

一般座標系有限体積法による 自動車まわり流れの数値シミュレーション*

谷口伸行*¹, 荒川忠一*²
小林敏雄*³, 田古里哲夫*²

Numerical Simulations of the Flow Around a Car with Finite Volume Method on General Co-ordinate System

Nobuyuki TANIGUCHI, Chuichi ARAKAWA,
Toshio KOBAYASHI, and Tetsuo TAGORI

The flows around a fast-back-type car were investigated by the numerical simulations with $k-\epsilon$ turbulence model. The highly efficient calculation code on the three-dimensional and general co-ordinate system was developed for this research based on the finite volume method. The comparison of the calculation results with the experimental data showed that these simulations can predict the critical slant angle of the rear window. The effect on the grid size was also estimated by several examples.

Key Words: Turbulence, Vehicle Aerodynamics, Numerical Simulation, Three-dimensional Flow, General Co-ordinate System, Finite Volume Method, Grid Size

1. 緒 言

空力性能の向上は自動車車体設計の重要な課題である。車体の空力特性の評価において、流れ場の数値シミュレーションは従来の模型風洞実験にかわるものとして期待されている。はく離を伴う自動車周りの流れを予測するには三次元乱流計算の適用が必要と考えられるが、これに関する研究はまだ少なく⁽²⁾⁽³⁾, 予測の有効性も明らかにされていない。

車体の基本的形状と流れ場の関係については多くの実験的研究がなされており⁽¹⁾, 特にファーストバックタイプではリアウィンドウの傾斜角が臨界値をこえるとはく離点が車体後端からリアウィンドウ上部に移り、揚抗力も大きく変わることが知られている。このとき、流れ場はリアピラー部から後方に放出される一対の縦渦に特徴付けられる。

著者らは自動車の空力性能予測の対象として上記のはく離点の変化に着目し、形状を単純化したファース

トバックタイプの自動車模型に対する三次元乱流計算を行った⁽⁴⁾。この形状に対しては広谷ら⁽⁵⁾によりリアウィンドウの傾斜角 $\theta=0\sim 45^\circ$ における揚抗力測定および流れの可視化実験, $\theta=25^\circ$ での表面圧力分布測定が行われている。

本論文では格子分割を変えたいくつかの計算結果および広谷らの実験結果を比較検討し、自動車の空力性能予測における数値シミュレーションの有効性および問題点を格子分割に関して明らかにする。

上記のようなはく離を伴う流れ場の数値計算においては一般に多大な計算時間や記憶容量を必要とすることが研究の制約となっている。また、数値予測の有効性を評価するには、多数の計算結果を比較することが必要である。よって、効率のよい計算手法の開発は非常に重要な課題である。本研究では有限体積法に基づいた計算コードを用いたが、コード開発においては計算効率を重視し、安定なスキームでの定常計算の適用、物体適合座標系の導入、ベクトル化を意識したコーディングによる計算の高速化をはかった。今回用いた計算コードはスーパーコンピュータ (HITAC-S 820 H) を用いることにより、格子数の最も多いケースでも1時間以内で計算が可能であり、設計などに実用可能な計算コード開発につながるものと考えられる。

* 昭和63年10月19日 第66期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和63年3月25日。

¹ 准員, 東京大学工学部 (〒113 東京都文京区本郷 7-3-1)。

² 正員, 東京大学工学部。

³ 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106 東京都港区六本木 7-22-1)。

2. 数値計算手法

2.1 乱流モデル 本研究では乱流を表すために、工学的応用で二次元流れに広く用いられている、 $k-\epsilon$ 2 方程式モデル⁽⁶⁾を適用した。このモデルにおいて、乱れエネルギー k およびエネルギー散逸 ϵ の方程式に現れる生成項 G がベクトルの演算により表される量でないために、非正規座標系ではかなり複雑な計算を要する。そこで、速度の絶対値 $|v|$ のこう配により

$$G \sim \nu_t |\text{grad}(|v|)|^2 \dots\dots\dots (1)$$

と近似した⁽⁷⁾。ここで ν_t は乱流動粘度である。

また、物体近傍の表現として壁法則を適用した⁽⁶⁾。すなわち、境界層の速度対数分布則に基づき、運動方程式、 k および ϵ の輸送方程式を壁最近傍点で以下のように修正して境界条件を表す。

運動方程式：壁面せん断応力 τ_w を与える

$$\begin{aligned} \tau_w &= (C_\mu^{1/2} k)^{1/2} u_w / u^+ \\ u^+ &= (1/x) \log_e(Ey^+) \\ y^+ &= (C_\mu^{1/2} k)^{1/2} y_w / \nu \end{aligned}$$

k 輸送方程式：生成項 G 、散逸項 ϵ を修正する。

$$\begin{aligned} G &= \nu_t (y^+ / u^+) (u_w / y_w)^2 \\ \epsilon &= (u^+ / y^+) C_\mu k^2 / \nu \end{aligned}$$

ϵ 輸送方程式：次の代数式にかえる

$$\epsilon = (C_\mu^{1/2} k)^{3/2} / y_w x \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 u_w は壁最近傍点の速度、 y_w は壁面と最近傍点の距離を表す。 x はカルマン定数、 E は壁粗さを表す定数、 ν は動粘度、 C_μ は $k-\epsilon$ モデルの定数である。また、壁法則を適用する場合には壁最近傍点について

$$30 \leq y^+ \leq 100$$

の条件を満たすことが必要とされる。

$k-\epsilon$ モデルの五つの定数および x, E には表 1 の値を用いた。

2.2 一般座標系有限体積法による離散化 基礎式の離散化には有限体積法を用いた。また、一般座標系の適用においては、Malin らの方法⁽⁷⁾をもとに速度ベクトルの補間などについて改良を加え定式化を行った。以下では、その概要を述べる。

一般座標系においては積分体積（以下セルと呼ぶ）は任意の六面体になる。正規座標系の場合に従い、離散点 P のセルに隣り合う六つのセルを E, W, N, S, T および B 、面を e, w, n, s, t および b とする。これらの配置を図 1 に示す。スカラー量の輸送式および連続の式はこのセルで評価する。また、速度成分にはスタッガードグリッドを採用し、上記のスカラー量のセルの $e(W)$ 面上に $u, n(s)$ 面上に $v, t(b)$ 面上に w が座標方向の共変成分として定義される。速度の 3 成分

に対しては、おのおのの定義位置において異なる六面体セルがとられる、

一般に物理量 ϕ の輸送方程式は

$$(\partial\phi/\partial t) + \Delta(v\phi - \Gamma\nabla\phi) = S \dots\dots\dots (3)$$

で与えられる。 v は速度ベクトル、 Γ は拡散係数、 S は生成量である。式(3)をセル内で体積積分すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} \iiint (\partial\phi/\partial t) dV + \iint (J \cdot dn) \\ = \iiint S dV \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

ここで、 J は面からのフラックス、 n は面ベクトル、 V は体積である。式(4)は一般座標系においても有効である。式(4)の各項の積分を定め線形の離散式にまとめる。

式(4)左辺の第 2 項は六面体セルの各面において、正規座標系の場合と同様のスキームによって評価される。例えば、セル P, E の接する面 e では、

$$\begin{aligned} \iint (J \cdot dn) &= JD * F(|JM/JD|) \\ &* (\phi_E - \phi_P) + (JM * \phi_{UP}) \end{aligned}$$

$$JM = (v \cdot A)$$

$$JD = (\Gamma/x) * (e \cdot A)$$

e は座標方向の単位ベクトル

A は面ベクトル

x は点 P, E の距離

$$\phi_{UP} \text{ は風上値 } \phi_{UP} = \begin{cases} \phi_P & JM \geq 0 \\ \phi_E & JM < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (5)$$

と表される。 F は、セルペクレ数 ($Pe = JM/JD$) の関数で対流項のスキームによって表 2 の式になる。本研究の計算ではハイブリッドスキームを用いた。

式(5)において v, Γ などは補間によりあたえる。一般座標系においては、座標量、物理量の補間に対し

表 1 $k-\epsilon$ 乱流モデルの定数

C_μ	σ_k	σ_ϵ	C_1	C_2	κ	E
0.09	1.0	1.3	1.92	1.44	0.42	9.7

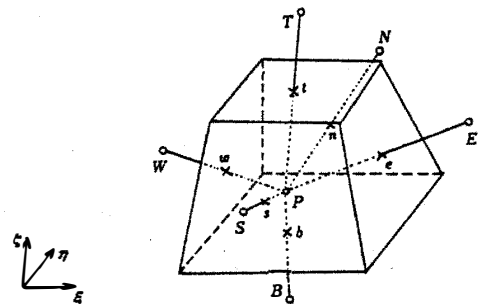


図 1 有限体積法におけるセルの定義

でもスキーム精度に見合う精度が必要と考えられる。しかし、速度ベクトル v については、各成分が異なる点で定義されており補間が複雑になるため、精度の低い補間が用いられてきた。本研究では速度ベクトルの補間において Malin の方法に改良を加え、計算効率を落とさずに精度を保つよう以下の補間法を用いた。

まず、共変成分 (u, v, w) と反変成分 (p, q, r) の関係を示す。

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & c & b \\ c & 1 & a \\ b & a & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix}$$

$$a = e_2 \cdot e_3; \quad b = e_3 \cdot e_1; \quad c = e_1 \cdot e_2 \quad \dots \dots (6)$$

ここで、スカラ量のセルの一つの面 e について考えると、1 方向の単位ベクトル e_1 とその方向の速度成分 u_e のみが定義されている。他の 2 方向について適当な単位ベクトル e_2^*, e_3^* をとれば、面 e における速度ベクトル v_e は次のように表される。

$$v_e = (u_e, v_e^*, w_e^*) = pe_1 + qe_2^* + re_3^* \quad \dots \dots (7)$$

v_e^*, w_e^* は e_2^*, e_3^* の共変成分、 p, q, r は反変成分である。面 e には成分 v, w のそれぞれについての近傍点があり、各近傍点で定義された成分とベクトル v_e の射影成分の差をとると

$$\delta v_x = v_x - v_e \cdot e_{2x} \quad (x=1, 2, \dots)$$

$$\delta w_x = w_x - v_e \cdot e_{3x} \quad \dots \dots (8)$$

となる。これらの値の面 e からの距離による重み付け平均を零として、

$$\sum \delta v_x g_x^2 = 0 \quad (g_x^2, g_x^2 \text{ は重み係数}) \quad \dots \dots (9)$$

$$\sum \delta w_x g_x^2 = 0$$

を得る。これを解いてベクトル v_e が決定される。ここで式 (9) は v_e^*, w_e^* について、セル形状のみによって定まる係数をもつ連立一次式であるため、計算機への負荷は小さい。

運動方程式については、これを各速度成分の輸送式とみなせば一般の輸送式 (3) に当てはめて離散化を行うことができる。しかし、一般座標系では各点において成分をとる方向が異なり補正が必要となる。まず、点 P に定義された速度成分 u_P についての運動方程式

を考える。隣接点 W での速度 v_w の u_P 方向成分は、

$$u_{w, \text{eff}} = (v_w \cdot e_P)$$

e_P : u_P 方向単位ベクトル

と表される。運動方程式はスタッガードグリッドで評価されるので、点 W はスカラ量のセルの面上にある。よって、 v_w には前述の式 (7)~(9) の結果が代入でき最終的な式は、

$$\begin{aligned} u_{w, \text{eff}} &= \{A_1(e_P \cdot e_1) + A_2(e_P \cdot e_2^*) + A_3(e_P \cdot e_3^*)\} \\ & * u_w \\ & + \{B_1(e_P \cdot e_1) + B_2(e_P \cdot e_2^*) + B_3(e_P \cdot e_3^*)\} \\ & * (\sum v_x g_x^2) \\ & + \{C_1(e_P \cdot e_1) + C_2(e_P \cdot e_2^*) + C_3(e_P \cdot e_3^*)\} \\ & * (\sum w_x g_x^2) \quad \dots \dots (10) \end{aligned}$$

となる。ここで、 A_1, A_2, \dots, C_3 もまた、セル形状のみによって定まる係数である。

2.3 SIMPLE アルゴリズム スタガードメッシュの場合、運動方程式における圧力項は 2 点の圧力差により簡単に離散化される。

連続式の評価には SIMPLE アルゴリズム⁽⁹⁾を用いる。まず、SIMPLE の仮定によって、速度の修正量 u', v', w' おのおのと圧力の修正量 P' の線形の関係式を運動量の離散式から得る。 u', v', w' により面からの流出流量 JM は、

$$JM^{\text{new}} = JM(u, v, w) + JM(u', v', w')$$

と修正される。 u', v', w' おのおのを上記の関係式によって P' に置き換えれば、

$$JM^{\text{new}} = JM(u, v, w) + JM^*(P') \quad \dots \dots (11)$$

となる。 JM^{new} が連続の式を満たすと考え、連続の式をスカラ量のセルで積分して得られる離散式

$$\sum JM = 0 \quad \dots \dots (12)$$

に式 (11) を代入すると圧力修正量 P' の離散式が得られる。ここで、 $JM^*(P')$ は解の収束に伴い、零に収束するので、 $JM^*(P')$ の表式は解の精度に影響を与えない。本研究の計算では、 P' の離散式が正規座標系における式と同形になるように、修正した $JM^*(P')$ を用いた。

以上述べた離散式の計算手順は正規座標系の場合に従う。ただし、緩和係数については正規座標より低い値 (P' に 0.5; u, v, w に 0.3~0.4) がよいと思われる。

3. 計算結果

3.1 格子分割の影響

リアウインドウ傾斜角 $\theta = 25^\circ$ についての計算結果を広谷らの実験結果と比較する。対象とした模型形状を図 2 に示す。実験では、模

表 2 対流項スキームとフラックス補間関数

スキーム	F (P ₀)
1 次風上	1
2 次中心	1 - 0.5 * P ₀
ハイブリッド	max(0, 1-0.5* P ₀)

型下面中心を 64×22 mm の楕円柱で支持している。計算条件は実験に合せ、レイノルズ数 5×10^5 (ケース 1 は 1×10^5)、地面境界は入口付近で滑り壁、前縁より $1.5 \times$ 模型長の位置から固定壁とした。模型形状は物体適合格子を用いて表したが、模型下面の支柱はケース 5 以外では無視した。計算領域は対称面の片側で、前方、後方におおの模型長の 3, 10 倍、上方に模型高の 6 倍、側方に模型半幅の 5 倍とした。

格子数は表 3 のように変えて計算を行った。図 3 にケース 1 の格子を示した。ケース 2, 4 ではケース 1 の格子をほぼ均等に細分化した。ケース 2 では物体近傍点の一部で y^+ が 100 を超え 2 章で述べた壁法則の条件を完全には満たさなかった。ケース 3 ではケース 2 をもとに、物体表面で上記の条件を満たすよう格子を物体近傍に集中した。ケース 5 はケース 4 に対して模型表面を細分化し、特に模型前縁に格子を集中した。また、ケース 5 では模型下面の支柱を矩形柱で表現した。

図 4 は各ケースの対称線上の模型表面の圧力係数分布である。図 5, 6 にはケース 4, 2 の速度ベクトル分布を、図 7 では模型前縁、後流部でのケース 4, 5 の比

較を示した。

まず、ケース 1, 2, 4 の結果を比較する。格子分割数の多いケース 4 では、圧力分布 (図 4) は模型前縁を除き実験とよい一致を示す。下面についても傾向は一致する。また、懸濁法やタフトグリッド法で観察されたフロントピラー一部、リアピラー一部の縦渦が予測されており、上面、側面の模型近傍の速度分布も油膜法による結果と一致する (図 5)。しかし、後部剥離域の地面付近の流れが対称面上で可視化結果と異なっている。模型前縁については、計算では角から少し離れたところから剥離が生じており、圧力分布の差はこのためと思われる。

格子数の少ないケース 1, 2 でも下面、後部上面の流れはケース 4 と基本的に変わらない。圧力分布 (図 4) は格子細分化により実験値に近づく傾向にある。

リアウィンドウ上での圧力分布は各ケースとも実験と一致する。また、後流断面の速度分布についてもケース 4 (図 5) とケース 2 (図 6) の結果はほぼ一致する。よって、リアピラー部からの縦渦は比較的分割の粗いケース 2 においてもよくシミュレートされていると考えられる。リアウィンドウの傾斜角による剥離点位置の変化は、リアウィンドウ上端の角の丸みに基本的に影響を受けないという実験結果⁽¹⁾からみて、こ

表 3 計算種類

case	mesh (on body)	Re No.	θ
1	40x20x15 (16x7x6)	10^5	25°
2	60x30x20 (28x10x10)	5×10^5	$5^\circ - 45^\circ (5^\circ)$
3	60x30x20 (28x10x10)	5×10^5	25°
4	150x65x45 (50x10x10)	5×10^5	25°
5	150x65x45 (70x20x18)	5×10^5	$15^\circ, 25^\circ, 35^\circ$

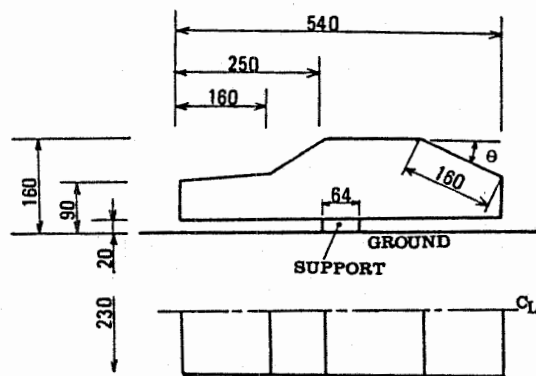


図 2 自動車模型形状

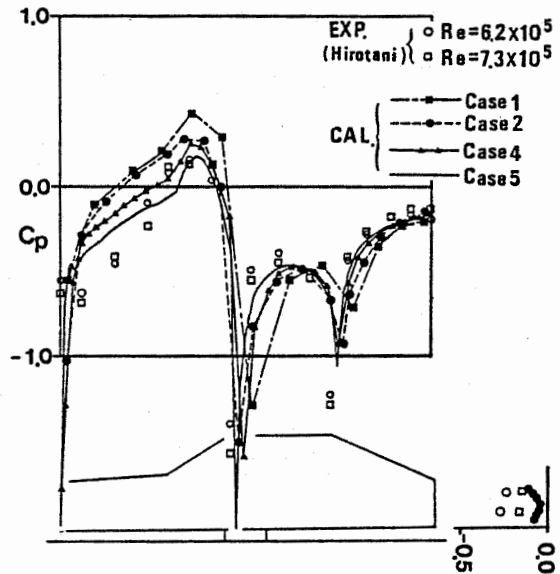


図 4 模型表面圧力係数の計算結果比較 ($\theta = 25^\circ$)

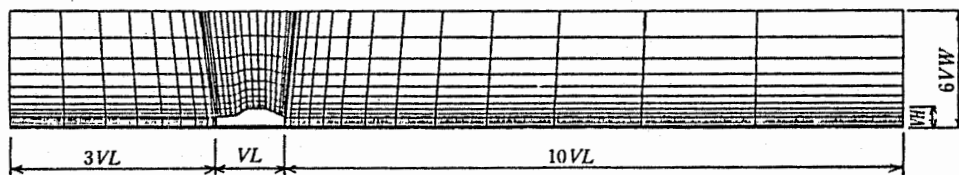


図 3 計算格子例 (ケース 1)

の変化の予測においてリアウィンドウ上の格子粗さの影響は小さいと予想され、上記の結果は妥当であると思われる。

しかし、前縁での剥離やフロントピラー部の縦渦については、可視化実験やケース4の結果で車体の極近傍に生じることが示されており、格子粗さの影響が予想される。実際、ケース1, 2の粗い格子ではこれらは予測されなかった(図6)。

ケース3ではケース2と格子数を変えず格子を物体近傍に集中した。その結果、前縁の剥離が予測され、圧力分布はケース4と近い値を得た。しかし、車体後部の剥離については剥離点がリアウィンドウ上端に移り、実験と明らかに異なる結果を与えた。これは、格子の変形が強いために、リアピラー部の縦渦の予測に誤差を生じたと考えられる。

ケース5は車体前縁の剥離に対する格子細分化の効果と、模型下部の支柱の影響を評価するために行った。車体前縁については、ケース5ではケース4に比べ剥離が速やかに生じ〔図7(a)〕、表面圧力分布(図4)も実験に近い結果を与え、剥離予測に対する格子の角部への集中の効果が示された。しかし、ケース5の結果においても剥離点付近の圧力は実験と一致しない。そのために、圧力分布において剥離域全体にわたり実験値との差が生じている。剥離点近傍の微細な流れにたいしては格子分割が不十分であると予想されるが、ケース5以上に格子を細分化する場合には角の丸みの表現、壁法則の有効性などが新たに問題となる。これについては3・3節で考察する。

支柱の影響については、図7(b)に示すとおり車体後部の剥離域内の速度分布に大きな変化が示された。支柱を考慮したケース5では支柱後流域が生じ、剥離域の地面付近の流れが可視化実験の結果にほぼ一致した。また、実験値にみられる模型下面後半の支柱後流の影響と思われる圧力降下が予測された。ただし、模型上面の速度分布、圧力分布に関してケース4との差異は小さい。また、剥離域にある車体後部の圧力にもケース4, 5に差がみられないことから、剥離点位置の変化予測に対する支柱の影響は小さいと考えられる。

3・2 リアウィンドウの臨界傾斜角の予測 次にリアウィンドウ傾斜角を $\theta=5\sim 40^\circ$ に変えた計算結果を示す。図8は速度ベクトルの変化、図9は揚抗力変化の計算値および実験値の比較である。広谷らの可視化実験によれば、リアウィンドウの傾斜角 θ が 30° 以下では剥離は車体後端部から生じリアピラー部の縦渦は角度の増加とともに強まるが、 35° 以上ではリアウィンドウの上端より二次元的剥離が生じ縦渦は弱ま

る。また、これを臨界角として揚抗力にも不連続な変化が得られている。

ケース2の格子を基準とした計算では図7に示すように $\theta \geq 35^\circ$ でリアウィンドウ上端からの剥離が予測され、圧力分布でも $\theta \leq 30^\circ$ とは明らかな違いが得られた。これは、実験における臨界角と一致する。 $\theta=5$

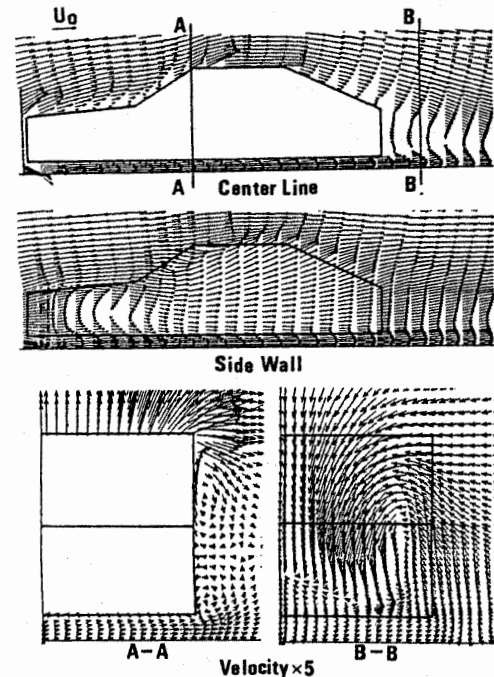


図5 速度ベクトル計算結果(ケース4)

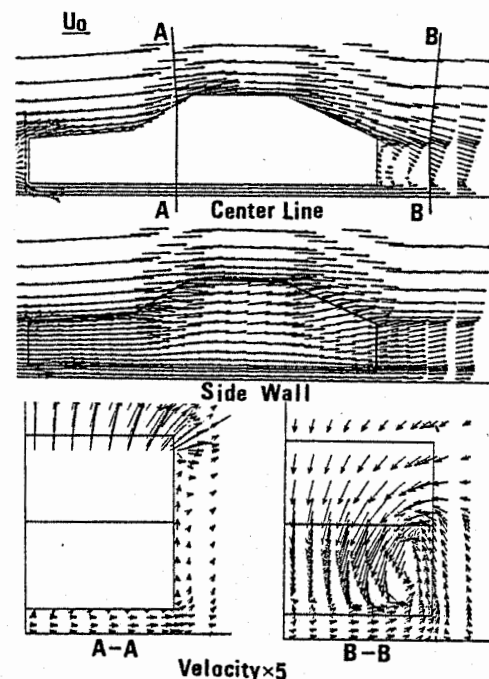


図6 速度ベクトル計算結果(ケース2)

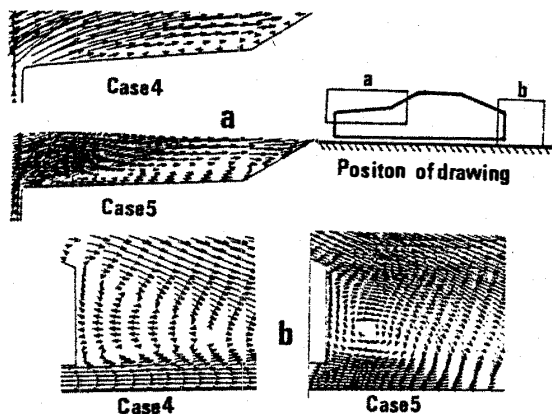


図7 ケース4, 5計算結果の細部比較

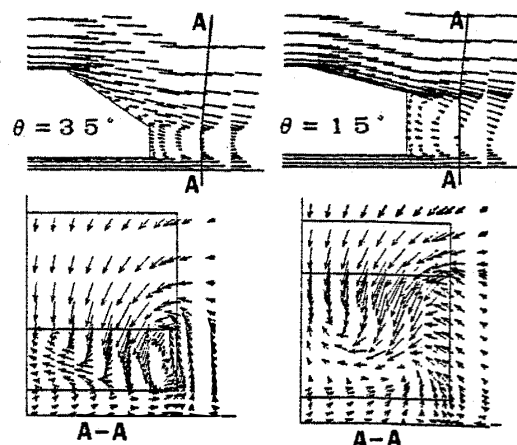


図8 後部窓傾斜角による速度分布変化の計算結果

~30°における縦渦の変化も可視化結果に従う。

図9の揚力変化については特に $\theta=5\sim 30^\circ$ で実験と傾向が一致する。ケース4を基準とした計算($\theta=15, 25, 35^\circ$)においても、縦渦の変化、揚力係数についてケース2と大きな違いはみられなかった。これは、前述の $\theta=25^\circ$ での計算においてリアピラー部の縦渦の予測に対する格子粗さの影響が小さいことから予想される結果である。

また、ケース5(25°)が揚力について最もよい予測値を与えることから、 $\theta=5\sim 30^\circ$ におけるケース2, 4の実験値との差異は、前縁の剥離域と支柱による模型下面における誤差によるものとみなせる。

これに対し抗力については各ケースとも実験の1.5~2倍の値が計算され、極大極小にもよい予測が得られなかった。また、車体後面の中心線上の圧力変化が抗力変化に対応しないケースもあり、抗力予測の信頼度はまだ低いといえる。自動車形状では抗力はほとんど圧力差により生じ表面摩擦の影響は極小さい。よって、実験と計算の差は車体後部、すなわち、リアウィンドウの縦渦による圧力降下および剥離域内の背圧の不一致によると思われる。模型上面後半の中心線上では比較的圧力分布が実験と一致しており、物体の角近傍と剥離域の流れの予測に問題があると推察される。これについては3.3節で検討する。また、 $\theta \geq 35^\circ$ では揚力についても実験との差異がみられるが、剥離点がリアウィンドウ上端に移動するため、リアウィンドウ上の剥離点近傍の圧力分布にも同様の誤差が生じると考えられる。

3.3 抗力予測に関する考察 一般に流れ場の数値シミュレーションにおいて剥離域内の圧力分布の予測は困難な課題の一つであり、今回の研究においても抗力予測において実験との差異を生じている。以下でその要因について考察する。

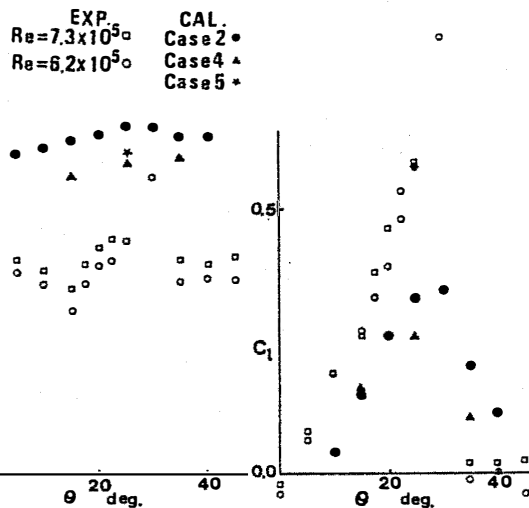


図9 後部窓傾斜角による揚抗力の変化

第1に格子粗さや形状の近似精度があげられるが、3.1節にも述べたとおり本結果においては格子分割数の影響は小さいと考えられる。また支柱の影響については、ケース5より後部剥離域内の流れ場は変化するが〔図7(b)〕、車体後面の背圧にはほとんど差を生じないことが示されており、主たる要因ではない。

ただし、3.1節に述べた前縁の剥離域における圧力予測の結果から推察して、車体角部の剥離点近傍に関しては格子分割が不十分であると考えられる。これを評価するために格子の細分化を行う場合には、前縁の剥離予測におけるのと同様に角部の丸みや壁法則の有効性についても考慮する必要がある。すなわち、角部丸みを格子分割により表現し、壁法則にかえて壁近傍の粘性底層まで計算可能な乱流モデルを用いることが望ましい。

しかし、本計算の手法も含め、流れ場の数値シミュ

レーションに主に用いられている一般座標系による離散化手法では格子分割に制限があり、上記の条件で計算を行う場合に計算格子の極端な変形が避けられない。ケース3に示されるように、格子の変形は計算結果に重大な影響を与えるおそれがある。よって、格子分割に対して自由度の高い計算手法の開発が待たれる。

4. 結 論

一般座標系有限体積法による計算効率のよい三次元流れ場計算コードを開発し、自動車車体周り流れの数値シミュレーションに適用した。

$k-\varepsilon$ モデルによる定常乱流計算はファーストバックタイプの車体のリアピラー部に生じる縦渦を表現することができ、車体後部の剝離形状変化に対するリアウィンドウの臨界傾斜角の予測に有効である。

剝離域内の圧力予測に対して、本計算は不十分であり、特に抗力に対して実験との差異を生じる。車体角部の剝離点近傍の流れ場予測精度が要因としてあげられ、その評価のためには格子自由度の高い計算手法の

開発が待たれる。

なお、本研究の計算は東大大型計算機センターにおいて行われた。また、計算コード開発においては大型計算機端末用ソフトウェア"eterm"⁽¹⁰⁾を利用した。感謝の意を表する。

文 献

- (1) Morel, T., and SAE Paper, 780267 (1979).
- (2) Wagner, B., VDI Ber., No. 537 (1984), 661.
- (3) Rawnsley, S. M. and Tatchell, D. G., SAE Paper, 860217 (1986).
- (4) 谷口・荒川・小林・田古里, 生産研究, 40-1 (昭63), 47.
- (5) 広谷, 東大舶用機械工学科修士論文, (昭60).
- (6) Rodi, W., *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics*, (1980), pp. 26-33, Int Association for Hydraulics Research, Delft, the Netherlands.
- (7) Malin, M. R., ほか, *Proc. 2nd Int. Symp. Ship Viscous Resistance*, (1985).
- (8) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), pp. 113-135, Hemisphere publishing Co., New York.
- (9) Huang, P. G. and Leschziner, M. A., *An Introduction and Guide to Computer Code TEAM*, (1983), not published.
- (10) 額額, 東大計算機センターニュース, 18-12 (昭61).

討 論

〔質問〕 亀本 番 司〔横浜国立大学〕

(1) 格子分割のことなる5ケースについてそれぞれの計算結果を比較検討され、おもに格子分割の仕方による計算結果の差異を指摘しておられるが、 $k-\varepsilon$ モデルに用いられる定数の値に依存する計算結果の差違についても検討を要する事柄ではないか。

(2) はく離域に対して満足できる計算結果が得られなかったと結論されておられるが、貴解析で用いられた $k-\varepsilon$ モデルの数値(表1)によって、壁面上の乱流境界層およびはく離域の乱流混合の両者をどの程度の合理性をもってモデル化できるのか。

(3) ページ左欄 ~ 行に「ケース4を基準とした計算($\theta=15^\circ, 25^\circ, 35^\circ$)…」とあるが、表3によればケース4ではなくケース5に対応しているようで、表3の誤記と思われるがいかがか。

〔回答〕 (1)(2) $k-\varepsilon$ モデルは乱流の局所等方向性が仮定される流れ場に対して一般に妥当性を持つと考えられる。はく離域内の流れに対してはこの仮定に疑問が残るが、非等方の程度が小さい範囲では近似モデルとして $k-\varepsilon$ モデルは妥当性を持つと考えられる。また、モデル定数については、正確には境界層、自由せん断層等の流れ場の各領域において異なりうるが、はく離構造などの流れ場の大規模な特性に与える影響は比較的小さいものと思われる。しかし、予測の精度を問題とする場合は定数の最適値と場所による変化の評価はご指摘のとおり重要な課題であり、より基本的な流れ場で検討する必要がある。

(3) 表3についてはご指摘のとおりで、本文のとおり $\theta=15^\circ, 35^\circ$ の計算はケース4において行われた。