Osaka University Knowledge Archive

Title	高速鉄道におけるトンネル内圧力変動とトンネル微気圧波に関する研究
Author(s)	齋藤, 実俊
Citation	大阪大学, 2015, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.18910/53989
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

Osaka University

博士学位論文

高速鉄道におけるトンネル内圧力変動とトンネル微気圧波に関する研究

齋　藤　実　俊

２０１５年６月

大阪大学大学院工学研究科

目次

１．序　論 1
１．１　本研究の背景 1
１．２　従来の研究 2
1.2.1　トンネル内圧力変動予測手法に関する従来の研究 2
1.2.2　トンネル微気圧波対策に関する従来の研究 2
１．３　本研究の目的 3
１．４　本論文の構成 4
２．トンネル内圧力変動予測手法 8
２．１　はじめに 8
２．２　一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーション 11
2.2.1　基礎方程式 11
2.2.2　境界条件 12
2.2.3　数値計算方法 16
2.2.4　トンネル内点での計算手順 17
2.2.5　境界点での計算手順 18
2.2.6　列車境界と他の境界の干渉点での計算手順 25
２．３　三次元非圧縮ポテンシャル流れの数値シミュレーション 33
2.3.1　基礎方程式と境界条件 33
2.3.2　差分方程式 35
2.3.3　初期条件 37
2.3.4　計算方法 37
２．４　第２章まとめ 38
３．トンネル内圧力変動予測手法の精度検証 45
３．１　はじめに 45
３．２　列車模型発射装置 45
3.2.1　発射装置の構成 46
3.2.2　実形状列車模型発射装置の開発 47
３．３　一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションの精度検証 49
3.3.1　模型実験の概要 49
3.3.2　流体力学的パラメータの決定 52
3.3.3　高速域における計算精度 54
3.3.4　トンネル断面積拡大部 57
3.3.5　分岐・合流部 59
３．４　トンネル内における列車通過時圧力変動の特性 62
3.4.1　模型の概要 62

3.4.2 測定概要 65
3.4.3 実験結果 67
3.4.4 考察 71
３．５　三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションの精度検証 73
3.5.1 計算格子 73
3.5.2 計算結果 75
３．６　第３章まとめ 80
４．内壁付きフードによるトンネル微気圧波低減対策 85
４．１　トンネル微気圧波と既存の対策方法 85
４．２　内壁による微気圧波の低減原理 88
４．３　実際のトンネル本坑への適用 90
４．４　第４章まとめ 94
５．内壁付きフードの微気圧波低減効果の検証 97
５．１　はじめに 97
５．２　内壁付きの管口から放射される微気圧波低減効果 97
5.2.1 模型実験の概要 97
5.2.2 実験結果 101
５．３　内壁付きフードの微気圧波低減効果 110
5.3.1 模型実験の概要 110
5.3.2 実験結果 113
5.3.3 考察 119
５．４　第５章まとめ 122
６．結論 124
６．１　成果のまとめ 124
6.1.1 トンネル内圧力変動予測手法 124
6.1.2 トンネル微気圧波低減対策 124
６．２　今後の課題 125
6.2.1 トンネル内圧力変動予測手法 125
6.2.2 トンネル微気圧波低減対策 125
謝辞 127

１．序　論

１．１　本研究の背景

1964 年に最高速度 210km/h で開業した新幹線は, 2013 年には最高速度 320km/h で運転されるようになっている．列車速度が上昇すると様々な空気力学的現象が顕在化するため，高速化の際にはこれらを解決する必要がある．

空気（流体）力学的にみて鉄道が船舶や航空機などの他の輸送機関と異なる点のひとつにトンネルの存在がある．自動車もトンネル内を通過するが，高速かつ高閉塞率（列車・トンネル断面積比，すなわち列車断面積のトンネル断面積に対する比率が高い）の鉄道トンネルで発生する空気力学的現象の影響度合いは道路トンネルに比べて非常に大きい.

新幹線などの高速列車がトンネルに突入または，トンネルから退出すると圧力波が発生する．この圧力波はトンネル内をほぼ音速で伝播し，トンネル坑口やトンネル内を走行中の列車端部（先頭部や後尾部）で反射するため，トンネル内には多数の圧力波が往復することになる．その結果，トンネル内には圧力変動（トンネル内圧力変動）が発生する．この圧力変動が車内に侵入した場合にはいわゆる「耳つん」現象が発生するため，高速列車ではそれを防ぐ目的で気密車体を用いている．そのため，車体構造や換気装置を設計する際には車体に作用する圧力変動を予測する必要が生じる．トンネル壁面やトンネル内設備（電力設備や，通信機器の収納箱など），地下駅がある場合にはホームドアなどの駅構造物に対してもトンネル内圧力変動は作用するため，これらの強度設計を行うためにもトンネル内圧力変動を予測する必要がある．これらの圧力波や列車の通過に伴って，トンネル内には風速変動も発生する．この変動はトンネル内を走行中の列車に対して作用するため，空気抵抗の変動やパンタグラフの揚力変動を引き起こす．さらに，地下駅がある場合には，ホーム上やコンコースへの階段などに大きな列車風を発生させるため，乗客の安全対策などのためにもこの風速変動を予測する必要がある.

上記の圧力波のうち, 列車先頭部がトンネル入口に突入した時に発生する最初の圧力波（圧縮波）がトンネル内を伝播し，列車が突入した坑口とは反対側の坑口に到達すると，そこで大部分は開口端反射し膨張波となって再びトンネル内をトンネル入口（列車先頭部が突入した坑口）に向かって伝播する．その際に一部はトンネル外部にパルス状の圧力波として放射されるが，これをトンネル微気圧波と呼ぶ．トンネル微気圧波は 20Hz 以上の可聴域成分が主体となっている場合には衝撃音となって聞こえる場合があり，20Hz 以下の成分が多く含まれる場合には衝撃音は聞こえないものの，トンネル坑口付近の民家の建具等を揺らす影響が現れる．このため，高速鉄道の沿線環境問題のひとつとなっており，新幹線の高速化や新規路線の建設に際しては，発生する微気圧波を予測し，その低減対策を検討する必要がある.

トンネル内圧力変動は列車速度の 2 乗に，トンネル微気圧波は列車速度の 3 乗以上（トンネル長に依存）にほぼ比例する．したがって，新幹線のさらなる高速化や最高速度 500km/h で計画されているリニア新幹線など，今後のさらなる列車の高速化に際してはこれらの問題を解決する必要がある.

１．２　従来の研究

1.2.1　トンネル内圧力変動予測手法に関する従来の研究

列車・トンネル系の空気力学に関する研究は，1927 年の W.Tollmein が最初と考えられており，列車のトンネル突入時の空気力およびトンネル内走行中の空気抵抗，さらには対向列車とのトンネル内すれ違い時の圧力分布について論じている [1)]．その後，日本において，東海道新幹線の研究の一環として，列車・トンネル系の空気力学の研究が開始され，原により列車先頭部突入時に発生する圧縮波の大きさとトンネル内流速が一次元モデルを用いて理論的に求められた [2)]．続いて，山本はトンネル内を往復する圧力波と走行する列車によって発生する圧力変動を非定常問題として定式化し，特性曲線法によって数値計算する方法を開発した [3)4)]．山本が完成させたトンネル内圧力変動の数値シミュレーションは数多くの現地試験結果とよく一致し，理論の正当性が確かめられた．その後，山本の手法は飯田らによって列車のすれ違いが考慮され [5)]，梶山らによって枝坑や地下駅（断面積変化部）が取り扱えるように機能拡張された [6)]．

海外においては主に欧州に多くの研究事例があり，Vardy ら [7)8)]，Woods ら [9)]などが山本の手法を発展させた計算を行っている．

1.2.2　トンネル微気圧波対策に関する従来の研究

トンネル微気圧波の問題は，1975 年の山陽新幹線岡山～博多間開業前に実施された訓練運転において，新幹線がトンネルに突入すると反対側の坑口から発破音が発生したことに始まる．当時の国鉄で実態解明のための調査が行われた結果，それまでの新幹線トンネルはバラスト軌道（路盤に敷設した砕石（バラスト）がマクラギを支える方式の軌道）であったのに対し，山陽新幹線岡山～博多間のトンネルは保守作業省力化のために開発されたスラブ軌道（コンクリート版がレールを支える）方式を採用したために顕在化した現象であることがわかり，山本はトンネル微気圧波がトンネル内圧縮波の圧力の時間微分（以降，圧力勾配）に比例することを明らかにした [10)]．その後，小沢はスラブ軌道トンネル内を伝播する圧縮波の変形およびトンネル出口に到達した圧縮波と微気圧波との関係を求めるためのモデルを提案し，トンネル微気圧波の現象が①列車のトンネル突入による圧縮波の形成，②圧縮波のトンネル入口からトンネル出口への伝播，③トンネル出口からの微気圧波の放射，の三段階で構成されることを示した [11)]．さらに，トンネル微気圧波の低減対策方法として，トンネル入口で圧縮波圧力勾配最大値を低減させるトンネル入口緩衝工や圧縮波伝播過程で圧力勾配最大値を低減させるトンネル枝坑（工事や保守作業のために設けられた分岐坑）や器材坑（電気機器設置スペースを確保するために設けられたトンネル壁面の窪み）の効果を評価した [11)12)]．

トンネル入口における圧縮波形成段階の微気圧波低減対策は，伝播段階での非線形効果による圧縮波の切り立ちも抑制するため，非常に効果的である．そのため，トンネル入口緩衝工に関する研究は数多く実施されており [13)-15)]，また，同じく圧縮波の形成に影響を与える列車先頭部形状の影響に関する研究も数多く実施されている [16)-20)]．これら圧縮波形成段階での

微気圧波低減対策が現在のトンネル微気圧波対策の主流であり，日本の新幹線のスラブ軌道トンネルのほとんどの坑口にはトンネル入口緩衝工が設置されている．また，近年の新幹線の先頭部形状は，微気圧波低減のためにこれらの研究で得られた知見を活かして設計されている．そのほか，圧縮波形成段階のアクティブな低減対策の研究事例として，トンネル内圧縮波の波面に正のパルス状圧力波を重畳させることで，圧力勾配最大値を低減させる方法などが提案されている[21)].

圧縮波のトンネル内伝播段階における対策としては，工事用枝坑をトンネル完成後も埋め戻さずに残置させる方法[22)]や隣接するトンネルを側面スリット付きのフード（スノーシェルターなど）で連結する方法[23)]などが実用化されているほか，トンネル軌道面に吸音板を設置した実用事例が海外にある[24)25)]．そのほか伝播段階における対策の研究事例としては，ヘルムホルツ共鳴器によるもの[26)27)]，トンネル内への水滴噴霧[28)]などがある．

一方，トンネル微気圧波放射段階における対策は，微気圧波が低周波成分を多く含むことから，トンネル出口に消音器を設けることは効果的でなく，実用化された例はない．上記の隣接トンネルをスリット付きフードで接続する方法は接続された坑口からの微気圧波を低減することから放射段階での対策といえなくもないが，隣接トンネルとの距離が数百 m 程度以上になると実用的な低減対策とはいえない．微気圧波放射段階でのパッシブな低減対策法の研究事例としては青木らによる消音ボックスによる対策法[29)-31)]がある．また，微気圧波放射段階でのアクティブな低減対策法として，微気圧波と逆位相（負）のパルス波を放射させる方法が研究されている[32)].

１．３　本研究の目的

新幹線などの高速鉄道の速度向上や新規路線の建設に際しては，列車の速度向上にともなって顕在化するトンネル・列車系の空力現象であるトンネル内圧力変動の予測とトンネル微気圧波の低減対策方法を検討する必要がある．トンネル内圧力変動の予測に関しては，列車速度の向上に伴って，これまで仮定してきた列車速度が音速より十分小さいという近似が成立しなくなり，従来の予測方法では誤差が大きくなる傾向にある．また，トンネル内での列車通過時における列車近傍設備（トンネル壁面の機器箱，地下駅のホームドア，対向列車の車体側面など）に作用する圧力変動は先頭部形状の影響を大きく受けるが，従来使用してきた一次元モデルではその効果は無視されている．しかし，先頭部形状に依存する圧力変動の大きさは速度向上とともに無視できない大きさになり，その効果を考慮した予測手法の開発が望まれる．一方，トンネル微気圧波低減対策は列車の速度向上にともない，従来の緩衝工や列車先頭部の延伸だけでは限界に達しつつあり，350km/h 以上の高速走行の実現には非常なコスト増加が懸念されている．そのため，既存の低減対策法を補完する新たな低減対策方法の開発が求められる状況にある．

そこで，本研究では，鉄道のさらなる高速化に対応するために， 350km/h 以上でも精度の良いトンネル内圧力変動予測手法を開発することと，新しい効果的なトンネル微気圧波低減

対策方法を提案することを目的とする．

１．４　本論文の構成

本研究は高速列車のトンネル内走行時に顕著となるトンネル内圧力変動を予測するための数値シミュレーション手法と，トンネル微気圧波の新しい低減対策方法に関するものである．

まず，第 2 章では新たに開発したトンネル内圧力変動予測のための数値シミュレーション手法を提示する．これは高速域（350km/h 程度以上）での予測精度を向上させたトンネル内圧力変動シミュレーション手法であり，音波近似などを課さない非定常一次元圧縮性流れの数値シミュレーション手法である．さらに，列車通過時の圧力変動の予測精度向上のために，列車先頭部，後尾部の断面積変化の影響を考慮したトンネル内圧力変動シミュレーションとして，三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションと上記の非定常一次元圧縮性流れの数値シミュレーションを組み合わせた計算手法について述べる．

第 3 章においては，開発したトンネル内圧力変動シミュレーションの計算結果検証のために実施した模型実験について記述し，計算結果を実験結果と比較することで計算精度の検証を行う．さらに，列車先頭部および後尾部通過時の圧力変動の特性把握のために新たに製作した実験装置についても述べる．

次に，第 4 章ではトンネル微気圧波の新しい低減対策方法を提案した．それはトンネル入口緩衝工のようにトンネル本坑より大きな断面積を有するフード状構造物の内部を線路方向の壁でフード口から一定の距離まで二分割し，その一方の坑口を閉鎖させ（固定端とし），トンネル出口（列車退出側坑口，微気圧波放射坑口）側に設置するものである（内壁付きフード）が，その効果について音響理論によって予測する．第 5 章において，その微気圧波低減効果を模型実験により確認するとともに，実用化にあたっての最適構成について考察する．

最後に第 6 章において本研究で得られた成果をまとめる．

【第 1 章の参考文献】

1) Tollmien, W., Luftwiderstand und druckverlauf bei der fahrt von zugen in einem tunnel, Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure, 71, 6 (1927), pp.199-203.
2) 原朝茂, 高速でトンネルに突入する場合に列車に作用する空気力, 日本機械学会論文集, Vol.26, No.171 (1960), pp.1581-1586.
3) 山本彬也, 新幹線トンネルの圧力変動・空気抵抗・トンネル換気, 鉄道技術研究報告, No. 871 (1973).
4) 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).
5) 飯田雅宣, 前田達夫, トンネル内圧力変動シミュレーション, 鉄道総研報告, Vol.4, No.7, (1990)，pp.54-62.
6) 梶山博司，飯田雅宣，前田達夫，大深度地下鉄道の空気流動シミュレーション，鉄道総研報告，Vol.7，No.7，(1993)，pp.51-58.
7) Vardy, A. E., The use of airshafts for the alleviation of pressure transients in railway tunnels, Proceeding Second International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels (C-4)　(1976), pp.55-69.
8) Vardy, A. E. and Dayman, B., Alleviation of tunnel entry pressure transients : 2. Theoretical modelling and experimental correlation, Proceeding Third International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels (H-3) (1979), pp.55-69.
9) Woods W.A. and Pope C.W., On the range of validity of simplified one dimensional theories for calculating unsteady flows in railway tunnels, Proceeding Third International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, Paper D2 (1979) , pp.115-150.
10) 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予稿集, 4pH4 (1977).
11) 小沢智，トンネル出口微気圧波の研究，鉄道技術研究報告，1121 (1979).
12) Ozawa, S., Maeda, T., Matsumura, T., Uchida, K., Kajiyama, H., and Tanemoto, K., Countermeasures to reduce micro-pressure waves radiating from exits of Shinkansen tunnels, 7th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, Paper C5 (1991) , pp.253-266.
13) 佐宗章弘，小野寺収，高山和喜，金子良一，松井良博，トンネルソニックブームの軽減法に関する実験的研究，日本機械学会論文集 B 編, Vol.60, No.580 (1994), pp.4112-4118.
14) 飯田雅宣，村田香，福田傑，複数車種の突入を考慮したトンネル入口緩衝工長さの算出法，鉄道総研報告，Vol.16, No.12 (2002), pp.35-40.
15) 櫻井一樹，佐伯和浩，高桑靖匡，渡邊明之，新しいトンネル緩衝工（ダクト付・軽量パネル型）の開発（新幹線の高速化をめざして），JR East Technical review, 22 (2008) pp.57-62.
16) Woods W.A. and Pope C.W., Secondary aerodynamic effects in rail tunnels during vehicle entry, Proceeding Second International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, Paper C5 (1976) , pp.71-79.

17) 小川隆申，藤井孝蔵，定常流を用いた列車トンネル突入時の圧縮波波面こう配予測法，日本機械学会論文集 B 編, Vol.61, No.586 (1995), pp.2136-2142.
18) 飯田雅宣，松村豪，福田傑，中谷浩二，前田達夫，トンネル微気圧波低減のための列車先頭部形状の最適化，日本機械学会論文集 B 編, Vol.62, No.596 (1996), pp.1428-1435.
19) 小川隆申，藤井孝蔵，微気圧波軽減のための理論的先頭部形状設計法，日本機械学会論文集 B 編, Vol.62, No.599 (1996), pp.2679-2686.
20) 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, The International Conference on Speedup Technology for Railway and Maglev Vehicles, Vol.2, (1993), pp.315-319.
21) 松林勝志，Vardy, A., Brown, J.，微気圧波消音のためのトンネル内圧縮進行波のアクティブ制御，日本機械学会論文集 C 編，Vol.68, No.673 (2002), pp.2564-2569.
22) 山本彬也，小沢智，前田達夫，木下真夫，種本勝二，トンネル内の枝坑を利用した微気圧波低減対策の効果－上越新幹線榛名，中山トンネルの場合－，鉄道技術研究報告，No.1250 (1983).
23) 高橋泰富，伊藤則昭，種池信好，上越新幹線鋼構造スノーシェルターの設計と施工，構造物設計資料，No.62 (1980), pp.27-30.
24) Tielkes, Th., Kaltenbach, H. J., Hieke, M., Deeg, P. and Eisenlauer, M., Measures to counteract micro-pressure waves radiating from tunnel exits of DB's new Nuremberg-Ingolstadt High-Speed Line, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Springer, 99 (2008) , pp.40-47.
25) Degen, K. G., Gerbig, Ch. and Onnich, H., Acoustic assessment of micro-pressure waves radiating from tunnel exits of DB High-Speed Lines, Notes on Numerical Fluid Mechanics, Springer, 99 (2008) , pp.48-55.
26) Sugimoto, N., Propagation of nonlinear acoustic waves in a tunnel with an array of Helmholtz resonators, Journal of Fluid Mechanics, Vol.244 (1992), pp.55-78.
27) Sugimoto, N., Masuda, M., Ohno, J. and Motoi, D., Experimental demonstration of generation and propagation of acoustic solitary waves in an air-filled tube, Physical Review Letters, Vol.83, No.20 (1999), pp.4053-4056.
28) 前田達夫，列車の空気力学的特性およびトンネル微気圧波低減対策法に関する研究，鉄道総研報告，特別 20 号 (1998).
29) 青木俊之，仲尾晋一郎，近藤信昭，松尾一泰，円管開口端における衝撃的騒音のパッシブコントロール，可視化情報学会誌，Vol.17, No.2 (1997), pp.27-30.
30) 青木俊之，松浦利治，松尾一泰，高速鉄道トンネル出口から発生する微気圧波のパッシブコントロール，可視化情報学会誌，Vol.22, No.1 (2002), pp.309-312.
31) Aoki, T., Vardy, A.E. and Brown J.M.B., Passive alleviation of micro-pressure waves from tunnel portals, Joural of Sound and Vibration 220(5) (1999), pp.921-940.
32) 瀬戸口俊明，松尾一泰，青木俊之，中富隆一，日高文泰，金子賢二，衝撃騒音低減を目

的とした負のパルス波発生装置に関する研究（パルス波強さの改善），日本機械学会論文集 B 編，Vol.62, No.601 (1996), pp.3317-3322.

２．トンネル内圧力変動予測手法

２．１　はじめに

列車が高速でトンネルに突入するとトンネル内に圧力変動が発生する．列車速度 200km/h でトンネル内を走行したときに列車側面（先頭部，後尾部）に作用する圧力変動の実測波形[1)]を *x-t* 線図（列車，圧力波の時間－位置関係を示した図）とともに図 2.1 に示す．図 2.1 の *x-t* 線図のように，列車が突入することによって発生した圧縮波，膨張波はトンネル坑口で反射する（開口端反射のため圧縮波は膨張波に，膨張波は圧縮波に変わる）ために，トンネル内には多数の圧力波（圧縮波，膨張波）がほぼ音速で往復している．このため，トンネル内を走行する列車側面に作用する圧力は大きく変動しており， *x-t* 線図より，その発生時刻は列車が圧力波に遭遇した時点に対応していることがわかる．

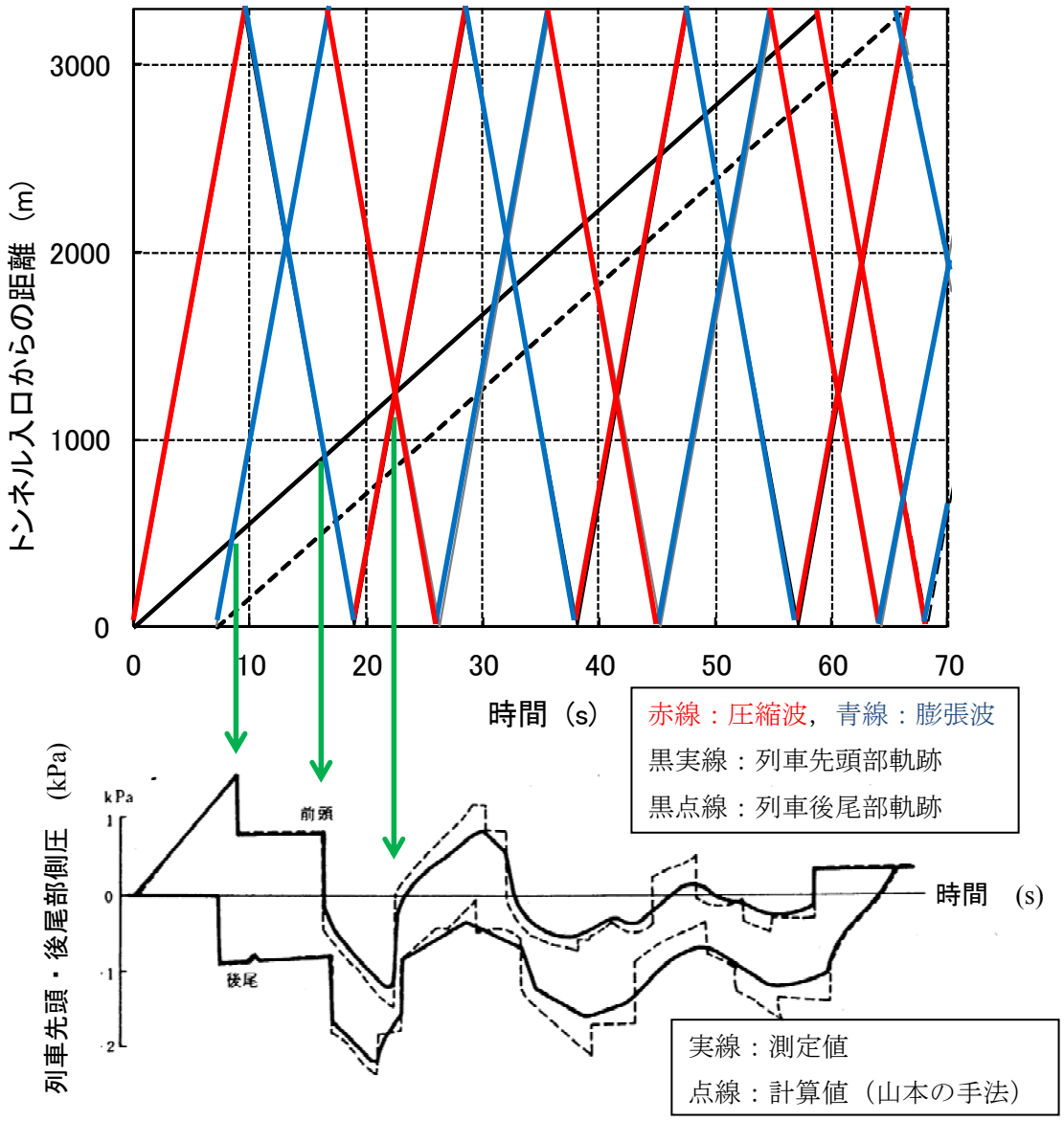


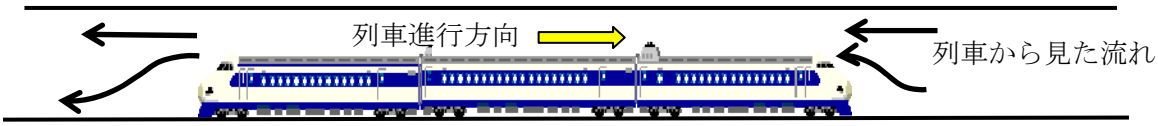
図２．１　トンネル内圧力変動の波形例[1)]（列車速度 200km/h，トンネル長 3264m）

トンネル内圧力変動の主な要因を図 2.2 に示す．圧力変動の要因には列車先頭部または後尾部がトンネルに突入あるいは退出した時に発生し，トンネル坑口や列車端で反射することでトンネル内を往復する圧力波によるもの（図 2. 2 (a)），走行する列車先頭部・後尾部での流路縮小・拡大にともなう流速増加・減少による圧力変化（図 2. 2 (b)），走行する列車先頭部・後尾部周りの圧力場（図 2. 2 (c)）によるものがある．

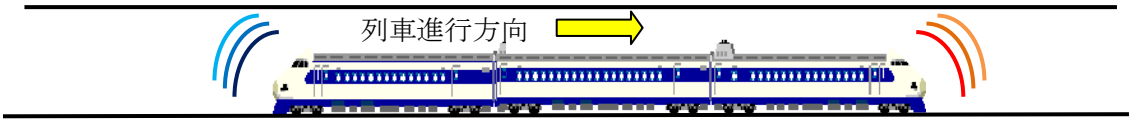
図 2. 2 (a)に示した圧力波の波長はトンネル直径より長く平面波であるため，圧力波によって発生する圧力変動はトンネル断面内で一様な一次元的な現象である．また，図 2.2(b)に示した流路断面積変化に伴う圧力変化も管内流れの圧力変化であり，トンネル断面内で一様な一次元的な現象である．これらに対し，図 2. 2 (c)に示した列車先頭部・後尾部周りの圧力場の大きさは列車からの距離に依存するためトンネル断面内で一様とはならず，三次元的な現象である．

これらの要因のうち，トンネル内圧力変動の最大値や最小値（負圧最大値）を決める支配的要因は図 2. 2 (a)の圧力波によるものと図 2.2(b)の流路縮小効果によるものであり，図 2. 2 (c)の圧力場によるものは両者に比べて小さい（約 20～30%程度と見積もられる [2)]）ため，トンネル内圧力変動を予測する際はこの効果を無視し，トンネル内流れを一次元流れとして取り扱うことが多い．

(a)　列車先頭・後尾の突入・退出時などに発生する圧力波



(b)　列車先頭・後尾部での流路縮小・拡大による圧力降下・上昇



(c)　列車先頭・後尾部周りの圧力場

図２．２　トンネル内圧力変動の主要要因

トンネル内流れを一次元非定常圧縮性流れとして取り扱い，特性曲線法によって解く数値計算は山本によって初めて行われた[1]．その後，飯田らによって列車のすれ違いが考慮できるように改良され[3]，さらに梶山らによって枝坑や地下駅（断面積変化部）に対応できるよう機能が拡張され[4]，通常の山岳トンネルだけでなく，複雑な管路網を形成する地下鉄道においてもトンネル内圧力変動を予測することができ，実用的なツールとして利用されている．

山本の数値シミュレーションでは計算を簡略化するために，列車速度が音速より小さくトンネル内の圧力変動が大気圧に比べて十分小さいと仮定し，密度と音速を一定と仮定するとともに列車端などの境界における接続を非圧縮流体として取り扱っている．これは列車のマッハ数 M（$=V/c$，V：列車速度，c：音速）の二乗以上の項を無視することに相当する．山本の時代には 250km/h（マッハ数は約 0.2）以下であった新幹線の最高速度は近年では 300km/h を越え，さらに 350km/h（マッハ数約 0.3）レベルを目指しており，さらに磁気浮上式鉄道では 500km/h（マッハ数約 0.4）での走行を計画している．このためトンネル内圧力変動はこれまで以上に大きくなるとともに，マッハ数の増加のために従来の山本の方法で用いた近似精度が低下し，誤差が大きくなる傾向にある．また，列車速度の向上によって，一次元流れの数値シミュレーションで無視した先頭部・後尾部周りの圧力場による圧力変動が無視できない程度に大きくなりうる．すなわち，一次元流れによる数値シミュレーションでは，列車通過時にホームドアや対向列車の車体などの列車近傍に作用する荷重（圧力）を過小評価することになり，これらを精度良く予測するためには，三次元的な現象である先頭部・後尾部周りの圧力場による圧力変動も考慮した数値シミュレーションが必要となる．

そこで，本章では 350km/h 以上の高速列車に対しても精度良くトンネル内圧力変動を予測できる数値シミュレーション手法を提示する．まず，流れの圧縮性をより厳密に取り扱った一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションについて述べる．Woods らも同様の手法による計算を行っている[5]が，対象となるトンネルは断面積が一定の単純なトンネルであり，枝坑などの分岐やトンネルの断面積変化には対応していない．本章で提示する数値シミュレーションは実在の多様なトンネルに適応できるよう，地下駅など断面積が不連続に変化する部分や，枝坑などの分岐部も考慮した実用性の高いものである．

つぎに，列車通過時の圧力変動の予測精度向上のために列車先頭部・後尾部周りの三次元的な圧力場による影響を考慮した，簡便で実用的な数値シミュレーション手法について述べる．列車通過時の圧力変動の数値シミュレーションについては，三次元 CFD による大規模な計算の他に，明かり区間（トンネルでない区間）を対象にポテンシャル理論に基づく流体力学モデルや三次元境界要素法による数値シミュレーションなどの簡便な方法が多数提案されている[6)-8)]．これに対し，トンネル内における列車通過時圧力変動については大規模な三次元 CFD による計算が中心である[9)-11)]が，三次元 CFD によってトンネル内圧力変動を計算するためには，車両などの複雑な形状の周りに計算格子を作成しなければならない．また，全長数百 m の列車に比べて長大な数 km におよぶトンネル内を往復する圧力波を計算するためには，列車周りだけでなくトンネル全体に計算格子が必要となり，結果として多くの計算時間を要

する．本章で提示する数値シミュレーション手法は，より計算コストの少ない実用的な手法であることを目的に，Howe の理論 [12]にもとづいて車両中心軸上に分布させたわき出しで列車先頭部または後尾部をモデル化したもので，先頭部・後尾部周りの流れ場を三次元非圧縮性ポテンシャル流れとして差分法によって解く．その際，一次元圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションによって求めた解を前方および後方の境界条件に用いることで，ピストン効果や圧力波によって誘起される流速と圧力の影響を考慮する．

２．２　一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーション

2.2.1　基礎方程式

トンネル内流れを一次元流れとして取り扱い，図 2.3 に示すようにトンネル入口を x=0，出口を x=L とする．また，枝坑（トンネル内の分岐坑）は本坑からの分岐点を y=0 とし，枝坑口を y=L'とする．

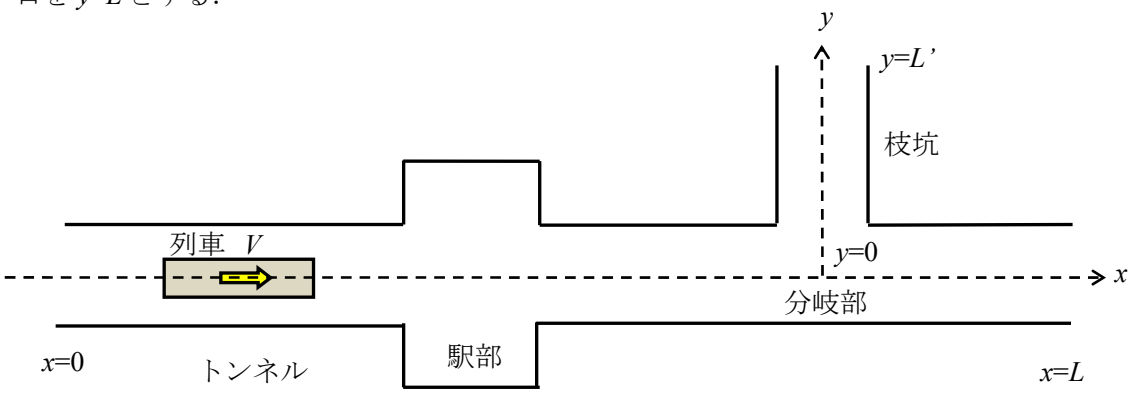


図２．３　座標系

このとき，一次元非定常圧縮性流れの基礎方程式は質量，運動量，エネルギーの保存則から，以下のように示される [1)2)].

$$\frac{D\rho}{Dt}+\rho\frac{\partial u}{\partial x}=0 \tag{2.1}$$

$$\frac{Du}{Dt}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+f \tag{2.2}$$

$$\frac{Ds}{Dt}=\frac{1}{\rho T}\frac{\partial}{\partial x}\left(\kappa\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\psi}{T} \tag{2.3}$$

ここで,

$$\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+u\frac{\partial}{\partial x} \tag{2.4}$$

であり, x：距離，t：時間，ρ：空気密度，u：流速（トンネル軸方向），p：圧力，s：エントロピー，T：絶対温度，κ：熱伝導率，f と ψ はトンネル壁面や列車側面との摩擦による外力項であり，またトンネル壁面は断熱壁と仮定している．ここで，式(2.3)の左辺第 1 項を第 2

項に比べて小さいとして無視（κ=0）すると，

$$\frac{Ds}{Dt} = \frac{\gamma R_{gass}}{c^2}\psi \tag{2.5}$$

が得られる．ここで，c：音速，γ：比熱比，R_{gass}：気体定数である．シミュレーションで使用する基礎方程式は(2.1)，(2.2)，(2.5)である．

摩擦による外力は列車の存在する場所と存在しない場所で異なり，以下の様に示される [1)2)].

・列車が存在しない区間,

$$f = -\frac{\lambda}{2d}u|u| \tag{2.6}$$

$$\psi = \frac{\lambda}{2d}|u|^{\,3} \tag{2.7}$$

・列車が存在する区間,

$$f = -\frac{\lambda}{2d}\frac{1}{1-R}u|u| - \frac{\lambda'}{2d'}\frac{R}{1-R}(u-V)|u-V| \tag{2.8}$$

$$\psi = \frac{\lambda}{2d}\frac{1}{1-R}|u|^3 + \frac{\lambda'}{2d'}\frac{R}{1-R}|u-V|^3 \tag{2.9}$$

ここで，R：列車・トンネル断面積比（＝列車断面積／トンネル断面積），V：列車速度，d：トンネル水力直径（4×断面積／周長），d'：列車水力直径，λ：トンネル壁面の水力学的摩擦係数（ダルシー摩擦係数），λ'：列車側面の水力学的摩擦係数である．

2.2.2　境界条件

(1)　トンネル坑口境界 [1)2)]

トンネル坑口での境界条件は定常モデルによって，流出の場合は圧力が大気圧に等しいとし，流入の場合はエネルギーが保存され，坑口で圧力損失があるとする．

・流出の場合

$$p = p_{ext} \tag{2.10}$$

・流入の場合

$$\frac{c^2}{\gamma-1} + \frac{u^2}{2} = \frac{{c_{ext}}^2}{\gamma-1} \tag{2.11}$$

$$\frac{P_{ext} - P}{1/_2\,\rho_{ext}u^2} = C_{\mathrm{LP}} \tag{2.12}$$

また，トンネル終端にある地下駅のようにトンネル坑口が閉鎖している場合は以下の条件を適用する．

・閉鎖の場合

$$u = 0 \tag{2.13}$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = 0 \tag{2.14}$$

ここで，P：全圧，C_{LP}：坑口での圧力損失係数，添え字の ext はトンネル外の状態（静止大気）を示す．また，よどみ状態を添え字 0 で示すと，全圧 P はエントロピーs と以下の関係がある．

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{s - s_0}{R_{gass}}\right) = P_{\mathrm{ext}} \exp\left(\frac{s_{ext} - s}{R_{gass}}\right) = p_{\mathrm{ext}} \exp\left(\frac{s_{ext} - s}{R_{gass}}\right) \qquad \because u_{ext} = 0 \tag{2.15}$$

(2)　列車端境界 [1)2)]

列車端部は流路断面積が不連続に変化する境界として取り扱うことができ，列車前方（後尾部の場合は後方）と列車側方の間を，列車固定座標において質量保存則，エネルギー保存則，圧力損失の関係式で接続する．

・先頭部

$$\rho'(1 - R)(u' - V) = \rho(u - V) \tag{2.16}$$

$$\frac{c'^2}{\gamma - 1} + \frac{(u' - V)^2}{2} = \frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{(u - V)^2}{2} \tag{2.17}$$

$$P - P' = \frac{C_{\mathrm{Lh}}}{2} \rho'(u' - V)^2 \tag{2.18}$$

・後尾部

$$\rho'(1 - R)(u' - V) = \rho(u - V) \tag{2.19}$$

$$\frac{c'^2}{\gamma - 1} + \frac{(u' - V)^2}{2} = \frac{c^2}{\gamma - 1} + \frac{(u - V)^2}{2} \tag{2.20}$$

$$P' - P = \frac{C_{\mathrm{Lt}}}{2} \rho'(u' - V)^2 \tag{2.21}$$

(3)トンネル断面積変化部

地下駅とトンネル本坑の接続部などトンネル断面積が不連続に変化する境界点の取り扱いは，図 2.4 に示すように境界点を挟んだ P 側と Q 側で，質量保存則，エネルギー保存則，圧力損失の関係式から以下のような境界条件を与える．なお，P 側断面積の方が Q 側断面積より小さいとし（$A_P < A_Q$），C_{Lw}，C_{Ln} はそれぞれ急拡大（$u_{\mathrm{P}} > 0$），急縮小（$u_{\mathrm{P}} < 0$）の損失係数である．

$$\rho_{\mathrm{P}} u_{\mathrm{P}} A_{\mathrm{P}} = \rho_{\mathrm{Q}} u_{\mathrm{Q}} A_{\mathrm{Q}} \tag{2.22}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{P}}}^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{Q}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{Q}}}^2}{2} \tag{2.23}$$

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{C_{\mathrm{Lw}}}{2} \rho_{\mathrm{P}} {\mathrm{u}_{\mathrm{P}}}^2 \qquad (u_{\mathrm{P}} > 0) \tag{2.24}$$

$$P_{\mathrm{Q}} - P_{\mathrm{P}} = \frac{C_{\mathrm{Ln}}}{2} \rho_{\mathrm{P}} {\mathrm{u}_{\mathrm{P}}}^2 \qquad (u_{\mathrm{P}} < 0) \tag{2.25}$$

急拡大，急縮小の損失係数は文献 13)から以下のように与える．

$$C_{\mathrm{Lw}} = \left(1 - \frac{A_{\mathrm{P}}}{A_{\mathrm{Q}}}\right)^2 \qquad (u_{\mathrm{P}} > 0,\ \text{急拡大}) \tag{2.26}$$

$$C_{\mathrm{Ln}} = C_{\mathrm{Lp}} \left\{1 - \left(\frac{A_{\mathrm{P}}}{A_{\mathrm{Q}}}\right)^2\right\} \qquad (u_{\mathrm{P}} < 0,\ \text{急縮小}) \tag{2.27}$$

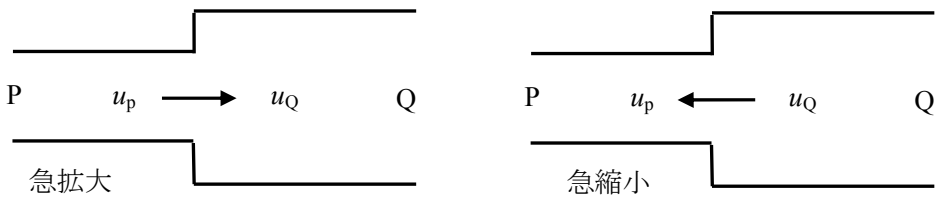


図２．４　急拡大・急縮小流れ

(4)　分岐・合流部

トンネル本坑と枝坑の接続部は流れが分岐または合流する境界点となる．図 2.5 にトンネル本坑と枝坑の分岐点における流れの分岐と合流の例を示す．添え字 P，Q は分岐部を挟んだトンネル本坑の点，R は枝坑側の点，*Cij* は i 点から j 点への分岐・合流に伴う圧力損失係数である．境界点では質量保存則，エネルギー保存則，圧力損失の関係式によって接続を行う．エネルギー保存則については，分岐の場合は分岐前の単位質量当たりのエネルギーがそれぞれの方向に保存されるとし，合流の場合は合流前後の総エネルギーが保存されるとした．

・分岐（P 点側から Q，R 点側への分岐）の場合

$$\rho_{\mathrm{P}} u_{\mathrm{P}} A_{\mathrm{P}} = \rho_{\mathrm{Q}} u_{\mathrm{Q}} A_{\mathrm{Q}} + \rho_{\mathrm{R}} u_{\mathrm{R}} A_{\mathrm{R}} \tag{2.28}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{P}}}^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{Q}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{Q}}}^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{R}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{R}}}^2}{2} \tag{2.29}$$

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{C_{\mathrm{PQ}}}{2} \rho_{\mathrm{P}} {\mathrm{u}_{\mathrm{P}}}^2 \tag{2.30}$$

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{R}} = \frac{C_{\mathrm{PR}}}{2} \rho_{\mathrm{P}} {\mathrm{u}_{\mathrm{P}}}^2 \tag{2.31}$$

・合流（P，R 点側から Q 点側への合流）の場合

$$\rho_{\mathrm{P}} u_{\mathrm{P}} A_{\mathrm{P}} + \rho_{\mathrm{R}} u_{\mathrm{R}} A_{\mathrm{R}} = \rho_{\mathrm{Q}} u_{\mathrm{Q}} A_{\mathrm{Q}} \tag{2.32}$$

$$\rho_{\mathrm{P}} u_{\mathrm{P}} A_{\mathrm{P}} \left(\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{P}}}^2}{2}\right) + \rho_{\mathrm{R}} u_{\mathrm{R}} A_{\mathrm{R}} \left(\frac{{c_{\mathrm{R}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{R}}}^2}{2}\right) = \rho_{\mathrm{Q}} u_{\mathrm{Q}} A_{\mathrm{Q}} \left(\frac{{c_{\mathrm{Q}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{Q}}}^2}{2}\right) \tag{2.33}$$

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{C_{\mathrm{PQ}}}{2} \rho_{\mathrm{Q}} {\mathrm{u}_{\mathrm{Q}}}^2 \tag{2.34}$$

$$P_{\mathrm{R}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{C_{\mathrm{RQ}}}{2}\,\rho_{\mathrm{Q}}\mathrm{u_Q}^2 \tag{2.35}$$

分岐・合流に伴う圧力損失係数は各管に流れる流量の関数となり[13)]，流れのパターンは図2.6のように6種類に分類され，文献(4)にしたがって損失係数をそれぞれ以下のように与える（詳細は付録を参照）．ここで，m は本坑・枝坑の断面積比で，本坑のP点側とQ点側の断面積は同じとする（$m=A_{\mathrm{P}}/A_{\mathrm{R}}=A_{\mathrm{Q}}/A_{\mathrm{R}}\equiv A/A_{\mathrm{R}}$）．

・パターンA

$$C_{\mathrm{PQ}} = 0.4\left(\frac{u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}}{u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}}\right)^2 \tag{2.36}$$

・パターンB

$$C_{\mathrm{PQ}} = \sqrt{m}\frac{|u_{\mathrm{R}}|A_{\mathrm{R}}}{|u_{\mathrm{Q}}|A_{\mathrm{Q}}} - 0.5\sqrt{m}\left(\frac{u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}}{u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}}\right)^2 \tag{2.37}$$

・パターンC

$$C_{\mathrm{PR}} = 0.3m^2 + 0.7 - (0.6m^2 + 0.6m)\frac{|u_{\mathrm{Q}}|A_{\mathrm{Q}}}{|u_{\mathrm{P}}|A_{\mathrm{P}}} + (0.3m^2 + 0.6m + 0.3)\left(\frac{u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}}{u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}}\right)^2 \tag{2.38}$$

・パターンD

$$C_{\mathrm{PR}} = 0.3 + \frac{0.7}{m^2} - \frac{1.4}{m^2}\frac{|u_{\mathrm{Q}}|A_{\mathrm{Q}}}{|u_{\mathrm{R}}|A_{\mathrm{R}}} + \frac{1}{m^2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}}{u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}}\right)^2 \tag{2.39}$$

・パターンE

$$C_{\mathrm{RQ}} = 0.8 + \frac{0.2}{m^2} - \frac{0.5}{m\sqrt{m}}\left(\frac{u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}}{u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}}\right)^2 \tag{2.40}$$

・パターンF

$$C_{\mathrm{RQ}} = 0.8m^2 + 0.2 - (1.4m^2 - 1.4)\frac{|u_{\mathrm{P}}|A_{\mathrm{P}}}{|u_{\mathrm{Q}}|A_{\mathrm{Q}}} + (0.6m^2 - 2.6)\left(\frac{u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}}{u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}}\right)^2 \tag{2.41}$$

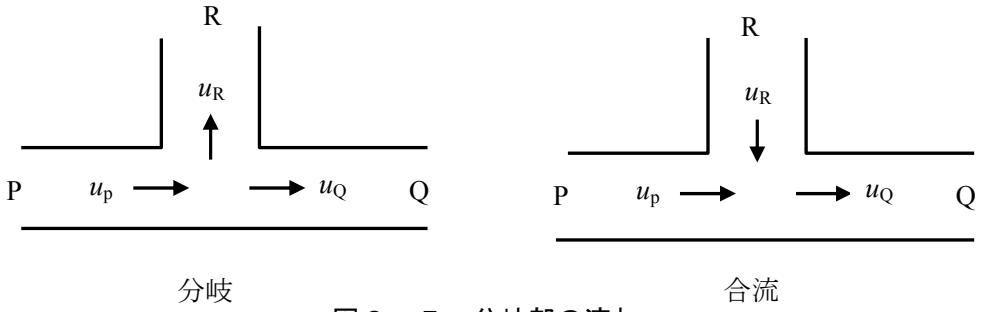


図２．５　分岐部の流れ

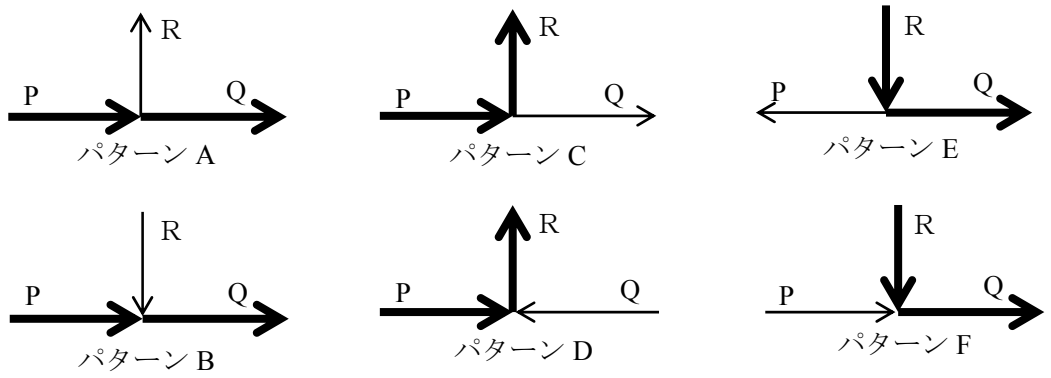


図２．６　分岐・合流部での圧力損失のパターン

2.2.3　数値計算方法

トンネル内流れのような管路内の非定常一次元圧縮性流れの数値計算では特性曲線法を用いるのが一般的である．本手法でも流速 u，音速 c，エントロピーs を未知数として特性曲線法によって計算する．そこで，エントロピーs と密度 ρ，圧力 p の以下の関係式を用いて基礎方程式である(2.1)(2.2)を変形する [14)1)2)].

$$d\rho = \frac{2\rho}{(\gamma-1)c}dc - \frac{\rho}{R_{gass}}ds \tag{2.42}$$

$$dp = \frac{2\gamma p}{(\gamma-1)c}dc - \frac{p}{R_{gass}}ds \tag{2.43}$$

式(2.1)に式(2.42)を，式(2.2）に式(2.43)を代入すると，

$$\frac{2}{\gamma-1}\frac{Dc}{Dt} - \frac{c}{R_{gass}}\frac{Ds}{Dt} + c\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \tag{2.44}$$

$$\frac{Du}{Dt} + c\left(\frac{2}{\gamma-1}\frac{\partial c}{\partial x} - \frac{c}{\gamma R_{gass}}\frac{\partial s}{\partial x}\right) = f \tag{2.45}$$

式(2.44)と(2.45)の両辺の和と差をとり，式(2.5)の関係を用いると，

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial}{\partial x}\right]\left[\frac{2c}{\gamma-1} \pm u\right] - \frac{c}{\gamma R_{gass}}\left[\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial}{\partial x}\right]s$$

$$= \pm f + \frac{\gamma-1}{c}\psi \quad (\text{複合同順}) \tag{2.46}$$

が得られる．ここで，エントロピーs に関する関係式

$$ds = s_2 - s_1 = \frac{R_{gass}}{\gamma-1}\left(\ln\frac{p_2}{p_1} - \ln\frac{{\rho_2}^{\gamma}}{{\rho_1}^{\gamma}}\right) = \frac{R_{gass}}{\gamma-1}\left(\ln\frac{p_2}{{\rho_2}^{\gamma}} - \ln\frac{p_1}{{\rho_1}^{\gamma}}\right) \tag{2.47}$$

より，次式で定義される S を導入する．

$$S \equiv \frac{1}{\gamma-1}\left(\ln\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right) \tag{2.48}$$

ここで，式(2.47)より，

$$ds = R_{gass} dS \tag{2.49}$$

なる関係がある．式(2.46)，(2.5)の s を S に書き換えると，

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial}{\partial x}\right]\left[\frac{2c}{\gamma - 1} \pm u\right] - \frac{c}{\gamma}\left[\frac{\partial}{\partial t} + (u \pm c)\frac{\partial}{\partial x}\right] S = \pm f + \frac{\gamma - 1}{c}\psi \quad \text{（複合同順）} \tag{2.50}$$

$$\frac{DS}{Dt} = \frac{\gamma}{c^2}\psi \tag{2.51}$$

となる．

(2.50)と(2.51)は，以下のことを意味する．

・特性曲線C_+: $dx/dt = u + c$に沿って，

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{2c}{\gamma - 1} + u\right] - \frac{c}{\gamma}\frac{dS}{dt} = f + \frac{\gamma - 1}{c}\psi \tag{2.52}$$

・特性曲線C_-: $dx/dt = u - c$に沿って，

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right] - \frac{c}{\gamma}\frac{dS}{dt} = -f + \frac{\gamma - 1}{c}\psi \tag{2.53}$$

・特性曲線C_0: $dx/dt = u$に沿って，

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\gamma}{c^2}\psi \tag{2.54}$$

よって基礎方程式(2.1)，(2.2)，(2.5)の代わりに式(2.52)～(2.54)の常微分方程式を解く．計算では，トンネルを一定の距離 Δx 毎に区切って格子点を決め，各格子点の時刻 t における u，c，S の値を既知とし，それらを用いて時刻 $t+\Delta t$ の値を求めることになる．

2.2.4 トンネル内点での計算手順

2.2.2 で述べた境界点以外の通常の格子点における特性曲線を図 2.7 に示す．

式(2.52)～(2.54)をそれぞれの特性曲線に沿って積分すると，以下のようになる．

$$\left[\frac{2c}{\gamma - 1} + u\right]_{\mathrm{P}} - \left[\frac{2c}{\gamma - 1} + u\right]_{\mathrm{A}} = \frac{c_{\mathrm{X}}}{\gamma}(S_{\mathrm{P}} - S_{\mathrm{A}}) + \left[f + \frac{\gamma - 1}{c}\psi\right]_{\mathrm{X}}(t_{\mathrm{P}} - t_{\mathrm{A}}) \equiv I^{+} \tag{2.55}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{P}} - \left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{B}} = \frac{c_{\mathrm{Y}}}{\gamma}(S_{\mathrm{P}} - S_{\mathrm{B}}) + \left[-f + \frac{\gamma - 1}{c}\psi\right]_{\mathrm{Y}}(t_{\mathrm{P}} - t_{\mathrm{B}}) \equiv I^{-} \tag{2.56}$$

$$S_{\mathrm{P}} - S_{\mathrm{C}} = \gamma\left[\frac{\psi}{c^2}\right]_{\mathrm{Z}}(t_{\mathrm{P}} - t_{\mathrm{C}}) \equiv I^{0} \tag{2.57}$$

式(2.55)～(2.57)によって，時刻 $t+\Delta t$ の格子点 P（$x=x_{\mathrm{j}}$）における未知数 u，c，S を，時刻 t，座標 $x-\Delta x_{\mathrm{j}}$，x_{j}，$x+\Delta x_{\mathrm{j}}$ の各格子点における u，c，S から求める（図 2.7 参照）．ここで，Δt：時間ステップ，Δx：格子点間隔である．その際，図 2.7 のように格子点 P を通る特性曲線を 1 ステップ遡った点（A，B，C）は通常は格子点と一致しないため，隣接する格子点の値を用いて内挿する必要がある．また，点 A，B，C の座標を決定するためには中点 X，Y，Z にお

ける u と c の値が必要となるが，それらは格子点 P と点 A，B，C の平均値として近似するために，未知である点 P における u と c の値が必要となる．そこで，以下のような繰り返し計算を行うこととする．

①全ての格子点におけるクーラン数が 1 以下になるように時刻 t における c と u から Δt_N を以下の式で決定する．

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{\max\left(|c+u|_i, |-c+u|_i\right)} \qquad for\ all\ i \tag{2.58}$$

②点 P(x，t_N+Δt)における u，c，S の値として時刻 t の値を代入し，点 A の座標を x–Δx，点 B の座標を x+Δx，点 C の座標を x と仮定する．

③点 P(x，t+Δt)と点 A，B，C における値から，それぞれの平均値として点 X，Y，Z における値を求める．

④③で求めた点 X，Y，Z における u と c から各特性曲線の傾きを求め，点 A，B，C の座標を決定する．

⑤④で求まった点 A，B，C における u，c，S を，時刻 t における格子点座標 x–Δx_j，x_j，x +Δx_j の値を線形補間することで求める．

⑥⑤で求めた点 A，B，C における u，c，S から，式(2.55)～(2.57)を用いて点 P(x，t_N+Δt)における u，c，S を求める．

⑦③に戻る．

上記の手順を，一定回数実施することで時刻 t_N+Δt の値を予測する．実際の計算では繰り返し回数を 4 回とした．これ以上繰り返し回数を増やしても結果はほとんど変わらなかった．

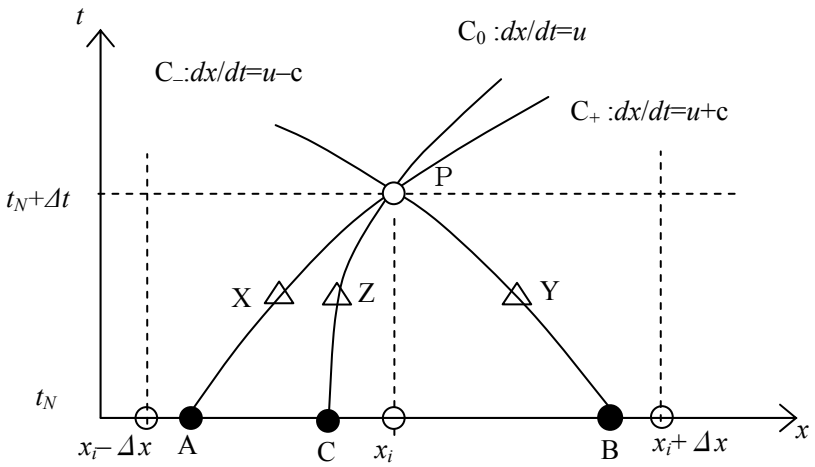


図２．７　トンネル内点の特性曲線

2.2.5　境界点での計算手順

(1)　トンネル坑口

トンネル坑口では式(2.55)～(2.57)の特性式のうち必要なものと, 式(2.10)～(2.14)で示されるトンネル坑口での境界条件式を組み合わせる．ここではトンネル左端の開口端を例として,

図 2.8 に特性曲線を示す．トンネル右端についても同様の考え方で特性式と境界条件式を連立させればよい．

・流出条件

流出の場合は図 2.8 のように特性曲線が 2 本あることから，式(2.56)(2.57)より，

$$S_{\mathrm{P}} = S_{\mathrm{C}} + I^{0} \tag{2.59}$$

$$u_{\mathrm{P}} = \frac{2c_{\mathrm{P}}}{\gamma - 1} - \left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{B}} - I^{-} \tag{2.60}$$

が得られる．また，式(2.43)と境界条件式(2.10)より，

$$S_{\mathrm{P}} - S_{\mathrm{ext}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\ln\left(\frac{c_{\mathrm{P}}}{c_{ext}}\right)^{2} \tag{2.61}$$

すなわち，

$$c_{\mathrm{P}}{}^{2} = c_{ext}{}^{2}\exp\left[\frac{\gamma - 1}{\gamma}(S_{\mathrm{P}} - S_{\mathrm{ext}})\right] \tag{2.62}$$

が得られる．ここで，式(2.48)と音速の関係式 $c^{2} = \gamma p/\rho$より，

$$c_{\mathrm{ext}}{}^{2}\exp\left[-\frac{\gamma - 1}{\gamma}S_{\mathrm{ext}}\right] = \gamma(p_{ext})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{2.63}$$

となり，これを式（2.62）に代入すると以下の境界条件式が得られる．

$$c_{\mathrm{P}}{}^{2} = \gamma(p_{ext}e^{S_{\mathrm{P}}})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{2.64}$$

式(2.59)，(2.60)，(2.64)を連立させると，点 P における未知数 u_{p}，c_{p}，S_{p} が求まる．

・流入条件

流入の場合は図 2.8 のように特性曲線は 1 本であり, 式(2.56)と境界条件式(2.11)を連立させると，点 P における未知数 $u_{\mathrm{P}}(\geq 0)$，c_{p} は以下のように求まる．

$$u_{\mathrm{P}} = \frac{(1-\gamma)\left[\frac{2c}{\gamma-1} - u\right]_{\mathrm{P}} + \sqrt{(\gamma-1)^{2}\left[\frac{2c}{\gamma-1} - u\right]_{\mathrm{P}}^{2} - (\gamma+1)\left\{(\gamma-1)\left[\frac{2c}{\gamma-1} - u\right]_{\mathrm{P}}^{2} - \frac{4c_{\mathrm{ext}}{}^{2}}{\gamma-1}\right\}}}{\gamma+1} \tag{2.65}$$

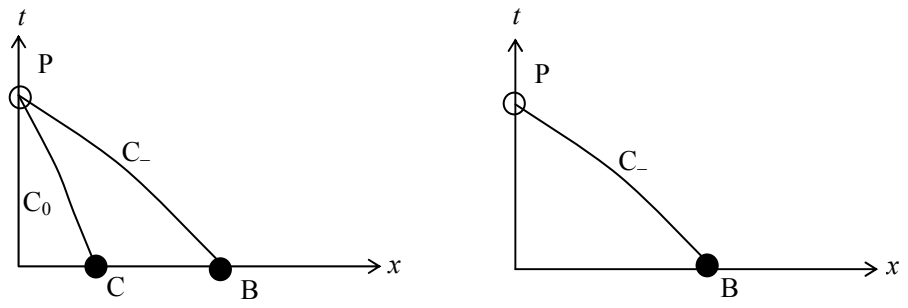
$$c_{\mathrm{P}} = \frac{\gamma - 1}{2}\left\{\left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{P}} + u_{\mathrm{P}}\right\} \tag{2.66}$$

ただし，

$$\left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{P}} = \left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_{\mathrm{B}} + I^{-} \tag{2.67}$$

である．式(2.15)と音速の関係式 $c^{2} = \gamma p/\rho$を代入することにより，全圧損失に関する境界条件式(2.12)は以下に示すエントロピーに関する境界条件式に変形でき，s_{p} が求まる．

$$S_{\mathrm{P}} = S_{\mathrm{ext}} - \ln\left(1 - C_{LP}\frac{1}{2}\frac{\gamma}{c_{\mathrm{ext}}{}^{2}}u_{\mathrm{P}}{}^{2}\right) \tag{2.68}$$



(a)　流出条件（u_p<0）　　(b)　流入条件（u_p≧0）

図２．８　トンネル坑口（左端）での特性曲線

(2)　列車端部

トンネル内点における列車端境界では式(2.55)～(2.57)の特性式と列車端境界の接続式である式(2.16)～(2.18)または式(2.19)～(2.21)を連立させる．なお，1 時間ステップ内では列車速度は $V>0$ で一定とする．ここでは例として列車先頭部境界における特性曲線を図 2.9 に示す．点 P は列車の存在する側，点 Q は列車の存在しない側の境界点である．列車速度 V と特性曲線 C_0 上の移流速度である流速 u_P，u_Q の大小関係によって場合分けする必要がある．列車固定座標における質量保存則から，大小関係は図 2.9 に示した 2 パターンのみであり，例えば $u_P<V$ かつ $u_Q>V$ などはあり得ない．

列車後尾部についても同様の考え方で特性式と境界条件式を連立させればよい．

(a)　$u_p \leq V$，$u_Q \leq V$ の場合

図 2.9(a)に示されるとおり，点 A は列車が存在する側，点 B，C は存在しない側にある．このことを踏まえて特性曲線上での関係式と列車先頭部における接続式である式(2.16)～(2.18)を連立させると，

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{P}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{A}}=I^{+} \tag{2.69}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{Q}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{B}}=I^{-} \tag{2.70}$$

$$S_{\mathrm{Q}}-S_{\mathrm{C}}=I^{0} \tag{2.71}$$

$$\rho_{\mathrm{P}}(1-R)(u_{\mathrm{P}}-V)=\rho_{\mathrm{Q}}(u_{\mathrm{Q}}-V) \tag{2.72}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{P}}-V)^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{Q}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{Q}}-V)^2}{2} \tag{2.73}$$

$$S_{\mathrm{P}}-S_{\mathrm{Q}}=\ln\left(1+\frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_{\mathrm{P}}-V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{P}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.74}$$

となる．これらは非線形連立方程式となるが，反復法による IMSL の数値計算ライブラリ（NEQNF）によって解く．

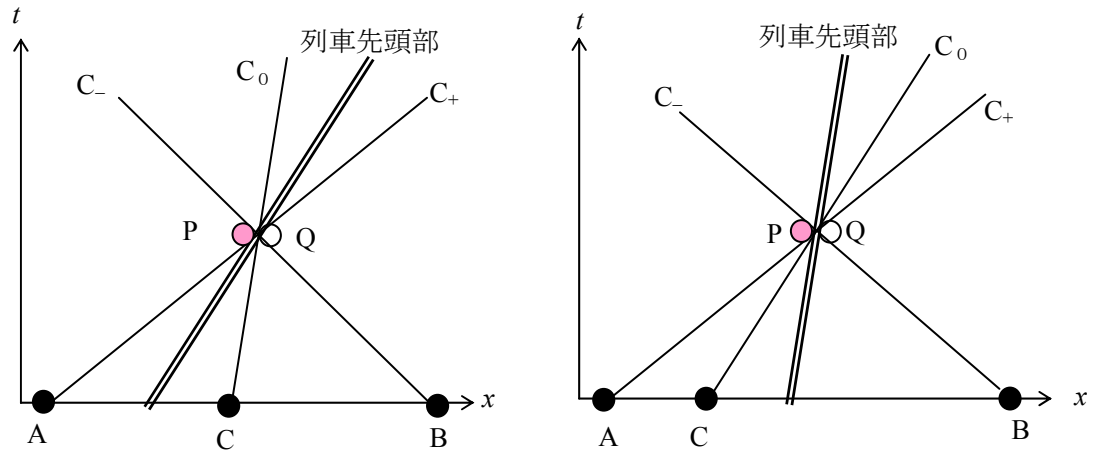
(b)　$u_p>V$，$u_Q>V$ の場合

この場合は図 2.9(b)に示されるとおり，点 C が列車の存在する側になる．また，列車速度が流速より小さく，流れが列車を追い越すことになるので，境界における接続式は列車後部部のもの（式(2.19)から(2.21)）を用いる．したがって，式(2.71)(2.74)の代わりに，

$$S_\mathrm{P} - S_\mathrm{C} = I^0 \tag{2.75}$$

$$S_\mathrm{P} - S_\mathrm{Q} = \ln\left(1 - \frac{C_\mathrm{Lt}(u_\mathrm{P} - V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}c_\mathrm{P}{}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.76}$$

を用いる．



(a)　$u_p<V$，$u_Q<V$

(b)　$u_p>V$，$u_Q>V$

図２．９　列車先頭部における特性曲線

(3)　トンネル断面積変化部

トンネル断面積変化部では式(2.55)～(2.57)の特性式と境界接続式である式(2.22)～(2.25)を連立させる．トンネル断面積変化部での特性曲線を図 2.10 に示す．流速 u_P と u_Q の正負（質量保存則により両者は同符号）によって特性曲線の配置は 2 パターンある．

(a)　$u_p\geq 0$，$u_Q\geq 0$ の場合

この場合，点 C は P 側に存在するので特性曲線上の関係式は以下のようになる．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_\mathrm{P} - \left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_\mathrm{A} = I^+ \tag{2.77}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_\mathrm{Q} - \left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_\mathrm{B} = I^- \tag{2.78}$$

$$S_\mathrm{P} - S_\mathrm{C} = I^0 \tag{2.79}$$

これに境界での接続式として，

$$\rho_\mathrm{P}u_\mathrm{P}A_\mathrm{P} = \rho_\mathrm{Q}u_\mathrm{Q}A_\mathrm{Q} \tag{2.80}$$

$$\frac{{c_\mathrm{P}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_\mathrm{P}}^2}{2}=\frac{{c_\mathrm{Q}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_\mathrm{Q}}^2}{2} \tag{2.81}$$

$$S_\mathrm{P}-S_\mathrm{Q}=\ln\left(1-\frac{C_\mathrm{Lw}{u_\mathrm{P}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_\mathrm{P}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_\mathrm{P}<A_\mathrm{Q}) \tag{2.82}$$

$$S_\mathrm{Q}-S_\mathrm{P}=\ln\left(1+\frac{C_\mathrm{Ln}{u_\mathrm{Q}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_\mathrm{Q}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_\mathrm{P}>A_\mathrm{Q}) \tag{2.83}$$

を連立させる．

(b)　u_p<0，u_Q<0 の場合

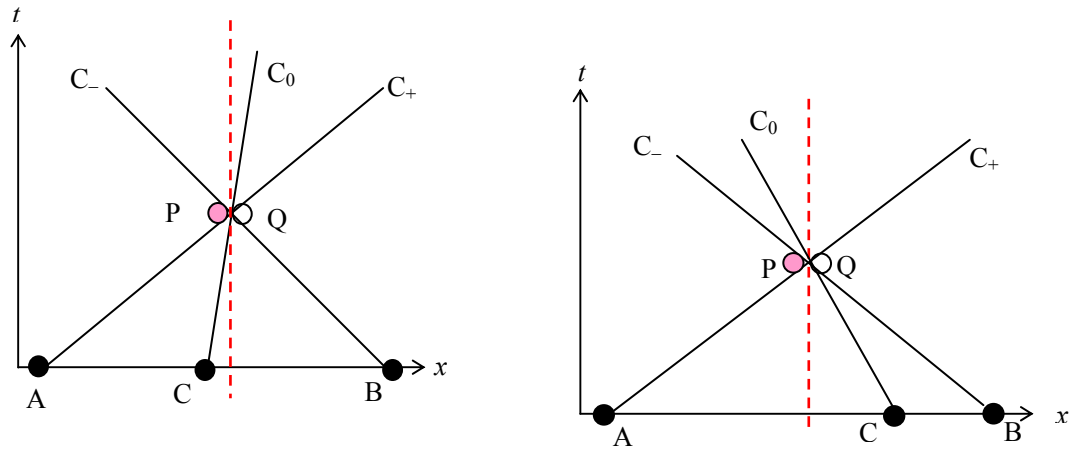
この場合，点 C は Q 側に存在するため，式(2.79)(2.82)(2.83)の代わりに，

$$S_\mathrm{Q}-S_\mathrm{C}=I^0 \tag{2.84}$$

$$S_\mathrm{P}-S_\mathrm{Q}=\ln\left(1+\frac{C_\mathrm{Ln}{u_\mathrm{P}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_\mathrm{P}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_\mathrm{P}<A_\mathrm{Q}) \tag{2.85}$$

$$S_\mathrm{Q}-S_\mathrm{P}=\ln\left(1-\frac{C_\mathrm{Lw}{u_\mathrm{Q}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_\mathrm{Q}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_\mathrm{P}>A_\mathrm{Q}) \tag{2.86}$$

を用いる．



(a)　u_p≥0，u_Q≥0　　(b)　u_p<0，u_Q<0

図２．１０　トンネル断面積変化部における特性曲線

(4)　分岐・合流部

本坑と枝坑の接続部においては流れの方向によって分岐または合流いずれの接続式を用いるか，また，特性曲線 C_0 がどちら側に存在するかが異なるため，連立させる関係式に違いが生じる．流れのパターンを図 2.11 に示す．流れのパターンは図 2.11 に示した 6 パターンであり，ここでは分岐・合流それぞれの代表例として，u_p≥0，u_Q≥0，u_R≥0（図 2.11(a)）と u_p≥0，u_Q≥0，u_R<0（図 2.11(d)）について示す．他のパターンについても同様の考え方で定式化できる．

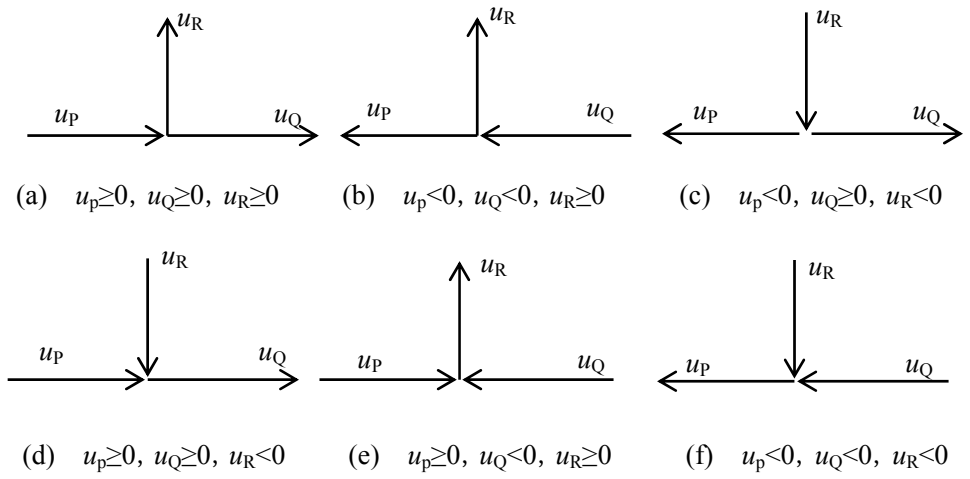


図２．１１　分岐・合流部における流れのパターン

(a)　$u_p \geq 0$，$u_Q \geq 0$，$u_R \geq 0$ の場合

この条件での特性曲線を図 2.12 に示す．この場合は分岐流れとなるので，以下に示す特性式と分岐流れの境界における接続式（式(2.28)～(2.31)）を連立させる．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{P}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{A}}=I^{+} \tag{2.87}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{Q}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{B}}=I^{-} \tag{2.88}$$

$$S_{\mathrm{P}}-S_{\mathrm{C}}=I^{0} \tag{2.89}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{R}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{D}}=I'^{-} \tag{2.90}$$

ここで，I'^{-} はI^{-}の列車なし条件と同様の式で示される．さらに，境界接続式として，

$$\rho_{\mathrm{P}}u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}-\rho_{\mathrm{Q}}u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}-\rho_{\mathrm{R}}u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}=0 \tag{2.91}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{P}}}^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{Q}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q}}}^2}{2} \tag{2.92}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{P}}}^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{R}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{R}}}^2}{2} \tag{2.93}$$

また，接続式のうち全圧損失に関する式(2.30)(2.31)は以下のように書き換えられる．

$$S_{\mathrm{P}}-S_{\mathrm{Q}}=\ln\left(1-\frac{C_{\mathrm{PQ}}{\mathrm{u_P}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{P}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.94}$$

$$S_{\mathrm{P}}-S_{\mathrm{R}}=\ln\left(1-\frac{C_{\mathrm{PR}}{\mathrm{u_P}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{P}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.95}$$

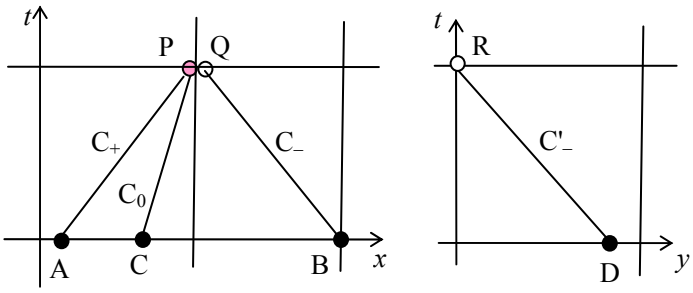


図２．１２　$u_p \geq 0$，$u_Q \geq 0$，$u_R \geq 0$ での特性曲線

(b)　$u_p \geq 0$，$u_Q \geq 0$，$u_R < 0$ の場合

この条件での特性曲線を図 2.13 に示す．この場合は合流流れとなるので，以下に示す特性式と合流流れの境界における接続式（式(2.32)～(2.35)）を連立させる．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{P}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{A}}=I^{+} \tag{2.96}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{Q}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{B}}=I^{-} \tag{2.97}$$

$$S_{\mathrm{P}}-S_{\mathrm{C}}=I^{0} \tag{2.98}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{R}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{D}}=I'^{-} \tag{2.99}$$

$$S_{\mathrm{R}}-S_{\mathrm{E}}=I'^{0} \tag{2.100}$$

ここで, I'^{0} はI^{0}の列車なし条件と同様の式で示される. 境界接続式は以下のように示される.

$$\rho_{\mathrm{P}}u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}-\rho_{\mathrm{Q}}u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}-\rho_{\mathrm{R}}u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}=0 \tag{2.101}$$

$$\rho_{\mathrm{P}}u_{\mathrm{P}}A_{\mathrm{P}}\left(\frac{{c_{\mathrm{P}}}^{2}}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{P}}}^{2}}{2}\right)-\rho_{\mathrm{Q}}u_{\mathrm{Q}}A_{\mathrm{Q}}\left(\frac{{c_{\mathrm{Q}}}^{2}}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q}}}^{2}}{2}\right)-\rho_{\mathrm{R}}u_{\mathrm{R}}A_{\mathrm{R}}\left(\frac{{c_{\mathrm{R}}}^{2}}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{R}}}^{2}}{2}\right)=0 \tag{2.102}$$

$$\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{P}}}{c_{\mathrm{P}}}\right)^{2}\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{P}}-\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q}}}{c_{\mathrm{Q}}}\right)^{2}\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{Q}}=\frac{C_{\mathrm{PQ}}\rho_{\mathrm{Q}}{u_{\mathrm{Q}}}^{2}}{2} \tag{2.103}$$

$$\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{R}}}{c_{\mathrm{R}}}\right)^{2}\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{R}}-\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q}}}{c_{\mathrm{Q}}}\right)^{2}\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{Q}}=\frac{C_{\mathrm{RQ}}\rho_{\mathrm{Q}}{u_{\mathrm{Q}}}^{2}}{2} \tag{2.104}$$

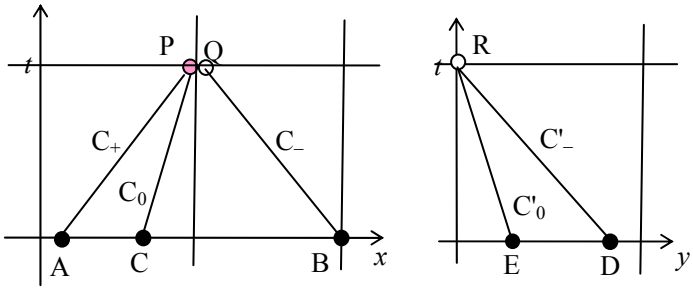


図２．１３　$u_p \geq 0$，$u_Q \geq 0$，$u_R < 0$ での特性曲線

2.2.6　列車境界と他の境界の干渉点での計算手順

(1)　トンネル境界と列車境界

列車先頭部または後尾部のトンネル突入または退出の瞬間は列車端境界とトンネル境界が干渉することになる．列車先頭部，後尾部がトンネルに突入または退出したときの特性線を図 2.14 に示す．

図 2.14(a)は列車先頭部のトンネル突入後の状態を示す．状態 0 は列車先頭部突入時による圧縮波が到達していない状態であり，今回の解析では 1 列車しか考慮していないので，トンネル外部（初期値）と同じ状態（既知）である．状態 1 では圧縮波は通過したが，列車先頭部はまだ到達してない状態，状態 2 は列車先頭部通過後の状態である．状態 0-1 間では前進圧縮波の前後における状態量の変化が等エントロピー変化であるという関係を，状態 1-2 間では列車先頭部での境界接続式（式(2.16)～(2.18)）を，状態 2 とトンネル外部の接続では，列車先頭部突入時の流れが流出条件であることから式(2.10)を，状態 0 と外部の接続はトンネル坑口の条件である式(2.10)または式(2.11)(2.12)を適用し，これらを連立させることで状態 1，2 における未知数 u，c，S を求める．

列車後尾部がトンネルに突入した後の状態を図 2.14(b)に示す．状態 0 は列車後尾部突入による膨張波が到達していない状態である．状態 1 では膨張波は通過したが列車後尾部は到達していない状態，状態 2 は列車後尾部通過後の状態である．後尾部が突入した時にはトンネル坑口の流れは流入となり外部から新鮮な空気が入ってくるため接触面が形成され，流れにのって移動していく．接触面の通過した後が状態 3 である．状態 0-1 間は先頭部の場合と同様，前進波（この場合は膨張波）前後の関係式を，状態 1-2 間は列車後尾部の接続条件である式(2.19)～(2.21)を，状態 2-3 間は接触面前後の関係（流速と圧力が等しい）を，状態 3 とトンネル外部の接続は列車後尾部突入時の流れが流入であることから式(2.11)(2.12)を適用する．状態 0 と外部の関係は，列車先頭部突入の場合と同じである．これらの関係式を連立させることで状態 1，2，3 における未知数を求める．

列車先頭部がトンネルから退出した時の圧力波の状態を図 2.14(c)に示す．状態 0 は列車退出前の状態である．状態 1 では列車先頭部は通過したが，退出に伴う圧縮波はまだ通過していない状態，状態 2 は圧縮波通過後の状態である．また，列車先頭部退出直後のトンネル境界点での流れは流入であり，トンネル外部から新鮮な空気が流れ込むために接触面が形成される．接触面の通過後の状態が状態 3 である．列車突入時と同様に，それぞれの境界において成立する条件式を連立させることで，各状態における未知数を求める．

列車後尾部がトンネルから退出した時の圧力波の状態を図 2.14(d)に示す．状態 0 は列車後尾部がまだ退出していない状態であり，状態 1 が列車後尾部退出後で退出による膨張波が到達していない状態，状態 2 は膨張波が通過後の状態である．これらの境界において成立する条件式を連立させ，各状態の未知数を求める．

ここでは，列車先頭部を例として連立させる関係式を以下に示す．列車後尾部の突入・退出についても同様の考え方で定式化する．

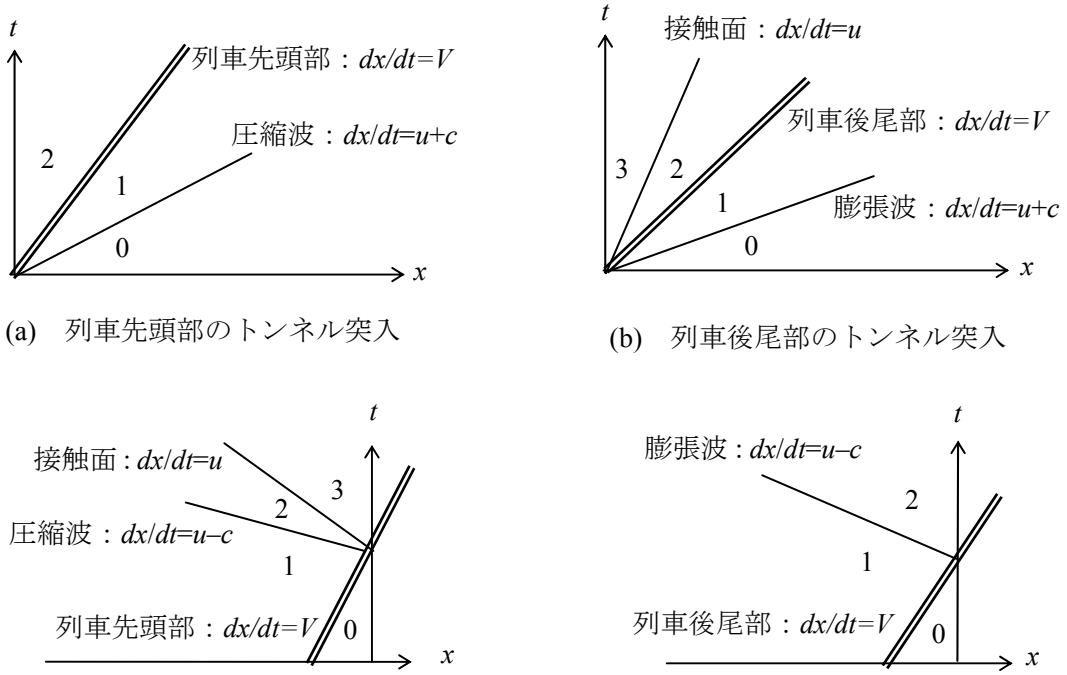


図２．１４　列車のトンネル突入・退出時の特性線

(a)　列車先頭部のトンネル突入

この条件での流れの状態は図 2.14(a)に相当する．状態 0-1 間は前進波の通過による状態量の変化が等エントロピー変化であると仮定し，以下の関係式により接続する．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_0-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_1=0 \tag{2.105}$$

$$S_0-S_1=0 \tag{2.106}$$

状態 1-2 間は列車先頭部の接続条件であるから，以下の関係式で接続する．

$$\rho_1(u_1-V)=\rho_2(1-R)(u_2-V) \tag{2.107}$$

$$\frac{{c_1}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_1-V)^2}{2}=\frac{{c_2}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_2-V)^2}{2} \tag{2.108}$$

$$S_2-S_1=\ln\left(1+\frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_2-V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_2}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.109}$$

状態 2 とトンネル外部の接続は，列車先頭部突入時のトンネル坑口での流れが流出であることから，以下のトンネル坑口境界条件式を用いる．

$${c_2}^2=\gamma(p_{ext}e^{S_2})^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \tag{2.110}$$

状態 0 とトンネル外部の接続条件は列車突入前のトンネル左端の条件を適用すればよい．

(b)　列車先頭部のトンネル退出

この条件での流れの状態は図 2.14(c)に相当する．状態 0-1 間は列車先頭部の接続条件であ

るから，以下の関係式で接続する．

$$\rho_0(u_0 - V) = \rho_1(1 - R)(u_1 - V) \tag{2.111}$$

$$\frac{{c_0}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_0 - V)^2}{2} = \frac{{c_1}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_1 - V)^2}{2} \tag{2.112}$$

$$S_1 - S_0 = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_1 - V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_1}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.113}$$

状態 1-2 間は後進波の通過による状態量の変化が等エントロピー変化であると仮定し，以下の関係式により接続する．

$$\left[\frac{2c}{\gamma - 1} + u\right]_1 - \left[\frac{2c}{\gamma - 1} + u\right]_2 = 0 \tag{2.114}$$

$$S_1 - S_2 = 0 \tag{2.115}$$

状態 2-3 間は接触面であるから，

$$u_2 - u_3 = 0 \tag{2.116}$$

$$p_2 - p_3 = 0 \tag{2.117}$$

状態 3 とトンネル外部の接続は，列車先頭部退出時のトンネル坑口での流れが流入であることから，以下のトンネル坑口境界条件式を用いる．

$$S_3 = S_{\mathrm{ext}} - \ln\left(1 - C_{LP}\frac{1}{2}\frac{\gamma}{{c_{\mathrm{ext}}}^2}{u_3}^2\right) \tag{2.118}$$

$$c_3 = \frac{\gamma - 1}{2}\left\{\left[\frac{2c}{\gamma - 1} - u\right]_3 + u_3\right\} \tag{2.119}$$

状態 0 とトンネル外部の接続条件は列車退出前のトンネル右端の条件を適用すればよい．

(2)　トンネル断面積変化部と列車境界

列車先頭部または後尾部がトンネル断面積変化部を通過する瞬間は，列車端境界とトンネル断面積変化部の境界が干渉することになる．この場合，流速 u の正負および列車速度 V との大小関係によって特性線の位置関係が異なるため場合分けする必要がある．断面積変化部と列車端境界が重なった場合の特性線の例を図 2.15 に示す．列車端境界線と断面積変化部境界によって，P1，P2，Q1，Q2 の 4 つの状態ができる．P1－P2 間及び Q1－Q2 間は断面積変化部の境界条件で接続し，また，P1－Q1，P2－Q2 間は列車端の境界条件で接続する．質量保存側より，u_{P1} と u_{P2}, u_{Q1} と u_{Q2} はそれぞれ同符号である必要があり，さらに，u_{P1}–V と u_{Q1}–V, u_{P2}–V と u_{Q2}–V もそれぞれ同符号とならなければならない．これらを考慮すると，想定されるパターンは表 2.1 に示した 7 種類となる．

ここでは，表 2.1 のうち典型的な例として，列車先頭部についてケース 5 の，後尾部についてケース 6 の定式化を示す．

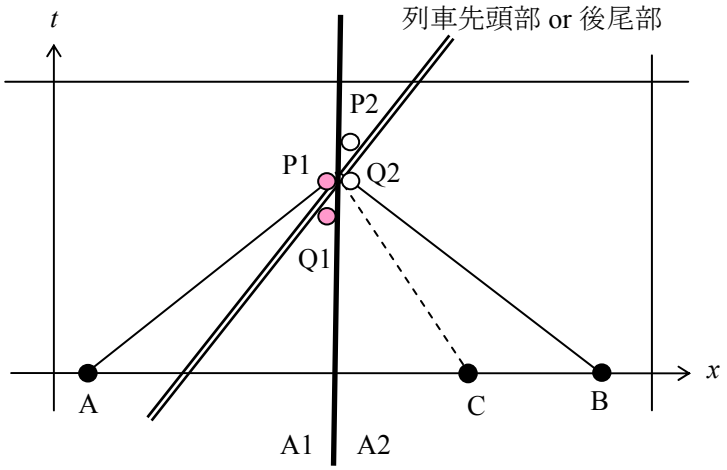


図２．１５　列車のトンネル断面積変化部通過時の特性線の例

表２．１　列車端境界と断面積変化部境界での流れのパターン

P1	Q1	P2	Q2	ケース
$V \leq u_{\mathrm{P1}}$	$V \leq u_{\mathrm{Q1}}$	$V \leq u_{\mathrm{P2}}$	$V \leq u_{\mathrm{Q2}}$	1
		$0 \leq u_{\mathrm{P2}} < V$	$0 \leq u_{\mathrm{Q2}} < V$	2
$0 \leq u_{\mathrm{P1}} < V$	$0 \leq u_{\mathrm{Q1}} < V$	$0 \leq u_{\mathrm{P2}} < V$	$0 \leq u_{\mathrm{Q2}} < V$	3
		$V \leq u_{\mathrm{P2}}$	$V \leq u_{\mathrm{Q2}}$	4
$u_{\mathrm{P1}} < 0$		$u_{\mathrm{P2}} < 0$	$0 \leq u_{\mathrm{Q2}} < V$	5
$0 \leq u_{\mathrm{P1}} < V$	$u_{Q1} < 0$	$0 \leq u_{\mathrm{P2}} < V$	$u_{\mathrm{Q2}} < 0$	6
$u_{\mathrm{P1}} < 0$	$u_{\mathrm{Q1}} < 0$	$u_{\mathrm{P2}} < 0$	$u_{\mathrm{Q2}} < 0$	7

(a)　列車先頭部通過時：ケース５（$u_{\mathrm{P1}} < 0$，$0 \leq u_{\mathrm{Q1}} < V$，　$u_{\mathrm{P2}} < 0$，$0 \leq u_{\mathrm{Q2}} < V$）

この条件での流れの状態を図2.16に示す．点Cの位置より特性線は以下のように示される．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{P1}} - \left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{\mathrm{A}} = I^{+} \tag{2.120}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{Q2}} - \left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{B}} = I^{-} \tag{2.121}$$

$$S_{\mathrm{Q1}} - S_{\mathrm{C}} = I^{0} \tag{2.122}$$

P1－P2間の関係式は断面積変化部の接続条件を用いて以下のように表すことができる．

$$\rho_{\mathrm{P1}} u_{\mathrm{P1}} (A_1 - a) = \rho_{\mathrm{P2}} u_{\mathrm{P2}} (A_2 - a) \tag{2.123}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P1}}}^2}{\gamma-1} + \frac{{u_{\mathrm{P1}}}^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{P2}}}^2}{\gamma-1} + \frac{{u_{\mathrm{P2}}}^2}{2} \tag{2.124}$$

$$S_{\mathrm{P1}} - S_{\mathrm{P2}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Ln}} {u_{\mathrm{P1}}}^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P1}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_1 < A_2) \tag{2.125}$$

$$S_{\mathrm{P2}} - S_{\mathrm{P1}} = \ln\left(1 - \frac{C_{\mathrm{Lw}} {u_{\mathrm{P2}}}^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P2}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_1 > A_2) \tag{2.126}$$

ここで，aは列車断面積である．P2-Q2は列車先頭部の接続式を用い，以下のように示される．

$$\rho_{\mathrm{P2}}(1 - R_2)(u_{\mathrm{P2}} - V) = \rho_{\mathrm{Q2}}(u_{\mathrm{Q2}} - V) \tag{2.127}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P2}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{P2}} - V)^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{Q2}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{Q2}} - V)^2}{2} \tag{2.128}$$

$$S_{\mathrm{P2}} - S_{\mathrm{Q2}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_{\mathrm{P2}} - V)^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P2}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.129}$$

ここで，R_2=a/A_2である．以降の計算に必要となるのは，P1，P2，Q2における未知数であるが，式(2.122)のS_{Q1}が必要となるので，さらにP1-Q1に関する以下の式を加える．

$$S_{\mathrm{P1}} - S_{\mathrm{Q1}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_{\mathrm{P1}} - V)^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P1}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.130}$$

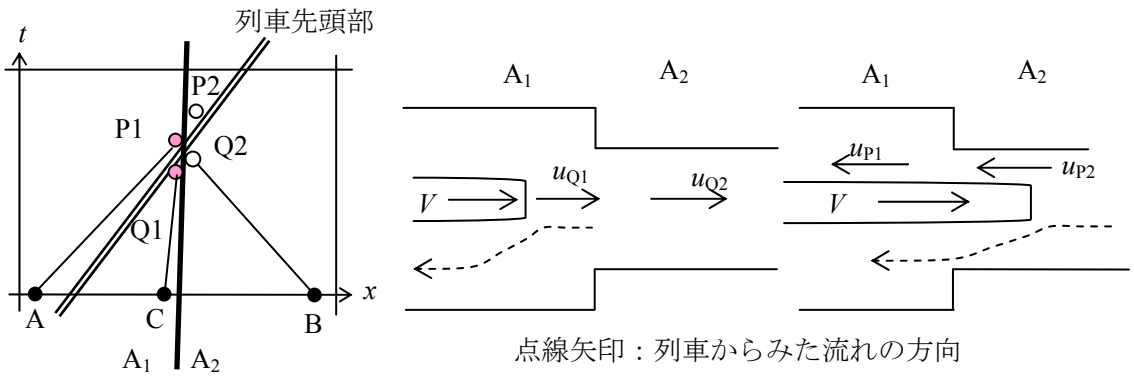


図２．１６　特性線と流れの向き：ケース5（$u_{\mathrm{P1}} < 0$，$0 \leq u_{\mathrm{Q1}} < V$，　$u_{\mathrm{P2}} < 0$，$0 \leq u_{\mathrm{Q2}} < V$）

(b)　列車後尾部通過時：ケース 6（$0 \leq u_{\mathrm{P1}} < V$，$u_{\mathrm{Q1}} < 0$，$0 \leq u_{\mathrm{P2}} < V$，$u_{\mathrm{Q2}} < 0$）

この条件での流れの状態を図 2.17 に示す. 特性線は式(2.120), 式(2.121)と以下の式である.

$$S_{\mathrm{Q2}} - S_{\mathrm{C}} = I^0 \tag{2.131}$$

P1-P2 間は以下の式で接続する.

$$\rho_{\mathrm{P1}} u_{\mathrm{P1}} A_1 = \rho_{\mathrm{P2}} u_{\mathrm{P2}} A_2 \tag{2.132}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P1}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{P1}}}^2}{2} = \frac{{c_{\mathrm{P2}}}^2}{\gamma - 1} + \frac{{u_{\mathrm{P2}}}^2}{2} \tag{2.133}$$

$$S_{\mathrm{P1}} - S_{\mathrm{P2}} = \ln\left(1 - \frac{C_{\mathrm{Lw}} {u_{\mathrm{P1}}}^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P1}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_1 < A_2) \tag{2.134}$$

$$S_{\mathrm{P2}} - S_{\mathrm{P1}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Ln}} {u_{\mathrm{P2}}}^2}{2} \frac{1}{p_{ext} e^{S_{ext}}} \gamma^{\frac{1}{1-\gamma}} {c_{\mathrm{P2}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \qquad (A_1 > A_2) \tag{2.135}$$

P2-Q2 間は列車後尾部の接続式より以下のように示される．

$$\rho_{\mathrm{P2}}(u_{\mathrm{P2}}-V)=\rho_{\mathrm{Q2}}(1-R_2)(u_{\mathrm{Q2}}-V) \tag{2.136}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P2}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{P2}}-V)^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{Q2}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{Q2}}-V)^2}{2} \tag{2.137}$$

$$S_{\mathrm{Q2}}-S_{\mathrm{P2}}=\ln\left(1-\frac{C_{\mathrm{Lt}}\left(u_{\mathrm{Q2}}-V\right)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{Q2}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.138}$$

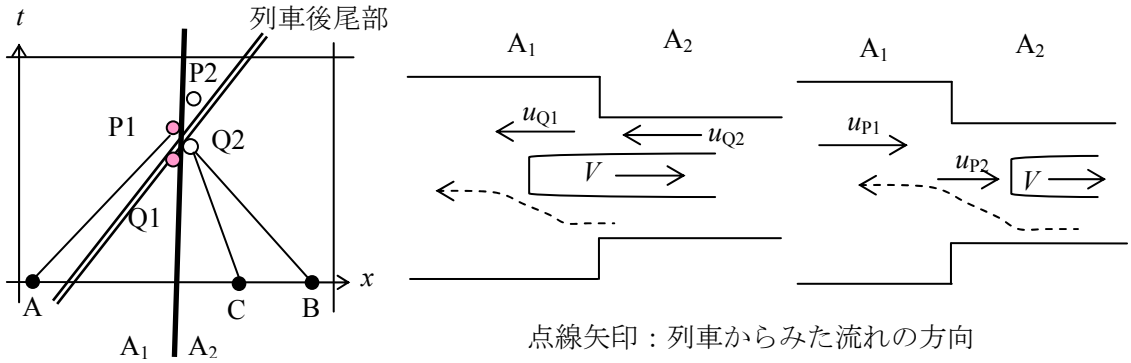


図２．１７　特性線と流れの向き：ケース6（$0\leq u_{\mathrm{P1}}<V$，$u_{\mathrm{Q1}}<0$，$0\leq u_{\mathrm{P2}}<V$，$u_{\mathrm{Q2}}<0$）

(3)　分岐・合流部と列車境界

列車先頭部または後尾部が分岐・合流部を通過する瞬間は，列車端境界と分岐・合流部境界が干渉することになる．その状態は断面積変化部と同様，流速の正負および本坑流速と列車速度 V との大小関係によってパターン分けする必要がある．分岐・合流部と列車端境界が重なったときの特性線の例を図 2.18 に示す. 列車端境界線と分岐･合流部境界によって, P1, P2，Q1，Q2，RP，RQ の 6 つの状態ができる．P1－P2－RP 間及び Q1－Q2—RQ 間は分岐・合流の境界条件で，P1－Q1，P2－Q2 間は列車端の境界条件で接続する．質量保存側により $u_{\mathrm{P1}}-u_{\mathrm{P2}}-\mathrm{u}_{\mathrm{RP}}$ 間，$u_{\mathrm{Q1}}-u_{\mathrm{Q2}}-u_{\mathrm{RQ}}$ 間で流れの方向に制約があり，さらに，$u_{\mathrm{P1}}-V$ と $u_{\mathrm{Q1}}-V$，$u_{\mathrm{P2}}-V$ と $u_{\mathrm{Q2}}-V$ はそれぞれ同符号となる. これらを考慮して想定される流れのパターンを表 2.2 に示す.

まず，P1，P2，Q1，Q2，RQ について，特性式（合流の場合 5 式，分岐の場合 4 式），Q1－Q2－RQ の分岐・合流の接続式（合流 4 式，分岐 5 式），P1－P2 と Q1－Q2 の列車端接続式（それぞれ 3 式）の計 15 式によって各領域の未知数 u，c，S を求める．その後，P1，P2 領域の流量差から P1－P2－RP の分岐・合流を判断し，境界接続式によって RP を求める．ここでは，表 2.2 のうちケース 1A の列車先頭部と後尾部それぞれについての定式化を示す.

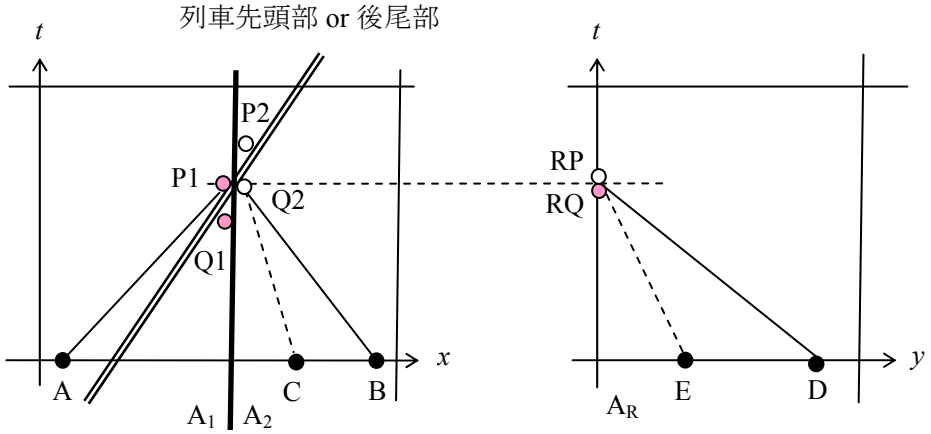


図２．１８　列車のトンネル断面積変化部通過時の特性線の例

表２．２　列車端境界と分岐・合流部境界での流れのパターン

	Q1	Q2	P1	P2	ケース
$u_{Q1} \geq 0$ $u_{Q2} \geq 0$	$0 \leq u_{Q1} < V$	$0 \leq u_{Q2} < V$	$u_{P1} < V$	$u_{P2} < V$	1A
		$V \leq u_{Q2}$		$V \leq u_{P2}$	1B
	$V \leq u_{Q1}$	$0 \leq u_{Q2} < V$	$V \leq u_{P1}$	$u_{P2} < V$	1C
		$V \leq u_{Q2}$		$V \leq u_{P2}$	1D
$u_{Q1} < 0$ $u_{Q2} < 0$	$u_{Q1} < 0$	$u_{Q2} < 0$	$u_{P1} < V$	$u_{P2} < V$	2
$u_{Q1} < 0$ $u_{Q2} \geq 0$ $(u_{RQ} < 0)$	$u_{Q1} < 0$	$0 \leq u_{Q2} < V$	$u_{P1} < V$	$u_{P2} < V$	3A
		$V \leq u_{Q2}$		$V \leq u_{P2}$	3B
$u_{Q1} > 0$ $u_{Q2} \leq 0$ $(u_{RQ} \geq 0)$	$0 \leq u_{Q1} < V$	$u_{Q2} < 0$	$u_{P1} < V$	$u_{P2} < V$	4A
	$V \leq u_{Q1}$		$V \leq u_{P1}$		4B

＊ケース 1A（$0 \leq u_{Q1} < V$，$0 \leq u_{Q2} < V$，$u_{P1} < V$，$u_{P2} < V$）

この条件での流れの状態を図 2.19 に示す．トンネル本坑（x 軸上）では Q1 領域に点 C があり，さらに $u_{RQ}<0$ の場合，点 E が枝坑内（y 軸上）にある．よって，特性線の関係式は以下のように示される．

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{P1}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}+u\right]_{A}=I^{+} \tag{2.139}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{Q2}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{B}}=I^{-} \tag{2.140}$$

$$\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{RQ}}-\left[\frac{2c}{\gamma-1}-u\right]_{\mathrm{D}}=I'^{-} \tag{2.141}$$

$$S_{\mathrm{Q1}}-S_{\mathrm{C}}=I^{0} \tag{2.142}$$

$$S_{\mathrm{RQ}}-S_{\mathrm{E}}=I'^{0} \qquad (u_{\mathrm{RQ}}<0) \tag{2.143}$$

Q1-Q2-RQ 間の関係式は分岐・合流の境界条件式から以下のように示される．ここで，$u_{\mathrm{RQ}}\geq 0$ の場合は分岐流れ, $u_{\mathrm{RQ}}<0$ の場合は合流流れになるので場合分けが必要となる. また, 式(2.144)において，列車端境界が後尾部の場合，断面積 A_1，A_2 はトンネル断面積から列車断面積を差し引いた値（それぞれ(A_1-a)，(A_2-a)）に置き換える.

$$\rho_{\mathrm{Q1}}u_{\mathrm{Q1}}A_1-\rho_{\mathrm{Q2}}u_{\mathrm{Q2}}A_2-\rho_{\mathrm{RQ}}u_{\mathrm{RQ}}A_{\mathrm{R}}=0 \tag{2.144}$$

・$u_{\mathrm{RQ}}\geq 0$

$$\frac{{c_{\mathrm{Q1}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q1}}}^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{Q2}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q2}}}^2}{2} \tag{2.145}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{Q1}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q1}}}^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{RQ}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{RQ}}}^2}{2} \tag{2.146}$$

$$S_{\mathrm{Q1}}-S_{\mathrm{Q2}}=\ln\left(1-\frac{C_{\mathrm{Q1Q2}}{\mathrm{u_{Q1}}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{Q1}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.147}$$

$$S_{\mathrm{Q1}}-S_{\mathrm{RQ}}=\ln\left(1-\frac{C_{\mathrm{Q1RQ}}{\mathrm{u_{Q1}}}^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}{c_{\mathrm{Q1}}}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.148}$$

・$u_{\mathrm{RQ}}<0$

$$\rho_{\mathrm{Q1}}u_{\mathrm{Q1}}A_1\left(\frac{{c_{\mathrm{Q1}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q1}}}^2}{2}\right)-\rho_{\mathrm{Q2}}u_{\mathrm{Q2}}A_2\left(\frac{{c_{\mathrm{Q2}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{Q2}}}^2}{2}\right)-\rho_{\mathrm{RQ}}u_{\mathrm{RQ}}A_{\mathrm{Q}}\left(\frac{{c_{\mathrm{RQ}}}^2}{\gamma-1}+\frac{{u_{\mathrm{RQ}}}^2}{2}\right)=0 \tag{2.149}$$

$$\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q1}}}{c_{\mathrm{Q1}}}\right)^2\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{Q1}}-\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q2}}}{c_{\mathrm{Q2}}}\right)^2\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{Q2}}=\frac{C_{\mathrm{Q1Q2}}\rho_{\mathrm{Q2}}{\mathrm{u_{Q2}}}^2}{2} \tag{2.150}$$

$$\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{RQ}}}{c_{\mathrm{RQ}}}\right)^2\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{RQ}}-\left\{1+\frac{\gamma-1}{2}\left(\frac{u_{\mathrm{Q2}}}{c_{\mathrm{Q2}}}\right)^2\right\}^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}p_{\mathrm{Q2}}=\frac{C_{\mathrm{RQQ2}}\rho_{\mathrm{Q2}}{\mathrm{u_{Q2}}}^2}{2} \tag{2.151}$$

さらに列車端境界として P1-Q1，P2-Q2 を接続する．このケースでは u_{P1}, u_{P2}, u_{Q1}，u_{Q2} はすべて列車速度 V より小さいことを考慮すると以下のように示される.

・列車先頭部の場合

$$\rho_{\mathrm{P1}}(1-R_1)(u_{\mathrm{P1}}-V)=\rho_{\mathrm{Q1}}(u_{\mathrm{Q1}}-V) \tag{2.152}$$

$$\frac{{c_{\mathrm{P1}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{P1}}-V)^2}{2}=\frac{{c_{\mathrm{Q1}}}^2}{\gamma-1}+\frac{(u_{\mathrm{Q1}}-V)^2}{2} \tag{2.153}$$

$$S_{\mathrm{P1}} - S_{\mathrm{Q1}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_{\mathrm{P1}} - V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}c_{\mathrm{P1}}{}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.154}$$

$$\rho_{\mathrm{P2}}(1 - R_2)(u_{\mathrm{P2}} - V) = \rho_{\mathrm{Q2}}(u_{\mathrm{Q2}} - V) \tag{2.155}$$

$$\frac{c_{\mathrm{P2}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{P2}} - V)^2}{2} = \frac{c_{\mathrm{Q2}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{Q2}} - V)^2}{2} \tag{2.156}$$

$$S_{\mathrm{P2}} - S_{\mathrm{Q2}} = \ln\left(1 + \frac{C_{\mathrm{Lh}}(u_{\mathrm{P2}} - V)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}c_{\mathrm{P2}}{}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.157}$$

・列車後尾部の場合

$$\rho_{\mathrm{P1}}(u_{\mathrm{P1}} - V) = \rho_{\mathrm{Q1}}(1 - R_1)(u_{\mathrm{Q1}} - V) \tag{2.158}$$

$$\frac{c_{\mathrm{P1}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{P1}} - V)^2}{2} = \frac{c_{\mathrm{Q1}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{Q1}} - V)^2}{2} \tag{2.159}$$

$$S_{\mathrm{Q1}} - S_{\mathrm{P1}} = \ln\left(1 - \frac{C_{\mathrm{Lt}}\left(u_{\mathrm{Q1}} - V\right)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}c_{\mathrm{Q1}}{}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.160}$$

$$\rho_{\mathrm{P2}}(u_{\mathrm{P2}} - V) = \rho_{\mathrm{Q2}}(1 - R_2)(u_{\mathrm{Q2}} - V) \tag{2.161}$$

$$\frac{c_{\mathrm{P2}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{P2}} - V)^2}{2} = \frac{c_{\mathrm{Q2}}{}^2}{\gamma - 1} + \frac{(u_{\mathrm{Q2}} - V)^2}{2} \tag{2.162}$$

$$S_{\mathrm{Q2}} - S_{\mathrm{P2}} = \ln\left(1 - \frac{C_{\mathrm{Lt}}\left(u_{\mathrm{Q2}} - V\right)^2}{2}\frac{1}{p_{ext}e^{S_{ext}}}\gamma^{\frac{1}{1-\gamma}}c_{\mathrm{Q2}}{}^{\frac{2}{\gamma-1}}\right) \tag{2.163}$$

以上の関係式によって，P1，P2，Q1，Q2，RQの各領域での未知数が求まる． P1，P2領域の結果からP1-P2-RP間の分岐・合流の接続式によってRPでの未知数が決定できる．

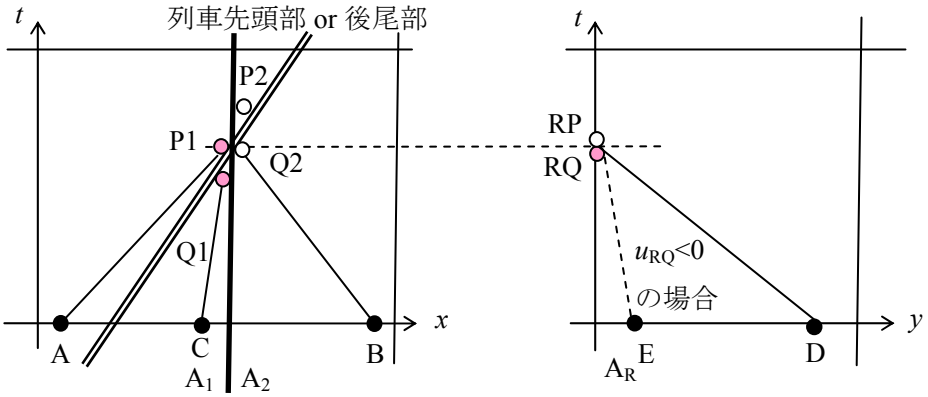


図２．１９　ケース１Ａにおける特性線

２．３　三次元非圧縮ポテンシャル流れの数値シミュレーション

2.3.1　基礎方程式と境界条件

トンネル内における列車先頭部周りの流れ場の模式図を図 2.20 に示す．列車先頭部または後尾

部をはく離のない流線形の軸対称（円断面）形状と仮定して，中心軸$(y,z)=(0,z_t)$上の線わき出し（後尾部の場合は吸い込み）分布で表現し，列車先頭部または後尾部周りの流れ場を三次元非圧縮性ポテンシャル流れとして取り扱う．図 2.20 に示した赤点線内が三次元計算領域であり，列車先頭部，後尾部はそれぞれ個別に計算する．このとき，流れ場の速度ポテンシャルϕは地上固定座標で以下のように非同次ラプラス方程式で示される [12]．

$$\nabla^2\phi = U\frac{\partial A_T(x+Ut)}{\partial x}\delta(y)\delta(z-z_t) \tag{2.164}$$

ここで，U：列車速度（$-x$ 方向に進行），$A_T(x)$：車両先頭部の断面積分布，x：列車前後方向座標，y：上下方向座標，z：横方向座標，z_t：複線トンネルの場合の横方向（z 方向）の偏心量である．

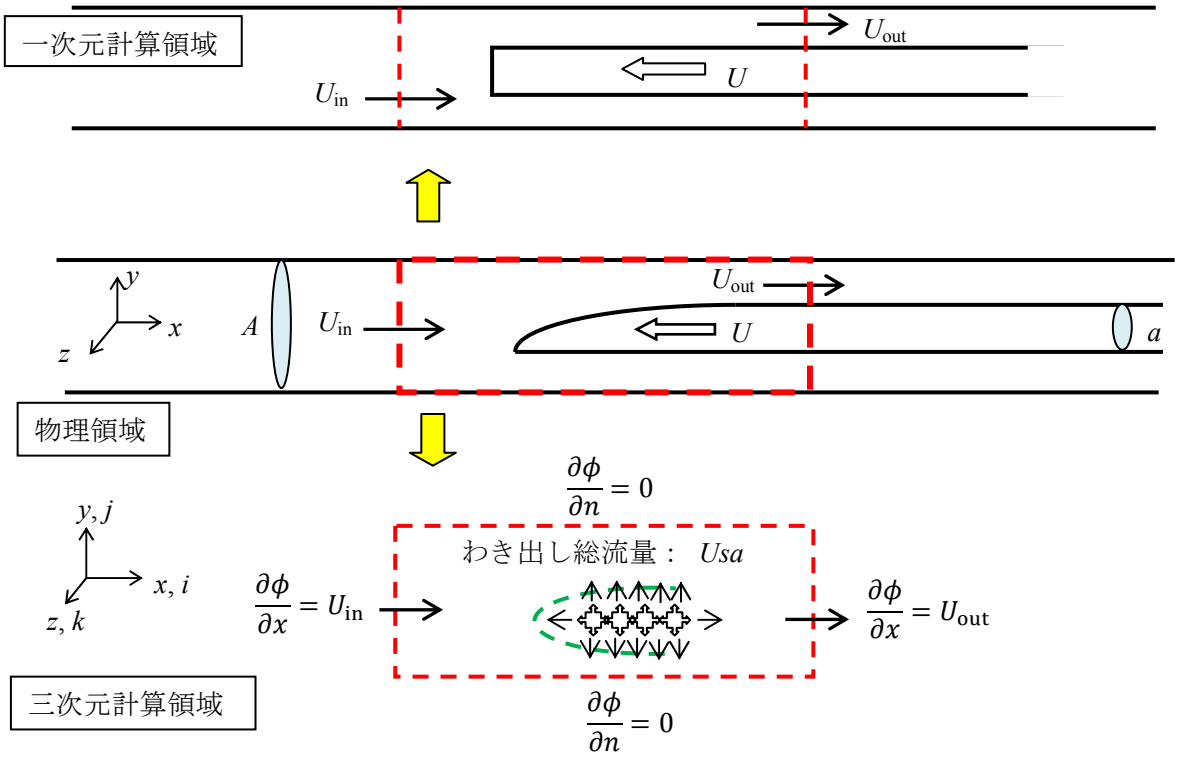


図２．２０　列車先頭部周りの流れ場と計算領域の概略図

トンネル壁面境界にはノイマン条件$\partial\phi/\partial n=0$（$n$：境界法線方向）を課す．流入・流出境界条件は明かり区間の場合には列車速度 U を与えれば良いが，トンネル内では 2.1 項で述べたようにピストン効果や圧力波の影響によって流入境界の流速は列車速度 U とは一致せず，トンネル内の位置および時間によって変化する．また，列車の有無による流路断面積の変化のため流出境界での流速は流入速度とは異なる．通常の三次元計算では流出・流入境界をトンネル両坑口に設定することが多い．しかし，その場合，長大なトンネル全体に計算格子を作成しなければならず非常に多大な計算リソースを要する．そこで本研究では，2.2 節で示した一次元非定常圧縮性流れの

数値シミュレーションによってあらかじめ流入・流出境界面における流速（一次元計算のため断面平均流速）U_{in}，U_{out}を求めておき，三次元計算における流入条件$\partial\phi/\partial x = U_{\mathrm{in}}$と流出条件$\partial\phi/\partial x = U_{\mathrm{out}}$に使用する（図 2.20 参照）.

2.3.2　差分方程式

(1)　内部点

式(2.164)は円断面形状のトンネルについては解析的に解くことができる[15]が，馬蹄形断面の山岳トンネルや矩形断面の地下鉄道トンネル，あるいは複雑な断面形状を有する地下駅区間内では数値的に解く必要がある．そこで，任意の断面形状のトンネルに対応すべく式(2.164)を差分法によって解く．計算格子は等間隔直交格子として，式(2.164)を二次精度中心差分で示すと，

$$\frac{\phi_{i+1,j,k} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i-1,j,k}}{\Delta x^2} + \frac{\phi_{i,j+1,k} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i,j-1,k}}{\Delta y^2} + \frac{\phi_{i,j,k+1} - 2\phi_{i,j,k} + \phi_{i,j,k-1}}{\Delta z^2} = U_s \frac{\mathrm{A}_{T\ i+1,j,k} - \mathrm{A}_{T\ i,j,k}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \tag{2.165}$$

$$Us = (U_{out} - U_{in})\frac{A}{a} \tag{2.166}$$

となる．ここで，i，j，kはそれぞれx，y，z方向の格子番号を，Δx，Δy，Δzはx，y，z方向の格子間隔を示す．また，A：トンネル断面積，a：列車断面積，U_{in}：流入境界での流速，U_{out}：流出境界での流速である．

式(2.164)右辺のデルタ関数は離散化した形式では記述できない．そこで，点わき出し流量が，わき出し点周りの体積V=$\Delta x\Delta y\Delta z$の空間からの総流量に等しくなるよう離散化する[16]. 点(x_0, y_0, z_0)における点わき出しの流量をqとすると，その周りの体積V=$\Delta x\Delta y\Delta z$の空間からの総流量は以下のように示される．

$$\begin{aligned} q(x_0, y_0, z_0) = &\left\{u\left(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, y_0, z_0\right) - u\left(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, y_0, z_0\right)\right\}\Delta y \Delta z \\ &+\left\{v\left(x_0, y_0 + \frac{\Delta y}{2}, z_0\right) - v\left(x_0, y_0 - \frac{\Delta y}{2}, z_0\right)\right\}\Delta z \Delta x \\ &+\left\{ w\left(x_0, y_0, z_0 + \frac{\Delta z}{2}\right) - \mathrm{w}\left(x_0, y_0, z_0 - \frac{\Delta z}{2}\right)\right\}\Delta x \Delta y \end{aligned} \tag{2.167}$$

ここで，流速は，

$$\begin{aligned} u\left(x_0 \pm \frac{\Delta x}{2}, y_0, z_0\right) &= \frac{\pm\phi(x_0 \pm \Delta x, y_0, z_0) \mp \phi(x_0, y_0, z_0)}{\Delta x} \\ v\left(x_0, y_0 \pm \frac{\Delta y}{2}, z_0\right) &= \frac{\pm\phi(x_0, y_0 \pm \Delta y, z_0) \mp \phi(x_0, y_0, z_0)}{\Delta y} \qquad \text{(複合同順)} \\ w\left(x_0, y_0, z_0 \pm \frac{\Delta z}{2}\right) &= \frac{\pm\phi(x_0, y_0, z_0 \pm \Delta z) \mp \phi(x_0, y_0, z_0)}{\Delta z} \end{aligned} \tag{2.168}$$

である．よって，

$$
\begin{aligned}
q(x_0,y_0,z_0) &= \Delta y\Delta z\left[\frac{\phi(x_0+\Delta x,y_0,z_0)-\phi(x_0,y_0,z_0)}{\Delta x}-\frac{\phi(x_0,y_0,z_0)-\phi(x_0-\Delta x,y_0,z_0)}{\Delta x}\right] \\
&\quad +\Delta z\Delta x\left[\frac{\phi(x_0,y_0+\Delta y,z_0)-\phi(x_0,y_0,z_0)}{\Delta y}-\frac{\phi(x_0,y_0,z_0)-\phi(x_0,y_0-\Delta y,z_0)}{\Delta y}\right] \\
&\quad +\Delta x\Delta y\left[\frac{\phi(x_0,y_0,z_0+\Delta z)-\phi(x_0,y_0,z_0)}{\Delta z}-\frac{\phi(x_0,y_0,z_0)-\phi(x_0,y_0,z_0-\Delta z)}{\Delta z}\right] \\
&= \Delta x\Delta y\Delta z\left[\frac{\phi(x_0+\Delta x,y_0,z_0)-2\phi(x_0,y_0,z_0)+\phi(x_0-\Delta x,y_0,z_0)}{\Delta x^2}\right. \\
&\qquad +\frac{\phi(x_0,y_0+\Delta y,z_0)-2\phi(x_0,y_0,z_0)+\phi(x_0,y_0-\Delta y,z_0)}{\Delta y^2} \\
&\qquad \left.+\frac{\phi(x_0,y_0,z_0+\Delta z)-2\phi(x_0,y_0,z_0)+\phi(x_0,y_0,z_0-\Delta z)}{\Delta z^2}\right]
\end{aligned}
\tag{2.169}
$$

となる．また，式(2.164)より，点（x_0,y_0,z_0）からのわき出し総流量は以下のように示される．

$$
\begin{aligned}
q(x_0,y_0,z_0) &= \iiint_V U\frac{\partial A_T(x)}{\partial x}\delta(y_0)\delta(z_0)dxdydz \\
&= \int_{-\frac{\Delta x}{2}}^{\frac{\Delta x}{2}} UA_T(x)dx = U\left\{A_T\left(x_0+\frac{\Delta x}{2},y,z\right)-A_T\left(x_0-\frac{\Delta x}{2},y,z\right)\right\}
\end{aligned}
\tag{2.170}
$$

式(2.169)(2.170)より，式(2.165)が得られる（ただし，式(2.165)の右辺では前進差分を採用している）．また，式(2.164)ではわき出し項を列車速度 U と車両断面積変化率との積で表しているが，トンネル区間においては U のままでは計算領域内で質量保存則を満たさない．さらに，流入・流出境界における流速は圧縮性流れの一次元計算結果を用いており，流出流速と流入流速には密度変化による差が生じる．そこで，計算領域内で質量保存則を満たすために本計算では式(2.164)の U に代わり，式(2.166)で定義する流速 Us を使用する．

(2)　トンネル壁面境界点

トンネル壁面境界上の格子点では壁面に垂直なトンネル内の格子点によって二次精度の片側差分により離散化した．

$$
\phi_{i,j,k}\big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{i,j\pm1,k}-\phi_{i,j\pm2,k}}{3} \quad (\text{複合同順}) \tag{2.171}
$$

$$
\phi_{i,j,k}\big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{i,j,k\pm1}-\phi_{i,j,k\pm2}}{3} \quad (\text{複合同順}) \tag{2.172}
$$

また，壁面の角部においては，壁の方向によって以下のいずれかの式を用いる．

$$
\phi_{i,j,k}\big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{ij+1,k+1,}-\phi_{i,j+2,k+2}}{3} \tag{2.173}
$$

$$\phi_{i,j,k}\Big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{i,j+1,k-1} - \phi_{i,j+2,k-2}}{3} \tag{2.174}$$

$$\phi_{i,j,k}\Big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{i,j-1,k+1} - \phi_{i,j-2,k+2}}{3} \tag{2.175}$$

$$\phi_{i,j,k}\Big|_{\mathrm{wall}} = \frac{4\phi_{i,j-1,k-1} - \phi_{i,j-2,k-2}}{3} \tag{2.176}$$

(3)　流入・流出境界点

トンネルの流入，流出境界では以下の差分式を用いる．

$$\phi_{1,j,k} = \frac{-2\Delta x U_{in} + 4\phi_{2,j,k} - \phi_{3,j,k}}{3} \tag{2.177}$$

$$\phi_{imax,j,k} = \frac{2\Delta x U_{out} + 4\phi_{imax-1,j,k} - \phi_{imax-2,j,k}}{3} \tag{2.178}$$

ここで，添字 *imax* は *i* 方向の格子点数である．

2.3.3　初期条件

初期条件には一様流中に一点わき出しがある場合の速度ポテンシャルの解析解[17)]を与える．これは明かり区間における列車先頭部周りの速度ポテンシャルに対応するが，収束を早めるためにわき出し点より上流の一様流速は U_{in}，下流側の一様流速は U_{out} とする．すなわち，わき出し分布の開始格子点番号を（iq, jq, kq)とすると，初期条件は以下の式で示される．

$$\phi_{\mathrm{i},j,k}\Big|_{\mathrm{ini}} = U_{in}\,(i - iq)\Delta x \frac{U_s a}{4\pi r} \quad (i \le iq) \tag{2.179}$$

$$\phi_{\mathrm{i},j,k}\Big|_{\mathrm{ini}} = U_{out}\,(i - iq)\Delta x \frac{U_s a}{4\pi r} \quad (i > iq) \tag{2.180}$$

ここで，$r = \sqrt{(i-iq)^2 + (j-jq)^2 + (k-kq)^2}$である．

2.3.4　計算方法

式(2.165)のポアソン方程式の差分解法は SOR 法を用い，求まった速度ポテンシャルから以下の式で流速（u, v, w）と圧力 p を計算する．

$$u_{\mathrm{i},j,k} = \frac{\phi_{i+1,j,k} - \phi_{i-1,j,k}}{2\Delta x}\ ,\ v_{\mathrm{i},j,k} = \frac{\phi_{i,j+1,k} - \phi_{i,j-1,k}}{2\Delta \mathrm{y}}\ ,\ w_{\mathrm{i},j,k} = \frac{\phi_{i,j,k+1} - \phi_{i,j,k-1}}{2\Delta z} \tag{2.181}$$

$$p_{\mathrm{i},j,k} = \frac{1}{2}\varrho\left\{{U_{\mathrm{in}}}^2 - \left({u_{\mathrm{i},j,k}}^2 + {v_{\mathrm{i},j,k}}^2 + {w_{\mathrm{i},j,k}}^2\right)\right\} + p_{\mathrm{in}} \tag{2.182}$$

ここで，p_{in} は流入境界における圧力値であり，u_{in} 同様，2.2 節の一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションによって求めた値を使用する．また，境界条件を全てノイマン条件で与えているため解が一意に決まらない．そこで，計算ステップごとに速度ポテンシャルの全空間平均値が 0 となるよう制約条件を与えた．

２．４　第２章まとめ

本章では新幹線の高速化に対応すべく，350km/h 以上の高速域においてもトンネル内圧力変動を精度良く予測するために基礎方程式を近似することなく流れの圧縮性を厳密に取り扱った一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションと，列車先頭部・後尾部周りの三次元的な圧力場を考慮した簡便な三次元非圧縮性ポテンシャル流れに関する数値シミュレーションについて述べた．結果を以下にまとめる．

(1)トンネル内流れを一次元非定常圧縮性流れと仮定し，

① 基礎方程式を近似することなく厳密に取り扱うことで低マッハ数近似が成立しない高速領域でも適用可能な数値シミュレーション手法を開発した．

② 流路の急拡大・急縮小（地下駅や機器設置個所などを模擬）や分岐・合流部（トンネル横坑や換気坑などを模擬）に対応可能とすることで実用性を高めた．

(2)列車先頭部（後尾部）を列車中心軸上の線わき出し（吸い込み）分布で表現し，流れ場を三次元非圧縮性ポテンシャル流れと仮定し，

① 支配方程式である非同次ラプラス方程式を差分法で離散化し, SOR 法で解くことにより，通常の CFD より大幅に少ない計算コストで実行できる数値シミュレーション手法を開発した．

② 直交直線格子を使用することにより，複雑なトンネル断面形状に対しても格子作成が容易であり，様々な形状のトンネルに対応可能である．

③ (1)の一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションにより計算領域の流入・流出位置での流速をあらかじめ計算しておくことによって，トンネル内を往復する圧力波や列車のピストン効果による流速変動を考慮することが可能である．

付録１　分岐・合流部における圧力損失係数について

トンネル本坑と枝坑の接続部における流れの分岐・合流時の圧力損失係数は文献 4)に記載の近似曲線を用いている．この近似曲線は文献 13)の実験データから求められたものであり，分岐・合流前後の流量比と本坑・枝抗断面積比 m（=本坑断面積／枝抗断面積）をパラメータに，流れのパターン（付図 2.1）ごとに統一した式で表したものである．文献 13)に記載の実験データは十分とはいえないが，分岐と合流の切り替わり時に全圧損失が等しくなるように制約条件を設けることで，実験データの少ないパターンについても近似式を決定した．

付図 2.1 における各圧力損失はそれぞれ以下の式で示される．

・パターン A の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{{C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{A}}}{2}\rho_{\mathrm{P}}{u_{\mathrm{P}}}^{2} \qquad (付\ 2.1)$$

・パターン B の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{{C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{B}}}{2}\rho_{\mathrm{Q}}{u_{\mathrm{Q}}}^{2} \qquad (付\ 2.2)$$

・パターン C の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{R}} = \frac{{C_{\mathrm{PR}}}^{\mathrm{C}}}{2}\rho_{\mathrm{P}}{u_{\mathrm{P}}}^{2} \qquad (付\ 2.3)$$

・パターン D の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{R}} = \frac{{C_{\mathrm{PR}}}^{\mathrm{D}}}{2}\rho_{\mathrm{R}}{u_{\mathrm{R}}}^{2} \qquad (付\ 2.4)$$

・パターン E の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{R}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{{C_{\mathrm{RQ}}}^{E}}{2}\rho_{\mathrm{R}}{u_{\mathrm{R}}}^{2} \qquad (付\ 2.5)$$

・パターン F の圧力損失の関係式

$$P_{\mathrm{R}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{{C_{\mathrm{RQ}}}^{\mathrm{F}}}{2}\rho_{\mathrm{Q}}{u_{\mathrm{Q}}}^{2} \qquad (付\ 2.6)$$

分岐と合流の切り替わり時の圧力損失係数の考え方を以下に示す．

(1)パターン A と B の切り替わり：Q_{R}=0 のとき

Q_{R}=0 の場合，パターン A，B は同じになるので，

$$P_{\mathrm{P}} - P_{\mathrm{Q}} = \frac{{C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{A}}}{2}\rho_{\mathrm{P}}{u_{\mathrm{P}}}^{2} = \frac{{C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{B}}}{2}\rho_{\mathrm{Q}}{u_{\mathrm{Q}}}^{2} \qquad (付\ 2.7)$$

Q_{R}=0 より $u_{\mathrm{P}} = u_{\mathrm{Q}}$ なので，

$${C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{A}} = {C_{\mathrm{PQ}}}^{\mathrm{B}} \qquad \mathrm{at}\ Q_{\mathrm{R}} = 0 \qquad (付\ 2.8)$$

となり，式(付 2.8)が Q_{R}=0 における PQ 間の圧力損失係数の制約条件となる．

Q_R=0 のときのパターン A に対応するもう一方（PR 間）の圧力損失はパターン C における Q_Q/Q_P=1 のことであり，また，パターン B 対応するもう一方の圧力損失（RQ 間）はパターン F における Q_P/Q_Q=1 のことである．式(付 2.3)，(付 2.6)，(付 2.7)より，

$$P_P - P_Q\big|_{Q_R=0} = \frac{{C_{PR}}^C}{2}\rho_P {u_P}^2\bigg|_{Q_P=Q_P} + \frac{{C_{RQ}}^F}{2}\rho_Q {u_Q}^2\bigg|_{Q_P=Q_P}$$

$$= \frac{{C_{PQ}}^A}{2}\rho_P {u_P}^2\bigg|_{Q_R=0} = \frac{{C_{PQ}}^B}{2}\rho_Q {u_Q}^2\bigg|_{Q_R=0} \qquad \text{(付 2.9)}$$

よって，

$${C_{PR}}^C\big|_{Q_Q/Q_P=1} + {C_{RQ}}^F\big|_{Q_P/Q_Q=1} = {C_{PQ}}^A\big|_{Q_R=0} = {C_{PQ}}^B\big|_{Q_R=0} \qquad \text{(付 2.10)}$$

となる．式(付 2.10)がパターン C，パターン F の Q_P/Q_Q=1 における PR 間の圧力損失係数の制約条件となる．

(2)パターン C と D の切り替わり：Q_Q=0 のとき

(1)と同様の考え方から，Q_Q=0 のときは $u_p=u_R/m$ であることを考慮して以下の制約条件が得られる．

$${C_{PR}}^C/m^2 = {C_{PR}}^D \qquad \text{at } Q_Q = 0 \qquad \text{(付 2.11)}$$

$${C_{PQ}}^A/m^2\big|_{Q_R/Q_P=1} + {C_{PR}}^D\bigg|_{Q_Q/Q_R=1} = {C_{PR}}^C/m^2\big|_{Q_Q=0} = {C_{PR}}^D\big|_{Q_Q=0} \qquad \text{(付 2.12)}$$

(3)パターン E と F の切り替わり：Q_P=0 のとき

(1)と同様の考え方から，Q_P=0 のときは $u_Q=u_R/m$ であることを考慮して以下の制約条件が得られる．

$${C_{RQ}}^E = {C_{RQ}}^F/m^2 \qquad \text{at } Q_P = 0 \qquad \text{(付 2.13)}$$

$${C_{RP}}^E\big|_{Q_P/Q_R=1} + {C_{PQ}}^B/\mathrm{m}^2\bigg|_{Q_R/Q_Q=1} = {C_{RQ}}^E\big|_{Q_P=0} = {C_{RQ}}^F/m^2\big|_{Q_P=0} \qquad \text{(付 2.14)}$$

(1)～(3)で示した制約条件のもと，各パターンの圧力損失係数を求める．まず，複数の本坑・枝抗断面積比 m に関する実験データが揃っているパターン A，B の圧力損失係数の近似曲線を求めた（付図 2.2(a)）．実験値から圧力損失係数は流量比（パターン A：Q_R/Q_P，パターン B：Q_R/Q_Q）の二次曲線であると仮定する．また，パターン A は本坑・枝抗断面積比 m の依存性がほとんどないため定数係数に，パターン B では Q_R/Q_Q=1 において圧力損失係数の実験値が$\sqrt{m}$にほぼ比例していることから各項の係数を$\sqrt{m}$に比例すると仮定し，実験値と良く一致するよう以下の 2 式を決定した．

・パターン A

$$C_{PQ} = 0.4\left(\frac{Q_R}{Q_P}\right)^2 \qquad \text{(付 2.15)}$$

・パターン B

$$C_{\mathrm{PQ}} = \sqrt{m}\frac{Q_{\mathrm{R}}}{Q_{\mathrm{Q}}} - 0.5\sqrt{m}\left(\frac{Q_{\mathrm{R}}}{Q_{\mathrm{Q}}}\right)^2 \tag{付 2.16}$$

次に，同じく複数の本坑・枝抗断面積比 m に関する実験データが揃っているパターン C，F の圧力損失係数の近似曲線を求める（付図 2.2(b)(c)）．それぞれ Q_{Q}=0，Q_{P}=0 のときの実験値から切片を m の二次式として求め，さらに，$Q_{\mathrm{Q}}/Q_{\mathrm{P}}$=1，$Q_{\mathrm{P}}/Q_{\mathrm{Q}}$=1 のときの実験値が m によらずほぼ一定であること，および式(付 2,10)の制約条件があることを考慮しつつ，実験値と良く一致するよう各係数を決定し，以下の 2 式を得た．

・パターン C

$$C_{\mathrm{PR}} = 0.3m^2 + 0.7 - (0.6m^2 + 0.6m)\frac{Q_{\mathrm{Q}}}{Q_{\mathrm{P}}} + (0.3m^2 + 0.6m + 0.3)\left(\frac{Q_{\mathrm{Q}}}{Q_{\mathrm{P}}}\right)^2 \tag{付 2.17}$$

・パターン F

$$C_{\mathrm{RQ}} = 0.8m^2 + 0.2 - (1.4m^2 - 1.4)\frac{Q_{\mathrm{P}}}{Q_{\mathrm{Q}}} + (0.6m^2 - 2.6)\left(\frac{Q_{\mathrm{P}}}{Q_{\mathrm{Q}}}\right)^2 \tag{付 2.18}$$

最後に m=1 の実験値しかないパターン D，E について，それぞれ Q_{Q}=0，Q_{P}=0 のときの制約条件式(付 2.11)(付 2.13)から切片を決定し，さらに制約条件(付 2.12)(付 2.14)のもと，m=1 の実験値に良く一致するよう各係数を決定し，以下の 2 式を得た．

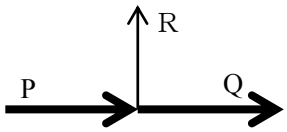
・パターン D

$$C_{\mathrm{PR}} = 0.3 + \frac{0.7}{m^2} - \frac{1.4}{m^2}\frac{Q_{\mathrm{Q}}}{Q_{\mathrm{R}}} + \frac{1}{m^2}\left(\frac{Q_{\mathrm{Q}}}{Q_{\mathrm{R}}}\right)^2 \tag{付 2.19}$$

・パターン E

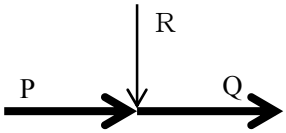
$$C_{\mathrm{RQ}} = 0.8 + \frac{0.2}{m^2} - \frac{0.5}{m\sqrt{m}}\left(\frac{Q_{\mathrm{P}}}{Q_{\mathrm{R}}}\right)^2 \tag{付 2.20}$$

各パターンにおける近似曲線と文献 13)に記載の実験データの比較を付図 2.2 に示す．本研究の対象であるトンネル内圧力変動は圧力波によるものであり，圧力波（大きさを p とする）によって誘起される流速は $u=p/\rho c$（ρ：空気密度，c：音速）程度で，動圧 $q=0.5u^2=0.5p^2/(\rho c^2)$ は静圧 p に比べて非常に小さく，全圧の損失量は全体量から比べて僅かである．得られた近似曲線は実験値との差異が大きい条件も存在するが，上記の理由により近似曲線の誤差が計算結果に与える影響は小さいと考えられる．



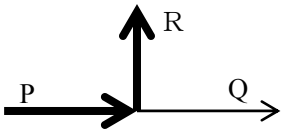
パターン A：圧力損失係数 C_{PQ}

変数流量比　Q_R/Q_P



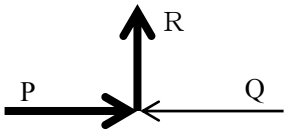
パターン B：圧力損失係数 C_{PQ}

変数流量比　Q_R/Q_Q



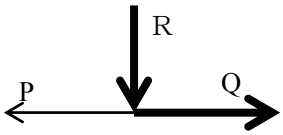
パターン C：圧力損失係数 C_{PR}

変数流量比　Q_Q/Q_P



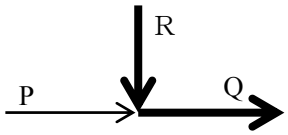
パターン D：圧力損失係数 C_{PR}

変数流量比　Q_Q/Q_R



パターン E：圧力損失係数 C_{RQ}

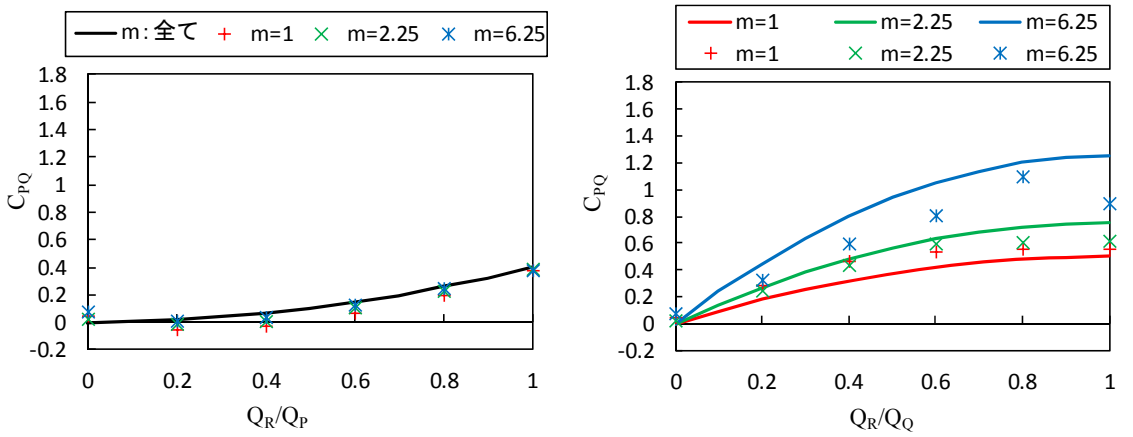
変数流量比　Q_P/Q_R



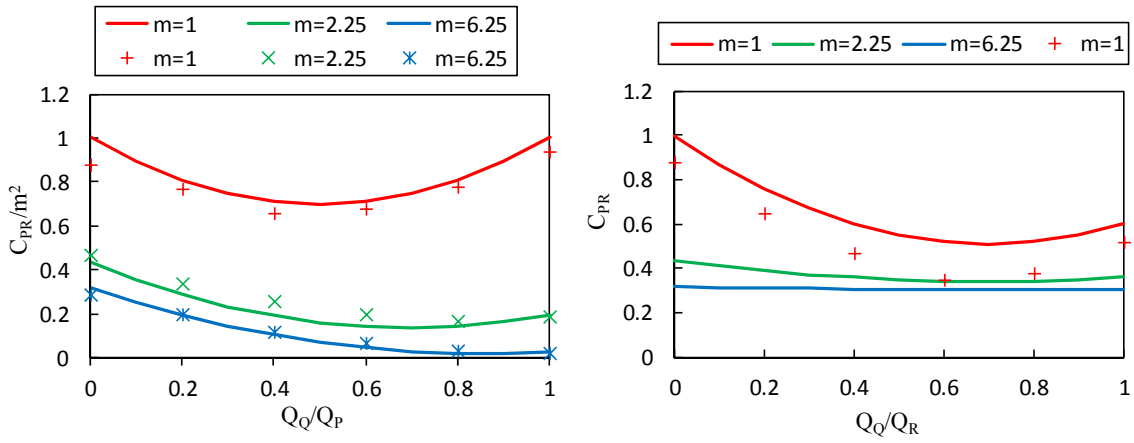
パターン F：圧力損失係数 C_{RQ}

変数流量比　Q_P/Q_Q

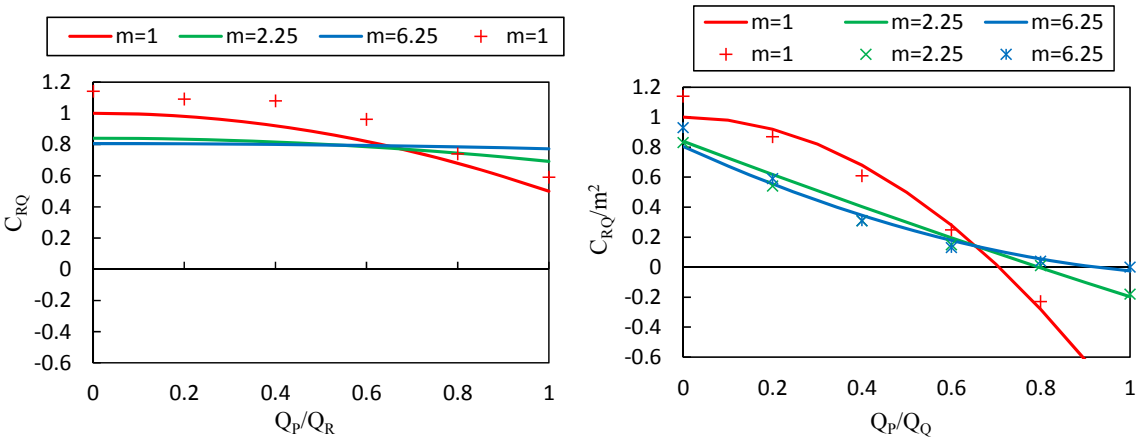
付図２．１　分岐・合流部での圧力損失のパターン



(a)　パターン A とパターン B（C_{PQ}）



(b)　パターン C とパターン D（C_{PR}）



(c)　パターン E とパターン F（C_{RQ}）

付図２．２　圧力損失係数（実験値[13]と計算値の比較）

【第 2 章の参考文献】

1) 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).
2) 飯田雅宣, 吉田康夫, 前田達夫, 和田安弘, 小川哲, 高速鉄道に係わる空力問題の数値シミュレーション（その３），第 13 回 NAL シンポジウム (1996), pp.205-210.
3) 飯田雅宣, 前田達夫, トンネル内圧力変動シミュレーション, 鉄道総研報告, Vol.4, No.7, (1990)，pp.54-62.
4) 梶山博司，飯田雅宣，前田達夫，大深度地下鉄道の空気流動シミュレーション，鉄道総研報告，Vol.7，No.7，(1993)，pp.51-58.
5) Woods W.A. and Pope C.W., On the range of validity of simplified one dimensional theories for calculating unsteady flows in railway tunnels, Proceeding Third International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels, Paper D2 (1979) , pp.115-150.
6) Kikuchi, K., Yamauchi, N., Nakatani, K., Maeda, T. and Yanagizawa, M., Numerical analysis of pressure variation under train passage using the boundary element method, JSME International Journal, Series B, Vol.41, No.3 (1998), pp.624-631.
7) 土肥哲也, 小川隆申, 列車まわりの近傍圧力場に関する理論的考察, 日本機械学会論文集（B 編）, Vol.70, No.700 (2004), pp.3082-3089.
8) 菊地勝浩, 飯田雅宣, 列車通過時圧力変動の簡易な数値計算法, 日本機械学会論文集（B 編）, Vol.71, No.708 (2005), pp.2022-2029.
9) 小川隆伸, 藤井孝蔵, 田村善昭, トンネルに突入する高速車両によって誘起される流れ場の数値シミュレーション, 航空宇宙技術研究所 特別資料, SP19 (1992) , pp.115-120.
10) 小川隆伸, 藤井孝蔵, 高速車両トンネル内走行時の流れ場の三次元粘性計算, 航空宇宙技術研究所 特別資料, SP22 (1995) , pp.203-208.
11) 中山将，坪倉誠，阿部行伸，大西憲治，大島伸行，高速鉄道車両のトンネル通過時に発生する圧力変化の LES 解析, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, G0705, (2013).
12) Howe, M. S., The compression wave produced by a high-speed train entering a tunnel, Proceedings of Royal Society London, A454 (1998), pp.1523-1534.
13) 日本機械学会編，管路・ダクトの流体抵抗，1979.
14) Rudinger G., Wave diagrams for nonsteady flow in ducts, (1955), pp.8-19, D. Van. Nostrand.
15) Howe, M.S., Iida, M., Maeda, T. and Sakuma, Y., Rapid calculation of the compression wave generated by a train entering a tunnel with a vented hood, Journal of Sound and Vibration, 297 (2006), pp.267-292.
16) Hockney, R. W. and Eastwood, J. W., Computer simulation using particles (1988), pp.120-128, Adam Hilger.
17) 今井功，流体力学（前編），裳華房 (1974)，pp.86-88.

３．トンネル内圧力変動予測手法の精度検証

３．１　はじめに

第 2 章で示したトンネル内圧力変動シミュレーション手法の予測精度を検証するために模型実験を行った．本研究ではまず，一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションの予測精度検証のために軸対称列車模型を使用した実験を実施した．つぎに，同じ装置によって三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションの予測精度の検証を行った．本手法の対象である列車先頭部・後尾部通過時の圧力変動，特に近傍場の圧力変動は，列車の先頭部形状に強く依存するため，従来から使用してきた軸対称列車模型による実験では正確に再現することはできない．そこで，まず，実際の列車と相似な，複雑な先頭部形状を有する矩形断面の列車模型（以降，実形状列車模型）を打ち出すことが可能なように既存の発射装置の改良を行った．また，トンネル内での列車通過時圧力変動の三次元的な分布に着目した研究事例は少なく，模型実験による検討としては現地試験結果との比較や圧力波の影響を調べたものはあるが [1)2)]，トンネル断面内における距離依存性や列車先頭部形状やトンネル断面形状の影響について調べたものは見られない．そこで，まず開発した実形状列車模型発射装置によってトンネル内列車通過時圧力変動に対する列車先頭部形状やトンネル断面形状の影響および列車からの距離依存性などの特性を明らかにした．さらに，模型実験結果と比較することで三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションの精度検証を行った．

３．２　列車模型発射装置

列車がトンネルに突入する際に発生する圧力波を再現するためには列車と空気，トンネルおよび地面との相対的な運動を再現する必要がある．このため，風洞実験で再現することは非常に困難であり，通常は列車模型をトンネル模型に突入させる実験方法が用いられる [3)4)]．高速列車のようにはく離のない流線型の先頭部が突入したときに発生するトンネル内圧力波への粘性の影響は小さくマッハ数が支配的であるため，模型実験で現象を再現する場合には列車模型の走行速度を実際の列車と一致させる必要がある．また，既述のとおり圧力波の波長はトンネル直径より長いため，流れのはく離がない流線型先頭部に対しては三次元的な形状を詳細に再現する必要はなく，断面積の変化だけを正確に再現すればよい．

以上の考え方にもとづき，図 3.1 に示すように，地面の効果を鏡像法によって模擬 [5)]し，トンネルを円管で，列車模型を先頭部の断面積変化が実際の列車先頭部と一致した軸対称模型で再現する．

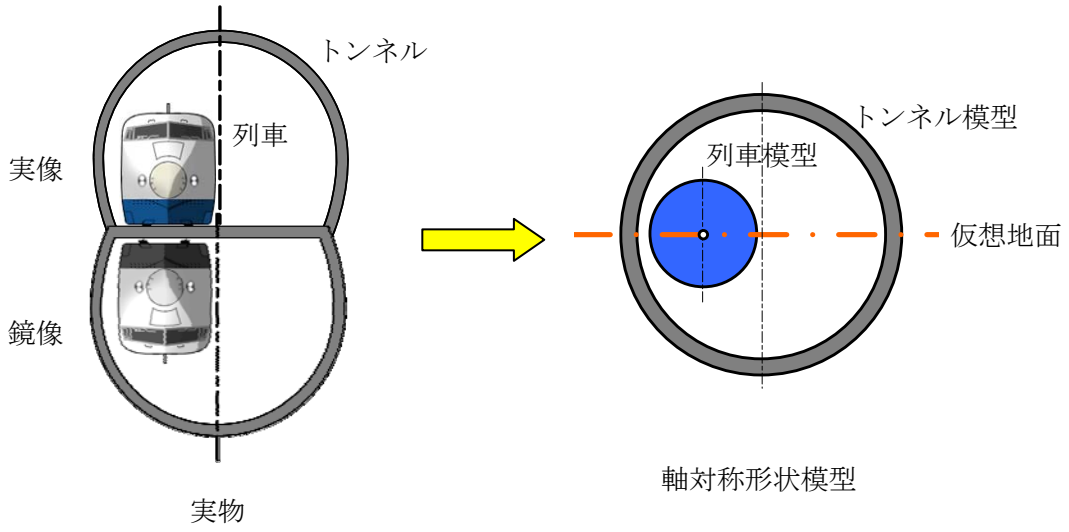


図３．１　軸対象模型と鏡像の概念

3.2.1　発射装置の構成

列車模型発射装置[4)]の概略を図 3.2 に示す．発射装置は上下にある車輪（発射輪）を高速で回転させ，その間に挿入された軸対称形状の列車模型を車輪による摩擦駆動で加速する．発射された列車模型は発射装置と制動装置の間に張られたピアノ線（直径 5mm）によってガイドされ終端側の制動装置に達する．したがって，円断面形状の列車模型の中心軸上には 5.3～5.5mm の穴が貫通している．

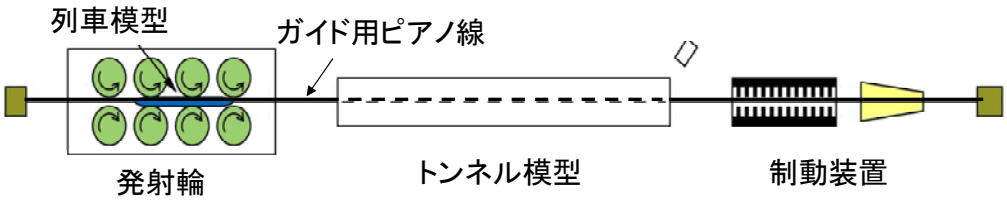


図３．２　列車模型発射装置の構成

列車模型速度は模型内部に組み込まれた永久磁石によって，一定間隔で設置された 2 個のコイルに発生する電気信号の時間差から求めた．列車模型が発射されてから制動装置へ達するまでの模型速度の減少量は 1km/h 未満であり，ほぼ等速でトンネル模型内を走行することができる．軸対称列車模型の最高発射可能速度は約 550km/h である．本装置は上下ペアの発射輪で列車模型を挟み込んで打ち出す方式のため，基本的に軸対称列車模型のみ使用することを前提に開発されたものである．

3.2.2　実形状列車模型発射装置の開発

(1)　装置の構成

実形状の列車模型を発射する装置としては，ゴムの弾性エネルギーによるもの[6]や圧縮空気によるもの[1]などがある．本研究では軸対称列車模型の発射を前提とした現状の発射機構を変更することなく複雑な実形状の列車模型による実験が可能なように改良を行った．

回転輪方式によって実際の車両のような複雑な先頭形状で矩形断面の列車模型を発射するため，図 3.3 に示すように，回転輪で加速される軸対称形状の発射体とトンネルに突入する供試体部分（実形状列車模型）で模型を構成する方法を採用した．発射体の先端部分は初期設置時に回転輪に接触しないよう細くしてある（以降，細い部分を接続棒と呼ぶ）．

発射手順は，まず，実形状列車模型（供試体）をトンネル模型の手前に発射体の接続棒に接触させて設置する．実形状模型と回転輪の間には発射体を停止させるための発射体用制動装置がある（図 3.3(a)）．接続棒の直径は発射体より十分小さいため，発射体に接触するように調整されている回転輪や発射体用制動装置には接触しない．回転輪が発射速度に応じて定められた回転数に達するとバネによって発射体を回転輪の位置まで送り出す．回転輪によって加速された発射体は実形状列車模型を押しながら加速を続ける（図 3.3(b)）．発射体が発射体用制動装置に到達すると発射体は停止するが，実形状列車模型は慣性でそのまま走行し（図 3.3(c)），トンネル模型に突入後，列車模型用制動装置で停止させられる．

本装置による列車模型の最高発射可能速度は，発射体用制動装置および接続棒の強度の制約から約 250km/h である．

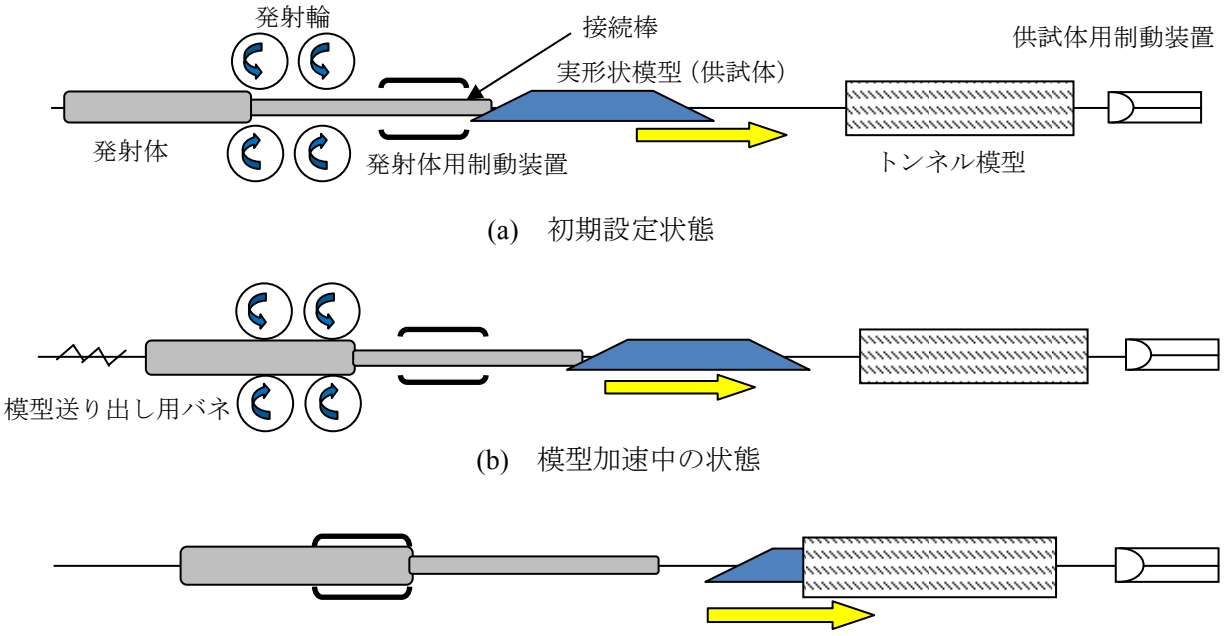


図３．３　実形状列車模型発射方法

本方法では実形状列車模型を従来の軸対称列車模型と同様，一本のピアノ線によって装置終端部までガイドすることになる．そのため，軸対称列車模型では問題とならないピアノ線まわりの傾き（ローリング）を防止する必要ある．そこで，測定区間直前まで実形状列車模型の下部にガイド用ローラーを設置することで列車模型の傾き（ローリング）を防止した．ガイド用ローラーと実形状列車模型を図 3.4 に示す．

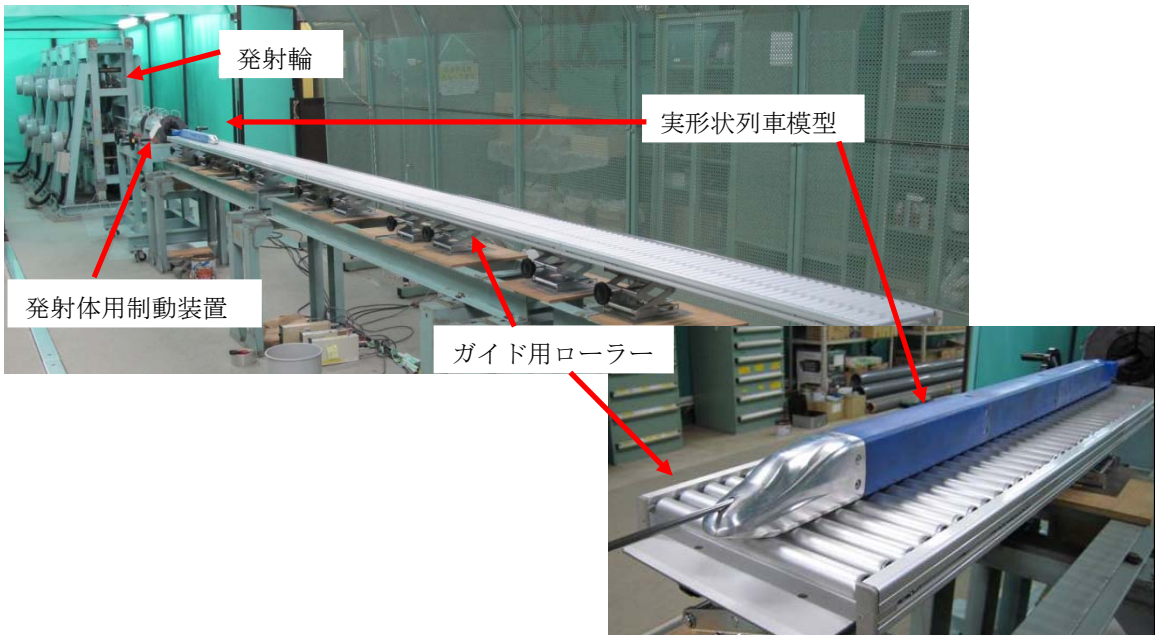


図３．４　実形状列車模型ローリング防止用ガイドローラー

(2)　実形状列車模型の走行安定性

実形状列車模型の走行姿勢，特にローリングの有無を確認するために明かり区間（トンネルのない区間）において，高速度デジタルカメラ（カシオ　PRO－EX－E1，撮影コマ数は 1200 frame/sec）による走行状態の撮影を行った．

速度 200 km/h で発射したときの走行姿勢の撮影結果を図 3.5 に示す．ピアノ線一本でガイドされているだけであるが，列車模型はローリングすることなく走行しており，加速区間に設置したローリング防止用ガイドローラーが有効であることが確認できる．実験では全ての試番について高速度カメラで列車模型の走行姿勢を監視し，ローリングが確認された場合は測定をやり直した．なお，全試番（250km/h，計 30 回）中，ローリングが観測されて測定をやり直したのは 2 回であった．

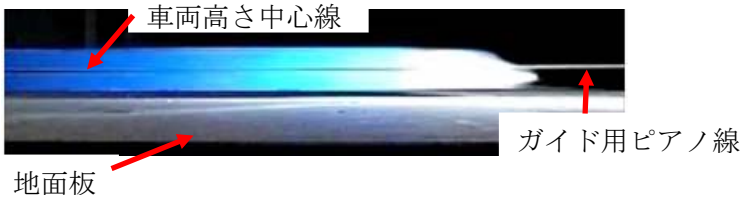


図３．５　実形状列車模型の走行状態（高速度カメラ撮影）

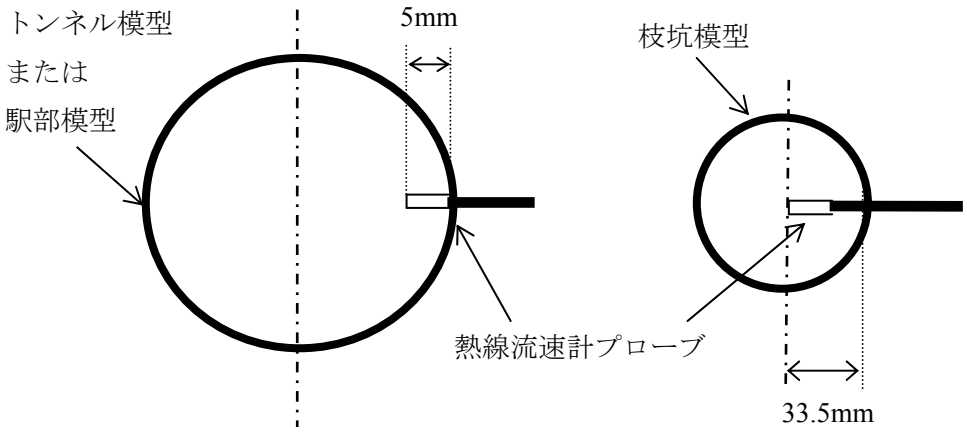
３．３　一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションの精度検証

一次元非定常圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションの精度を検証するために，地下駅を準一次元的な単純形状で模擬した断面積拡大トンネルや枝坑とトンネル本坑を組み合わせたトンネル模型を使用し，トンネル内部の圧力，流速の測定を行った．

3.3.1　模型実験の概要

トンネル模型の構成と測定位置を図 3.6 に，模型の主要諸元を表 3.1 に，使用した測定機器を表 3.2 に示す．列車模型，トンネル模型，地下駅模擬模型，枝坑模型はいずれも円断面形状であり，列車先頭部・後尾部は回転楕円体（長径／短径＝3）である．列車模型が軸対称列車模型であることから発射装置は図 3.2 に示した既存の列車模型発射装置を使用した．模型の縮尺は 1/97（本実験では鏡像考慮せず）である．

圧力変換器はトンネル模型の上部内壁に表面が平滑になるよう埋め込んだ．また，熱線流速計のうちトンネル内の V1，V2 についてはトンネル壁面から 5mm 内側に，枝坑坑口の V3 については断面中心軸上で坑口断面から 5mm 離れた位置に設置した．熱線流速計の設置断面を図 3.7 に示す．本実験での列車模型速度は 300km/h および 500 km/h（ばらつき±1 km/h 以内，マッハ数約 0.24 および 0.40）である．



(a)　トンネル内流速測定（V1，V2）　　(b)　枝坑坑口流速測定（V3）

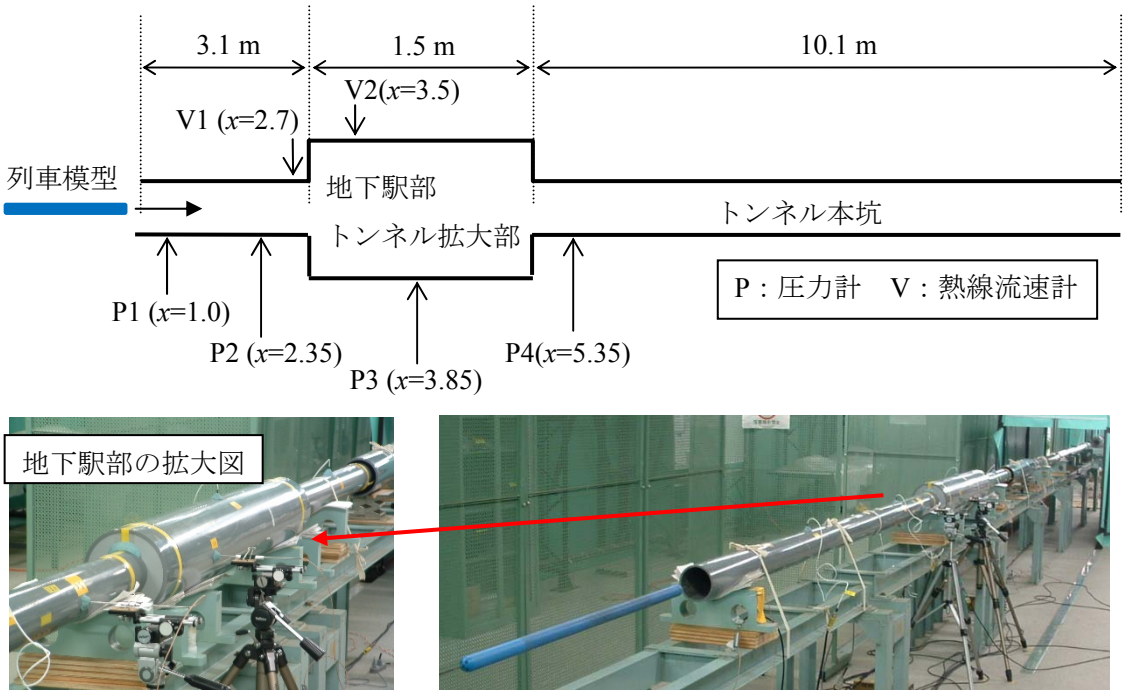
図３．７　熱線流速計の設置断面図

表３．１　模型の主要諸元

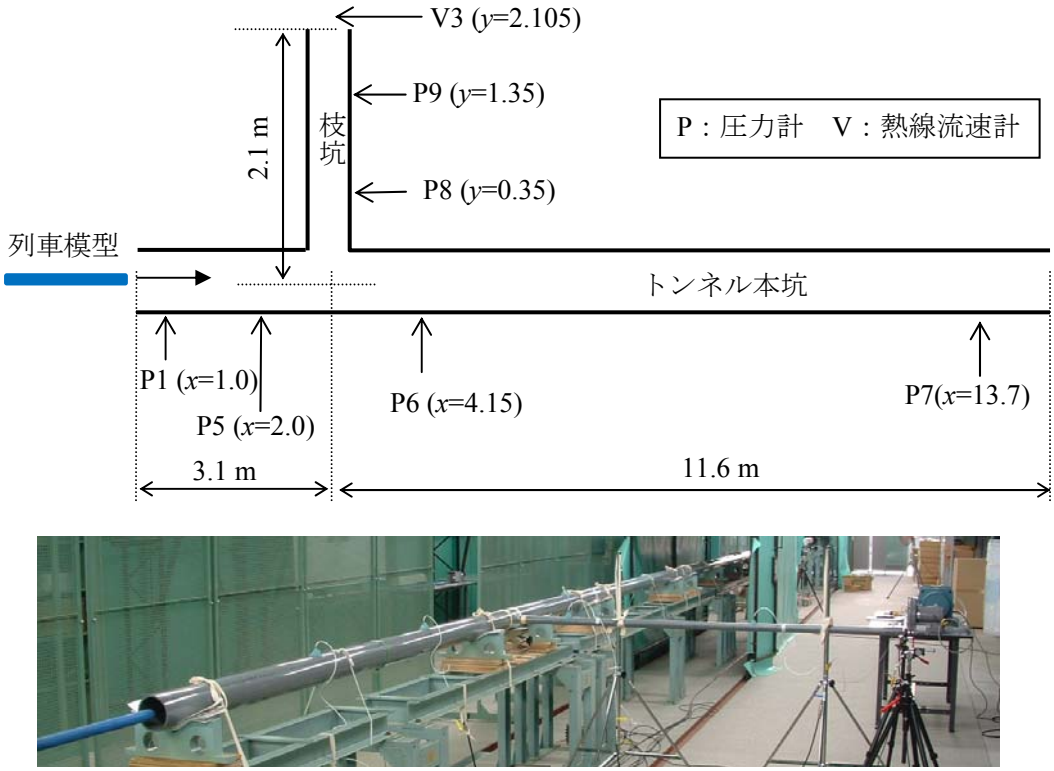
トンネル模型	断面積，A (m^2)	0.00785	
	直径，d (m)	0.1	
	全長，L (m)	14.7	
拡大部模型（拡大部小/大）	断面積，A_w (m^2)	0.0170	0.0298
	本坑との断面積比	2.17	3.80
	直径, d_w(m)	0.147	0.195
	全長, L_w(m)	1.48	1.48
枝坑模型	断面積, A_b (m^2)	0.003524	
	本坑との断面積比	0.4489	
	直径, d_b (m)	0.067	
	全長, L_b (m)	2.00	
列車模型	断面積，a (m^2)	0.000940	
	直径，d' (m)	0.0346	
	全長，l (m)	1.3	
	先頭・後尾長さ，l_n (m) アスペクト比, l_n / (d'/2)	0.0519 3.00	
列車・トンネル本坑断面積比		0.12	
ﾚｲﾉﾙｽﾞ数（ﾄﾝﾈﾙ直径基準）	300km/h	5.6×10^5	
	500km/h	9.3×10^5	
マッハ数	300km/h	0.24	
	500km/h	0.41	
縮尺		1/97	

表３．２　使用計測器

項目	計測器	型番	設定
圧力	圧力変換器（差圧計）	Kulite XCS-190-5G	
	アンプ	TEAC SA-59	Low pass Filter　10 kHz
流速	熱線流速計	DANTEC I型プローブ 55P11	
収録	データロガー	GRAPHTEC DM3000	Sampling 25 kHz



(a)　実験 1：トンネル拡大部検証実験



(b)　実験 2：トンネル枝坑部検証実験

x：トンネル入口からの距離(m)　y：本坑中心からの距離(m)

図３．６　トンネル模型の構成

3.3.2　流体力学的パラメータの決定

2 章で述べたように本手法では列車およびトンネル壁面の摩擦係数，列車先頭部，後尾部での圧力（全圧）損失係数といった流体力学的パラメータが必要となる．これらのパラメータは実験的に求める必要がある．そこで，図 3.6(a)に示したトンネル模型の拡大部がない，通常のトンネルだけの場合における速度 300km/h での P1 の圧力測定結果からこれらのパラメータを同定する．

高速列車の先頭部および本実験で用いた回転楕円体（長径／短径＝3）は流線型であるため，先頭部では流れのはく離はほとんどないと仮定し，先頭部の圧力損失係数は 0 とした．トンネルの摩擦係数はたとえば圧力波のトンネル内伝播に伴う減衰量から推定することも可能だが，圧力波の減衰量は摩擦の他に，トンネル内流れを一次元で扱ったことによる影響も含まれるため，全てを摩擦係数に負わせることには無理がある [7]．そこで，文献 7)にしたがい，トンネル模型の摩擦係数として λ=0.02 を採用する．この数値はトンネル模型壁面との相対流速（10m/s 程度）と管直径を基準としたレイノルズ数（$Re=7.0\times10^4$）から得られる管の摩擦係数 [8]と同程度であり概ね妥当な数値であると思われる．なお，トンネル内流れにおいて，トンネル壁面との相対流速は列車側面との相対流速より十分小さいため，実験値による同定を行わなくても結果に及ぼす影響は小さい．よって，模型実験の測定波形から同定する必要のあるパラメータは列車模型側面の摩擦係数と後尾部の圧力損失係数となる．

同定に使用した圧力変動波形の測定結果とパラメータを一致させた計算の結果を図 3.8 に示す．図 3.8 に示した圧力変動の発生要因を発生箇所に示した番号別に示す．

①列車先頭部のトンネル突入時に発生した圧縮波の通過
②列車後尾部のトンネル突入時に発生した膨張波の通過
③列車先頭部通過
④列車後尾部通過
①'①のトンネル出口での反射膨張波の通過
②'②のトンネル出口での反射圧縮波の通過
①"①'のトンネル入口での反射圧縮波の通過
②"②'のトンネル入口での反射膨張波の通過

このうち，列車後尾部突入によって発生した膨張波通過（要因②）による圧力降下量は，列車後尾部での圧力損失がなければ列車先頭部突入による圧縮波（要因①）による圧力上昇量と等しくなる．実際には列車後尾部で圧力損失があるために両者は一致せず，その差は圧力損失係数に依存する．そこで，図 3.8 における圧力降下量が実験値と一致するように列車模型後尾部の圧力損失係数を同定した．

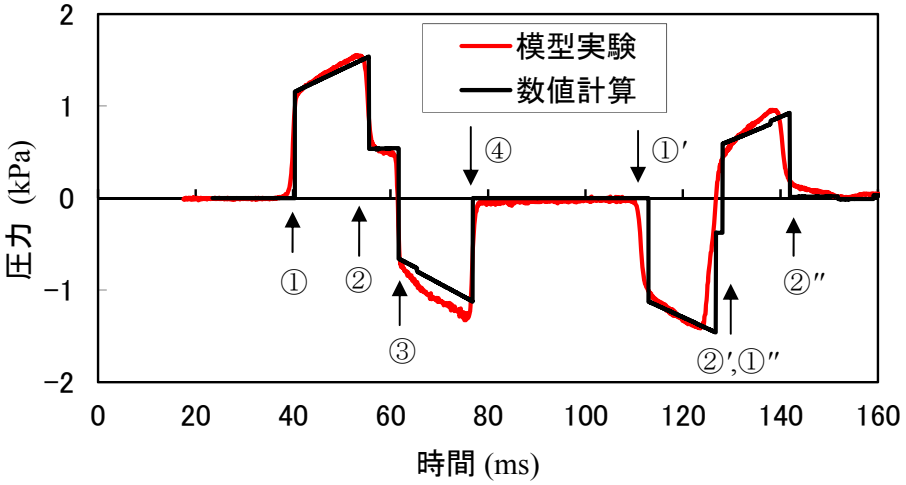


図３．８　圧力波形の比較による流体力学的パラメータの決定（拡大部なし，300km/h）

つぎに，列車先頭部はトンネルに突入しているが列車の後尾部がまだ突入していない状態（厳密には後尾部突入時に発生した膨張波が圧力測定点まで到達していない状態）を考える．このときの流れの状態[9)]を図 3.9 に示す．図 3.9 には流れの状態に対応する圧力波形の概略も併せて示してある．列車突入によって発生した圧縮波と列車先頭部間は圧縮波によって誘起された流れが列車進行方向に発生する．一方，列車先頭部からトンネル坑口に向けて圧力は下がるため，列車側面には列車進行方向とは逆向きに流れが発生する．圧縮波による圧力上昇量と列車先頭部通過時の圧力降下量は列車速度，列車・トンネル断面積比で決まり，同じ大きさである（図 3.9 の両矢印）．したがって，図 3.8 の圧力波形の要因①と②の間の緩やかな圧力上昇量は列車側面との摩擦による圧力降下量に相当する．厳密にはトンネル壁面との摩擦による寄与も含まれているが，列車との相対速度はトンネル壁面との相対速度より 10 倍程度大きいため，この圧力降下量はほぼ列車側面の摩擦係数に依存すると考えられる．そこで，トンネル壁面の摩擦係数は記述したとおり λ=0.02 で固定し，要因①と②の間の圧力上昇量が実験値と一致するように列車模型側面の摩擦係数を同定した．

決定したパラメータを表 3.3 に示す．列車模型の摩擦係数は相対流速を基準としたレイノルズ数（Re=3.0×10^5）から得られる滑らかな管の摩擦係数[8)]とほぼ一致しており，妥当な値であると考えられる．後尾部圧力損失係数の妥当性を評価することは難しいが，後尾部では流路が拡大することになるので，一種の拡大円管と考えて同定した圧力損失係数を評価する．急拡大円管での圧力損失係数は式(2.26)より約 0.014 となる．同定した C_{Lt} は 0.0012 とさらに 1 桁小さいが，これは列車後尾部の流路の形状が単なる拡大円管ではなく二重円管であるためにはく離渦領域が管中央付近の狭い領域に集中していること，後尾部形状が流線型であり急拡大円管と比べると，はく離しにくいためであると考えられる．

本節で示す計算ではすべて表 3.3 のパラメータを使用した．

表３．３　計算用流体力学的パラメータ

トンネル水力摩擦係数 λ	0.02
列車水力摩擦係数 λ'	0.015
列車先頭部圧力損失係数 C_{Lh}	0.0
列車後尾部圧力損失係数 C_{Lt}	0.0012

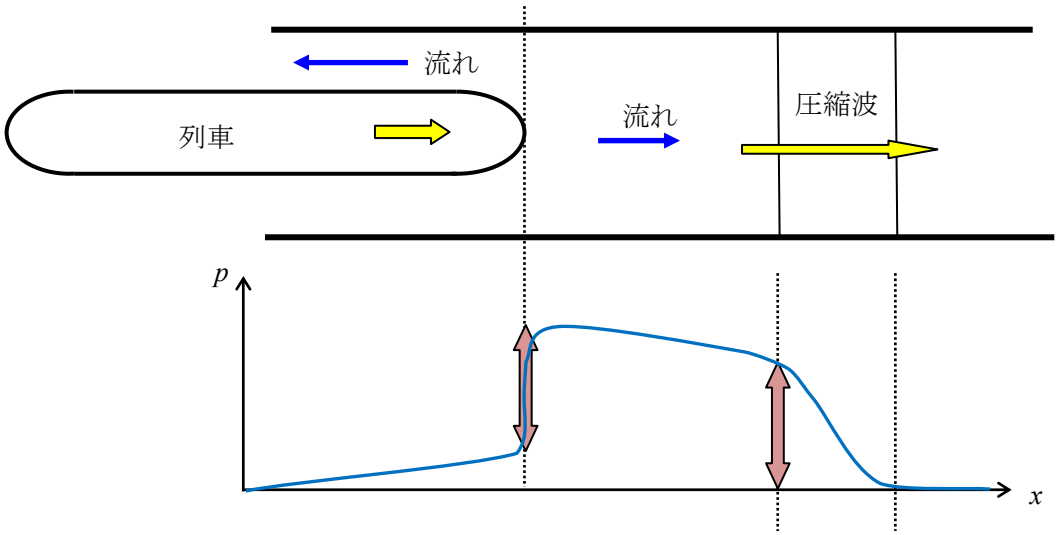


図３．９　列車先頭部突入直後のトンネル内流れ（地上固定座標）

3.3.3　高速域における計算精度

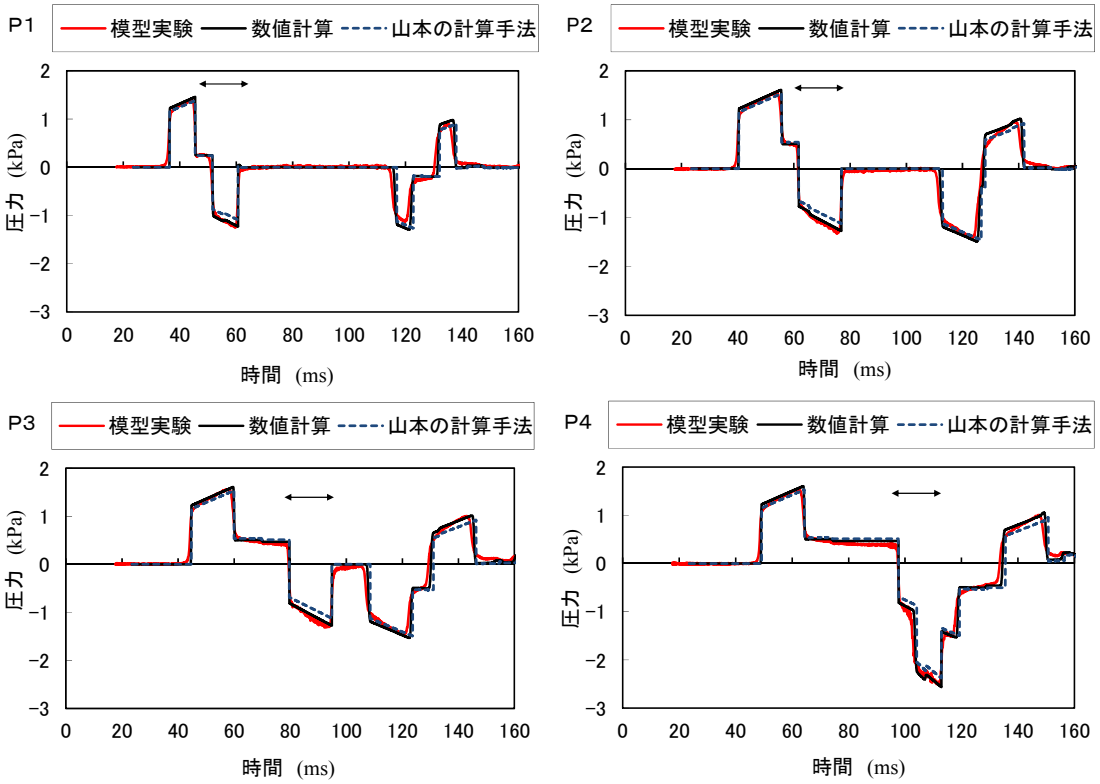
高速域（350km/h 以上）における計算精度の検証のために，拡大部や枝坑のない通常トンネルにおける列車模型速度 300km/h と 500km/h の場合について実験結果との比較を行った．

(1)　圧力変動

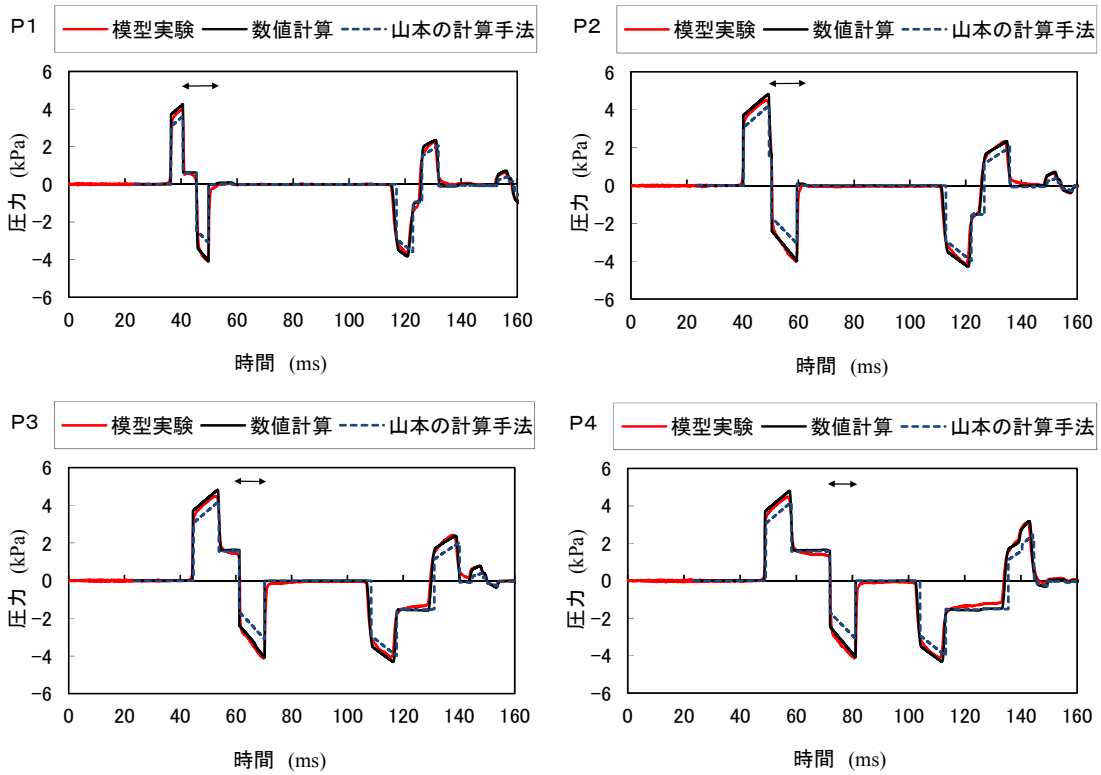
圧力変動の模型実験結果と数値計算結果，さらに比較のために同じパラメータ（表 3.3）を用いた山本の計算手法 [10)-12)]による結果も併せて図 3.10 に示す．図 3.10 中の←→は列車模型が圧力測定点を通過していることを示す．

図 3.10(a)より，速度 300km/h の場合，本手法による数値計算結果も山本の計算手法による計算結果も模型実験結果と良く一致している（一致するように表 3.3 のパラメータを決定した）．同じパラメータを用いて 500km/h の計算を行うと，低マッハ数近似を行っている山本の計算手法では圧力変動を過小評価している（詳細については付録参照）のに対し，本手法による計算結果は実験結果と良く一致している（図 3.10(b)）．

以上より，目的とした 350km/h 以上の領域，少なくとも速度 500km/h までは精度良く圧力変動を予測できることが確認できた．



(a)　列車模型速度　300km/h（P1~P4）



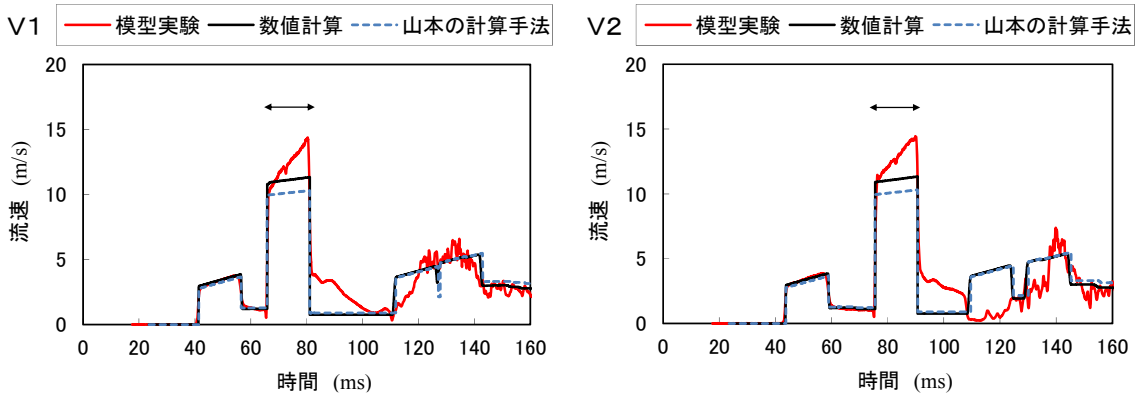
(b)　列車模型速度　500km/h（P1~P4）

図３．１０　トンネル本坑内の圧力波形

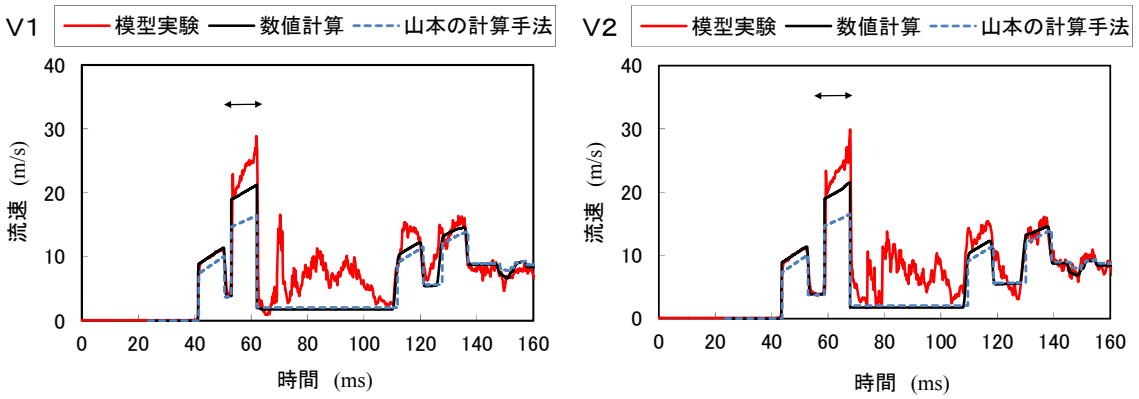
(2)　流速変動

流速変動の模型実験結果，本手法による計算結果，山本の手法による計算結果を図 3.11 に示す．トンネル内の列車走行に伴う流速は正負（正：列車進行方向）に変動するが，実験値は熱線流速計による測定値であるため流速の絶対値が出力される．そこで，図 3.11 では比較しやすいように，計算値も絶対値で示している．図中の←→が流速の負の区間を示しており，ちょうど列車模型が測定部を通過している時に一致する．

流速は境界層や列車周りの流れなどの三次元性のためトンネル断面内の平均流速を求める一次元流れの計算結果とは一般には一致しないが，図 3.11 では列車模型通過中（図 3.11←→区間）及び通過直後の列車の影響が強い時間を除いて概ね一致している．トンネル断面内の流速分布を滑らかな円管内の発達した乱流流速分布としてべき乗則（Re 数より 1/8 乗則）で近似すると，断面平均流速は断面内最大流速の 85～90%程度であり [8]，平面波である圧力波によって誘起される流速は，壁近傍を除いて一次元モデルによる断面内の平均流速でトンネル内流速を代表させても実用上問題ないと考えられる．



(a)　列車模型速度　300km/h（V1，V2）



(b)　列車模型速度　500km/h（V1，V2）

図３．１１　トンネル本坑内の流速（絶対値）波形

列車通過中の流速変動，すなわち，列車側面とトンネル壁面間の流速変動について考察する．圧力波の波面が列車側面を通過していない時（準定常状態），列車固定座標からみた列

車側面の質量流量は一定であるため列車に沿って $\rho(\bar{u}-V)$が一定となるが，図 3.10 より，列車先頭部付近の方が列車後尾部付近より圧力が高く空気密度が大きいため，列車側面の平均流速は後尾側の方が大きくなる．この傾向は計算でも再現されているが，全体的に過小評価となっており（山本の手法では圧力変動の計算結果が小さいため，本手法の結果よりさらに過小評価となっている），その差は列車後尾側ほど大きくなっている．

列車側面とトンネル壁面間の流速分布の概略を図 3.12 に示す．列車模型とトンネル模型の表面付近で境界層が発達し，列車後尾部ほど主流領域の流速が平均流速より大きくなるため，壁から 5mm（隙間寸法の 0.15 倍）内側の測定点では差が拡大したものと推定される．

列車模型通過後に流速の計算結果が実験結果と大きくずれたのは，列車端境界を不連続境界として取り扱ったためと推定される．計算では流速は列車の存在による流路断面積の変化に応じて不連続に変化するのに対し，実際の流れでは列車模型の伴流によって通過後もしばらく列車進行方向に流れが誘起されるため，測定結果の方が大きくなったものと推定される．また，流速には大きなずれが生じたが，図 3.10 に示した圧力変動波形には伴流の影響はみられず，計算結果は実験結果と良い一致を示した．これはトンネル中心を走行している本実験条件では，トンネル壁面までの距離が長かったためと推定される．後述するように，トンネル壁面に近接して列車模型が走行する場合，圧力変動波形も伴流の影響を受ける（図 3.21(a)）．

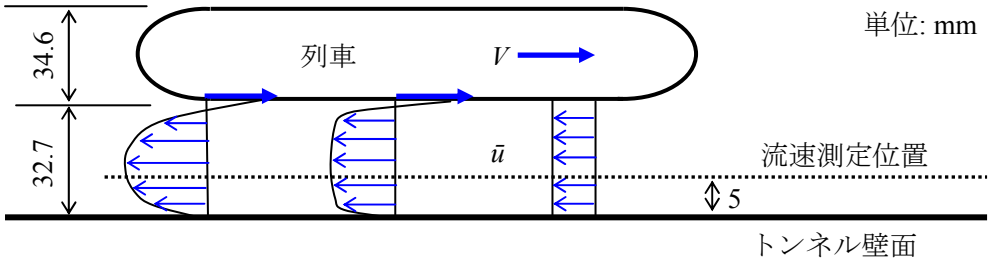


図３．１２　列車側面～トンネル壁面間の流速分布の概念図（地上固定座標）

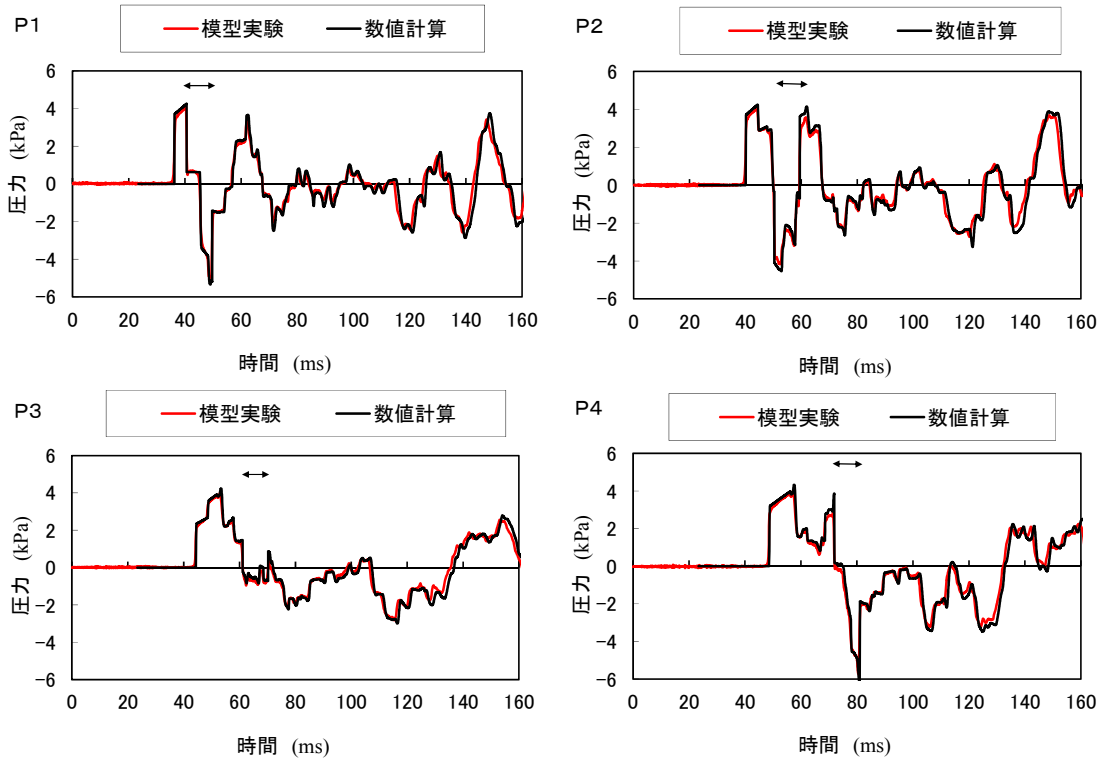
3.3.4　トンネル断面積拡大部

次に，地下駅を模擬したトンネル拡大部における圧力変動・流速変動の計算結果について検証するため，表 3.1 に示した断面積の異なる二種類のトンネル拡大部について計算を行った．

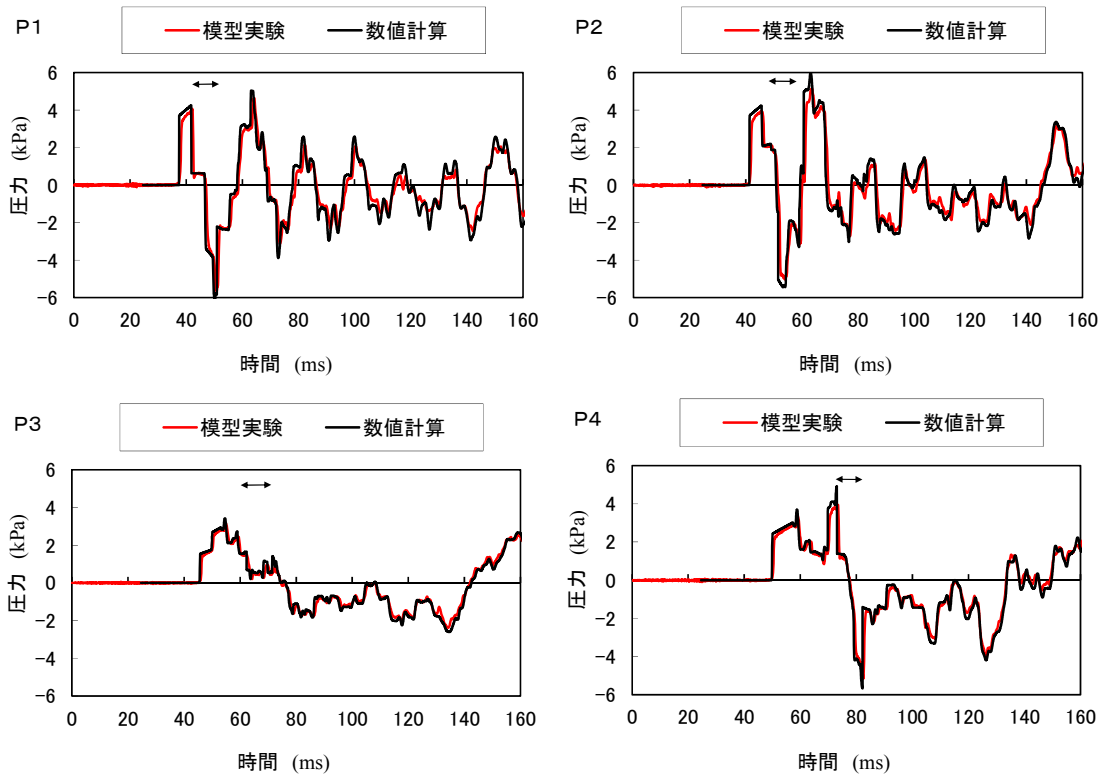
(1)　圧力変動

圧力変動の模型実験結果と数値計算結果を図 3.13 に示す．図 3.13 は全て速度 500km/h での結果であり，図中の◀▶は列車模型が圧力測定点を通過していることを示す．

図 3.13 より，本手法による数値計算結果は 500km/h の高速域において，トンネル本坑内だけでなくトンネル拡大部内の圧力（P3）波形も，その断面積にかかわらず実験結果と良く一致していることがわかる．トンネル本坑内においてもトンネル拡大部のないとき（図 3.10）に比べて断面積変化部からの反射波の影響によって圧力は非常に複雑に変化するが，計算結果は実験結果と良く一致している．



(a)　拡大部小（本坑断面積の 2.17 倍）　(P1~P4)



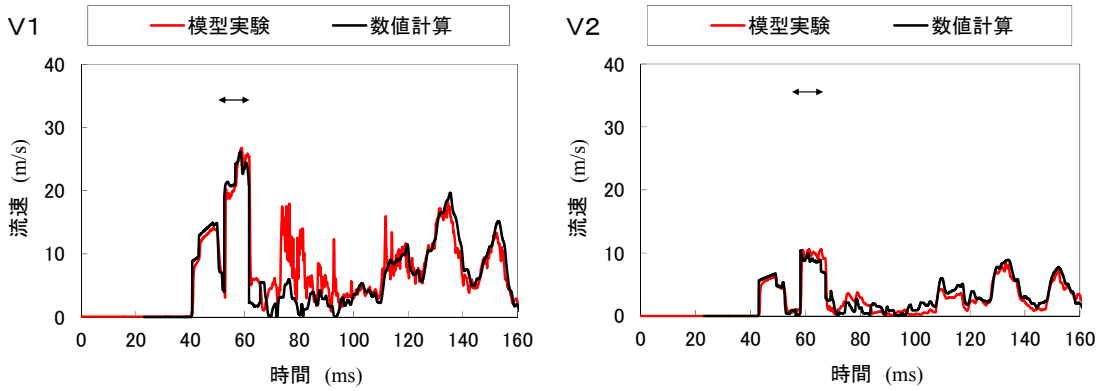
(b)　拡大部大（本坑断面積の 3.80 倍）　(P1~P4)

図３．１３　トンネル本坑内・拡大部の圧力波形（列車模型速度：500km/h）

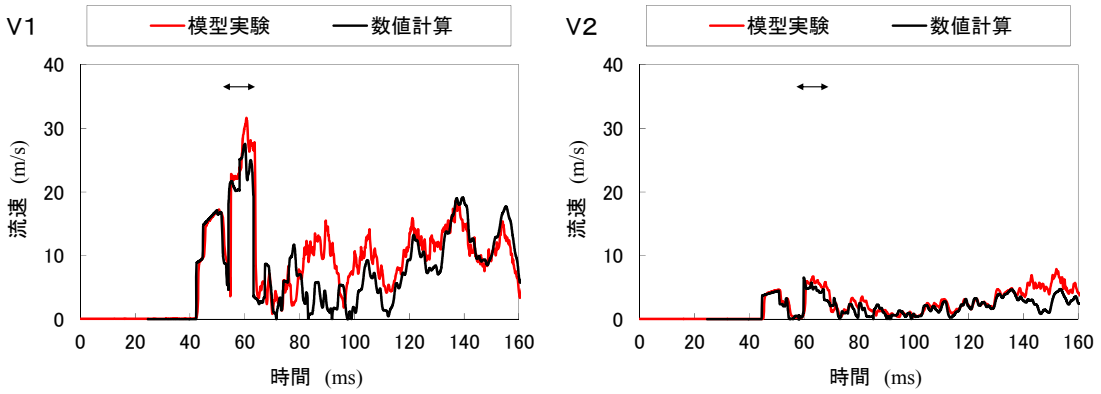
(2)　流速変動

流速変動の模型実験結果と数値計算結果を図 3.14 に示す．図 3.11 と同様，図 3.14 も熱線流速計の出力に合わせて流速の絶対値を示している．また，図 3.14 は全て速度 500km/h での結果であり，図中の↔は列車模型が流速測定点を通過していることを示す．

トンネル拡大部がないときのトンネル内流速と同様，列車模型通過中および通過後は実験値からの差が大きい．また，流速測定点（V1，V2）はいずれも断面積変化部からの距離 Δx は約 0.4m（$\Delta x/d$=4，d：トンネル直径）であり，この程度離れた地点ではトンネル断面積変化部付近の流れのはく離などの三次元性の影響を受けておらず，列車付近を除いた圧力波によって誘起される流速の数値計算結果は概ね模型実験結果と一致しており，一次元的な流れ場であるといえる．



(a)　拡大部小（本坑断面積の 2.17 倍）（V1，V2）



(b)　拡大部大（本坑断面積の 3.80 倍）（V1，V2）

図３．１４　トンネル本坑内・拡大部の流速（絶対値）波形（列車模型速度：500km/h）

3.3.5　分岐・合流部

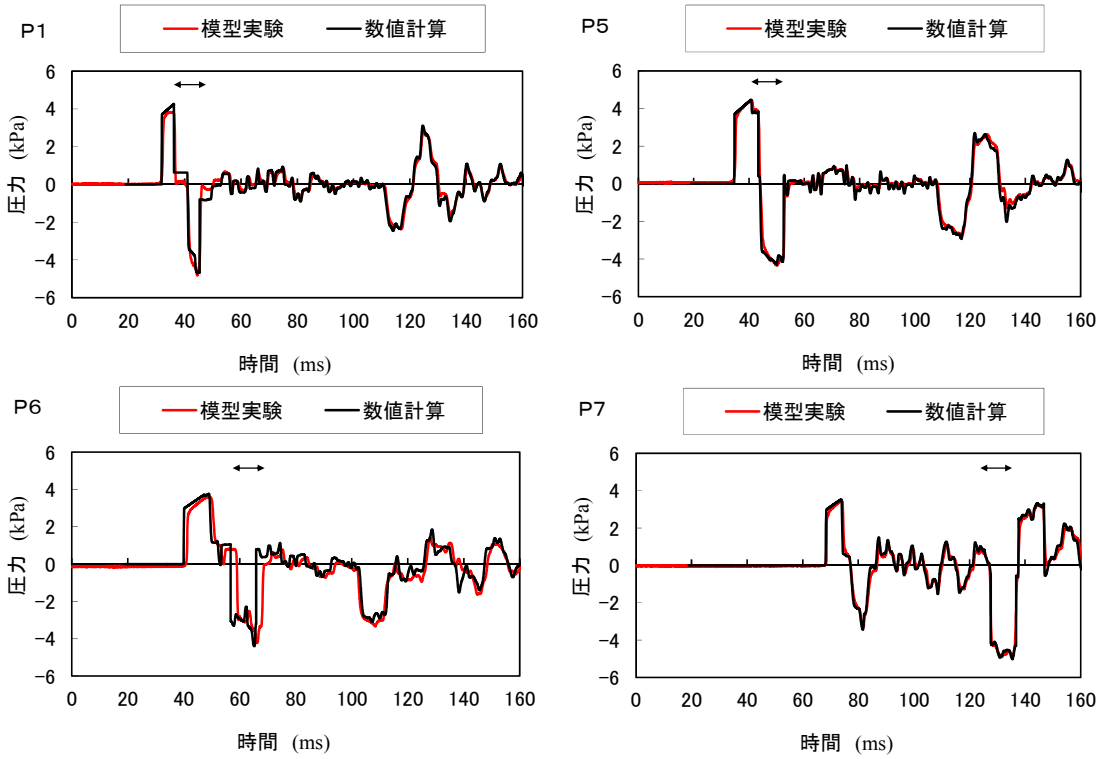
次に，枝坑を模擬した分岐・合流部のあるトンネル内の圧力変動・流速変動の計算結果について検証するため，図 3.6(b)に示した枝坑付きトンネルについて計算を行った．

(1)　圧力変動

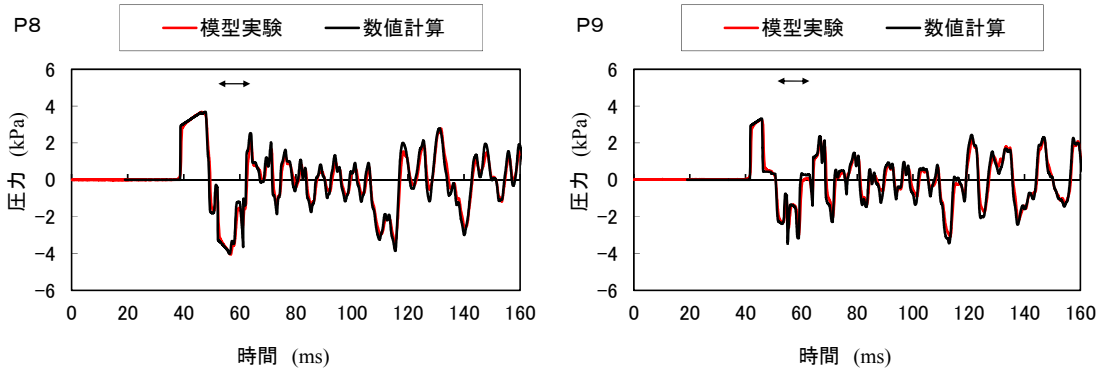
圧力変動の模型実験結果と数値計算結果を図 3.15 に示す．図 3.15 は全て速度 500km/h での

結果であり，図中の←→は，本坑内の圧力測定点（P1，P5～P7）については列車模型が測点を通過していることを，枝坑内の圧力測定点（P8，P9）については本坑・枝坑分岐部を列車模型が通過していることを示す．

図 3.15(a)より，枝坑が設置されたことによって枝坑への分岐や枝坑口からの反射波などの影響によりトンネル本坑内の圧力変動は非常に複雑になるが，500km/h の高速域においても計算結果は模型実験結果と良く一致している．また，図 3.15(b)より，枝坑内の圧力変動も模型実験結果と良く一致しており，トンネルに分岐・合流部がある場合についても本手法は適用可能であることがわかる．



(a)　トンネル本坑内（P1，P5～P7）



(b)　トンネル枝坑内（P8，P9）

図３．１５　トンネル本坑内・枝坑内の圧力波形（列車模型速度：500km/h）

(2)　流速変動

枝坑坑口からの流速変動の模型実験結果と数値計算結果（管坑口境界点の流速）を図 3.16 に示す．図 3.16 中の←→は列車模型が本坑・枝坑分岐部を通過していることを示す．流速測定はトンネル内と同様，熱線流速計で測定したため流速の絶対値が出力されている．比較のために計算結果については絶対値も併せて示してある．また，坑口流速測定位置と計算結果の出力点位置を図 3.17 に示す．模型実験における坑口流速の測定位置は管坑口から 5mm 外側の，管断面の中心軸上であり，噴流の主流速度を測定していると考えられる．計算は一次元流れとして扱っており，出力点は管坑口面の平均流速となる．

計算結果から坑口における流れは正負（正：吹き出し方向）に変動している様子がわかる．計算結果（絶対値）を実験結果と比較すると，変動の傾向はほぼ一致しているが，実験結果の風速変動の立ち上がり方が計算結果より緩やかである．これはトンネル本坑内の流速測定波形の変動と比較しても緩やかである．

計算はあくまで管内の流速を対象としているのに対し，模型実験では管口からの吹き出し流れを測定したものであるために波形の傾向が異なったものと推定される．圧縮波到達時に坑口から流出するごく初期の流れはポテンシャル流に近い流速分布が坑口周辺に形成され，時間が経過すると管端で流れがはく離し噴流に移行する．フランジのない円形開口部から吹き出す速度ポテンシャルから管の軸上流速を計算すると，管坑口から距離 5mm に相当する位置では，管内平均流速の約 65%となる [13]．図 3.16 より，最初の圧縮波到達時に誘起された流速（時間約 43ms）の立ち上がり量を比較すると，実験値 8.3m/s，計算値 14.3m/s であり，実験値は計算値（管内平均流速に等しい）の約 60%となり，上記の解析結果にほぼ等しくなる．

以上より，本数値計算はトンネル枝坑からの吹き出し流れの全体的な変動を概ね再現できており，最大値を予測するには十分な精度と考えられる．

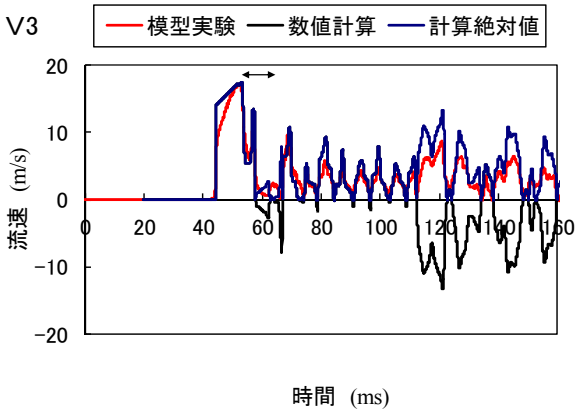


図３．１６　トンネル枝坑坑口からの流速
（列車模型速度：500km/h）

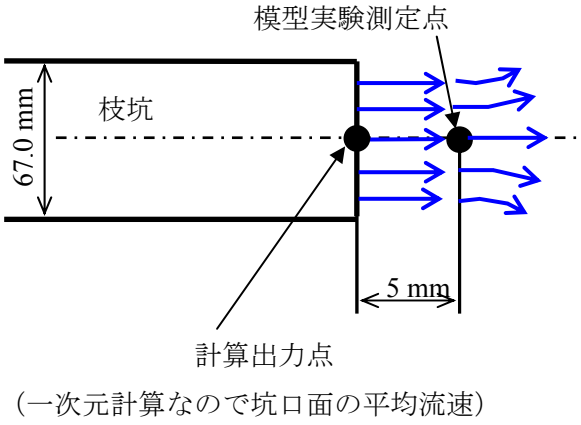


図３．１７　トンネル枝坑坑口からの
流速測定点と計算出力点

３．４　トンネル内における列車通過時圧力変動の特性

列車が走行すると列車先頭部の先端部付近では正圧が，肩部では負圧が生じるため，列車先頭部や後尾部の通過に伴って圧力変動が発生する．明かり区間（トンネル以外の区間）における列車先頭部・後尾部通過時の圧力変動の実測例[14)]を図 3.18 に示す．図 3.18 のように先頭部，後尾部が通過する際には先頭部周り，後尾部周りの圧力場が移動することにより地上固定点で測定される圧力は正負に大きく変動することになる．この現象の最も簡単な流体力学モデルは一様流中の 1 点わき出し[15)]であるが，このモデルによると，明かり区間の圧力変動の大きさは列車速度の二乗と列車断面積に比例し，列車中心からの距離の二乗に反比例する[16)]．トンネル内においても列車周りの圧力場によって類似の圧力変動が引き起こされると考えられる（図 2.2(c)）が，その圧力変動の大きさの特性について詳細に調べた事例はあまり見られない．そこで，本項では，まず図 3.3 で示した実形状列車模型発射装置によってトンネル内列車通過時圧力変動の特性について調べた．

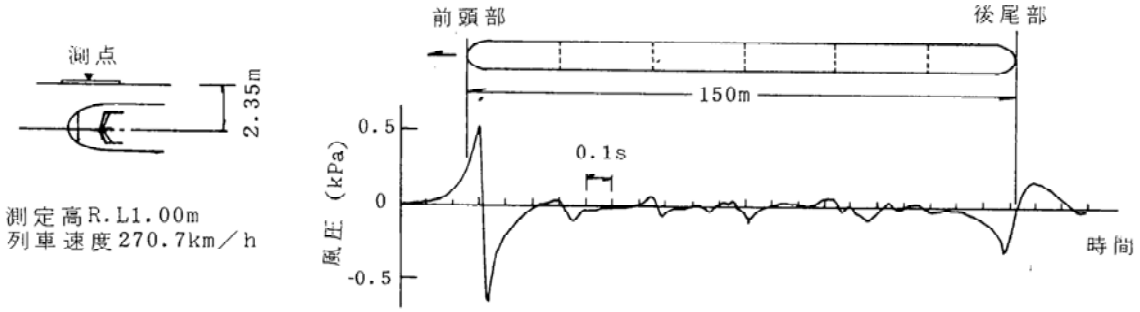


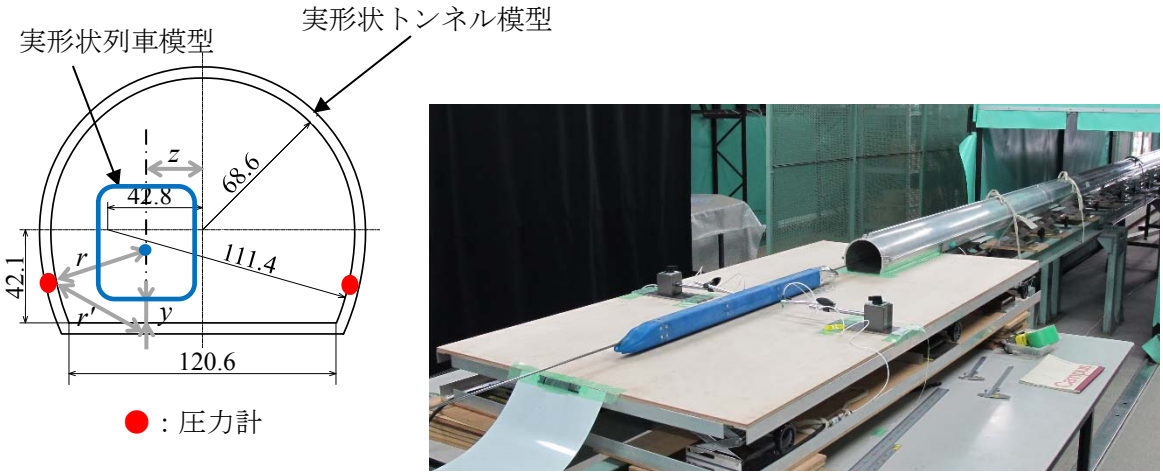
図３．１８　明かり区間における列車通過時の圧力変動実測例[14)]

3.4.1　模型の概要

トンネル内の列車通過時圧力変動に対するトンネル断面形状と列車先頭部形状それぞれの影響を調べるために，(a)実形状列車模型－実形状トンネル模型，(b)軸対称列車模型－軸対称トンネル模型，(c)軸対称列車模型－実形状トンネル模型の組合せで実験を行った．このうち実験(a)，(b)については 3.2.2 節（図 3.3）で示した発射方式によって実施し，実験(c)は軸対称列車模型を発射輪で直接打ち出す従来の方法（3.2.1 節，図 3.2）で実験を行った．各実験で使用した模型の断面図を図 3.19 に，列車模型とトンネル模型の主要諸元を表 3.4～3.6 に示す．

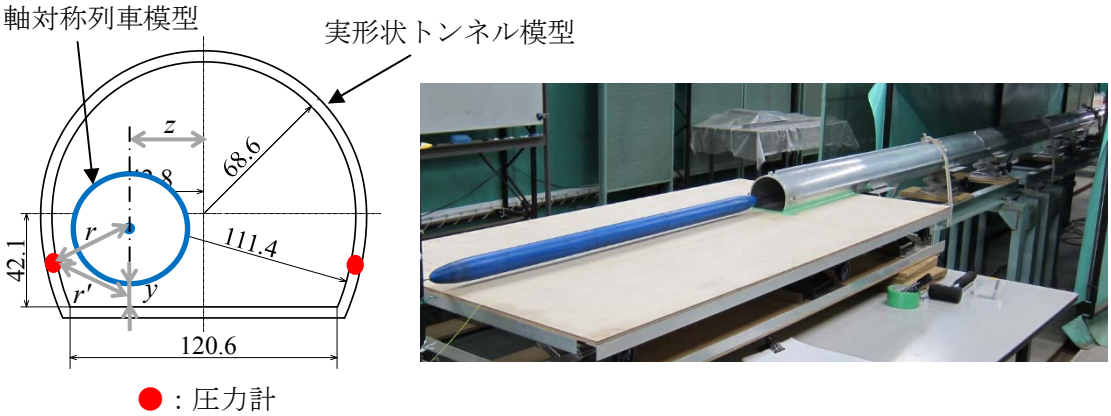
実形状列車模型は実際の車両と相似な形状であり，軸対称列車模型は実際の車両先頭部と相似な断面積分布を有する円断面形状である．また，実形状トンネル模型は実際の新幹線複線トンネルと相似な馬蹄形の断面形状をしている．模型の縮尺は実形状トンネル模型による実験の場合（実験(a)(c)）で約 1/70，軸対称トンネル模型の実験（実験(b)）で約 1/87 である．使用する模型によって縮尺が異なるが，全ての模型実験で列車先頭部のアスペクト比（先頭部長さ／等価半径）と列車・トンネル断面積比（列車断面積／トンネル断面積）を現地試験と一致させている（表 3.4～3.6 参照）．

実形状トンネル模型に対してはトンネル入口付近に地面板を設置し，軸対称トンネル模型による実験では鏡像法によって地面の影響を模擬した[5)]．



(a) 実形状列車模型－実形状トンネル模型

(b) 軸対称列車模型－軸対称トンネル模型



(c) 軸対称列車模型－実形状トンネル模型

図３．１９　列車模型とトンネル模型の断面図 (単位 ：mm)

表３．４　実形状列車模型と実形状トンネル模型の主要諸元（実験(a)）

トンネル模型	断面積 A (m^2)	0.0129
	等価直径*, $d_e = 2\sqrt{2A/\pi}$ (m)	0.181
	全長, L（m）	8.0
列車模型	断面積, a (m^2)	0.00229
	高さ×幅, $h \times b$ (m)	0.0508×0.0483
	全長, l (m)	1.0
	等価直径*, $d_e' = 2\sqrt{2a/\pi}$ (m)	0.0764
	先頭部長さ l_n (m) アスペクト比, $l_n/(d'/2)$	0.13 3.40
列車・トンネル本坑断面積比, $R=a/A$		0.177
縮尺		1/70

＊地面効果を鏡像法で模擬したときの断面積に対応する直径

表３．５　軸対称列車模型と軸対称トンネル模型の主要諸元（実験(b)）

トンネル模型	断面積 A (m^2)	0.0167
	直径, $d = 2\sqrt{A/\pi}$ (m)	0.146
	全長, L（m）	8.0
列車模型	断面積, a (m^2)	0.00296
	全長, l (m)	1.0
	直径, $d' = 2\sqrt{a/\pi}$ (mm)	0.0614
	先頭部長さ l_n (m) アスペクト比, $l_n/(d'/2)$	0.1045 3.40
列車・トンネル本坑断面積比, $R=a/A$		0.177
縮尺		1/87

表３．６　軸対称列車模型と実形状トンネル模型の主要諸元（実験(c)）

トンネル模型	断面積 A (m^2)	0.0129
	等価直径*, $d_e = 2\sqrt{2A/\pi}$ (m)	0.181
	全長, L（m）	8.0
列車模型	断面積, a (m^2)	0.00229
	全長, l (m)	1.3
	等価直径*, $d_e' = 2\sqrt{2a/\pi}$ (m)	0.0764
	先頭部長さ l_n (m) アスペクト比, $l_n/(d'/2)$	0.13 3.40
列車・トンネル本坑断面積比, $R=a/A$		0.177
縮尺		1/70

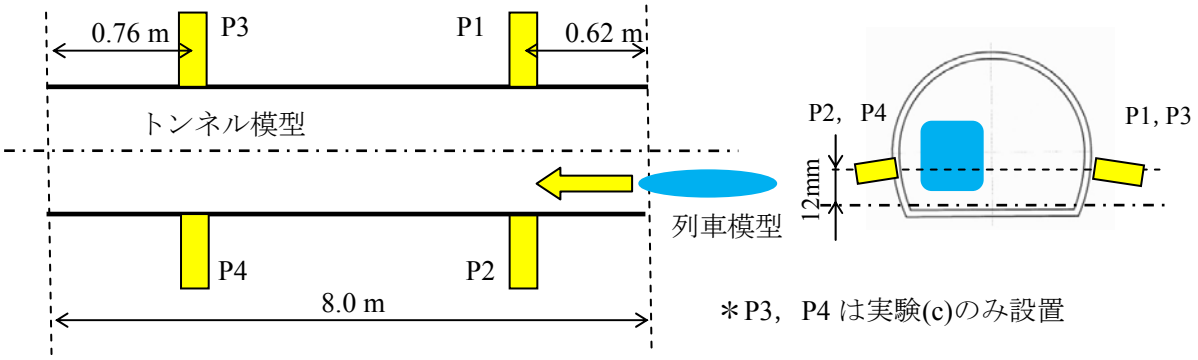
＊地面効果を鏡像法で模擬したときの断面積に対応する直径

3.4.2　測定概要

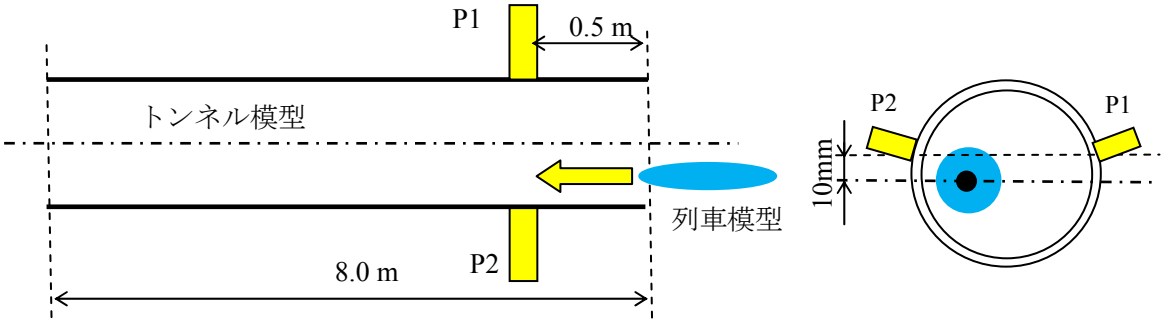
トンネル内圧力測定は 3.3.1 項に示した実験と同様，圧力計（Kulite XSC-190-5G）をトンネル模型内壁に表面が平滑になるよう埋め込んだ．圧力計の設置位置を図 3.20 に示す．圧力計のトンネル入口からの距離および高さは模型縮尺によって異なるが，いずれも実寸換算で入口から 43 m（=3.4d ，d:トンネル等価直径），高さ約 0.8 m に相当する．実験(c)ではトンネル出口手前 4.2d（トンネル入口から 40d）の地点（遠隔側 P3，近接側 P4）でも圧力測定を実施したが，次節で述べる数値計算検証用データであるため，本節では言及しない．

軸対称模型では地面効果を鏡像法によって考慮している．そこで，実形状トンネルにおいても，圧力測定点までの距離として地面による鏡像を含めた列車断面中心の距離（図 3.19 の r'，以降，測点距離とする）を採用した．この測点距離を変化させるために，列車模型の走行位置を水平方向に偏心させて（図 3.19 の z を変化させて）実験を行った．実験条件を表 3.7 に示す．実形状トンネル模型の z = 31 mm，軸対称トンネル模型の z = 25 mm が実際の新幹線複線トンネルにおける偏心量 2.15 m（z=0.17d）に相当する．また，実際の新幹線における標準的な車体底面と地面間の距離は約 400～420 mm であり，実形状トンネル模型による実験では約 5.7～6.0 mm（0.031 d～0.033d）に相当するが，地面板への衝突を避けるためと走行時に 3～5 mm 程度沈み込むことを考慮して，初期設定高さ（静止時の高さ）を 10 mm（0.055d）とした．使用した計測機器を表 3.8 に示す．

本実験での列車模型速度は 250 km/h（ばらつき±1 km/h 以内，マッハ数約 0.2）である．



(a) 実形状トンネル模型（実験(a)(c)）



(b) 軸対称トンネル模型（実験(b)）

図３．２０　圧力測定の位置

表３．７　列車模型のトンネル断面内の走行位置

		実形状トンネル模型				軸対称トンネル模型			
走行高さ　y　(mm)		10.0							
偏心量	z (mm)	0	10	20	31	0	8	16	25
	z/d	0.0	0.055	0.11	0.17	0.0	0.055	0.11	0.17
測点距離　r'/d	P1	0.36	0.41	0.47	0.53	0.50	0.55	0.61	0.67
	P2	0.36	0.31	0.25	0.20	0.50	0.45	0.39	0.33

表３．８　使用計測器

項目	計測器	型番	設定
圧力	圧力変換器（差圧計）	Kulite XCS-190-5G	
	アンプ	TEAC SA-59	Low Pass Filter　10 kHz
収録	データロガー	GRAPHTEC DM3000	Sampling 50 kHz

3.4.3　実験結果

模型実験結果は季節による密度差の影響をなくすために以下に示すトンネル内圧縮波の圧力上昇量の理論式[9)]によって無次元化した．

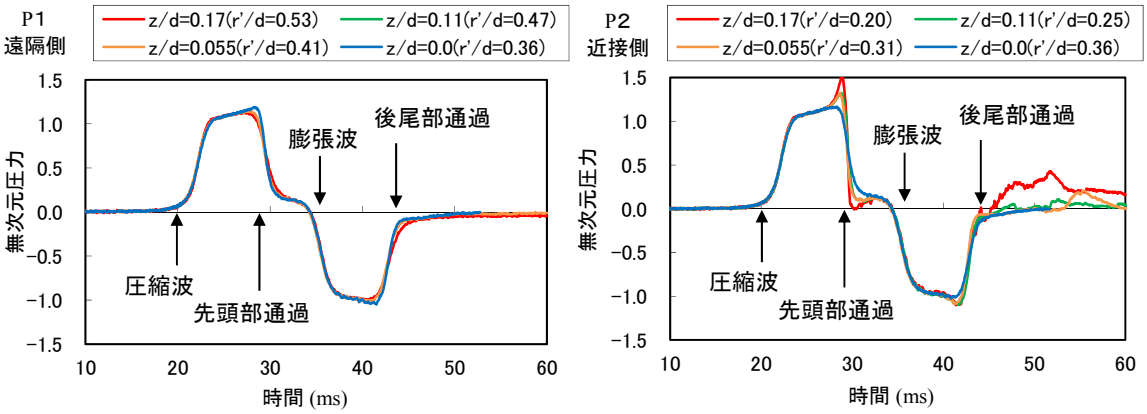
$$\Delta p = \frac{1-(1-R)^2}{(1-M)\{M+(1-R)^2\}}\frac{1}{2}\rho U^2 \tag{3.1}$$

ここで，ρ：空気密度，U：列車速度，M：マッハ数（＝列車速度／音速），R：列車・トンネル断面積比（＝列車断面積／トンネル断面積）である．

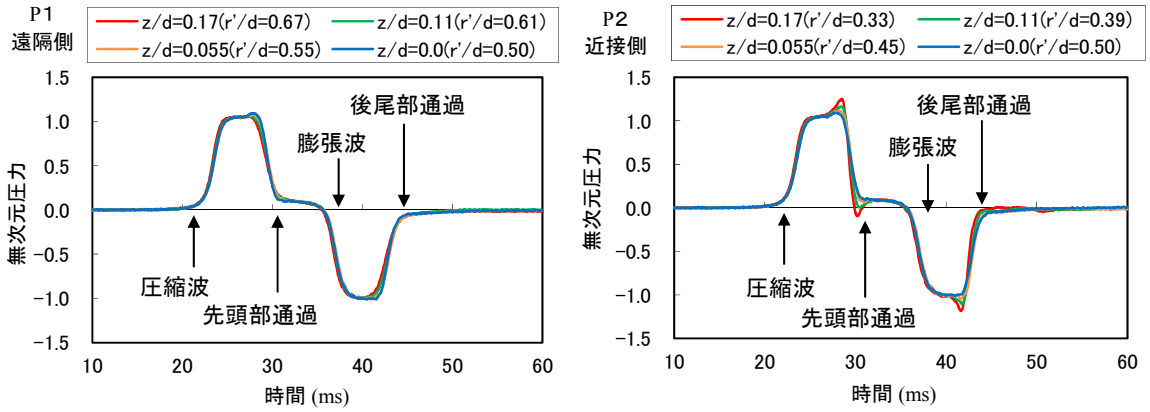
(1)　圧力測定結果

模型実験(a)(b)(c)におけるトンネル内圧力の測定波形を図 3.21 に示す．実験(a)の列車模型の長さは 1.3 m（実寸 91 m 相当），実験(b)は 1.0 m（実寸 70 m），実験(c)は 1.0 m（実寸 87 m）と全て異なるため，最初の列車先頭部突入による圧縮波の到達から後尾部突入時の膨張波や列車後尾部が通過するまでの時間は一致しない．

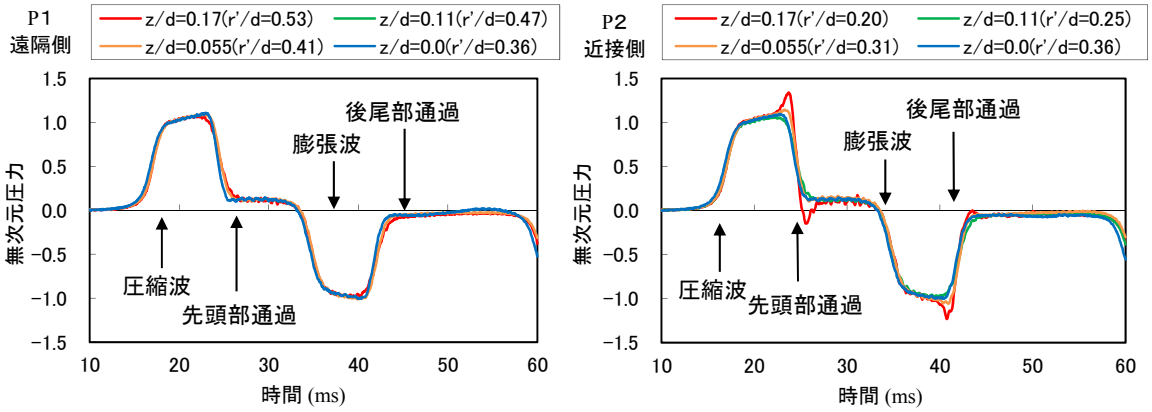
いずれの模型実験においても，圧力波（圧縮波，膨張波）による圧力変動は測点距離 r'に依らず同じ波形であるが，列車先頭部，後尾部通過時の圧力変動は列車に近い程（r'が小さい程）大きくなることが確認できる．



(a)　実形状列車模型－実形状トンネル模型（実験(a)）



(b)　軸対称列車模型－軸対称トンネル模型（実験(b)）



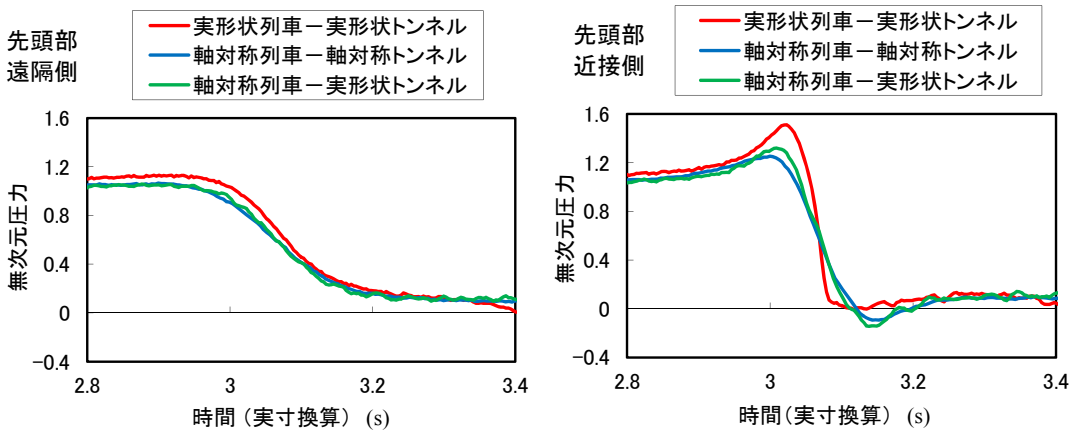
(c)　軸対称列車模型－実形状トンネル模型（実験(c)）

図３．２１　トンネル内圧力波形測定結果（列車模型速度：250km/h）

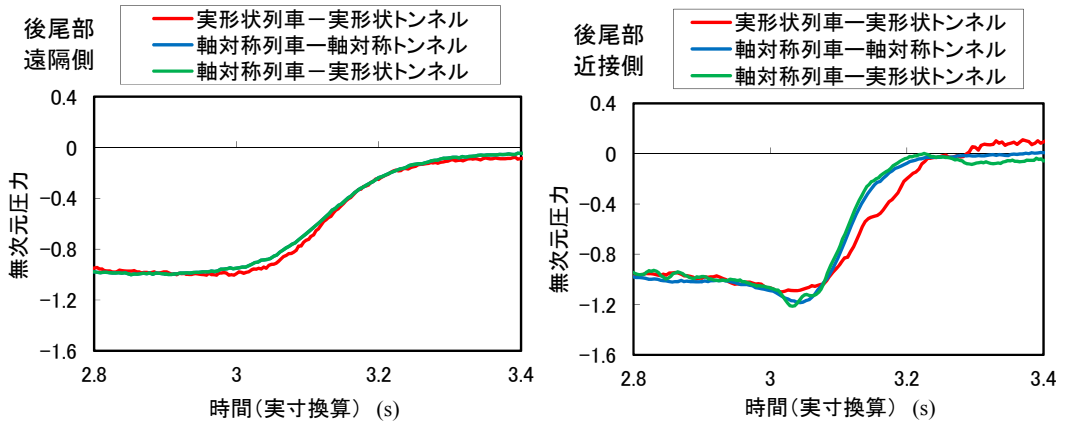
図 3.21 に示した測定結果のうち，実際の偏心量に相当する z/d=0.17 の場合について，列車先頭部通過時および後尾部通過時の圧力変動波形の比較結果を図 3.22 に示す．図 3.22 においては，縮尺の異なる模型実験結果を比較するために時間軸を実寸換算（縮尺倍）している．また，既述のとおり，各実験における列車模型全長は実寸換算で全て異なるため，最初の列車先頭部突入による圧縮波の到達から後尾部突入時の膨張波や列車後尾部が通過するまでの時間は一致しない．そこで，図 3.22(b)の列車後尾部通過時については各実験の波形が一致するよう時間方向にずらしている．

図 3.22(a)より列車先頭部通過時の圧力変動波形を比較すると，列車遠隔側ではいずれの模型実験結果も良く一致しており，列車先頭部形状やトンネル断面形状の影響はほとんどないといえる．一方，列車近接側での圧力変動を比較すると，現地試験とほぼ一致する結果[17)]を示す実験(a)（実形状列車模型－実形状トンネル模型）の圧力変動幅（最大値－最小値）が最も大きく，軸対称列車模型を使用した実験(b)(c)は圧力変動の最大値を 15～20%程度過小評価しており，列車近傍の圧力変動に対しては先頭部形状の三次元性の影響が大きいことがわかる．次に，軸対称列車模型を使用しトンネル断面形状が異なる実験(b)と(c)を比較すると，実形状トンネル模型を使用した実験(c)の方が実験(a)に近い．これは，軸対称トンネルにおける測点距離 $r'/(d'/2)$が実形状トンネルと異なるためと考えられるが，列車模型が異なる実験(a)と(c)の差に比べると，トンネル模型が異なる実験(b)と(c)の差は小さい．

図 3.22(b)より列車後尾部通過時の圧力変動波形を比較すると，列車遠隔側では先頭部通過時同様，いずれの模型実験結果もほぼ同じ圧力波形を示している．しかし，列車近接側では実験(a)と実験(b)(c)で最大値だけでなく圧力上昇に要する時間も異なっている．この傾向は実験(a)と現地試験結果との間にも見られる[17)]ことから，列車後尾部での流れのはく離状況が実形状列車模型と軸対称列車模型で異なるためと考えられる．



(a)　列車先頭部通過時の圧力変動波形



(b)　列車後尾部通過時の圧力変動波形

図３．２２　トンネル内列車通過時圧力波形への列車形状・トンネル形状の影響
（列車模型速度：250km/h）

(2)　圧力変動幅の距離依存性

列車先頭部および後尾部通過時の圧力変動には，流路断面積の変化による一次元的（トンネル断面内で一様）な成分と，列車からの距離に依存する車両周りの圧力場による三次元的な（列車からの距離に依存する）成分とがあり（図 2.2 参照），列車通過時圧力変動の測点距離依存性を調べるためには両者を分離する必要がある．図 3.20 より，列車から最も遠い条件（z/d=0.17 の P1）における圧力波形は，次に遠い測定点（z/d=0.11 の P1）における圧力波形とほぼ同じ変化を示しており，最遠隔点においては距離に依存する三次元的な圧力変動成分は十分に小さいと仮定できる．そこで，最も遠い測定点（$r'=r'_0$ とする）での圧力測定波形を基準波形とし，各点で測定された圧力変動波形から基準波形を差し引くことで三次元的な圧力変動成分を求める．

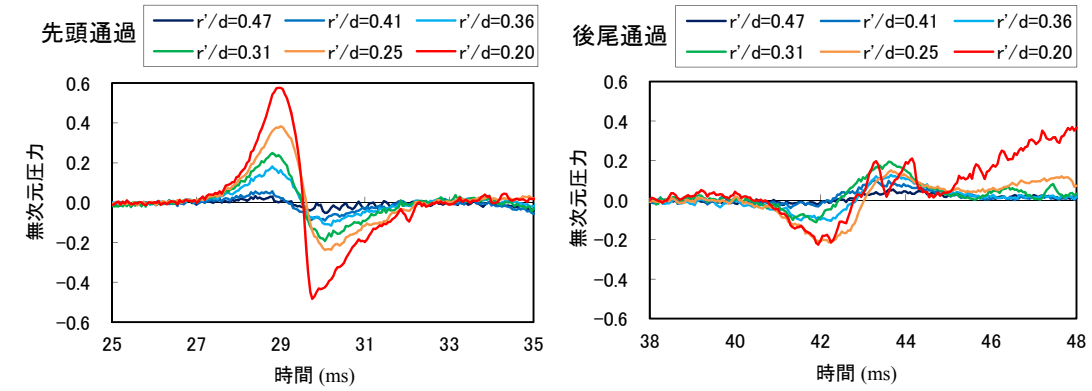
すなわち列車先頭部通過時の測点距離 r'における圧力変動測定波形を $p(t,r')$とし，列車からの距離に無関係な流路拡大・縮小による圧力変動成分 $p_0(t)$（図 2.2(b)）と列車周りの圧力場による三次元的な成分 $p'(t,r')$ （図 2.2(c)）とに分離できると仮定すると，

$$p(t,r') = p_0(t) + p'(t,r') \tag{3.2}$$

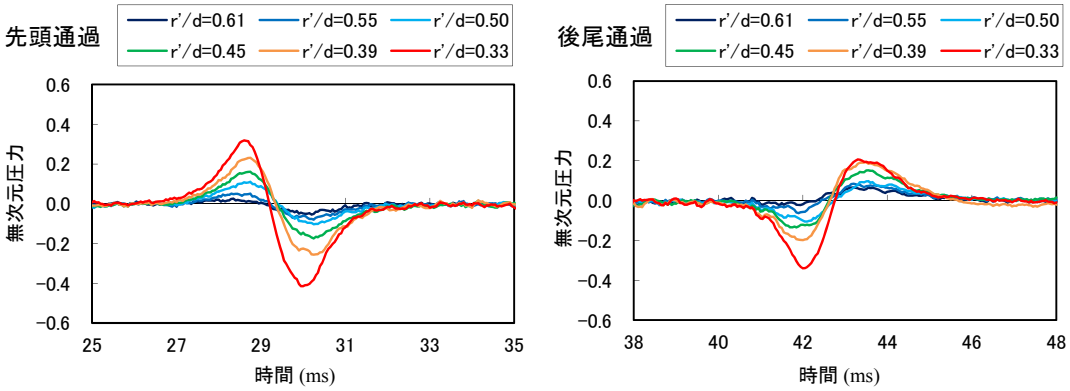
次に，測点距離 r'における圧力変動測定波形と基準波形（$r'=r'_0$）との差 $\Delta p(t,r')$（以下，差圧）をとり，基準波形の三次元的な圧力変動成分 $p'(t,r_0')$は十分に小さいことを考慮すると，

$$\Delta p(t,r') \equiv p(t,r') - p(t,r'_0) = p'(t,r') - p'(t,r'_0) \approx p'(t,r') \tag{3.3}$$

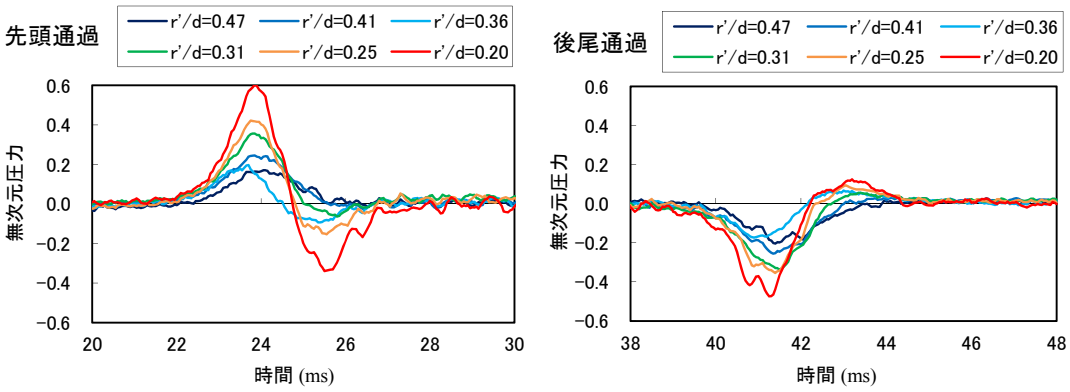
となり，差圧波形を三次元的な圧力変動成分の波形と近似できる．各点における差圧波形を図 3.23 に示す．図 3.23 より，いずれの模型実験結果でも差圧波形（三次元的な圧力変動成分の波形）は明かり区間における圧力変動波形と類似の形状をしている（図 3.18 参照）．



(a)　実形状列車模型－実形状トンネル模型（実験(a)）



(b)　軸対称列車模型－軸対称トンネル模型（実験(b)）



(c)　軸対称列車模型－実形状トンネル模型（実験(c)）

図３．２３　列車先頭部･後尾部通過時圧力変動の三次元成分波形（列車模型速度：250km/h）

図 3.23 に示した波形の最大値－最小値（以降，圧力変動幅）と測点距離 $r'/(d'/2)$ との関係を図 3.24 に示す．図 3.24 に示した曲線は各実験値に対する $\{r'/(d'/2)\}^{-2}$ の回帰曲線であるが，いずれもわずかに y 切片を有する．これは十分小さいと仮定して無視した基準点での三次元的な圧力変動成分（式(3.3)の $p'(t,r_0')$）の圧力変動幅のほか，測定誤差の影響であると考えられる．いずれの模型実験においてもトンネル内における圧力変動幅は測点距離の二乗にほぼ反比例しており，明かり区間における圧力変動幅と同じ測点距離依存性を示す [16]．

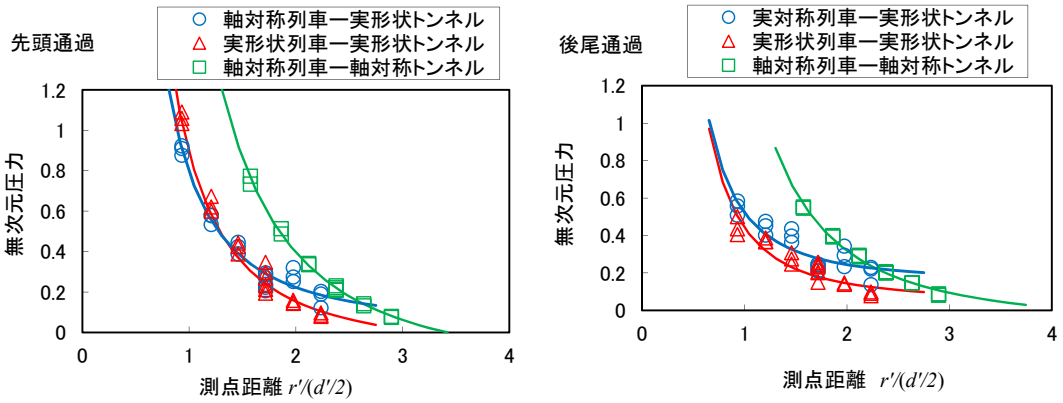


図３．２４　列車先頭部・後尾部通過時の圧力変動幅（三次元成分）の距離依存性

3.4.4　考察

模型実験により，列車先頭部または後尾部が通過した時の圧力変動について，三次元的な成分の圧力変動幅が測点距離の二乗にほぼ反比例する結果が得られた．ここでは，音響学的なモデルによって実験結果を考察する．

列車先頭部がトンネルに突入してから通過するまでに円断面トンネルの壁面に作用する圧力変動 P_I は，列車中心軸上に線状に分布するわき出しによって列車先頭部をモデル化すると，以下のように示される [18]．

$$P_I\left(t+\frac{x}{c}\right)=P_E\left(t+\frac{x}{c}\right)\left\{1-\int_{-\infty}^{\infty}\frac{A_T(x')}{a}\Psi(Ut+x-x',z_t)dx'\right\}+P_{DT}(x,t) \tag{3.4}$$

ここで，

$$P_E\left(t+\frac{x}{c}\right)=\frac{\rho U^2}{A(1-M^2)}\left(1+\frac{a}{A}\right)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial\varphi_E^*}{\partial x'}(x',0,z_t)\frac{\partial a_T}{\partial x'}(x'+U[t])dx' \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial\varphi_E^*}{\partial x}=\frac{1}{2}-\frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty}I_0\left(\lambda\frac{r}{\left(\frac{d}{2}\right)}\right)\sqrt{\frac{2K_1(\lambda)}{I_1(\lambda)}}sin\left(\lambda\left[\frac{x}{\left(\frac{d}{2}\right)}+F(\lambda)\right]\right)d\lambda\ \ r=\sqrt{y^2+z^2}<\frac{d}{2} \tag{3.6}$$

$$F(\lambda)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\infty}\frac{ln[K_1(\mu)I_1(\mu)/K_1(\lambda)I_1(\lambda)]}{\mu^2-\lambda^2}d\mu \tag{3.7}$$

$$\Psi(x,z_t)=\frac{1}{\pi\frac{d}{2}\sqrt{1-M^2}}\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^{\infty}\frac{\sigma_n\lambda I_n\left(\lambda\,|z_t|/\frac{d}{2}\right)}{I_{n-1}(\lambda)+I_{n+1}(\lambda)}\cos\left(\frac{\lambda x}{\frac{d}{2}\sqrt{1-M^2}}\right)d\lambda \tag{3.8}$$

$$\sigma_n=\begin{cases}1, & n=0\\ 2, & n\geq 1 \text{ and } z_t>0\\ 2(-1)^n, & n\geq 1 \text{ and } z_t<0\end{cases} \tag{3.9}$$

$$P_{DT}(x,t)=\frac{\mu^2\rho}{2A}\left(L_R{U_{TW}}^2+L_r{U_{TT}}^2\right)$$
$$\left\{\left(\frac{U(t+x/c)-l_{\mathrm{n}}}{1-M}\right)_+ +\left(\frac{U(t+x/c)-l_{\mathrm{n}}-2Ml_E}{1+M}\right)_+\right\} \tag{3.10}$$

$$U_{TW}=\frac{aU}{A-a}\left\{1-\frac{MA}{A-a}+\frac{M^2A(2A-a)}{2(A-a)^2}\right\} \tag{3.11}$$

$$U_{TT}=\frac{AU}{A-a}\left\{1-\frac{Ma}{A-a}+\frac{M^2a(2A-a)}{2(A-a)^2}\right\} \tag{3.12}$$

ここで，t：列車先頭部がトンネル坑口に到達した時を 0 とした時刻，x：観測点の座標（$x<0$），c：音速，U：列車速度，z_t：列車中心のトンネル中心からの偏心量（実験の z に相当），ρ：空気密度，M：マッハ数（$=U/c$），A：トンネル断面積，a：列車断面積，$\varphi_E{}^*$：トンネル坑口からの吹き出し流れの速度ポテンシャル，$a_T(x)$：列車先端から x の位置における列車断面積，［t］：遅延時間（$=t+(x-l_E)/c$），l_E：トンネル坑口における開口端補正量（$=0.61d/2$），d：トンネル直径（$=2(A/\pi)^{1/2}$），μ：摩擦係数（$=0.053$[16]），l_{n}：列車先頭部長さ，$In(x)$, $Kn(x)$：n 次の変形ベッセル関数，$(x)_+=xH(x)$，$H(x)$：ヘヴィサイド関数（$H(x)=0$；$x<0$，$H(x)=1$；$x>0$）である．

また，Ψ の算出に必要な高次の変形ベッセル関数は以下の級数により求めた．

$$I_n(\lambda)=\sum_{k=0}^{\infty}\frac{\left(\frac{\lambda}{2}\right)^{n+2k}}{k!\,(k+n)!} \tag{3.13}$$

今回の計算では $n=30$ 次の変形ベッセル関数まで考慮し，k の最大値は 20 とした．

実際の新幹線の偏心量に相当する $z=0.17d$ における理論解析結果（式(3.4)）と模型実験結果の比較を図 3.25 に示す．Howe の音響モデルは軸対称列車模型と円断面トンネルに対応していることから，図 3.25 には実験(b)の結果を示している．図 3.25 より，解析と実験(b)でほぼ同じ圧力変動波形が得られているが，解析結果の方が全体的に圧力上昇量は小さい．これは式(3.5)による P_E が実際より過小に算出されるためである[19]．

図 3.24 に示した圧力変動幅（三次元的な圧力変動成分）の測点距離との関係について，理論解析結果と実験(b)の結果を比較したものを図 3.26 に示す．圧力変動幅については実験結果と解析結果は概ね一致しているが，測点距離 $r'/(d'/2)<2$，すなわち列車のごく近傍では解析結果の方が小さくなる傾向がみられる．これは，Howe のモデルが車両中心軸上の一次元的なわき出し分布で先頭部を表しているため，列車に非常に近い測点に対しては車両表面に接近

することによる誤差が生じたものと考えられる．しかし，$r'/(d'/2) > 2$ では理論モデルに基づいた解析結果と実験結果は良く一致しており，圧力変動幅が車両中心からの距離の二乗にほぼ反比例するという実験結果を説明できる．

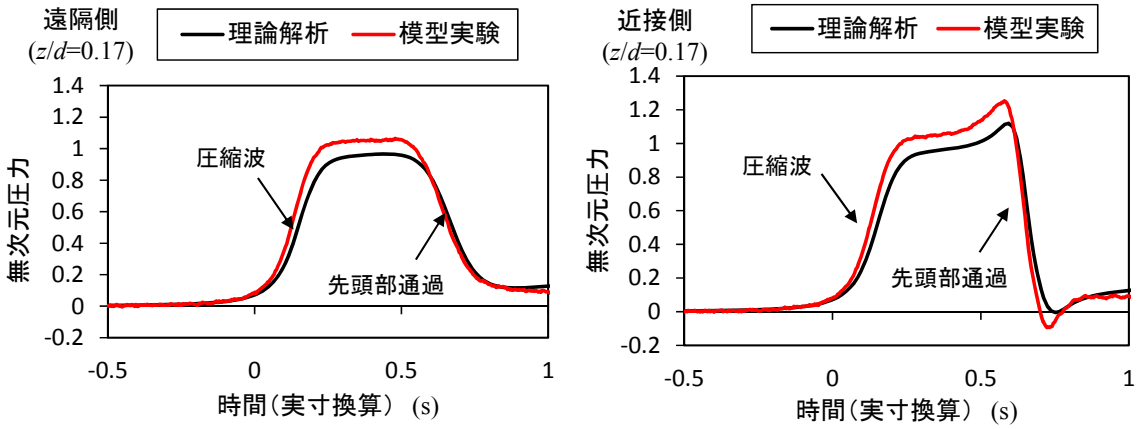


図３．２５　列車先頭部通過時の圧力波形の理論解析結果との比較

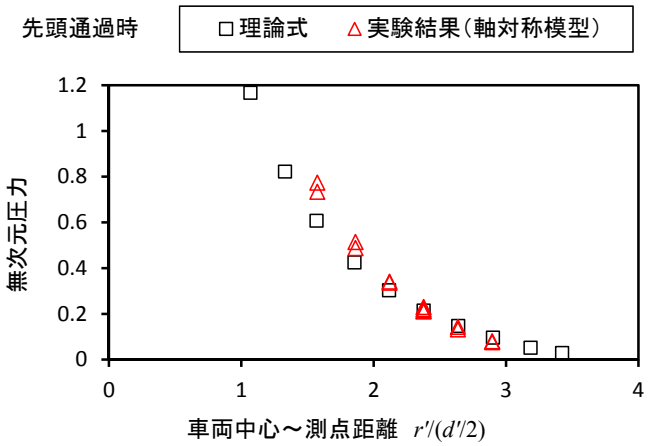


図３．２６　圧力変動幅（三次元成分）距離依存性の理論解析との比較

３．５　三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションの精度検証

三次元非圧縮性ポテンシャル流れのトンネル内圧力変動シミュレーションの精度を検証するために，3.4 節で示した模型実験のうち，計算モデルと同じ軸対称列車模型による実験結果との比較を行った．トンネル模型の断面形状は解析解が得られる円形断面トンネル（3.4 節の実験(b)）と実際の鉄道トンネルに相似な実形状トンネル（3.4 節の実験(c)）である．

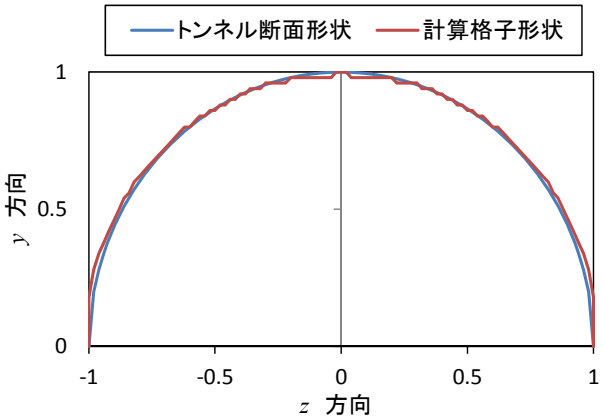
3.5.1　計算格子

三次元非圧縮性ポテンシャル流れの数値シミュレーションの計算領域（図 2.20 の赤点線内）の列車進行方向長さは 0.6m（列車模型の先頭部長さの約 5～6 倍）とし，わき出しは計算領域中央（流入境界から 0.3m 点）から x の正方向に分布させた．

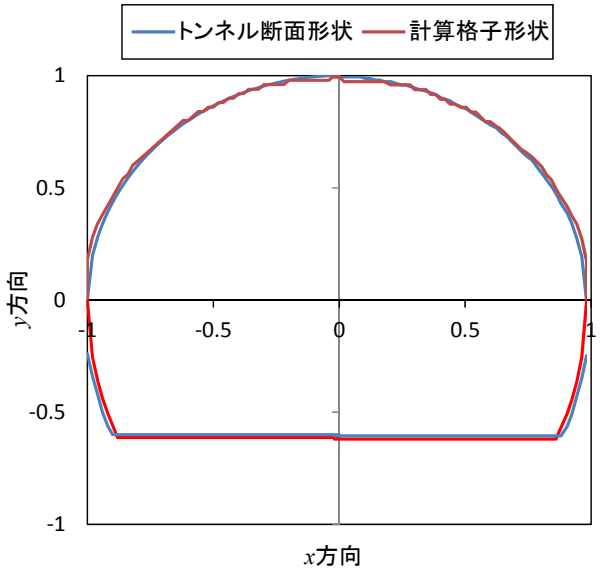
計算格子は等間隔直交直線格子である．使用した計算格子によるトンネル断面図を図 3.27

に示す．格子間隔は円断面トンネル（図 3.27(a)）で Δx=0.0015m，Δy=Δz=0.00146m，格子数は x 方向 400 個，y，z 方向は最大幅部分で 100 個である．直交格子でトンネル断面の曲線を表現したために壁面境界上で凹凸が認められる．そこで，壁面の凹凸や格子間隔の影響を調査するために円断面トンネルでは格子数を 2 倍（800×200×200）にした条件についても計算を行った（図 3.27(b)）が，ほぼ同じ結果（先頭部通過時の圧力変動幅で差違 2%以内）が得られた．これは，トンネル内流速の主成分は線路方向（x 方向）であり，断面内方向成分は小さいこと，粘性を無視したポテンシャル流れを取り扱っていることなどから，壁面上の計算格子の凹凸が圧力分布に与える影響が小さかったと考えられる．したがって，今回の計算では格子数 400×100×100 で計算を実行した．

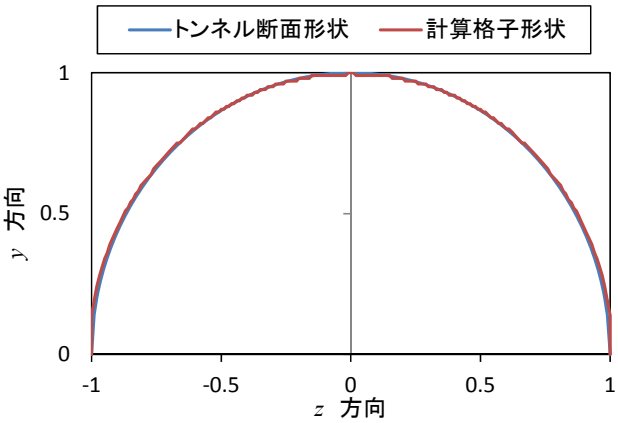
実形状断面トンネル（図 3.27(c)）については Δx=0.0015m，Δy=0.00111m，Δz=0.00137m であり，格子数は x 方向 400 個，y，z 方向は最大幅部分で 100 個である．



(a)　軸対称トンネル（断面内 100×100 格子）（上半分のみ表示）



(c)　実形状トンネル（断面内 100×100 格子）



(b)　軸対称トンネル（断面内 200×200 格子）（上半分のみ表示）

図３．２７　計算格子によるトンネル断面形状

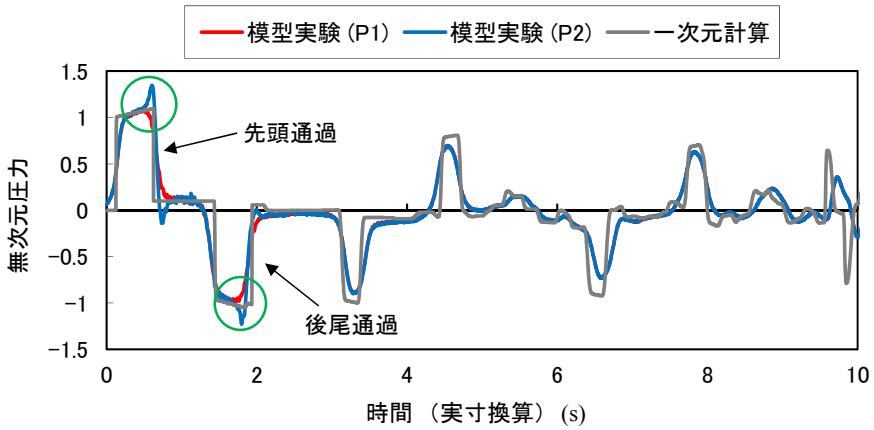
3.5.2　計算結果

計算結果および模型実験結果は 3.4.3 項同様，式（3.1）によって無次元化している．また，縮尺の異なる軸対称トンネルと実形状トンネルによる模型実験結果と計算結果を比較するために，列車先頭部の先端がトンネルに突入した時を時刻 t=0 とし，さらに実物スケールの時間に換算している．なお，計算領域の列車進行方向（x 方向）長さは 0.6m であるため，列車模型速度 250km/h に対する以降の計算は模型スケールで 8.64ms 分計算される．

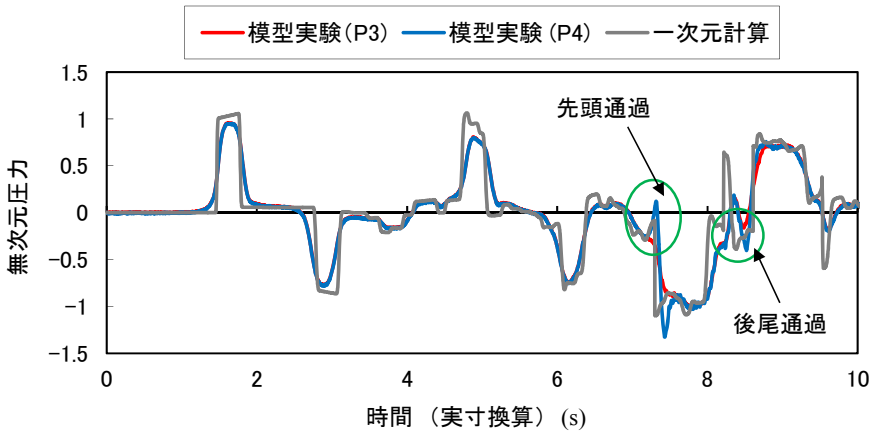
計算は鉄道総研の大型計算機 Cray CS300（1cpu）によって実行したが，解を得るために要した計算時間は格子点数 400 万セルの場合で約 1.0～1.3 時間，3200 万セルの場合で約 12 時間であった．SOR 法による収束回数はいずれも 5 万回程度を要しているが，他の反復解法（BCG 法など）を用いることなどにより大幅な計算時間の短縮が期待できる．

(1)　トンネル内圧力変動波形

全体的な圧力変動の様子を確認するために, 3.4 節の実験(c)軸対称列車模型－実形状トンネル模型の条件について 2.2 節で示した非定常一次元圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションによる計算を行った．実験結果と計算結果の比較を図 3.28 に示す．



(a)　P1，P2 の実験結果と計算結果



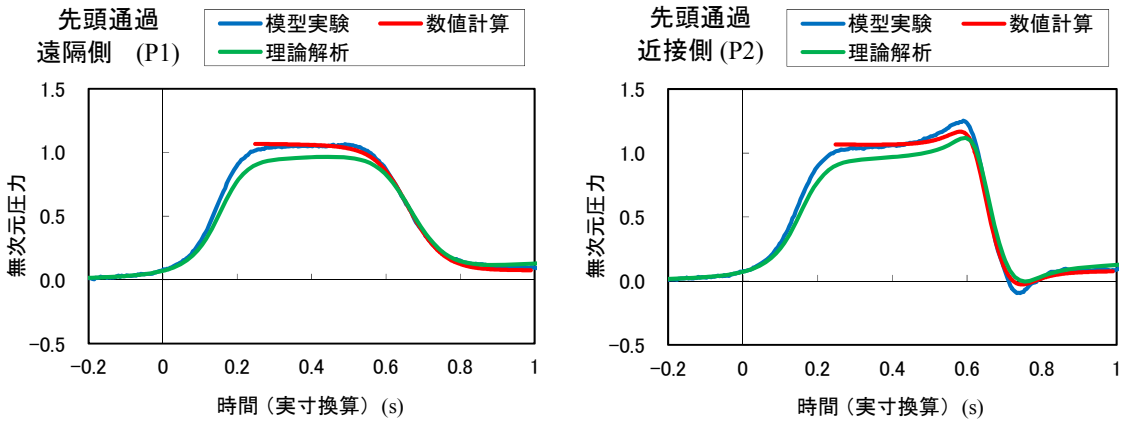
(b)　P3，P4 の実験結果と計算結果

図３．２８　トンネル内圧力変動の実験結果（実験(c)）と一次元計算結果

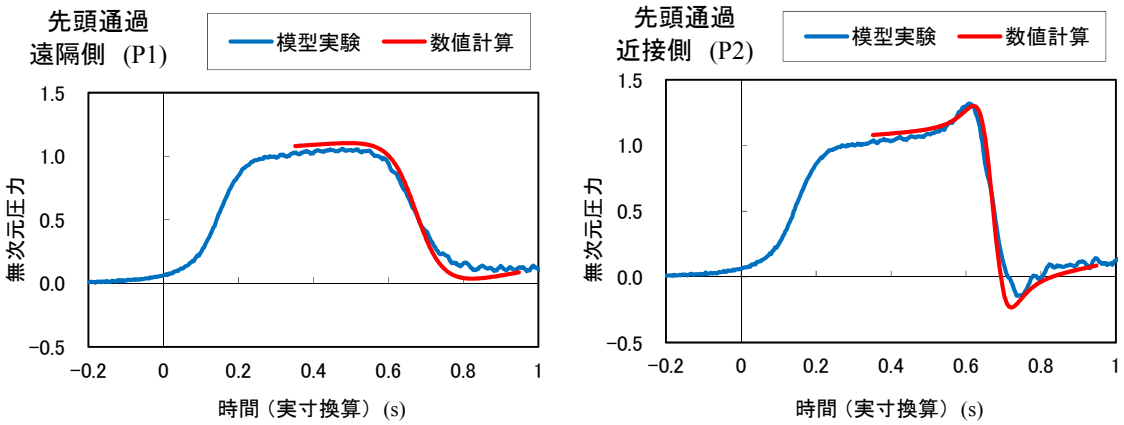
図 3.28 に示されるとおり，トンネル内圧力変動は圧力波の往復や列車の通過によって大きく変動しており，3.2 節で示したとおり，一次元流れの数値シミュレーションによる計算結果は全体的な圧力変化の様子を精度良く再現している．列車先頭部および後尾部通過時に着目すると，列車先頭部形状の影響が強い列車近接側の圧力変動（P2，P4）を過小評価しており（図 3.28〇印），この部分の圧力変動の予測精度向上が三次元非圧縮性ポテンシャル流れのトンネル内圧力変動シミュレーションの目的である．

(2)　先頭部通過時のトンネル内圧力変動

列車先頭部通過時の圧力変動について，三次元非圧縮性ポテンシャル流れのトンネル内圧力変動シミュレーションによる数値計算結果と模型実験結果を比較したものを図 3.29 に示す．円断面トンネルについては図 3.25 に示した理論解析結果も併せて示す．



(a)　軸対称トンネル



(b)　実形状トンネル

図３．２９　先頭部通過時のトンネル内圧力変動計算結果（z/d=0.17）

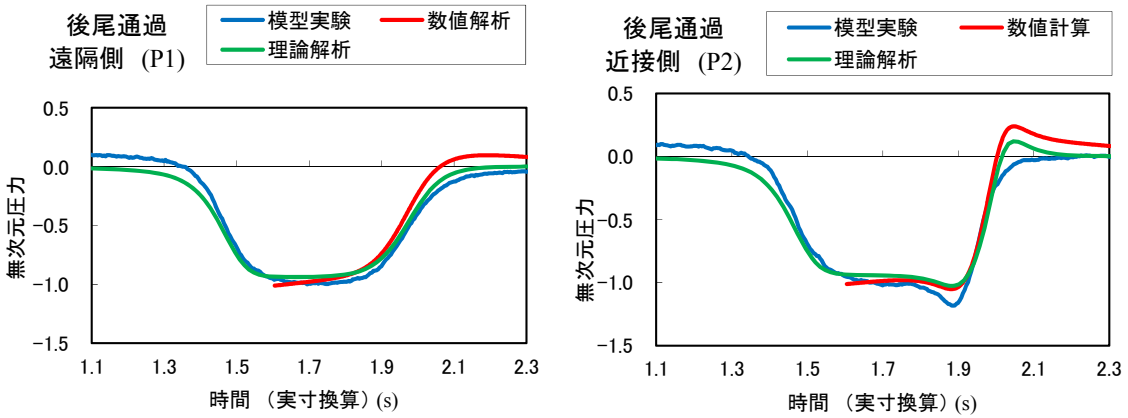
数値計算結果は計算モデルと同じ軸対称列車模型による実験結果と概ね一致している．従来使用してきた一次元圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションでは列車端境界を断面積の不連続境界として取り扱うため,圧力変動波形も不連続な変化を示す(図 3.28 参照)のに対し，本手法は列車先頭部の断面積変化を考慮していることから，実験結果と同じようになめらかな圧力変動波形が再現できており，圧力変化の時間幅を正確に予測することができる．非気密車両やトンネル内に設置してある機器箱などの箱状構造物の内部に浸透する圧力は外部の圧力変化の大きさだけでなく，その時間幅に依存するため，それらに作用する変動荷重（内外差圧）を求める際に本手法は有効である．

Howe の解析解は実験結果に比べて近接側,遠隔側とも全体的に約 10%過小評価であるが，3.4.4 項で述べたとおり，これは使用した Howe の理論モデルにおける線形近似による誤差によって先頭部通過前に到達した圧縮波による圧力上昇（図 3.29(a)の t=0.2s 付近の圧力上昇量）が過小評価されているためである [19]．一方，三次元ポテンシャル流れの差分法による数値計算結果は，非定常一次元流れの数値シミュレーションの計算結果（図 3.28 参照）を流入境界条件として用いたため，圧縮波による圧力上昇量は実験結果と良く一致している．先頭部通過時の圧力変動幅（最大値－最小値）は円断面トンネルの遠隔側で誤差 1%未満，近接側で誤差約 6%（計算値の方が小さい），実形状トンネルでは遠隔側，近接側とも誤差 3%程度である．

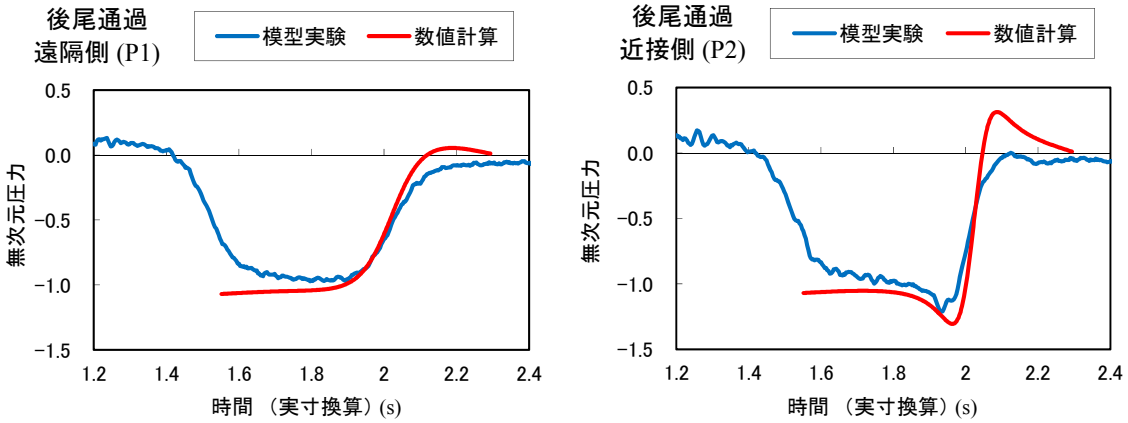
以上より，円断面トンネルだけでなく実際のトンネルのような馬蹄形トンネルに対しても三次元ポテンシャル流れの差分法による数値計算結果は列車先頭部通過時の圧力変動について同一条件（列車模型が軸対称モデル）の模型実験とほぼ一致する結果が得られることがわかる．

(3)　後尾部通過時のトンネル内圧力変動

列車後尾部が通過した時の圧力変動の比較結果を図 3.30 に示す．圧力変動幅の計算結果は遠隔側ではほぼ一致しているものの，近接側では約 11%過大評価になっている．本手法では流出境界条件として非定常一次元流れのシミュレーションの計算結果を使用しており，列車後尾部でのトンネル断面内の平均的な圧力損失は考慮されているが，ポテンシャル流れとして取り扱っていることから車両後尾部形状に由来する局所的な流れのはく離については考慮することができず，模型実験結果と一致しなかったものと考えられる．ただし，トンネル内構造物などの強度検討に用いる際には安全側評価であり，10%程度過大評価であることは実用上それほど大きな問題ではないと考えられる．



(a)　軸対称トンネル



(b)　実形状トンネル

図３．３０　後尾部通過時のトンネル内圧力変動計算結果（z/d=0.17）

(4)　トンネル出口付近での通過時圧力変動

一般に，トンネル出口付近（P3，P4，図 3.20(a)参照）はトンネル入口付近（P1，P2）と異なり，列車先頭部が通過する前に圧縮波や膨張波，それらのトンネル坑口での反射波が通過するために様々な圧力波が重畳しており，列車先頭部や後尾部が通過する時点での圧力変動は非常に複雑な時間変化を示す（図 3.28 参照）．非定常一次元圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションでは列車端境界を不連続境界として取り扱っているため圧力波も不連続な変化を示す．そのため実際にはなめらかな波形である圧力波の重畳を正確に再現することができず，トンネル出口付近のような複雑な状況では誤差が大きくなることが多い．

そのような状況下にあるトンネル出口付近（P3，P4）での列車先頭部通過時の圧力変動について，本手法による数値計算と模型実験の結果を比較したものを図 3.31 に示す．本手法による数値計算結果はトンネル入口付近（図 3.29）ほどには模型実験結果と一致していない．トンネル入口付近では先頭部通過前後の圧力がそれぞれほぼ一定の値であるのに対し，トンネル出口付近では複雑に変動しており，列車先頭部通過中に様々な圧力波が重畳していると

推定される．本手法では，一次元流れのトンネル内圧力変動シミュレーションによる計算結果を流入境界と流出境界に与えることで先頭部通過直前・直後の圧力，流速の状態を考慮しているが，三次元計算の計算領域内（図 2.20 の赤点線内）に圧力波の波面領域がある場合にはその影響が正確に反映されず，誤差が生じたものと推定される．

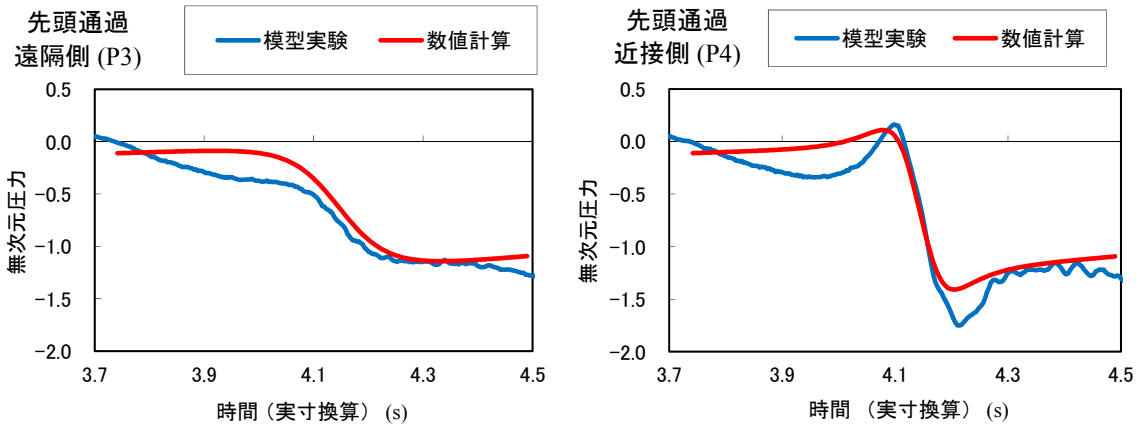


図３．３１　トンネル出口付近における先頭部通過時圧力変動の計算結果（z/d=0.17）

(5)　実物車両との誤差について

3.4.3 項で述べたとおり，本計算手法の精度検証に用いた軸対称（円断面）列車模型による実験結果は，列車近傍（複線トンネルにおける列車近接側のトンネル壁面など）における圧力変動について，実物の現地試験結果と良く一致する [17]実形状列車模型（実験(a)）による実験結果より 15～20%程度過小評価である．したがって，列車を軸対称形状にモデル化した本数値計算も列車近傍の圧力変動については実物の現地試験結果に対して軸対称列車模型による実験と同程度の誤差を有していることになる．

現地試験と良く一致する実形状列車模型を使用した実験（実験(a)）結果に対して，本手法による計算結果と一次元計算結果とを比較したものを図 3.32 に示す．図 3.32 より，遠隔側における圧力変動幅は本手法も一次元計算の結果も実形状列車模型の実験結果と良く一致している．一方，近接側においては，圧力最大値は一次元計算で 30%程度過小評価であったものが本手法では 15%程度の過小評価まで改善されている．3.5.2(2)に示したとおり，軸対称列車模型の実験結果に対する誤差は 5%未満であるが，実形状列車模型に対しては 15%程度の誤差が残っており，さらに負圧側は実験結果よりも小さく計算されている．これらの誤差は，列車先頭部の三次元形状の影響と推定され，本手法では列車先頭部の影響を単純な線わき出しでモデル化したためと考えられる．車体表面にわき出しを分布させる，あるいは，より高次のわき出し（ダイポールなど）を考慮する [20]，などによって計算精度が向上することが期待できる．

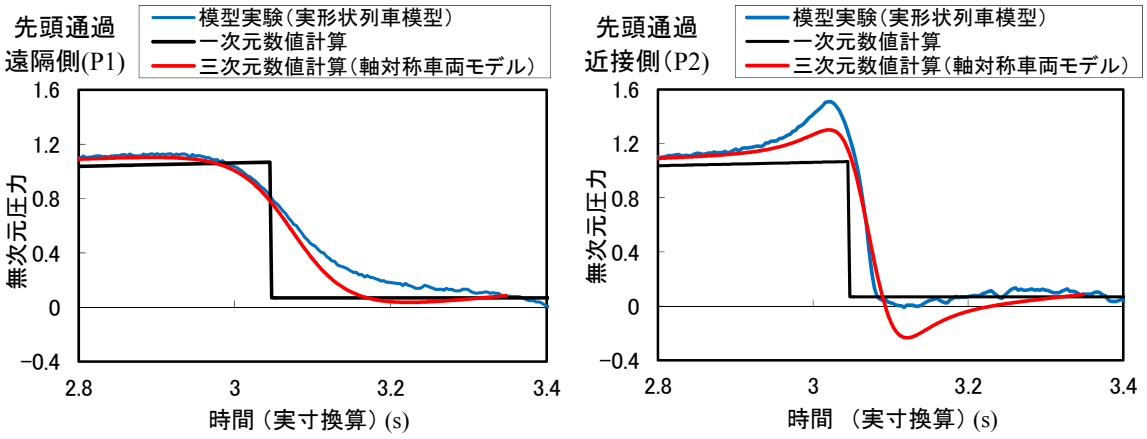


図３．３２　先頭部通過時圧力変動の実形状模型実験結果との比較（z/d=0.17）

３．６　第３章まとめ

本章では第２章で述べた一次元非定常圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーションと三次元非圧縮性ポテンシャル流れのトンネル内圧力変動シミュレーションの計算精度を模型実験によって検証した．

(1)　一次元非定常圧縮性流れのトンネル内圧力変動シミュレーション

①　トンネル本坑内だけでなく，断面積変化部や枝坑内の圧力変動について，500km/h 程度の高速域においても模型実験結果と良く一致する結果が得られた．

②　トンネル内の流速について，列車通過中や列車通過直後の流れの三次元性の強い領域を除いて，500km/h の高速域においても模型実験結果とほぼ一致する結果が得られた．

③　枝坑口における流速変動は流速の立ち上がり方（変化率）が実験結果と異なるものの，その大きさについては概ね一致しており，坑口から外部に吹き出す流速の最大値を予測することができる．

(2)　三次元非圧縮性ポテンシャル流れのトンネル内圧力変動シミュレーション

①　円断面トンネル，実形状トンネルのいずれにおいても，列車先頭部形状の影響が大きい近接側壁面において軸対称列車模型による実験結果と良く一致する結果が得られた（誤差 5%未満）．

②　列車通過時圧力変動について，一次元流れの数値シミュレーションによる手法では評価できなかった圧力変動の時間幅についても実験結果と良く一致する結果が得られた．

③　車両後尾部通過時の圧力変動については，局所的な流れのはく離の影響を考慮できないため，模型実験結果と 10%程度の誤差がある．

④　トンネル出口付近などのように，三次元計算の領域内で圧力波が重畳し，圧力変動波形が複雑に変化する地点における列車通過時圧力変動については計算精度が低下することがある．

⑤　列車を軸対称形状としてモデル化したため，列車先頭部形状の三次元性は考慮できず，実際の列車近傍圧力変動に対する誤差は最大で 15%程度ある．

⑥　トンネル内列車通過時の列車近傍の圧力変動に対しては，列車先頭部形状の三次元性の影響が大きく，トンネル断面形状の影響は小さい．

⑦　トンネル内における列車通過時圧力変動のうち，列車先頭部周りの圧力場による圧力変動幅は鏡像を含めた列車中心からの距離の二乗にほぼ反比例する結果が得られた．音響理論にもとづく計算からも同様の傾向が示された．

付録１　低マッハ数近似に起因する誤差について

山本の数値シミュレーション手法では列車速度が音速より小さくトンネル内の圧力変動が大気圧に比べて十分小さいと仮定し，密度と音速を一定として取り扱うとともに，列車端などの境界における接続を非圧縮流体として取り扱っている．これは列車のマッハ数 M（$=V/c$，V：列車速度，c：音速）の二乗以上の項を無視することに相当する．この近似に起因する，列車のトンネル突入時に発生するトンネル内圧縮波の大きさの誤差を見積もる．

流線形をした高速列車の先頭部周りでは，流れのはく離はほとんどなく，レイノルズ数も大きく（10^7 程度）境界が薄いため，粘性の影響は無視できる．そこで，圧縮波の形成を等エントロピー変化として取り扱うと，以下の関係式が成立する．

$$\frac{p}{\rho^{\gamma}} = \text{const.} \tag{付.3.1}$$

したがって，圧縮波によって密度が上昇すると圧力も増加することになるが，山本の数値シミュレーション手法では列車端境界を非圧縮流体として接続しているために密度変化分の圧力上昇量を無視しており，圧力上昇量を過小評価することになる．

トンネル内圧縮波の大きさは，　例えば式(3.5)の積分を実行することによって求まり，以下のように示される [15]．

$$P_E\left(t+\frac{x}{c}\right) = \frac{\rho U^2}{A(1-M^2)}\left(1+\frac{a}{A}\right) \tag{付.3.2}$$

山本の手法はマッハ数の二乗以上の項を無視しているので，式（付.3.2）において $M^2=0$ とすると，圧縮波の大きさは$(1-M^2)$倍になる．列車速度 500km/h（$M=0.41$）の場合では約 0.83 倍となり，図 3.10(b)の過小評価量とほぼ一致する．

【第 3 章の参考文献】

1) Doi, T., Kaku, J., Masubuchi, T. and Ogawa, T., Development of an experimental apparatus for measuring a pressure wave generated by a model train of actual shape, Proceedings of the Inter Noise 2006 (2006).
2) Gilbert, T., Baker, C. and Quinn, A., Aerodynamic pressures around high-speed trains: The transition from unconfined to enclosed spaces, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part F: Journal of Rail and Rapid Transit (2013), pp.1-14.
3) 小沢智，塚本京市，前田達夫，トンネル微気圧波低減対策に関する模型実験，鉄道技術研究報告，No.990 (1976).
4) 福田傑, 飯田雅宣, 列車・トンネル系の空気力学に関する模型実験, 日本音響学会, Vol.63, No.9 (2007), pp.543-548.
5) 田中靖幸, 飯田雅宣, 菊地勝浩, 単純な形状の模型を用いてトンネル突入時の圧縮波形成を模擬する方法（列車中心軸の偏心と地面の影響），日本機械学会論文集 B 編，Vol.69, No.683 (2003), pp.1607-1614.
6) Pope, C. W., The simulation of flows in railway tunnels using a 1/25th scale moving model facility, Proceeding 7th International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels (1991), pp.709-737.
7) 山本彬也, 新幹線トンネルの圧力変動・空気抵抗・トンネル換気, 鉄道技術研究報告, No. 871 (1973).
8) 日本機械学会編，管路・ダクトの流体抵抗，1979.
9) 原朝茂, 高速でトンネルに突入する場合に列車に作用する空気力, 日本機械学会論文集, Vol.26, No.171 (1960), pp.1581-1586.
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) 飯田雅宣, 前田達夫, トンネル内圧力変動シミュレーション, 鉄道総研報告, Vol.4, No.7, (1990)，pp.54-62.
12) 梶山博司，飯田雅宣，前田達夫，大深度地下鉄道の空気流動シミュレーション，鉄道総研報告，Vol.7，No.7，(1993)，pp.51-58.
13) Howe, M. S., The compression wave produced by a high-speed train entering a tunnel, Proceedings of Royal Society London, A454 (1998), pp.1523-1534.
14) 堀江篤，杉山友康，東北新幹線における列車風に関する現地試験，鉄道技術研究所速報，No.A-86-155，(1986).
15) 今井功，流体力学（前編），裳華房，(1973)，p.87.
16) Kikuchi, K., Yamauchi, N., Nakatani, K., Maeda, T. and Yanagizawa, M., Numerical analysis of pressure variation under train passage using the boundary element method, JSME International Journal, Series B, Vol.41, No.3 (1998), pp.624-631.
17) 斉藤実俊, 福田傑，トンネル内における列車通過時圧力変動に関する実験的研究, 日本機械学会論文集 B 編，Vol.80, No.819 (2014).
18) Howe, M.S., Iida, M., Maeda and T., Sakuma, Y., Rapid calculation of the compression wave generated by a train entering a tunnel with a vented hood, Journal of sound and vibration, 297

(2006), pp.267-292.
19) 宮地徳蔵, 小澤智, 新井隆景, 列車のトンネル突入により生じる圧縮波の波形予測に関する理論解析－高ブロッケージ比問題への音響理論の適用－, ながれ, 31 (2012), pp.45-59.
20) 土肥哲也, 小川隆申, 列車まわりの近傍圧力場に関する理論的考察, 日本機械学会論文集（B 編）, Vol.70, No.700 (2004), pp3082-3089.

４．内壁付きフードによるトンネル微気圧波低減対策

４．１　トンネル微気圧波と既存の対策方法

列車がトンネルに突入すると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音速で伝播する．トンネル出口に到達した圧縮波は出口側坑口で開口端反射し，膨張波としてトンネル入口側に戻るが，その際にエネルギーの一部が出口側坑口から外部に向かってパルス状の圧力波（トンネル微気圧波）として放射される（図 4.1 参照）．放射される微気圧波 $P(t)$は，トンネル内圧縮波の波長がトンネル半径より十分長く，トンネル坑口から微気圧波の観測点までの距離がトンネル半径より十分大きい場合（低周波遠方場近似），トンネル出口に到達した圧縮波 $p(t)$によって以下の式で示される [1)2)].

$$P(t) = \frac{2\rho A}{\Omega r}\left[\frac{\partial u(t-r/c)}{\partial t}\right]_{\mathrm{ext}} = \frac{2A}{\Omega rc}\left[\frac{\partial p(t-r/c)}{\partial t}\right]_{\mathrm{ext}} \tag{4.1}$$

ここで，ρ：空気密度，A：トンネル（微気圧波放射坑口）断面積，Ω：坑口からの放射立体角，r：坑口断面中心から測定点までの距離，t：時間，c：音速，u：トンネル内（管内）流速，p：圧力であり，添え字の ext はトンネル出口を示す．式(4.1)より，低周波遠方場近似のもと，トンネル微気圧波はトンネル内圧縮波の時間微分（以降，圧力勾配）波形に比例する．したがって，微気圧波の大きさを低減させるためには，圧力勾配最大値を減らせばよく，現在，新幹線で実用化されている代表的な地上側の微気圧波低減対策手法であるトンネル入口緩衝工 [2)]や車両先頭部の最適化などは，いずれも圧縮波の圧力勾配最大値をトンネル入口側で小さくすることを目的としたものである．トンネル入口緩衝工（以降，単に緩衝工）はトンネル本坑より大きな断面積で，側面に開口部（以降，側面開口部）を設けたものである．緩衝工による圧力勾配最大値の低減効果は側面開口部の位置や大きさ，さらには列車速度に依存し，列車先頭部形状や速度に応じて適切に側面開口部を設ける必要がある．代表的なトンネル入口緩衝工の例を図 4.2 に示す．実際に設置される緩衝工は走行する車両（先頭部形状）の変更や速度向上に対応するため，線路方向に長いスリットや一定間隔の窓が配置されており，それらの一部を閉鎖することにより側面開口パターンを変更できるようになっている．

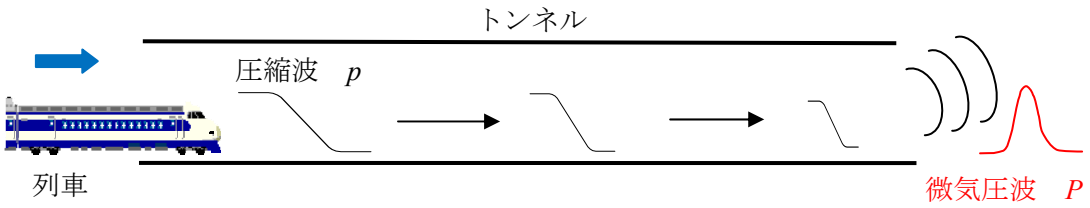


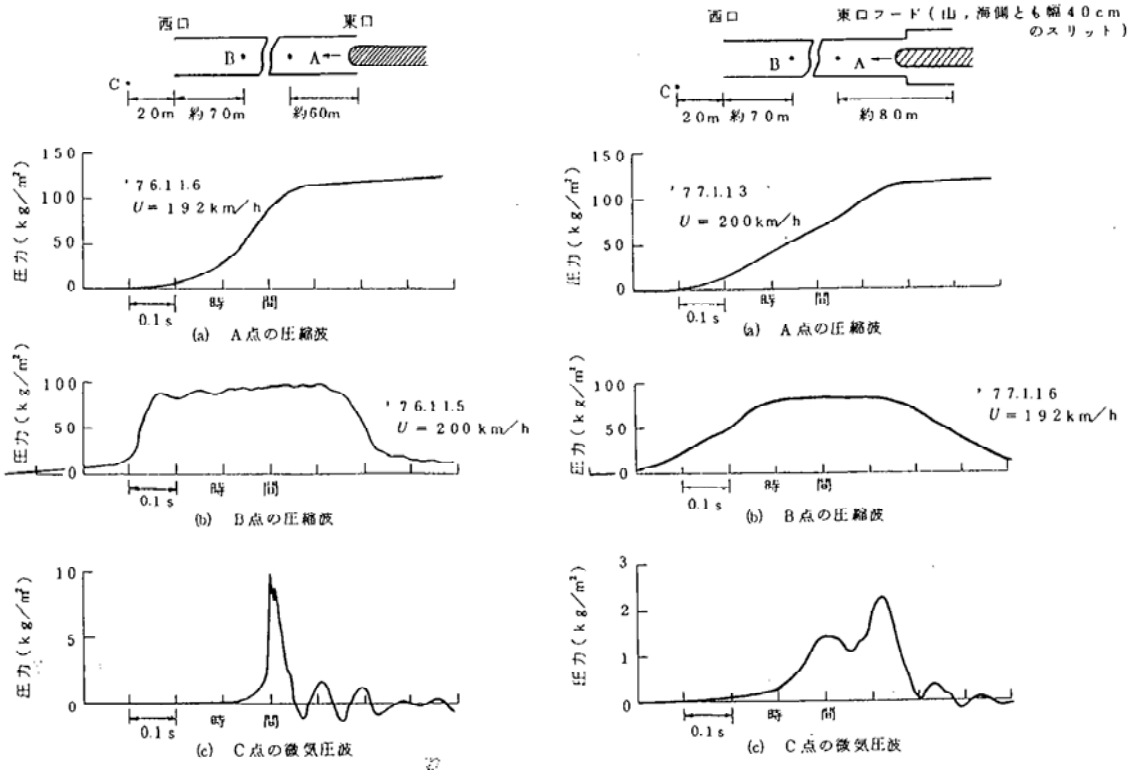
図４．１　トンネル微気圧波の現象

図４．２　トンネル入口緩衝工

トンネル入口緩衝工による微気圧波低減事例を図 4.3 に示す[2)]．図 4.3 より，トンネル入口緩衝工を設けることにより圧力上昇量に変化はないが，立ち上がりが緩やかになり，その結果として圧力勾配（圧力の時間微分）に比例する微気圧波が小さくなっていることがわかる．緩衝工によるトンネル入口における圧力勾配最大値の低減効果は以下の実験式で示される．

$$\alpha = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,hood}}}{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,no\ hood}}} = \frac{D}{D + L_{\mathrm{h}}} \tag{4.2}$$

ここで，α：トンネル入口での圧力勾配最大値比（＝緩衝工設置後の圧力勾配最大値／緩衝工設置前の圧力勾配最大値），D：車両，緩衝工，側面開口パターンによって決定される特性長さ，L_{h}：緩衝工長さである．



(a)　トンネル入口緩衝工なし　　(b)　トンネル入口緩衝工あり

図４．３　トンネル入口緩衝工による微気圧波低減効果の実測例[2)]

新幹線トンネルで多く採用されているスラブ軌道トンネルでは，全長 20km 程度までであれば，トンネル入口で発生した圧縮波はトンネル内を伝播する過程で波面が切り立つ（圧力勾配最大値が増加する）．したがって，トンネル出口における圧縮波の圧力勾配最大値はトンネル入口圧力勾配最大値とトンネル長さによって決まり（厳密には圧力勾配波形に依存する），両者の関係は現地試験結果[3)]から最小二乗近似で求めた次式で示される．

$$\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,x}}}{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,0}}} = \frac{G_{\mathrm{x}}}{G_0} = \exp\{(G_0 - G_{\mathrm{cri}})kX\} \tag{4.3}$$

$$G_{\mathrm{x}} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,x}}}{\rho\frac{c^3}{d}}, \quad G_0 = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,x=0}}}{\rho\frac{c^3}{d}}, \quad G_{cri} = \frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,cri}}}{\rho\frac{c^3}{d}} \tag{4.4}$$

ここで，G：無次元圧縮波の圧力勾配最大値，X：圧縮波無次元伝播距離（$=x/d$，x：圧縮波伝播距離，d：トンネル水力直径=7.9m），k：急峻化係数であり，添え字は x：伝播距離 x における値，0：列車突入側坑口における値，cri：臨界値を示す．スラブ軌道トンネルの場合，現地試験結果から $G_{\mathrm{cri}}=5.40\times10^{-4}$，$k=1.36$ である．式(4.3)より，トンネル出口における圧力勾配最大値はトンネル入口での圧力勾配最大値が大きいほどその増加量は大きくなることから[3)4)]，トンネル入口側で圧力勾配最大値を下げる緩衝工は非常に効果的である．

式(4.3)より，全長（圧縮波伝播距離）L のトンネルにおけるトンネル出口圧力勾配最大値は，

$$\frac{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,ext}}}{\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_{\mathrm{max,ent}}} = \exp\left\{(G_0 - G_{\mathrm{cri}})k\frac{L}{d}\right\} \tag{4.5}$$

と示される．よって，全長 L のトンネルにおける緩衝工の微気圧波低減効果は，式(4.2)と(4.5)より以下のように見積もることができる．

$$\gamma = \alpha \cdot \exp\left\{(\alpha - 1)G_{0,\mathrm{no\ hood}}k\frac{L}{d}\right\} \tag{4.6}$$

ここで，γ：微気圧波比（＝緩衝工設置後の微気圧波／緩衝工設置前の微気圧波）である．

近年，列車速度の向上に伴って必要とされる緩衝工は長くなり，現在では 40 m 以上の緩衝工も少なくない．しかし，ある程度以上（現在の新幹線では 40 m 程度以上）長くなると，延長量に対する微気圧波低減量は小さくなり，低減効果は頭打ちになる[5)]（式(4.2)参照）．そのため，さらなる高速化に対応するためには，緩衝工を補完する新しい微気圧波低減対策が望まれる．

そこで，本章では微気圧波の放射段階（トンネル出口側）での低減対策方法を提案する．微気圧波放射段階におけるパッシブな地上側対策としては，消音用ボックス[6)-8)]を用いたものが提案されているが，実用化されている放射時対策は現在のところ存在しない．

本章で提案する手法は，トンネル入口緩衝工のようにトンネル本坑より大きな断面積を有

するフード状構造物で，フード内部を線路方向の壁（以下，内壁）でフード口から一定の距離まで二分割し，分割した一方の坑口を閉鎖，すなわち固定端とするものであり，トンネル出口側に設置するトンネル微気圧波の放射段階における低減対策法である（以下，内壁付きフード）．

４．２　内壁による微気圧波の低減原理

式(4.1)より，トンネル微気圧波を低減するためには圧力勾配（圧縮波の時間微分）最大値の代わりにトンネル（放射口）断面積 A を減らしてもよい．しかし，単純にトンネル断面積を小さくすると，列車のトンネル突入時に発生するトンネル内圧縮波が大きくなる[1)2)]ために，断面積の減少量に比例するほどには微気圧波は小さくならない．また，圧縮波の増大を防ぐためにトンネル断面積は小さくせず，トンネル出口にオリフィス状のものを設置して放射口の一部を閉鎖することで微気圧波放射坑口の断面積のみを縮小しても，坑口における流速が増加し，式(4.1)の$\partial u/\partial t$が大きくなるために，放射口断面積 A の減少量に比例するほどには微気圧波は小さくならないと推定される．そこで，圧力上昇量を増加させずに放射口断面積を縮小する方法として，平面波のまま圧縮波を分岐させる方策を考案した．

トンネルを単純な管として検討する．管内を伝播する圧力波（平面波）を圧力上昇量が変化することなく，そのまま分岐させるために，図 4.4 に示すように，管口付近の内部を壁によって分割し，その片側の終端部を閉鎖させる．この内壁付きの管口から放射される微気圧波の大きさを求めるために以下の前提条件を仮定する．圧縮波の波面幅は管直径より十分長く（低周波近似，$l_w >> d_e$，　d_eは等価直径で$d_e = 2\sqrt{A/\pi}$であり，水力直径 d とは異なる），かつ，内壁の長さは圧縮波の波面幅よりも十分長いと仮定する（$L>>l_w$）．また，管断面積に比べて小さい内壁の断面積（厚さ）は無視し，さらに内壁長さはトンネルに比べて短く，内壁区間における摩擦による減衰や非線形効果による波面の変化も無視できると仮定する．

平面波として伝播してきた圧縮波 $p(t)$は内壁端部の分岐点で，点 O から開口端側（点 A）に伝播する圧力波と，点 C から閉鎖端側（B 側）に伝播する圧力波とに分かれる．内壁の断面積（厚さ）を無視すると管の断面積は変わらないので，それらはそれぞれ $p(t)$のまま伝播する．分岐した圧力波はそれぞれ A 点で開口端反射，B 点で閉鎖端反射し，再度平面波として分岐点に戻り，そこでそれぞれ反射，透過を行い，再度，開口端，閉鎖端に向かう．このように，圧力波は分岐点と開口端・閉鎖端間で反射・透過を繰り返し，多数の圧力波が開口端に到達することになる．

管内を伝播し分岐点に到達した圧縮波を $p(t)$で表すと，i 回目に開口端に到達する圧力波 po_i および閉鎖端に到達する圧力波 pc_i は点 A および点 O，C での開口端補正量を無視すると，以下のように示される．

$$po_i(t) = -R_o po_{i-1}\left(t - \frac{2L}{c}\right) + T_C pc_{i-1}\left(t - \frac{2L}{c}\right) \qquad (i \geqq 2) \tag{4.7}$$

$$pc_i(t) = -T_o po_{i-1}\left(t - \frac{2L}{c}\right) + R_C pc_{i-1}\left(t - \frac{2L}{c}\right) \qquad (i \geqq 2) \tag{4.8}$$

$$po_1(t) = pc_1(t) = p\left(t - \frac{L}{c}\right) \tag{4.9}$$

ここで，L は内壁の長さ（図 4.4 参照）であり，式(4.7)(4.8)の第 1 項の負の符号は A 点での開口端反射による位相の逆転に対応するものである．また，Ro，Rc はそれぞれ点 O と点 C における A 側，B 側からの反射係数，To，　Tc はそれぞれ点 O と点 C における A 側，B 側からの透過係数であり，平面波に対しては，管口の開口率 σ（=A 側の管口の開口部断面積／管全体の断面積）（$0<\sigma<1$）を用いて，以下の式で示される [9]．

$$R_o = \sigma - 1, \quad T_o = \sigma \tag{4.10}$$

$$R_c = -\sigma, \qquad T_c = 1 - \sigma \tag{4.11}$$

以上より，開口端に向かう i 番目の圧力波は，

$$po_i(t) = (1-2\sigma)^{i-2}(1-\sigma)\left\{po_1\left[t - (i-1)\frac{2L}{c}\right] + pc_1\left[t - (i-1)\frac{2L}{c}\right]\right\}$$

$$= 2(1-2\sigma)^{i-2}(1-\sigma)p\left[t - \frac{L}{c} - (i-1)\frac{2L}{c}\right] \qquad (i \geqq 2) \tag{4.12}$$

と表すことができる．

式(4.1)において，p を開口端に到達する圧縮波 po_i に，放射口の断面積 A を分割後の断面積 σA に置き換えると，内部が分割された内壁付き管口から i 番目に放射される微気圧波 $P_i(t)$は，

$$P_i(t) = \frac{2\sigma A}{\Omega rc}\frac{\partial po_i(t - r/c)}{\partial t} \tag{4.13}$$

となる．よって，i 番目に放射される微気圧波の大きさ P_i と内壁のない通常の管口から放射される微気圧波の大きさ P との比（以下，微気圧波比＝内壁設置後の微気圧波／内壁設置前の微気圧波，式(4.6)の緩衝工による微気圧波比と区別するために γ_Wとする）は，式(4.1)(4.13)より，

$$\gamma_w = \frac{P_i}{P} = 2\sigma(1-2\sigma)^{i-2}(1-\sigma) \qquad (i \geqq 2) \tag{4.14}$$

$$\gamma_w = \frac{P_1}{P} = \sigma \tag{4.15}$$

となる．式(4.14)，(4.15)の関係を図 4.5 に示す．$0.5 \leq \sigma$ 場合，微気圧波比 γ_Wの最大値は第 1 波目の微気圧波（i= 1）であり，その大きさは開口率 σ に一致する．また，$0 \leq \sigma \leq 0.5$ では，第 2 波が最大値をとり，その大きさは，$2\sigma(1-\sigma)$となる．特に，σ =0.5 の場合は 3 番目以降の微気圧波は発生せず，内壁のない通常の管口の半分の大きさの微気圧波が時間差 $2L/c$ で 2 回放射されることになる．

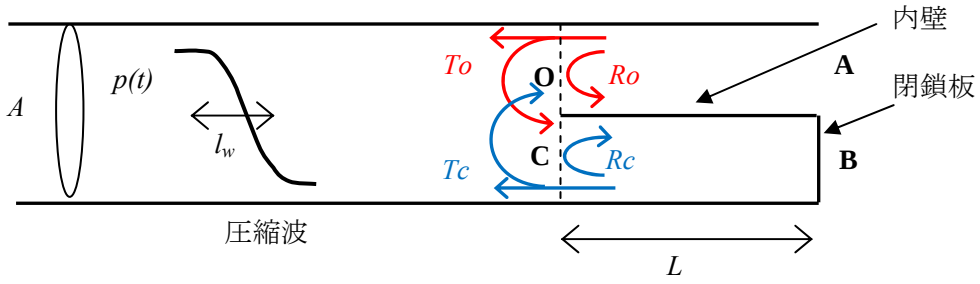


図４．４　内壁付き管口の構成図

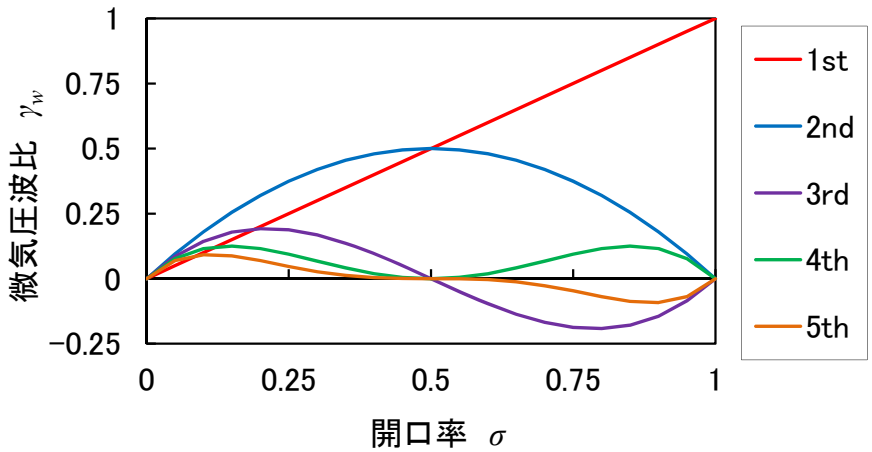


図４．５　内壁付き管口から放射される微気圧波

４．３　実際のトンネル本坑への適用

実際の新幹線トンネルの断面は，建築限界（地上施設が車両に接触しないように定められた，建築可能な限界ライン）に近接しており，図 4.4 に示したような内壁を設けて内部を分割し，その片側の坑口を閉鎖することは，列車の走行を阻害するため不可能である．そこで，トンネル出口側の坑口に，緩衝工のように本坑より断面積を大きくしたフードを設置し，その内部を壁によって分割する構成とする（以下，内壁付きフード）．この場合，断面積がトンネルより大きいため，列車走行に支障することなく内壁および閉鎖端を設置することが可能となる．

既存の多くの新幹線トンネルには微気圧波対策として緩衝工が入口（列車突入）側坑口に設置されているが，現在の新幹線トンネルは全て複線トンネルであり，上下両方向の列車に対応するために実際には両側の坑口に緩衝工が設置されることが多い．したがって，列車にとっては突入側だけでなく退出側（微気圧波が放射される側）にも緩衝工が存在することになり，この退出側の緩衝工を内壁付きフードとして有効活用することも考えられる．

内壁付きフードの構成を図 4.6 に示す．本坑とフードの接続部を J 点，フード内の内壁による分岐点のうち，閉鎖端側を C 点，開口端側を O 点とする．圧縮波の波面幅はトンネル直径より十分長く（低周波近似，$l_w >> d_e$），内壁の長さは圧縮波の波面幅よりも十分長いと仮定する（$L >> l_w$）．さらに，トンネルは十分に長く，図 4.6 に示した坑口とは反対側のトンネル

入口での反射波の影響はないものとし，分割壁の厚さはフード断面積より十分小さいとして無視する．また，前節同様，フード内での摩擦による減衰や非線形効果による波面の変化は無視できると仮定する．

図 4.6 に示したフード内においては，前節の内壁付き管内（図 4.4）のように内壁端部での反射波・透過波に加え，J 点での反射波が加わる．トンネル本坑内を伝播してきた圧力波 $p(t)$ は，まず断面積変化点である J 点で反射・透過する．透過した圧力波は内壁によって分岐され，O 側と C 側に平面波のまま伝播し，それぞれの坑口で開口端反射，閉鎖端反射して，再度，O 点，C 点に戻ってくる．よって，開口端および閉鎖端には O 点または C 点で反射または透過した波と，J 点で反射した波が繰り返し到達することになる．

開口端側及び閉鎖端側の座標 x（$L_h>x>L_h-L$）における圧力 po，pc は，以下の式で示される．

$$po(x,t)=\sum_{i=1}^{\infty}\{po_i(x,t)+po_i^*(x,t)\} \tag{4.16}$$

$$pc(x,t)=\sum_{i=1}^{\infty}\{pc_i(x,t)+pc_i^*(x,t)\} \tag{4.17}$$

ここで，開口端，閉鎖端での反射波 $po_i{}^*$，$pc_i{}^*$は低周波近似のもと，それぞれ以下のように示される．

$$po_i^*(x,t)=-po_i\left[x,t-\frac{2(L_h-x)}{c}-\frac{2l_E}{c}\right] \qquad (i\geqq 1) \tag{4.18}$$

$$pc_i^*(x,t)=pc_i\left[x,t-\frac{2(L_h-x)}{c}\right] \qquad (i\geqq 1) \tag{4.19}$$

ここで，フードロでの開口端補正量 l_E は考慮するが，C 点，O 点，J 点での開口端補正は無視する．なお，トンネル本坑は十分長いと仮定したので，J 点を本坑側に透過した圧力波が反対側のトンネル入口で反射して戻ってくる波は考慮していない．

i 番目の圧力波 po_i，pc_i は $i-1$ 番目の圧力波によって以下のように示される．

$$\begin{aligned}po_i(x,t)=&R_o po_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2(x-L_h+L)}{c}\right]+T_C pc_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2(x-L_h+L)}{c}\right]\\&+T_o R_J po_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2x}{c}\right]+T_C R_J pc_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2x}{c}\right] \qquad (i\geqq 2)\end{aligned} \tag{4.20}$$

$$\begin{aligned}pc_i(x,t)=&T_o po_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2(x-L_h+L)}{c}\right]+R_C pc_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2(x-L_h+L)}{c}\right]\\&+T_o R_J po_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2x}{c}\right]+T_C R_J pc_{i-1}^*\left[x,t-\frac{2x}{c}\right] \qquad (i\geqq 2)\end{aligned} \tag{4.21}$$

$$po_1(x,t)=pc_1(x,t)=T_{-J}p\left(t-\frac{x}{c}\right) \tag{4.22}$$

反射係数，透過係数の添え字は圧力波が反射または透過する地点に対応しており，地点の記

号の前に負の符号が付いているのは，進行方向が x の正方向の圧力波についての係数を示す．たとえば R_O は O 点における x の負方向の圧力波の反射係数を，T_{-J} は J 点における x の正方向の圧力波の透過係数を示す．開口率 σ とフード断面積比 $\sigma_h'(\equiv A_\mathrm{h}'/A)$により，O 点，C 点，J 点における反射係数，透過係数は以下のように示される [9]．

$$\left.\begin{aligned} &T_O = \sigma, \quad R_O = \sigma - 1 \\ &T_C = 1 - \sigma, \qquad R_C = -\sigma \\ &R_J = \frac{\sigma_h{}' - 1}{\sigma_h{}' + 1}, \qquad T_{-J} = \frac{2}{\sigma_h{}' + 1} \end{aligned}\right\} \tag{4.23}$$

開口端反射における位相差を考慮すると式(4.1)は以下のように修正される [10]．

$$P(t) = \frac{A}{\Omega rc}\left[\frac{\partial p}{\partial t}\left(t - \frac{r}{c}\right) + \frac{\partial p}{\partial t}\left(t - \frac{r}{c} - \frac{2l_E}{c}\right)\right] \tag{4.24}$$

したがって，内壁付きフードから放射される微気圧波 PO は，開口端側坑口に伝播する圧力波 po_i および放射断面積 $\sigma A_h'$を用いて以下のように示される．

$$PO(t) = \frac{\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\sum_{i=1}^{\infty}\left[\frac{\partial po_i}{\partial t}\left(L_h, t - \frac{r}{c}\right) + \frac{\partial po_i}{\partial t}\left(L_h, t - \frac{r}{c} - \frac{2l_E}{c}\right)\right] \tag{4.25}$$

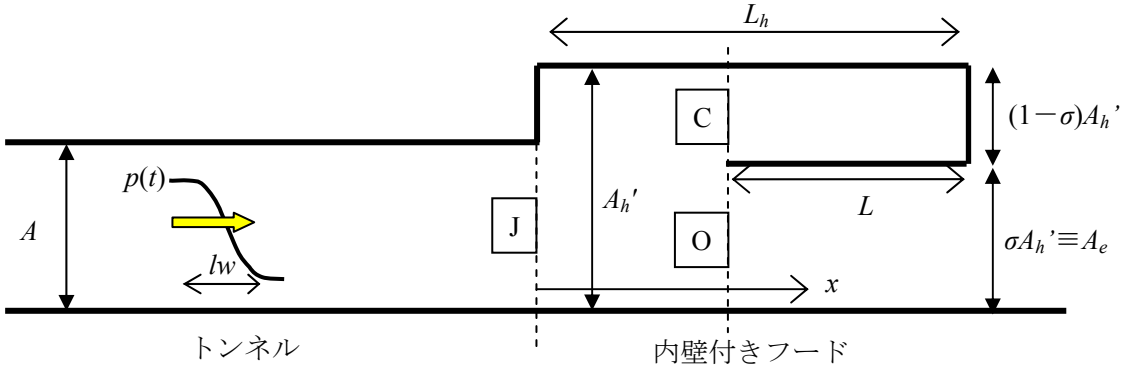


図４．６　内壁付きフードの構成

内壁付きフードの微気圧波低減効果を求める．既述したとおり内壁長さ L は圧縮波の波面幅 l_w に対して十分に長いと仮定する．微気圧波低減効果の指標として，前節と同様微気圧波比を導入するが，基準として既存の緩衝工（断面積比 $\sigma_\mathrm{h} = A_\mathrm{h}/A$，$A_\mathrm{h}$：緩衝工の断面積）から放射される微気圧波との比で表すこととし，この微気圧波比を γ_h（＝内壁付きフードからの微気圧波／緩衝工からの微気圧波）とする．

微気圧波比 γ_h は式(4.24)と式(4.25)を比較することで求められるが，比較しやすいように開口端補正量 l_E を無視して検討する．内壁のない通常の緩衝工がトンネル出口に設置されている場合の微気圧波の大きさは，図 4.6 と同じ座標系を使用して考えると，式(4.1), (4.22), (4.23)を用い，さらに開口端補正量 l_E を無視すると，以下のように示される．

$$P(t)=\frac{2A_h}{\Omega rc}\frac{2}{\sigma_h+1}\frac{\partial p}{\partial t}\left(t-\frac{L_h}{c}-\frac{r}{c}\right) \tag{4.26}$$

ここで，$\sigma_h=A_h/A$ であり，内壁付きフードと区別するために内壁のない通常の緩衝工の断面積を A_h としている．一方，内壁付きフードからの微気圧波の大きさは式(4.25)で開口端補正による位相差を無視すると以下のように示される．

$$PO(t)=\frac{2\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{\partial po_i}{\partial t}\left(L_h,t-\frac{r}{c}\right) \tag{4.27}$$

式(4.20)～(4.22)より，$PO(t)$の 3 波目以降（i ≧3）の波は反射係数と透過係数の 2 乗以上の係数がかかるため，1，2 波目と比べて十分小さいので検討から除外する．

式(4.20)～(4.23)(4.27)より，$PO(t)$の 1 波目，2 波目は以下のように示される．

$$PO_1(t)=\frac{2\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\frac{\partial po_1}{\partial t}\left(L_h,t-\frac{r}{c}\right)=\frac{2\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\frac{2}{\sigma_h{}'+1}\frac{\partial p}{\partial t}\left(t-\frac{L_h}{c}-\frac{r}{c}\right) \tag{4.28}$$

$$\begin{aligned}PO_2(t)&=\frac{2\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\frac{\partial po_2}{\partial t}\left(L_h,t-\frac{r}{c}\right)\\&=\frac{2\sigma A_h{}'}{\Omega rc}\frac{2}{\sigma_h{}'+1}\left\{2(1-\sigma)\frac{\partial p}{\partial t}\left(t-\frac{L_h}{c}-\frac{2L}{c}-\frac{r}{c}\right)+(1-2\sigma)R_j\frac{\partial p}{\partial t}\left(t-\frac{3L_h}{c}-\frac{r}{c}\right)\right\}\end{aligned} \tag{4.29}$$

式(4.29)の第 1 項は PO_1 が点 O で反射したものと PC_1 が点 C を透過したものが，フードロで開口端反射した圧力波を，第 2 項は PO_1，PC_1 がそれぞれ点 O，点 C を透過し，点 J で反射したものが，フードロで開口端反射した圧力波を示す．式(4.28)(4.29)より，$\sigma<0.5$ の場合，第 2 波が第 1 波より大きくなることがわかる．ここで，$L\approx L_h$と仮定すると，式(4.29)の第 1 項と第 2 項はほぼ同時に発生する．このとき，トンネル出口に通常の緩衝工が設置されている現状の新幹線トンネルと，今回提案する内壁付きフードがトンネル出口に設置されているトンネルとの，放射される微気圧波の大きさの比 γ_h を比較すると，式(4.27)～(4.29)より，

$$\gamma_h=\frac{PO_1(t)|_{max}}{P(t)|_{max}}=\sigma\frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h}\frac{\sigma_h+1}{\sigma_h'+1}\qquad(0.5\le\sigma\le1) \tag{4.30}$$

$$\gamma_h=\frac{PO_2(t)|_{max}}{P(t)|_{max}}=\sigma(3-4\sigma)\frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h}\frac{\sigma_h+1}{\sigma_h'+1}\qquad(0\le\sigma\le0.5) \tag{4.31}$$

となり，微気圧波比は開口率 σ と内壁付き出口フードの断面積比 σ_h' によって決定されることがわかる．現状の新幹線トンネルに設置されている緩衝工の断面積比 σ_h は約 1.4 であることから，σ_h=1.4 とした場合の式(4.30)(4.31)の関係を図 4.7 に示す．実際の適用においては，開口部断面積（$=\sigma A_h'=\sigma\sigma_h'A$ ）は列車が通過できるだけの大きさを確保する必要があるため，概ねトンネル本坑程度の断面積を確保する必要があり，$\sigma\sigma_h'\ge1$ という制限を受ける．

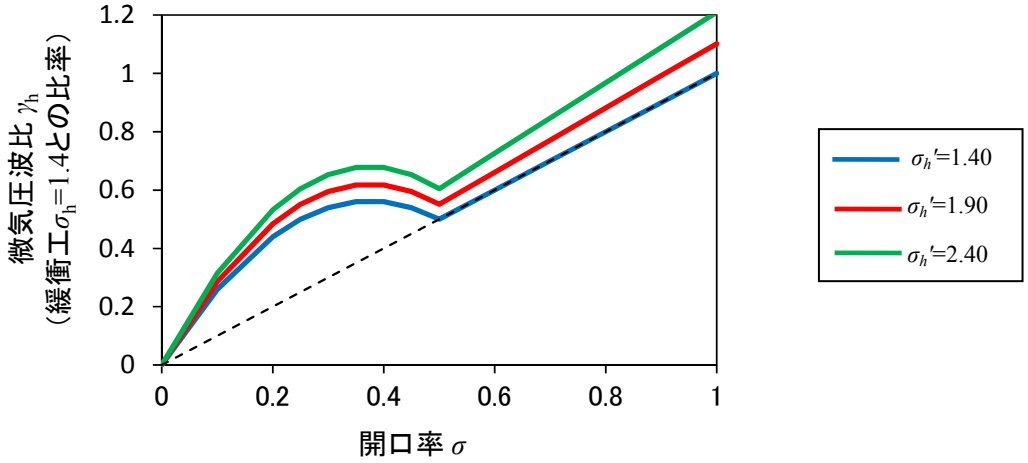


図４．７　内壁付きフードの微気圧波低減効果（σ_h ＝1.4 との比較）

たとえば，既存の緩衝工の内部に壁を増設することで内壁付きフードに改造する場合を想定すると，σ_h =σ_h' =1.4 であるから $\sigma\sigma_h' \geq 1$ の条件下で最も微気圧波低減効果が大きいのは σ =0.7 の場合であり，この場合，微気圧波比 γ_h は開口率と同じ 0.7 となることから，30 %の微気圧波低減効果が期待できる．ただし，複線トンネルの場合（日本の新幹線トンネルは全て複線トンネルである），この条件では反対方向の列車が突入するフード口の断面積がトンネル本坑程度と通常の緩衝工より小さくなるため，反対方向の列車（内壁付きフードに突入する列車）によって反対側坑口から発生する微気圧波が大きくなることが懸念される．そのため，通常の緩衝工同様，内壁付きフードの側面に開口窓を設けることや，開口率を多少大きくして列車突入断面積を大きくするなどの方策を検討する必要がある．

４．４　第４章まとめ

本章では新幹線のさらなる高速化に対応すべく，トンネル微気圧波を放射段階で低減させる方法として内壁付きフードを提案し，その効果について音響学的な検討により予測した．結果を以下にまとめる．

(1)　トンネル微気圧波を放射段階で低減させる方法として，トンネル出口側（列車退出側，微気圧波の放射側坑口）に設置する，内部を壁で二分割し，分割した一方の坑口を閉鎖した内壁付きフードを提案した．

(2)　内壁付きフードの微気圧波低減効果，微気圧波比 γ_h（＝内壁付きフードからの微気圧波／緩衝工からの微気圧波）は以下の式で示される．

$$\frac{PO_1(t)|_{max}}{P(t)|_{max}} = \sigma \frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h} \frac{\sigma_h + 1}{\sigma_h' + 1} \qquad (0.5 \leq \sigma \leq 1)$$

$$\frac{PO_2(t)|_{max}}{P(t)|_{max}} = \sigma(3 - 4\sigma) \frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h} \frac{\sigma_h + 1}{\sigma_h' + 1} \qquad (0 \leq \sigma \leq 0.5)$$

ここで，σ_h'はフード断面積のトンネル断面積との比，σ は開口率でフード口の開口断面積のフード断面積との比，σ_hは緩衝工断面積のトンネル断面積との比，である．

(3) (2)より，通常の緩衝工と同じ断面積の内壁付きフードからの微気圧波は開口率σ倍（ただし，$0.5 \leq \sigma \leq 1$）まで低減可能である．内壁付きフード断面積が緩衝工断面積より大きい場合（$\sigma_h' > \sigma_h$）はの微気圧波は開口率σ倍より大きくなる．

【第 4 章の参考文献】

1) 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予稿集, 4pH4 (1977).
2) 小沢智，トンネル出口微気圧波の研究，鉄道技術研究報告，1121 (1979).
3) 福田傑, 高速鉄道トンネル内を伝播する圧縮波に関する研究, 鉄道総研報告, 特別 No. 28, (1999).
4) 福田傑，小澤智，飯田雅宣，鷹崎徹，若林雄介，長大スラブ軌道トンネル内を伝播する圧縮波の変形，日本機械学会論文集 B 編，Vol.71, No.709 (2005), pp.2248-2255.
5) Ozawa, S., Maeda, T., Matsumura, T., Uchida, K., Kajiyama, H. and Tanemoto, K., Countermeasures to reduce micro-pressure waves radiating from exits of Shinkansen tunnels, Proceeding 7th International Symposium on Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels (1991), pp.253-266.
6) 青木俊之，仲尾晋一郎，近藤信昭，松尾一泰，円管開口端における衝撃的騒音のパッシブコントロール，可視化情報学会誌，Vol.17, No.2 (1997), pp.27-30.
7) 青木俊之，松浦利治，松尾一泰，高速鉄道トンネル出口から発生する微気圧波のパッシブコントロール，可視化情報学会誌，Vol.22, No.1 (2002), pp.309-312.
8) Aoki, T., Vardy, A.E. and Brown J.M.B., Passive alleviation of micro-pressure waves from tunnel portals, Journal of Sound and Vibration, 220(5), (1999), pp.921-940.
9) Lighthill, J., Waves in Fluids (1978), p.105, Cambridge University Press, Cambridge.
10) 宮地徳蔵, トンネル坑口周りの地形を考慮した微気圧波放射モデル, 鉄道総研報告, Vol.24, No.9 (2010)，pp.23-28.

５．内壁付きフードの微気圧波低減効果の検証

５．１　はじめに

第 4 章で提案したトンネル微気圧波の放射段階における低減対策方法，内壁付きフードの微気圧波低減効果を第 3 章で示した超高速列車模型発射装置による模型実験で検証した．まずは 4.2 節で示した単純な管から放射される微気圧波について検証を行い，基礎的な特性について考察する．次に，実際のトンネル出口を想定した内壁付きフードの微気圧波低減効果を確認した．

５．２　内壁付きの管口から放射される微気圧波低減効果

管内を伝播する圧縮波によって管口から放射される微気圧波について，管内を内壁で分割し，その片側を閉鎖した場合にどのように変化するか，列車模型発射装置による模型実験により検証した．

5.2.1　模型実験の概要

列車模型発射装置は列車模型がトンネル模型に突入することによって圧縮波を発生させる．今回の実験では管口の開口率をパラメータとして大きく変化させる必要があるために，列車模型の走行に支障しないよう，トンネル本坑から分岐した枝坑模型を使用した．使用した模型の主要寸法を表 5. 1 に，トンネル模型および測定点を図 5.1 に，設置状況を図 5.2 に示す．

表５．１　模型の主要諸元

トンネル模型	断面積 (m^2)	0.00785
	直径 (m)	0.1
	全長 (m)	14.65
枝坑模型	断面積 (m^2)	0.003524
	本坑との断面積比	0.4489
	直径 (m)	0.067
	全長 (m)	2.00
	内壁長さ (m)	0, 0.05, 0.1, 0.3, 0.5, 1.0
列車模型	断面積 (m^2)	0.000940
	水力直径 (m)	0.0346
	全長 (m)	1.3
	先頭・後尾長さ，l_n (m) アスペクト比, $l_n / (d'/2)$	0.0519 3.00
列車・トンネル本坑断面積比		0.12
縮尺		1/137

トンネル本坑と枝坑，列車模型の断面は全て円形で，地面効果を鏡像で模擬しており [1)]，縮尺は約 1/137 に相当する．トンネル枝坑内に圧力計（P1～P4）を，枝坑坑口の真横に微気圧波測定用の精密騒音計を設置した（M1）．圧力計のうち P1～P3 と騒音計（マイクロホン）の詳細な設置位置は開口率や内壁長さに応じて異なるため後述する．使用した測定機器を表 5.2 に示す．

列車模型の発射速度は 300，400，500 km/h である．

表５．２　使用計測器

項目	計測器	型番	アンプ設定
圧力	圧力変換機（差圧計）	Kulite XCS-190-5G	
	アンプ	TEAC SA-59	Low Pass Filter 10kHz
微気圧波	RION 普通騒音計	NL-32	F 特性 Range 130dB
収録	データロガー	GRAPHTEC DM3000	Sampling 25kHz

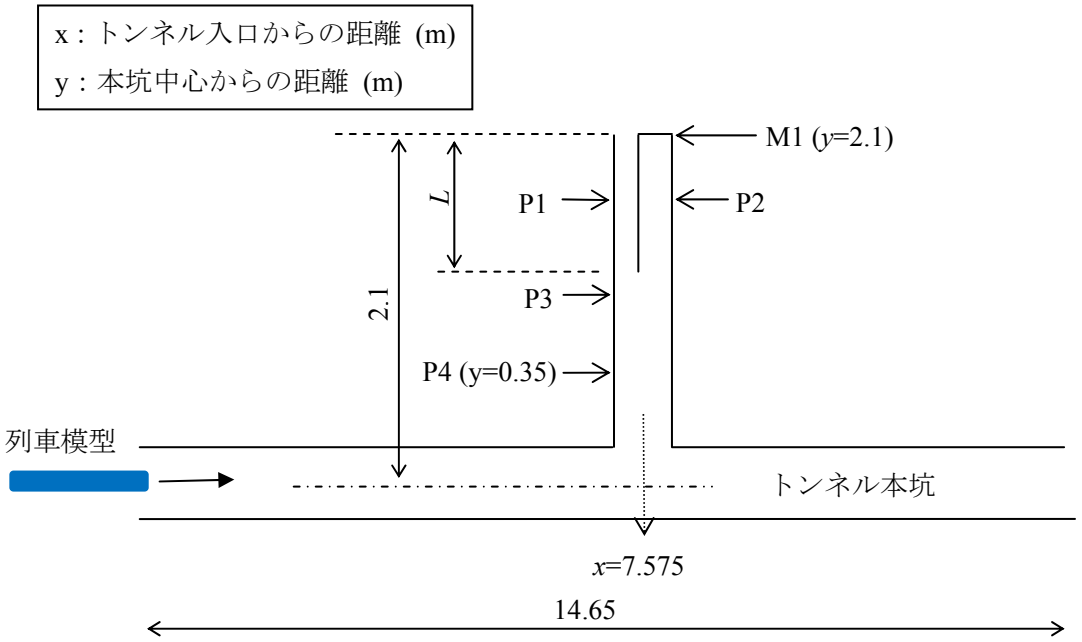


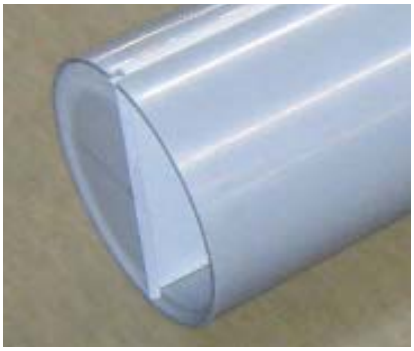
図５．１　トンネル模型と測定位置

図５．２　トンネル枝坑模型設置状況

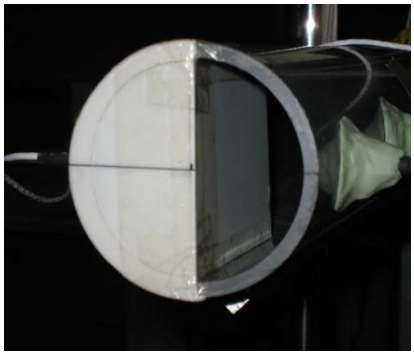
実験は内壁の長さ（図 5.1 の L）および枝坑坑口の開口率をパラメータとして実施した．実験条件を表 5.3 に示す．実験は通常枝坑（表 5.3 の実験 1）の他，開口率（枝坑断面積に対する枝坑口の開口部断面積の比）3 種類（0.75，0.5，0.25），内壁長さ 6 種類について実施した．開口率 0.25，0.5，0.75 における内壁長さ 0 m とは，内壁がなく坑口に閉鎖用の板のみを設置した場合（オリフィスに相当）のことである．内壁の厚みは，内壁長さが 0.3m 以上の場合は 3mm，0.05，0.1m の場合は 1mm である．代表例として内壁長さ 0.3m と 0.1m の枝坑模型を図 5.3 に示す．

表５．３　内壁の設定条件

実験番号	開口率	内壁長さ		断面図番号	円中心～開口部面積中心距離	開口部面積中心～マイク間距離（50mm との比）
		実長	実長／管内径			
1	1.0	0.0 m	0.00	図 15 (1)	0 mm	250mm (1.0)
2	0.75	0.3 m	4.48	図 15 (2)	6.6 mm	243.4 mm (0.97)
3		0.0 m	0.00			
4	0.5	1.0 m	14.9	図 15 (3)	13.5 mm	253.3 mm (1.01)
5		0.5 m	7.46			
6		0.3 m	4.48			
7		0.1 m	1.49			
8		0.05 m	0.746			
9		0.0 m	0.00			
10	0.25	0.3 m	4.48	図 15 (4)	23.7mm	243.1 mm (0.97)
11		0.0 m	0.00			



(a)　内壁長さ 0.3m



(b)　内壁長さ 0.1m

図５．３　内壁模型

それぞれの開口率における開口部断面形状とマイク(M1)位置を図 5.4 に示す．マイク M1 の位置は開口率 1.0 及び 0.75 については枝坑中心から 250mm の位置に，開口率 0.5 と 0.25 については枝坑中心から開口部側に半径の 1/2 ずれた点から 250mm の位置に設置した．それぞれの開口部の面積中心の位置と，その点からのマイクまでの距離を表 5.3 に示す．開口部によって面積中心～マイク間距離が異なるため，微気圧波の大きさは距離に反比例する（式(4.1)参照）として，開口部面積中心～マイク間距離が 250mm となるように測定値を補正した（なお，表 5.3 の通り，その補正量はたかだか 3%程度である）．

また，開口率によって枝坑口開口部分の断面形状が異なるが，圧縮波の波長の主成分はトンネル（枝抗）直径に比べて長く平面波であるため，放射される微気圧波は断面積に強く依存し，断面形状の影響は小さいと考えられる．

圧力計 P1～P3 は基本的には内壁長さの中点付近の開口端側に P1，閉鎖端側に P2，P1 と内壁開始点について対称な位置に P3 を設置した．測定点の座標を表 5.4 に示す．

表５．４　圧力計の位置（座標は図 5.1 参照）

実験番号	内壁長さ L	枝坑口からの距離 (m)　と　y 座標		
		P1	P2	P3
1	0.0m （塞ぎ板なし）	0.15 m y=1.95	0.45 m y=1.65	1.49m，y=0.61
4	1.0 m	0.51 m，y=1.59		1.49 m，y=0.61
5	0.5 m	0.26 m，y=1.84		0.745 m，y=1.355
2，6，10	0.3 m	0.15 m，y=1.95		0.45 m，y=1.65
7	0.1 m	0.05 m，y=2.05		0.15 m，y=1.95
8	0.05 m	0.025 m，y=2.075		
3，9，11	0.0 m	0.05 m，y=2.05		

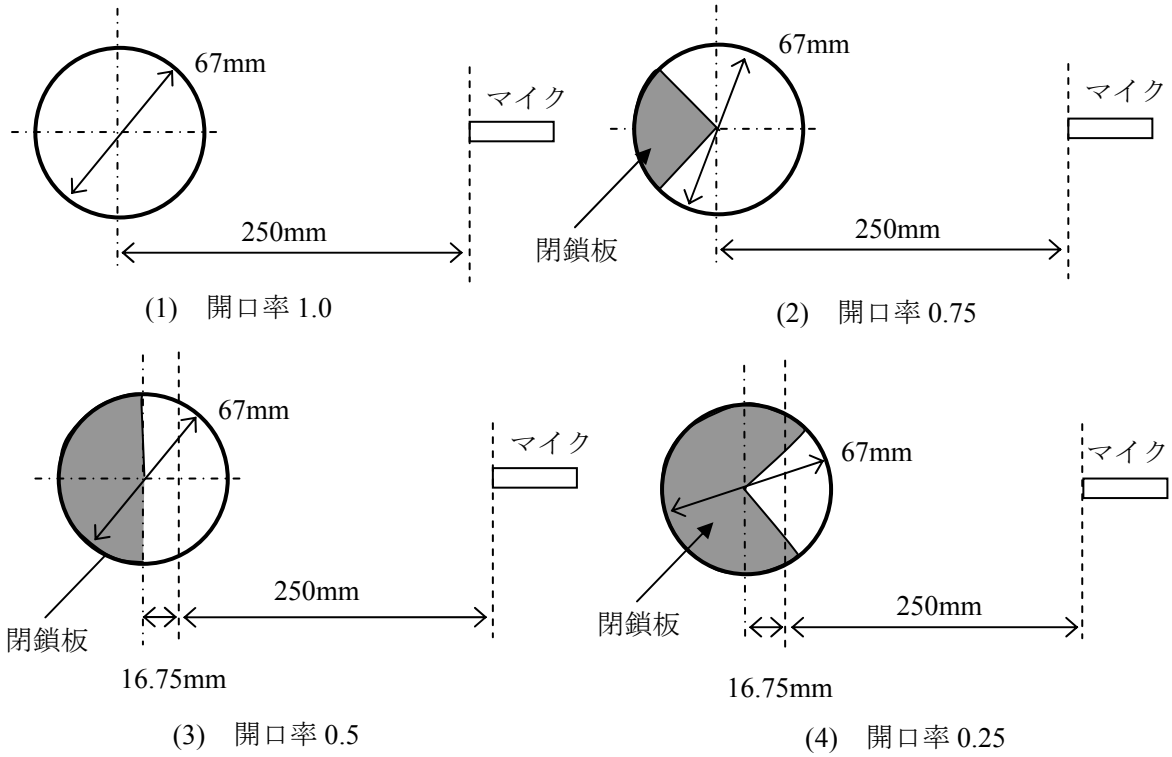


図５．４　枝坑の開口部断面図

5.2.2　実験結果

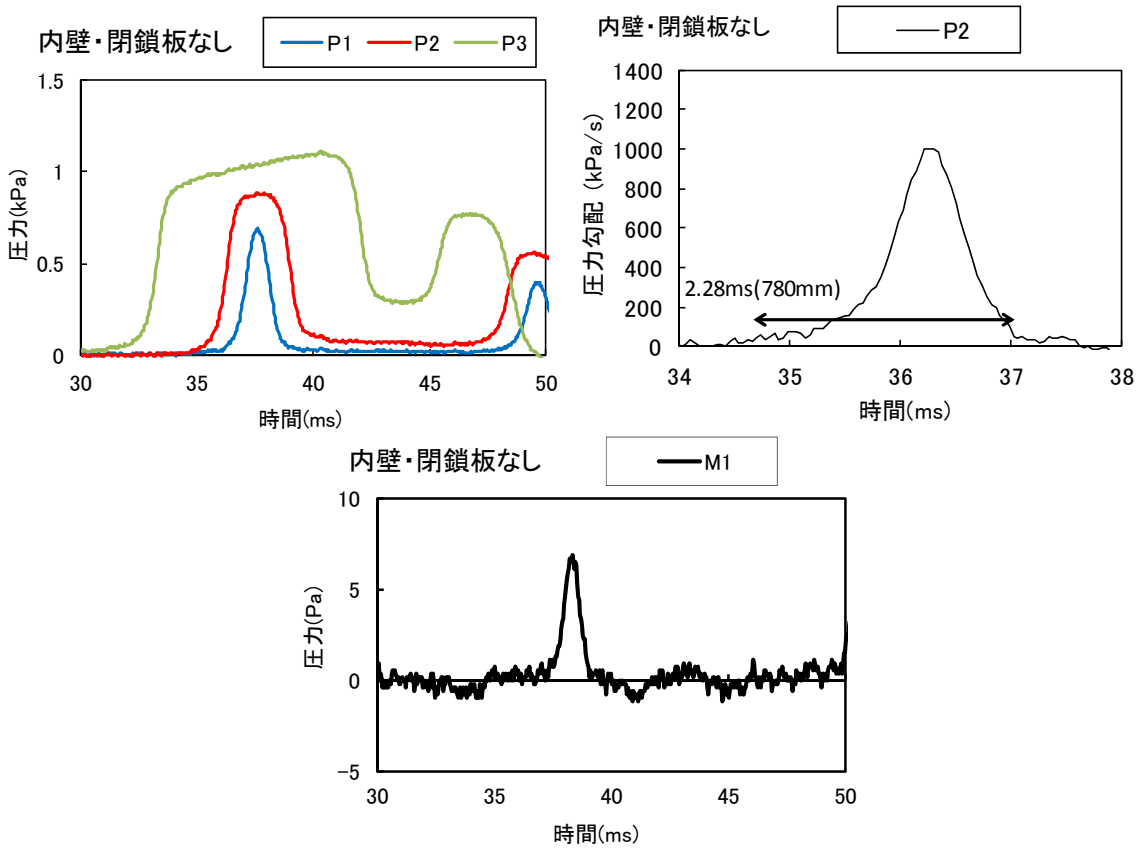
(1)　内壁長さの影響

内壁長さの影響は枝坑に到達した圧縮波の波面幅に依存すると考えられるので圧縮波の波面幅をまず定義する．各速度における枝坑内圧縮波の圧力測定波形，圧力測定波形を中心差分することで求めた圧力の時間微分波形（圧力勾配波形），微気圧波測定波形を図 5.5 に示す．図 5.5 は内壁も閉鎖板もない通常の枝坑条件（表 5.3 の実験番号 1）における P1～P3 の測定波形である．内壁長さを無次元化するための基準として，内壁位置に相当する P2 の波面幅 l_w を代表波面幅として採用する．波面幅 l_w は圧力勾配波形から，圧力勾配が最大値の 5% 以上である区間として定義した（図 5.5 参照）．各速度における圧縮波の波面幅 l_w を表 5.5 に示す.

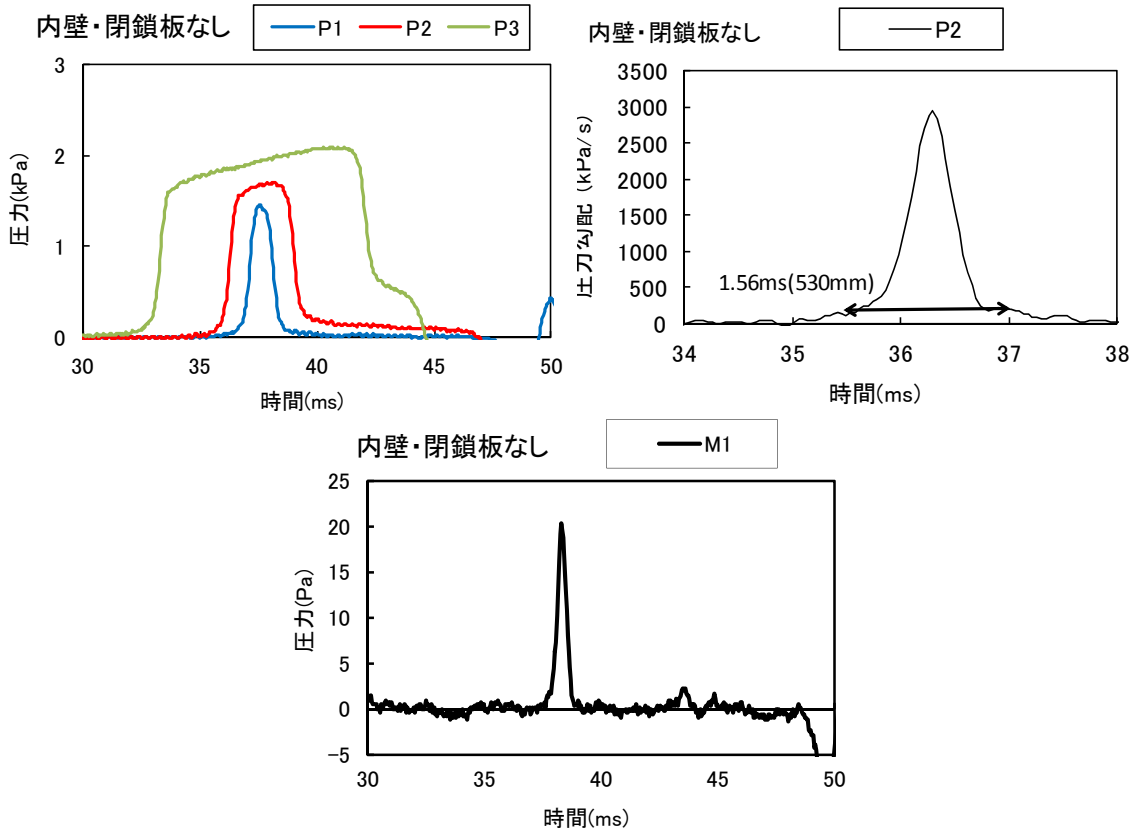
表５．５　枝坑内圧縮波の波面幅

模型速度 km/h	立ち上がり時間　ms t_w	波面幅　mm $l_w=ct_w$
300	2.28	780
400	1.56	530
500	0.72	250

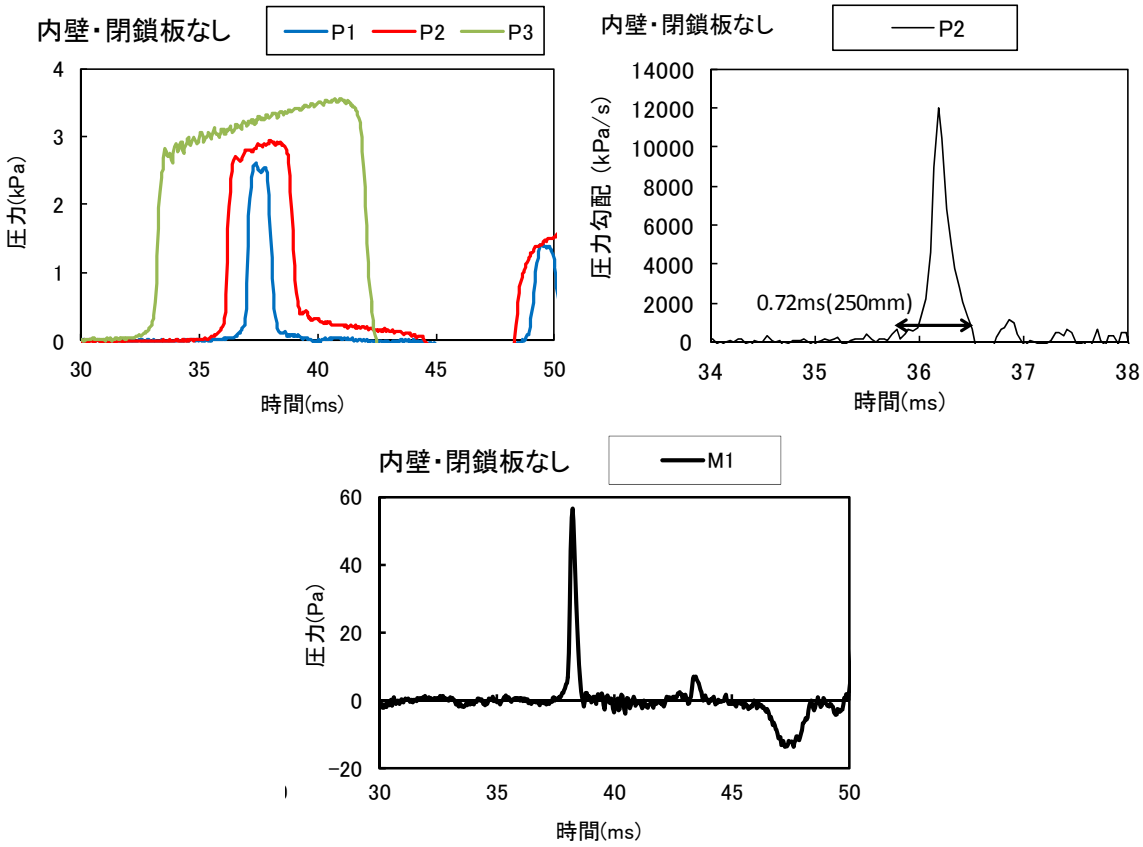
＊c：音速，340m/s で計算



(a)　模型速度　300km/h



(b)　模型速度　400km/h



(c)　模型速度　500km/h

図５．５　枝坑内の圧力測定波形と微気圧波測定波形

内壁を設けた場合の測定波形例として，模型速度 400km/h，開口率 σ=0.5 における実験結果を図 5.6 に示す．

図 5.6(e)より，内壁を設けたときの枝坑内の圧力変動をみると，枝坑内に到達した圧縮波が P3 を通過し（①），そのままの大きさで P1，P2（②）に到達する．それらの圧縮波は P1 側では開口端反射により膨張波（③）として，P2 側では閉鎖端反射により圧縮波（④）として戻ってくる．P1 側では開口端反射の際に微気圧波②'が放射される．その後，内壁開始点で膨張波と圧縮波が合流し，それぞれ逆位相の波として再度坑口側へ伝播する（⑤，⑥）．P1 側では⑤が開口端反射する際に微気圧波⑤'が放射される．分割開始点で③と④が合流した後，P3 に小さな圧縮波が伝播しているが，これは開口端で反射した膨張波（③）が元の圧縮波（②）より絶対値が小さい（③到達時点で P1=0 に戻っていない）のに対し，閉鎖端反射した圧縮波（④）は元の圧縮波（②）と同程度の大きさであり（④到達後に P2 は到達前の 2 倍程度になっている），合流する③と④の絶対値が等しくないためである．

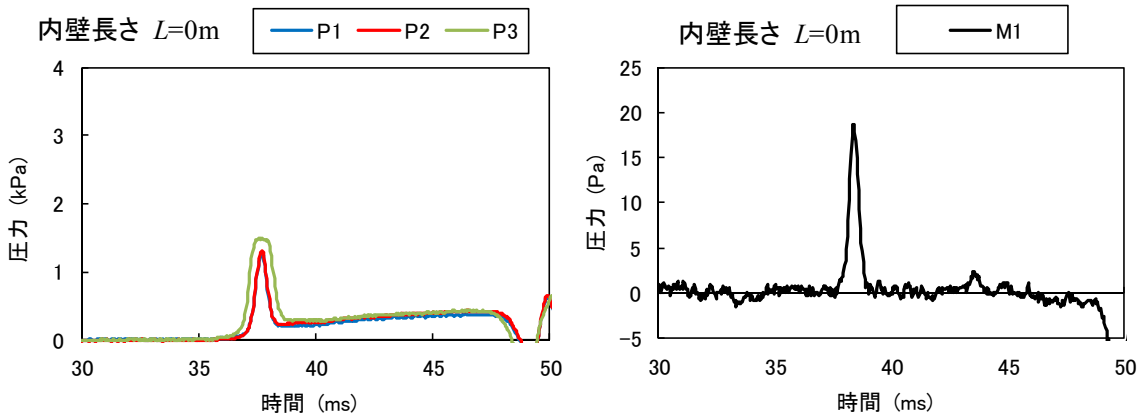
図 5.5(b)に示した内壁のない開口率 1.0 の通常の枝坑から放射される微気圧波と，図 5.6 の内壁付き枝坑からの微気圧波を比較する．内壁のない通常の枝坑の場合，圧縮波はそのまま枝坑坑口に到達し，微気圧波を 1 波放射する（図 5.5(b)）．閉鎖板によって坑口を塞いだのみ

で内壁がない場合（図 5.6 の L=0m），開口部断面積が通常の枝坑の 1/2 倍にもかかわらず，微気圧波の大きさは（波形も）通常の枝坑とほぼ同程度となっている．一方，内壁を設けると，開口端に到達する圧縮波（P1）は 2 波に分離し，その結果，微気圧波も 2 回放射されるようになる．2 波に分離した圧縮波および微気圧波の時間差は内壁長さに比例するため，L=0.05m ，0.1m 程度では 2 波に分離してはいるものの，1 波目と 2 波目が接近しているために部分的に重畳し最大値は大きくなっている．内壁長さが L=0.3m，0.5m 程度まで長くなると，微気圧波は完全に 2 波に分離し，その大きさは開口部断面積に比例して通常枝坑の 1/2 程度（厳密には 400km/h の場合，約 0.6 倍，5.2.2(2)で詳述）にまで小さくなっている．

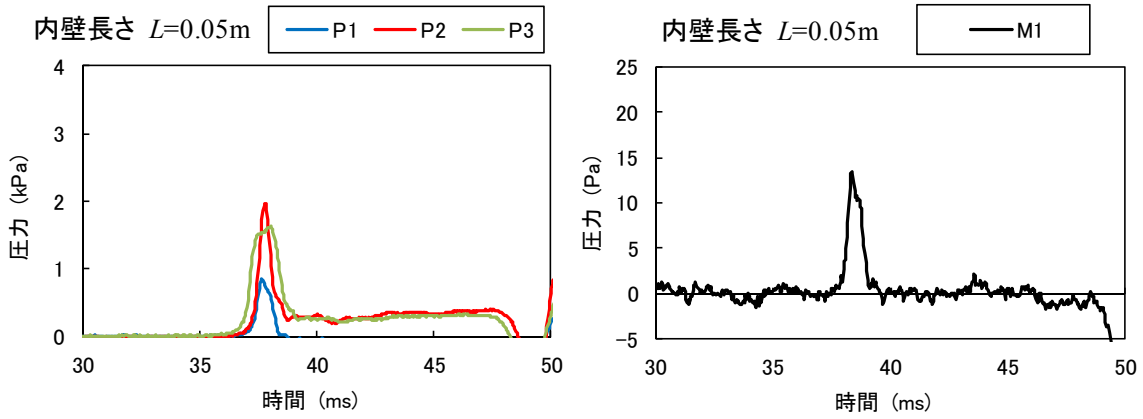
内壁長さ L に対する枝坑微気圧波の大きさを図 5.7 に示す. 図 5.7 の縦軸は内壁や閉鎖板がない通常の枝坑（開口率 1.0）の微気圧波最大値（図 5.5(b)）によって基準化した微気圧波比 γ_w を示しており，横軸の内壁長さ 0 m は内壁がなく閉鎖板のみある条件（図 5.6(a)）のことである．図 5.7 より，列車速度によらず，内壁長さが $L/l_w > 0.4$ 程度で効果はほぼ収束しており, 4 章での効果予測検討時の前提条件である $L/l_w \gg 1$ よりかなり短い内壁で効果が得られている．これは図 5.6 に示されたように，第 1 波と第 2 波が重なると微気圧波最大値は大きくなるため, 最大の効果を得るためには 1 波目の微気圧波の時間幅（=内壁に到達した圧縮波の立ち上がり時間 $t_w=l_w/c$）より, 1 波目と 2 波目の時間差（圧力波が内壁を往復する時間, $\Delta t=2L/c$）が長ければ十分であることによる．よって，内壁長さは,

$$L/l_w > 0.5 \tag{5.1}$$

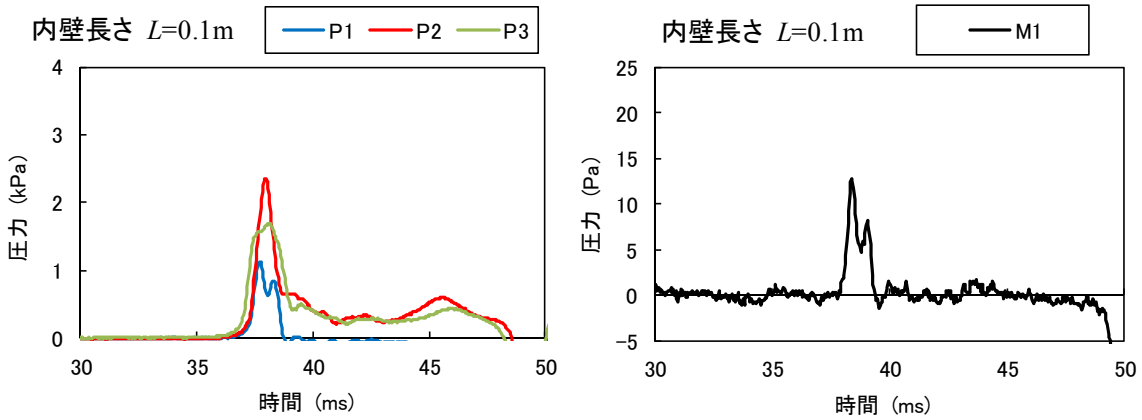
を満たす，つまり最大の微気圧波低減効果を得るためには圧縮波の波面幅の半分より長い内壁であれば十分である．図 5.7 で示された実験結果は波面幅の半分よりさらに短くても（L/l_w>0.4 程度で）最大の低減効果が得られることを示しているが，これは 1 波目と 2 波目が完全に分離せずとも最大値付近で重ならなければ良いためである．どの程度まで内壁を短くできるかは，圧縮波の圧力勾配波形に依存する．



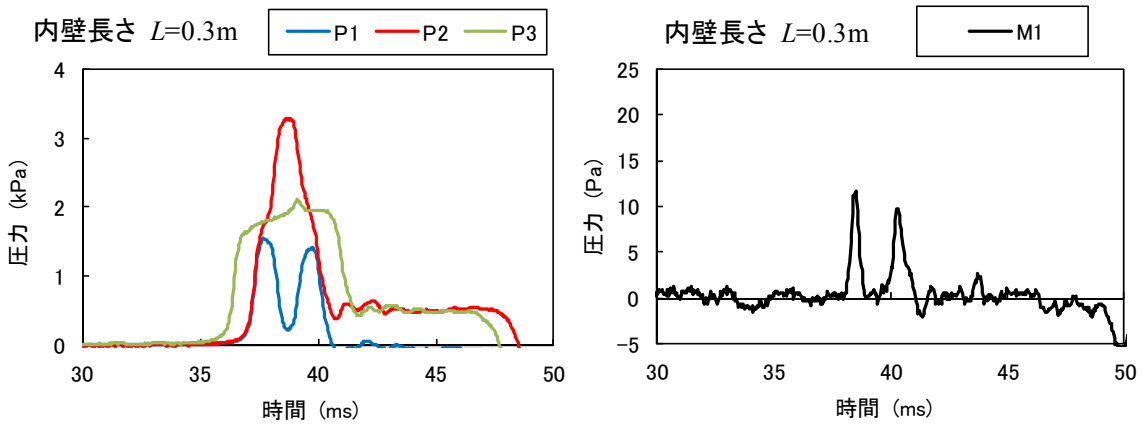
(a)　内壁長さ　$L = 0$ m（閉鎖板のみ）



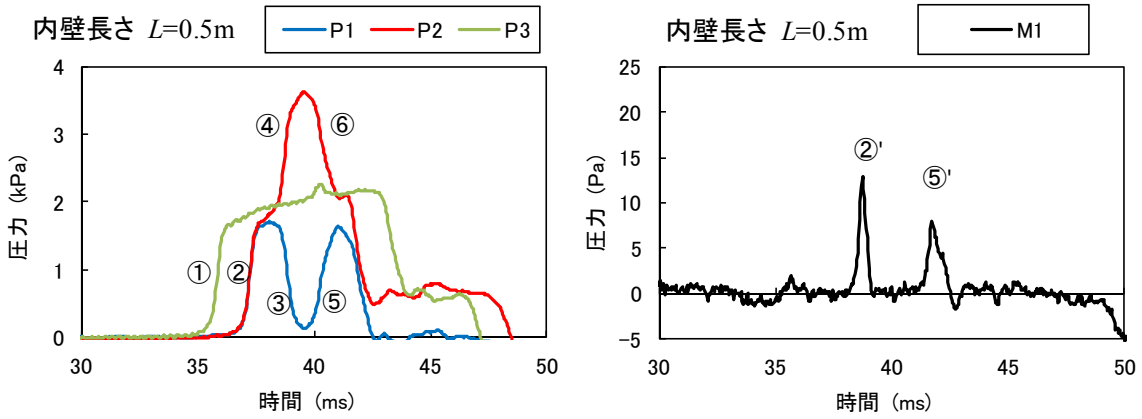
(b)　内壁長さ　$L = 0.05$ m



(c)　内壁長さ　$L = 0.1$ m



(d)　内壁長さ　$L = 0.3$ m



(e)　内壁長さ　$L = 0.5$ m

図５．６　枝坑内の圧力測定波形と微気圧波測定波形（模型速度 400km/h，開口率 $\sigma = 0.5$）

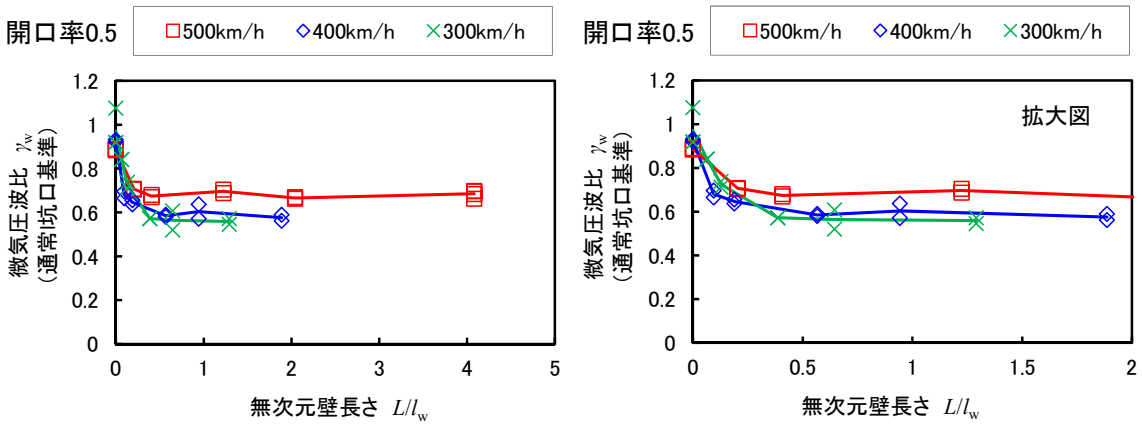


図５．７　微気圧波と内壁長さ（模型速度 400km/h，開口率 $\sigma = 0.5$）

(2)　開口率の影響

代表例として速度 300km/h，内壁長さ L=0.3 m，開口率 σ =0.75 の場合の微気圧波の波形を図 5.8 に示す．式(4.12)に示されるとおり，圧力波が内壁長さ L の区間を往復する時間差（$2L/c$ =約 1.8 ms）毎に正負の微気圧波が放射されていることがわかる（図 5.8 の矢印）．それぞれの開口率について，これらパルス状に放射される微気圧波のうち，1～4 番目に放射される微気圧波の大きさを式(4.14)(4.15)の計算結果とともに図 5.9 に示す．

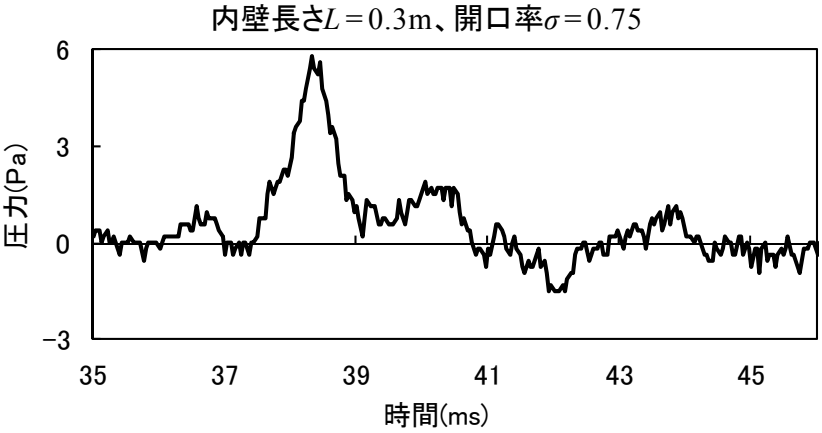


図５．８　微気圧波測定波形（V = 300km/h，L = 0.3m，σ = 0.75）

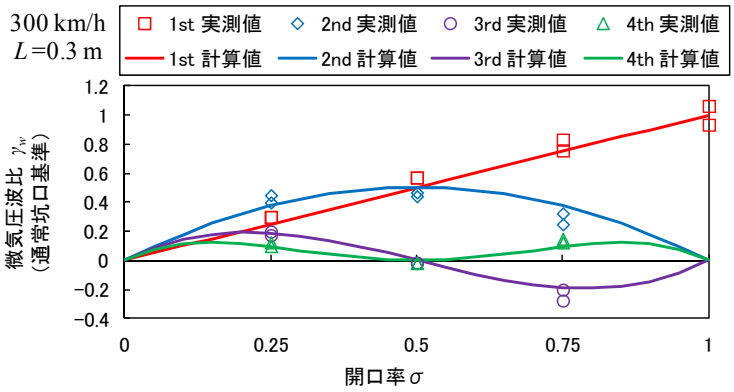
図 5.9 より，実験結果と計算結果は測定データのばらつき程度の差違であり，両者はほぼ一致している．ただし，例えば開口率 0.5 の場合，計算では同じ大きさ（微気圧波比 0.5）の微気圧波が 2 回放射されるはずであるが，実験結果では第 1 波の方が第 2 波より少し大きく，また，計算では存在しない第 3 波と第 4 波も放射されている．この傾向は 500 km/h の条件でより顕著である．

開口率 σ の場合に放射される微気圧波 P について，遠方場近似のみ課した場合，式(4.13)は反射率 Ref と開口端補正量 l_E を用いて以下のように修正される [2)]．

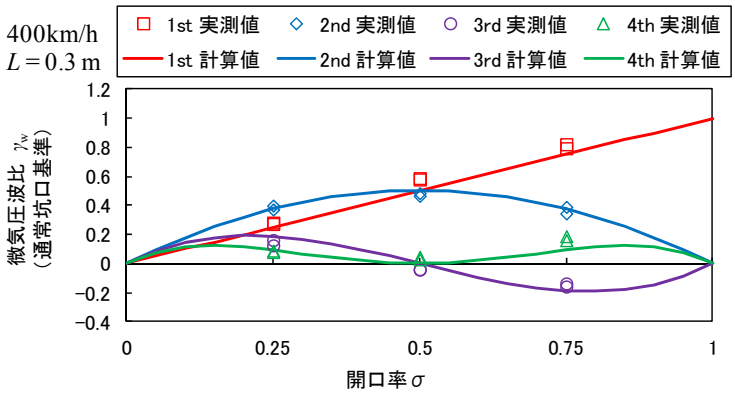
$$P(t) = \frac{\sigma A}{\Omega rc}\left[\frac{\partial p}{\partial t}\left(t - \frac{r}{c}\right) + Ref\frac{\partial p}{\partial t}\left(t - \frac{r}{c} - \frac{2l_E}{c}\right)\right] \tag{5.2}$$

反射率 Ref は入射波と反射波の振幅比であり，開口端補正量 l_E とともに管半径 $d/2$ と圧力波の波数 k との積 $kd/2$ に依存し，$kd/2 \approx 0$（低周波近似）では Ref=1，l_E=0.61(d/2)となる．ここで，開口端補正量を無視し，l_E=0 とした場合が式(4.13)に相当する．圧縮波の波数 k は波面幅 l_w より $k = 2\pi/l_w$ として見積もり，管半径 $d/2$ は開口端側の断面積 σA から $d/2= \sqrt{\sigma A/\pi}$ として求まる．したがって，$kd/2$ が大きくなる，すなわち圧力波の波面幅が短くなる（高周波になる），あるいは開口率（管半径）が大きくなると，反射係数 Ref は 1 より小さくなり，開口端補正量 l_E は大きくなることから，微気圧波の大きさは式(4.13)の値より小さくなる．本実験では，列車模型速度が高いほど波面幅は短くなり，また，開口率 σ が大きいほど管半径 $d/2$ が大きくなるので，微気圧波の大きさは式(4.13)の値より小さくなる傾向にある．内壁に到達した圧縮波の圧力勾配波形（V=500 km/h, l_w=0.25 m）を入力波形として，1 波目の微気圧波の大きさを式(4.13)および式(5.2)により計算した．式(5.2)による計算では，低周波近似（Ref=1，l_E=0.61a）の場合と，低周波近似を用いずに反射率および開口端補正量を文献 2)

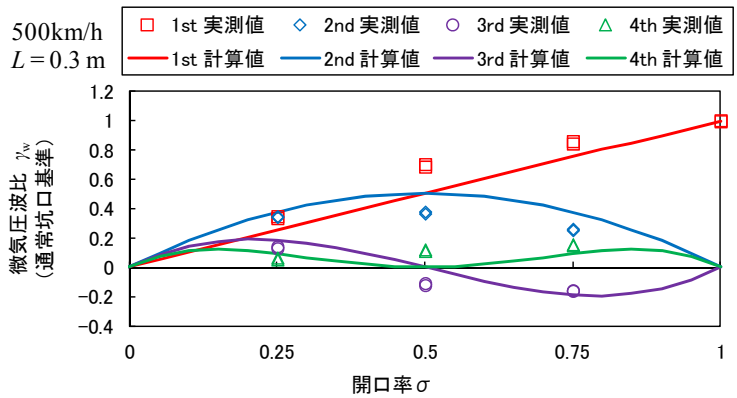
から求めた場合について行った．計算と実験の比較結果を図 5.10 に示す．低周波近似で，かつ，開口端補正量を無視した式(4.13)による計算結果は，同じ仮定に基づく音響学的計算結果（式(4.15)）とほぼ一致する．一方，式(5.2)による低周波近似（Ref=1，l_E=0.61a）の計算結果は実験値と同様の傾向が確認できる．さらに，反射率と開口端補正量として文献 2)の値を用いた計算結果は実験値にさらに近づいている．よって，実験結果の微気圧波第 1 波が音響学的計算結果より大きくなったのは，低周波近似による反射率と開口端補正量の影響によるものと考えられる．また，圧力波の高周波成分が大きい場合，枝抗坑口の開口部断面形状（図 5.4 参照）が影響している可能性もある．



(a) 模型速度 V=300 km/h



(b) 模型速度 V=400 km/h



(c) 模型速度 V=500 km/h

図５．９　微気圧波比と開口率 σ の関係

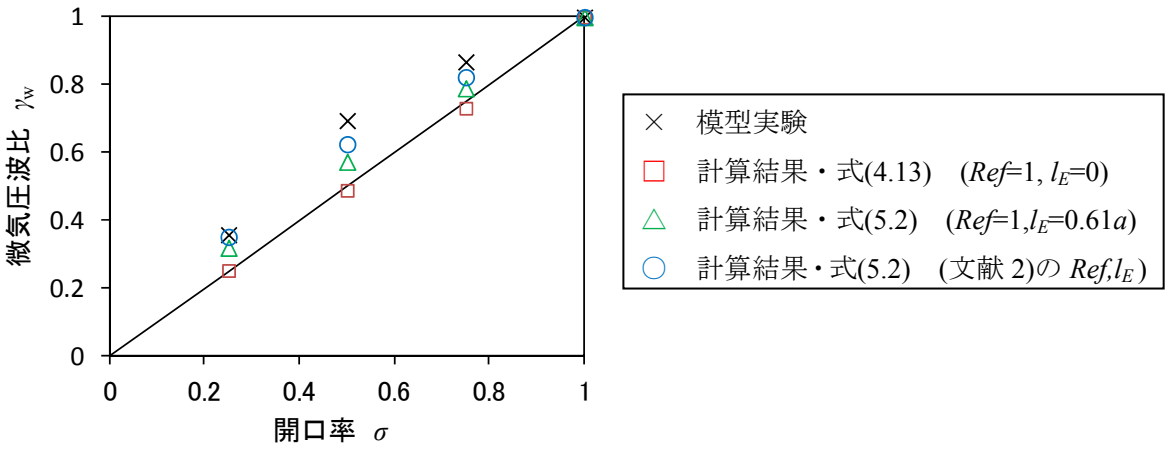


図５．１０　反射率と開口端補正の影響

(3)　内壁の効果

内壁を設けず単に坑口の一部を閉鎖した場合と，内壁がある場合（L=0.3 m）の微気圧波比を図 5.11 に示す．図 5.11 より，内壁がなく坑口に閉鎖板（図 5.4 の閉鎖板）のみ設置した場合，開口率 0.25 における微気圧波比は 0.75~0.8 程度であるのに対し，内壁を設けた場合は 0.4 程度まで小さくなっている．

内壁を設けずに単純に坑口の断面積を減少させると，放射断面積は減少するものの，坑口から流出する流量（式(4.1)の Au に相当）は，断面の急縮小による反射分しか減少しないため，微気圧波の低減効果は小さい．一方，内壁を設けた場合は 4 章で述べたように圧縮波の一部が平面波のまま固定端側を伝播するので坑口から流出する流量（変化率）は開口率に応じて減少し，微気圧波の低減効果はより大きくなる．

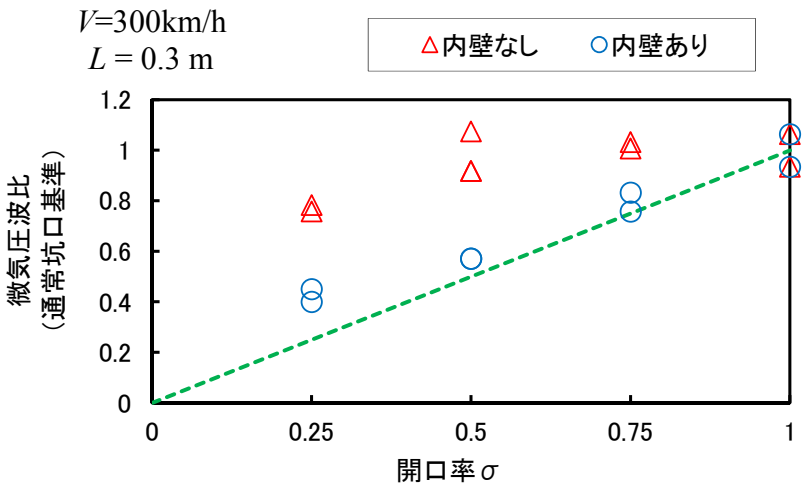


図５．１１　内壁の有無による微気圧波比

５．３　内壁付きフードの微気圧波低減効果

本節では 4.3 節で効果予測を行った，実際の新幹線トンネル本坑への適用を想定した内壁付きフードについて，列車模型発射装置による模型実験によって微気圧波低減効果の評価を行う．

5.3.1　模型実験の概要

実験に使用した模型の主な諸元を表 5.6 に，主要寸法を図 5.12 に示す．トンネル本坑，内壁付きフード，列車模型の断面は全て円形であり，地面効果を鏡像法で模擬している [1)]．模型の縮尺は約 1/120 である．

内壁付きフード 1 はトンネル本坑との断面積比が 1.36 であり，新幹線に数多く設置されている既存の緩衝工（内壁のない通常の緩衝工）の標準的な大きさである．全長は 190 mm で実寸 23 m に相当する．内壁付きフード 2 はフード断面積の影響を調べるために本坑の 2.4 倍と大きくし，さらに全長を 380mm と 2 倍に延長した構成である．トンネル入口側の条件は，緩衝工のない場合と緩衝工（全長 190mm）を設置した場合について実施した．また，トンネル出口側に設置した内壁付きフードおよび緩衝工の側面開口部は全閉である．

精密騒音計（リオン NL-32）をトンネル出口（内壁付きフードを設置した場合はフード口）の真横（断面中心から 400 mm）に設置し，微気圧波を測定した．また，トンネル出口側の坑口から本坑内に 1 m 入った地点（P0）と，内壁付きフード内の閉鎖端側（P1）ならびに開口端側（P2）の内壁中央に圧力計（KuliteXCS-190-5G）を設置した（図 5.12 参照）．P1，P2 の設置箇所の詳細については後述する．使用した測定機器を表 5.7 に示す．

列車模型の速度は 350 km/h と 400 km/h である．

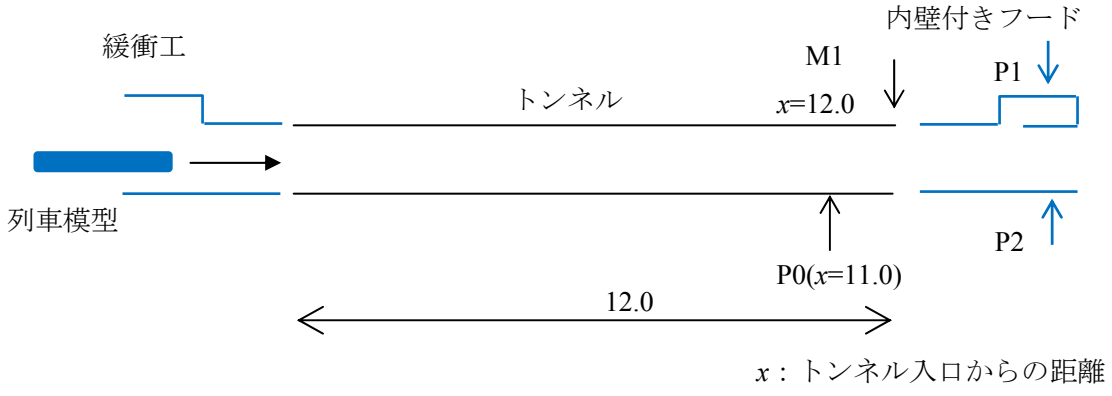


図５．１２　トンネル模型と測定位置

表５．６　模型の主要諸元

トンネル	断面積 (m^2)	0.0123
	直径（m）	0.125
	全長（m）	12.0 (緩衝工設置時は1個当たり0.11m増加)
内壁付きフード1	断面積 (m^2)	0.0167
	直径 (m)	0.146
	全長 (m)	0.19
	トンネル・フード断面積比 σ_h'	1.36
内壁付きフード2	断面積 (m^2)	0.0295
	直径 (m)	0.194
	全長 (m)	0.38
	トンネル・フード断面積比σ_h'	2.40
トンネル・緩衝工断面積比		1.36
列車模型	断面積 (m^2)	0.00212
	直径 (m)	0.052
	全長 (m)	1.0
	先頭・後尾長さ (m)	0.1
	先頭形状	回転楕円体 (先頭部長さ/半径=3.846)
列車・トンネル本坑断面積比		0.172

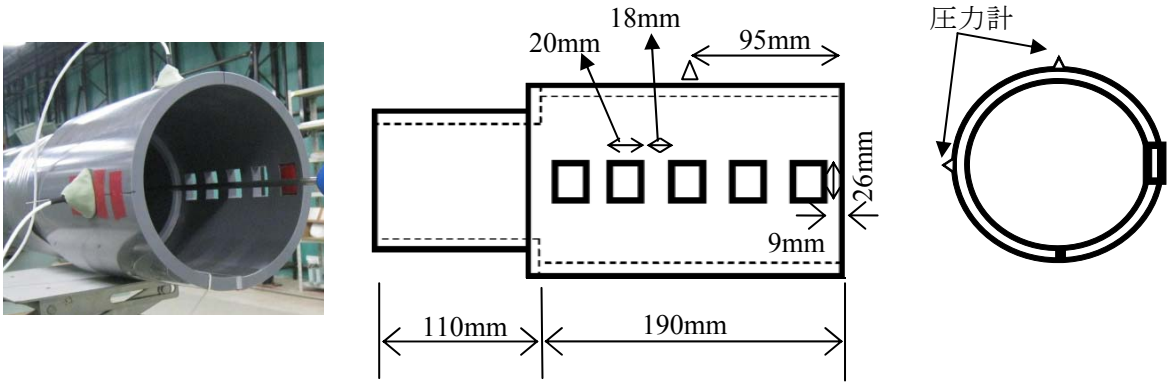
表５．７　使用計測器

項目	計測器	型番	アンプ設定
圧力	圧力変換機 （差圧計）	Kulite XCS-190-5G	
	アンプ	TEAC SA-59	Low pass Filter 10kHz
微気圧波	RION 普通騒音計	NL-32	F 特性 Range 130dB
収録	データロガー	GRAPHTEC DM3000	Sampling 25kHz

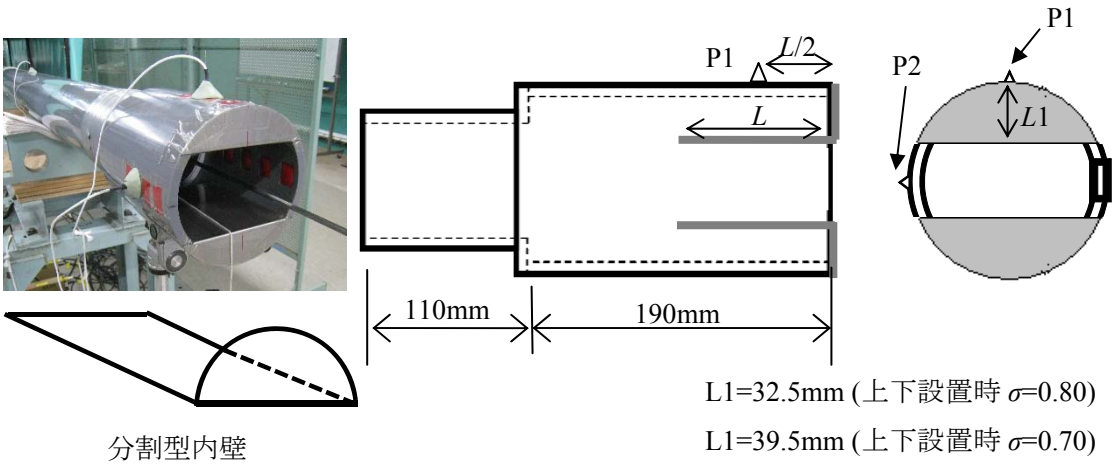
実験に使用した緩衝工模型（トンネル入口に設置），内壁付きフード模型（トンネル出口に設置）の概略を図 5.13 に示す．図 5.13(a)のように緩衝工には側面（片側）に 20mm×26mm の開口部（以降，側面開口部）が 18mm 間隔で 5 個設置されている．側面開口部を閉鎖する時は，紙製の塞ぎ板をはめ込み，両側をビニールテープで止めた（図 5.13(a)写真参照）．

内壁付きフードに設置される内壁は図 5.13(b)(c)のようにフードの上下に設置した．内壁付きフード 1 については，内壁長さを 50，100，150，190（フード全長と同じ）の四種類，高

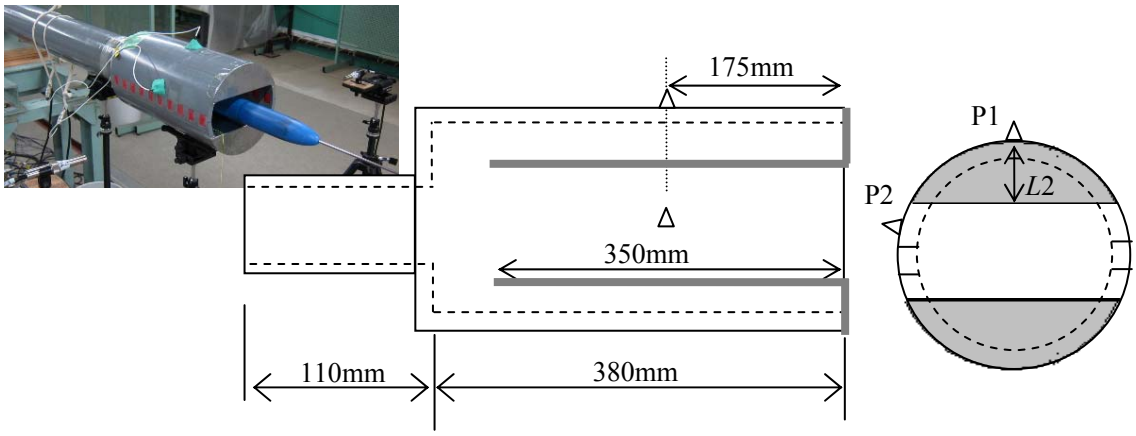
さ（図 5.13(b)の $L1$）を 32.5mm（開口率 0.7）と 39.5mm（開口率 0.8）の二種類で実験した．内壁付きフード 2 の内壁長さは 350mm，高さ（図 5.13(c)の $L2$）は 68.5mm（開口率 0.5）である．内壁はフード口およびフード本体の内側にテープで固定した．



(a)　緩衝工模型（トンネル入口に設置）



(b)　内壁付きフード 1（トンネル出口に設置）



(c)　内壁付きフード 2（トンネル出口に設置）

図５．１３　緩衝工・内壁付きフード模型

5.3.2　実験結果

(1)　内壁長さの影響（内壁付きフード 1）

内壁付きフード（トンネル出口）に到達した圧縮波の波形（P0）を図 5.14 に示す．図 5.14 に示した P0 の波形は L=0 mm の条件で測定された波形であるが，トンネル出口に到達した圧縮波の波形はトンネル出口に設置した内壁付きフードの条件には依存せず，いずれの条件でも同じである．内壁付きフードに到達した圧縮波の波面幅 l_w（圧力勾配（圧縮波の時間微分）が最大値の 5 %以上の範囲）は，列車模型速度 350 km/h の場合で約 650 mm（音速 340m/s とすると時間幅 1.9 ms に相当），列車模型速度 400 km/h の場合で約 340 mm（時間幅 1.0 ms に相当）であった．

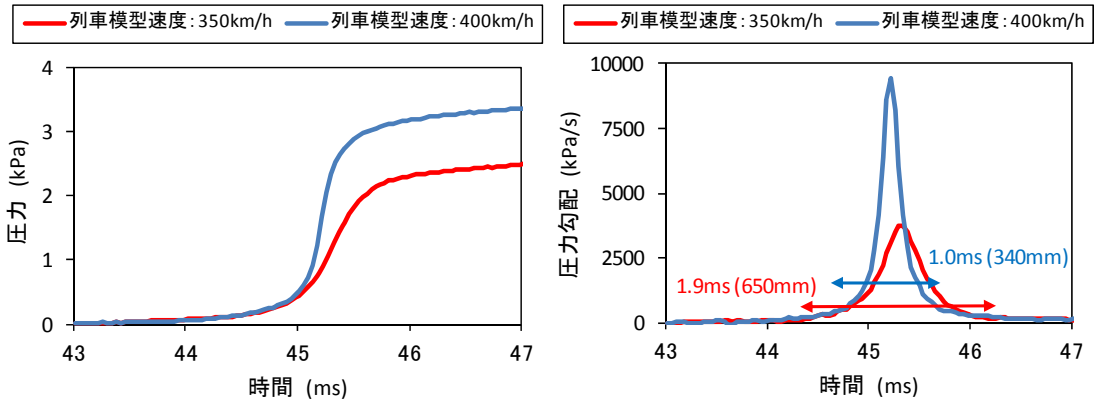


図５．１４　内壁付きフードに到達した圧力測定波形(P0)

開口率 σ = 0.7 の場合の内壁長さ L に対する微気圧波比 γ_h を図 5.15 に示す．図 5.15 の横軸は内壁長さ L を図 5.14 に示したそれぞれの速度における圧縮波の波面幅 l_w によって無次元化している．また，縦軸は内壁がない場合（開口率 1.0，通常の側面開口部全閉緩衝工が出口に設置された場合）の微気圧波によって基準化した微気圧波比 γ_h を示している．横軸の内壁長さ 0 の値は基準である通常緩衝工が出口に設置された場合を示している（したがって開口率 σ =1.0）．また，図 5.15 には 350 km/h の場合の P0 の測定結果（図 5.14）を入力波形とした予測式 (4.25)による計算結果も併せて示してある．図 5.15 より，いずれの速度においても L/l_w=0.20 程度以上で微気圧波比はほぼ一定となっており，その大きさは開口率にほぼ等しく約 0.7～0.75 である．また，式(4.25)による予測結果は実験結果と良く一致していることがわかる．

列車模型速度 V=350 km/h における微気圧波波形と内壁付きフード内の圧力波形（P1，P2）を図 5.16 に示す．図 5.16 には， P0 の測定結果（図 5.14）を入力波形とした式 (4.20)～(4.22)による P1，P2 の波形と式(4.25)による微気圧波波形の計算結果も併せて示してある．微気圧波および内壁付きフード内圧力の波形は実験と計算で概ね一致しており，到達する圧縮波の波形が得られれば，計算によって内壁付き出口フードからの微気圧波やフード内の圧力変動が予測可能であることがわかる．ただし，今回の実験では内壁付きフードには側面開口部が

なく，もし実際の緩衝工のように側面開口部がある場合には，測定位置によって計算結果が実験結果とずれる可能性がある．

閉鎖端側での圧力最大値は，到達した圧縮波が固定端反射するために，開口端側の 2 倍程度になっている．また，効果が一定となったとき（L/l_w=0.23，L=150mm 以上）の微気圧波の波形は 2 波に分離しているのに対し，効果が収束していないときの微気圧波は 1 波目と 2 波目が重なっていることがわかる．

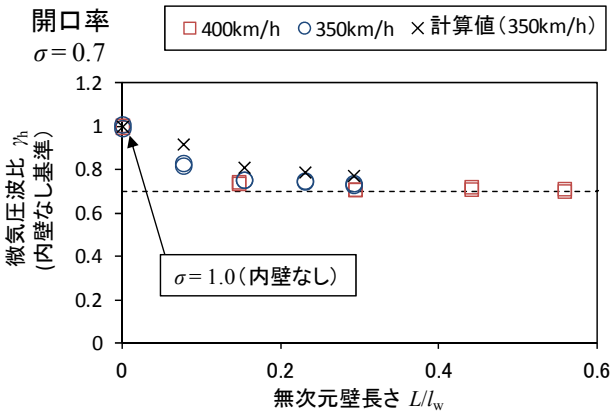
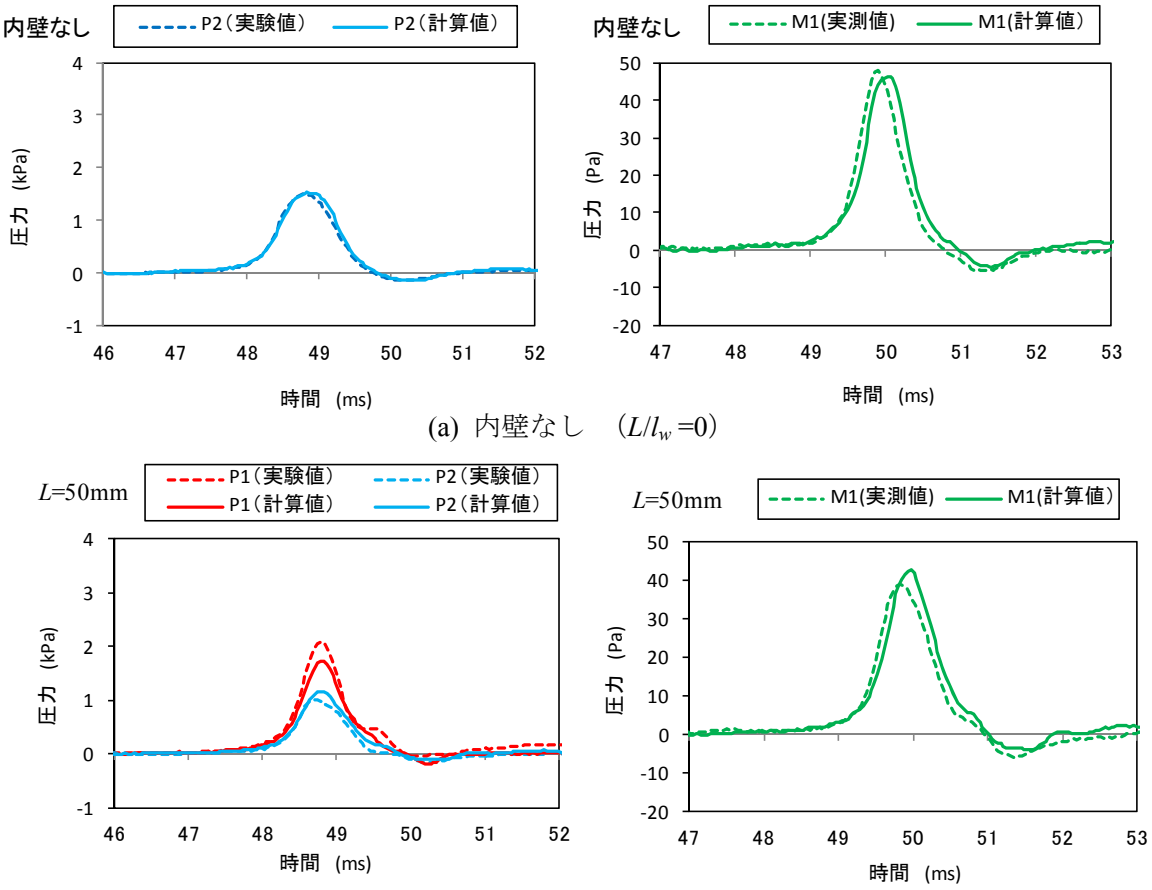
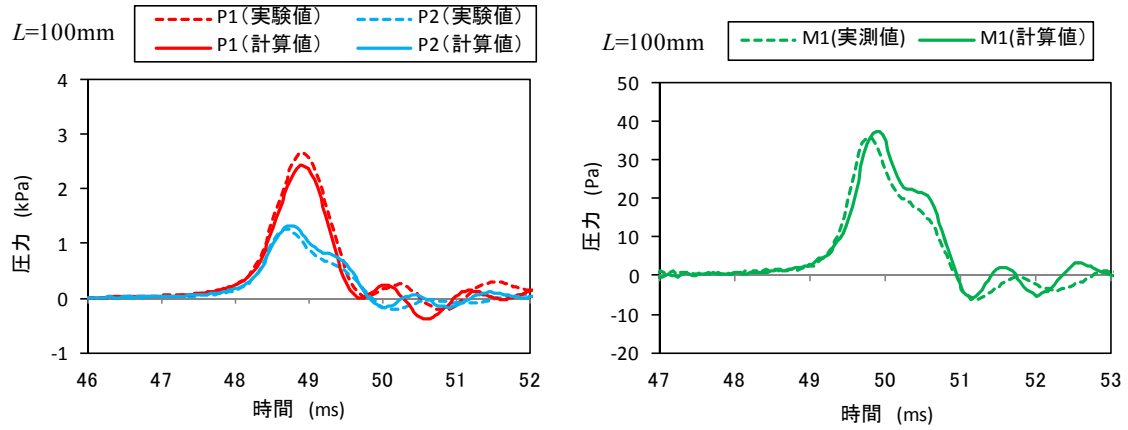


図５．１５　微気圧波と内壁長さ（開口率 σ＝0.7）

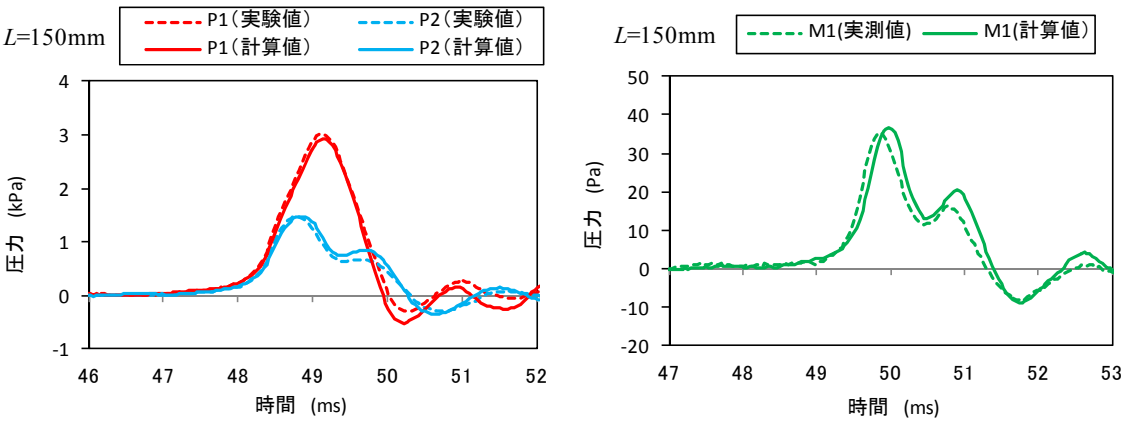


(a) 内壁なし　(L/l_w =0)

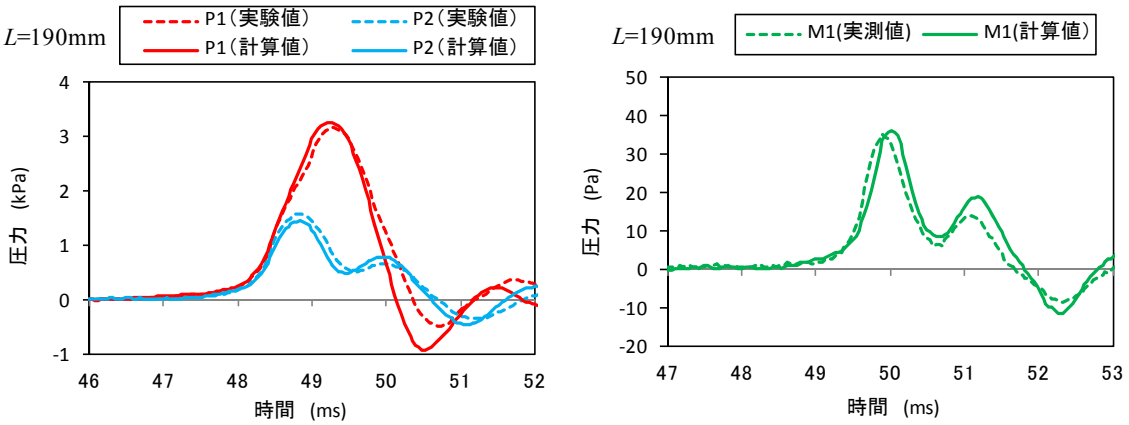
(b) 内壁長さ L=50mm　(L/l_w =0.08)



(c) 内壁長さ L=100mm （L/l_w =0.15）



(d) 内壁長さ L=150mm （L/l_w =0.23）



(e) 内壁長さ L=190mm （L/l_w =0.29）

図５．１６　内壁付きフード内の圧力波形と微気圧波形（列車模型速度：350km/h）

次に，実際の新幹線トンネルのようにトンネル入口に緩衝工を設置し，圧縮波の波面幅を長くした場合について実験を行った．列車模型速度 V=350 km/h において，トンネル入口側に通常緩衝工（側面開口部全開）を設置した場合に，トンネル出口側の内壁付きフードに到達

した圧縮波波形（p0）を図 5.17 に示す．側面開口部全開条件は，事前に Howe の方法 [3)]による圧縮波計算プログラムによって得られた最適開口パターン 01111（0：閉鎖，1：開放，緩衝工口から順に表記）とほぼ同じ圧力勾配最大値であり，本緩衝工の最適開口条件（最も圧力勾配最大値が小さい条件）と考えてよい．

図 5.17 より，内壁付きフードに到達した圧縮波の圧力勾配波形は，トンネル入口に設置した緩衝工の効果によって，緩衝工がない場合（図 5.14）に比べて圧力勾配最大値が大幅に低減している．また，圧力勾配波形は 2 つのピークを有しており，波面幅は入口緩衝工のない場合（図 5.14）と比べて 2 倍以上の約 1500 mm（4.5 ms）となっている．

列車模型速度 V=350 km/h の場合の微気圧波波形と内壁付きフード内の圧力波形（P1，P2）を図 5.18 に示す．図 5.18 には，　トンネル入口に緩衝工がある場合の P0 測定結果（図 5.17）を入力波形とした式 (4.20)～(4.22)による P1，P2 の波形と式(4.25)による微気圧波波形の計算結果も併せて示してある．

実験結果より，内壁付き出口フードからの微気圧波の大きさ（図 5.18(b)，約 17 Pa）は，内壁なし（通常の緩衝工）の場合の微気圧波（図 5.18(a)，約 18 Pa）とほぼ同じであり，微気圧波の低減効果はなかった．これは，圧縮波の波面幅が約 1500mm であることから，内壁長さ 150mm（無次元壁長さ L/l_w=0.10）では微気圧波の第 1 波と第 2 波を完全に分離することができなかったためである．

図 5.18(b)に示した内壁付きフードからの微気圧波計算結果について，第 1 波から第 5 波まで（式(4.25)の i =1～5）を図 5.19 に示す．微気圧波の各成分の大きさを比較すると，反射係数・透過係数の影響によって高次成分ほど小さくなり，第 5 波は第 1 波の 5%程度の大きさとなるため，これより高次の成分は無視できる．今回の実験条件の場合，第 1 波の 2 番目のピークと第 2 波の 1 番目のピークが重畳しており，その結果として，図 5.18(b)のように微気圧波の 2 番目のピークが大きくなっている．したがって，内壁長さが不十分な場合，圧縮波の圧力勾配波形によっては，トンネル出口に内壁付きフードを設けることでかえって微気圧波が大きくなる可能性もある．

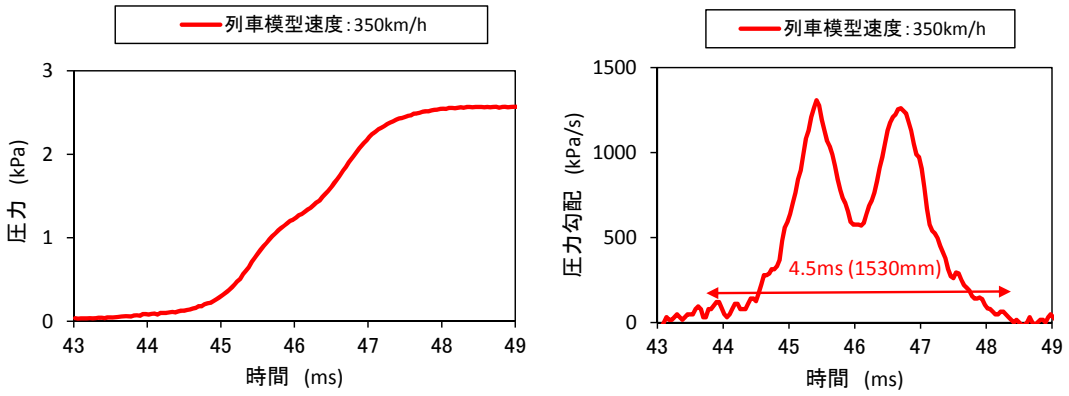
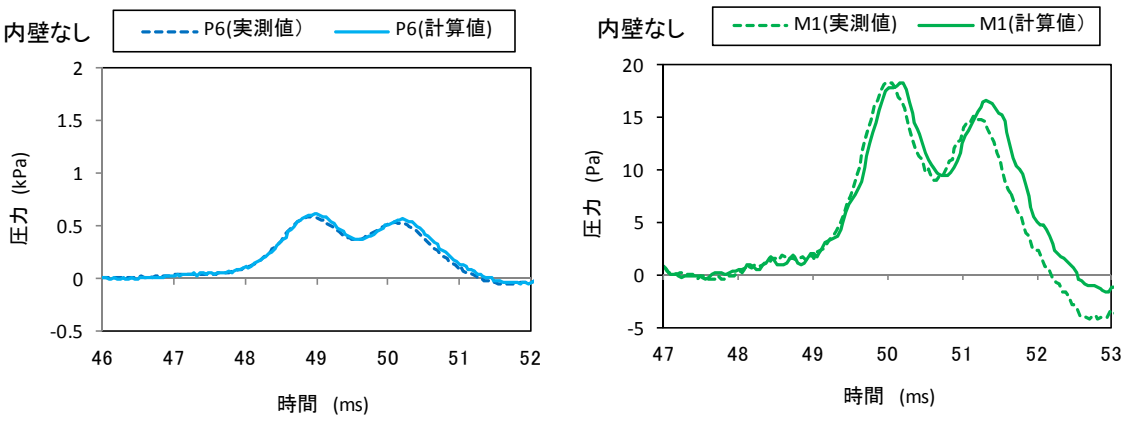
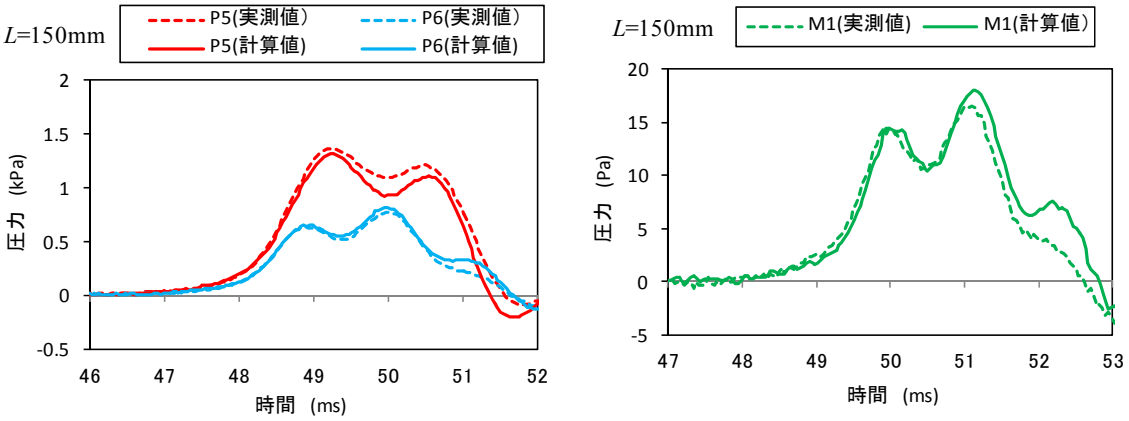


図５．１７　内壁付きフードに到達した圧力測定波形(P0)（トンネル入口緩衝工あり）



(a) 内壁なし （L/l_w =0）



(b) 内壁長さ L=150mm （L/l_w =0.10）

図５．１８　内壁付きフードに到達した圧力測定波形(P0)（トンネル入口緩衝工あり）

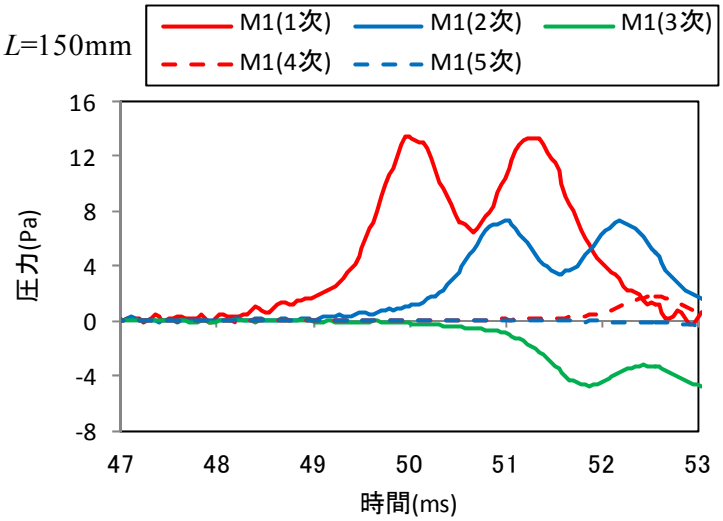


図５．１９　内壁付きフードからの微気圧波成分計算値（トンネル入口緩衝工あり）

(2)　開口率の影響（内壁付きフード 1，2）

内壁付きフード 1（断面積比 σ_h'=1.36, 内壁長さ 150mm）, 内壁付きフード 2（断面積比 σ_h'=2.40, 内壁長さ 350mm）について，開口率を変化させた時の微気圧波比 γ_h を図 5.20 に示す．図 5.20 は内壁のない通常の緩衝工（断面積比 σ_h'=1.36）からの微気圧波を基準とした比を示しており，式(4.30)(4.31)の予測式による計算結果も併せて示してある．図 5.20 より，内壁付きフード 1 の実験結果は計算結果と良く一致しているが，内壁付きフード 2 の実験値は計算値より小さく，式(4.30)(4.31)は過大評価である．これは 5.2.2 項(2)と同様，低周波近似の影響と考えられる．すなわち，内壁フード 2（本坑との断面積比 2.4）は基準とした緩衝工（本坑との断面積比 1.4）に比べて非常に大きく，放射坑口の等価半径 $d/2$ が大きくなり，同じ圧縮波（波数 k）に対しても$kd/2 \approx 0$（低周波近似）が成立しなくなるのに対し，式（4.30）(4.31)は 4.3 節に示したとおり，反射率や開口端補正量を無視しているために過大評価となったものである．ただし，計算値の誤差は$\sigma = 1.0$（内壁なしの場合）で約 10%，$\sigma = 0.5$ の場合で 5%未満である．

実際の新幹線トンネルでは微気圧波は 20m 点でたかだか 50Pa 程度であり，今回の実験より波数 k は小さく（0.2～0.3 程度），低周波遠方場近似がほぼ成立すると考えられる．したがって，微気圧波比は概ね式(4.30)(4.31)に一致すると考えられるが，開口端補正量は放射坑口半径に比例するので式(4.30)(4.31)はやや過大評価の傾向にある．

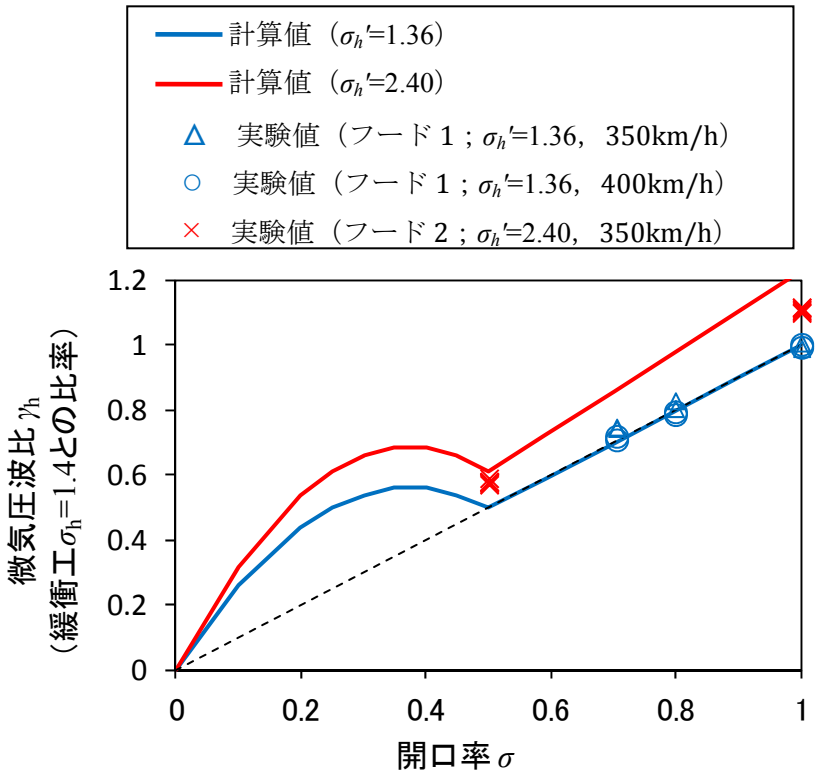


図５．２０　微気圧波比に対する開口率の影響（σ_h = 1.36 との比較）

5.3.3　考察

最大の微気圧波低減効果を得るために必要な内壁長さは，圧縮波の波面幅 l_w が 1 波目と 2 波目の行路差 $2L$ より短ければよい（$L/l_w \geq 0.50$）が，模型実験によると，トンネル入口に緩衝工がない場合では$L/l_w \geq 0.23$と，さらに短くても最大効果が得られる結果となった（図 5.15 参照）. そこで，トンネル入口に緩衝工がない場合の P0 の測定波形（図 5.14, l_w=650mm）と，緩衝工がある場合の P0 の測定波形（図 5.17，l_w=1530mm）を入力波形として，式(4.25)により微気圧波比と内壁長さの関係を計算により求めた．なお，内壁付きフードの開口率は実験と同じ σ=0.7 とした．

計算結果を図 5.21 に示す．図 5.21 の横軸は内壁長さ L をそれぞれの圧縮波の波面幅 l_w で無次元化しており，縦軸は内壁がない場合の微気圧波（横軸 L/l_w=0 の値）によって無次元化している．

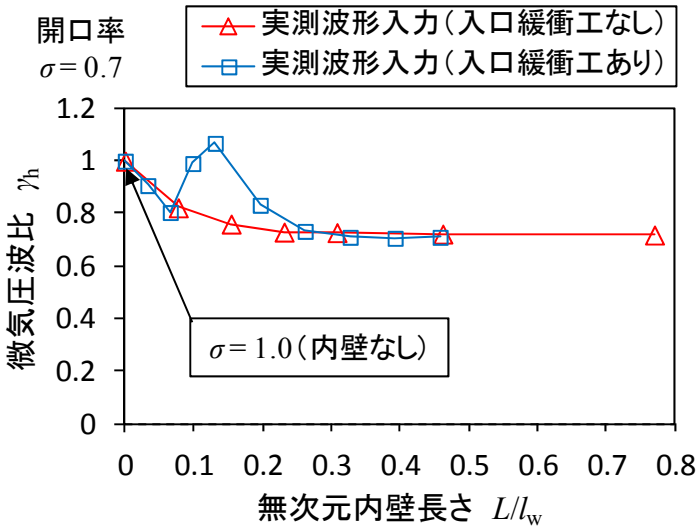


図５．２１　内壁長さと微気圧波最大値の関係（計算結果）

図 5.21 より，内壁が長くなると微気圧波の大きさは開口率 0.7 にほぼ等しい値で一定となる．微気圧波比を最も小さくするための必要内壁長さを計算結果（図 5.21）から求めると，トンネル入口に緩衝工のない場合は$L/l_w \geq 0.23$，緩衝工のある場合は$L/l_w \geq 0.30$となる．また，トンネル入口に緩衝工がある場合，微気圧波比が 1.0 以上になる場合があることがわかる．図 5.21 に示した計算結果のうち，代表的な条件における微気圧波波形の計算結果（第 1 波，第 2 次，全体）を図 5.22，5.23 に示す．トンネル入口緩衝工の有無にかかわらず，第 1 波のピークに第 2 波が重畳すると微気圧波が大きくなる．特に，トンネル入口に緩衝工がある場合で，内壁なし条件より微気圧波が大きくなる場合（図 5.21 の微気圧波比が 1.0 より大きい場合）では，第 1 波と第 2 波のピーク同士が重なっていることがわかる（図 5.23 の L=200mm，L/l_w=0.13）．

微気圧波比を最小にするためには，内壁長さを $0.5l_w$ 以上にして第 1 波と第 2 波を完全に分離（図 5.22 の L=300mm や図 5.23 の L=700mm）せずとも，第 1 波のピークと第 2 波が重ならなければよい．今回の圧縮波形（P0）に対してはトンネル入口に緩衝工がある場合の必要内壁長さは前述のとおり $0.30l_w$ となったが，トンネル入口に設置される緩衝工がさらに長くなるなど，トンネル出口に設置される内壁付きフードに到達する圧縮波の波面幅が長くなる場合には必要内壁長さは $0.3l_w$ より長くなる可能性がある．正確に必要長さを決定するためには，トンネル出口付近での圧縮波の波形を予測し，その波形をもとに式（4.25）によって個別に検討する必要がある．したがって，最大限の効果を得るための内壁長さの十分条件は $L \geq 0.5l_w$ となる．

実際の新幹線トンネルに適用する場合に必要な内壁長さを見積もる．列車がトンネルに突入した時にトンネル内に発生する圧縮波の波面幅は，以下の式で示される程度である [4)5)].

$$l_w = \frac{l_\mathrm{C} + L_\mathrm{h}}{M},\ l_\mathrm{c} \sim \max\,(d/2,\ l_\mathrm{n}) \tag{5.3}$$

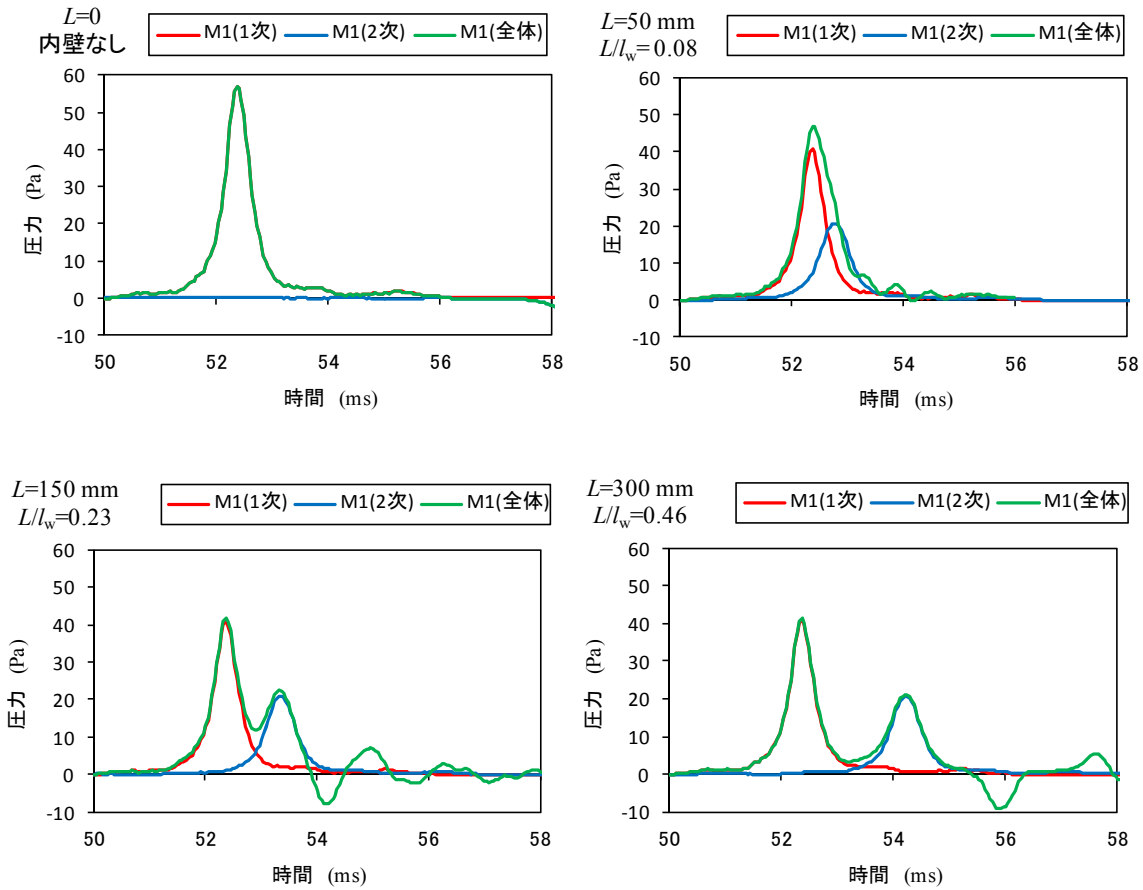


図５．２２　微気圧波形の計算結果（トンネル入口に緩衝工のない場合）

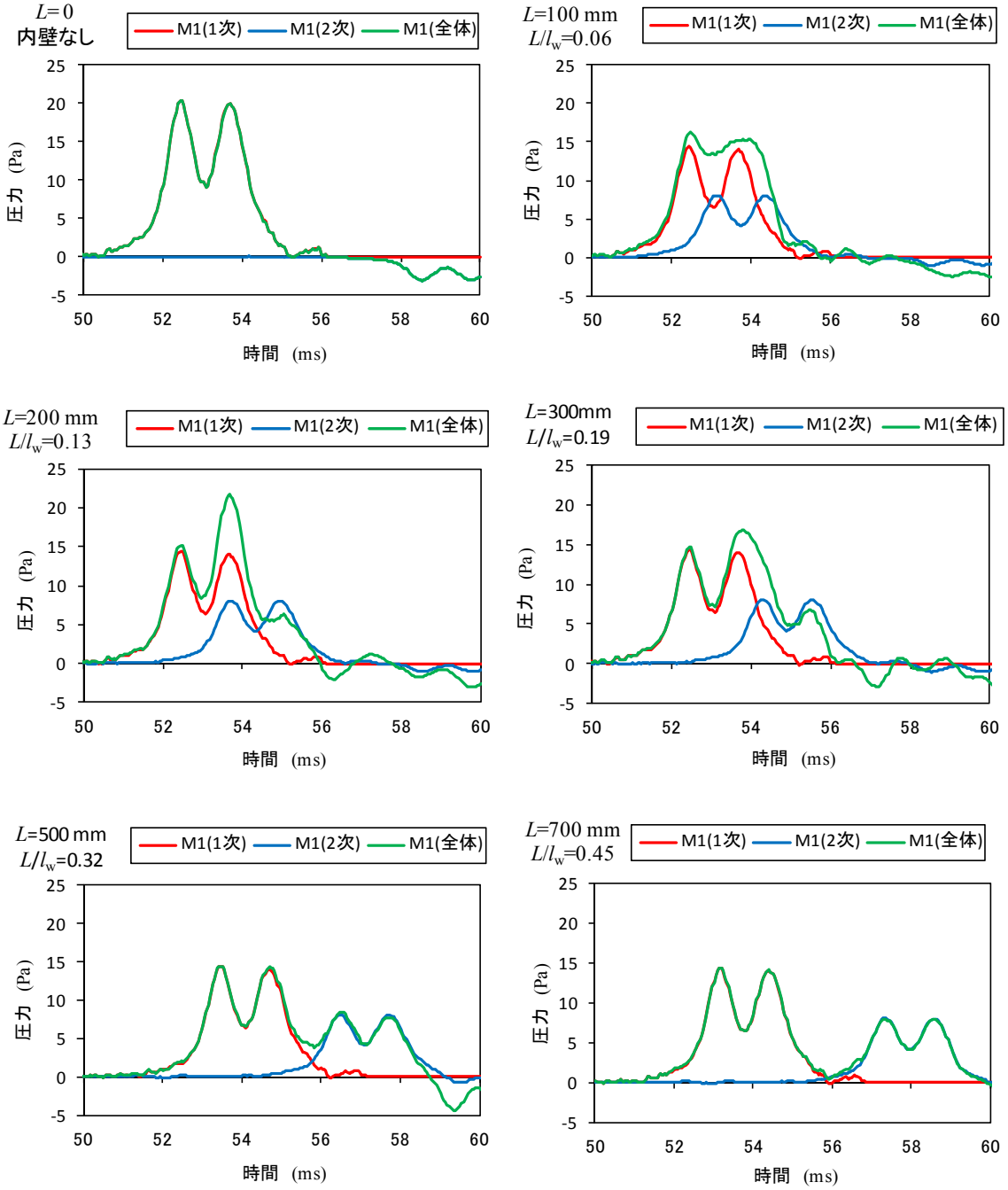


図５．２３　微気圧波形の計算結果（トンネル入口に緩衝工のある場合）

スラブ軌道トンネルの場合，圧縮波の波面はトンネル内を伝播する間に切り立つ [6]ため，内壁付きフードが設置されるトンネル出口付近における圧縮波の波面幅は式(5.3)で示されるトンネル入口での波面幅よりも小さくなるが，その変化量はトンネル長さや斜坑の有無などの影響によりそれぞれのトンネルで異なる．ここでは簡単にするために，トンネル出口における圧縮波の波面幅として，伝播による変形を無視し，トンネル入口での波面幅を用いる（内

壁長さの予測としては過大（安全側）評価となる）．

新幹線トンネルの等価半径は地面に関する鏡像を考慮すると，$d/2 \approx 6(\mathrm{m})$となる．一方，近年の新幹線の先頭部長さは 10～15 m 程度であることから，特性長さ l_c として列車先頭部長さ l_n を採用する．仮に l_c =15 m の列車が速度 300 km/h で緩衝工のないトンネル（L_h=0）に突入した場合に発生する圧縮波の波面幅は約 62 m となる．よって，内壁長さの十分条件 $L \geq 0.5 l_w$ より，約 31 m の内壁で最大効果が得られる．実際には，上記のとおり伝播過程での波面の切り立ちにより波面幅が 62m より短くなること，完全に 2 波に分離する必要はないので $l_w/2$ より短くても最大限の効果が得られることなどから，必要とされる内壁長さはこの値より短くなることが期待できるが，一方で，ほとんどのトンネル入口には緩衝工が設置されており，その場合，圧縮波の波面幅は増大するため，必要となる内壁はこれより長くなる．

５．４　第５章まとめ

本章では第 4 章で提案した内壁付きフードの微気圧波低減効果について，模型実験により検証した．結果を以下にまとめる．

(1) 内壁付きフードの微気圧波低減効果は音響学的な予測式（式(4.30)(4.31)）と概ね一致することを模型実験により確認した.

(2) 断面積が大きいフードの場合，式(4.30)(4.31)による予測値はやや過大評価の傾向にあるが，フード断面積が本坑の 2.4 倍程度以下であればその誤差は最大 10%程度である.

(3) 最大の微気圧波低減効果を得るための内壁長さの十分条件は，内壁付きフードに到達したトンネル内圧縮波の波面幅の 1/2 倍である.

(4) 内壁を設けずに坑口の一部を閉鎖しただけでは微気圧波低減効果は小さい.

【第 5 章の参考文献】

1) 田中靖幸，飯田雅宣，菊地勝浩，単純な形状の模型を用いてトンネル突入時の圧縮波形成を模擬する方法（列車中心軸の偏心と地面の影響），日本機械学会論文集 B 編，Vol.69, No.683 (2003), pp.1607-1614.
2) Morse.P.M. and Feshbach, H., Method of Theoretical Physics Part 2 (1953), McGraw Hill, pp.1535-1537.
3) Howe, M. S., The compression wave produced by a high-speed train entering a tunnel, Proceedings of Royal Society London, A454 (1998), pp.1523-1534.
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予稿集, 4pH4(1977).
5) 飯田雅宣，村田香，福田傑，複数車種の突入を考慮したトンネル入口緩衝工長さの算出法，鉄道総研報告，Vol.16，No.12 (2002)，pp.35-40.
6) 福田傑，小澤智，飯田雅宣，鷹崎徹，若林雄介，長大スラブ軌道トンネル内を伝播する圧縮波の変形，日本機械学会論文集 B 編，Vol.71, No.709 (2005), pp.2248-2255.

６．結論

６．１　成果のまとめ

本研究は高速鉄道の速度向上に伴って顕在化するトンネル・列車系の空力現象である，トンネル内圧力変動を定量的に予測するための数値シミュレーション手法の開発とトンネル微気圧波の新たな低減対策方法に関するものである．結論を以下に要約する．

6.1.1　トンネル内圧力変動予測手法

(1)　350km/h 以上の高速域においてもトンネル内圧力変動を精度良く予測するために，基礎方程式を近似することなく，流れの圧縮性を厳密に取り扱った一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションと，列車先頭部・後尾部周りの三次元的な圧力場を考慮した簡便な三次元非圧縮性ポテンシャル流れに関する数値シミュレーションを開発した．

(2) 開発したトンネル内圧力変動シミュレーションについて，模型実験データによる検証を行った．一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションは 500km/h の高速域においても模型実験結果と良く一致した．三次元非圧縮性ポテンシャル流れに関する数値シミュレーションは先頭部通過時の圧力変動については模型実験結果と良く一致した（誤差 5%未満）．列車後尾部通過時の圧力変動については，列車後尾部周りの流れのはく離の影響のために誤差が大きい（誤差 10%程度）結果となった．

(3) 列車先頭部形状のトンネル内圧力変動に対する影響を調査するために，模型実験装置を開発し，実験を行った．その結果，トンネル内における列車通過時圧力変動のうち，列車先頭部周りの圧力場による圧力変動幅は鏡像を含めた列車中心からの距離の二乗にほぼ反比例する結果が得られ，同様の傾向は音響理論にもとづく計算からも確かめられた．また，トンネル内列車通過時の列車近傍の圧力変動に対しては，列車先頭部形状の三次元性の影響が大きく，トンネル断面形状の影響は小さいことがわかった．

6.1.2　トンネル微気圧波低減対策

(1)　トンネル微気圧波を放射段階で低減させる方法として，トンネル出口側（列車退出側，微気圧波の放射側坑口）に設置する，内部を壁で二分割し，分割した一方の坑口を閉鎖した内壁付きフードを提案した．

(2)　内壁付きフードの微気圧波低減効果について音響学的な予測式を導くとともに，模型実験により予測式の妥当性を確認した．その結果，微気圧波比 γ_h（＝内壁付きフードからの微気圧波／通常の緩衝工からの微気圧波）は以下の式で示される．

$$\frac{PO_1(t)|_{max}}{P(t)|_{max}} = \sigma \frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h} \frac{\sigma_h + 1}{\sigma_h' + 1} \qquad (0.5 \le \sigma \le 1)$$

$$\frac{PO_2(t)|_{max}}{P(t)|_{max}} = \sigma(3 - 4\sigma) \frac{\sigma_h{}'}{\sigma_h} \frac{\sigma_h + 1}{\sigma_h' + 1} \qquad (0 \le \sigma \le 0.5)$$

ここで，$\sigma_h{}'$はフード断面積のトンネル断面積との比，σ は開口率でフード口の開口断面積

のフード断面積との比，σ_h は緩衝工断面積のトンネル断面積との比，である．

(3) 最大の微気圧波低減効果を得るための内壁長さの十分条件は, 内壁付きフードに到達したトンネル内圧縮波の波面幅の 1/2 倍である．

６．２　今後の課題

6.2.1　トンネル内圧力変動予測手法

本研究で開発した一次元非定常圧縮性流れの数値シミュレーションは基礎方程式を厳密に取り扱ったために 3 本の特性曲線が必要となり，列車端や枝坑，拡大部などの境界点では流れの方向によって計算を多くの場合分けをしなければならず，プログラムが非常に複雑になっている．このため，本手法では列車を一本しか取り扱うことができず，列車のすれ違いを考慮することが困難である．実用性を高めるためには列車のすれ違いを考慮できることが望ましく，そのためには，本手法のように圧縮性流れとして境界を接続しつつ，等エントロピー流れの仮定を課すことで特性曲線を二本に減らす手法などによってプログラムを簡略化することが期待できる．

列車通過時圧力変動に対する三次元非圧縮性ポテンシャル流れに関する数値シミュレーションでは列車先頭部の影響を単純な線わき出しでモデル化しているために列車は軸対称形状として計算に反映され，列車先頭部形状の三次元性は考慮できない．三次元性を反映させるためにはわき出しを車体表面に二次元的あるいは三次元的に分布させる，あるいは，より高次のわき出し（ダイポールなど）を考慮するなどのモデルの改良が考えられる．また，列車後尾部通過時における流れのはく離など，粘性に起因する列車と流れとの三次元的な干渉については，本手法はポテンシャル流れを扱っているために考慮することができない．これらの影響を反映させるためには，三次元計算を粘性流体の数値シミュレーション（CFD）に置き換える必要がある．さらに，一次元計算の結果を境界条件として与えるのではなく，一次元計算と三次元計算を境界部分でカップリングさせることにより，さらなる精度向上が期待できる．いずれも本手法より計算コストは上昇するが，トンネル全体を CFD で計算するよりは効率的であると考えられる．

6.2.2　トンネル微気圧波低減対策

本研究で提案した内壁付きフードは微気圧波放射段階における対策であり，既存の対策方法である緩衝工がトンネル入口（列車突入側坑口）に設置されるのに対し，トンネル出口（列車退出側坑口）に設置されるものである．しかし，新幹線トンネルなど高速鉄道のほとんどのトンネルは複線トンネルであり（欧州の高速鉄道トンネルには火災対策のために単線二本で構成されるトンネルも存在する），反対方向の列車は必然的に内壁付きフードに突入することになる．このため，実用化にあたっては列車が突入したときに発生する圧縮波の圧力勾配最大値に対して, 既存の対策方法である緩衝工と同等の低減効果を有することが望ましい．列車突入時の圧縮波の圧力勾配最大値に対しては，フード長さ，内壁長さ，開口率・フード

全断面積・フードロ（列車突入口）断面積，側面開口部の配置などに影響されると考えられ，今後把握すべき課題である．

謝辞

本論文は（公財）鉄道総合技術研究所におけるトンネル内圧力変動およびトンネル微気圧波に関する研究テーマの一部として実施したものをまとめたものです.

本論文を作成するにあたり，多くの方々にご指導，ご助言，ご協力を頂きました．ここに深く感謝の意を表します.

大阪大学工学部地球総合工学科教授の戸田保幸先生には，本論文の主査として，お忙しい中，様々なご指導，ご助言を頂きました．心より感謝申し上げます．論文に関する指導だけでなく，取りまとめから提出に至るまで，様々なお気遣いを頂きました．改めて厚く御礼申し上げます.

大阪大学工学部地球総合工学科教授の長谷川和彦先生，大阪大学工学部特任教授の日夏宗彦先生，大阪大学工学部地球総合工学科准教授の松村清重先生，鈴木博善先生には，お忙しい中，論文における不明確な点のご指摘や論文のまとめ方など，多くのご助言，ご指導を頂きました．厚く御礼申し上げます.

鉄道総研環境工学研究部部長の飯田雅宣氏には，筆者に本論文をまとめることをご示唆いただくとともに，本研究の実施にあたって多くのご指導を賜りました．厚く御礼申し上げます．同じく環境工学研究部主管研究員の梶山博司氏には筆者が研究室に配属された当初からトンネル内圧力変動の研究についてご指導いただきました．心より感謝申し上げます．熱・空気流動研究室主任研究員福田傑氏には，模型実験装置の開発や微気圧波に関する議論など多くの適切なご助言をいただきました．心より感謝申し上げます．同研究室副主任研究員宮地徳蔵氏には微気圧波に関する数多くの議論をしていただきました．本研究の微気圧波対策に関する内容は宮地氏との議論の中から生まれたものです.

熱・空気流動研究室，車両空力特性研究室の皆さんには研究を進めるにあたり数多くのご助言やご指導をいただきました．研究室長という立場にありながら，このように研究を実施することができ，さらに論文にまとめる時間が得られたことは，ひとえに研究室の皆様のご協力あってのことです．ここに改めて厚く御礼申し上げます．ありがとうございました.

最後に，本論文をまとめるにあたり，多大なご指導，ご議論，ご協力を頂いた全ての方々に深く感謝の意を表します.