거의 직교(Nearly Orthogonal)하여 난류 유동장을 해석하기 위한 격자로서 적절함을 알 수 있다. 격자수는 74×31×31 (x, r, θ)의 격자분포를 채택하였으며, y<sup>+</sup>=60~300이 되도록 하여 벽면 근처의 두번째 격자점이 대수영역에 위치하도록 하였다.

2.6 유동장에 대한 수치해석 방법

본 연구에서 유동장을 해석하기 위하여 Chen<sup>21)</sup> 등에 의해 고안된 유한해석법을 사용하였다. 이 수치해석 기법은 상미분 방정식 혹은 편미분 방정식의 수치해를 구하는데 있어서 면적소의 국부적인 해석해를 사용하여 대수방정식을 얻는 것으로, 면적소의 크기가 작고 기하학적 모양과 경계조건이 단순할 때 해를 구하기가 용이하다. 이러한 수치해석 기법은 이미 여러가지 형상에 대해 적용한 결과 실험치와 비교적 잘 맞는다는 사실이 입증되었다.<sup>16,17,18)</sup>

레이놀즈 방정식 (6)과 κ, ε에 대한 전송 방정식 (8), (9)는 다음과 같이 일반적인 형태로 나타낼 수 있다.

$$g^{11}\partial_1\partial_1\phi + g^{22}\partial_2\partial_2\phi + g^{33}\partial_3\partial_3\phi = 2A_o\partial_3\phi + 2B_o\partial_2\phi + D_o\partial_1\phi + E_o\partial_1\phi + S_o \quad (13)$$

여기서

$$\begin{aligned} 2A_o &= R_{eff}(\alpha_o U^3/h_{(3)} - g^{3i}\partial_i\nu_E) \\ 2B_o &= R_{eff}(\alpha_o U^2/h_{(2)} - g^{2i}\partial_i\nu_E) \\ D_o &= a_o R_{eff} \\ S_o &= s_o - 2(g^{12}\partial_1\partial_2\phi + g^{13}\partial_1\partial_3\phi + g^{23}\partial_2\partial_3\phi) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_o &= 1(\phi = U^1, U^2, U^3 \text{일때}) \\ a_o &= \sigma_\kappa(\phi = \kappa \text{일때}) \\ a_o &= \sigma_\epsilon(\phi = \epsilon \text{일때}) \text{이다.} \end{aligned}$$

또한 R<sub>eff</sub>은 등가 레이놀즈 수로서 다음과 같이 정의된다.

$$R_{eff} = \frac{1}{\nu_E}$$

그리고 생성항 S<sub>o</sub>은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} S_{U^i} &= R_{eff}[(h_{(i)}^{-1}U^m - g^{mj}\partial_j\nu_E)Q^i_m U^j + h_{(i)}g^{ij}\partial_j \\ &\quad \left(p + \frac{2}{3}\kappa\right) - h_{(i)}h^{-1}_{(m)}g^{jm}U^m, \partial_m\nu_E] \\ &\quad - g^{im}U^j\partial_m Q^i_j - 2g^{im}Q^i_m U^j + g^{im}Q^i_j Q^j_{mm} U^m \\ &\quad + g^{im}\Gamma^i_{jm} U^j, \end{aligned}$$

$$S_\kappa = g^{im}\Gamma^i_{jm}\partial_j\kappa - \sigma_\kappa R_{eff}(G - \epsilon)$$

$$S_\epsilon = g^{im}\Gamma^i_{jm}\partial_j\epsilon - \sigma_\epsilon R_{eff}\left(C_{\epsilon 1}\frac{\epsilon}{\kappa}G - c_{\epsilon 2}\frac{\epsilon^2}{\kappa}\right)$$

유한해석 기법(Finite Analytic Scheme)을 사용하여 식 (13)을 이산화하면 다음과 같다.<sup>18)</sup>

$$\phi_p = \sum_{NB} A_{NB}\phi_{NB} + A_i\phi_p^{n-1} - R_o$$

$$NB = D, U, N, S, E, W, NE, NW, SE, SW$$

$$A_{NB} = C_{NB}/\beta, A_i = C_p E_o / (\beta dt), R_o = C_p S_o / \beta$$

$$\beta = 1 + C_p(|D_o| + 2g^{11} + E_o/dt)$$

$$C_D = (-D_o, 0)_{max} + g^{11}$$

$$C_U = (-D_o, 0)_{max} + g^{11}$$

$$C_S = P_A/g(B\kappa), C_N = P_A - C_S$$

$$C_W = P_B/g(Ah), C_E = P_B - C_W$$

$$C_{SW} = (1 - P_A - P_B)/g(Ah)/g(B\kappa)$$

$$C_{SE} = e^{-2Ah} C_{SW}, C_{NW} = e^{-2B\kappa} C_{SW}, C_{NE} = e^{-2Ah} C_{NW}$$

$$C_P = h^2(1 - P_A)/f(Ah)/2 = \kappa^2(1 - P_B)/f(B\kappa)/2$$

$$P_A = E x^{Ah + B\kappa} g(Ah) g(B\kappa) f(Ah)$$

$$P_B = 1 + (h/\kappa)^2 (P_A - 1) f(B\kappa) / f(Ah)$$

$$E_2 = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-(-1)^m (\lambda_m h)}{[(Ah)^2 + (\lambda_m h)^2]^2 \cos \sqrt{A^2 + B^2 + \lambda_m \kappa}}$$

$$\lambda_m h = (m - \frac{1}{2}) \pi$$

$$g(x) = 1 + e^{-2x}, f(x) = xg(x)/(1 - e^{-2x})$$

$$h = 1/\sqrt{g_v^{33}}, k = 1/\sqrt{g_p^{22}}, A = h(A_o)_B, B = \kappa(B_o)_P$$

여기에 나타난 기호 및 위치는 Fig.3에 나타나 있다. 그리고 dt는 시간중분이며 시간미분  $\partial\phi$ 와 대류항  $\phi$ 는 후진 차분법에 의해 근사화하였으며, 하첨자 U, D는 상류점 및 하류점을 상첨자(n-1)는 이전 시각을 각각 나타낸다. 여기서 유동을 정상유동으로 가정하였으므로 시간중분 dt를 일종의 이완계수로 사용하여 Time Marching에 의해 해를 구하였다.

속도보정 및 압력을 계산하기 위하여 Patankar<sup>19)</sup>에 의해 제안된 SIMPLER Algorithm을 사용하였다.

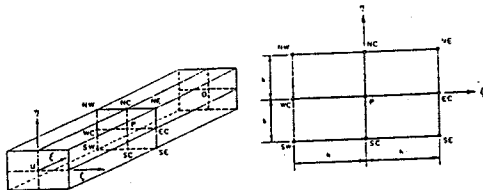


Fig.3 Local numerical element

### 3. 연구결과 및 고찰

자기부상열차는 일반 자동차 혹은 열차와는 달리 고가궤도위를 부상하여 고속으로 달리기 때문에 그 해석방법(경계조건)을 지상위를 달리는 경우와 다소 다르게 해야한다. 고가궤도면은 평판이 주기적으로 놓여 있는 경우로서 벽면효과와 자유유동 효과가 주기적으로 이어진다. 본 연구에서는 열차가 매끈한 평판으로 이루어진 고가궤도면위를 부상하여 주행한다고 단순화하였으며, 열차의 밑면과 궤도면사이의 간격은 열차 높이의 10%로 하였다. 그리고 궤도면의 폭은 열차의 폭과 크기가 같으며 열차 주행으로 인한 지면의 영향은 없다고 가정하였다. 이는 실제 자기부상열차 주위의 유동과는 다소 차이가 있으나, 본 연구에서 제시한 모델들 주위에서의 상대적인 유동특성 및 궤도면에 의한 벽면효과를 정성적으로 고찰하는데는 큰 문제가 없으리라 생각된다. 여기서 자유유동 속도  $U_\infty$ 은 60m/sec (216Km/h로 주행)로 하였으며, 이때 모델길이(L)에 근거한 Reynolds수는  $148 \times 10^6$ 이고 마하수는 약 0.18이다. 그리고 주유동방향(축방향) 좌표는  $x=0 \sim 1$ : 상류,  $x=1 \sim 2$ : 열차,  $x=2 \sim 10$ : 하류를 각각 나타낸다.

본 연구에서 열차표면 및 주위의 압력분포를 알아보기 위하여 다음과 같이 정의되는 압력계수를 사용하였다.

$$C_p = (P - P_\infty) / \frac{1}{2} \rho U_\infty^2$$

여기서  $P_\infty$ 은 자유유동에서의 정압이며,  $\rho$ 은 공기의 밀도를 나타낸다.

Fig.4는 각각의 모델에 대해 대칭면에서의 등압선도들을 나타낸 그림이며, Fig.5, 6은 대칭면 및 수평면에서 열차표면에 작용하는 압력계수 분포들을 각각 나타낸 그림이다. Fig.4에서 보는 바와 같이 선두부의 선단(Leading Edge) 근처에서 정제압력이 작용하며, 이때의 압력계수들은 모델의 선두부 형상에 따라 조금씩 다르며 대략 0.80~0.92로 계산되었다. 여기서 측면기울기가



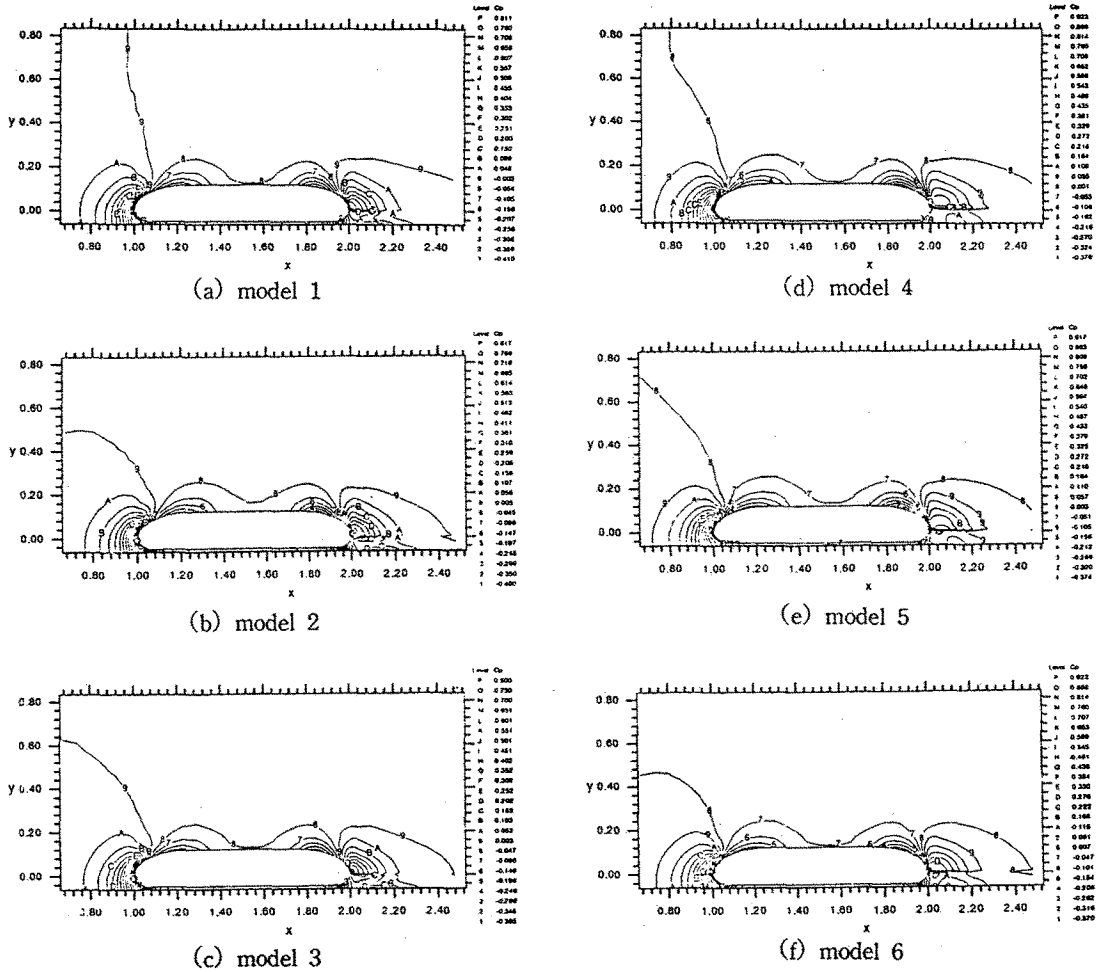


Fig.4 Pressure contours on symmetry planes

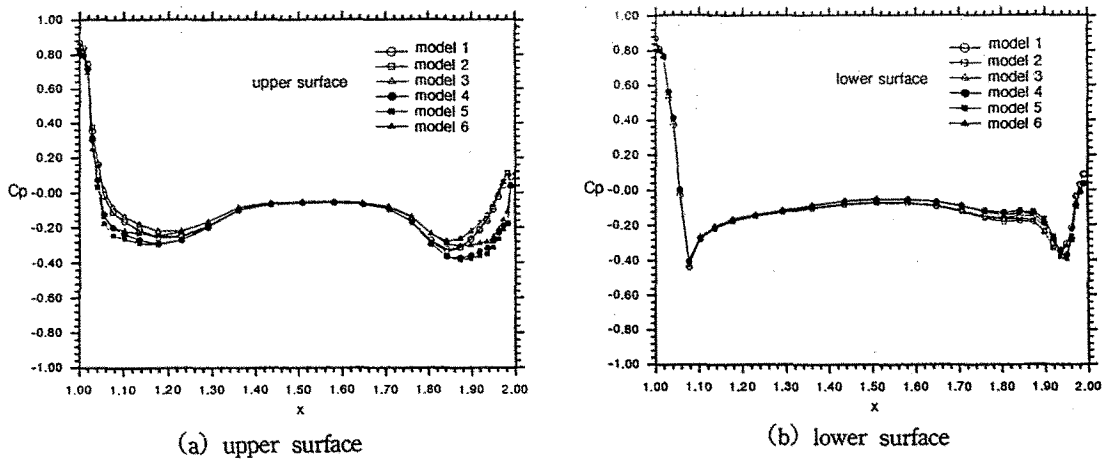


Fig.5 Pressure coefficients on upper and lower surface centerline

완만하고 반원에 측면길이를 확장시킨 단면형상을 갖는 Model 3이 가장 작은 0.80의 값을 나타내고 있다. 상류로부터 흘러들어온 공기는 선단 부근을 지나 곡면의 열차주위를 흐를 때 유선이 구부러지기 때문에 정체점의 압력에너지가 속도 에너지로 변환된다. 따라서 급격한 압력강하가 발생하여 순압력 구배가 형성된다. 이러한 압력강하로 인하여 압력은 부압이 되며 축방향(x방향) 곡률이 변하는 지점에서 최소압력이 형성된다. 열차 윗면에서의 압력계수분포(Fig.5(a))를 보면 모든 모델이 이러한 경향은 유사하나 선두부의 형상에 따라 차이가 있으며  $x=1.20$  근처에서 Model 1~3은 약  $-0.24$  그리고 Model 4~6은 대략  $-0.28$  정도의 최소값을 나타내고 있다. 그리고 Fig.5(b)를 살펴보면 밑면에서는  $x=1.07$  근처에서 최소압력이 되며 열차의 형상에 별차이 없이  $-0.43$  정도의 값을 보이고 있다. 그러나 수평면에서의 압력강하는 열차의 측면기울기에 따라 상당한 차이를 보이며 측면 기울기가 급한 Model 4~6이 Model 1~3에 비해 압력강하가 크게 나타나고 있다. 즉 압력계수의 최소값은 Model 4~6이 Model 1~3에 비해 약 2배 작은  $-0.68$  정도 되어 측면기울기가 급할수록 압력강하는 크게 나타남을 알 수 있다(Fig.6). 이와같이 압력이 최소가 되는 지점을 지나면서 속도 에너지는 다시 압력 에너지로 변환되어 압력이 점차 상승되거나 점성으로 인한 마찰손실 때문에 자유유동 상태의 압력으로 완전히 회복되지 못한다. 따라서 열차 표면의 중심부 전 영역에서 비교적 큰 부의 압력이 분포하고 있다. 열차의 후미부에서는 다시 선두부에서와 같은 축방향 곡률의 영향으로 압력분포가 선두부와 유사한 경향을 보이나, 선두부에서와 같은 정도의 압력상승은 발생하지 않고 있다(Fig.5, 6). 이는 공기 유동시 점성마찰에 의한 에너지 손실 및 후미부에서의 divergence flow에 의한 박리등으로 인하여 속도 에너지가 압력 에너지로의 변환이 완전히 이루어지지 못하기 때문이다. 여기서 후미부의 압력은 후연(Trailing Edge) 근처의 일부에서만 작은 정의 압력이 분포하며, 그 외의 영역에서는 비교적 큰 부의 압력계수가 분포하고 있음을 알 수 있다. 그리고

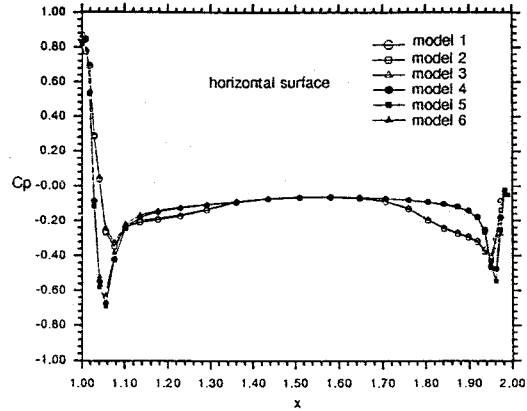


Fig.6 Pressure coefficients around the horizontal surface

Model 4~6이 Model 1~3에 비해 절대값이 더 크게 나타나고 있다. 이와같은 열차 후미부의 압력저하는 결국 압력항력의 증대를 초래하게 된다. 따라서 Model 4~6이 Model 1~3보다 항력이 더 클 것이라는 것을 간접적으로 예측할 수 있다. 다시 Fig.4을 살펴보면 열차의 주행으로 인한 압력은 열차의 선두부 및 후미부에서 열차 표면으로부터 열차높이(H)의 약 0.8~1.2배 정도 되는 주위영역까지 영향을 미치는 것을 알 수 있다. 그리고 열차의 선두부에서는 등압선도가 비교적 매끄럽게 궤도면까지 이어지나 후미부를 지난 후류에서는 중심선을 기준으로 윗면과 아랫면에서 서로 다른 양상을 보이고 있는데, 이는 고위의 운동에너지를 갖는 공기가 열차 윗면을 따라 흐르는 반면에 열차의 밑면과 궤도면사이를 지나면서 점성마찰 및 측면방향으로의 누설에 의해 운동에너지가 감소된 공기가 궤도면을 따라 흐르기 때문에 이로 인한 후류에서의 압력변화가 각각 다르기 때문이다. 이와같은 현상은 궤도면이 없는 항공기 주위의 유동과 다른 점이며, 궤도면이 있는 경우 상류에서 보다는 후류에서의 압력분포에 현저한 차이가 나타난다는 것을 알 수 있다. Fig.5에서 열차의 윗면 및 밑면에 작용하는 압력은 선두부 및 후미부에서는 비교적 큰 차이를 보이나, 중심부 근처에서는 거의 비슷한 값( $C_p = -0.10$ )을 나타내고 있다. 따라서 윗면과 밑면에 작용하는 압력차로 인해 발생하는 양력은 항

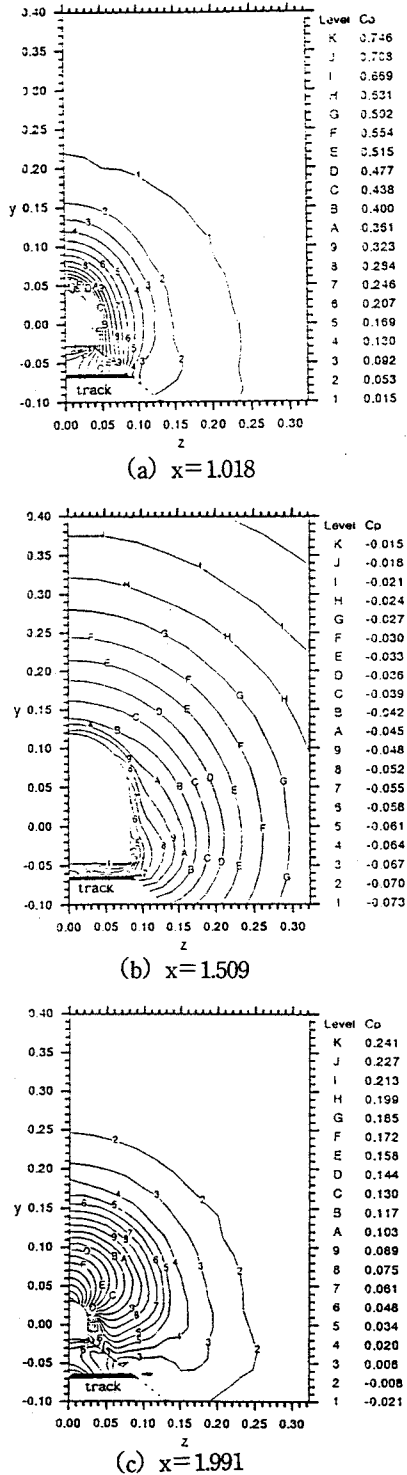
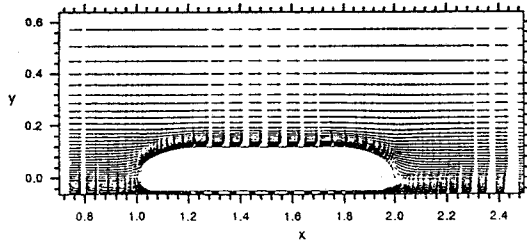


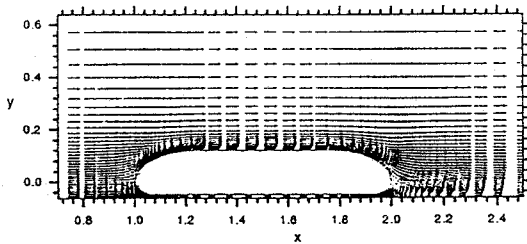
Fig.7 Pressure contours in transverse sections of model 3

력과 마찬가지로 선두부 및 후미부의 형상에 지배적임을 알 수 있다. Fig.7은 Model 3에 대해 각각의 단면에서의 등압선도를 나타낸 그림이다.  $x=1.018$ 인 열차의 선두부에서는 모든 모델이 정압 분포를 나타내며, 열차표면에서 압력 구배가 매우 급하고 외부로 갈수록 완만해지면서 자유유동 상태의 압력에 도달하고 있다. 이와같은 차체 선두부의 심한 압력구배는 주행 중 주위에 심각한 영향을 주므로 고가궤도 설계시 고려해야 할 사항이다. 여기서 열차의 주행으로 인한 압력은 열차의 높이를 기준으로 열차표면으로부터 약 12배 영역까지 영향을 미친다는 것을 또한 알 수 있다.  $x=1.508$ 인 열차의 중심부에서는 전 영역에서 작은 부의 압력분포가 형성되며 압력 구배는 거의 일정하게 된다. 따라서 열차의 중심부에서는 선두부에 비해 열차의 주행으로 인한 압력영향이 주위에 덜 작용한다는 것을 알 수 있다. 그리고 모서리 근처에서의 압력계수가 다른 영역에 비해 비교적 큰 부의 값이 나타나는데, 이러한 모서리 근처에서의 국소적인 압력강화를 개선하기 위해서는 모서리 부분을 매끄럽게 만들어 주어야 한다. 후연 근처인  $x=1.991$ 인 후류 지점에서는 대부분 정압이 되며 열차의 영향권을 충분히 벗어난 지역에서 작은 부의 압력계수가 나타나고 있다. 그리고 열차표면 근처에서 압력변화가 심하며 앞에서 언급한바와 같이 궤도면 및 후류의 영향으로 다른 지점에서 보다 복잡한 압력분포를 나타내고 있다.

Fig.8은 Model 3,6에 대한 대칭면에서의 속도 분포를 나타낸 그림이다. 상류에서 흘러들어온 공기는 열차의 영향으로 감속된 후 선단 주위를 지나면서 가속된다. 가속된 공기는 선두부를 지나면서 서서히 감속되며 열차의 중심부에서는 비교적 안정된 난류 경계층유동으로 발달됨을 알 수 있다. 후미부에서는 다시 열차의 축방향 곡률의 영향으로 Divergence Flow가 되어 유동이 감속되며 후류가 형성되고 있다. 여기서 특이한 것은 열차의 후미부를 지나면서 발생하는 급격한 압력상승 및 열차 밑면을 흐르는 공기의 운동량 감소로 후류의 궤도면 근처에서 박리가 발생하고 있다. Fig.9는 이러한 후류에서의 박리현상을 보다

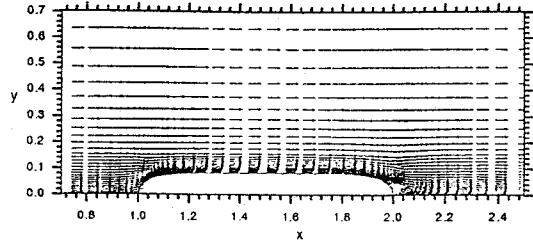


(a) model 3

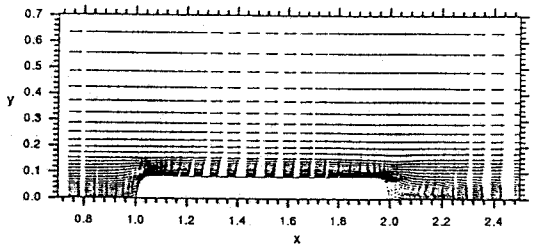


(b) model 6

Fig.8 Velocity distributions on symmetry plane of model 3, 6



(a) model 3



(b) model 6

Fig.10 Velocity distributions on horizontal plane of model 3, 6

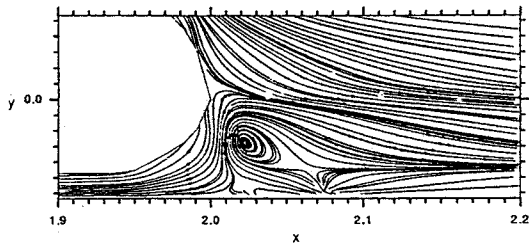
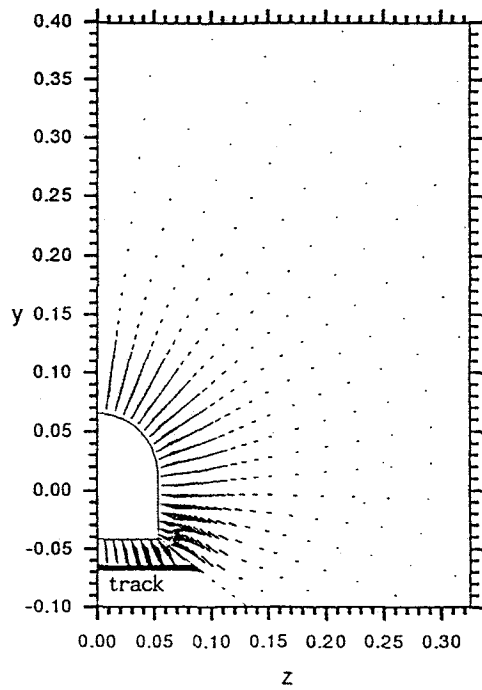


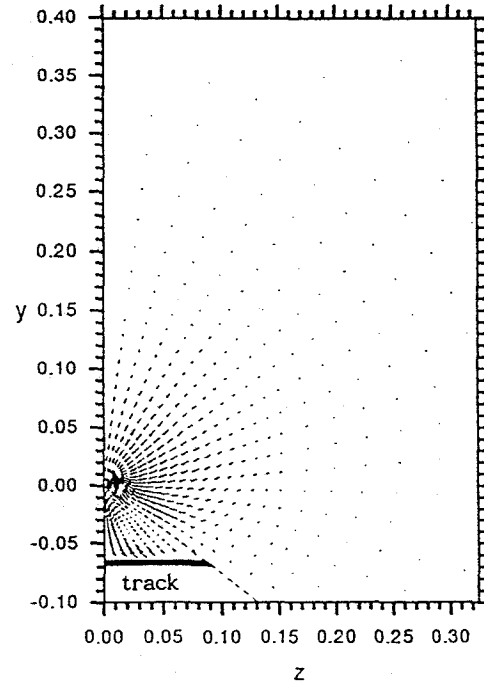
Fig.9 Flow pattern in near the trailing edge and track surface

상세하게 나타낸 그림이다. 열차의 밀면과 궤도면 사이로 흐르는 공기는 점성마찰로 인한 손실 및 측면으로의 누설에 의해 후미부에서는 운동 에너지가 매우 작은 상태로 흐르게 된다. 이와같은 운동에너지가 작은 공기는 후미부의 곡률에 의해 다시 Divergence Flow가 되어 더욱 운동량이 감소하게 되며 후류의 높은 압력 에너지를 이겨내지 못하게 되어  $x=2.02$  근처에서 박리가 발생하게 된다. 이와같은 박리로 인하여 열차의 밀면과 궤도면사이로 빠져나온 공기의 일부는 다시 차체 밑바닥으로 빨려 들어간 후 후연근처의 차체 옆면으로 빠져나와 다시 하류로 흐른다. 그리고 나머지 공기는 열차윗면에서 유입된 공기와 함께

하류로 흐른다. 이러한 현상을 실험에 의해 입증된 바 있으며,<sup>15)</sup> 측면기울기가 급한 Model 6에서 더욱 강하게 나타나고 있다. Fig.10은 수평면에서의 속도분포를 나타낸 그림으로서 Model 3은 선두부 및 후미부에서 공기가 열차 표면을 따라 매끄럽게 흐르고 있으나, Model 6에서는 측면의 기울기가 급하여 후미부의 측면 근처에서 박리기포가 발생하고 있다. 이와같은 박리기포의 발생은 후미부에서의 압력강하를 증대시켜 항력이 증가하게 되는 원인이 된다. 따라서 박리를 방지 혹은 지연시키기 위해서는 가능한 측면의 곡률도 윗면에서와 같이 유선형으로 완만하게 만드는 것이 바람직하다. Fig.11은 Model 3에 대해 각각의 단면에서의 속도벡터를 나타낸 그림으로서  $x=1.04$ 인 선두부 위치에서는 열차의 밀면과 궤도면 사이의 공기가 궤도면을 따라 측면으로 상당량 빠져나가 고가궤도밀도로 흐르고 있음을 알 수 있다. 반면에  $x=1.962$ 인 후미부에서는 반대로 측면으로 부터 미소하지만 궤도면과 열차의 밀면사이로 공기가 유입되고 있다. 이와같이 유입된 공기의 대부분은 하류로 이어지며 나머지 일부는 후류의 박리로 인해 유입된 공기와 함께

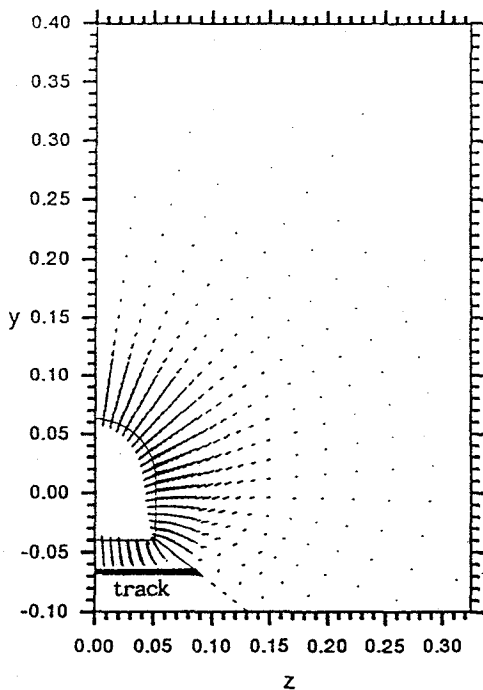


(a)  $x=1.041$



(c)  $x=2.055$

Fig.11 Cross-flow velocity distributions in various transverse planes of model 3



(b)  $x=1.962$

후연근처에서 측면으로 빠져나가 하류로 흐르면서 경계층 발달을 촉진시키게 된다.  $x=2.055$ 인 하류에서는 와동형태가 나타나는데, 자동차<sup>23)</sup>에서와 같이 지상위를 주행하는 경우와는 다른 와동형태를 보여 주고 있다. 이러한 이유는 지상위를 달리는 자동차의 경우 자동차의 밑면 및 측면에서 모두 지면의 영향을 받으나 자기부상열차는 고가궤도를 달리기 때문에 궤도면의 의한 벽면효과는 단지 열차의 바로 밑면에만 있고 열차의 측면에서는 벽면효과 보다는 자유유동에 지배되기 때문이다. 그리고 본 연구에서 제시된 모델이 자동차와는 달리 단면이 모든 방향에서 서서히 후연을 향하여 감소하는 유선형으로 설계되어 열차의 후미부에서 둘레방향 압력변화가 작기 때문이다.

Fig.12는 각각의 모델에 대한 대칭면에서의 마찰계수를 나타낸 그림으로 열차밑면에서의 마찰계수가 거의 전영역에 걸쳐 윗면에서 보다 작게 나타나고 있는데, 이는 밑면에서의 공기속도가

윗면에서보다 작아 층류 경계층영역이 넓게 형성되었기 때문이다. 마찰계수는 열차표면의 곡률로 인한 경계층내 운동량 증가로 급격히 상승한 후 감소하며 후미부에서도 선두부와 같은 곡률의 영향으로 다시 증가한 후 Divergence Flow가 되어 급속히 감소하게 된다. 후미부 윗면에서의 마찰계수가 선두부와 비슷한 크기를 갖고 있다. 이는 상류의 자유유동으로 부터 흘러들어온 공기는 선두부 차체 밑면에서의 유동저항으로 인하여 대부분의 공기는 열차의 측면 및 윗면을 따라 흐르게 된다. 따라서 윗면에서 공기의 운동량이 증가하여 후미부의 곡률변화로 인한 공기의 가속정도가 크기 때문이다. 밑면에서의 마찰계수는 열차의 선두부에서 곡률로 인하여 급격히 가속되나 상당량의 공기가 열차의 선두부 및 중심부에서 측면으로 유출되기 때문에 마찰계수는 급격히 감소하게 되며 후미부에서 다시 미소하지만 측면으로부터 공기가 유입되고 열차의 곡률변화로 인하여 다시 증가한 후 Divergence Flow가 되어 감소하게 된다.

앞에서 수치계산으로 부터 구한 열차표면에서의 압력 및 마찰계수로 부터 다음의 식에 의해 항력계수, 양력계수 및 피칭 모멘트 계수들을 구하였다.

$$C_d = C_{dp} + C_{df}$$

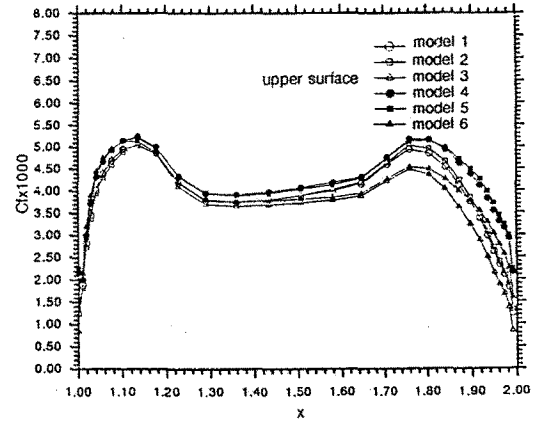
$$C_{dp} = \frac{1}{A_c} \int_s (-C_p) \vec{n} \cdot \vec{i} \, ds$$

$$C_{df} = \frac{1}{A_h} \int_s (C_f) \vec{m} \cdot \vec{i} \, ds$$

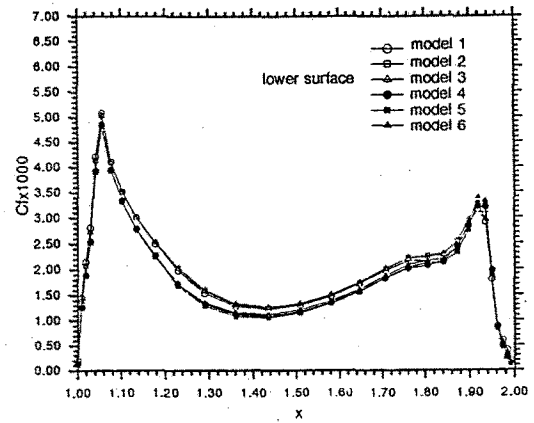
$$C_l = \frac{1}{A_h} \int_s (-C_p) \vec{n} \cdot \vec{j} \, ds$$

$$C_m = \frac{1}{A_h \ell} \int_s (x) \vec{i} \times (C_p) \vec{j} \, ds$$

여기서  $C_{dp}$ 는 차체의 선두부 및 후미부에서 비대칭 압력분포에 의한 압력저항 계수이며  $C_{df}$ 는 점성으로 인한 마찰 항력계수이고  $C_d$ 는 이 두 값을 합한 총 항력계수이다. 그리고  $C_l$ ,  $C_m$ 은 각각



(a) upper surface



(b) lower surface

Fig.12 Friction coefficient distributions on symmetry planes

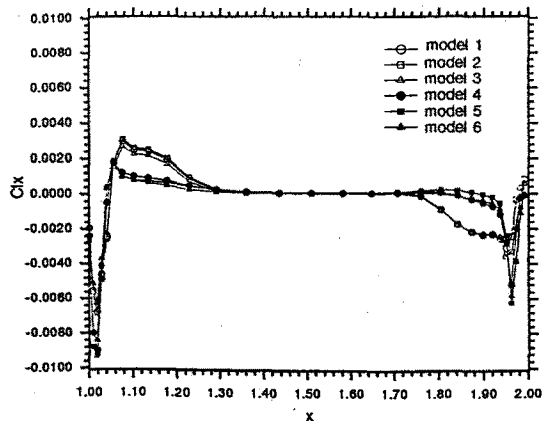


Fig.13 Local lift Coefficients

양력 및 피칭모멘트 계수이며  $A_n$ ,  $A_m$ , 1은 열차의 단면적, 수평면적 및 길이를 각각 나타내며 적분에서 사용된 기호  $\vec{m}$ ,  $\vec{n}$ ,  $\vec{i}$ ,  $\vec{j}$ 는 각각 열차표면의 접선방향, 수직방향 및 유동방향 그리고 축방향(x방향)에 수직인 연직방향의 단위벡터를 나타낸다. 적분한계  $S$ 는 열차의 전체 표면적이다. 그리고 열차의 길이방향 각 위치에서의 국소적인 양력계수를 알아내기 위하여 다음과 같이 정의한 국소 양력계수를 구하였다.

$$C_x = \frac{1}{A_n} \int_S (-C_p) \vec{n} \cdot \vec{j} ds'$$

여기서  $S'$ 은 각각의 위치에서 열차의 국소적인 들레면적을 나타낸다.

Fig.13은 열차의 길이 방향에 따른 국소 양력 계수( $C_x$ )를 나타낸 그림으로 선단근처에서는 음의 양력이 작용하며, 그 이외의 선두부에서는 양의 양력이 작용하고 있다. 그리고 물체의 중심부에서는 양력이 거의 0이 되며 후미부에서 다시 음의 양력이 발생하고 있다. 이는 선두부 및 후미부의 형상에 따른 윗면과 밑면에서의 압력차에 기인한다. 결국 항력과 마찬가지로 양력도 열차의 선두부 및 후미부의 형상에 지배적임을 알 수 있다.

Table 1은 각각의 모델들에 대해 예측된 항력, 양력 및 피칭 모멘트계수들을 나타낸 도표이다. 도표에서 알 수 있듯이 선두부 및 후미부의 길이 방향 기울기가 윗면 및 측면에서 거의 같은 완만한 형상인 Model 1~3이 측면에서 기울기가 급한 Model 4~6보다 항력계수가 약 10~20% 작다는 것을 알 수 있다. 이와 같이 Model 4~6이 Model 1~3보다 항력계수가 커지는 이유는 Fig.1에서 보는바와 같이 열차의 측면곡률이 급하기 때문에 높은 정의 압력이 선두부의 넓은 영역에 걸쳐 작용하고 후미부의 측면 근처에서 박리기포가 발생하여 후미부의 기저면(Base)에서의 압력강하가 크기 때문이다. 따라서 항력을 줄이기 위해서는 선두부 및 후미부의 측면곡률을 윗면에서와 같이 완만하게 만들어 주는 것이 바람직하다. 단면형상의 관점에서 볼 때 반원형 단면에

Table 1 Comparison of drag, lift and pitching moment coefficients for models

models	drag coefficients	lift coefficients	pitching moment coefficients
model 1	0.177	-0.024	0.078
model 2	0.171	-0.027	0.080
model 3	0.166	-0.024	0.082
model 4	0.201	-0.030	0.084
model 5	0.209	-0.030	0.088
model 6	0.199	-0.031	0.097

측면의 길이를 확장시킨 Model 3, 6이 유리함을 알 수 있다. 결국 항력저감측면에서는 Model 3이 가장 적절하며, 이때 항력계수는 0.166이다. 도표에서 양력계수는 모든 모델에서 음의 양력이 발생하고 있으며, 앞에서 언급한 바와 같이 열차의 선두부 및 후미부의 측면기울기가 항력에서와 마찬가지로 양력에도 상당한 영향을 끼친다는 것을 알 수 있다. 즉 Model 1~3에 비해 Model 4~6이 양력계수가 약 25% 정도 음의 값으로 증가하게 된다. 그러나 모든 모델에서 양력계수의 절대값이 항력계수에 비해 작아 열차의 Nose 위치가 비교적 양호하다고 판단되어지며, 열차의 선두부 및 후미부의 형상은 양력의 절대값을 작게 한다는 측면에서 Model 3( $C_l = -0.024$ )이 유리하다. 마지막으로 도표에서 피칭 모멘트계수들이 모두 양의 값을 나타내고 있는데, 이는 모멘트 중심을 열차의 중심에 두었고 열차의 후미부에 비해 선두부에서 강한 음의 양력(Fig.13)이 작용하기 때문이다. 또한 모든 모델에서 피칭 모멘트계수가 양력계수와 마찬가지로 작아 열차의 Nose 위치는 비교적 적당하다고 판단되어진다.

이상의 고찰에서 본 연구에서 제시된 6개의 모델 중 Model 3(Fig.1(c))이 공력학적 측면에서 다른 모델들에 비해 비교적 우수한 형상이라는 사실을 알 수 있다.

#### 4. 결 론

본 연구를 통하여 자기부상열차 주위의 유동장

및 공력학적 특성을 예측할 수 있는 격자생성 및 수치해석 프로그램을 개발하였으며, 여기서 제시된 6개의 자기부상열차 기초형상에 적용하였다. 이때 실제 상황과 유사하게 하기 위하여 자기부상열차는 고가궤도위를 부상하여 주행한다고 하였으며, 수치해석 결과 얻은 결론은 다음과 같다.

- 1) 열차의 후류 궤도면근처에서 유동박리가 발생하며, 후류에서 주 유동방향 와동이 발생한다는 것을 알 수 있었다.
- 2) 공기유동으로 인하여 열차에 작용하는 힘은 열차의 길이방향 곡률뿐만 아니라 단면형상에도 영향을 받는다는 사실을 확인할 수 있었다.
- 3) 열차의 길이방향에 따른 국소적인 양력변화는 선두부 및 후미부에서 크며 열차의 중심부에서는 국소양력이 거의 0으로 나타났다.
- 4) 제시된 모델들의 양력계수 및 피칭 모멘트 계수가 비교적 작아 열차의 선단 및 후연의 위치는 적합하다고 판단되어졌다.
- 5) 본 연구에서 제시한 6개의 모델중에 측면 곡률이 완만하고 반원형 단면에 측면길이를 확장시킨 단면형상의 모델(Model 3)이 공력학적 측면에서 비교적 우수한 모델이라는 것을 알 수 있었으며, 이때 항력, 양력 및 피칭 모멘트 계수들은 각각 0.166-0.024 및 0.082로 예측되었다.
- 6) 본 연구에서 최종적으로 선택된 Model 3과 같은 기초형상에 대하여 실험 및 유동조건 변화에 따른 연구가 요구되어진다.

## 후 기

이 연구는 해사기술연구소의 연구과제 “자기부상열차의 기계시스템 및 제작기술개발”의 일부로 수행되었으며 관계자 여러분께 감사 드립니다.

## 참 고 문 헌

1. 한규환, 김재홍, “미래 지향적 교통 수단으로서의 자기부상열차”, 대한기계학회지 제 32권 제 9호, pp.758-764, 1992.
2. S. R. Ahmed, “Wake Structure of Typical Automobile Shapes”, Journal of Fluids Engineering, Vol.103, pp.162-169, 1981.
3. P. W. Bearman, “Some Observation on Road Vehicle Wakes”, SAE paper 840301, 1984.
4. J. Wiedemann and B. Ewald, “Turbulence Manipulation to Increase Effective Reynolds Numbers in Vehicle Aerodynamics”, AIAA Journal, Vol.27, No.6, pp.763-769, 1989.
5. M. Sardou, “Reynolds Effect and Moving Ground Effect Tested in a Quarter Scale Wind Tunnel Over a High Speed Moving Belt”, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol.22, pp.245-270, 1986.
6. H. D. Papenfuss and M. Kronast, “Moving-Model Technique used in Automobile Aerodynamics for Measurement of Ground Effects”, Experiments in Fluids 11, pp.161-166
7. J. M. Summa and B. Maskew, “Predicting Automobile Aerodynamic Characteristics Using an Iterative Viscous/Potential Flow Technique”, SAE Paper 830303, 1983.
8. C. T. Shaw, “Predicting Vehicle Aerodynamics Using Computational Fluid Dynamics-A User’s Perspective”, SAE Paper 880455, 1988.
9. Taeyoung Han, “Computational Analysis of Three-Dimensional Turbulent Flow Around a Bluff Body in Ground Proximity”, AIAA Journal, Vol. 29, No.9, pp.1213-1219, 1989.
10. N. Taniguchi & T. Kobayashi, “Numerical Simulation for the Flow around a Car-Like Bluff Body”, SAE Paper 912575, 1991.
11. H. Djojodihardjo, “Computational Study of the Influence of Several Parameters On the Aerodynamic Performance of Automotive Vehicle”, SAE Paper 912520, 1991.



12. K. J. Grunwald, "Aerodynamic Characteristics of Vehicle Bodies at Crosswind Conditions in Ground Proximity", NASA, Tn, D-5935, August, 1970.
13. R. K. Cooper, "The Effect of Cross-Winds on Trains", Journal of Fluids Engineering, Vol.103, pp.170-178, 1981.
14. J. P. Howell, "Aerodynamic Response of MAG-LEV Train Models to a Crosswind Gust", Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 22, pp.205-213, 1986.
15. 이상준, 김대훈, "자기부상열차의 실험적 공력특성 연구", 한국기계연구소 보고서, pp.45-98, 1991.
16. H. C. Chen and V. C. Patel, "Calculation of Trailing-Edge and Wake Flow by a Time-Marching Solution of the Partially-Parabolic Equations", IIHR Report No.285, The University Iowa, 1985.
17. V. C. Patel and H. C. Chen and S. Ju, "Ship Stern and Wake Flows : Solution of the Fully-Elliptic Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations and Comparisons With Experiments", IIHR Report No.323, The Univ. of Iowa, April 1988.
18. Daohua Zhang, "Numerical Computation of Ship Stern/Propeller Flow", Department of Naval Architecture and Ocean Engineering Division of Hydromechanics Göteborg, 1990.
19. S. V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Co., 1980.
20. J. F. Thompson and Z. U. A. Warsi and C. W. Mastin, "Numerical Grid Generation", Elsevier Science Publishing Co., Inc., 1985.
21. C. J. Chen and H. C. Chen, "The Finite Analytic Method", IIHR Report No.232-IV, The Univ. of Iowa, 1982.