

列車トンネル突入時のトンネル内圧縮波形成過程
に関する研究

小 川 隆 申

①

列車トンネル突入時のトンネル内 圧縮波形成過程に関する研究

小川 隆申

1995 年 2 月

概要

近年、世界的に列車の高速化が図られており、列車の速度は速いもので営業運転で時速 300km 近く、試験的には時速 500km にもおよんでいる。このような高速で走行する列車がトンネルに突入すると、列車前面で圧力が上昇することによってトンネル内に圧縮波が形成され、トンネル出口に向かってほぼ音速で伝播する。そして、この圧縮波がトンネル出口を通過すると、パルス状の圧力波となって周囲に広がってゆく。このパルス波は「トンネル出口微気圧波」、あるいは単に「微気圧波」と呼ばれ、場合によってはトンネル出口周辺住民にとって騒音になる。微気圧波は列車のトンネル突入速度の三乗で強くなる（三乗則）ことが知られており、列車の高速化のためには微気圧波を軽減することが必要とされている。

微気圧波の強さは列車トンネル突入時に形成される圧縮波波面の波面勾配に比例することが既往の研究から明らかになっている。そのため、微気圧波軽減のためには圧縮波波面を緩やかにすればよいことがわかっている。しかし、列車トンネル突入時の流れ場は、列車とトンネルが相対的に移動するという移動境界問題による困難さから実験的、解析的研究が難しく、依然明らかになっていないことが多い。

そこで、本論文では列車トンネル突入時の流れ場、特にトンネル入口での圧縮波形成過程を解明することを目的とし、以下に述べる内容の研究を行った。まず、領域分割法と解強制置換法を用いることによって移動境界を有する流れ場を数値的に解く手法を開発した。そして、その手法によって列車がトンネルに突入してからトンネル出口で微気圧波が発生するまでの二次元の流れ場を解き、開発した数値解析手法の有効性を示すとともに、計算結果からトンネル内圧縮波の時空間的なスケールや数値解析に必要な空間解像度、そして、微気圧波の基本的な特性などを明らかにした。

次に、列車トンネル突入時の軸対称流れを解き、計算結果を実験結果と比較することによって数値計算結果が信頼できることを検証した。また、列車トンネル突入速度などの流れ場のパラメータを様々に変化させ、それに応じて圧縮波波面勾配がどの様に变化するかを数値計算によって調べた。その結果、ある速度までは微気圧波の強さは速度の三乗に比例するが、それより大きい速度になると微気圧波は速度の三乗則により予測される値よりも大きくなることなどが明らかになった。

さらに、数値計算法を三次元に拡張し、実際の列車がトンネルに突入する時の三次元粘性流れを数値的に解いた。計算結果はトンネル入口近傍で実測結果とよく一致しており、流れ場を十分な精度で捉えていることが検証された。計算結果から、実測では明らかにすることができなかったトンネル内での圧縮波の形成過程や車体にかかる空気力の時間的な変化などが明らかになった。また、列車がトンネル内の中央を走行する場合の流れ場の数値計算を行い、トンネル内の片側を走行する場合の結果と比較したところ、圧縮

波面勾配の最大値は中央を走行する場合の方が小さくなり、列車、トンネルの形状、列車突入速度など流れ場の条件が等しくても、流れの状況が変化すれば圧縮波面勾配が変化しうること示した。

数値計算ではある条件下での流れ場の詳細を知ることはできるが、現象の法則性を明確にするには数多くの条件について計算を行わなければならない。そこで、列車トンネル突入時の流れ場を一次元的な流れ場としてモデル化することによって圧縮波面勾配の支配的パラメータを導出した。その結果、圧縮波面勾配は列車突入速度と等しい速度を持つ一様流中に置かれた列車まわりの定常流れにおける、想定されるトンネル壁面の位置でのトンネル壁面に垂直な速度成分のトンネル断面内積分値 v_{wall} に比例することを明らかにし、その結果を実験結果と比較することによって実証した。また、列車がトンネル内の中央を走行する場合に片側走行する場合よりも圧縮波面勾配が小さくなるのは、中央走行の場合に v_{wall} の最大値が小さくなるためであることを明らかにした。そして、これらの結果から圧縮波面勾配の簡単な予測方法と圧縮波面を緩やかにするための列車形状、およびトンネル断面形状設計指針を提案した。

目次

記号	1
1 序論	3
1.1 研究の背景	3
1.2 列車トンネル突入時の流れ場に関する過去の研究	6
1.3 本研究の目的	9
2 数値計算法	11
2.1 基礎方程式	12
2.1.1 デカルト座標系における基礎方程式	12
2.1.2 一般座標系における基礎方程式	14
2.2 空間方向の離散化	15
2.3 軸対称オイラー方程式とその離散化について	17
2.4 時間積分	18
2.5 領域分割法	20
2.5.1 解強制置換法 (Fortified Solution Algorithm(FSA))	21
2.5.2 解強制置換法の導入に伴う数値解析手法上の修正	22
2.6 境界条件、および初期条件	23
2.6.1 物体壁面境界条件	23
2.6.2 無反射境界条件	23
2.6.3 初期条件	24
3 列車トンネル突入時の流れ場の二次元非粘性計算	26
3.1 計算領域	27
3.2 計算手順	27
3.3 計算結果、および考察	28
3.4 まとめ	30
4 計算結果の検証、および圧縮波面勾配に関するパラメトリックスタディ	31
4.1 計算結果の検証	32
4.1.1 実験装置、および条件	32
4.1.2 計算領域	32
4.1.3 解の格子幅、時間刻み幅に対する依存性	34
4.1.4 実験結果との比較による計算結果の検証	35
4.2 列車突入速度、列車トンネル断面積比の圧縮波面に与える影響について	35
4.2.1 列車トンネル突入速度の影響	36
4.2.2 列車・トンネル断面積比の影響	36
4.2.3 列車先頭部断面積勾配が等しく、列車トンネル断面積比が異なる場合	37
4.3 まとめ	38

5	「のぞみ」型車両トンネル突入時の流れ場の三次元粘性計算	39
5.1	実測条件	40
5.2	計算領域	40
5.3	領域分割、および格子形状	41
5.4	計算方法、および計算時間	43
5.5	計算結果	44
5.5.1	トンネル突入前の流れ場の様子	44
5.5.2	トンネル突入時の流れ場の様子	44
5.5.3	実測結果との比較	45
5.5.4	車体にかかる空気力の時間変動	47
5.5.5	圧縮波の形成過程について	47
5.5.6	流れの三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響	48
5.6	まとめ	48
6	列車トンネル突入時の圧力変動に関する準一次元流モデル	50
6.1	対象とする流れ場	50
6.2	基礎方程式の導出	51
6.3	列車トンネル突入時の圧力擾乱方程式の導出	52
6.4	流管断面積の定式化	54
6.5	実験結果との比較による検証、および、考察	55
6.5.1	Maeda らの実験との比較（軸対称流れ）	56
6.5.2	三次元計算結果との比較	58
6.6	まとめ	59
7	結論	61
	参考文献	63
	謝辞	66

記号一覧

c	: 音速
ρ	: 密度
u, v, w	: x, y, z 方向の速度
U, V, W	: 速度ベクトルの反変成分
e	: 単位体積あたりの全エネルギー
T	: 絶対温度
M	: マッハ数
γ	: 比熱比
Re	: レイノルズ数
Pr	: プラントル数
R	: 気体定数
τ_{ij}	: 粘性応力テンソル
μ	: 粘性係数
χ	: 解強制パラメータ
x_r, y_r, z_r	: x, y, z 方向の格子の移動速度
w_0, w_+, w_-	: 特性速度 $u, u+c, u-c$ で伝播する特性量
d	: トンネル水力直径
Ω	: 立体角
S_t	: トンネル断面積
U_t	: 列車トンネル突入速度
R_t	: 列車・トンネル断面積比
κ	: 列車先頭部形状に依存するパラメータ
a/b	: 列車先頭部アスペクト比 (a : 列車半径, b : 列車先頭部長さ)
R^0, R^+, R^-	: 特性速度 $u, u+c, u-c$ で伝播する特性量
A	: 流管断面積
A'	: トンネル壁面によって縮小される流管断面積
v_{wall}	: 一様流中に置かれた列車まわりの定常流れにおける、 想定されるトンネル壁面高さでのトンネル壁面に垂直な速度成分の断面内積分値
\mathbf{n}	: 壁面に垂直方向の単位ベクトル
u_n	: 壁面に垂直な速度成分
C_D, C_L	: 抵抗係数、揚力係数

上付き添字

- n : 時刻 $n\Delta t$
- ρ : 密度
- u, v, w : x, y, z 方向の速度
- U, V, W : 速度ベクトルの反変成分
- ι : 列車トンネル突入による擾乱
- : 断面内での平均

下付き添字

- x, y, z : x, y, z 方向の微分
- ξ, η, ζ : ξ, η, ζ 方向の微分
- f : 強制解
- 0 : 基準状態における値
- B : 境界における値

1 序論

1.1 研究の背景

鉄道は、その高速性、安全性、確実性、ならびに輸送容量の大きさから航空機の発達した現在でも、最も重要な交通機関の一つであり、常にその輸送能力の拡大、所要時間の短縮が望まれている。こういった社会的な要請から、世界的に列車の高速化が進められており、日本においては、1964年の新幹線の開通により列車の速度は飛躍的に上昇した。それまでの列車の営業速度が高々時速100km程度であったのに対し、新幹線の最高速度は時速200kmを上まわるものであった。

このような飛躍的な速度上昇に伴い、列車が高速でトンネルに突入する際に、従来まで考えられなかった列車特有の空力的な現象が発生した。昭和50年(1975年)以降、新幹線が高速でトンネルに突入した後、トンネル出口側で突然破裂音がしたり、トンネル出口付近の家屋の窓枠や戸が不意に動いて音を立てるといふ現象が観測されるようになったのである¹⁾。その後、この現象を解明すべく、瀬沼ら²⁾によって実測が、小沢¹⁾によって実測に加えて数値的な解析が行われた。その結果、このトンネル出口騒音は図1.1に示すようなメカニズムで発生することが明らかになった。まず、列車が高速でトンネルに突入することによってトンネル内列車前面で空気が圧縮され、圧力が上昇する。その圧力上昇は圧縮波となり、トンネル出口に向かっては音速で伝播する。このとき、流体運動の非線形性から、圧縮波波面は伝播するにしたがい切り立ってゆく。この圧縮波がトンネル出口を通過すると、パルス状の圧力波となってトンネル出口周辺に広がってゆき、前述のような騒音を引き起こすことになる。小沢はこのパルス波を「トンネル出口微気圧波」、あるいは単に「微気圧波」と呼んでいる。

小沢の実測結果¹⁾によれば、微気圧波の実態は次のようなものである。微気圧波の圧力変動は微小で列車突入速度が200km/hの場合、トンネル出口から20m離れた場所での微気圧波の最大値は大きい場合で25kg/m²程度(大気圧の0.2~0.3%程度)である。このように、微気圧波の圧力変動は大気圧の1%にも満たない程度であるが、人間の耳への圧迫感、および疼痛をもたらす圧力変動の下限値の範囲が、

82 ~ 109kg/m² 以上で圧迫感

205 ~ 410kg/m² 以上で疼痛

とする大島の報告³⁾を考慮すれば、決して小さな値ではない。微気圧波の波形については、10Hz以下の波数成分が多く比較的低周波の波である。実測された微気圧波の波形の中には、最初の最も強い微気圧波に続いて第二、第三のパルス状の圧力波が観測される場合がある。この現象は、列車トンネル突入によって生じた圧縮波がトンネル出口を通過する際、トンネル出口でトンネル入口に向かう反射波が生じ、その反射

波がトンネル入口と出口で反射を繰り返すことによってトンネル内を複数回往復し、トンネル出口に到達する度にパルス状の圧力波を放出するためであると説明されている。最近では、パンタグラフによる騒音を軽減化するために大きなパンタカバーが取り付けられるようになってきたが、これらによっても微気圧波が形成されることが観測されている。

実測による調査と同時に、微気圧波の理論的な研究も進められた。山本⁴⁾は、トンネル出口に到達した圧縮波の圧力と微気圧波の圧力との関係を解析的に求めている。それによると、トンネル出口から放射される球面波、つまり微気圧波の圧力はトンネル出口における流速から決まり、低周波および遠方場近似を用いることによって、圧縮波の圧力 p と微気圧波の圧力 P との関係は次のようになる。

$$P \approx \frac{2\rho_0 S_T}{\Omega r} \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{2S_T}{\Omega r c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.1)$$

但し、 ρ_0 , c_0 は基準状態における空気密度と音速、 u は圧縮波に伴う空気の流速、 S_T はトンネル断面積、 Ω は立体角である。また、小沢¹⁾は、トンネル出口での圧縮波の圧力 p と微気圧波の圧力 P との間のより一般的な関係を線形音響学に基づいて導出し、次のような関係を得た。

$$P = \frac{2a}{c_0} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.2)$$

これらの研究から、微気圧波最大値がトンネル出口に到達した圧縮波の圧力の時間微分値、つまり圧縮波の波面勾配に比例することが明らかになった。したがって、前述のように圧縮波はトンネルを伝播する間に波面勾配が切り立つため、トンネルが長ければそれだけ微気圧波は強くなることになる。

さらに、山本⁴⁾は、圧縮波の圧力上昇 Δp が列車トンネル突入速度 U_t の 2 乗にほぼ比例し、圧縮波形成の時間的スケールが U_t に逆比例することから、圧縮波波面勾配は U_t の 3 乗に比例し、波面勾配に比例する微気圧波の最大値もまた U_t の 3 乗に比例するという U^3 則を見いだした。これは、実測¹⁾や実験⁸⁾などでも、突入速度が時速 200km 半ばまで（マッハ数で 0.2 程度まで）の範囲で成立することが確認されている。但し、長いスラブ軌道のトンネルの場合には、圧縮波がトンネル内を伝播する間の非線形効果の影響により波面が切り立つため、微気圧波の強さは U^3 則から予測される値よりも高い値を示すことが知られている¹⁾。

以上の結果から、微気圧波の強さは圧縮波の波面という微細な構造に依存し、微気圧波を低減させるには圧縮波の波面勾配を緩やかにすればよいことがわかる。その方法の一つとして、列車がトンネルに突入する時点でトンネル内の圧力上昇を緩やかにし、圧縮波の波面勾配を緩和させる方法が考えられる。小沢¹⁾は、トンネル入口に、トンネル断面より一回り大きく、その側面に空気を抜くための穴を持った緩衝工（フード）を設けることで、列車突入時の圧力上昇を緩やかにする方法を試みた。これを、実際の新幹線の

トンネルに適用したところ、列車の突入速度が最大で 210km/h の範囲で微気圧波を半減することに成功している⁹⁾。その後、フードをトンネル入口に取り付ける方法は幾つかのトンネルに適用され、当時の新幹線の速度、時速約 220~240km における微気圧波の問題については一応解決されたことになる。

しかし、近年になって列車の高速化が一段と進められるようになった。1993 年には、東海道新幹線の一部の車両では営業速度が 270km/h まで高速化され、将来的には最高速度を 300km/h 以上にまであげようという計画もある^{5),6)}。さらに、現在開発中の磁気浮上式列車(リニアモーターカー)に至っては、目標最高速度は 550km/h に及ぶ。前述のように微気圧波の最大値は列車トンネル突入速度の 3 乗に比例することから、仮に、列車速度が 240km/h から 300km/h に上昇したとすると、微気圧波の強さは約 2 倍強くなる。このことから、近年の列車の高速化によって、微気圧波が再び問題になることが懸念され、従来までの列車速度を対象にした微気圧波対策では不十分となる可能性がある。

微気圧波は低周波の波であるため、自動車エンジンなどの排気口のマフラーのように、トンネル出口側の形状を変形することによって微気圧波を緩和することは難しいとされている¹⁾。また、圧縮波がトンネル内を伝播する間に、流体運動の非線形性によって圧縮波波面勾配が切り立ってくるが、波面勾配が大きいほど切り立ち方が強いので、トンネル入口において圧縮波波面勾配が緩やかであることが望ましい。さらに、列車突入速度が大きくなればトンネル内の圧力上昇量もほぼ列車突入速度のほぼ 2 乗に比例して大きくなり、微気圧波の問題ばかりでなく、車体にかかる動的な空力の荷重の増加からくる構造的疲労や、列車内部の気圧の急激な変化による乗客の鼓膜への影響なども懸念され、こういった観点からもトンネル入口での圧力上昇を緩やかにするための対策が必要である。そのためには、トンネル入口の形状を変更したり、列車の先頭車両形状を工夫するなどの対策が必要とされる。

しかしながら、圧縮波のトンネル内の伝播とそれによる圧縮波波面の切り立ちや、トンネル出口における圧縮波波面勾配と微気圧波の強さとの関係が、過去の研究によって明らかにされたのとは対照的に、列車トンネル突入時の流れ場に関する研究は数少なく、依然明らかになっていないことが多い。そのため、トンネル突入時の圧力上昇を緩やかにするための列車形状やトンネル入口形状の設計指針は確立されていないのが現状である。しかも、近年になって総二階建ての新幹線車両も登場するなど列車の車体形状も多様化し、幅広い社会的な要請を満たしつつもトンネル突入時の圧力上昇を緩和させるといった高度な設計も要求されている。このような背景を踏まえ、本論文では列車がトンネルに突入する時のトンネル入口での流れ場を調べることに主眼を置く。

1.2 列車トンネル突入時の流れ場に関する過去の研究

列車トンネル突入時の流れ場については、列車にかかる空気抵抗の増大や乗客の鼓膜への影響の懸念から、始めは、トンネル出口微気圧波ではなくトンネル内の圧力上昇量について中心に調べられた。

最初の研究は、1927年の Tollmien¹¹⁾によるものである。Tollmien は、トンネル内を走行する列車まわりの定常流れにおいて列車前面の圧力を解析的に求めている。しかし、列車の速度が高々100km/hであり、空気の圧縮性が考慮されていないため、本論文の対象とする流れ場とは異なる。

その後、圧縮性を考慮した列車突入時の圧力上昇量が、原¹²⁾によって解析的に求められている。原は、列車がトンネルに突入し、圧縮波が発達した定常流を考慮し、流れ場を圧縮波到達前のトンネル内の気体の状態、圧縮波背後の状態、列車側面の状態、トンネル外部の状態の4つの状態に分け、それぞれの状態の間で保存される量について定式化して連立方程式を立て、これを解くことによって十分発達した圧縮波の圧力上昇量が次式によって表されることを導いた。

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho U_t^2 \frac{1 - (1 - R_t)^2}{(1 - U_t/c) \{U_t/c + (1 - R_t)^2\}} \quad (1.3)$$

ここで、 U_t は列車の突入速度、 R_t は列車・トンネル断面積比である。但し、上式は粘性の影響が無いとした場合の式である。この理論式は、実測によって列車突入速度が時速100kmまで¹²⁾、実験結果⁸⁾との比較によって突入速度200km/h半ばまでの範囲で成立している。また、この理論では、列車トンネル突入時の圧力上昇量 Δp は列車先頭形状に依存せず、突入速度と列車・トンネル断面積比だけでできまるとしているが、このことも実験⁸⁾で確認されている。以上のことから、粘性の影響を何らかの形で取り入れなければならないものの、原の理論は列車トンネル突入時の圧力上昇量に関する理論としてほぼ完成されたものであるといえる。

一方、圧縮波の形成過程や波面勾配に関する研究は、圧縮波の圧力上昇量と異なり、列車がトンネルに突入してからの過渡的な非定常流れを考慮する必要があり、列車がトンネルに対して相対的に移動する移動境界問題からくる困難さから、過去の研究例は多くない。

松村ら³³⁾は、前述の原の理論を用いて圧縮波波面勾配に関する経験式を提案している。それによると、トンネル内の圧力上昇量は原の理論から式(1.3)で与えられるとし、その圧力上昇に要する時間スケールを列車先頭部形状に依存するパラメータ κ を導入して $\Delta t = \kappa d/U_t$ と表すことにより、圧縮波波面勾配が次式で与えられるとしている。

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_{\max} = \frac{1}{2} \rho \frac{U_t^3}{\kappa d} \frac{1 - (1 - R_t)^2}{(1 - U_t/c) \{U_t/c + (1 - R_t)^2\}} \quad (1.4)$$

ここで、 d はトンネルの水力直径である。しかしながら、この式により予測した圧縮波波面勾配を実験結果などと比較した例が過去にないため、予測の精度やこの式を適用することができる有効範囲などについては明らかになっていない。また、任意パラメータ κ を含んでいるため列車の形状に応じてこのパラメータを決定しなければならないが、 κ を列車の形状に応じてどのように決定するのか、また、 κ が列車形状だけに依存するのかなどについても議論されていない。

列車トンネル突入時の非定常流れの解析的研究例も、僅かながら幾つかある。山本¹⁰⁾は、列車がトンネルに突入するときのトンネル内の流れをポテンシアル流れとみなして定式化し、これを等角写像することによって解いている。しかしながら、解を求めるにあたって大胆な仮定をしている上に実測や実験による実証がないので、得られた解がどれほどよく現象を表しているのか定かではない。他の解析的研究例についても、やはり、解析する上での困難を避けるために流れ場を大幅に簡略化しており、いずれの場合も実用上有益と考えられる結論を得るにいたっていない。

解析的な研究と伴に実験的な研究も行われている。列車がトンネルに突入するときの流れ場は、移動境界問題であるので従来の風洞実験ではこの流れ場を再現できない。そのため、トンネルに見立てたダクトに、列車に見立てた発射体をスプリングや圧搾空気などで打ち込むといった実験が幾つか行われている。

梶山ら⁷⁾は、先頭形状を変化させた発射体をダクトに打ち込み、ダクト内の圧力履歴を測定することによって、列車先頭形状が圧縮波波面に与える影響について調べている。結果は、直感的にも予想されるように列車の先頭部を細長くするほど微気圧波強さが小さくなる、つまり圧縮波波面勾配が緩やかになるということ、先頭形状と波面勾配の定量的な関係については触れられていない。

小沢¹⁾は、主に、トンネル入口のフード形状が圧縮波波面勾配に与える影響について実験的に調べている。様々な形状のフードを取り付けたダクトに発射体を突入させ、ダクト内の圧力履歴を測定する実験を行った。切り欠きのあるフードや、スリット型、ホーン型等のフードについてそれぞれの波面勾配緩和効果について報告しており、ある特定のフード形状の微気圧波軽減効果については知ることができる。しかし、結果についての物理的な解釈や考察などは行われておらず、フード形状と圧縮波波面勾配との一般的な関係については明らかにされていない。

Maeda⁸⁾らは同様に、回転放物形、回転楕円形、円錐形の発射体をダクトに突入させ、ダクト内の圧縮波波面勾配が発射体の先頭形状によってどのように変化するかを調べている。その結果、波面勾配の最大値は回転放物形、回転楕円形、円錐形の順に大きくなり、この順番は発射体先頭部の断面積勾配が大きくなる順番に一致する。また、圧縮波波面勾配が最大になる時間の順序も、断面積勾配が最大になる位置の順番

と一致すると報告している。この結果からすると、圧縮波波面勾配は列車先頭部の断面積勾配だけに依存しているようである。しかし、それに反する実験結果が同じく Maeda ら⁸⁾によって報告されている。それによると、先端部分がある程度の長さだけ切り落とした発射体をダクトに突入させ、切り落とした長さに応じて圧縮波波面勾配がどのように変化するか実験的に調べた結果、ある長さの範囲内であれば列車の先端部分を切り落としても圧縮波波面勾配の最大値には影響が表れないことが明らかになった。したがって、列車の先端部分を切り落とすことによって列車先頭部の断面積勾配が変化するにもかかわらず、圧縮波波面勾配に影響が表れないことから、圧縮波波面勾配は列車先頭部断面積勾配だけに依存するとは断言できないことになる。この矛盾については報告の中では触れられていない。

解析や実験以外の研究手法として用いられてきた方法の一つに、列車トンネル突入時のトンネル内の流れ場を一次元的な流れとして定式化し、その結果得られた基礎方程式を数値的に解く方法がある。鹿毛ら¹³⁾や Swarden¹⁴⁾は、トンネル入口における圧縮波発生メカニズムが列車鼻部の進行によるトンネル断面積の時間的減少に起因するとして、一次元圧縮性オイラー方程式に湧き出し項として断面積の時間変動項を付加し、それを特性曲線法により解くことによって列車がトンネルに突入するときの流れ場を解析している。また、渡辺らは¹⁵⁾同じく断面積の時間変動項を含んだ一次元圧縮性オイラー方程式を、差分法によって解いている。これらの方法によって列車トンネル突入時の流れ場を解いた結果、圧縮波の圧力上昇量については、前述の原の理論値や実験結果と概ね一致しており、ほぼ予測できることがわかっている。しかしながら、圧縮波波面勾配については、実験結果と一致した結果は得られていない。特に、圧縮波波面の波形については定性的にも実験結果と一致していない。実験、および実測から得られた圧縮波の波形は、 $\tan^{-1}kt$ に近い曲線(k は定数)で、列車がトンネルに突入する前からトンネル内で徐々に圧力上昇が始まっているのに対し、これらの一次元的な解析から得られた圧縮波波形は、列車の先端がトンネルに突入する瞬間から急激に圧力上昇が始まり、列車先頭の断面積変化のある部分がトンネルに突入し終わると圧力上昇も急に止まってしまうといった直線的な波形となっている。そのため、これらの手法による圧縮波波面勾配に関する議論には無理がある。

以上、列車トンネル突入時の流れ場に関する過去の研究を簡単にまとめると、圧縮波の圧力上昇量については明らかにされているが、圧縮波波面勾配については、十分な知見が得られるに至っていない。圧縮波波面に与える列車先頭形状の定性的な影響などが、実験的な研究によって断片的に調べられてはいるものの、測定できる物理量にも限りがあるため、物理的な考察に乏しく、波面勾配に関する法則性や支配的なパラメータについては明らかになっていない。

1.3 本研究の目的

本研究の目的は、まず列車がトンネルに突入する時の流れ場を調べることにある。特に、微気圧波軽減のために重要であるにもかかわらず、依然明らかになっていない圧縮波の形成過程、ならびに圧縮波波面勾配の支配的パラメータについて重点的に調べる。以下に、本研究で行った一連の研究を、章を追って簡単に説明する。

本研究では、列車トンネル突入時の流れ場を数値的に解くことによって調べる。近年、計算機の飛躍的な演算能力の向上とともに、数値流体力学 (CFD: Computational Fluid Dynamics) はめざましく進歩した。解析的な研究では難しかった複雑な形状の流れ場を容易に解くことができたり、実験的な研究では限界があった流れ場全体の詳細な情報が得られることから、流体解析手法の一つとして重要な役割を担うようになってきている。しかし、列車トンネル突入時の流れ場を数値的に解く場合には、やはり解析的な研究や実験的な研究と同様に移動境界問題からくる困難さのため、過去にこの流れ場を数値的に解析した例はほとんどなかった。そこで本研究では、移動境界問題を取り扱うためのアルゴリズムを開発し、列車がトンネルに突入するときの流れ場を数値的に解く手法を確立する。基礎方程式から離散化の方法、そして、移動境界問題を解くためのアルゴリズムなど、数値解析手法の詳細について、第二章にまとめて説明する。

第三章では、列車がトンネルに突入時の流れ場の二次元数値シミュレーションを行った結果について述べる。この計算によって、列車のトンネル突入から、それによる圧縮波の形成、トンネル内の伝播、そして、トンネル出口での微気圧波の発生までの一連の現象を捉え、後章で重要な情報となる圧縮波の圧力上昇量や圧縮波波面の空間的スケールなどを調べる。さらに、開発した数値解析手法の利点を生かして局所的な空間解像度を高める方法を開発し、微気圧波の強さを正確に予測するため、伝播する圧縮波波面を常に高い空間分解能で解くことを試みる。

第四章では、数値解析結果を検証するため、解の格子幅、時間刻み幅に対する依存性を調べた上で、Maeda ら⁸⁾が行った実験と数値解析による結果とを比較する。Maeda らの実験は、列車に見立てた軸対称の発射体を、トンネルに見立てた円筒形のダクトに突入させ、ダクト内での圧力の時間履歴を測定するものである。流れ場は軸対称であると考えられるので、計算も軸対称方程式を用いて行った。幾つかの発射体形状について、実験および計算から得られたダクト内の圧力履歴を比較する。そして、計算結果の信頼性を検証した上で、列車トンネル突入速度、列車トンネル断面積比、列車先頭部形状をパラメトリックに変化させて数値計算を行い、それに応じて圧縮波波面勾配がどのように変化するかを調べる。特に、前述の U^3 則や渡辺らの一次元解析など圧縮波波面勾配に関する既往の研究結果の妥当性や適用限界などについて議論

する。

以上の内容は、列車形状もごく簡単な場合の、二次元、または軸対称流れに関する研究で、主に圧縮波形成時の流れ場の基本的な特性や列車形状と圧縮波波面勾配との関係を議論することを主眼としたものである。しかし、実際に列車がトンネルに突入する流れ場は当然三次元的となり、圧縮波波面勾配以外にも車体にかかる空気力など、工学上、また設計上重要な要素が多い。にもかかわらず、移動境界問題の困難さに加え流れ場の形状の複雑さから、実際に列車がトンネルに突入するような三次元流れに関する過去の研究例は乏しい。そこで、第五章では、数値計算手法を三次元に拡張し、実際の列車がトンネルに突入する時の流れ場の三次元数値シミュレーションを行う。実測結果と比較することにより計算結果の信頼性を検証した上で、圧縮波の三次元的な形成過程や車体にかかる空気力の時間変動など、従来の実測による結果からは調べることでできなかった現象を明らかにする。また、トンネル内で列車の走行する位置が異なる場合について計算を行い、流れ場の三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響について調べる。

数値計算による流れ場の解析は、流れ場全体の詳細な情報が得られる反面、得られる解はある特定の条件の下での解であり、そういった個別の解から現象の法則性を明らかにする場合、数多くの条件について数値計算を行わなければならない。そこで、第六章では、列車がトンネルに突入する時の流れ場を一次元的な流れとしてモデル化することにより圧縮波波面勾配に対して支配的なパラメータを導出し、その結果の妥当性を実験結果などを用いて検証する。そして、得られた結果を元に簡便な圧縮波波面勾配の予測方法や微気圧波軽減用の列車形状、およびトンネル形状の設計指針を提案する。

2 数値計算法

本論文の対象とする流れ場は、列車が高速でトンネルに突入する時の流れ場で、列車の突入速度は時速約 220km から 500km、マッハ数で 0.2 から 0.4 ぐらいを想定している。そのため、空気の圧縮性を考慮する必要がある。特に、トンネル内に形成される圧縮波は、空気の圧縮性を考慮しなければ再現できない。したがって、基礎方程式には圧縮性オイラー方程式、または圧縮性ナビエーストックス方程式を用いる。

これらの基礎方程式を数値的に解くわけであるが、前述のように列車トンネル突入時の流れ場は境界の相対的な運動を含む移動境界問題であるため、これを数値的に解くためのアルゴリズムを開発する必要がある。一般に、移動境界問題の数値解法には、大きく分けて非構造格子による方法と構造格子による方法の二種類がある。

非構造格子を用いる場合、図 2.1 に示すように境界が時間と共に変化するのに応じて格子を自動的に生成し直す方法が一般的である。非構造格子は形状適合性が高く、時間と共に境界の形状が変化しても、それに応じて比較的容易に格子生成を行うことができる。Löhner ら¹⁸⁾は、非構造格子を用いて、移動境界問題を含む様々な流れ場を解くことに成功している。しかしながら、非構造格子を用いた場合、優れた形状適合性が得られる反面、一般に、計算効率性は構造格子による計算に比べて劣る。また、粘性計算を行う場合には、壁面付近ではセルのアスペクト比が大きくなりすぎるため精度が悪くなる。

構造格子を用いて移動境界問題を扱う場合には、二通りの方法が考えられる。その内の一つは格子再生成法である。この方法では、図 2.2 に示すように境界の形状の時間的な変化に応じて格子を生成し直してゆく。しかしながら、任意の形状において構造格子を自動的に生成できるような格子生成法は現在のところ確立されているわけでない。特に、境界が事々刻々と変化する場合には、最初に決めた格子のトポロジーでは格子生成が困難な境界の形状になることも考えられ、常にある程度の質を保った格子を生成するのは容易ではない。さらに、格子生成の度に metrics などの座標変換にかかわる量を計算せねばならないので、その分多くの計算時間が必要となる。

構造格子を用いる場合のもう一つの方法は、領域分割法である。この方法は、図 2.3 に示すように計算領域を幾つかの領域に分割して、それぞれの領域で格子を独立に生成する。そして、他の領域との間で情報をやりとりしながら、それぞれの領域で解を独立に求める方法である。このとき、各領域の格子を各々の領域の速度に応じて移動させることによって、移動境界問題を解くことができる。非構造格子による方法や格子再生成法とは異なり、この方法では最初に各々の領域で独立に格子を生成すれば、後はそれぞれの格子を移動させるだけでよい。したがって、各時間ステップでの格子再生成や metrics の再計算は必要でない。それ

ばかりでなく、計算領域を任意の形状の領域に分割することができるので、領域分割をしない場合よりも格子生成は容易になり、形状適合性も高くなる。また、移動する物体ごとに領域を分割して格子を生成すればよいので、例えば、列車の形状が変化した場合には、列車まわりの格子だけを生成し直せばよいので、パラメトリックに形状を変化させる場合には非常に有効な手段となる。

以上に述べた利点から、本論文では構造格子において領域分割法を利用して移動境界問題を数値的に解く。離散化の方法は差分法とした。以下、基礎方程式、空間的離散化の手法、時間積分法など、基本となる数値解析手法の詳細について説明し、そして、領域分割法を用いる場合の修正点について述べる。

なお、本論文では、列車トンネル突入時の二次元非粘性流、軸対称非粘性流、三次元粘性流の数値計算を行ったが、数値計算手法については共通する部分が多い。そこで、数値計算手法については本章でまとめて説明する。

2.1 基礎方程式

2.1.1 デカルト座標系における基礎方程式

三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式は、デカルト座標系において次のように表される。

$$\partial_t Q + \partial_x E + \partial_y F + \partial_z G = Re^{-1} (\partial_x E_v + \partial_y F_v + \partial_z G_v) \quad (2.1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix},$$

$$E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (e + p)u \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (e + p)v \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (e + p)w \end{bmatrix},$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} + q_x \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned}
 F_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} + q_y \end{bmatrix}, \\
 G_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} + q_z \end{bmatrix} \quad (2.2)
 \end{aligned}$$

但し、

$$\begin{aligned}
 \tau_{xx} &= \frac{2}{3}\mu(2u_x - v_y - w_z) \\
 \tau_{yy} &= \frac{2}{3}\mu(2v_y - u_x - w_z) \\
 \tau_{zz} &= \frac{2}{3}\mu(2w_z - u_x - v_y) \\
 \tau_{xy} &= \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x) \\
 \tau_{xz} &= \tau_{zx} = \mu(w_x + u_z) \\
 \tau_{yz} &= \tau_{zy} = \mu(v_z + w_y) \\
 q_x &= -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \\
 q_y &= -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \\
 q_z &= -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2Pr} \frac{\partial T}{\partial z}
 \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで、 ρ は密度、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向の速度成分、 e は単位体積当たりの全エネルギー、 p は圧力を表す。第一式は質量保存則を、第二、三、四式はそれぞれ x, y, z 方向の運動量保存則を、第五式はエネルギー保存則を表す。

圧力 p は理想気体の状態方程式

$$p = (\gamma - 1) \left\{ e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right\} \quad (2.4)$$

を用いて、密度、全エネルギー、速度成分から求めることができる。ここで、 γ は比熱比である。

なお、物理量は基準状態における密度、および音速を用いて無次元化する。

2.1.2 一般座標系における基礎方程式

差分法によって解くあたり、基礎方程式をデカルト座標系から一般座標系に変換する。今ここで、次のように座標変換を行うと、

$$\begin{aligned}\xi &= \xi(x, y, z, t) \\ \eta &= \eta(x, y, z, t) \\ \zeta &= \zeta(x, y, z, t)\end{aligned}\quad (2.5)$$

$$t = \tau \quad (2.6)$$

一般座標系における三次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式は次のようになる¹⁹⁾。但し、 ζ = 一定面を物体壁面として薄層近似を導入し、物体壁面に平行な方向、つまり ξ , η 方向の粘性項の微分は無視した。

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} = Re^{-1} \partial_\zeta \hat{E}_v \quad (2.7)$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ e \end{bmatrix},$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ \rho w U + \xi_z p \\ (e + p)U - \xi_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ \rho w V + \eta_z p \\ (e + p)V - \eta_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho u W + \xi_x p \\ \rho v W + \xi_y p \\ \rho w W + \xi_z p \\ (e + p)W - \zeta_t p \end{bmatrix},$$

$$\hat{E}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \mu m_1 u_\zeta + (\mu/3)m_2 \zeta_x \\ \mu m_1 v_\zeta + (\mu/3)m_2 \zeta_y \\ \mu m_1 w_\zeta + (\mu/3)m_2 \zeta_z \\ \mu m_1 m_3 + (\mu/3)m_2 (\zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w) \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

U, V, W は反変速度成分で、

$$\begin{aligned}U &= \xi_t + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \\ V &= \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \\ W &= \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w\end{aligned}\quad (2.9)$$

また、

$$\begin{aligned} m_1 &= \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2 \\ m_2 &= \zeta_x u_\zeta + \zeta_y v_\zeta + \zeta_z w_\zeta \\ m_3 &= (u^2 + v^2 + w^2)_\zeta / 2 + Pr^{-1}(\gamma - 1)^{-1}(a^2)_\zeta \end{aligned} \quad (2.10)$$

座標変換のメトリックスに関する項は次のように定義される。

$$\begin{aligned} \xi_x &= J(y_\eta z_\zeta - z_\eta y_\zeta), \quad \xi_y = J(z_\eta x_\zeta - x_\eta z_\zeta), \quad \xi_z = J(x_\eta y_\zeta - y_\eta x_\zeta) \\ \eta_x &= J(y_\xi z_\zeta - z_\xi y_\zeta), \quad \eta_y = J(z_\xi x_\zeta - x_\xi z_\zeta), \quad \eta_z = J(x_\xi y_\zeta - y_\xi x_\zeta) \\ \zeta_x &= J(y_\xi z_\eta - z_\xi y_\eta), \quad \zeta_y = J(z_\xi x_\eta - x_\xi z_\eta), \quad \zeta_z = J(x_\xi y_\eta - y_\xi x_\eta) \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} \xi_t &= -\xi_x x_\tau - \xi_y y_\tau - \xi_z z_\tau \\ \eta_t &= -\eta_x x_\tau - \eta_y y_\tau - \eta_z z_\tau \\ \zeta_t &= -\zeta_x x_\tau - \zeta_y y_\tau - \zeta_z z_\tau \end{aligned} \quad (2.12)$$

x_τ, y_τ, z_τ は格子の移動速度である。 J は座標変換のヤコビアンで、次のように定義される。

$$J^{-1} = x_\xi y_\eta z_\zeta + x_\zeta y_\xi z_\eta + x_\eta y_\zeta z_\xi - x_\xi y_\zeta z_\eta - x_\eta y_\xi z_\zeta - x_\zeta y_\eta z_\xi \quad (2.13)$$

なお、二次元の場合の基礎方程式は、 ζ に関する微分項を省略し、 $z_\xi = z_\eta = 0$, $z_\zeta = 1$ とすることによって簡単に得られる。また、非粘性の場合は、式 (2.7) における右辺の粘性項を省略する。

2.2 空間方向の離散化

空間方向の離散化は次のように行う。

$$\partial_\xi \bar{E} \Big|_j \simeq \bar{E}_{j+1/2} - \bar{E}_{j-1/2} \quad (2.14)$$

例として、 ξ 方向について取り上げたが、 η, ζ 方向についても同様である。ここで、 $\bar{E}_{j\pm 1/2}$ は、通常、数値流束 (numerical flux) と呼ばれる。

数値流束は、セル内の物理量を一定と考えた時、セル境界において Riemann 問題を解くことによって求める。ここでいう Riemann 問題とは、

$$\begin{cases} Q(\xi, 0) = Q_L & (\xi \leq j + 1/2) \\ Q(\xi, 0) = Q_R & (\xi > j + 1/2) \end{cases} \quad (2.15)$$

という初期条件の下で、

$$\partial_t Q + A \partial_x Q = 0 \quad (2.16)$$

を解くという初期値問題のことである。ここで、 $A = \partial E / \partial Q$ である。式(2.16)を解いて得られた $Q(j+1/2, t)$ から $\tilde{E}_{j+1/2}$ を計算する。オイラー方程式は非線形で A は定数ではないが、局所的に線形であると仮定すると A が定数となり、式(2.16)は簡単に解け、 $\tilde{E}_{j+1/2}$ は次のような形となる。

$$\tilde{E}_{j+1/2} = \frac{1}{2}(E_L + E_R) + \frac{1}{2}|A|_{j+1/2}(Q_R - Q_L) \quad (2.17)$$

ここで、 $E_L = E(Q_L)$, $E_R = E(Q_R)$ である。 $|A|$ は、 A が対角化可能で実数の固有値を持つ場合に、その固有値を絶対値化したものであると定義する。 $A_{j+1/2} = A(Q_L, Q_R)$ の求め方は幾つかの方法があるが、ここでは Roe の平均²⁷⁾を用いる。Roe の平均とは次のような条件、

1. $Q = Q_L = Q_R$ の時、 $A(Q_L, Q_R) = A(Q)$
2. $A(Q_L, Q_R)(Q_L - Q_R) = E_L - E_R$
3. A の固有ベクトルは線形独立である。

を満足するような A である。

数値流束の高次精度化は、MUSCL(Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Law)²⁸⁾によって行なう。この方法では、数値流束を計算する前の段解で、セル境界での物理量（ここでは基本量）を隣りの点の物理量を計算空間内で次の様に外挿することによって求める。

$$\begin{aligned} (q_L)_{(j+1/2)} &= q_j + \frac{s}{4}[(1 - \kappa_s)\Delta_- + (1 + \kappa_s)\Delta_+]_j \\ (q_R)_{(j+1/2)} &= q_{j+1} - \frac{s}{4}[(1 - \kappa_s)\Delta_+ + (1 + \kappa_s)\Delta_-]_{j+1} \end{aligned} \quad (2.18)$$

ここで、

$$q = [\rho \ u \ v \ w \ p]^t \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} (\Delta_+)_j &= q_{j+1} - q_j, \\ (\Delta_-)_j &= q_j - q_{j-1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

κ は外挿の次数を決めるパラメータで、 $\kappa = 1$ の時、二次精度、 $\kappa = 1/3$ の時、三次精度となる。 s は不連続面での振動を防ぐための制限関数²⁹⁾で、

$$s = \frac{2\Delta_+\Delta_- + \epsilon}{(\Delta_+)^2 + (\Delta_-)^2 + \epsilon} \quad (2.21)$$

の様に表される。ここで、 ϵ は小さな値の定数である。

2.3 軸対称オイラー方程式とその離散化について

軸対称オイラー方程式を離散化する場合、二次元、または三次元オイラー方程式の場合とはわずかに異なる。まず、軸対称オイラー方程式は一般座標系において次のように書くことができる。

$$\partial_t(y\hat{Q}) + \partial_\xi(y\hat{E}) + \partial_\eta(y\hat{F}) + y\hat{G} = 0 \quad (2.22)$$

ここで、

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_z p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (e+p)U - \xi_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_z p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (e+p)V - \eta_t p \end{bmatrix}, \quad \hat{G} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p/y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

y は軸からの距離である。メトリックスに関する項は二次元の場合と同じである。

空間的な離散化は、既存の二次元のプログラムからの変更を必要最小限にとどめるため、次のように行った。基礎方程式において y が時間的に変化しないとして時間微分の外側に出し、両辺を y で割ると次のように書くことができる。

$$\partial_t \hat{Q} + \frac{1}{y} \left\{ \partial_\xi(y\hat{E}) + \partial_\eta(y\hat{F}) \right\} + \hat{G} = 0 \quad (2.24)$$

空間的に離散化して、

$$\partial_t \hat{Q} + \frac{1}{y_{j,k}} \left\{ \left(\frac{y_{j+1/2}}{J_{j+1/2}} \hat{E}_{j+1/2} - \frac{y_{j-1/2}}{J_{j-1/2}} \hat{E}_{j-1/2} \right) + \left(\frac{y_{k+1/2}}{J_{k+1/2}} \hat{F}_{k+1/2} - \frac{y_{k-1/2}}{J_{k-1/2}} \hat{F}_{k-1/2} \right) \right\} + \frac{1}{J_{j,k}} G_{j,k} = 0 \quad (2.25)$$

数値流束については、先に説明した Roe の近似リーマン解法によって計算する。

ここで重要なのは、 $y_{j \pm 1/2}$, $y_{k \pm 1/2}$ や湧き出し項中の $J_{j,k}$ の評価方法である。仮に、一様流 $u = v = 0$ について考えると、運動量保存則は次のようになる。

$$\partial_\xi \begin{bmatrix} y\xi_z/J \\ y\xi_y/J \end{bmatrix} + \partial_\eta \begin{bmatrix} y\eta_z/J \\ y\eta_y/J \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 1/J \end{bmatrix} = 0 \quad (2.26)$$

これを離散化して、

$$\begin{aligned} \{ (y\xi_z/J)_{j+1/2} - (y\xi_z/J)_{j-1/2} \}_k &+ \{ (y\eta_z/J)_{k+1/2} - (y\eta_z/J)_{k-1/2} \}_j &= 0 \\ \{ (y\xi_y/J)_{j+1/2} - (y\xi_y/J)_{j-1/2} \}_k &+ \{ (y\eta_y/J)_{k+1/2} - (y\eta_y/J)_{k-1/2} \}_j - 1/J_{j,k} &= 0 \end{aligned} \quad (2.27)$$

$y_{j+1/2}$ を単純な代数平均、例えば、

$$y_{j+1/2} = \frac{1}{2} (y_j + y_{j+1}) \quad (2.28)$$

によって求めると一様流が保存されなくなる。そこで、本計算ではこれらの値を次のようにして評価した。

例えば、 $(y\xi_x/J)_{j+1/2,k}$ について、

$$\left(\frac{y\xi_x}{J}\right)_{j+1/2,k} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{2}(y_{j,k+1} + y_{j,k-1}) \frac{\xi_{j,k}}{J_{j,k}} + \frac{1}{2}(y_{j+1,k+1} + y_{j+1,k-1}) \frac{\xi_{j+1,k}}{J_{j+1,k}} \right\} \quad (2.29)$$

とする。他の値についても同様に求める。第二式、第三項のヤコビアン $J_{j,k}$ については、上で定義した metrics で一様流が保存できるように、

$$J_{j,k} = \{(y\xi_y/J)_{j+1/2} - (y\xi_y/J)_{j-1/2}\}_k + \{(y\eta_y/J)_{k+1/2} - (y\eta_y/J)_{k-1/2}\}_j \quad (2.30)$$

の様に定義する。なお、数値流束は先に説明した方法と同じである。

2.4 時間積分

本論文では、非粘性、および粘性流れの非定常計算と、初期条件を求めるための定常計算を行った。時間積分は場合に依じて、二段階陽積分法、または LU-ADI 法を使った。

非粘性流れの非定常計算を行う場合には、二段階陽積分法を用いた。式 (2.7) に二段階陽積分法を適用すると、次の様になる。

$$\begin{cases} \hat{Q}^* &= \hat{Q}^n + R(\hat{Q}^n) & (1st \ step) \\ \hat{Q}^{n+1} &= \hat{Q}^n + \frac{1}{2} \{R(\hat{Q}^n) + R(\hat{Q}^*)\} & (2nd \ step) \end{cases} \quad (2.31)$$

ここで、

$$R(\hat{Q}^n) = -h \left(\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} \right)^n \quad (2.32)$$

である。但し、 $h = \Delta t$ 。

一方、時間精度の必要ない定常計算、および時間刻み幅の制限が厳しい粘性流れの非定常計算を行うにあたっては、LU-ADI 法²⁰⁾を用いた。この場合、式 (2.7) を時間的に次のように離散化する。但し、説明を簡単にするため、粘性項は無視して考える。

$$\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n = -h(\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G})^{n+1} \quad (2.33)$$

但し、 $h = \Delta t$ である。この式を δ -形式に整理すると、

$$\left[I + h\delta_\xi \hat{A} + h\delta_\eta \hat{B} + h\delta_\zeta \hat{C} \right] \Delta \hat{Q}^n = -h(\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G})^n = RHS^n \quad (2.34)$$

ここで、

$$\hat{A} = \frac{\partial \hat{E}}{\partial \hat{Q}}, \quad \hat{B} = \frac{\partial \hat{F}}{\partial \hat{Q}}, \quad \hat{C} = \frac{\partial \hat{G}}{\partial \hat{Q}} \quad (2.35)$$

左辺に対して近似因子分解を施すと、

$$\left[I + h\delta_\xi \hat{A} \right] \left[I + h\delta_\eta \hat{B} \right] \left[I + h\delta_\zeta \hat{C} \right] \Delta \hat{Q}^n = RHS^n \quad (2.36)$$

ヤコビアンマトリクス \hat{A} , \hat{B} , \hat{C} は、それぞれ

$$\begin{aligned} \hat{A} &= T_\xi \hat{\Lambda}_A T_\xi^{-1} \\ \hat{B} &= T_\eta \hat{\Lambda}_B T_\eta^{-1} \\ \hat{C} &= T_\zeta \hat{\Lambda}_C T_\zeta^{-1} \end{aligned} \quad (2.37)$$

の様に対角化できるので、例えば ξ 方向の因子について近似的に、

$$\left[I + h\delta_\xi \hat{A} \right] \approx T_\xi \left[I + h\delta_\xi \hat{\Lambda}_A \right] T_\xi^{-1} \quad (2.38)$$

となる。したがって、式 (2.36) は次のようになる。

$$T_\xi \left[I + h\delta_\xi \hat{\Lambda}_A \right] T_\xi^{-1} T_\eta \left[I + h\delta_\eta \hat{\Lambda}_B \right] T_\eta^{-1} T_\zeta \left[I + h\delta_\zeta \hat{\Lambda}_C \right] T_\zeta \Delta \hat{Q}^n = RHS^n \quad (2.39)$$

ここでまた例として ξ 方向の因子について考える。 \hat{A} の対角行列 $\hat{\Lambda}_A$ をその要素の符号によって次のように分離する。

$$\Lambda_A = \Lambda_A^+ + \Lambda_A^- \quad (2.40)$$

$$\begin{cases} \Lambda_A^+ &= \frac{1}{2}(\Lambda_A + |\Lambda_A|) \\ \Lambda_A^- &= \frac{1}{2}(\Lambda_A - |\Lambda_A|) \end{cases} \quad (2.41)$$

Λ_A^+ に対しては後退差分 δ_ξ^b を施し、 Λ_A^- に対しては前進差分 δ_ξ^f を施すと、次のようにすることができる。

$$\begin{aligned} I + h\delta_\xi \hat{\Lambda}_A &= I + h\delta_\xi (\hat{\Lambda}_A^+ + \hat{\Lambda}_A^-) \\ &= I + h\delta_\xi^b \hat{\Lambda}_A^+ + h\delta_\xi^f \hat{\Lambda}_A^- \\ &= I + h(\hat{\Lambda}_{A_j}^+ - \hat{\Lambda}_{A_{j-1}}^+) + h(\hat{\Lambda}_{A_{j+1}}^- - \hat{\Lambda}_{A_j}^-) \\ &= (-h\hat{\Lambda}_{A_{j-1}}^+) + \left\{ I + h(\hat{\Lambda}_{A_j}^+ - \hat{\Lambda}_{A_j}^-) \right\} + (h\hat{\Lambda}_{A_{j+1}}^-) \\ &= L_A + M_A + N_A \end{aligned} \quad (2.42)$$

ここで、

$$\begin{cases} L_A &= -h\hat{\Lambda}_{A_{j-1}}^+ \\ M_A &= I + h(\hat{\Lambda}_{A_j}^+ - \hat{\Lambda}_{A_j}^-) \\ N_A &= h\hat{\Lambda}_{A_{j+1}}^- \end{cases} \quad (2.43)$$

$L_A + M_A + N_A$ は次のように近似することができる。

$$\begin{aligned}
 L_A + M_A + N_A &= L_A + M_A + N_A + L_A M_A^{-1} N_A - L_A M_A^{-1} N_A \\
 &= L_A + L_A M_A^{-1} N_A + M_A + N_A - L_A M_A^{-1} N_A \\
 &= [L_A + M_A] [I + M_A^{-1} N_A] + L_A M_A^{-1} N_A \\
 &= [L_A + M_A] M_A^{-1} [M_A + N_A] + O(h^2)
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

よって、 ξ 方向の因子は最終的に次のような形となる。

$$\begin{aligned}
 I + h\delta_\xi \hat{A} &= [L_A + M_A] M_A^{-1} [M_A + N_A] \\
 &= [(-h\hat{A}_{A_j-1}^+) + I + h(\hat{A}_{A_j}^+ - \hat{A}_{A_j}^-)] [I + h(\hat{A}_{A_j}^+ - \hat{A}_{A_j}^-)]^{-1} [h\hat{A}_{A_j+1}^- + I + h(\hat{A}_{A_j}^+ - \hat{A}_{A_j}^-)] \\
 &= [I - h\hat{A}_{A_j}^- + h\delta_\xi^+ \hat{A}_A^+] [I + h|\hat{A}_{A_j}|]^{-1} [I + h\hat{A}_{A_j}^+ + h\delta_\xi^+ \hat{A}_A^-]
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

η , ζ 方向についても同様の手順をふまえることにより、式(2.39)は次のようになる。

$$\begin{aligned}
 T_\xi [L_A + M_A] M_A^{-1} [M_A + N_A] T_\xi^{-1} \\
 T_\eta [L_B + M_B] M_B^{-1} [M_B + N_B] T_\eta^{-1} \\
 T_\zeta [L_C + M_C] M_C^{-1} [M_C + N_C] T_\zeta^{-1} \Delta \hat{Q} = R H S^n
 \end{aligned} \tag{2.46}$$

これを解くことによって $\Delta \hat{Q}$ を求めることができるが、必要な演算は二次元の場合は 4×4 の、三次元の場合は 5×5 の行列の反転とスカラーの演算だけであり、計算時間は非常に少なくてすむ。実際に解く場合には、安定化のために各方向の対角項には人工粘性が付加される。さらに、薄層近似ナビエ・ストークス方程式の場合には、粘性項を考慮する方向の対角項に粘性項を評価するための付加項を加える²⁰⁾。

2.5 領域分割法

前節までは、基礎方程式と差分法による離散化の手法、ならびに時間積分など、本研究で用いる基本的な数値解析手法について説明した。本章の始めに述べたように、本研究では列車トンネル突入時の流れ場を解くために領域分割法を用いるが、そのためには前述の基本的な手法に加え、幾つかの修正が必要となる。本節では、領域分割法を用いるにあたって新たに導入するアルゴリズムや、数値解析手法の修正点について述べる。

2.5.1 解強制置換法 (Fortified Solution Algorithm(FSA))

領域分割法によって計算を行う場合、各時間ステップごとに領域間で情報をやりとりしながら、それぞれの領域で解は独立に求められる。そのため、領域間での情報のやりとりを行うためのアルゴリズムは不可欠であり、そのアルゴリズムが解の精度や計算効率に大きな影響を持つ。本計算では、そのアルゴリズムとして解強制置換法 (Fortified Solution Algorithm (FSA)) を用いる。

解強制置換法は、Van Dalsem と Steger²¹⁾によって開発された Fortified ナビエ・ストークス方程式にその源をおいている。彼らは、ナビエ・ストークス方程式よりも境界層方程式の方が精度の良い解を得やすいことに着目し、ナビエ・ストークス方程式を解く際に物体表面付近で境界層方程式の解を利用することによって、計算時間の短縮と精度の向上を図った。その後、この方法は Fujii²²⁾によって領域分割法における領域間の情報の受け渡しのアルゴリズムとして用いられた。Fujii は、流れ場の中で高い空間解像度が必要となる場所で、より細かい格子からなる領域を設け、その領域と元の領域との情報のやりとりによるこの方法を用いた。それにより、全体の格子点数を増やすことなく解の空間解像度を向上させることに成功している。藤井^{23),24)}は、その後、この方法を一般的な領域分割法におけるデータの受け渡し方法として再定義し、解強制置換法と名付けた。また、Kuroda ら²⁵⁾や黒田ら²⁶⁾は超音速インテーク内の流れ場やスペースプレーン全機まわりの流れ場などの複雑な形状の流れ場を、領域分割によって幾つかの簡単な形状の領域に分割し、領域間の情報のやりとりを解強制置換法で行うことによって解いている。このように、領域分割法と解強制置換法は、解の局所的な空間解像度を向上させたり、複雑形状の流れ場に対する形状適合性を高めるために用いられてきた。本研究では、分割された領域をそれぞれの移動速度に応じて移動させることにより、この方法を移動境界問題に適用する。

解強制置換法を基礎方程式、式 (2.7) に適用すると、

$$\partial_t \tilde{Q} + \partial_\xi \tilde{E} + \partial_\eta \tilde{F} + \partial_\zeta \tilde{G} = Re^{-1} \partial_\zeta \tilde{S} + |\chi| (\tilde{Q}_f - \tilde{Q}) \quad (2.47)$$

となり、(2.7) 式の右辺に湧き出し項として強制項が付け加えられた形となる。 χ は解を強制的に置換するかどうかを表すパラメータで、必要な箇所、例えば、領域が重なり合っている部分で $|\chi| \gg 1$ とすることによって、そこでの解を強制解 \tilde{Q}_f に束縛することができる。逆に、 χ を 0 とすれば元の支配方程式に戻る。

\tilde{Q}_f は基本的にどのような値を用いてもよい。例えば、解析的な解や実験から得られた値がわかっている場合には、 \tilde{Q}_f としてそれらの値を用いることができる。本研究では、この方法を領域分割法の領域間の情報のやりとり用いるため、 χ として他の領域における解を用いる。

領域分割法によって流れ場を幾つかの領域に分割する場合、領域によっては格子点が物体の内部に入っ

てしまう場合もあり得る (図 2.4)。物体内部の値は物理的に意味を持たないので、物体内部に位置する格子点では、 χ の値を負に設定し、計算には用いないようにした。

2.5.2 解強制置換法の導入に伴う数値解析手法上の修正

解強制置換法の導入に伴い、基礎方程式の右辺に解強制項が付加されたことによって、先に説明した数値解析手法に幾つかの修正を加える必要がある。右辺 (式 (eqn:delta-form) の RHS^n) の修正は解強制項を付加するだけなので、本節では時間積分法を中心に数値解析手法上の修正点について説明する。

まず、二段階陽積分法の場合、式 (2.31) は次のようになる。

$$\begin{cases} \hat{Q}^* &= \hat{Q}^n + R(\hat{Q}^n) & (1st\ step) \\ \hat{Q}^{n+1} &= \hat{Q}^n + \frac{1}{2} \left\{ R(\hat{Q}^n) + R(\hat{Q}^*) \right\} + \frac{h|\chi|}{1+h|\chi|} (\hat{Q}_f - \hat{Q}^n) & (2nd\ step) \end{cases} \quad (2.48)$$

但し、

$$R(\hat{Q}^n) = -\frac{h}{1+h|\chi|} \left(\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} - Re^{-1} \partial_\zeta \hat{S} \right)^n \quad (2.49)$$

である。ここで、 χ の十分大きい領域では、 $R(\hat{Q}^n) = 0$ となり、常に、 $\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}_f$ となる。また、逆に χ を 0 にすれば、元の方程式となる。したがって、プログラム上の修正は、第二段階において強制項を付加するだけでよい。

LU-ADI 法を用いた場合は、次のようになる。まず、式 (2.47) を時間方向に離散化すると、

$$(1+h|\chi|)(\hat{Q}^{n+1} - \hat{Q}^n) = -h(\partial_\xi \hat{E} + \partial_\eta \hat{F} + \partial_\zeta \hat{G} - Re^{-1} \partial_\zeta \hat{S})^n + h|\chi|(\hat{Q}_f - \hat{Q}^n) \quad (2.50)$$

先の二段階陽積分法の場合と同様に、 $\chi = 0$ の時は通常のオイラー方程式、あるいはナビエ・ストークス方程式に戻る。逆に、 $|\chi| \gg 1$ が十分に大きい場合には、単純に $\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}_f$ となる。この式に、先の LU-ADI 法を適用した場合、式 (2.45) からの変更は単に I を $(1+h|\chi|)I$ に変更すればよく、次のようになる。

$$T_\xi \left[(1+h|\chi|)I - h\hat{\Lambda}_{A_j}^+ + h\delta_\xi^b \hat{\Lambda}_A^+ \right] \left[(1+h|\chi|)I + h|\hat{\Lambda}_{A_j}| \right]^{-1} \left[(1+h|\chi|)I + h\hat{\Lambda}_{A_j}^+ + h\delta_\xi^f \hat{\Lambda}_A^- \right] T_\xi^{-1} \quad (2.51)$$

ここで、 $\chi = 0$ の時、上式は (2.45) に戻る。また、 χ が十分に大きい場合には、 $\hat{Q}^{n+1} = \hat{Q}_f$ となる。その場合、各方向の ADI オペレータの間に $(1+h|\chi|)I$ の反転が入り、近似因子分解による誤差が大きくなるのを防ぐ。

以上のように、解強制置換法の導入による数値解析手法上の修正は非常に簡単である。領域分割法と解強制置換法によって移動境界問題を解くための手順は、次章において具体的な例とともに説明する。

2.6 境界条件、および初期条件

列車がトンネルに突入する時の流れ場を数値的に解くにあたって用いた主な境界条件は、物体壁面上の壁面境界条件、トンネル出入口での無反射境界条件である。初期条件には、列車がトンネルから十分遠方から近づいてくることを近似的に模擬するため、ある条件下での列車まわりの定常流れを用いた。本節では、これら境界条件、および初期条件について説明する。

2.6.1 物体壁面境界条件

物体壁面では、非粘性計算の場合は壁面に垂直な方向の速度成分が0(slip wall)、粘性計算の場合は壁面上の速度が0である(non-slip wall)という条件が与えられる。非粘性計算の場合には、壁面に接する方向の速度成分は外挿によって求める。壁面上での圧力は、壁面に垂直な方向の運動量に関する方程式(Normal Momentum Equation)、

$$Ap_\xi + Bp_\eta + p_\zeta = C \quad (2.52)$$

ここで、

$$\begin{cases} A = \frac{1}{J}(\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) \\ B = \frac{1}{J}(\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) \\ C = \frac{1}{J} \{ \rho U (\xi_x \zeta_x + \xi_y \zeta_y + \xi_z \zeta_z) + \rho V (\eta_x \zeta_x + \eta_y \zeta_y + \eta_z \zeta_z) \} \\ D = \zeta_x^2 + \zeta_y^2 + \zeta_z^2 \end{cases} \quad (2.53)$$

から求めることができる。壁面上での密度を外挿によって求めると上式は圧力の三項方程式となり、これを解くことによって壁面上の圧力が得られる。

2.6.2 無反射境界条件

トンネル入口、出口の領域における遠方境界では、計算領域から外部へ伝播する波は非物理的な反射波を生ずることなく境界を通過しなければならない。そのため、境界に垂直な方向において一次的に特性量の伝播を考慮する無反射境界条件を適用する。境界上の物理量は次のような手順で求められる。例として、亜音速の流出境界の場合について説明する。図2.5は亜音速流出境界でのx-tダイアグラムで、xを境界に対して垂直な方向であるとする。 x_P , x_0 , x_Q から出発する3つの特性線 R^+ , R^0 , R^- が、 $t = (n+1)\Delta t$ で境界に到達する場合について考える。流れが等エントロピーであるとする、特性量 R^+ , R^- は、

$$\begin{aligned} R^+ &= u_n + \frac{2c}{\gamma - 1} \\ R^- &= u_n - \frac{2c}{\gamma - 1} \end{aligned} \quad (2.54)$$

と書くことができ、これらはそれぞれ特性線 $u_n + c$, $u_n - c$ に沿って一定である。ここで、 u_n は境界に垂直方向の速度成分である。すると、境界上の特性量 R_B^+ , R_B^- は、次のように書ける。

$$\begin{aligned} R_B^+ &= u_{nB} + \frac{2c_B}{\gamma - 1} = u_{nP} + \frac{2c_P}{\gamma - 1} \\ R_B^- &= u_{nB} - \frac{2c_B}{\gamma - 1} = u_{nQ} - \frac{2c_Q}{\gamma - 1} \end{aligned} \quad (2.55)$$

ここで、添字 “B”, “P”, “Q” はそれぞれ $x =$ 境界, x_P , x_Q での値を表す。 $x = x_P$ での値は $t = n\Delta t$ での解から、また、 $x = x_Q$ での値は、境界条件として与えられる一様流の値から決められる。 $t = (n+1)\Delta t$ における境界での壁面に垂直な速度と音速は、 R_B^+ と R_B^- から次のように求めることができる。

$$\begin{aligned} u_{nB} &= \frac{R_B^+ + R_B^-}{2} \\ c_B &= (R_B^+ - R_B^-) \frac{\gamma - 1}{4} \end{aligned} \quad (2.56)$$

エントロピーは特性線 u_n に沿って変化しないから、 $x = x_0$, $t = n\Delta t$ と $x = x_B$, $t = (n+1)\Delta t$ との間に等エントロピーの関係を用いて、

$$\frac{p_B}{\rho_B^\gamma} = \frac{p_0}{\rho_0^\gamma} \quad (2.57)$$

となる。ここで、 p_0 と ρ_0 は $x = x_0$, $t = n\Delta t$ における解として求めることができる。以上の手順をふまえることによって、境界における密度、圧力、境界に垂直な方向の速度を求めることができる。そして最後に、境界の接線方向の速度を、 $u_n \geq 0$ の場合は計算領域内部から、 $u_n < 0$ の場合は一様流から外挿して求める。図 2.5 の場合は流出境界であるから、計算領域内部から外挿して求める。この境界条件は、大きなエントロピー変化や流れの多次元性がない場合に、非物理的な反射波を生じることなく波が境界を通過する。なお、実際の計算では簡単のために、境界の隣の点を x_P , x_0 とする。

2.6.3 初期条件

列車は本来トンネルから十分離れた場所からトンネルに近づいて来るべきであるが、そのためには列車がトンネルに突入するまでに膨大な計算時間を費やさなければならない。しかも、列車がトンネルから遠く離れている時には、流れ場は時間的に大きな変化はなく、現象として重要ではない。

そこで、図 2.6 に示すようなトンネルのない計算領域において、突入速度と等しい速度で走行している列車まわりの定常流れを求め、その定常解を初期条件として用いる。但し、列車がトンネルに対して有限の距離離れているので、トンネル入口壁面の列車まわりの流れ場に与える影響を考慮するため、トンネル入口に相当する位置 ($x = 0.0$) において仮想的な壁面境界条件を施す。その境界条件とは、壁面上の壁面に垂

直方向の速度成分は0であるが、壁面と列車との距離は変化しないような境界条件で、次のように表すことができる。

$$\begin{cases} u_n = 0 \\ x_r = U_t \end{cases} \quad (2.58)$$

トンネル入口壁面の移動速度である x_r を列車の突入速度と等しくすることによって、実際には列車がトンネルに近づいてくるはずのところを、列車とトンネル間の距離を一定に保つようにする。このようにして得られた定常流れを初期条件として用いることによって、列車がトンネルから有限長さだけ離れた場所から出発するにもかかわらず、トンネルから十分離れた距離から列車が近づいて来る場合の流れ場を模擬できる

この初期条件は、また、計算時間を節約するばかりでなく、列車が静止した状態から急発進 (impulsive start) することによって列車の前後端から発生する強い圧縮波と膨張波をなくすためにも有効である。

3 列車トンネル突入時の流れ場の二次元非粘性計算

本章では、列車がトンネルに突入し、圧縮波が形成されトンネル内を伝播し、トンネル出口通過後、微気圧波となって周辺に広がるまでの流れ場のオイラー方程式を用いた二次元数値シミュレーションを行う。従来の研究では、トンネル内の圧縮波伝播や列車のトンネル突入時の圧縮波の形成など、現象のある断片を対象にしたもので、列車トンネル突入から微気圧波発生までの一連の現象を扱った研究例はなかった。しかし、本研究において開発された数値解析法では、全ての現象を同じ手法の下に解くことができる。計算結果を調べることによって、列車突入から微気圧波の発生までの現象を定性的に明らかにし、現象の基本的な特性を調べるとともに、列車トンネル突入時の流れ場を領域分割法と解強制置換法によって解くことの有効性を示す。また、圧縮波波面の空間的なスケールなどの定量的なデータを、後の章の数値解析や現象のモデル化に役立てる。

序論で述べたように、トンネル内を伝播する圧縮波は流体運動の非線形性によってその波面勾配を切り立たせながらトンネル出口へ伝播する。微気圧波は圧縮波波面勾配に比例することから、その非線形効果を捉えることができれば、微気圧波を精度よく予測することはできない。特に、流れ場を数値的に解く場合、空間解像度が足りないと離散化からくる数値粘性によって波面勾配は切り立つところかなだらかになり、その結果、微気圧波の強さを実際の値より小さく予測してしまうことになる。したがって、微気圧波の定量的な予測には、トンネル内の圧縮波波面を高い空間解像度で解く必要がある。

トンネルのような長い領域を圧縮波が伝播する場合に、その波面を高い空間解像度で解くためには、領域全体にわたって空間解像度を上げる必要があり、そのためには多くの格子点数が必要となる。その上、波が長い距離伝播するので、わずかな数値粘性でも長い間積分されるため、結果的に数値粘性による散逸が大きくなってしまふ。その意味でも、十分な空間解像度が必要とされ、多くの格子点数が必要とされる。しかしながら、波面勾配の切り立ちを精度よく捉えるために十分な解像度が必要とされるのは、圧縮波波面の部分だけであり、トンネル内全体の空間解像度を増加させた場合、多くの格子点が無駄になってしまう。

そこで、圧縮波波面の部分だけ局所的に空間解像度を増加させることによって、全体の格子点数をさほど増加させることなく、解の精度を向上させることを試みる。局所的な空間解像度を増加させる方法としては、解適合格子による方法が一般的であるが、本研究では領域分割法を応用する。流れ場を解くために必要な領域に加え、格子幅の細かい領域を設け、常にその領域で圧縮波波面を解くことによって、局所的に高い空間解像度を得る。この方法を用いた結果を用いない場合の結果と比較し、圧縮波の切り立ち具合の違いや新たな領域を設けることにともなう計算時間の増加量などについて検討する。

3.1 計算領域

図 3.1 に計算を行った計算領域を示す。長さは全てトンネルの高さで無次元化した。計算領域は二次元で、長さ 20.0 のトンネルとその出入り口の領域からなる。突入する列車は、高さ 0.2、つまり列車・トンネル断面積比 $R_t = 0.2$ で、長さ 1.5 の長方形の角を丸めた形で、始め左端に位置し、マッハ数 0.4 で移動し始める。実際のスケールに換算すると、トンネル高さを 10m とした時、トンネル長さ 200m、列車高さ 2m、長さ 15m、速度約 500km/h となる。このような計算領域を図 3.2 に示すように領域分割し、それぞれの領域で格子生成を行う。トンネルとその出入り口は、入口、トンネル、出口の三領域 (ZONE 3, 4, 5) に分割され、それぞれの格子点数は、205x51、1205x41、201x51 である。二次精度の数値流束を計算するためにはあるセル境界を中心として少なくとも片側 2 点格子点が必要である。したがって、データのやりとりの行なわれる領域同士の境界において高次精度を保つため、それぞれの領域はその境界において 4 点ずつ重なり合っている (図 3.3)。列車の格子は 161x41 で (ZONE 1)、流れ場の格子に重なっている。この格子は列車と同じ速度で移動する。

以上の 4 つの格子によって、列車がトンネルに突入する流れ場をシミュレートすることができるが、ここでさらに、圧縮波波面の解像度を上げるための、より細かい格子幅をもった格子をトンネル内部に設ける (ZONE 2)。格子点数は 321x51 で、他の格子の半分の格子幅となっている。この格子は、初めトンネルの入口に位置し、列車の先端が $x=5.5$ に達し、圧縮波が形成された時点から移動し始め、圧縮波を追跡し、常に圧縮波波面を覆う。したがって、圧縮波波面を常に高い空間解像度で解くことができる。トンネル内の圧縮波の伝播速度はほぼ音速に等しいことがわかっているため、格子は音速で移動し、加減速しない。本論文では、以降この格子を圧縮波追跡用の格子と呼ぶ。比較のため、圧縮波追跡用の格子のある場合とない場合の両方について計算を行った。

境界条件は、地面、トンネル内壁および出入り口において壁面境界条件を施す。それ以外の境界条件は無反射境界条件とした。また、初期条件は第二章に述べたように、列車まわりの定常流れを用いる。

3.2 計算手順

具体的な計算の手順を図 3.4 を用いて説明する。まず、列車まわりの領域 ZONE 1 を初めに解く。この時、ZONE 1 の境界における値を 1 ステップ前でのトンネルの領域 (ZONE 3) の解に設定する。そして、ZONE 1 が ZONE 3 を覆っている部分で ZONE 3 の x に大きな値を代入し、ZONE 1 の解を ZONE 3 の \hat{Q}_f とする。次に、ZONE 3 が解かれ、この時、ZONE 1 が覆っている部分では \hat{Q}_f を通して ZONE 1 の解に置換される。ZONE 4 の解も領域の境界部分を通して ZONE 3 に受け渡される。今度は、ZONE 3 の解を境

界での値として、ZONE 4 を解く。最後に、ZONE 1 の格子を列車の速度に応じて移動させる。以上の手続きによって、計算が一時刻刻進んだことになる。この手順を繰り返すことによって、計算は進められる。

各領域の格子点同士は必ずしも一致していないので、領域間で情報をやりとりする場合、物理量は格子点を取り囲む 3 点から線形内挿によって求めた。そのため、領域間で情報のやりとりを行う部分では厳密には保存側は満足されない。この影響については、強い衝撃波が領域間に存在したり、領域間を衝撃波が伝播する場合のように、現象を捉える上で保存側が重要となる場合については問題になることが予想されるが、トンネル内の圧縮波のような空間的にスケールが大きく、なだらかに変化する現象にはあまり影響はないと考えられる。

3.3 計算結果、および考察

最初に、圧縮波追跡用の格子を用いない場合の結果を用いて、列車トンネル突入から微気圧波発生までの一連の現象を説明する。図 3.5 は初期状態での、図 3.6 は圧縮波追跡用の格子を用いない場合の各時刻での等圧力線図である。時間は列車の先端がトンネル入口に到達した時点をも $t=0.0$ とする。 $t=2.05$ において、列車の前半分がトンネルの中に突入する。このとき、列車先頭部では圧力が上昇し、圧縮波が形成される。圧縮波はトンネル内の x 方向に垂直な等圧力線図として認識できる。圧縮波はトンネル出口へ伝播するが、列車の速度よりも速く伝播するため列車から離れてトンネル出口へ向かう。時刻 $t=14.05$ における図から圧縮波の後を追うようにトンネル出口へ向かう波があることがわかる。この波は、列車の後端がトンネルに突入することによって生じた膨張波である。実際には、列車の後流の存在からより弱い膨張波になるであろうと考えられる。時刻 $t=21.05$ の図では、圧縮波がトンネル出口を通過し、圧力波となってトンネル出口の領域を広げるように伝播する様子がわかる。この圧力波が、微気圧波と呼ばれる波で、後のプロットで示すようにパルス状の圧力波である。トンネル出口から出た圧力波は、外側の境界において非物理的な反射波を生ずることなく計算領域外に通過しており、無反射境界条件が有効であることがわかる。さらに後の時刻では ($t=44.05$)、今度は逆に出口から入口に向けて波が伝播し、トンネル入口領域を伝播しているのがわかる。これは、圧縮波が出口を通過する際、音響インピーダンスが急激に変化することにより、反射波として膨張波が生じ、それが入口方向に伝播するためである。以上のように、列車のトンネル突入から微気圧波の発生までの一連の現象を数値計算によってシミュレートすることができ、領域分割法と解強制置換法がこの流れ場を数値的に解く手法として十分有効であることを示すことができた。

図 3.7 は、列車の先頭部がトンネル入口に突入した時 ($t=0.55$) のトンネル入口付近の速度ベクトル分布である。列車前方ではトンネル出口方向に流れが誘起されているが、列車の側面では列車前方からトンネ

ル入口に向かって速度が誘起されている。これは、列車前面では圧力が上昇するものの、トンネル入口付近では依然大気圧に近いため圧力差が生じ、そのため図に見られるような流れが誘起されるためである。

圧縮波追跡用の格子を用いた場合と用いない場合の結果の違いを $t=14.05$ における等圧力線図で比較すると (図 3.8)、追跡用格子を用いた場合の方が等圧力線の間隔が密になっているのがわかる。この 2 つの違いを明らかにすると共に圧力波の伝播をわかりやすくプロットしたのが図 3.9 である。 $x=0.0, 20.0$ における破線はそれぞれトンネルの入口と出口の位置を、また、2 つのマーカーは列車前端、後端における圧力の値を示す。圧縮波が出口の方へ伝播するにつれて、両方の結果ともその波面勾配が急になっていく様子がわかる。列車突入直後では、2 つの計算結果の差は見られないが、圧縮波が出口に近づくにつれて、圧縮波追跡用の格子を用いた方が用いない場合に比べて、圧縮波の波面勾配が大きくなっている。また、この図から圧縮波の波面の空間的なスケールはトンネル径の 5 倍程度の大きさがあることがわかる。

図 3.10 は、微気圧波の波形を見るためにトンネル出口における圧力の時間変動をプロットした図である。圧縮波追跡用の格子を用いた場合を実線で、用いない場合を破線でプロットしてある。最初のピークが微気圧波に相当する。二つの結果を比較すると追跡用の格子を用いた方が若干ではあるが微気圧波の大きさを大きく捉えているものの、その差は微小である。これは、トンネルが短いために非線形性による波の切り立ち効果があり現れなかったことと、もともとの格子、つまりトンネル領域の格子の解像度が圧縮波の伝播を捉えるのに十分であったことによる。通常、波動の伝播を十分な精度で捉えるには、一波長に最低でも格子点が 20 点は必要であるとされている³¹⁾。この計算で圧縮波の波面の長さは約 5 であったので、圧縮波の伝播を正確に捉えるための最小格子幅 Δx は、

$$\Delta x = \frac{L}{N_{\min}} = \frac{5}{20} = 0.25 \quad (3.1)$$

一方、トンネル領域の格子はトンネルの長さ 20.0 に対して、格子点数がおおよそ 800 点ほどあるから、 $\Delta x = 20.0/800 = 0.025$ となり、圧縮波追跡用格子がなくても十分な空間解像度が確保されていたことがわかる。本計算において、圧縮波追跡用格子の効果が顕著には表れなかったのはそういった理由からである。しかし、トンネルの長さがもっと長くなり非線形効果が強く表れる場合や、三次元計算の場合のように、計算機容量の限界からトンネルの長さ方向に十分な格子点数をとれなくなった場合、そして、圧縮波波面が衝撃波の様に非常に空間スケールが小さくなった場合には、この手法は有効な手段となりうる。なお、スーパーコンピュータ FACOM VP-200 による無次元時間 50.0 までの計算時間は、圧縮波追跡用の格子を用いない場合で約 390 分、用いた場合で約 530 分となった。

図 3.10 に見られる微気圧波の後に続く圧力変動は、圧縮波がトンネル出口を追加した際に生じた反射波

が、トンネル出入口で反射を繰り返すことによってトンネル内を行き交うために生ずるもので、序論で述べたように新幹線のトンネルにおいて実際に観測されている現象である¹⁾。

3.4 まとめ

領域分割法と解強制置換法によって、列車がトンネルに突入するときの流れ場の二次元数値シミュレーションを行い、列車のトンネル突入による圧縮波の発生、トンネル内での伝播、トンネル出口での微気圧波の発生までの一連の現象を捉えることができた。結果から、列車トンネル突入後に列車前面からトンネル入口に向けて誘起される流れ、圧縮波がトンネル出入口で反射することによる第二次、第三次の微気圧波、そして、圧縮波波面の時空間的なスケールなどが明らかになった。また、領域分割法と解強制置換法は、列車トンネル突入時の流れ場の数値解析手法として有効であることを示すことができた。さらに、領域分割法を局所的に空間解像度を高める手法として応用し、圧縮波追跡用格子によって圧縮波波面を精度良く解くことを試みた。元の格子の格子幅が圧縮波波面を解像するのに十分であったため、追跡用格子を用いた差は顕著に表れなかったが、三次元計算のように格子点数があまりとれない場合や圧縮波波面が衝撃波になった場合などには有効な手段であることがわかった。

4 計算結果の検証、および圧縮波波面勾配に関するパラメトリックスタディ

本章では、列車トンネル突入時の軸対称流れを対象として、様々な格子幅や時間刻み幅で計算を行い、解の格子幅や時間刻み幅に対する依存性を調べる。さらに、計算結果を実験結果と比較することによって解の信頼性を検証する。その上で、列車トンネル突入速度、列車トンネル断面積比、列車先頭部形状などをパラメトリックに変化させ、それに応じて圧縮波波面勾配がどのように変化するかを列車トンネル突入時の軸対称流れの数値解析によって調べる。

さらに、圧縮波波面勾配に関する過去の研究結果によって、どれくらいの精度で現象を予測することができるか、また、それらの研究結果の適用範囲はどれくらいかということを、数値解析の結果と比較することによって議論する。

序論でも説明したように、山本の U^3 則や鹿毛ら、渡辺らの一次元解析など、圧縮波波面勾配については過去に幾つかの研究が行われている。山本の U の3乗則については、実測による結果から列車のトンネル突入速度が200km/hあたりまで成立することが確認されている。しかし、それ以上の突入速度については調べられていない。そこで、本研究では将来の磁気浮上式列車の目標最高速度が550km/hであることを考慮して、速度約600km/h、マッハ数で0.5までについて、列車トンネル突入時の軸対称流れの数値解析を行い、 U^3 則が成立するかどうかを調べる。

鹿毛ら、渡辺らの一次元解析による列車トンネル突入時の流れ場の解析は、簡便で必要とされる演算量も小さいので実用的であり、圧縮波の圧力上昇量については比較的良好の結果を得ることができている¹⁵⁾。しかし、圧縮波波面勾配については全ての場合について満足のゆく結果が得られているわけではない³²⁾。本研究では、列車トンネル突入速度、列車トンネル断面積比が変化する場合に、一次元解析によってどれくらいの精度で圧縮波波面勾配を予測することができるか調べる。また、列車先頭部分の断面積勾配が等しく、列車トンネル断面積比の異なる列車がトンネルに突入する場合について一次元解析を行い、軸対称流れの数値解析による結果と比較することによって、一次元解析の適用限界について明らかにする。

これらの他に、圧縮波波面勾配に関する松村らの経験式があるが、この経験式には列車形状に依存する任意定数が含まれているにもかかわらず、過去においてこの任意定数の定め方については全く議論されていない。したがって、本研究ではこの経験式に対する考察は行わない。

4.1 計算結果の検証

4.1.1 実験装置、および条件

始めに検証の対象とした実験について説明する。実験は Maeda ら⁸⁾によるもので、図 4.1 に示すように、トンネルに見立てた円筒形のダクトに列車に見立てたいろいろな先頭形状の発射体を打ち込むものである。ダクトは直径が 147mm に対し長さが 7000mm で、ダクト入口から 1000mm のところのダクト内壁に圧力測定器が取り付けられており、ダクト内の圧力変動を計測することができる。このダクトに打ち込む発射体は、長さ 800mm の円筒形の胴体部分に様々な形状の先頭部が取り付けられたものである。発射体は、ダクトの中心部を通るように張られたワイヤに沿って進むので、ダクト中心を直線的に進むことができるようになっている。なお、用語上の混乱を避けるために、本論文では以降、実験に使われた発射体を「列車」、ダクトを「トンネル」と呼ぶことにする。

次のような実験条件について計算と比較する。

列車・トンネルの断面積比：	$R_t = 0.116$
列車のトンネル突入速度：	$U = 230[\text{km/h}] = 0.188$ (マッハ数)
列車先頭部のアスペクト比 a/b ：	$a/b = 5.0$
列車先頭形状：	回転楕円形、円錐形、回転放物形

用いた列車先頭形状を図 4.2 に示す。

4.1.2 計算領域

この実験を計算で再現するために、図 4.3 の様な流れ場で計算を行った。実験の流れ場は軸対称であると考えられるので、計算も軸対称流れについて行う。流れ場は、トンネルの入口とトンネル、および、列車からなる。計算領域はトンネルの直径を代表長さとして無次元化した。微気圧波ではなくトンネル内の圧縮波に着目しており、また、実験の測定結果にはトンネル出口の影響は入っていないと考えられるので、計算ではトンネル出口の領域は含まない。但し、トンネル出口には無反射境界条件を施し、トンネル内から出口に向かって伝播する波が境界を通過しても非物理的な反射波が発生しないようにすることによって、計算の上ではトンネル出口は無限に離れた場所にあるものとして考える。文献 8) からは、実験において最初に列車がどの場所に位置するのかははっきりしないが、この計算では列車は始めに、トンネル入口から無次元長さで 3.0 離れた場所に位置する。そして、実験と同じように、ある時刻においてトンネルに突入する速度で急発進させる。

計算では粘性の影響は考慮せず、二次元軸対称オイラー方程式を基礎方程式とする。圧縮波形成におけ

る粘性の影響については、後に、計算結果を実験結果と比較することにより議論する。

図 4.3 のような流れ場を、列車まわり、トンネル入口、トンネルの三つの領域に分割する。図 4.4 にそれぞれの格子形状を示す。前章の計算結果から圧縮波波面の空間的スケールのオーダーは無次元長さで約 5 程度であるので、トンネル領域の格子は圧縮波波面の伝播を正確に解くことができるように、トンネル領域の x 方向の格子幅を $0.059 < 5/20$ とした。図 4.5 は、本計算で用いた列車まわりの格子形状である。領域分割法では、格子は領域ごとにそれぞれ独立に生成することができるので、形状の異なる列車を用いて計算を行なう場合、列車まわりの格子だけを取り替えればよい。そのため、本計算のように幾つかの列車について計算を行なう時、非常に有効な手段となる。

基本的には、トンネル入口、トンネル、列車まわりの三つの領域で流れ場を解くことができるが、本計算では次に述べる二つの領域を新たに設けた。

その一つは、列車まわりの領域とトンネル領域との間に設けた中間領域である（図 4.4）。トンネル領域では圧縮波波面を捉えるように格子幅を決めたのに対し、列車まわりの領域では解くべき現象の長さスケールは圧縮波波面よりも小さく、格子幅はトンネル領域よりもかなり細くなる。その結果、列車まわりの領域とトンネル領域との間で情報のやりとりをすると、格子幅に違いがありすぎるため、情報の受け渡しがいまいきであったり、列車まわりの流れ場を精度よく解くことができなかつたりする場合がある。中間領域は、列車まわりの領域とトンネル領域の中間的な格子幅を持ち、前節の圧縮波追跡用格子の場合と同じように列車と同じ速度で移動し、常に列車まわりの領域を覆う。それによって、局所的に空間解像度を高めることができ、格子点数をそれほど増加させることなく列車まわりの流れ場の解像度を向上させることができる。同時に、列車まわりの領域とトンネル領域との間の情報のやりとりを中間領域を介して行うことにより、格子幅の違いからくる領域間の情報の受け渡しの失敗を防ぐことができる。

今一つは、図 4.4 に示すトンネル入口壁面の角に設けた補助領域である。トンネル入口壁面の角の部分は、非粘性流の場合は特異点となる。補助格子は、図 4.6 に示すように、トンネル入口壁面の角を落として丸みを持たせることにより特異点を無くするための格子である。入口壁面の角を丸めるのは一格幅だけなので、これによって実質的なトンネル入口形状が変わることはない。

以上、領域は全部で 5 つで、格子点数は各領域で次のようになる。

列車まわりの領域 (Train Zone)	: 161 × 25	= 4,025 点
中間領域 (Intermediate Zone)	: 131 × 41 × 41	= 5,371 点
トンネル入口領域 (Tunnel Zone)	: 203 × 41	= 8,323 点
トンネル領域 (Entrance Zone)	: 528 × 21	= 11,088 点
補助領域 (Collar Zone)	: 51 × 21	= 1,071 点

格子点数の合計は、約3万点となる。

時間積分は二段階陽積分法によって行い、時間は列車先端がトンネル入口 $x = 0.0$ に到達した時刻を 0.0 とした。

4.1.3 解の格子幅、時間刻み幅に対する依存性

計算結果を実験結果と比較する前に、解の格子幅や時間刻み幅に対する依存性を調べる。代表的な例として、列車先頭部が回転楕円形の場合を対象とした。

まず、格子幅を変化させて計算を行い、それに応じて解がどのように変化するかを調べる。用意した格子は前節で説明した格子を基本として（ケース Δx と呼ぶ）、その格子幅の倍の格子幅を持つもの（ケース $2\Delta x$ ）と半分の格子幅（ケース $1/2\Delta x$ ）を持つものを用意した。但し、クーラン数がほぼ同じ値になるように、格子幅にあわせて時間刻み幅を変更した。計算結果の例として、基本となる格子幅（ Δx ）で計算を行った場合の等圧力線図を図4.7に示す。 $t=18.0$ では、列車はトンネルに近づき、列車前面で圧力が上昇し始める。列車先端はまだトンネルに突入していないにもかかわらず、トンネル内では一次元的な圧縮波が形成されつつあるのがわかる。 $t=20.0$ では列車先端がトンネルに突入することによってトンネル内の圧力はさらに高まり、 $t=22.0$ では先端部分が完全にトンネルに突入し、流れは定常状態に近くなる。 $t=25.0$ になると、圧縮波の波面はほぼ音速で伝播するため、列車から離れてゆく。これらの現象は、前章の二次元の場合の結果と基本的に同じである。

それぞれの格子幅について、トンネル入口から 1000mm 、無次元長さで 6.80 でのトンネル内壁面上の圧力の時間履歴を比較した結果が図4.8である。いずれの場合も、圧縮波波面勾配には大きな違いは見られない。圧縮波の圧力上昇量については、 $2\Delta x$ の場合、空間解像度の不足から最終的な圧力上昇量が他の二つの場合よりも2%ほど大きくなっているが、格子幅を増加して行くとある値に漸近していくのがわかる。 Δx と $1/2\Delta x$ との違いがほとんどないことから、 Δx のケースは十分な空間解像度を持っていることがわかる。

また、 $2\Delta x$ の場合に圧力が上昇しきったあたりで圧力の小さな振動が見られるが、これは現象の空間的スケールより大きい格子幅の格子で領域間の情報のやりとりを行うため生じた振動であり、計算の不安定性に起因するものではない。そのため、 Δx や $1/2\Delta x$ の様に現象を捉えるのに十分な空間解像度がある場合には生じていないことがわかる。

次に、時間刻み幅を変化させて計算を行い、解が時間刻み幅、つまりクーラン数によってどのように変化するかを調べる。用いた格子は先の Δx の場合の格子で、時間刻み幅を無次元時間で 0.0025 、 0.0050 、 0.0100 と変化させて計算を行う。それぞれのケースを $1/2\Delta t$ 、 Δt 、 $2\Delta t$ と呼ぶ。先と同様にトンネル入口

から無次元長さ 6.80 でのトンネル内壁面上の圧力の時間履歴を図 4.9 に比較した。2 Δt の場合には他の二つの場合よりも圧力上昇量が 2%ほど大きくなっているが、時間刻み幅を小さくしてゆくとある値に漸近し、 Δt と 1/2 Δt の場合には両者の圧力時間履歴はほぼ一致している。このことから、 Δx の格子を用いた場合、時間刻みは Δt より小さくすればよいことがわかった。

4.1.4 実験結果との比較による計算結果の検証

本節では計算結果を実験結果と比較することによって、計算結果の信頼性を検証する。前節の結果に基づき、格子には Δx の場合の格子を用い、時間刻み幅は 0.0050 として計算を行った。

実験結果と比較したのは、先に示した回転楕円形、円錐形、回転放物形の場合についてである。それぞれの形状について、トンネル入口から 1000mm、無次元長さで 6.80 でのトンネル内壁面上の圧力の時間履歴を実験結果と比較したのが図 4.10 である。計算によって得られた圧力履歴中の $t=0.0025, 0.0050$ [sec] 付近の極大値と極小値は、それぞれ急発進した時に列車先端と後端で作られた圧縮波と膨張波である。実験結果でこれが見られないのは、列車を発射させる位置が本計算よりもトンネルから遠いためであると考えられる。しかし、これらの圧力履歴のピークは圧縮波そのものに影響を与えているようには見えないので、問題にはならない。計算結果と実験結果は、どの列車形状についても非常によく一致した結果となっており、本計算の結果が信頼できることを示している。

列車がトンネルに突入する流れ場におけるトンネル内の圧力上昇は、基本的にトンネル内の流体が列車によって圧縮されることによるのであり、列車先頭部などで剥離でもない限りトンネル内の圧力上昇率、つまり圧縮波波面勾配に与える粘性の影響は小さいと考えられる。実際、非粘性の計算結果が実験結果とよく一致を示すことも、それを裏付けている。粘性の影響は、列車側面上やトンネル壁面上の摩擦を通じて圧縮波の圧力上昇量が非粘性の場合よりも大きくなることに現れる¹²⁾が、本研究の主眼である圧縮波波面勾配の予測には、流れ場に剥離域が無い限り重要ではないと考えられる。

4.2 列車突入速度、列車トンネル断面積比の圧縮波波面に与える影響について

前節の結果から、計算結果が実験結果と非常によく一致することが確認されたので、列車突入速度、列車トンネル断面積比など、幾つかのパラメータを変化させ、それによって圧縮波がどのように変化するかを列車トンネル突入時の軸対称流れの数値解析によって調べる。そして、 U^3 則や一次元解析などの過去の研究によって、圧縮波波面勾配の特性をどれくらい正確に予測できるか、また、その適用範囲はどれくらいかということ、数値解析結果と比較することによって調べる。

4.2.1 列車トンネル突入速度の影響

まず、列車トンネル突入速度 U_t が変化する場合に、圧縮波波面勾配がどう変化するかについて議論する。用いた列車は、前節で実験との比較に使用した、先頭部が回転楕円形で列車トンネル断面積比 $R_t = 0.116$ の列車（図 4.2）である。列車のトンネル突入速度 $U_t = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ （時速約 122.4, 244.8, 367.4, 489.6, 612.0 km/h）の 4 つの場合について計算を行った。

図 4.11 は、突入速度に対して圧縮波波面勾配の最大値をプロットした図である。両軸とも対数で表示した。比較のため、図中に U^3 則、渡辺らの一次元解析による予測値も併せて表示した。数値解析による結果と U^3 則との結果を比較すると、マッハ数 0.3 付近までは U^3 則はほぼ成立していることがわかる。しかし、それ以上の突入速度では、数値解析によって得られた波面勾配の最大値は U^3 則による予測値よりも大きな値となり、この範囲では U^3 則は成立しないことが明らかになった。この理由は、 U^3 則は列車トンネル突入による圧力上昇量が突入速度の 2 乗に比例するとの考えに基づいているが、元の理論から得られる圧力上昇量の式 (1.3) からわかるように、実際には列車トンネル突入時の圧力上昇量は突入速度の 2 乗に比例していないためである。

一方、渡辺らの一次元解析による予測値は、大きな突入速度においても数値解析による結果と非常によく一致している。この結果から、圧縮波の最大波面勾配に対する列車トンネル突入速度の影響については、一次元解析でも捉えることができることが明らかになった。

4.2.2 列車・トンネル断面積比の影響

次に、列車トンネル断面積比 R_t を変化した場合について調べる。列車の先頭形状は回転楕円形で、列車トンネル断面積比 R_t を 0.1, 0.2, 0.3, 0.4 と変化させる。列車先頭部分は全て $a/b=5.0$ とした。

図 4.12 に断面積比に対する圧縮波波面勾配の最大値をプロットした。図からわかるように、列車先頭部形状が相似であっても、列車トンネル断面積比が大きくなるとそれに応じて圧縮波波面勾配も大きくなることがわかる。比較のため、一次元解析による結果を図中に示した。列車トンネル断面積比 R_t が 0.4 ぐらいに大きくなると、一次元解析の予測値は軸対称計算の結果より僅かに大きな値になっているが、全体的にはほぼ一致した結果となっている。

4.2.3 列車先頭部断面積勾配が等しく、列車トンネル断面積比が異なる場合

前節までの結果からすると、鹿毛らや渡辺らによって提唱されている一次元解析でも、圧縮波波面勾配の最大値と列車突入速度や列車トンネル断面積比との関係はほぼうまく捉えることができることがわかった。

序論で説明したように、鹿毛らや渡辺らの一次元解析では、列車突入によるトンネル内の圧力上昇を、列車のトンネル突入によるトンネル断面積の時間的な変動に起因するものであるとして考えている。したがって、列車突入速度が等しい場合には、圧縮波波面勾配は列車先頭部の断面積勾配によって決まることになる。それを検証するために、本節では、列車先頭部の断面積勾配が等しく、列車トンネル断面積比の異なる列車が同じ突入速度でトンネルに突入する場合について、一次元解析による結果を列車トンネル突入時の軸対称流れの数値解析結果と比較する。この場合、一次元解析による解析では、列車先頭部の断面積勾配が等しいので、列車トンネル断面積比が変化しても圧縮波波面勾配は変化しないことになるが、実際の現象ではどうなるのかを数値解析によって調べる。

図 4.13 に用いた列車形状を示す。列車の先頭部は回転放物形の形状で、列車トンネル断面積比 R_t が 0.03, 0.06, 0.116, 0.250 の 4 種類である。図 4.14 は、列車の断面積分布図である。図からわかるように、列車先頭部の形状は断面積の勾配が一致するようになっている。

トンネル内 ($x=6.8$) のトンネル壁面上での圧力の履歴を図 4.15 に示す。実線は軸対称の数値解析結果、破線は一次元解析による結果である。一次元解析による結果では、トンネル内の圧力が列車先端がトンネルに突入する時点で急に上昇するため、圧縮波波面は急激に形成され始めるのに対し、列車トンネル突入時の軸対称流れの数値解析による結果では、列車がトンネルに近づきつつある時点からトンネル内の圧力は上昇するため、圧力はなだらかに上昇する。また、列車先頭部がトンネルに突入する間は列車先頭部の断面積勾配が等しいため、先にも述べたように一次元解析による結果ではいずれの場合もその圧力履歴は全く同じになっている。一方、軸対称流れの数値解析の結果では、列車トンネル断面積比が小さくなると、圧縮波波面勾配もまた緩やかになっており、一次元解析とは異なった結果となっている。

この結果から、一次元解析によって得られる圧縮波波面の波形そのものは、実際の波形とは異なったものとなっており、一次元解析の結果から波形について議論することはできないことが明らかになった。また、一次元解析では列車先頭部の断面積勾配が支配的なパラメータとなっているが、実際には列車トンネル断面積比も圧縮波波面勾配に対して影響を持つため、列車形状が変化する場合に圧縮波波面勾配を予測するには限界がある。

4.3 まとめ

列車がトンネルに突入するときの軸対称流れを数値的に解き、トンネル内の圧力履歴を実験結果と比較した。計算結果は実験結果とよく一致しており、計算結果が信頼できるものであることを示すことができた。また、計算は非粘性で行ったにも関わらず、実験結果と一致することから、圧縮波の形成時における粘性の影響は小さいということができる。

列車トンネル突入速度、列車トンネル断面積比、列車先頭部形状などをパラメトリックに変化させて数値解析を行い、それに応じて圧縮波波面勾配がどのように変化するかを調べた。その結果、 U^3 則は列車トンネル断面積比が0.116の場合、マッハ数で約0.3（約370km/h）まで成立し、それ以上の突入速度では波面勾配は U^3 則から予測される値よりも大きくなることが明らかになった。また、列車先頭部形状を相似形にして、列車トンネル断面積比を変化させた場合、列車トンネル断面積比が大きくなるにつれて圧縮波波面勾配も大きくなることがわかった。

圧縮波波面勾配の最大値と列車突入速度、列車トンネル断面積比との関係については、一次元解析でもある程度予測できることがわかった。しかし、圧縮波波面の波形は実際の波形とは大きく異なり、一次元解析によって波形そのものの議論をすることは意味を持たない。また、一次元解析では列車の断面積勾配が圧縮波波面に対して支配的なパラメータとなるが、実際には列車トンネル断面積比も影響するため、列車形状が変化する場合には圧縮波波面を正確に予測できない場合があることが明らかになった。

5 「のぞみ」型車両トンネル突入時の流れ場の三次元粘性計算

前章までは、二次元または軸対称の流れ場で列車の形状も簡単な場合について、圧縮波波面勾配を中心に議論を行った。しかし、実際の列車形状は遥かに複雑で、流れ場は当然三次元的になる。さらに、トンネル内は複線である場合も多く、そうした場合、列車はトンネル断面の中央ではなく、左右どちらかにずれた位置に突入することになり、列車突入時の流れ場はより三次元的になる。

実際の列車がトンネルに突入する三次元的な流れ場においても、形成される圧縮波は一次元的であることが実測による結果^{1), 17)}からわかっている。三次元的な流れ場におけるトンネル内の圧力上昇が一次元的な圧縮波となる過程は、トンネル入口で圧縮波波面勾配を緩やかにするためには重要な情報である。序論でも述べたように、新幹線においてトンネル入口での圧縮波波面勾配緩和のために、トンネル入口に図5.1に示すようなフードが取り付けられた。図からわかるようにフードには側面にスリットが設けられており、列車トンネル突入時のトンネル内の空気をそのスリットから抽気させることによって、圧力上昇を緩和し圧縮波波面勾配を緩やかにする。スリットの大きさやその位置は、列車突入時の流れ場の詳細がわかっていないため、模型実験などから経験的に決められているのが現状である。したがって、仮に、トンネル入口での圧縮波の三次元的な形成過程が明らかになれば、適切な場所に必要な大きさのスリットを設けることが可能になり、より効率の良いフードを設計することができる。

圧縮波波面に関する現象以外にも、実際の列車がトンネルに突入する流れ場では工学上、または設計上重要なことが多い。例えば、乗客の乗り心地や車体の構造的な疲労に関係する車体にかかる空気力の時間的変動や、乗客の鼓膜に影響する列車まわりの圧力変化などが挙げられる。

以上述べたような現象を明らかにするために、本章では、実際の列車がトンネルに突入するときの三次元的な流れ場について調べる。過去の研究例では、実験で再現することの困難さから、列車トンネル突入時の流れ場を実測した例が多い。実測による結果からは、トンネル内の圧縮波波形や圧力上昇量、トンネル内で圧縮波が一次元的であることなどを明らかにすることはできるものの、測定点や測定できる物理量が限られているため、三次元的な現象を捉えたり、車体にかかる空気力など一度に多くの場所での情報を必要とする現象の解析には無理がある。

そこで、本研究では列車トンネル突入時の三次元的な流れ場を数值的に解析する。近年、計算機の性能の向上により、三次元で複雑な形状の流れ場を現実的な時間内で解析することができるようになり、数値解析は流体解析のための実用的で、かつ有効な手段となりつつある。特に、最近の列車の高速化とともに、空力を考慮した列車形状設計の重要性が認識されはじめ、風洞試験と併せて列車まわりの流れ場の数値解

析が行われ始めている。Kaiden³⁴⁾らは、「あかり」、つまりトンネル外を走行する列車まわりの定常流を数値的に解き、数値計算による列車まわりの流れ場の解析の有効性と実現可能性を示している。

本研究においては、二次元および軸対称の流れ場に適用した領域分割法と解強制置換法による数値解法を三次元に拡張し、列車がトンネルに突入する時の流れ場の三次元粘性計算を行う。対象とする流れ場は、新幹線において列車が270km/hでトンネルに突入する時の流れ場で、Shimboら¹⁷⁾が行った実測条件と同じ条件の流れ場である。実測による結果と比較することによって計算結果を検証した上で、粘性が圧縮波に与える影響や車体にかかる空気力の時間履歴、圧縮波の三次元的な形成過程など、実測では把握することができなかった幾つかの現象について明らかにする。また、同じ条件の流れ場で列車の走行する位置の異なる流れ場を数値的に解析することによって、流れ場の三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響について議論する。

5.1 実測条件

Shimboらが行った実測の条件について説明する。実測は、'91年12月に「Kataura」トンネルで行われた。「Kataura」トンネルは、小田原駅と熱海駅の間にあり、長さ1266mで十分直線とみなせる砂利敷きトンネルである。トンネル内では線路は複線であり、列車は左側を走行する。このトンネルに16両編成、長さ400mの300系新幹線「のぞみ」(図5.2)が270km(マッハ数0.221)で突入する時のトンネル内壁、および車体表面上での圧力変動を測定する。トンネル内での圧力の測定点は、図5.3に示すように、突入する列車に近いトンネル側壁面上の、高さが0.98mでトンネル入口から30m、60m、90mの距離にある三点(図中のK3、K4、K5)と、トンネル入口から90mの所で1.80mと3.19mの高さにある二点(図中のK1、K2)に設けられている。トンネル入口に設置された光センサーによって、列車がトンネル入口に到達した時刻を知るとともに、各測定点の同期をとる。この流れ場のレイノルズ数は、列車突入速度を代表速さ、トンネル高さを代表長さとした場合、

$$Re = \frac{U_t l}{\nu} = \frac{75.0 \times 7.8}{1.5 \times 10^{-5}} \simeq 4.0 \times 10^7 \quad (5.1)$$

となる。

5.2 計算領域

この実測条件を模擬すべく、図5.4に示す領域で計算を行った。長さは全てトンネル高さ7.8mで無次元化した。計算領域は、トンネルとトンネル入口の領域とからなり、列車突入による圧縮波の形成過程に主に興味があるので出口側は考慮しない。実測の測定点K3での圧力履歴を調べるために、トンネル長さは40.0

(312.0m)とした。突入させる列車は300系新幹線「のぞみ」型車両で、実際の車両では16両編成、車両の長さ400mであるが、車両の長さはある程度長ければ圧縮波の形成にはそれほど影響を与えないので、計算では不用意に格子点数を増加させないために車両の長さを無次元長さ20.0(156.0m)とした。列車は速度270km/h、マッハ数0.221でトンネルに突入し、加減速はしない。

図5.5は、列車およびトンネルの正面図である。トンネル高さを1とした場合の、車体の高さは0.496(3.87m)で、車体の底面は 4.74×10^{-2} (37.0cm)だけ地上から離れている。列車の前面投影断面積 A_{train} は $A_{train} = 0.1843$ 、トンネルの断面積は $A_{tunnel} = 1.048$ で、列車・トンネル断面積比は $R_t = 0.176$ である。

実際の流れ場では、車体底面には、車輪やモーター、地表面上には砂利、線路、枕木などがあり形状は相当複雑で、当然乱れた流れになることが予想される。この流れを厳密に計算で再現し、正確に予測することは現在の計算機能力ではほとんど不可能である。もし、現実的なアプローチで何らかの近似を行うとすれば、実際の地表面形状の複雑さを粗度として考え、その影響を渦粘性係数に反映させるという方法が考えられなくもないが、そのような方法でどれほど精度よく流れ場を予測できるか不明である。そこで、本計算では信頼性が疑わしい方法で計算するよりもむしろ、車体底面と地表面の形状を簡略化して全て平面とした。

さらに、第三章で示したように非粘性軸対称計算の結果が実験結果と良く一致することや、一次元流モデルにおいて粘性の影響を考慮しなくても、トンネル内の圧力上昇をよい精度で予測できることから、列車のトンネル突入による圧縮波の形成過程において粘性の影響は小さいと考えられるので、計算では地表面、およびトンネル壁面上の粘性の影響については考慮しない。但し、車体にかかる空気力を正確に評価するために、車体表面上の粘性の影響については考慮する。また、前章で示したように圧縮波波面が v_{wall} に依存することから、車体まわりの流れを正確に解くことは、圧縮波波面勾配を正確に捉えるためにも重要である。特に、列車先頭部で流れが剥離する場合には、 v_{wall} が大きく変化する可能性がある。なお、地表面とトンネル壁面上の粘性の影響を無視したことの影響は、後に計算結果を実測結果と比較するときに再び議論する。

5.3 領域分割、および格子形状

計算領域を、図5.4に示すように領域分割した。

まず、列車まわりの流れを解くために、列車まわりの領域(Train Zone)と列車底部の領域(Bottom Zone)を設ける。それぞれの格子形状を図5.6に示す。「のぞみ」の車体形状は文献(36), (35)に掲載されている正面図、および側面図から三次元的な形状を起こした。列車まわりの格子は双曲型偏微分方程式を解くこと

による格子生成法³⁷⁾によって生成し、車体表面上の最小格子幅は $\Delta\zeta_{\min} = 0.0004$ とした。図 5.7はこの二つの領域が重なり合う部分で、この領域を通じて二つの領域は情報のやりとりを行う。格子点数は、列車まわりが $101 \times 67 \times 25$ 、列車底部の領域が $101 \times 27 \times 15$ である。

図 5.8に模式的に示すように、全体的な流れ場をトンネル領域 (Tunnel Zone) とトンネル入口領域 (Entrance Zone) に分割する。トンネル領域はトンネルの断面形状を流れ場全体に伸ばした筒型の形状で、 $x < 0$ でそのまわりをトンネル入口領域が覆う様な形となっている。格子点分布は、図 5.9のようになる。トンネル領域とトンネル入口領域の格子は、それぞれ x = 一定平面から構成され、図 5.9の正面図からわかるように境界でわずかにオーバーラップしており、この領域を通して情報のやりとりが行われる。格子点数は、トンネル領域が $141 \times 35 \times 21$ 、トンネル入口領域が $51 \times 35 \times 21$ である。なお、列車まわり、および列車底部の領域は、トンネル領域上を移動することになる。

以上述べた四つの領域で、基本的には流れ場を解くことができる。その場合、計算を進めるにあたり、列車まわりの領域とトンネル領域との間で情報のやりとりを行う必要がある。そのためには、ある格子点を取り囲む別の領域の格子点を、毎時間ステップごとに三次元的に検索しなければならない。しかし、格子点の検索アルゴリズムは通常ベクトル化効率が悪く、特に三次元的な検索を行う場合、流体計算に必要な計算時間に対して少なからぬ時間を要する。過去の計算例では³⁹⁾、格子点の検索に要する時間は流体計算の演算時間の4~5倍もかかっていた。そこで、本計算においては前述の四つの領域に加えて、列車とトンネルとの間の中間的な領域（以降、中間領域 (Intermediate Zone) と呼ぶ）を設ける。

図 5.10に中間領域の格子形状を示す。中間領域は、列車まわりの領域を覆うような形状で、列車と同じ速度で移動し、常に列車まわり、および列車底部の領域を覆う。そして、列車まわりの領域とトンネル領域との間の情報のやりとりを、中間領域を介して行う。列車まわりの領域と中間領域とは相対速度がないため、この領域間の格子点の検索は初めに一度だけ行えばよく、各時間ステップごとに行う必要はない。それに加え、中間領域の格子はトンネル領域と同様に全て x = 一定平面から構成されているので、各時間ステップでの中間領域とトンネル領域間の格子点の検索は一次元的に行えばよく、必要な演算量は三次元的な検索に比べて非常に少なくすむ。このように、中間領域を設けることによって、格子点の検索に要した時間を大幅に軽減することができる。さらに、図 5.11に示すように中間領域の格子幅はトンネル領域よりも細かく、その中間領域で常に列車まわりの流れ場を覆うことによって、全体的な格子点数を増加させることなく、列車まわりの流れの空間解像度を高めることができる。中間領域の格子点数は $101 \times 41 \times 41$ である。

図 5.12は、中間領域と列車まわりの領域との位置関係を示す。列車はトンネル壁面にかなり近いため、

列車まわりの格子は中間領域をはみ出してしまっているが、第二章で説明したように、その部分では x の値を負にすることによって実際の計算には用いないようにした。

さらに本計算では中間領域に加え、トンネル入口壁面の角において図 5.13 に示す補助領域 (Collar Zone) を設ける。補助領域は、第四章の軸対称計算において用いた補助領域と同様に、トンネル入口壁面の角での特異線を除去するためのものである。図からわかるように、補助領域はトンネル領域の一格子幅分だけトンネル入口壁面の角を丸めることによって特異線を無くす。そのため、角を丸めたことによるトンネル入口形状の変化は、実質的に無視できる。補助領域の格子点数は $35 \times 35 \times 9$ である。

以上、本計算では流れ場を六つの領域に分割した。各領域の格子点数についてまとめると、次のようになる。

列車まわりの領域 (Train Zone)	:	$101 \times 67 \times 25$	=	169,175 点
列車底部領域 (Bottom Zone)	:	$101 \times 27 \times 15$	=	40,905 点
中間領域 (Intermediate Zone)	:	$101 \times 41 \times 41$	=	169,781 点
トンネル領域 (Tunnel Zone)	:	$141 \times 35 \times 21$	=	103,635 点
トンネル入口領域 (Entrance Zone)	:	$51 \times 35 \times 21$	=	37,485 点
補助領域 (Collar Zone)	:	$35 \times 35 \times 9$	=	11,025 点

格子点数の合計は、約 532,000 点となった。

5.4 計算方法、および計算時間

基礎方程式には、列車まわりの領域、および列車底部の領域には三次元薄層近似ナビエ・ストークス方程式を用い、乱流モデルには Baldwin & Lomax モデル³⁸⁾を用いた。それ以外の領域には、オイラー方程式を用いる。時間積分には LU-ADI 法を用いた。計算手法の詳細は第二章に述べたとおりである。

地表面、列車車体表面、トンネル壁面などには壁面境界条件を用いる。但し、列車車体表面は non-slip wall、その他の壁面上は slip wall とした。トンネル入口の遠方境界では、圧力を基準圧に固定して他の基本量を計算領域内から外挿する。トンネル領域の端には、無限に長いトンネルを模擬すべく無反射境界条件を施し、計算領域内の擾乱が境界で非物理的な反射波を生ずることなく境界を通過するようにした。

始めに、列車はトンネルの入口から $3.0 (=23.4\text{m})$ だけ離れた場所に位置する。そして、第二章に説明したように、トンネル入口の部分 $x < 0.0$ を用いて一様流 ($M_\infty = 0.221$) 中を走行する列車まわりの流れの定常解を求めておき、それを初期条件として用いた。

使用した計算機、計算時間などは、以下のようである。

計算機	:	VPP500/7、1PE
計算時間	:	20 時間 (非定常計算) + 10 時間未満 (初期条件のための定常計算用)
ステップ数	:	約 10400 step

計算は、無次元時間で 52.0、車両が約 90m 移動するところまで進めた。上記の計算時間は、それに要した時間である。

5.5 計算結果

5.5.1 トンネル突入前の流れ場の様子

図 5.14 は、トンネル突入前の列車先端付近の圧力分布図である。列車先端、および、その付近の地表面では圧力が高く、列車の肩の部分で圧力が低くなっている。また、列車の底部では、流路が狭くなることによって急激に圧力が低下している。

列車から観測した列車先端付近での速度分布を図 5.15 に示す。列車先端から列車底部へ流れ込み、流路が狭くなることにより流れが加速している様子がわかる。列車先端の底面で、特に大きな剥離域は見られなかった。

車体表面上の流れの様子を知るために、列車から観測した速度場において車体表面上のオイルフローを計算によって模擬した結果を図 5.16 である。図 5.16 (a) は先端部分、(b) は後端部分である。先端部分では、特に剥離している部分は見られない。一方、列車後端では、図中の矢印で示したところでオイルフローが集中しており、この部分で流れが剥離していることがわかる。正面図(図 5.17)を見ると、列車後端で左右一対のオイルフローの集中が見られ、列車後端の左右両側で流れが剥離しているのがわかる。図 5.18 は、列車後端の剥離点付近の速度分布を上から見た図である。オイルフローの集中した部分で流れが剥離している様子がわかる。

以上のように、列車後端で流れが剥離しているものの、列車の長さが十分長いので、列車後端での流れの剥離がトンネル内の圧縮波の形成に与える影響は小さいと考えられる。

5.5.2 トンネル突入時の流れ場の様子

図 5.19 は列車トンネル突入時における地表面、トンネル壁面上での一連の等圧力線図である。列車がトンネルに突入する前の $t < 0$ の図を見ると、既にトンネル内の圧力は僅かながら上昇し始めているのがわかる(図 (a) 参照)。列車がトンネルに突入すると、列車前面で圧力が上昇し、その圧力上昇が周囲に広がり、ある程度列車から離れると一次元的な平面波となってトンネル出口に向けて伝播する。列車先頭の淀み点の影響により、列車に近い側のトンネル内壁面上の圧力が高くなっている様子がわかる(図 (b),(c) 参照)。図 (c) からわかるように、列車突入後、列車前面では圧力が上昇するが、列車側面では逆にトンネル壁面によって流路が狭くなることにより圧力が降下する。列車がトンネルに突入してからある時間経過すると、ト

ンネル内の圧力上昇は止まり、列車まわりの流れは定常状態となる（図 (d) 参照）。

図 5.20は、列車トンネル突入時の一連の圧力分布をトンネル内から見た図である。ここでは、列車車体表面上の圧力分布も同時に表示した。列車がトンネルに近づきつつある時点でのトンネル内の圧力上昇や、トンネル内での一次元的な圧縮波の伝播などがわかる。列車表面上の圧力分布に着目すると、列車トンネル突入による列車前面の圧力上昇に伴い、列車先端で圧力が上昇している。それに対し、列車の肩の所ではトンネル突入後も依然圧力は極小値となっており、その影響で列車の肩に近いトンネル壁面上でもまた圧力が小さくなっている。

トンネル内の圧縮波の形成、および伝播の様子を見るために、トンネル内の圧力分布の時間的な変化を図 5.21(a) にプロットした。実線は、図 5.21(b) に示すように、列車に最も近い壁面上（点 A）の圧力分布を、破線はそれ以外の場所（点 B, C）での圧力分布を示している。列車に最も近い場所での圧力分布中の最大値は列車先端の淀み点での高い圧力、また最小値は列車の肩での低い圧力による影響である。また、それらの最大値、および最小値が僅かに振動して見えるのは、これらの結果をトンネル領域での結果を用いてプロットしているからであって、実際の計算ではそのような振動は生じていない。図からわかるように、列車がトンネルに近づきつつある時点（ $t < 0$ ）で、既にトンネル内の圧力は上昇し始めている。列車がトンネルに突入してから、さらにトンネル内の圧力は上昇し、 $t = 10.40$ を過ぎたあたり、つまり、列車がトンネル入口から 2.3 ほど入ったあたりで、圧力上昇が飽和し始め、圧縮波がほぼ完全に発達する。したがって、圧縮波波面勾配緩和のためのフードを設けるならば、圧縮波が完全に発達する前のトンネル入口から無次元長さで 2.3 の範囲に設けるのが効果的であると考えられる。

図から明らかなように、圧縮波の波形は列車の近傍を除いて場所によってほとんど変化は見られず、圧縮波が一次元的であることがわかる。

5.5.3 実測結果との比較

計算結果を Shimbo ら¹⁷⁾の測定結果と比較することによって、計算結果の検証を行う。前述の Shimbo らの測定したトンネル内壁面上の圧力履歴を本計算結果と比較した図が図 5.22である。図の横軸の時間は Shimbo らにならって、次のような無次元時間を用いた。

$$\tau = \frac{t}{L_{nose}/U_t} \quad (5.2)$$

ここで、 L_{nose} とは列車の先端から肩までの長さである。ここでいう列車の肩とは、列車先頭部で断面積の空間的な変化が無くなる位置を指す。

K3、K4の矢印の部分で実測値と計算結果があてはまらないのは、計算においては始めに列車をトンネルから有限な距離だけ離して定常解を求め、それを初期条件として計算を開始しているためである。しかしながら、このことは解全体に対して大きな影響を与えているようには見えない。

いずれの場合も、圧縮波波面勾配については、計算結果は実測結果と非常に良く一致している。トンネル入口に近いK5では圧力上昇量についても良く一致しているが、測定点がトンネル入口から遠くなるに従い、圧力上昇量は実測値の方が計算値よりも大きな値となっている。このことは次のように説明できる。圧力上昇量に関する原の一次元の理論は、図5.23(a)に示すような、列車がトンネルに突入し圧縮波が十分に発達したときの流れ場を想定している。このような状態で、流れ場を圧縮波前後、列車側面、トンネル外部の四つの領域に分類し、圧縮波波面の前後で質量、運動量、エネルギー保存の関係を、列車先頭の前で質量保存、断熱エネルギー、および等エントロピーの関係を、さらにトンネル入口では大気圧であるとして領域間の物理量の関係を定式化し、最終的に式(1.3)のような圧縮波背後の圧力上昇量を算出している。非粘性の場合には、列車側面では断面積の変化がないので、この部分に圧力勾配はなく、圧力分布は図5.23(b)に示すようになる。しかしながら、粘性がある場合には列車側面には粘性による散逸のため圧力が損失し、この部分に圧力勾配が生じる。すると、トンネル入口で大気圧とした場合、列車側面の圧力分布は図5.23(c)のように、列車先端部での圧力がトンネル入り口付近よりも大きくなるような分布となり、その結果、圧縮波の圧力上昇量も時間とともに増加することになる。そのため、計算結果と実測結果は流れを非粘性としている理論値から次第にずれてくる。実測の場合には、トンネル壁面にも粘性の影響があり、さらに地表面には砂利や枕木など粗度に相当するものもあるため、より圧力損失が増えて列車側面での圧力勾配が大きくなり、結果として圧力上昇量が計算結果よりも大きくなったのである。以上の結果から、粘性の影響によって、圧縮波波面はほとんど変化しないが、圧縮波の圧力上昇量は列車がトンネル内を進むにしたがって増加することが明らかになった。

圧力履歴の中の最大値は列車先端が測定点を通過する時に、また、最大値のすぐ後の最小値は列車の肩の部分で測定点を通過する時に観測される。K5、K4を見ると、最大値は僅かにずれており、最小値は計算結果の方がいずれの場合も実測値より小さな値となっている。実測で明らかになっているのが圧力履歴だけであるため、これらの原因については不明である。

以上のように、計算では地表面、およびトンネル壁面上においてslip wallとしているため、トンネル入口から遠ざかるにつれて圧縮波の圧力上昇量が実測結果とはずれてしまうものの、圧縮波の波面勾配とトンネル入口近くの圧縮波圧力上昇量は、実測値とよい一致を示しており、本計算結果は十分信頼できるもの

と考えられる。トンネル入口から遠ざかったところでは、流れ場は一次元的であるので、そこから先は一次元的な解析で十分である。したがって、実際の形状を考慮した三次元計算が必要とされるのは、三次元性の強いトンネル入口付近の流れ場を精度良くシミュレートできることであり、その意味でも本計算の精度は十分であるといえる。

5.5.4 車体にかかる空気力の時間変動

図 5.24 に、抵抗係数 C_D 、揚力係数 C_L 、 C_Y の時間的な変化を示す。なお、ここに示した力は車体の前半分に作用する力であり、無次元化は列車の投影断面積を用いて行った。

トンネル入口壁面が列車に近づくため、列車がトンネルに突入する前から C_D は緩やかに増加し始める。列車トンネル突入後、 C_D は急激に増加するが、圧力上昇が飽和し始める $t=10.0$ あたりで増加は緩やかになり、さらに時間が経過するとある値に漸近してゆく。最終的な、 C_D の増加量は約 0.4 となった。

C_L については、トンネル突入によってほとんど変化が見られなかった。

C_Y は、正の値は列車がトンネル側面に押される力を、負の値は列車がトンネル中央に押される力を表す。列車トンネル突入後、 C_Y は増加し、列車はトンネル側面に押される力を受けることになる。これは、図 5.20(d) からわかるように、列車に近いトンネル側面側で、列車トンネル突入後の圧力降下より大きくなるためである。

5.5.5 圧縮波の形成過程について

列車がトンネルに突入する時の流れ場が三次元的であっても、圧縮波は列車近傍を除いて一次元的であることが明らかになった。しかし、列車まわりの流れ場は三次元的であり、列車前面での圧力上昇は必ず三次元的な過程を経てから、一次元的な圧縮波になるはずである。このような圧縮波の三次元的な形成過程を調べるため、列車がトンネルに突入するときに、列車前面での等圧力面がどのような運動をするかについて調べる。

列車トンネル突入時の各時刻における等圧力面を表示したのが図 5.25 である。この図から、トンネル突入時に列車前面で圧力が高くなり、その圧力の高い領域がトンネル内で広がり、トンネル断面いっぱいに広がると、最終的に一次元的な平面波となってトンネル出口方向へ伝播してゆく様子がわかる。特に、高い圧力の領域は、列車先端の淀み点とそのすぐ脇のトンネル壁面に挟まれた領域から広がり始めているように観測され、この部分で流れが強く圧縮されていると考えられる。したがって、この結果から、トンネル入口に取り付けられたフードによって圧縮波波面勾配を緩和させるためには、トンネル内の空気を抽気するた

めの穴をフード側面で列車の先端付近の高さにあげれば効果的であることが推測される。

5.5.6 流れの三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響

前節までは、実測の条件と同じように列車がトンネルの左側を走行する場合の流れ場についての結果である。本節では、同じ流れ場で列車がトンネルの中央を走行する場合について計算を行い、先に示した列車がトンネル内の片側を走行する場合の圧縮波波面勾配と比較することによって、流れの三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響について調べる。

図 5.26 に示すように列車をトンネル中央に移動させ、その他の流れ場の条件は先の計算条件と全て等しくして計算を行った。計算結果から得られたトンネル内のある点 (K5、トンネル入口から 30m 入った場所) での圧力の時間履歴を図 5.27 にプロットした。比較のため、トンネルの片側を走行する場合の結果もあわせてプロットした。圧縮波の圧力上昇量には変化が見られないものの、片側走行の場合の圧縮波波面勾配は中央走行の場合より小さくなっている。

波面勾配の違いをわかりやすくするため、図 5.28 に圧力時間微分値を示す。中央走行の場合に、圧縮波波面勾配の最大値が片側走行より明らかに小さくなっている。このことから、列車、トンネル形状や列車突入速度などの条件が等しくても、列車の走行する位置が移動することによって流れ場が変化すれば、それに応じて圧縮波波面勾配にも変化が現れることが明らかになった。過去の研究では、対象とする流れ場が軸対称などの簡単な形状であったため、このような流れの三次元性が圧縮波波面に与える影響については議論されていなかった。なお、列車がトンネル内の中央を走行する場合に圧縮波波面勾配の最大値が小さくなる理由については、次章で明らかにする。

5.6 まとめ

領域分割法と解強制置換法を三次元に拡張し、「のぞみ」がトンネルに突入するときの流れ場の三次元粘性計算を行った。結果から以下のことが明らかになった。

トンネル内壁面上での圧力履歴について、計算結果を実測結果と比較したところ、圧縮波波面勾配、およびトンネル入口付近での圧縮波の圧力上昇量はよく一致した。トンネル入口から離れた場所では、地表面、およびトンネル内壁面上での粘性の影響を無視したため、計算から得られた圧縮波圧力上昇量は実測値よりも幾分小さくなったものの、本計算の主眼であるトンネル入り口付近の流れ場については、十分な精度の結果が得られていることがわかった。

トンネル内の圧力分布の時間的変化を調べることによって、圧縮波が完全に発達するのは列車がトンネ

ルに突入してから無次元時間で約 10.4 (0.24 秒) たった時点、または、列車がトンネルに無次元長さで約 2.29 (17.9m) だけ突入した時点であることが明らかになった。したがって、トンネル入口での圧力上昇を緩和することによって圧縮波波面を緩やかにするためには、少なくともトンネル入口から 17.9m までの間でスリットを設けたり、トンネル断面積を大きくするなどの対策を施す必要がある。

車体にかかる空気力の時間履歴を計算し、列車のトンネル突入時どのような変化をするかを調べた。抵抗係数 C_D は列車トンネル突入後、急激に増加し、列車前面の圧力上昇が飽和するにつれ、ある値に漸近する。最終的に突入前と比較して約 0.4 増加した。揚力係数 C_L については、ほとんど変化が見られなかった。横方向の力 C_Y は、列車トンネル突入後、列車に近い側のトンネル側面で圧力が大きく降下するため、列車をトンネル側面方向に押す方向に働くことが明らかになった。

圧縮波の三次元的な形成過程を調べるために、列車トンネル突入時に等圧力面がどのように運動するかを調べた。その結果、列車先端とトンネル側面との間で圧力が上昇し、その高い圧力の領域はトンネル内で広がり、トンネル断面いっぱいになると、最終的に一次元的な圧縮波となってトンネル出口に向かって伝播してゆくことが定性的に明らかになった。特に、列車先端とそのすぐ脇のトンネル側壁面との間で圧力上昇が激しく、仮にフードによって圧縮波波面を緩やかにするならば、この場所にスリットを設ければ効果的であることが、定性的に明らかになった。

列車がトンネル中央を走行する場合の計算を行い片側走行の場合と比較することによって、流れの三次元性が圧縮波波面勾配に与える影響について調べた。その結果、中央走行する場合には片側走行する場合よりも圧縮波波面勾配は小さくなり、列車、トンネル形状や列車突入速度など流れの条件が同じでも、列車が走行する位置などが変わることによって流れ場が変化すれば、それに応じて圧縮波波面勾配にも変化が現れることが明らかになった。

6 列車トンネル突入時の圧力変動に関する準一次元流モデル

前章までに、数値計算によって列車トンネル突入時の流れ場を解き、流れ場の詳細に至るまでを明らかにした。しかしながら、数値計算による流れ場の解析は、流れ場全体の詳細な情報が得られる反面、得られる解はある特定の列車形状での特定のトンネル突入速度における流れ場の解であり、列車形状と圧縮波波面勾配との間の関係といった法則性や現象を支配するパラメータなどを導出するためには、非常に数多くの条件について計算を行う必要がある。

そこで、本章では列車がトンネルに突入するときの流れ場を一次元流れとしてモデル化し、トンネル内の圧力変動について定式化することにより圧縮波波面勾配に対して支配的な流れのパラメータを導出する。そして、モデル化から得られた結果を実験や計算結果と比較することによって検証を行い、その妥当性を実証する。さらに、ここで得られた結果をもとに、圧縮波波面勾配を簡便に予測する方法や微気圧波軽減用の、つまり圧縮波波面勾配を緩やかにするための列車先頭部形状やトンネル形状の設計指針を提案する。

過去に列車突入時の流れ場を一次元流れとしてモデル化した研究例は幾つかあり、それらの一次元数値解析による結果は、圧縮波の圧力上昇量については理論値などとよく一致するが、波面勾配については実際の現象と定性的にも一致しない場合があることは既に序論、および第四章で述べた。これらの一次元流モデルは、トンネル内の圧力上昇を列車突入によってトンネル内の体積が縮小するによるものであるとの考えに基づいている。本研究では、列車に固定した座標系から流れ場を観測して列車を取り囲む流管を定義し、列車トンネル突入によるトンネル内の圧力上昇はこの流管の断面積の時間的变化によるものとの考えの下に、トンネル内の圧力上昇について定式化するという全く新しい一次元流モデルを提案する。

6.1 対象とする流れ場

図 6.1 に示すような、列車がトンネルに突入する時の流れ場について考える。前章で示したように、列車トンネル突入時の非粘性流れの数値計算結果が実験結果とよく一致することから、圧縮波波面の形成過程には粘性の影響は無視しうると考えられる。そこで、ここでは流れを非粘性とする。

流れ場を列車に固定した座標系から観測すると、一様流の速度は $-U_t$ となる。但し、 U_t は列車のトンネル突入速度である。また、列車がトンネルに突入することは、トンネルが列車の突入速度と等しい速度で列車に近づき、列車を覆うことに相当する。この流れ場において図 6.1 に示すような流線を考えて、トンネル壁面も一つの流線なので、概念的に図 6.2 のように描かれる、トンネル壁面によって構成される流管を考えることができる。トンネルが列車に近づき、そして列車を覆うと、トンネル壁面の影響でこの流管の断面

積は時間的に変動し、それに応じて、トンネル内の圧力も変動することになる。本論文で提案するモデルでは、この流管内の流れに着目し定式化を行う。

6.2 基礎方程式の導出

流管内の流れを定式化するにあたり、次のようなことを仮定する。まず、列車・トンネル断面積比が小さく、かつ、列車の断面積の空間的な勾配も小さいとする。また、列車トンネル突入時のトンネル内圧力上昇量が微小であるとする。列車が時速 230km 程度でトンネルに突入した場合、トンネル内の圧力上昇量は高々 1% 程度である¹⁾。列車が速くなった場合でも、実際の列車ではトンネル突入速度が大きくなればそれだけ列車やトンネルの断面積を増やすなどして、トンネル内の圧力上昇がそれほど大きくならないように設計する。たとえば、現在建設が進められているリニアモーターカーの山梨実験線においては、列車の突入速度は新幹線よりかなり速く、マッハ数で 0.4 程度となるが、新幹線で 0.2 程度であった列車・トンネル断面積比を 0.12 程度まで引き下げることによって、トンネル内の圧力上昇量が小さくなるように設計されている。従って、実際の列車がトンネルに突入する場合については、擾乱は小さいとして考えても問題はない。

したがって、圧力上昇量が微小であるという仮定は、実際の列車については通常満足される。

図 6.3 の様なある流管内の流れについて考える。但し、この流管断面積は時間とともに変動するとする。流管内の流れを断面内で積分すると、次のような流管断面積の時間的な変化を含む一次元圧縮性オイラー方程式が得られる。

$$\partial_t(QA) + \partial_x(FA) = G \quad (6.1)$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ e \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (e + p)u \end{bmatrix}, G = \begin{bmatrix} 0 \\ -p\partial_x A \\ -p\partial_t A \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

但し、 A は流管の断面積である。

保存系を崩して、基本量 (primitive variables) に関する式に変形すると、

$$\begin{aligned} \partial_t \rho + u \partial_x \rho + \rho \partial_x u &= -\frac{\rho}{A} (\partial_t A + u \partial_x A) \\ \partial_t u + u \partial_x u + \frac{1}{\rho} \partial_x p &= 0 \end{aligned} \quad (6.3)$$

$$\partial_t p + u \partial_x p + \rho c^2 \partial_x u = -\frac{\rho c^2}{A} (\partial_t A + u \partial_x A) \quad (6.4)$$

さらに、この式から特性量に関する式に変形すると、

$$\partial_t w_0 + u \partial_x w_0 = 0$$

$$\begin{aligned}\partial_t w_+ + (u+c)\partial_x w_+ &= -\frac{c}{A} \frac{DA}{Dt} \\ \partial_t w_- + (u-c)\partial_x w_- &= \frac{c}{A} \frac{DA}{Dt}\end{aligned}\quad (6.5)$$

ここで、

$$\begin{aligned}\delta w_0 &= \delta\rho + \frac{\delta p}{c^2} \\ \delta w_+ &= \delta u + \frac{\delta p}{\rho c} \\ \delta w_- &= \delta u - \frac{\delta p}{\rho c}\end{aligned}\quad (6.6)$$

6.3 列車トンネル突入時の圧力擾乱方程式の導出

次に、列車がトンネルに突入したときに生じる圧力擾乱に関する方程式を導出する。今着目しているのは、列車のトンネル突入によってできる圧縮波であるから、式 (6.6) の中の $(u+c)$ で伝播する擾乱 w_+ に関する式だけについて考える。

今ここで、トンネル壁面が近づくことによって流管断面積が変化し、それによって物理量に擾乱が生じた場合について考える。各変数について、列車がトンネルから十分遠くにあるときの列車まわりの定常流れの成分とトンネル壁面が列車に近づくことによって生じた擾乱の成分とに分離する。ここで、列車がトンネルから十分遠くにある時の定常流れとは、一様流中に置かれた列車まわりの定常流れに相当する。擾乱の成分を添字'で表すと、元の方程式は次のようになる。

$$\partial_t(w_+ + w'_+) + \{(u+c) + (u'+c')\}\partial_x(w_+ + w'_+) = -\frac{c+c'}{A+A'} \frac{D(A+A')}{Dt} \quad (6.7)$$

擾乱は微小であるので擾乱の高次の項を無視できるとし、左右両辺について整理すると、

$$\begin{aligned}L.H.S. &= \{\partial_t w_+ + (u+c)\partial_x w_+\} + \{\partial_t w'_+ + (u+c)\partial_x w'_+\} + (u'+c')\partial_x w_+ + (u'+c')\partial_x w'_+ \\ &\simeq \{\partial_t w_+ + (u+c)\partial_x w_+\} + \{\partial_t w'_+ + (u+c)\partial_x w'_+\} + (u'+c')\partial_x w_+\end{aligned}\quad (6.8)$$

$$\begin{aligned}R.H.S. &= -\frac{c+c'}{A+A'} \frac{D(A+A')}{Dt} \\ &= -\frac{c}{A} \left(1 + \frac{c'}{c} - \frac{A'}{A}\right) \frac{D(A+A')}{Dt} \\ &= -\frac{c}{A} \frac{DA}{Dt} - \frac{c}{A} \left(\frac{c'}{c} - \frac{A'}{A}\right) \frac{DA}{Dt} - \frac{c}{A} \frac{DA'}{Dt} - \frac{c}{A} \left(\frac{c'}{c} - \frac{A'}{A}\right) \frac{DA'}{Dt} \\ &\simeq -\frac{c}{A} \frac{DA}{Dt} - \frac{c}{A} \left(\frac{c'}{c} - \frac{A'}{A}\right) \frac{DA}{Dt} - \frac{c}{A} \frac{DA'}{Dt}\end{aligned}\quad (6.9)$$

但し、

$$\begin{aligned}\frac{c+c'}{A+A'} &= \frac{c}{A} \frac{1+c'/c}{1+A'/A} \\ &= \frac{c}{A} \left(1 + \frac{c'}{c}\right) \left(1 - \frac{A'}{A}\right) \\ &\approx \frac{c}{A} \left(1 + \frac{c'}{c} - \frac{A'}{A}\right)\end{aligned}\quad (6.10)$$

という関係を利用した。定常な成分については元の方程式を満足するから、上式で下線を施した項は相殺し、次の式が得られる。

$$\partial_t w'_+ + (u+c)\partial_x w'_+ = -\frac{c}{A} \frac{DA'}{Dt} - \frac{c'}{A} \frac{DA}{Dt} - (u'+c')\partial_x w_+ \quad (6.11)$$

右辺第三項を次のように変形する。定常な成分について、次のような関係、

$$(u+c)\partial_x w_+ = -\frac{c}{A} \frac{DA}{Dt} \quad (6.12)$$

が元の方程式から得られる。したがって、右辺第三項は、

$$\begin{aligned}(u'+c')\partial_x w_+ &= -\frac{u'+c'}{u+c} \frac{c}{A} \frac{DA}{Dt} \\ &= -\frac{u'+c'}{u+c} \frac{c}{A} \partial_x A\end{aligned}\quad (6.13)$$

となる。この関係を、式(6.11)に代入して、

$$\partial_t w'_+ + (u+c)\partial_x w'_+ = -\frac{c}{A} \frac{DA'}{Dt} + \left(\frac{u'+c'}{u+c} c - c'\right) \frac{1}{A} \partial_x A \quad (6.14)$$

となる。ここで、列車断面積の空間的な勾配は小さいとしているから、定常状態の流管断面積の空間勾配 $\partial_x A$ も小さいと考えることができる。したがって、上式の右辺第二項は微小量の高次項となるので無視することができる。最終的に次式を得る。

$$\partial_t w'_+ + (u+c)\partial_x w'_+ = -\frac{c}{A} \frac{DA'}{Dt} \quad (6.15)$$

流管の断面積変化 $\frac{1}{A} \partial_x A$ は小さく、さらに、流管内の擾乱についても小さいという前提があるので、流管内の擾乱は平面波として取り扱うことができる。このことは、列車トンネル突入によって生じる圧縮波は平面波であるとする前章までの数値解析の結果や、実測などによる報告からも明らかである。擾乱が平面波である場合、圧力の変動と速度の変動の位相差はなくなり、速度の擾乱から直ちに圧力の擾乱を導くことができる。仮に、平面波において圧力が δp だけ変動したとすると、速度の擾乱は、

$$\delta u = \frac{\delta p}{\rho c} \quad (6.16)$$

したがって、特性量 w_+ の擾乱 δw_+ は次のように圧力の擾乱に置き換えることができる。

$$\delta w_+ = \frac{2}{\rho c} \delta p \quad (6.17)$$

これを式 (6.15) に代入すると、

$$\begin{aligned} \partial_t p' + (u+c) \partial_x p' &= -\frac{1}{2} \rho c^2 \frac{1}{A} \frac{DA'}{Dt} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\gamma p}{A} \frac{DA'}{Dt} \end{aligned} \quad (6.18)$$

ここに、列車トンネル突入時の圧力擾乱に関する基礎方程式が導かれた。この式は、図 6.4 の x - t ダイアグラムに示すように、傾き $dx/dt = u+c$ の特性線に沿う圧力の勾配が、 $dx/dt = u$ に沿った流管断面面積の勾配に比例することを表している。したがって、流管断面面積がどのように変動するか (DA'/Dt) を記述できれば、圧力がどのように変化するか、つまり、圧縮波波面の形成について明らかにすることができる。

6.4 流管断面面積の定式化

列車がトンネルから十分遠くにある場合の定常流れ、つまり、一様流中に置かれた列車まわりの定常流れについて考える (図 6.5)。トンネル壁面に沿う流線に着目すると、列車が存在することによって列車まわりでは流線は外に膨らんでいる。時間とともにトンネルが列車に近づく、列車付近で外に膨らんでいた流線はトンネル壁面の位置まで移動させられ、それだけ流管断面面積は縮小する。したがって、トンネルが列車に近づくことによる流管断面面積の変動量 A' は、図 6.5 に示す列車まわりの定常流れにおいて、トンネル壁面に沿う流線が構成する流管がトンネル壁面の位置からはみ出た面積として定義することができる。但し、列車・トンネル断面面積比が小さく、列車の断面面積の空間勾配が小さいことから A' 、 dA'/dx もまた微小な量であるとする。

流管断面面積の変動量 A' は定常流れから定義されるので、式 (6.18) は次のようになる。

$$\partial_t p' + (u+c) \partial_x p' = -\frac{1}{2} \frac{\gamma p}{A} u \frac{dA'}{dx} \quad (6.19)$$

流管断面面積の変動量 A' を定義するにあたり、列車まわりの定常流れについて多次元性を考慮する。図 6.6 に示すような、列車まわりの定常流れにおける流管の一部を検査領域として考える。この検査領域について質量保存側を考えると、定常状態を考えているから次式が導かれる。

$$(\overline{\rho u A'})_{x+dx} - (\overline{\rho u A'})_x = \int_x^{x+dx} \oint \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} d\mathbf{x} \quad (6.20)$$

上式右辺はトンネル壁面位置から検査領域へ流入する質量を表し、 $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ は想定されるトンネル壁面に垂直な方向の速度成分を、周回積分はトンネル壁面位置に沿って積分することを意味する。また、 \bar{f} は断面内の f の平均値を表す。上式を整理して、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(\bar{\rho u} A') &= \oint \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dl \\ A' \frac{d}{dx}(\bar{\rho u}) + \bar{\rho u} \frac{dA'}{dx} &= \bar{\rho u_n} L \end{aligned} \quad (6.21)$$

ここで、 $u_n = \mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ 、 L は積分経路の長さである。今考えているトンネルは x 方向に断面が一定であるので、この場合 L は定数となる。上式を整理して両辺 $\bar{\rho}$ で割ると、次式が得られる。

$$\frac{\bar{\rho u}}{\bar{\rho}} \frac{dA'}{dx} = \frac{1}{\bar{\rho}} \bar{\rho u_n} L - \frac{A'}{\bar{\rho}} \frac{d}{dx}(\bar{\rho u}) \quad (6.22)$$

$\bar{\rho u}/\bar{\rho} = \bar{u}$ 、 $\bar{\rho u_n}/\bar{\rho} = \bar{u_n}$ と近似できるとし、 A' は小さく、また、列車断面積変化が小さいことから $d(\bar{\rho u})/dx$ もまた微小な量であると考えられることから右辺第二項は無視できるとすると、上式は次のように書くことができる。

$$\bar{u} \frac{dA'}{dx} = \bar{u_n} L \quad (6.23)$$

ここで、右辺は想定されるトンネル壁面の位置でのトンネル壁面に垂直な速度成分の周方向の積分値を意味し、これを新たに v_{wall} と表記する。すると、最終的に式(6.19)は

$$\partial_t p' + (u+c) \partial_x p' = \begin{cases} -\gamma \pi r \frac{p}{A} v_{wall} & (t \geq -x/U_t) \\ 0 & (t < -x/U_t) \end{cases} \quad (6.24)$$

となる。ここで、 $t \geq -x/U_t$ はトンネル内部を、逆に $t < -x/U_t$ はトンネル外部を表す。この式から、列車トンネル突入時の圧力上昇、つまり圧縮波波面勾配は、一様流中に置かれた列車まわりの定常流れにおいて、想定されるトンネル壁面の位置でのトンネル壁面に垂直な速度成分の周方向の積分値 v_{wall} に比例することが明らかになった。このことは、列車トンネル突入時の圧縮波波面勾配を、列車がトンネルに突入する前の定常流れを用いて予測することができることを意味している。

6.5 実験結果との比較による検証、および、考察

前節で明らかになった列車トンネル突入時の圧縮波波面勾配と v_{wall} との比例関係を、Maedaら⁸⁾の実験結果、および第五章の三次元数値計算結果を用いて検証する。

6.5.1 Maeda らの実験との比較（軸対称流れ）

Maeda らの実験は第四章で説明したように、列車に見立てた発射体をトンネルに見立てたダクトに突入させ、ダクト内の圧力履歴を測定するもので、それによって圧縮波波面勾配を調べることができる。第四章と同様に本章においても、便宜上、発射体を列車、ダクトをトンネルと呼ぶ。一方、 v_{wall} は、一様流中に置かれた列車まわりの定常流れを軸対称オイラー方程式を数値的に解くことによって求める。計算手法は第二章で説明した手法に準じ、対流項の離散化には Roe の Flux Difference Scheme に MUSCL 法を組み込んだ高解像度風上差分法を、時間積分には LU-ADI 法を用いた。前章の列車トンネル突入時の軸対称流れの非定常計算が実験結果とよく一致することから、この定常流れの計算結果も十分信頼できるものと考えられる。

列車先頭形状を変化させる場合と、列車先端部分を切り落とす場合、そして、列車先頭部長さを変化させる場合について、それぞれ実験と比較した。

6.5.1.1 列車先頭形状の異なる場合 最初の例として、列車先頭形状が回転楕円形、円錐形、回転放物形の場合について検討する。列車形状は図 6.7 に示すように、列車先頭長さ a/b が 5.0、列車・トンネル断面積比が 0.116 で、いずれの場合も速度時速 230km、マッハ数 0.188 でトンネルに突入する。まず、それぞれの形状について、列車まわりの定常流れを数値的に求める。図 6.8 はそれぞれの列車の格子形状である。例として回転楕円形の場合について、数値的に求めた列車まわりの定常流れの様子を図 6.9 に示す。このような定常解から v_{wall} を求め、適当な比例定数を乗ずることにより圧縮波波面勾配を求める。比例定数は、回転楕円形の場合の圧縮波最大波面勾配が実験結果と等しくなるように決め、他の場合についても同じ値を利用した。

図 6.10 に、実験から得られたトンネル入口から無次元長さで 6.8 での圧縮波波面勾配の時間履歴と定常解から予測した圧縮波波面勾配の時間履歴とを比較した結果を示す。図からわかるように、両者は非常に一致しており、圧縮波波面勾配と v_{wall} の比例関係が成立していることが確かめられた。ただし、円錐形の先頭形状の場合については、 v_{wall} によって予測された圧縮波波面勾配の最大値は実験から得られたそれよりも若干大きくなっている。そして、実験では、回転放物形、円錐形、回転楕円形の順に圧縮波波面勾配の最大値が大きくなってゆくのにに対し、 v_{wall} による予測では、回転放物形、回転楕円形、円錐形の順になっている。ところが、飯田ら³⁰⁾による列車トンネル突入時の流れ場の非定常数値計算の結果（図 6.11）では、波面勾配の最大値は回転放物形、回転楕円形、円錐形の順になり、実験よりもむしろ v_{wall} による予測結果と一致する。したがって、 v_{wall} の予測値が実際の値からずれているとは言えず、この違いは他の要因によ

るものであると考えられる。

前章までの数値計算結果から明らかになったように、トンネル内の圧力は、列車がトンネルに突入する前から上昇し始める。この現象は、列車トンネル突入時に列車の体積分だけトンネル内の体積が減少することによって、トンネル内の圧力上昇が生じるという従来の考え方では説明できなかった。本論文で提案する一次元流モデルによる予測では、列車突入前のトンネル内圧力上昇を捉えることができており、列車突入前のトンネル内圧力上昇は列車先端前方で v_{wall} が 0 でないためであると説明することができる。

6.5.1.2 列車先端部を切り落とした場合 次に、列車先端部分を切り落とした場合について検討する。Maeda ら⁸⁾は、列車の先端部分を徐々に切り落とし、切り落とした長さに応じて圧縮波波面勾配がどのように変化するかを調べている。図 6.12 に用いられた列車先端形状を示す。列車形状は列車先頭長さ a/b が 7.0、先頭形状が円錐形の形状を case 7 とよび、この形状を基本として先端を徐々に切り落とし、切り落とす部分が長くなるに従い、case 7A, 7B, 7C と呼ぶことにする。この場合も先の例と同様に、全ての列車は列車・トンネル断面積比 0.116 で、速度時速 230km、マッハ数 0.188 でトンネルに突入する。

列車先端部分を切り落とす場合、現象として特徴的なのは、切り落とす長さがある範囲内であれば、圧縮波波面勾配の最大値にはそれほど変化が表れないことである。この列車形状の場合、case 7 と case 7A, 7B とでは、圧縮波波面勾配の最大値にはほとんど変化が見られないが、case 7C になると急に大きくなることが報告されている。ここでは特に、この現象が v_{wall} による圧縮波波面勾配の予測でも捉えることができるかどうかを中心に、以下に実験と比較した結果について述べる。

先ほどの場合と同様に、各形状の列車まわりの定常流れを数値的に求める。計算に用いた格子形状を図 6.13 に示す。図 6.14 に例として、case 7B における定常流れの様子を示す。それぞれの形状について、定常流れから得られた v_{wall} に比例定数を乗じて圧縮波波面勾配を予測し、実験から得られた波面勾配と比較した結果が図 6.15 である。この場合の比例定数は、case 7C の場合の圧縮波最大波面勾配が実験結果と等しくなるように求め、他の場合についてもその値を用いた。図からわかるように、 v_{wall} による圧縮波波面勾配の予測値は実験値と非常によく一致しており、この場合についても圧縮波波面勾配と v_{wall} との比例関係が確かめられた。特に、圧縮波波面勾配の最大値が case 7, 7A, 7B でそれほど変化せず、case 7C になって急に大きくなるという現象も捉えることができています。但し、前の例と同様に、円錐形、つまり case 7 では、 v_{wall} から予測した圧縮波波面勾配は、実験結果よりわずかに大きい値となっている。

従来では、先端をどこまで切り落とせば波面勾配に変化が現れるかということは経験的にしか分かっていなかったが、この結果から、トンネル突入前の列車まわりの定常流れにおける v_{wall} が圧縮波波面勾配に

与える影響を調べるための指標となることが明らかになった。

6.5.1.3 列車先頭部長さ a/b が異なる場合 次に、列車先頭部長さ a/b が変化した場合について調べる。列車の先頭形状は回転楕円形と円錐形の二種類で、先頭部長さ a/b は 2, 3, 5, 7, 10 の 5 種類である。図 6.16 にそれぞれの列車形状を、また、図 6.17 に格子形状を示す。この場合、実験結果は圧縮波波面勾配の最大値についてのみ報告されているので、ここでは波面勾配の最大値について比較する。列車まわりの流れ場の定常解から予測した圧縮波波面勾配の最大値、つまり v_{wall} の最大値と、実験によって得られた圧縮波波面勾配の最大値を、回転楕円形、円錐形それぞれの場合について比較したのが図 6.18 と図 6.19 である。但し、いずれの実験結果も、列車形状が回転楕円形で長さが $a/b = 3$ の場合の圧縮波波面勾配最大値を基準にして報告しているので、本モデルによる予測値もそれに従った。回転楕円形の場合については、 a/b が 7 の場合に少しずれてはいるものの、実験値と計算による予測値はよく一致している。円錐形の場合は、実験結果と比較して全体的に小さめに予測しているものの、 $a/b = 2, 10$ を除いて概ね一致しているといえる。

6.5.2 三次元計算結果との比較

前節は軸対称で簡単な形状の流れ場についてであったが、本節では第五章の計算結果を利用して、実際の列車がトンネルに突入する場合の流れ場について v_{wall} と圧縮波波面勾配との比例関係が成立するかどうか検証する。

図 6.20 に示すように、三次元の流れ場では想定されるトンネル壁面に垂直な速度成分 $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}$ は周方向に変化する。定義に従ってこの速度成分をトンネル断面内の周方向に積分して v_{wall} を求め、比例定数を乗ずることによって圧縮波波面勾配を予測する。 v_{wall} によって予測したトンネル内の圧力の時間微分値、つまり圧縮波波面勾配を第五章で説明した列車トンネル突入時の流れ場の非定常計算から得られた結果と比較したのが図 6.21 である。図には列車がトンネル内を片側走行する場合と中央走行する場合の両方の結果をプロットした。この場合、比例定数は片側走行の場合の圧縮波波面勾配の最大値が非定常の計算結果と一致するように求め、同じ値を中央走行の場合にも適用した。図からわかるように、片側走行、中央走行いずれの場合も v_{wall} による予測結果と非定常数値計算の結果はよく一致しており、実際の列車がトンネルに突入するような三次元流れにおいても v_{wall} と圧縮波波面勾配の比例関係が成立していることが確かめられた。また、中央走行する場合に圧縮波波面勾配の最大値が片側走行する場合に比べて小さくなるのは、列車のトンネルに対する位置が変化することによって想定されるトンネル壁面上の速度分布が変化し、その結果 v_{wall} の最大値が小さくなるためであることが明らかになった。

ここで、中央走行と片側走行でトンネル壁面に垂直な速度成分 $u \cdot n$ がどのように変化するかを見てみる。図 6.22 は列車先頭から 0.5 だけ後方でのトンネル壁面に垂直な速度成分の分布で、これらの分布を積分したものが v_{wall} となる。中央走行の場合の速度成分はトンネル断面内にはほぼ均等に分布しているのに対し、片側走行の場合は当然、車体がトンネル壁面に近い側で速度成分が大きく、このため結果的に v_{wall} が中央走行の場合よりも大きくなったと考えられる。圧縮波波面勾配を緩やかにするためには、 v_{wall} が小さくなるように断面形状を決定すればよいが、例えば、列車がトンネル内の片側を走行する場合には、トンネル壁面に垂直な速度成分の大きい、列車がトンネル壁面に近い側のトンネル側壁面を膨らませたり、スリットを設けることによって抽気をしたりすることが有効である。このことは、第五章五節において圧縮波の三次元的な形成過程を調べることによって得た結果を裏付けるものである。

6.6 まとめ

列車トンネル突入時のトンネル内圧力上昇に関する新しい一次元流モデルを提案し、圧力上昇、つまり圧縮波波面勾配に対して支配的な流れのパラメータを調べた。その結果、圧縮波波面勾配は、列車突入速度と等しい速度を持つ一様流中に置かれた列車まわりの定常流れにおける、想定されるトンネル壁面の位置でのトンネル壁面に垂直な速度成分のトンネル断面内積分値 v_{wall} に比例することが明らかになった。 v_{wall} による圧縮波波面勾配の予測値を列車トンネル突入時の軸対称流れにおける実験値と比較したところ、非常によく一致し、圧縮波波面勾配と v_{wall} との比例関係の妥当性を示すことができた。また、圧縮波波面勾配の最大値が形成される時刻は、 v_{wall} の最大となる場所がトンネル入口に到達した時点であることも明らかになった。さらに、第五章で示した三次元数値計算結果と比較することによって、実際の列車がトンネルに突入する三次元流れの場合にも v_{wall} と波面勾配の比例関係が成立することを示した。そして、列車がトンネル内の中央を走行する場合に、片側を走行する場合に比べて圧縮波波面勾配の最大値が小さくなるのは、中央走行する場合に v_{wall} が小さくなるためであることを明らかにした。実験結果や非定常計算結果との比較から、圧縮波波面勾配と v_{wall} との間の比例定数は列車・トンネル断面積比と列車トンネル突入速度が等しければほぼ一義的に決まることがわかった。

従来の実験的な研究では、圧縮波波面勾配を調べるために、列車（発射体）をトンネル（ダクト）に打ち込む実験が行われてきた。こういった実験では、列車打ち込みのための特殊な装置が必要となる上、列車とトンネルが相対的に移動するため測定できる物理量は限られていた。また、数値計算によって波面勾配を調べる場合でも、定常計算に比べて多くの演算時間を必要とする非定常計算を行わなければならなかった。しかし、本研究で明らかになった圧縮波波面勾配と v_{wall} との関係から、圧縮波波面勾配を調べるためには、

列車トンネル突入時の移動境界を含む非定常流れではなく、列車まわりの定常流れを調べればよいことが明らかになった。実験的には、対象となる列車を風洞に設置し、トンネルに突入する速度に等しい風速下での v_{wall} を測定することによって、圧縮波波面勾配を予測することができる。また、数値計算によって圧縮波波面勾配を調べる場合も、列車まわりの定常流れを数値的に求めればよく、計算時間を大幅に軽減できる。このように v_{wall} による圧縮波波面勾配の予測方法は、非定常問題を定常問題によって、さらに移動境界問題を固定境界問題に置き換えるため、波面勾配の予測を非常に容易に、かつ短時間で行うことができる。

また、微気圧波軽減、つまり圧縮波波面勾配を緩やかにするためには、 v_{wall} が小さくなるように列車先端形状やトンネル断面形状を設計するという明確な設計指針を確立した。

7 結論

以下に本論文の結論をまとめる。

列車がトンネルに突入するときの流れ場を解析するために、領域分割法と解強制置換法を用いることによって移動境界問題を数値的に取り扱うプログラムを開発した。

その計算手法を用いて、列車がトンネルに突入する時の二次元の流れ場を数値的に解いた。その結果、列車のトンネル突入により、トンネル内で圧縮波が形成され、トンネル出口に向けて伝播し、最終的にトンネル出口において微気圧波が発生するまでの一連の現象を捉えることができた。また、実測などで観測されている第二次、第三次の微気圧波も捉えることができた。さらに、領域分割法を応用して局所的な解の空間解像度を向上させる手法を提案し、微気圧波の予測に重要な圧縮波波面勾配を精度よく解くことを試みた。

計算結果の検証を行うべく、列車がトンネルに突入するときの軸対称流れを数値的に解き、トンネル内の圧力履歴を実験結果と比較した。計算結果は実験結果とよく一致しており、開発された計算手法が十分な信頼できるものであることが示された。計算は非粘性で行ったにも関わらず、実験結果と一致することから、圧縮波波面勾配に対する粘性の影響は小さいことが明らかになった。

また、列車トンネル突入速度、列車トンネル断面積比をパラメトリックに変化させて、列車トンネル突入時の軸対称流れを数値的に解き、圧縮波の波面勾配最大値がどのように変化するかを調べた。そして、 U^3 則や一次元解析などの既往の研究による結果を数値解析結果と比較することによって、それらが実際の現象をどれくらいの精度で予測できるか、また、それらの適用限界を調べた。列車トンネル突入速度を変化させる場合、突入速度があるマッハ数までは、圧縮波波面勾配は突入速度の3乗に比例するという U^3 則が成立するが、それ以上の突入速度では U^3 則による予測値よりも大きな値となることがわかった。列車トンネル断面積比を変化させた場合には、列車先頭形状を相似形にしても、圧縮波波面勾配最大値は断面積比が大きくなるにつれて大きくなることがわかった。以上の関係については、渡辺らの一次元解析でもほぼ同様の結果が得られた。しかし、一次元解析では圧縮波波面の波形は実際のものとは大きく異なり、波形そのものについての議論はできないことがわかった。さらに、実際の現象では、圧縮波波面勾配は列車先頭部の断面積勾配だけでなく、列車トンネル断面積比にも依存するが、一次元解析ではこの現象をうまく予測することができないことが明らかになった。

領域分割法と解強制置換法を三次元に拡張し、実際の列車がトンネルに突入するときの流れ場の三次元粘性計算を行った。トンネル壁面上の圧力履歴について、計算結果を実験結果と比較したところ、圧縮波波面勾配やトンネル入口付近の圧力上昇量は非常によく一致し、計算結果は十分な精度を持っていることがわ

かった。計算結果から、列車から離れると圧縮波が一次元的になること、圧縮波が完全に発達するまでの時空間的なスケール、車体にかかる空気力の時間履歴、圧縮波の三次元的な形成過程などについて明らかにすることができた。また、列車がトンネル内を中央走行する場合の三次元数値計算を行い片側走行する場合と比較した結果、中央走行の場合の圧縮波波面勾配は片側走行のそれより小さくなることがわかった。したがって、列車、トンネル形状、列車突入速度など流れの条件が同じでも、列車の走行する位置などの変化によって流れ場の状況が変われば、圧縮波波面勾配に影響が現れることが明らかになった。

数値計算による流れ場の解析だけでは圧縮波波面勾配に関する一般的な法則性を明らかにするのは不十分なので、列車トンネル突入時のトンネル内圧力上昇に関する新しい一次元流モデルを提案し、圧力上昇、つまり圧縮波波面勾配に対して支配的なパラメータを調べた。その結果、圧縮波波面勾配は、列車突入速度と等しい速度を持つ一様流中に置かれた列車まわりの定常流れにおける、想定するトンネルの壁面の位置でその壁面に垂直な方向の速度成分の断面内の積分値 (v_{wall}) に比例することが明らかになった。そして、列車トンネル突入時の軸対称流れの実験結果や前述の三次元数値計算結果と比較することによって、 v_{wall} と波面勾配との比例関係の妥当性を実証した。この結果から、定常流れを用いて圧縮波波面勾配を予測するという簡便な圧縮波波面勾配予測法や、微気圧波軽減、つまり圧縮波波面勾配緩和のためには v_{wall} が小さくなるように列車先頭形状やトンネル断面形状を決定すればよいという明確な設計指針を提案した。さらに、列車が中央走行する場合に圧縮波波面勾配の最大値が小さくなるのは、中央走行の場合に v_{wall} が片側走行の場合より小さくなるためであることを明らかにした。

参考文献

- [1] 小沢智:「トンネル出口微気圧波の研究」、鉄道技術研究報告、No.1121、(1979).
- [2] 「大竹市内大野トンネル西口における新幹線列車による騒音の測定結果報告書」、(1975).
- [3] 日本航空心理学会記録、7号、第4回例会号、(1975).
- [4] 山本彬也:「トンネル出口からの微気圧波」、日本物理学会春の分科会、(1977).
- [5] Yoshikawa, T.: "Shinkansen Star 21: Low-Noise High-Speed Experimental Train," International Conference on Speed Up Technology for Railway and Maglev Vehicles, pp.270-274, Nov., (1993).
- [6] Yoshie, N. and Yagi, E.: "High-Speed Testing Car "WIN350"," International Conference on Speed Up Technology for Railway and Maglev Vehicles, pp.275-279, Nov., (1993).
- [7] 梶山博司、木下真夫、前田達夫、種本勝二:「列車先頭部形状の延長によるトンネル微気圧波低減効果に関する模型実験」、鉄道技術研究所速報、No.A-87-119、(1987).
- [8] Maeda, T., Matsumura, T., Iida, M., Nakatani, K. and Uchida, K.: "Effect of Shape of Train Nose on Compression Wave Generated by Train Entering Tunnel," STECH, (1993).
- [9] 小沢智、内田俊孝、前田達夫:「入口緩衝工による備後トンネル微気圧波の低減」、鉄道技術研究報告、No. 1054、(1977).
- [10] 山本彬也:「列車とトンネルの空気力学」、鉄道技術研究報告、No. 1230、(1983).
- [11] Tollmien, W.: "Luftwiderstand und Druckverlauf bei der Fahrt von Zügen in einem Tunnel," VDI 71, 6, 199, (1927).
- [12] 原朝茂:「列車が高速で隧道に突入する場合の流体力学的諸問題」、鉄道技術研究報告、No. 153、(1960).
- [13] 鹿毛一之、川越茂敏、松尾一泰:「高速列車によって発生するトンネル入口波の数値解析」、日本機械学会論文集 (B 編)、58 巻 547 号、(1992).
- [14] Swarden, M. C. and Wilson, D. G.: "Vehicle-Tunnel Entry at Subsonic Speeds", MIT report, (1970).

- [15] 渡辺力夫、藤井孝蔵、東野文雄：「トンネルに突入する列車によって誘起される圧縮波の一次元解析」、第6回数値流体力学シンポジウム、(1993)。
- [16] Aita, S., Tabbal, A., Mestreau, E., Montmayeur, N., Masbernat, F., Wolfhugel, Y.F. and Dumas, J.C. : "CFD Aerodynamics of the French High-Speed Train," Vehicle Aerodynamics, (1992).
- [17] Shimbo, Y. and Hosaka, S. : "Steady and Unsteady Pressure Measurement on High Speed Train," International Conference on Speed Up Technology for Railway and Maglev Vehicles, Nov., (1993).
- [18] Löhner, R. and Baum, J. : "Three-Dimensional Store Separation Using a Finite Element Solver and Adaptive Remeshing," AIAA-91-0602, (1991).
- [19] Vinokur, M. : "Conservation Equations of Gas-Dynamics in Curvilinear Coordinate Systems," Journal of Computational Physics, vol. 14, pp. 105-125, (1974).
- [20] Obayashi, S., Matsushima, K., Fujii, K. and Kuwahara, K., "Improvement in Efficiency and Reliability for Navier-Stokes Computations Using the LU-ADI Factorization Algorithm", AIAA paper 86-0338, Jan., (1986).
- [21] Van Dalsem, W.R. and Steger, J.L., "Using the Boundary-Layer Equations in Three-Dimensional Viscous Flow Simulation", Proc. AGARD Fluid Dynamics Panel Symposium on Application of CFD in Aeronautics, Apr., 7-10, 1986
- [22] Fujii, K. : "A Method to Increase the Accuracy of Vortical Flow Simulations", AIAA-88-2562CP, (1988).
- [23] 藤井孝蔵：「解強制置換法」、第5回数値流体力学シンポジウム、(1991)。
- [24] Fujii, K. : "Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm", ISAS report, No. 648, (1992).
- [25] Kuroda, S. and Fujii, K. : "Supersonic Inlet Flow Computations Using Fortified Navier-Stokes Approach," AIAA-91-1730, (1991).
- [26] 黒田真一、藤井孝蔵：「エンジン付きスペースプレーン全機形状まわりの流れの数値シミュレーション」、航空技術研究所特別資料、SP-19、(1992)。

- [27] Roe, P. : "Approximate Riemann solver, parameter vectors and difference schemes," *Journal of Computational Physics*, 43, 357-72, (1981).
- [28] Van Leer, B. : "Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second order sequel to Godunov's method," *Journal of Computational Physics*, 23, 276-99, (1979).
- [29] Fujii, K. and Obayashi, S. : "High-Resolution Upwind Scheme for Vortical Flow Simulation," *Journal of Aircraft*, vol. 26, No. 12, pp. 1123-1130, Dec. (1989).
- [30] 飯田雅宣、前田達夫 : 「列車のトンネル突入時に形成される圧縮波について」、第 42 回応用力学連合講演会予稿集、(1993).
- [31] Thomas, J. and Roe, P. : "Development of Non-Dissipative Numerical Schemes for Computational Aeroacoustics," AIAA-93-3382-CP, (1993).
- [32] 渡辺力夫、藤井孝藏、東野文男 : 「トンネル内圧縮波の一次元解析」、第 26 回流体力学講演会、10 月、(1994).
- [33] 松村 豪、前田達夫、飯田雅宣、中谷浩二 : 「列車先頭部形状とトンネル内圧縮波の研究」、日本機械学会流体工学部門講演会、8 月、(1993).
- [34] Kaiden, T., Hosaka, S. and Maeda, T. : "A Validation of Numerical Simulation with Field Testing of JR Maglev Vehicle," *International Conference on Speed Up Technology for Railway and Maglev Vehicles*, pp. 199-204, Nov., (1993).
- [35] 「JR 特急のすべて」、NEKO PUBLISHING CO., LTD., (1994).
- [36] 21 世紀幼稚園百科「しんかんせん」、小学館、(1994).
- [37] Steger, J. and Yahia, R. : "Generation of Three-Dimensional Body-Fitted Coordinates Using Hyperbolic Partial Differential Equations," NASA TM86753, (1985).
- [38] Baldwin, B. S. and Lomax, H. : "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", AIAA paper 78-257, (1978).
- [39] Ogawa, T. and Fujii, K. : "Numerical Simulation of Compressible Flows Induced by a Train Moving in a Tunnel," AIAA-93-2951, (1993).

謝辞

本研究を進めるにあたり多大なご指導、ご鞭撻を賜りました宇宙科学研究所、藤井孝蔵助教授、田村善昭助手、本論文をまとめるに際して貴重な助言を頂戴し、かつ、博士論文提出の御世話をいただいた東京大学、松本洋一郎教授、研究に関して有意義な助言と指摘を与えて下さった宇宙科学研究所藤井研究室の方々、そして、研究を進めるにあたり様々な面で常に支援して下さいました清水建設（株）、日比一喜グループ長にこの場を借りて深く感謝の意を表します。

高速車両がトンネルに突入

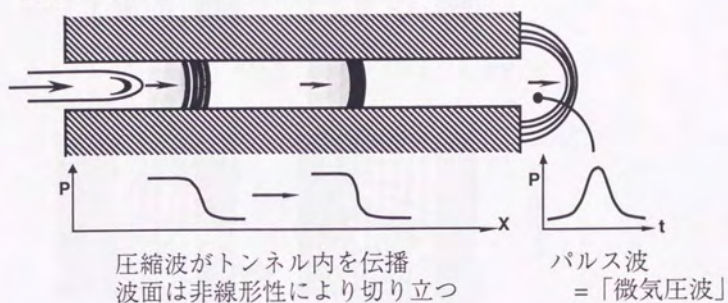


図 1.1: 微気圧波発生メカニズム

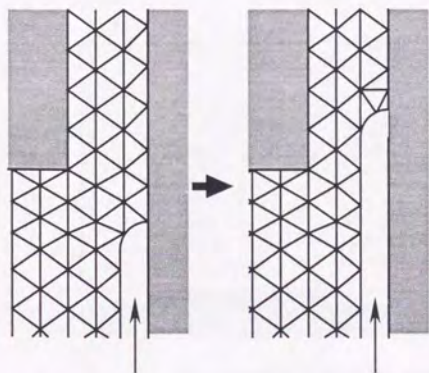


図 2.1: 非構造格子による格子点再生成

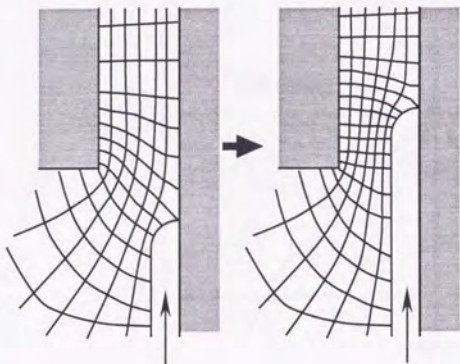


図 2.2: 構造格子による格子再生成

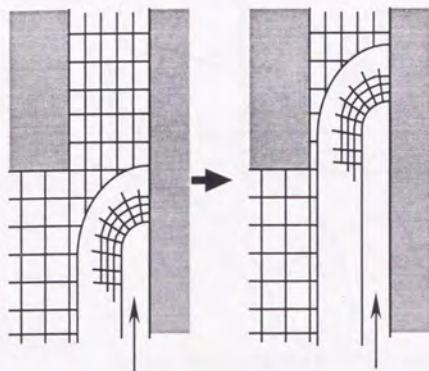


図 2.3: 領域分割法

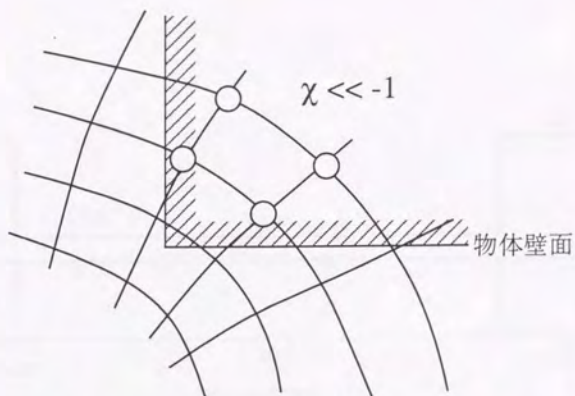


図 2.4: 領域分割の結果生じた物体内部の格子点

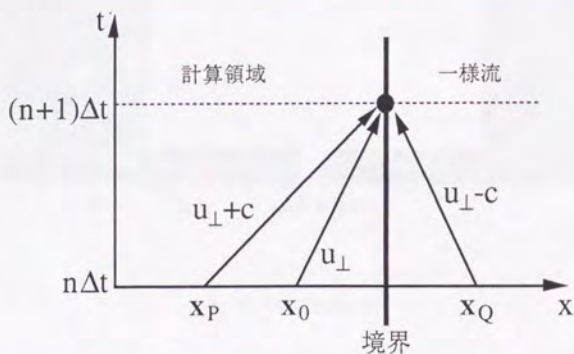


図 2.5: 亜音速流出境界における X-T ダイアグラム

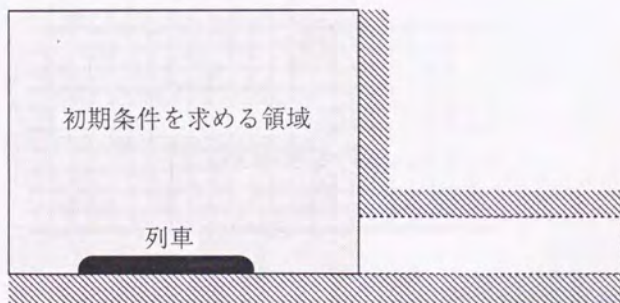


図 2.6: 初期条件を求めるための領域

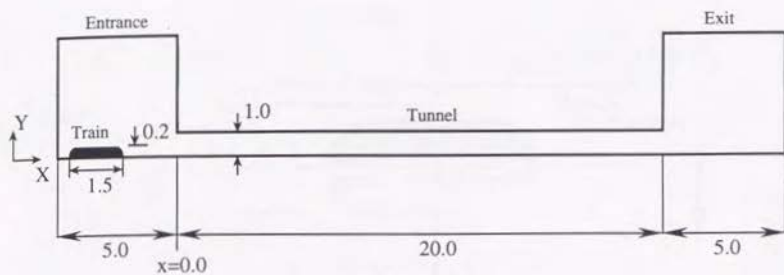


図 3.1: 計算領域



図 3.2: 格子点分布

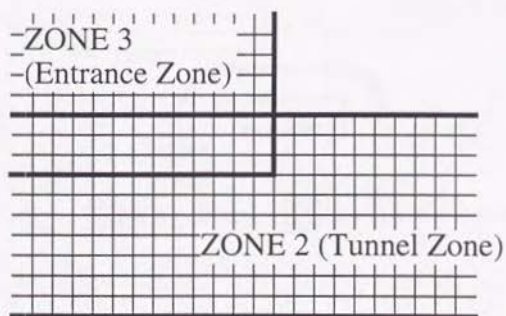


図 3.3: 領域の境界における格子点分布

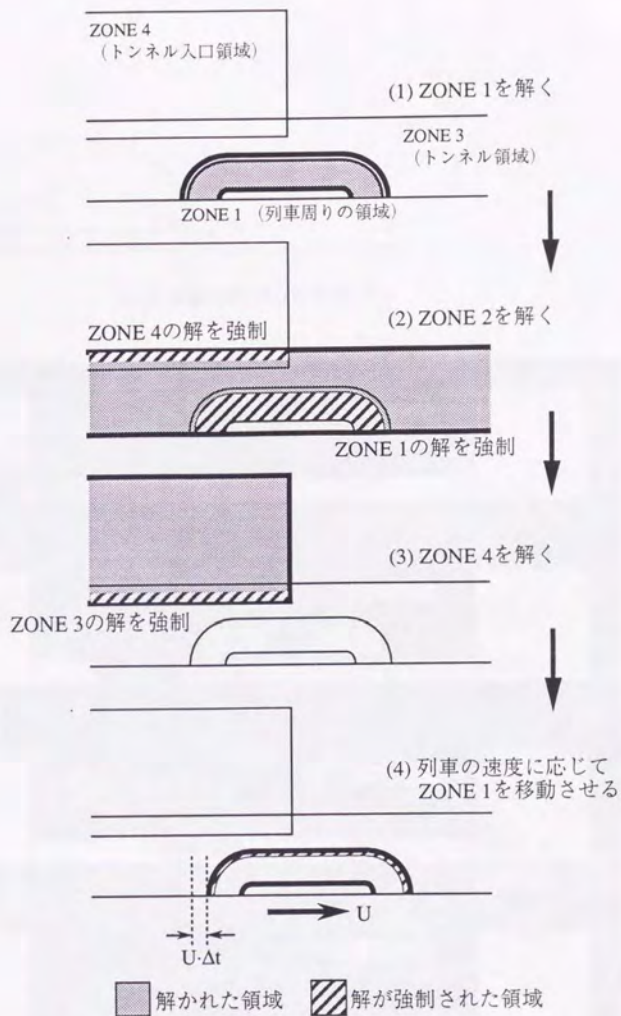


図 3.4: 解法の手順

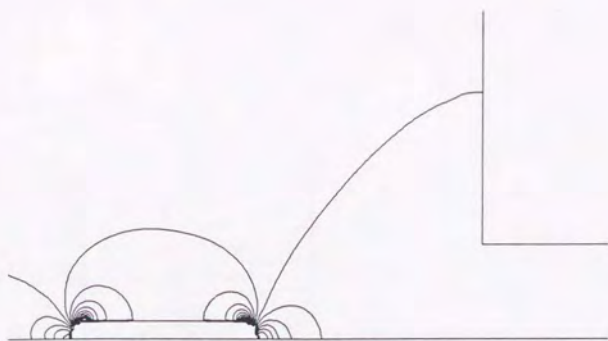


図 3.5: 初期状態における等圧力線図

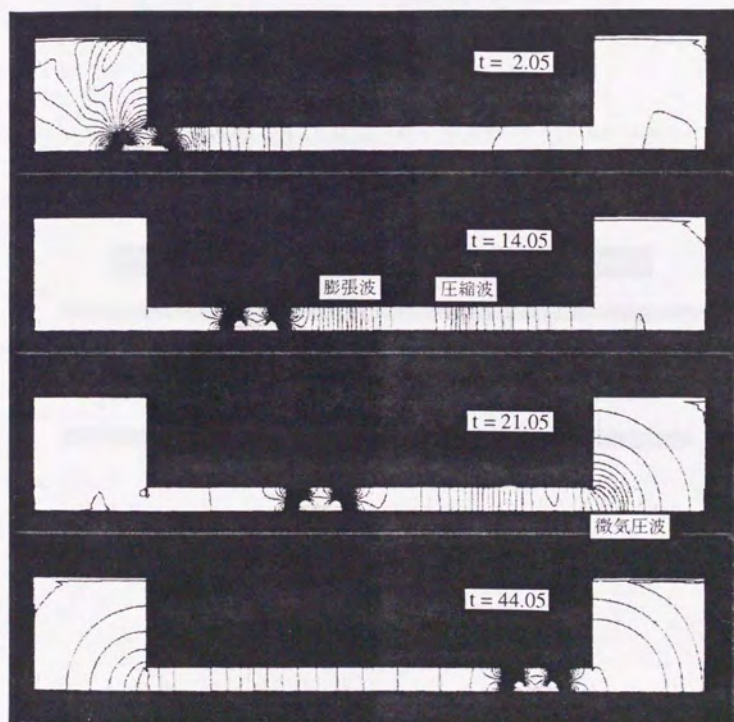


図 3.6: 各時刻での等圧力線図

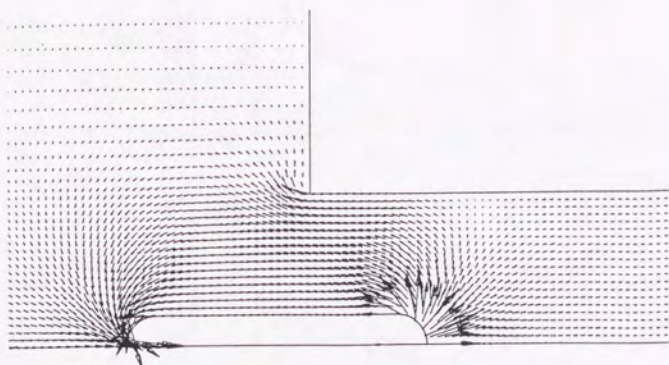


図 3.7: 列車先頭部がトンネルに突入した時点での速度ベクトル分布図 ($t=0.55$)



図 3.8: $t=14.05$ での等圧力線図

(a) 圧縮波追跡用の格子を用いた場合 (b) 用いない場合

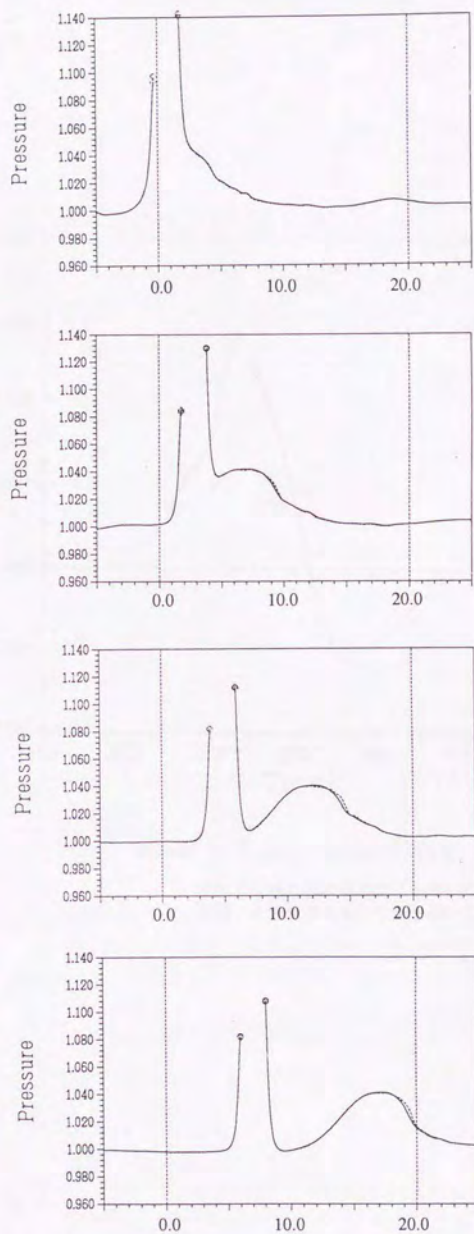


図 3.9: 各時刻での圧力分布

(実線: 圧縮波追跡用の格子を用いない場合、破線: 用いた場合)

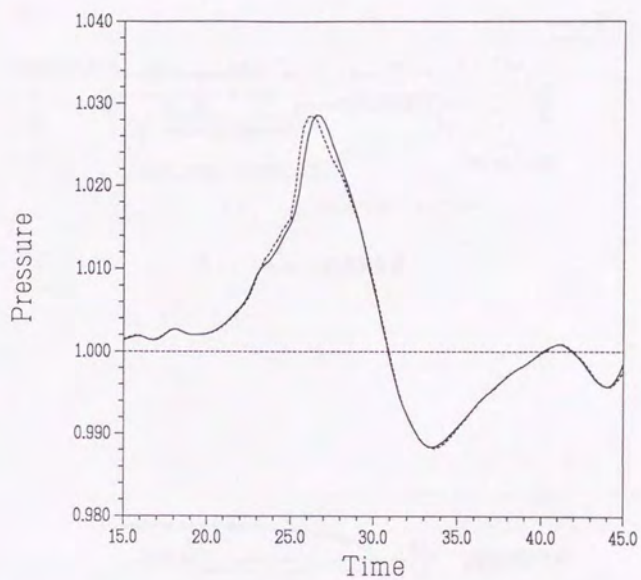


図 3.10: トンネル出口での圧力の時間履歴

実線: 圧縮波追跡用の格子を用いない場合
破線: 圧縮波追跡用の格子を用いた場合

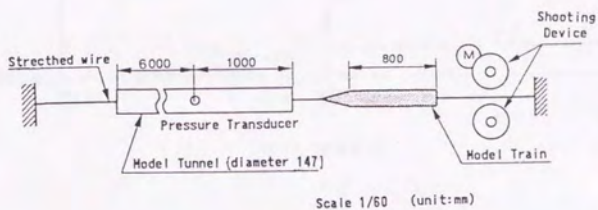


図 4.1: Maeda らの実験装置

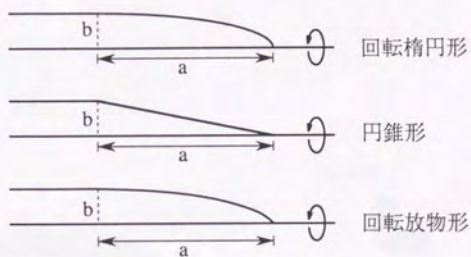


図 4.2: 列車先頭形状

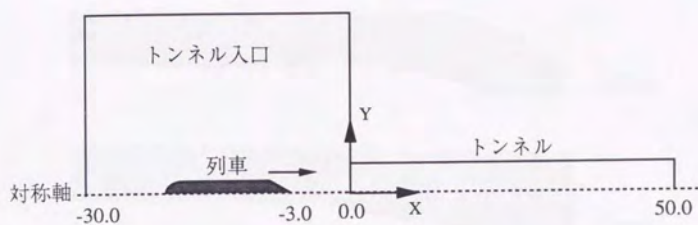
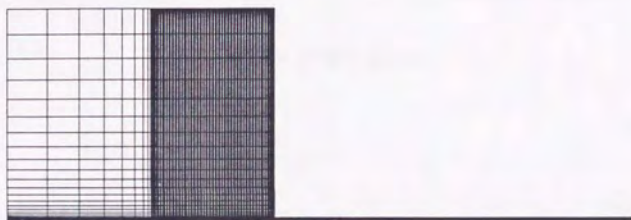
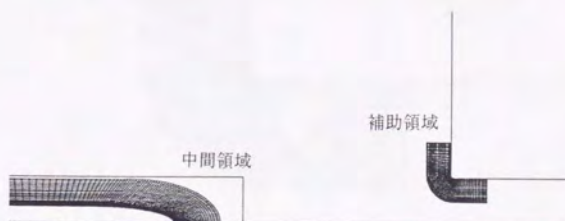


図 4.3: 計算領域



(a)



(b)

図 4.4: 格子点分布

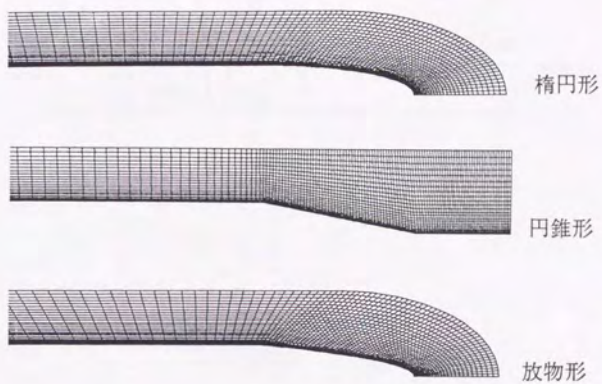


図 4.5: 列車まわりの格子点分布図

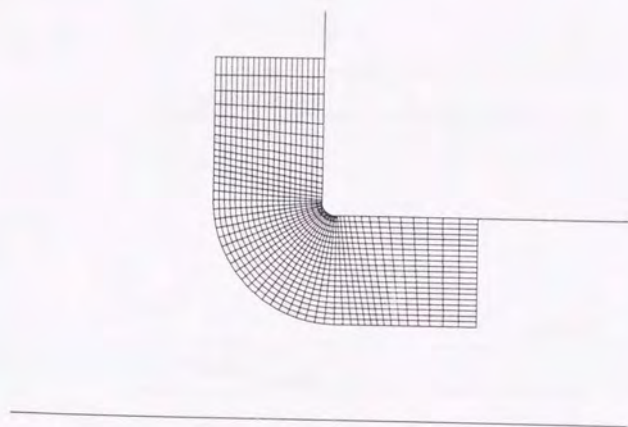


図 4.6: 補助領域の格子形状



図 4.7: 各時刻における等圧力線図、列車先頭部が楕円形の場合

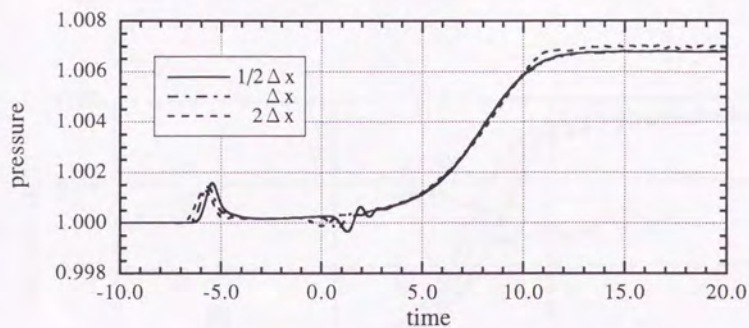


図 4.8: トンネル内壁面上の圧力の時間履歴 (格子幅の影響)

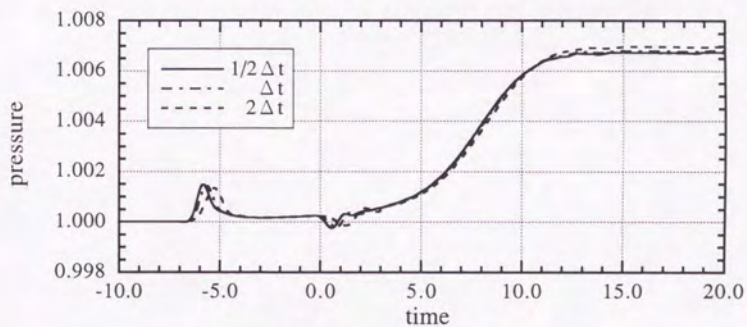


図 4.9: トンネル内壁面上の圧力の時間履歴 (時間刻み幅の影響)

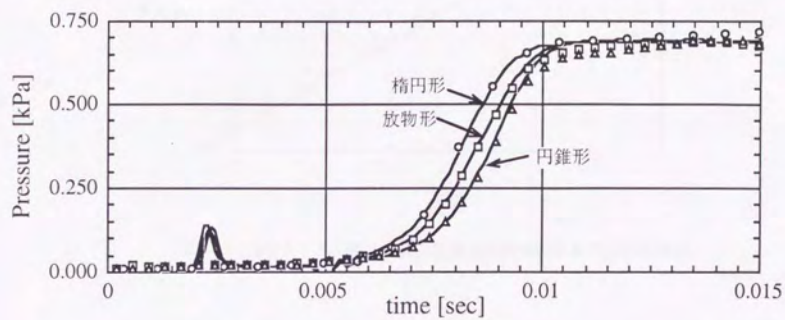


図 4.10: トンネル内壁面上の圧力の時間履歴 (実験結果との比較)

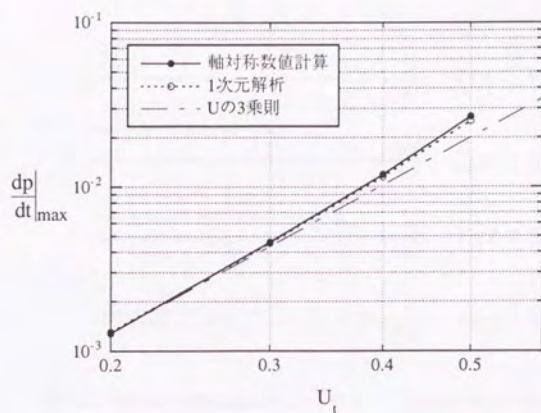


図 4.11: 列車トンネル突入速度と圧縮波波面勾配の最大値との関係

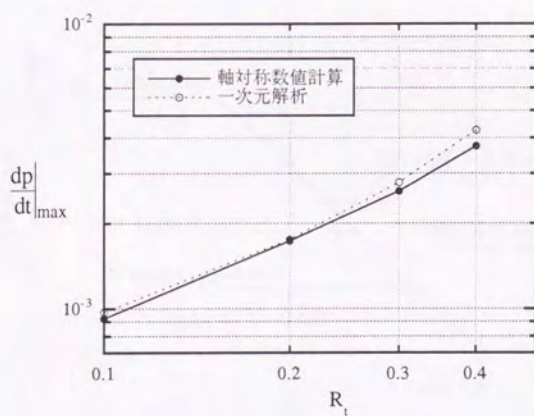


図 4.12: 列車トンネル断面積比と圧縮波波面勾配と最大値との関係

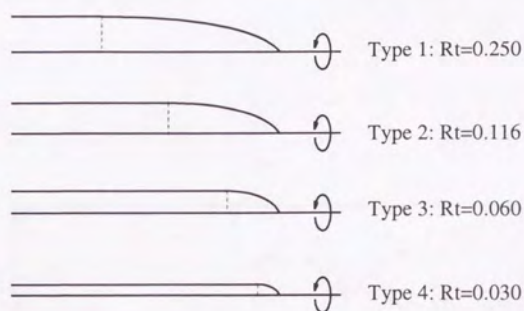


図 4.13: 先頭部断面積勾配が等しく、列車トンネル断面積比が異なる列車形状

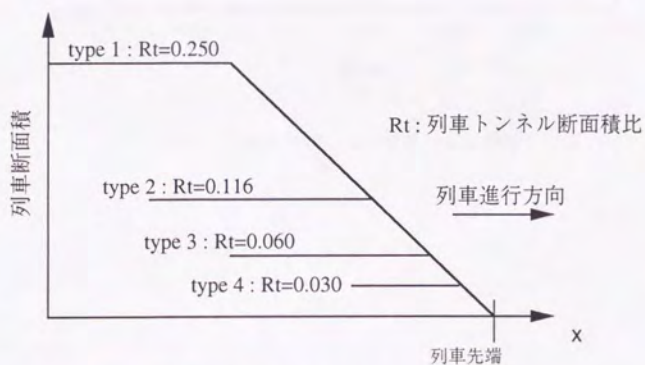


図 4.14: 列車先頭部の断面積分布

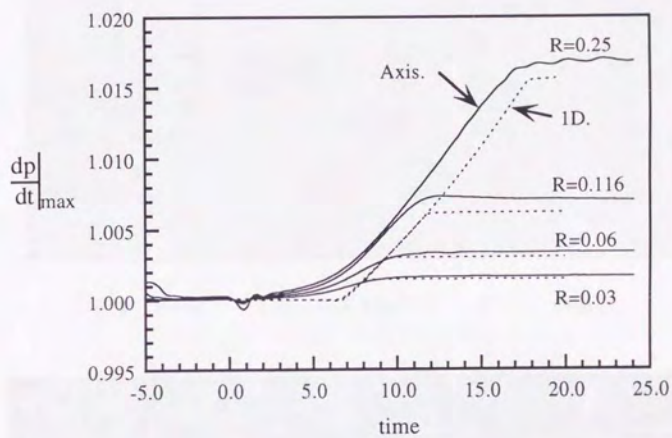


図 4.15: $x=6.8$ でのトンネル壁面上の圧力履歴

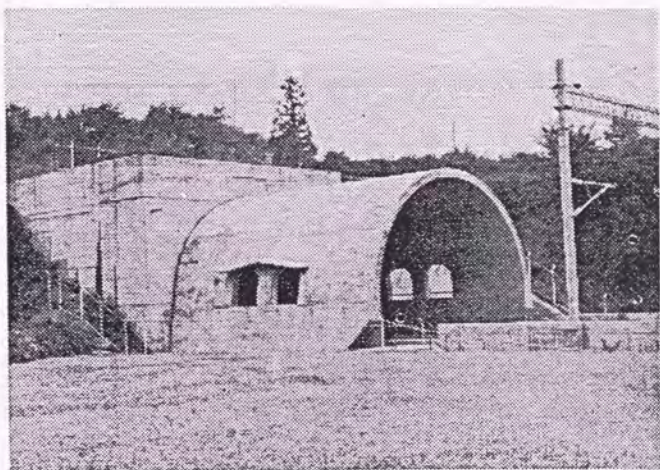


図 5.1: 新幹線でトンネル入口に取り付けられているフード (写真)

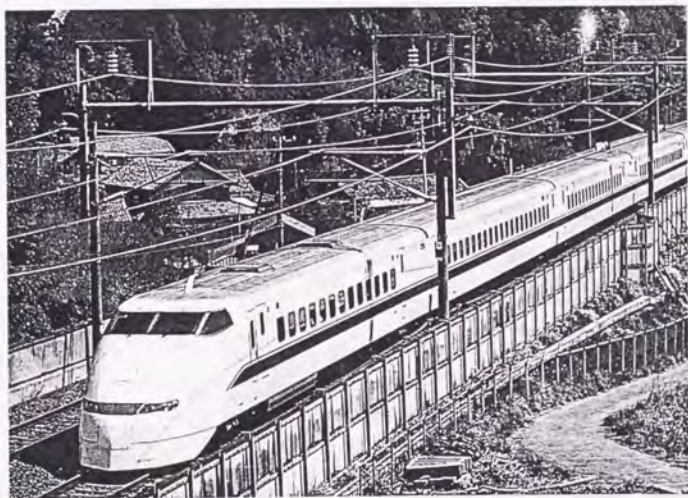


図 5.2: 300 系新幹線「のぞみ」

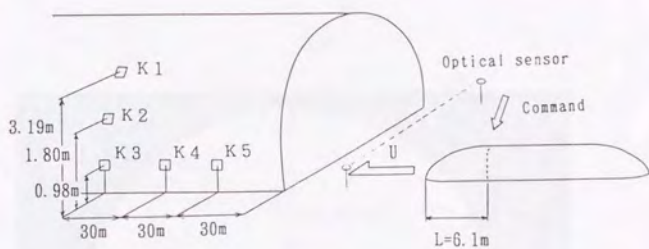


図 5.3: トンネル内の圧力測定点

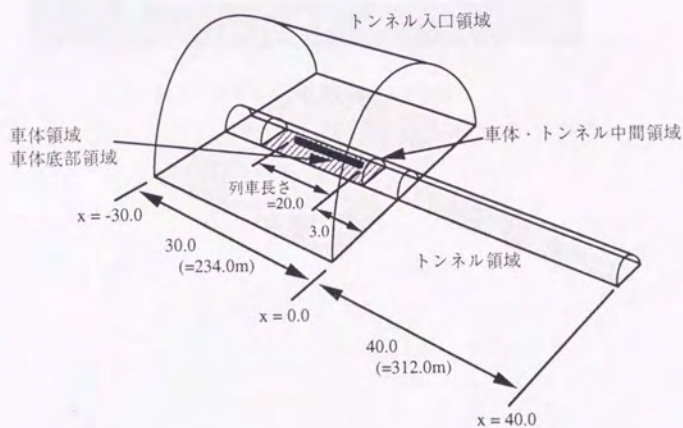


図 5.4: 計算領域

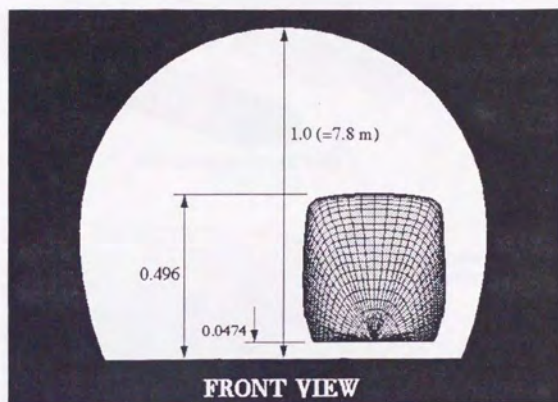
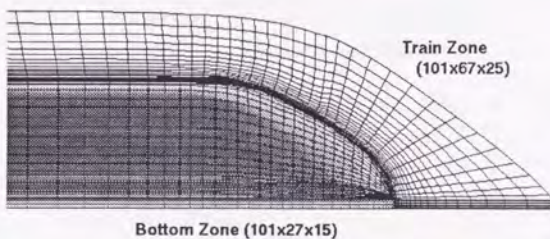
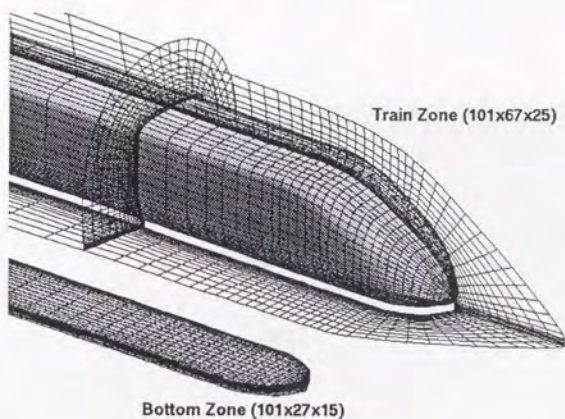


図 5.5: トンネル、および列車の正面図



SIDE VIEW

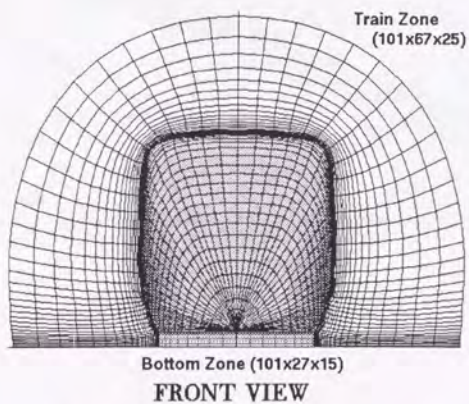


図 5.6: 列車まわり、および列車底部領域の格子

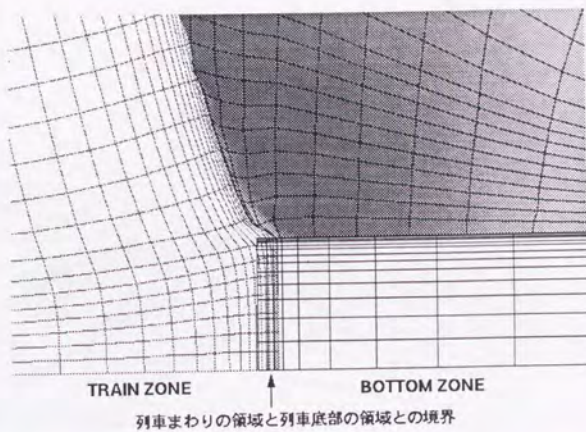


図 5.7: 列車まわり、および列車底部領域の格子 (拡大図、 x =一定平面)

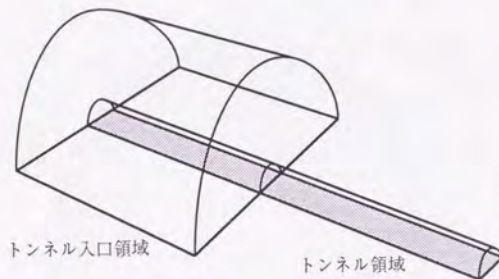


図 5.8: トンネル、およびトンネル入口領域の模式図

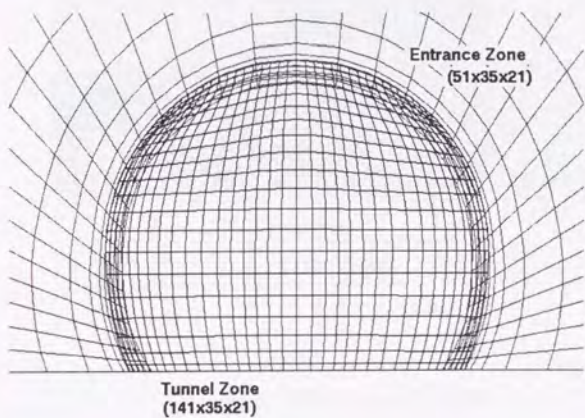
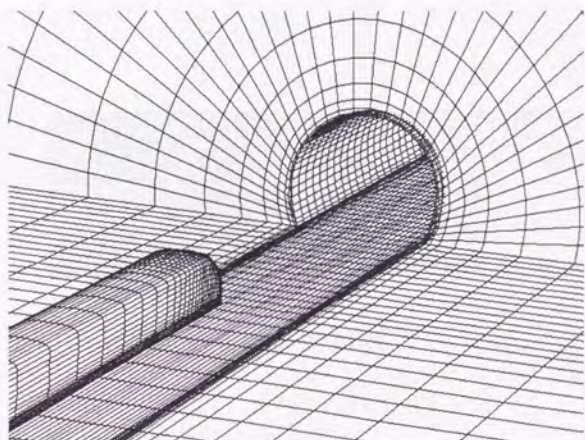
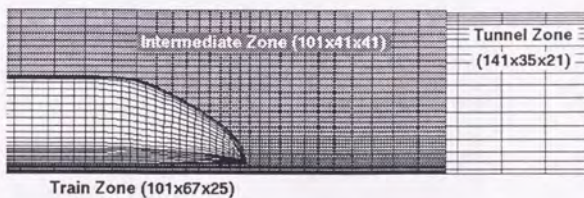
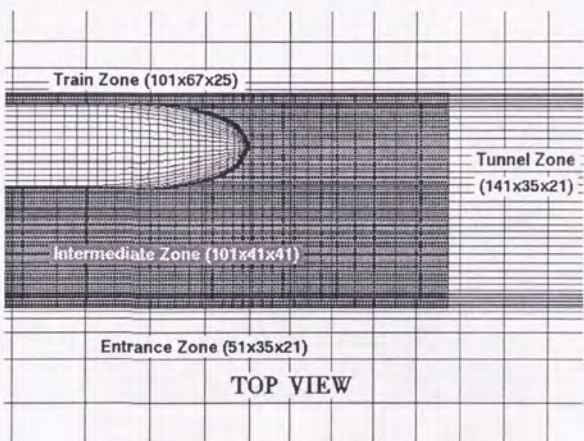


図 5.9: トンネル、およびトンネル入口領域の格子



SIDE VIEW



TOP VIEW

図 5.10: 列車とトンネルの中間領域

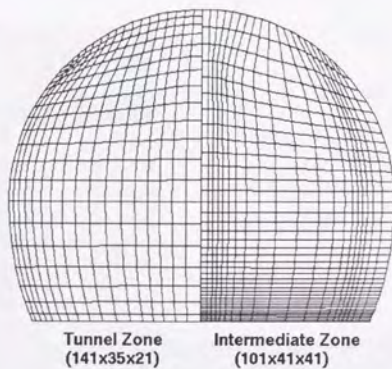


図 5.11: トンネル領域と中間領域の格子の比較

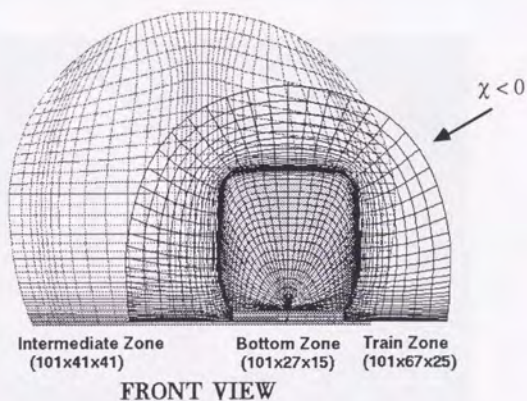


図 5.12: 列車まわりの領域と中間領域との位置関係

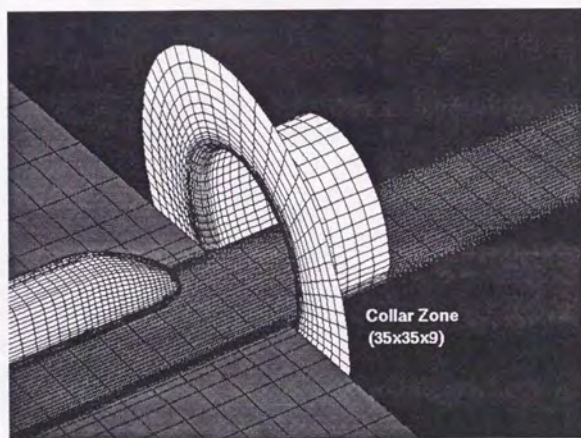
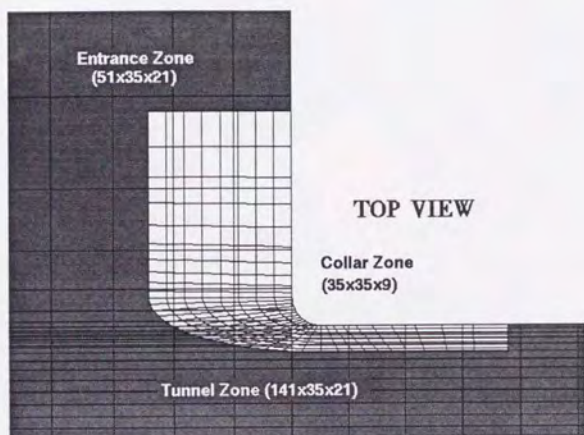


図 5.13: トンネル入口の補助領域

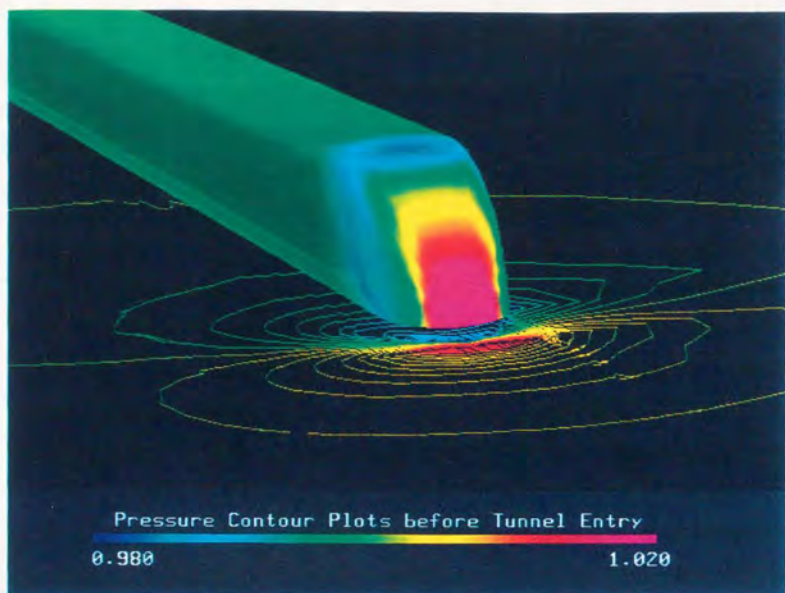


図 5.14: トンネル突入前の列車先頭部の圧力分布図

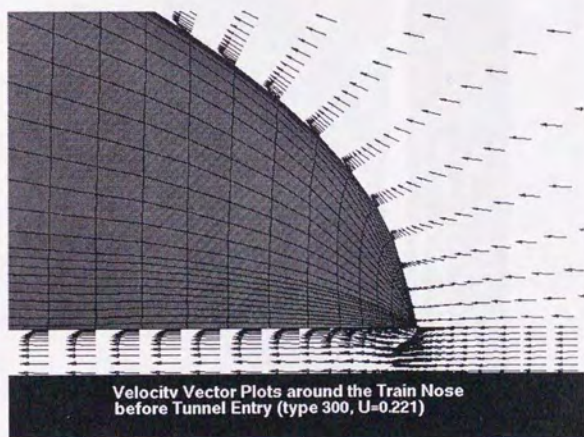
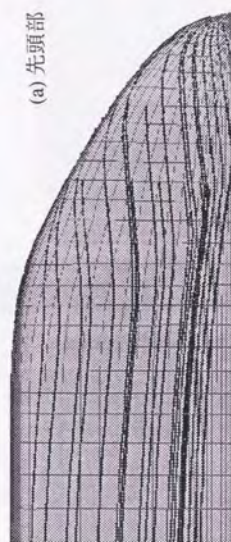
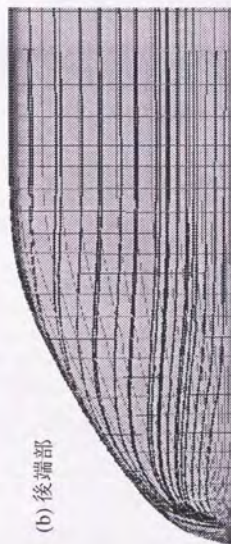


図 5.15: 列車から観測した列車先頭部の速度分布図

→ 列車進行方向

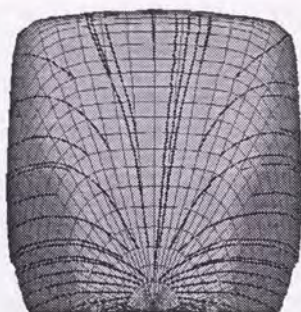


Computed Oil Flow Pattern before Tunnel Entry
around the Nose of the Train (type 300, $U=0.221$)



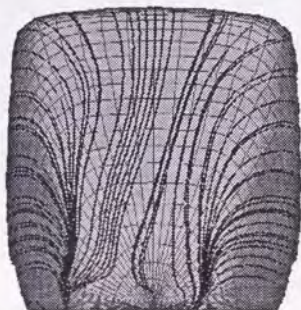
Computed Oil Flow Pattern before Tunnel Entry
around the Tail of the Train (type 300, $U=0.221$)

図 5.16: トンネル突入前の車体表面上のオイルフロー、(a) 先頭部、(b) 後部



先頭部

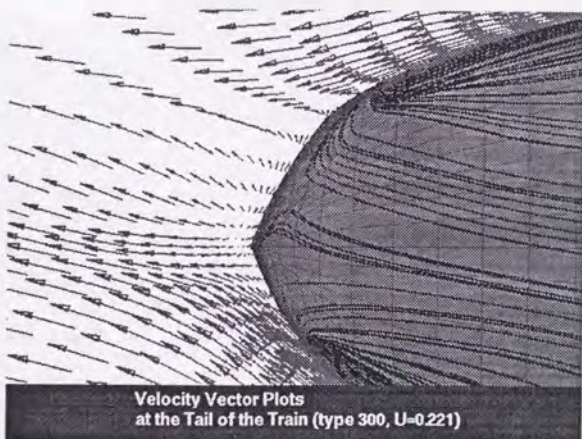
Computed Oil Flow Pattern before Tunnel Entry
around the Nose of the Train (type 300, U-0.221)



後端部

Computed Oil Flow Pattern before Tunnel Entry
around the Tail of the Train (type 300, U-0.221)

図 5.17: トンネル突入前の車体表面上のオイルフロー、(正面図)



Velocity Vector Plots
at the Tail of the Train (type 300, U-0.221)

図 5.18: 列車後端の剥離点付近の速度分布

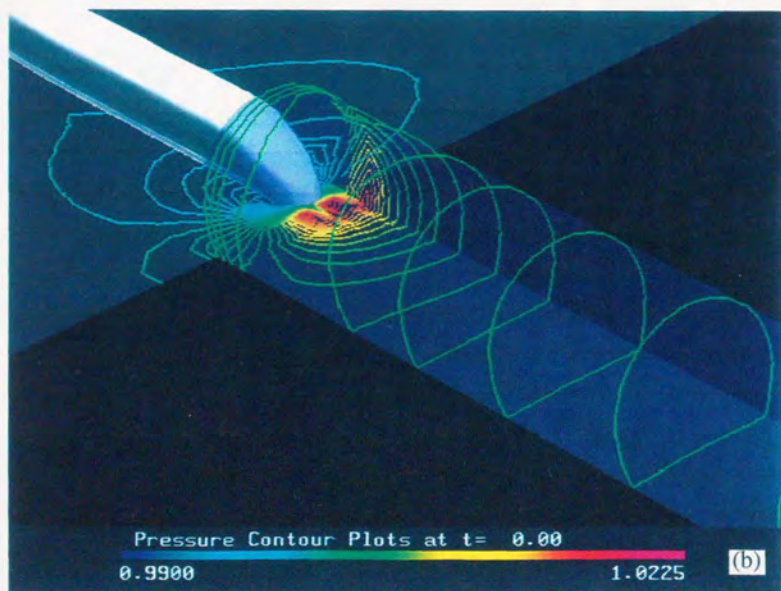
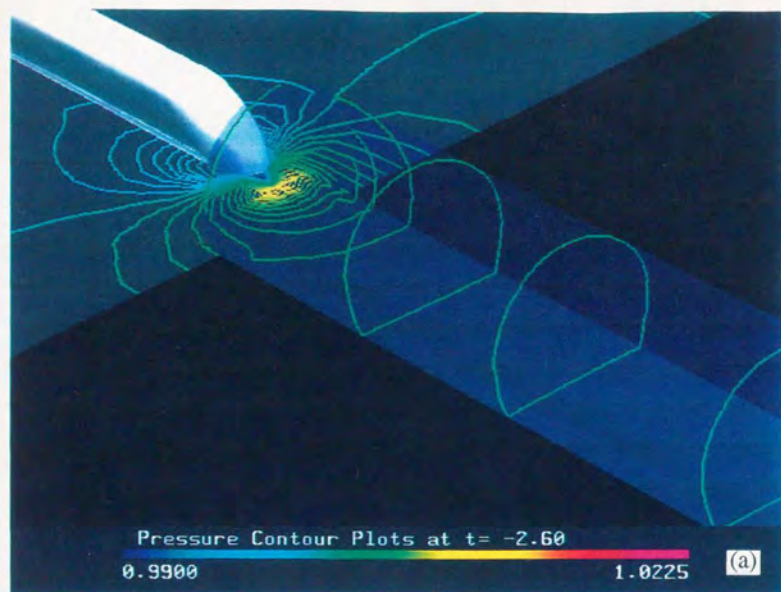


図 5.19: 各時刻での等圧力線図

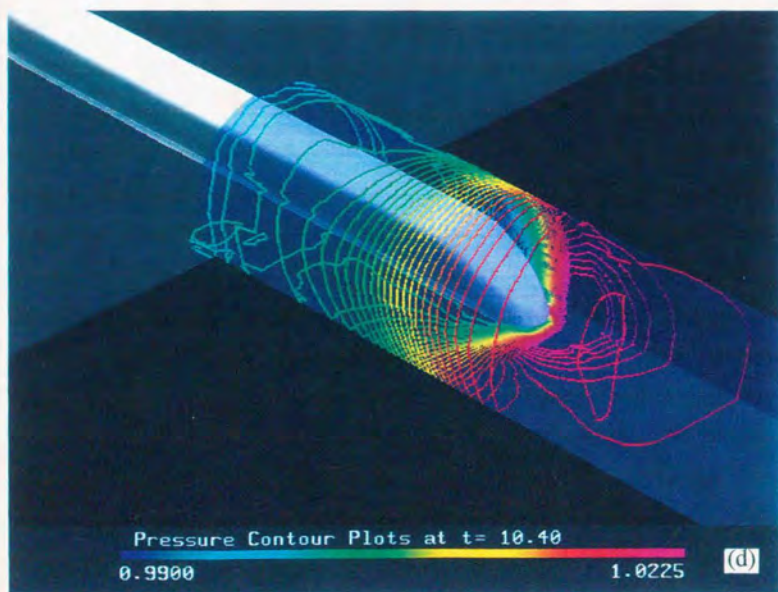
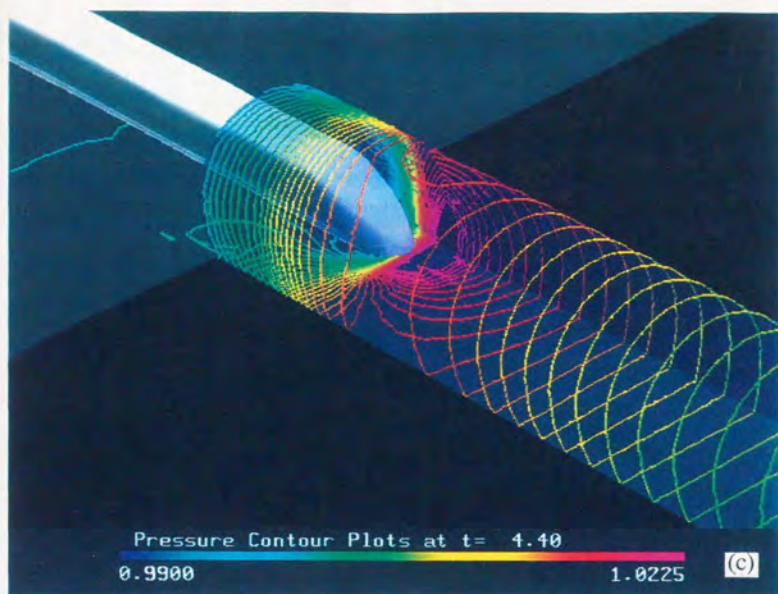


図 5.19: (続き)

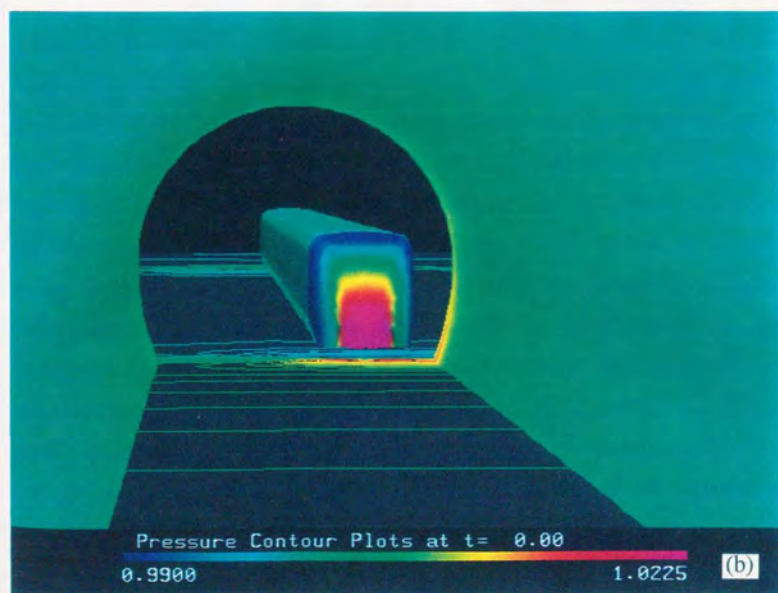
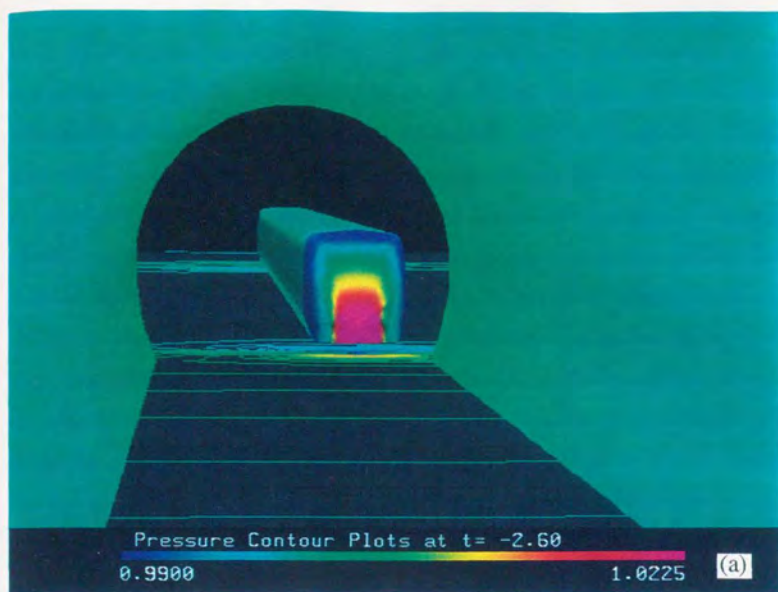


図 5.20: 各時刻での圧力分布図 (トンネル内から観測した図)

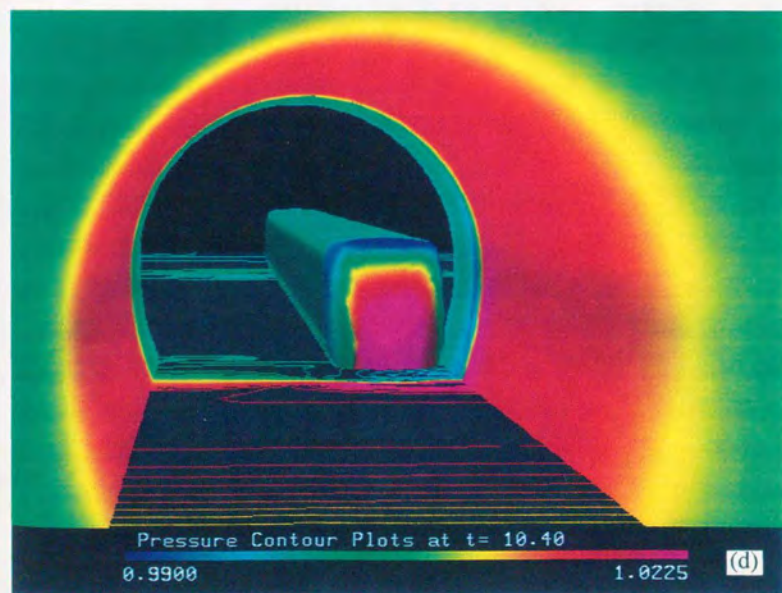
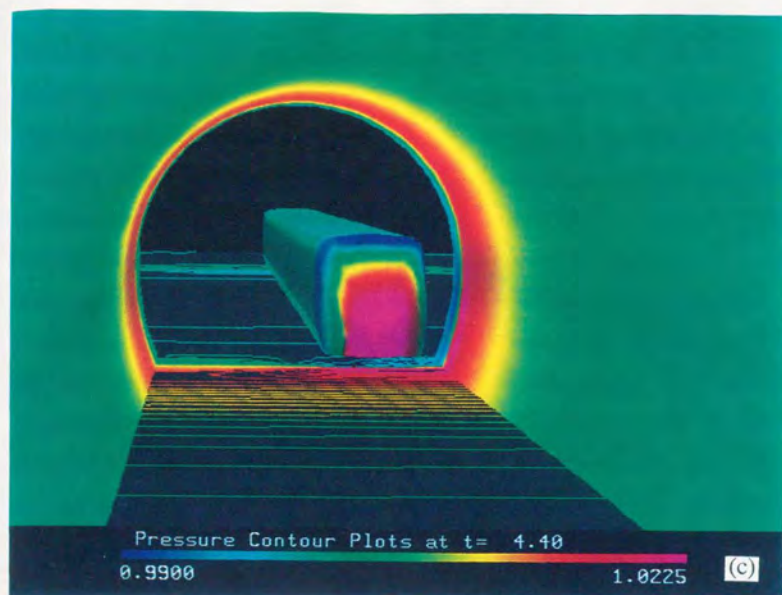


図 5.20: (続き)

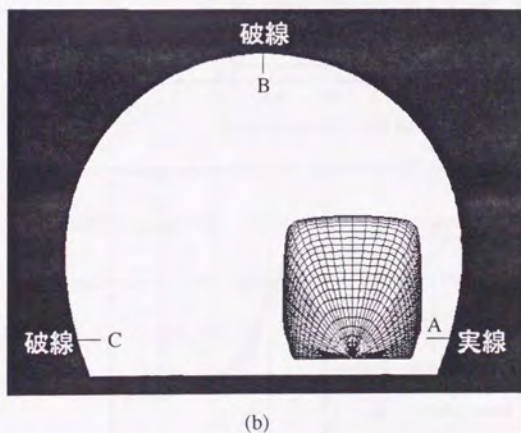
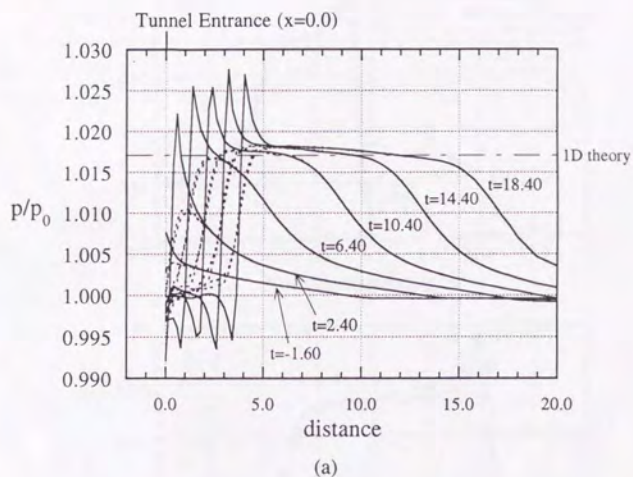


図 5.21: (a) トンネル壁面上の圧力分布の時間的変化、
(b) 圧力分布を表示した三カ所

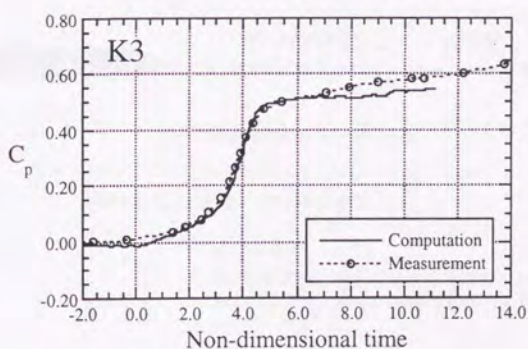
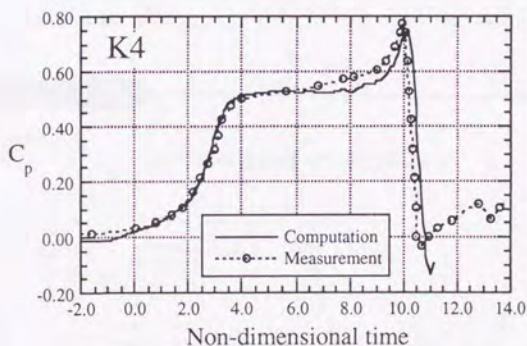
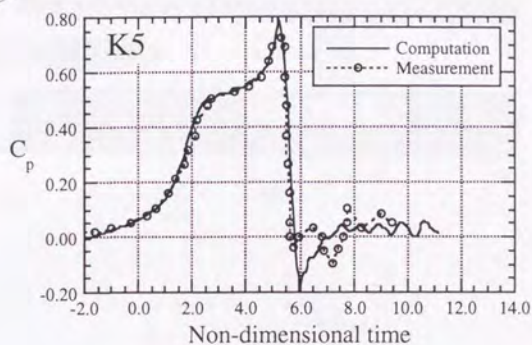
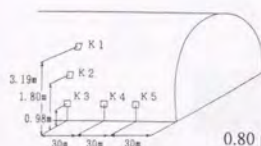
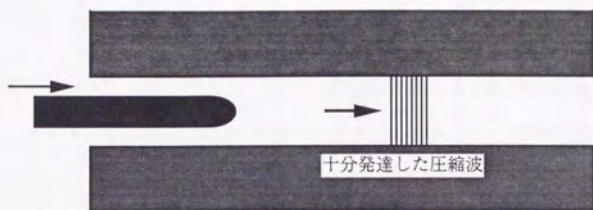
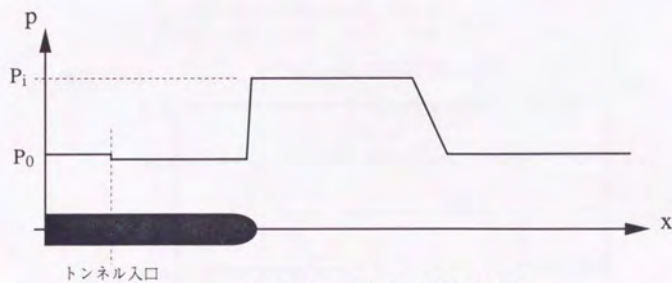


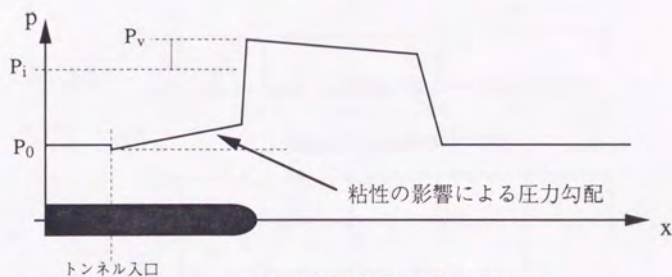
図 5.22: トンネル内壁面上の圧力履歴の実測結果との比較



(a)



(b) 非粘性流の場合の圧力分布



(c) 粘性流の場合の圧力分布

図 5.23: 圧力上昇量に関する原の理論

P_0 : 大気圧

P_1 : 非粘性流の場合の圧縮波背後の圧力

P_v : 粘性流の場合の圧縮波背後の圧力

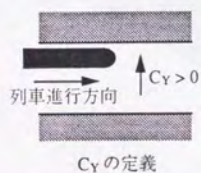
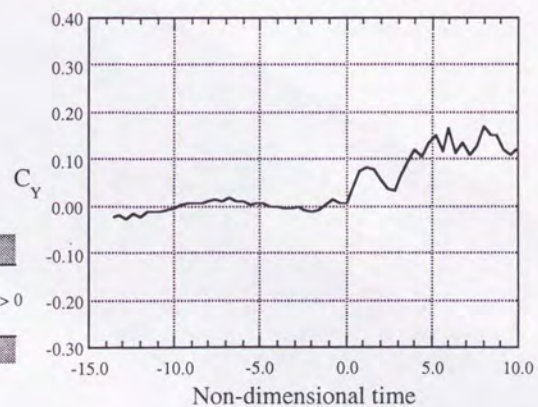
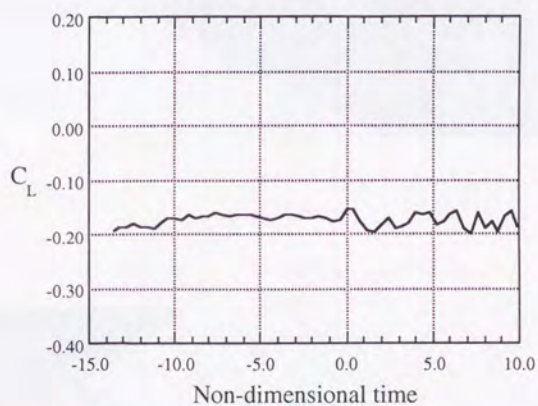
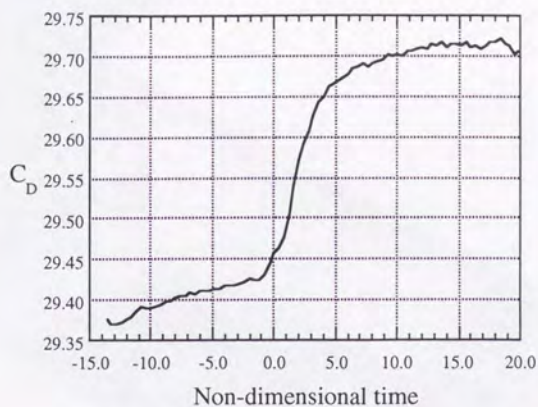


図 5.24: C_D 、 C_L 、 C_Y の時間履歴

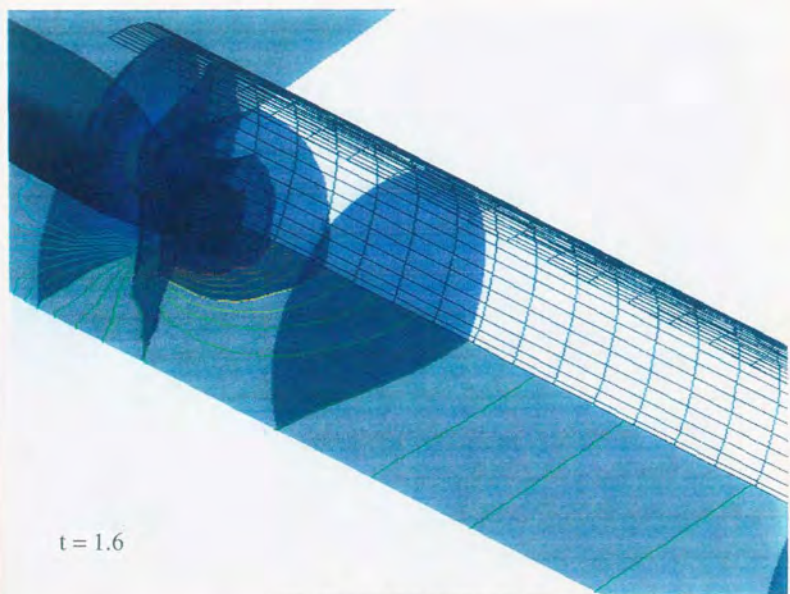
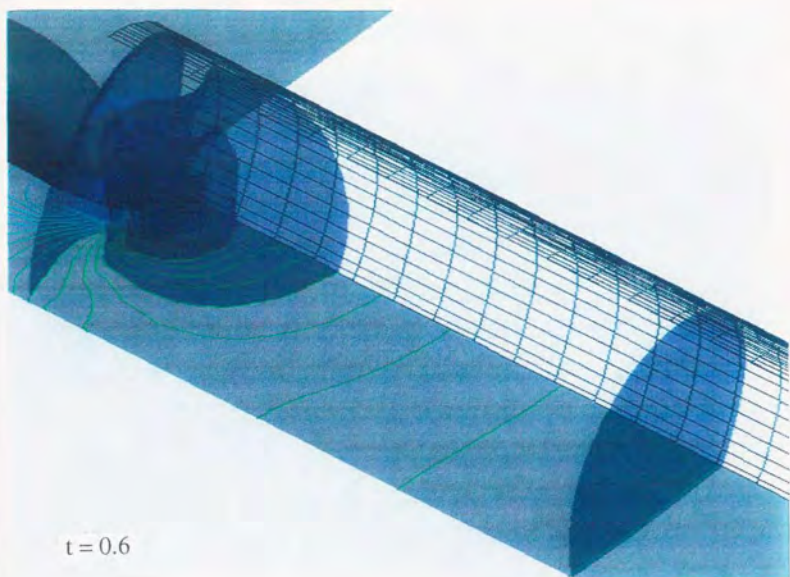


図 5.25: 等圧力面の時間的な変化

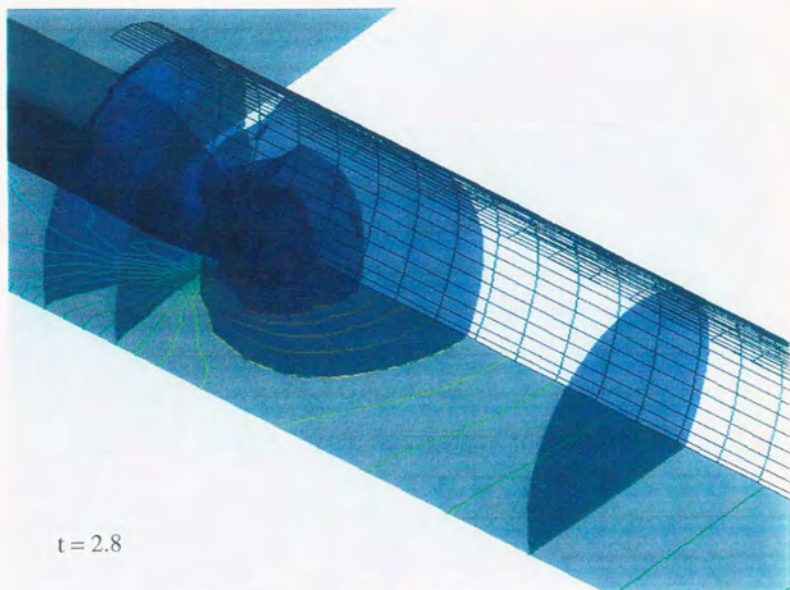
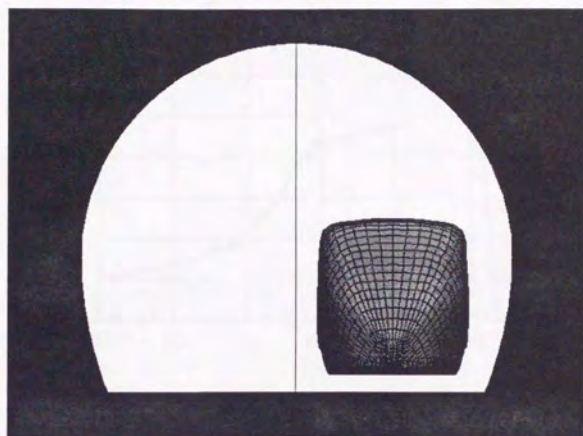
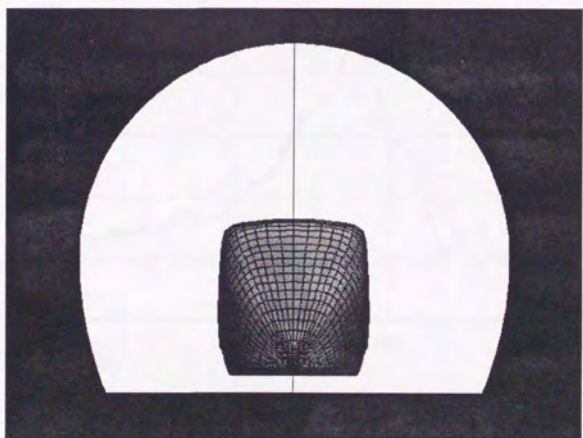


図 5.25: (続き)



片側走行



中央走行

図 5.26: 正面図

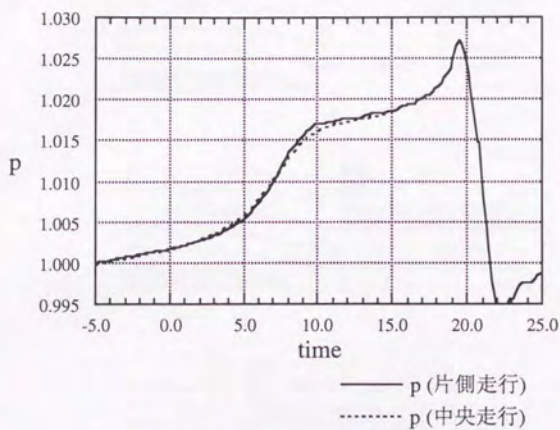


図 5.27: K5 (トンネル入口から 30m) での圧力の時間履歴

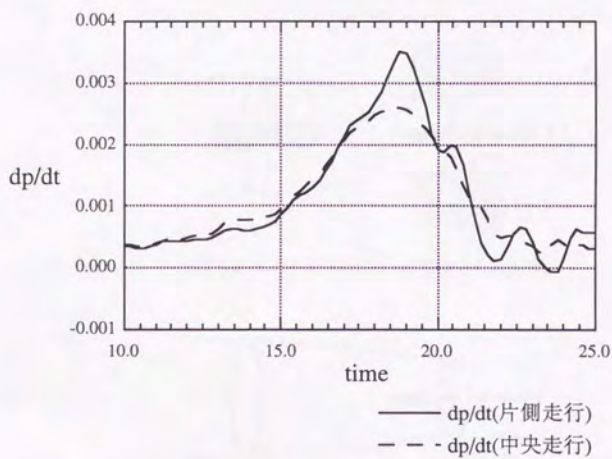


図 5.28: 片側走行と中央走行の圧縮波面勾配の比較

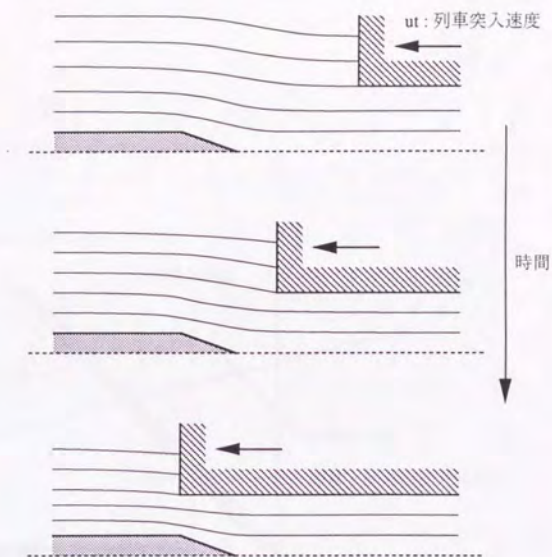


図 6.1: 列車に固定した座標系から観測した流れ場

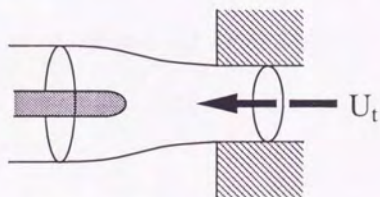


図 6.2: トンネル壁面によって構成される流管

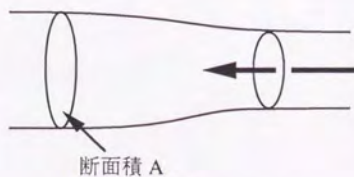


図 6.3: 流管内の一次元流れ

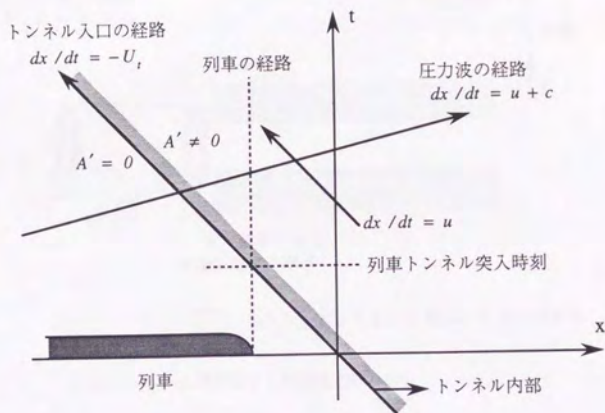
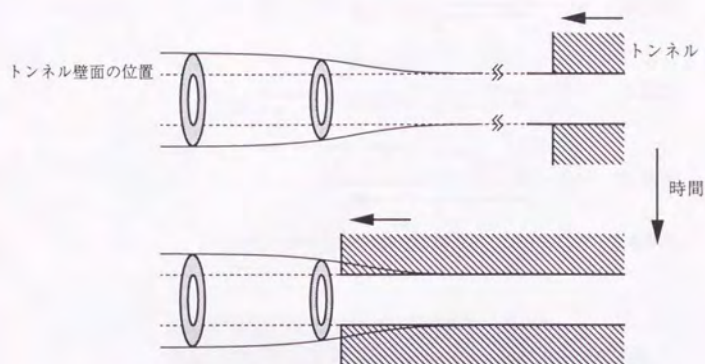


図 6.4: $x-t$ ダイアグラム



トンネル壁面による
流管断面積の縮小

□ : トンネル壁面によって縮小される流管断面

図 6.5: トンネル壁面による流管断面積の縮小

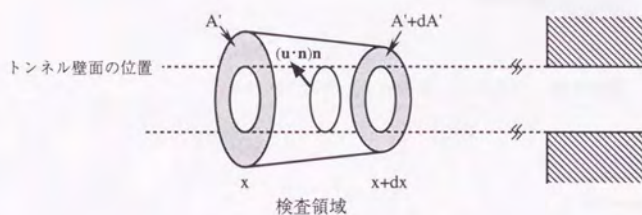


図 6.6: 検査領域

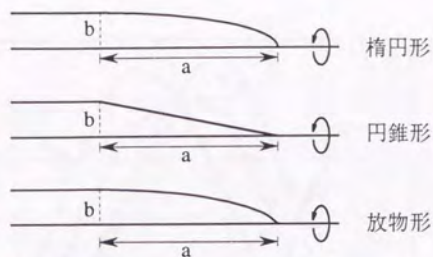


図 6.7: 列車先頭形状、(1) 楕円形、(2) 円錐形、(3) 放物形

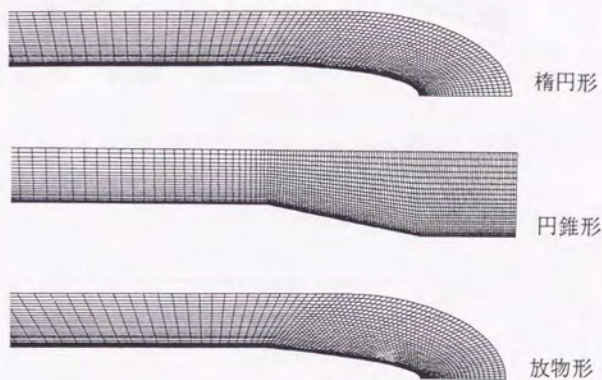


図 6.8: 格子形状、(1) 楕円形、(2) 円錐形、(3) 放物形

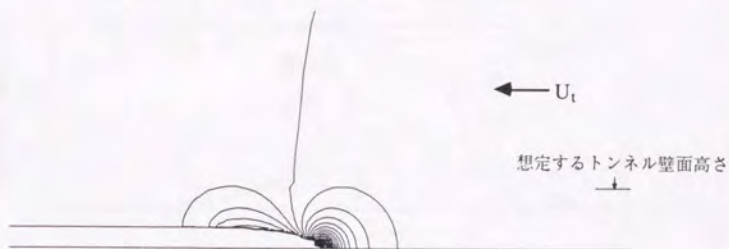


図 6.9: 列車まわりの定常流れ (等圧力線図、楕円形の場合)

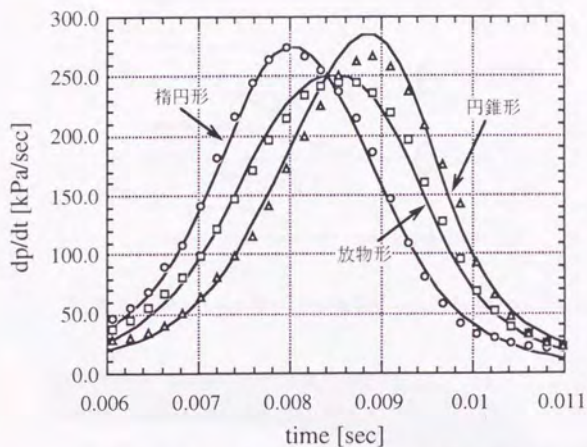


図 6.10: 圧縮波波面勾配の実験値と v_{wall} による予測値との比較

実線 : v_{wall} による予測値
 $\circ, \square, \triangle$: Maeda による実験値
 (順に楕円形、放物形、円錐形)

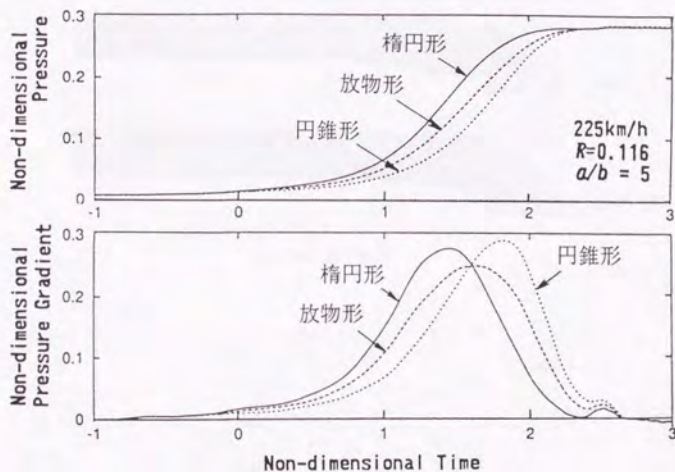


図 6.11: 飯田らの非定常計算によって得られた圧縮波波面勾配の時間履歴

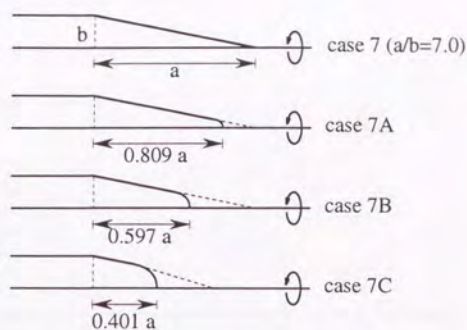


図 6.12: 先端を切り落とした列車形状 (case 7 は元になった円錐形状)

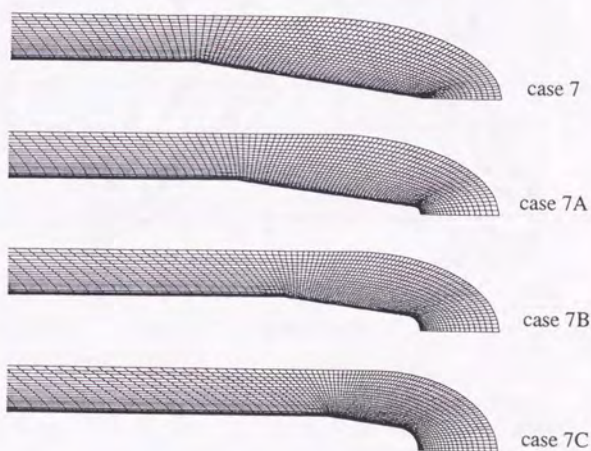


図 6.13: 格子形状



図 6.14: 列車まわりの定常流れ (等圧力線図、case 7B の場合)

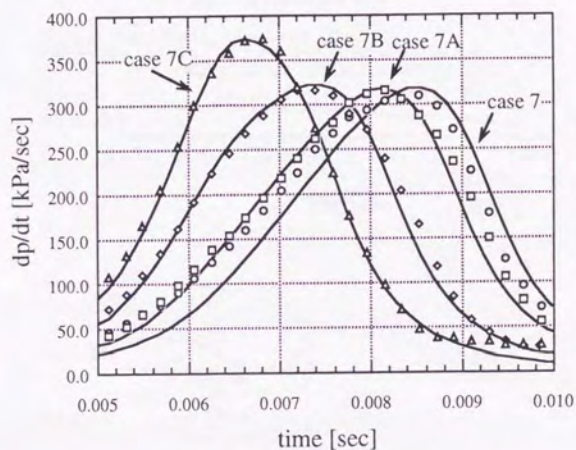
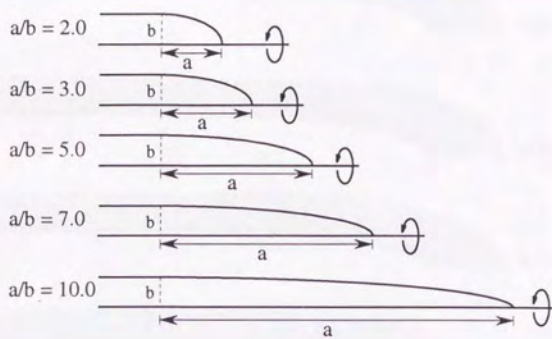
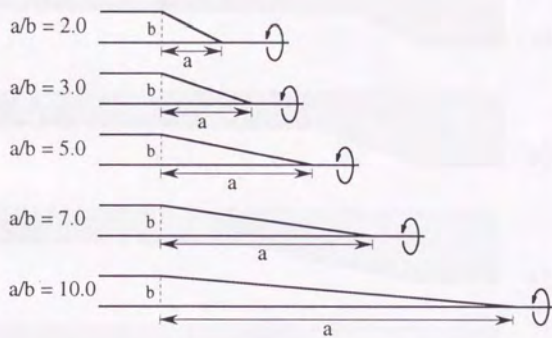


図 6.15: 圧縮波波面勾配の実験値と v_{wall} による予測値との比較

実線 : v_{wall} による予測値
 ○, □, △, ◇ : Maeda による実験値
 (順に case 7, 7A, 7B, 7C)



楕円形



円錐形

図 6.16: a/b を変化させたときの列車形状、(1) 楕円形、(2) 円錐形



(1) 椭圆形



(2) 円錐形

图 6.17: 格子形状、(1) 椭圆形、(2) 円錐形

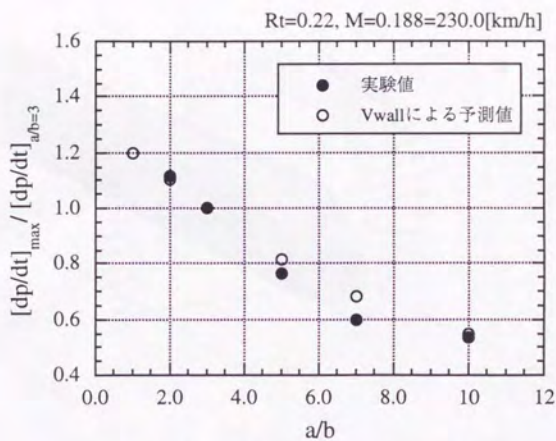


図 6.18: a/b に対する $dp/dt|_{max}$ の変化 (楕円形)

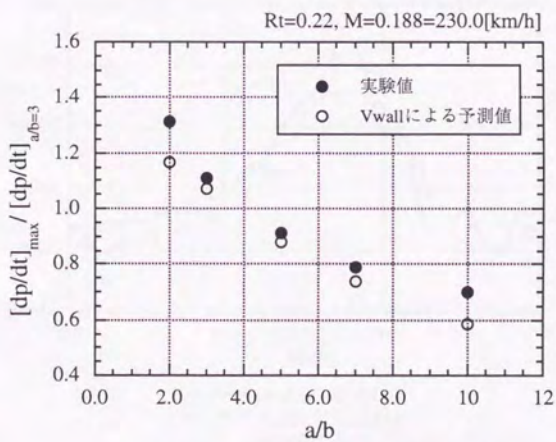


図 6.19: a/b に対する $dp/dt|_{max}$ の変化 (円錐形)

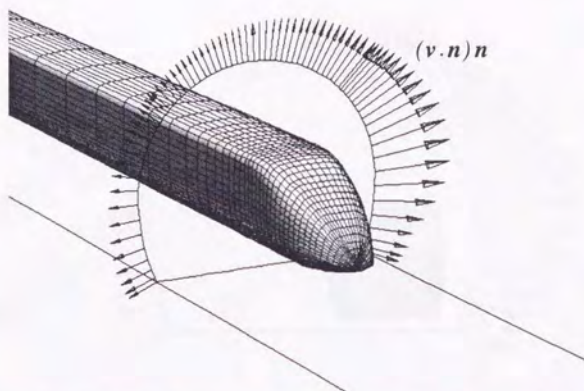


図 6.20: 想定されるトンネル壁面に垂直な速度成分の列車先頭部付近での分布

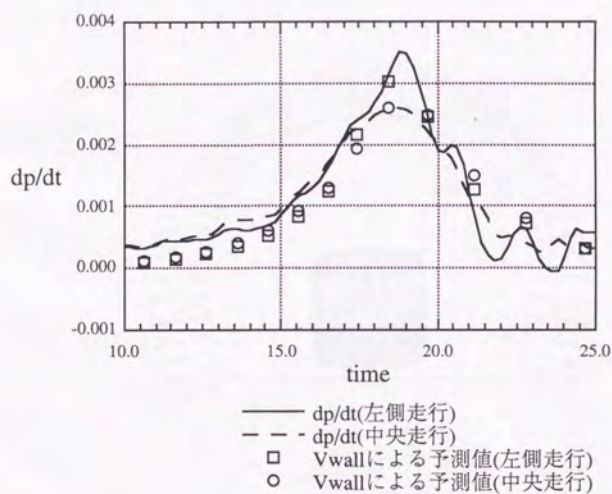
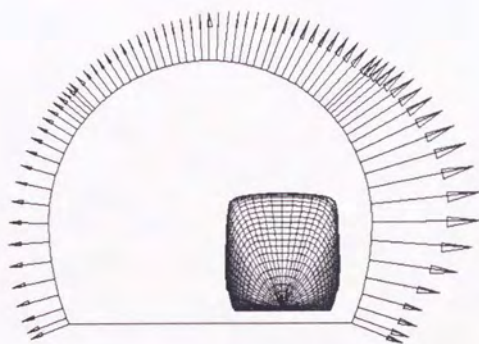
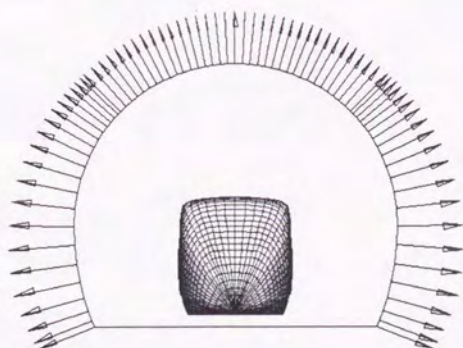


図 6.21: 圧縮波面勾配の計算値と v_{wall} による予測値との比較



片側走行



中央走行

図 6.22: 想定されるトンネル壁面に垂直な速度成分の列車先頭から 0.5 後方での分布

(a) 片側走行、(b) 中央走行

