高速列車トンネル突入による圧縮波の衝撃波への遷移*

佐宗章弘^{*1}, 松岡 敬^{*2}, 高山和喜^{*1}

Transition From Compression Waves to a Shock Wave in High-Speed Train Tunnels

Akihiro SASOH, Kei MATSUOKA and Kazuyoshi TAKAYAMA

A quantitative investigation is carried out on the generation of a compression wave in high-speed train tunnels and on its transition to a shock wave. Discussions are based on results of experiments which were conducted in a scaled train tunnel simulator. The overpressure level of the compression wave is formulated using a modified Hara-Maeda formula, in which an effective blockage factor is taken into account. The length of the shock wave transition region is estimated from the pressure gradient of the compression wave at the tunnel entrance. The installation of a hood at the entrance is found to disperse the pressure rise, thereby the length of the shock wave transition region is increased. However, the length decreases significantly with an increase in the train speed. Conditions under which the entrance hood works effectively are formulated. Consequently, it is concluded that a critical train speed exists beyond which the entrance hood becomes no longer effective for retarding the transition.

Key Words: Tunnel Sonic Boom, Shock Wave, Transition, Pressure Disturbance, Hood

1. 結 論

トンネルソニックブーム⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾は、高速列車のトンネル突入時に発生する圧縮波がトンネル出口より放出されることにより起こる。この圧縮波がトンネルの中で弱い衝撃波に遷移しトンネル出口より放出される場合には、トンネルソニックブームは無視できない騒音となる。列車速度が低くトンネルが短い場合には、圧縮波面の圧力上昇は有限勾配を保ったままである。例えば、文献(1)の図4.17において、備後トンネルの入口より60mの位置で測定された圧力の時間変化の最大値は $2.8 \times 10^3 \text{ Pa/s}$ で、後述の式(4)よりそれに対応する圧縮波が衝撃波に遷移する助走距離を計算すると15kmとなり、トンネル長8.9kmよりも長い。この時測定した新幹線列車の速度は192km/h(53.3m/s)であり、現在の営業速度、例えば東北新幹線では270km/h、よりも低く、この時あらわれるトンネルソニックブームを引き起こす圧縮波は有限圧力勾配を持つものとして取り扱っても妥当であったことがうかがえる。

これに対して現在の最高営業速度は270km/h(75m/s)を越え、トンネルの中で発生する圧縮波が衝撃波に遷移することも考慮に入れて論ずることが必要になっている。すなわち、トンネルソニックブームの軽減には、衝撃波の伝播、回折など流体力学的非線形性に起因する挙動を明確にした上で対策を施すことが必要である。現在問題とされている高速列車の速度領域は、圧縮波がトンネル内で衝撃波に遷移するか否かの境界領域にあるので、具体的な軽減策を確立する上で、圧縮波が衝撃波に遷移する条件を定量的に評価することは未解決の重要な課題である。

圧縮波から衝撃波への遷移に関する議論は、移動物体が作り出す圧力擾乱の伝播解析によって行うことが適当と考える。高速列車が作り出す現在の過剰圧のレベルは高々大気圧の5%程度であり、この過剰圧を持つ圧縮波が衝撃波に遷移したとしてもその衝撃波は非常に弱い、その非線形性は無視できないものである。弱い圧縮擾乱を受けた場の状態量を求めるために、波面の圧力勾配が有限でも、過剰圧 Δp の関数として二次のオーダーまでは衝撃波関係式が適用できること⁽⁴⁾が知られている。この関係を利用すれば、局所的な

* 原稿受付 1997年2月6日。

^{*1} 正員、東北大学流体科学研究所(〒980-77 仙台市青葉区片平2-1-1)。^{*2} 学生員、東北大学大学院、[現：(株)東芝]。

Fig. 1 Entrance hood configuration

状態量の一つの変数，例えば代表的に衝撃波マッハ数 M_s あるいは Δp のみで表すことができるので，解析に有用である。

本報は，トンネル模擬実験装置を用いた実験結果⁽³⁾⁽⁵⁾を土台に，高速列車がトンネルに突入したときの圧縮波の形成過程を議論し，圧縮波が衝撃波へ遷移する条件を求め，さらにトンネル模擬実験装置の入口に緩衝工⁽¹⁾（ここではフードと呼ぶ）を設けることの有効性を明らかにすることを目的とする。模擬実験装置は実トンネルに対して縮尺約 1/250 で，先頭を平頭にした外径 18mm，長さ 200mm の高分子ポリエチレン製丸棒を内径 40mm，長さ 25m のトンネル模擬管底面に沿って突入させる。装置の説明は別報^{(5),(6)}で詳しく述べてあるので省略する。図 1 は，トンネル模擬管入口とピストンの形状と，その入口にフードを設けた状態を示す。

2. ピストン突入による単一波の生成

有限長さのピストンがトンネル模擬管に突入する時，その前方に形成される圧縮波の挙動は，文献 (7) に詳しく説明されている。図 2 は，速度 72.4m/s (261km/h) のピストンがトンネル模擬管に突入した直後から 2.9m の位置まで約 0.5m 間隔に分布した圧力変換器 (Kistler 603B) で測定した，フードを取り付けないときの入口付近の圧力履歴を示す。横軸は時間 t (ms) で，縦軸 x は圧力変換器を取り付けた管入口からの距離 (m) を表す。また，圧力値は縦軸座標の小目盛り一つ分の高さが 2kPa に相当する。突入直後 $x=0.04m$ の位置の圧力の時間変化では，1 はピストン前方に現れるピストン加速過程に生じた非常に弱い圧縮波；2 はピストン直前に形成される最大過

Fig. 2 Example of pressure histories near the entrance, without hood.

 Fig. 3 Peak overpressure normalized by the atmospheric pressure, $\Delta p_2/p_0$, vs. piston speed, U_p , without hood.

剰圧；3 はピストン通過中の圧力；4 はピストン直後の負圧；7 はピストン通過はるか後のほぼ一定な圧力を指す。また管中 $x=1.4m$ の位置では，0' は静止状態の圧力；1' は加速過程で現れた非常に弱い圧縮波で 1 と 1' を結ぶ線のこの $x-t$ 線図から読み取れる伝播速度は，空気の音速にほぼ等しい；2' は切り立った波面の圧縮波を示し，3' は圧力の時間変化が比較的小さい単一波の領域に対応する；4' は単一波の終端に対応するが，単一波の持続時間は長さ L_p のピストンがトンネル模擬管の入口を通過するのに要する時間に等しい。5' は単一波の終端とピストン前面との間の領域の圧力で，ほぼ一定に保たれる；6' はピストンの側面と

トンネル模擬管の間の圧力で、縮流効果のため負圧を示し、ピストンが通過すると回復する；7' はピストン通過後の回復圧で大気圧に等しい。ピストンによって発生する圧力擾乱は、特性速度 $u + a$ (u は質量平均粒子速度, a は音速) で伝播し、速度 U_p のピストン前方に単一波を形成し、この単一波は波面を切り立てながら、僅かではあるが音速を上回って伝播する。この時の 2' の過剰圧は、約 3kPa である。

原⁽⁸⁾, 前田⁽⁹⁾は、列車突入時の最大過剰圧 Δp_2 を次式で与えた。

$$\frac{\Delta p_2}{p_0} = \frac{\frac{\gamma M_p^2}{2}(1 - \bar{\kappa}_t^2)}{(1 - M_p)(M_p + \bar{\kappa}_t^2)} \dots \dots \dots (1)$$

$$\bar{\kappa}_t = 1 - \beta_1 \left(\frac{R_p}{R_t} \right)^2 \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 $M_p = U_p/a_0$ はピストンのマッハ数である。また、 β_1 はピストン先端形状で決まる係数、 R_p , R_t は図 1 に示すようにそれぞれピストン、トンネル模擬管の半径を表す。 $\beta_1 \pi R_p^2$ は、突入時のピストンの実効断面積を与える。なお、 Δp_2 にはピストンに先行する擾乱、図 2 中の 1 および 1' での圧力変動の効果は考慮していない。図 3 は、 β_1 を 1.0 および 1.3 としたときのピストン速度に対する最大過剰圧 $\Delta p_2/p_0$ を示す。ここに簡単のため $p_0 = 100 \text{ kPa}$ とする。また黒丸は $x = 0.04 \text{ m}$ で測定した実験値である。図 3 より、 $\bar{\kappa}_t$ にピストンの幾何形状そのものの値を代入し $\beta_1 = 1$ とすれば、 $\Delta p_2/p_0$ は実験値を下回る。平頭のピストンを用いた実験結果と一致するように β_1 の値を求めると、図に示すように、1.3 となった。平頭ピストンでは、流路の実効縮流係数は幾何学的なトンネル模擬管に対する流路の断面積の比よりも小さくなることからわかる。式 (1) に実効断面積比を代入して過剰圧を評価することは、この縮流効果を考慮することになる。ここでは、平頭ピストンのみを対象とし、 β_1 の値は全速度領域に渡って一定であると仮定する。

単一波の背後とピストン前方の一定な過剰圧は、付録 A の関係より、近似的に次式で与えられる。

$$\Delta p_{5'} = \frac{1}{2} \rho_0 U_p^2 C_d \left(\frac{R_p}{R_t} \right)^2 \dots \dots \dots (3)$$

図 4 は、 $x = 1.9 \text{ m}$ および 2.9 m で測定したされた $\Delta p_{5'}$ をそれぞれ黒丸と白丸で表し、 U_p との関係を示す。実線は、式 (3) に実験で求めた C_d の値 (付録 B 参照) を代入した値を表す。これにより、特に入口付近においては、ピストンが受ける抗力に相当する運動

Fig. 4 Δp_s vs. U_p .

量変化が前方の気体にもたらされるという式 (3) の関係が良い近似となることがわかる。

このように、ピストンがトンネル模擬管に突入することによって発生する単一波は、ピストンの頭部が突入する時に現れる圧縮過程とピストンの終端部が突入する時に現れる膨張過程が組み合わされた結果として生成される。その過剰圧の大きさは、ピストン速度 U_p とピストンとトンネル模擬管との実効的な断面積比をパラメーターとして、原・前田の式により評価できる。また、単一波の背後とピストン前方の間の一定の過剰圧の値は、ピストンの運動に対する空気力学的な抗力の考察から近似的に求めることができる。

3. 衝撃波形成距離

有限圧力勾配を持つ圧縮波面が衝撃波に遷移するまでの距離 L_t は、局所的な状態量の関数として次式で与えられる。⁽¹⁰⁾

$$L_t = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{pa}{(\partial p / \partial t)} \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 γ は気体の比熱比、 a は音速、 p は圧力、 $\partial p / \partial t$ は波面の圧力の時間微分を表す。式 (4) より、 L_t を長くするためには、圧縮波面の圧力上昇の変化を小さく、すなわち圧力が緩やかに上昇すればよいことが分かる。図 5(a) に、速度 82.0 m/s のピストンがトンネル模擬管に突入した時入口付近で測定した圧力とその時間微分の履歴を示す。縦軸は圧力および圧力の時間微分、横軸は時間 $t(\text{ms})$ である。実線は $\partial \Delta p / \partial t$ 、破線は Δp を表す。圧力の時間変化は、A 点で最大となる。この最大値を、 $U_p \Delta p / (2\alpha R_t)$ とし、実験と一致するように最小自乗法によって求めた α の値と U_p との関係を図 5(b) に示す。図に示すように、この関係

Fig. 5 Histories of overpressure and its time derivative near the entrance, and corresponding α and L_t , (a) histories of overpressure and its time derivative, both of which are smoothed, (b) α vs. U_p for $(\partial\Delta p/\partial t)_{max}$, (c) L_t vs. U_p , L_t is calculated using measured entry conditions.

を線形近似すると $\alpha = 0.00349 U_p + 0.336$ となり、実験したピストンの速度範囲で α の値は 0.6~0.7 となった。これは、圧力の時間微分の最大値に対応する立ち上がり時間の間に、ピストンがトンネル模擬管直径の 0.6~0.7 倍の距離だけ進むことを意味する。この α の

値は、文献 (11) で k と表記され 1.0 程度の値をとる係数に比べて、小さな値をとる。この食い違いは、文献 (11) では α を圧力の時間微分の平均値で評価しているのに対して、本研究ではその最大値を評価していることによる。

有限圧力勾配を持つ圧縮波が衝撃波に遷移するとき、遷移は圧力勾配の急峻なところから起こる。式 (4) に圧力の時間変化の最大値を代入すると、それに対応する部分が衝撃波に遷移するまでに要する距離 L_t を見積もることができる。図 5(c) にその結果をとりまとめる。縦軸に L_t 、横軸にピストン速度 U_p (m/s) をとる。入口にフードを付けない場合、ピストン速度がかなり低くても、 L_t はトンネル模擬管長さ 25m よりも短いことがわかる。例えば、 $U_p = 75$ m/s (270 km/h) のピストン速度に対して $L_t = 5.6$ m となるが、これはトンネル模擬管直径の 140 倍、大よその目安として実トンネルで 1.4 km、に相当する。

4. フードによる圧力上昇分散効果の定式化

高速列車がトンネルに突入する時、トンネル入口の断面積変化を緩やかにするためにフード⁽¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾をつけると、突入時の圧力上昇が分散され、衝撃波形成距離を長くすることができることが知られている。前田ら⁽¹²⁾は、フードに適当な穿孔部を設けることによって突入時の圧力の時間変化を一定かつ最小にする方法を確認し、フード取り付けに関する技術はほぼ成熟した。しかし、フードの効果がどのような速度領域で有効かという議論は、まだ尽くされていない。著者らは以前に⁽¹³⁾、フードの効果の衝撃波背後の擾乱伝播の立場からの説明を試みている。ここでは、その議論を定量的なものに発展させる。

トンネル模擬管入口にフードを設けた場合、ピストン突入による圧力上昇はフードとトンネル模擬管入口の二つの要因に分けられる。⁽¹³⁾ここでは、図 1 に示すような単純なフード形状を考える。なお、 R_h はフード半径とする。フードとトンネル模擬管に突入するときに現れる圧力上昇の値と U_p との実験的關係を図 6 に示す。フードとトンネル模擬管に突入するときに現れる過剰圧をそれぞれ Δp_h 、 Δp_t 、全過剰圧を $\Delta p_2 = \Delta p_h + \Delta p_t$ とする。 $R_t = 0.02$ m、 $R_h = 0.0325$ m、測定位置 $x = 3.4$ m である。黒丸は全過剰圧 Δp_2 、白丸はフード突入によってあらわれる過剰圧 Δp_h の測定値を示す。

ピストンがフードと同直径の直管に突入したとき発生する過剰圧 Δp_h は、式 (1) でトンネル模擬管の断面積をフード断面積で置き換えることにより与えられる。

$$\frac{\Delta p_h}{p_0} = \frac{\frac{\gamma M_p^2}{2}(1 - \bar{R}_h^2)}{(1 - M_p)(M_p + \bar{R}_h^2)} \dots\dots\dots (5)$$

$$\bar{R}_h = 1 - \beta_1 \left(\frac{R_p}{\bar{R}_h} \right)^2 \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\bar{R}_h$ はフードの実効半径を表し、図1に示すフード形状に対しては $\bar{R}_h = [(R_h^2 + R_t^2)/2]^{1/2}$ で与えられる。図6において、式(5)の結果と Δp_h の測定結果とは食い違いを示す。これに対して、式(30)の結果を一点破線で示し Δp_h の測定結果と比較すると、トンネル模擬管に対するフードの断面積の比 $(\bar{R}_h/R_t)^2$ が小さい場合には付録Cに示す補正式(30)を適用することが有効であることがわかる。しかし、断面積の比が大きくなるにしたがって、断面積が緩やかに変化するという仮定が成り立たなくなるので式(30)の有効性は保証されなくなる。以下の解析では、最適なフード半径を求めることを目的とし、式(30)ではなく式(5)の値をフードに突入したときに現れる過剰圧であると評価する。

ピストンがさらにトンネル模擬管に突入するとき、全過剰圧 Δp_2 もフードの影響を受ける。原・前田のモデルでは、ピストンの側面が入口を通過するとき、トンネル模擬管入口の静圧が大気圧に等しいと仮定している。フードを取り付けた場合、フードとトンネル模擬管との接続部の静圧は必ずしも大気圧に等しいとは限らない。むしろ、列車の突入によってトンネル模擬管から流出する気体の静圧は、亜音速流れなので接続部の拡大流路を通過して上昇すると考えるのが妥当である。出口より十分遠方の圧力は大気圧であるから、この流出の効果によってフードを取り付けた場合の方が取り付けない場合よりも Δp_2 を低くすることができる。ただし、静圧が大気圧まで回復したときの流路の実効断面積がフードの断面積からピストンの断面積を引いた値に等しいとは限らず、任意のフード断面積に対してこの効果を定量的に定式化することは容易ではない。ここでは式(8)に示すように定数 β_2 を導入し、接続部で流路断面積が $\beta_2 \pi (\bar{R}_h^2 - R_t^2)$ だけ増大すると仮定して、フードの効果を考慮に入れる。

このモデルでは、ピストンがトンネル模擬管に突入したときの全過剰圧比 $\Delta p_2/p_0$ は、

$$\frac{\Delta p_2}{p_0} = \frac{\frac{\gamma M_p^2}{2}(1 - \bar{R}_{t'}^2)}{(1 - M_p)(M_p + \bar{R}_{t'}^2)} \dots\dots\dots (7)$$

$$\bar{R}_{t'} = \bar{R}_t + \beta_2 \left[\left(\frac{\bar{R}_h}{R_t} \right)^2 - 1 \right] \dots\dots\dots (8)$$

Fig. 6 Overpressures induced by entry motions into the hood and the tunnel simulator, where $R_h = 37.5\text{mm}$, $L_h = 115\text{mm}$.

$$\Delta p_t = \Delta p_2 - \Delta p_h \dots\dots\dots (9)$$

図6で、測定した Δp_2 と式(7)の値(実線)とを比較している。また、図3の結果 Δp_2 (フードなし)を破線で表示し比較すると、フードを取り付けたとき Δp_2 が低くなることがはっきりと認められる。ただし β_2 を定数であると仮定すると、トンネル模擬管に対するフードの断面積の比 $(\bar{R}_h/R_t)^2$ が大きくなるに従って式(7)の有効性が保証されなくなる。これは、断面積比を無限大としたときに式(7)の Δp_2 が物理的に意味のない値を取ることからも理解できる。 β_2 の値を適当に選べば、以上の解析結果と実験値とを良く一致させることができ、フードおよびトンネル模擬管への突入の効果を本モデルで代表させることができる。

5. フードの最適条件と有効範囲

フードを取り付けることによって圧力上昇が分離して現れる場合について、ピストン突入による衝撃波の形成距離を最長にすることを試みる。以下の議論では、任意の断面積のフードに対して大きな誤差を含まずに過剰圧を見積もることができるように、付録Cに記述した補正は用いず、また $\beta_2 = 0$ とする。フードおよびトンネル模擬管に突入して生ずる圧力の時間変化の最大値を、それぞれ $U_p \Delta p_h / (2\alpha \bar{R}_h)$, $U_p \Delta p_t / (2\alpha R_t)$ とする。

式(4)より、フードとトンネル模擬管に突入したときの圧縮波が衝撃波に遷移するのに要する距離 $L_{t,h}$, $L_{t,t}$ は、次式によってそれぞれ近似される。

$$L_{t,h} = \frac{4\gamma p_0 a_0 \alpha \bar{R}_h}{(\gamma + 1) U_p \Delta p_h} \dots\dots\dots (10)$$

 Fig. 7 $L_{t,h}/(2R_t)$, $L_{t,t}/(2R_t)$, $L_c/(2R_t)$ vs. U_p , $\bar{R}_h/R_t=1.35$.

 Fig. 8 $L_{t,h}/(2R_t)$, $L_{t,t}/(2R_t)$, $L_c/(2R_t)$ vs. $\bar{R}_h/R_t$.

$$L_{t,t} = \frac{4\gamma p_h a_h \alpha R_t}{(\gamma + 1) U_p \Delta p_t} \dots \dots \dots (11)$$

ここに、添え字 h で示されたフードでの状態量は、式 (28) で得られる M_h を衝撃波関係式に代入して求める。

図 7 は、 $\bar{R}_h/R_t$ を 1.35 と固定した場合、それぞれの無次元遷移距離とピストン速度 U_p との関係を示す。 $L_{t,h}$ 、 $L_{t,t}$ は実線で示され、 U_p の増加とともに減少することがわかる。すなわち、列車が高速になるとともに圧縮波が衝撃波により容易に遷移し、トンネルソニックブームが列車の高速化に伴って深刻な問題となることがよく理解できる。

図 8 ではピストン速度 100 m/s について、遷移距離と $\bar{R}_h/R_t$ との関係を比較している。ここに $\beta_1 = 1.3$ 、 $\beta_2 = 0$ とする。 $\bar{R}_h/R_t$ を大きくすれば、フード突入で生じる過剰圧 Δp_h は低くなり、式 (10) より $L_{t,h}$ は増大する。一方、 $L_{t,t}$ は、 $\bar{R}_h/R_t$ の増大とともに減少する。フードの直径を最適にするには、 $\min(L_{t,h}, L_{t,t})$

が最長となる $\bar{R}_h/R_t$ が得られればよい。その結果、図 8 においては $L_{t,h}$ と $L_{t,t}$ が交差する B 点はその条件に対応する。すなわちその最適条件は、 $L_{t,t} = L_{t,h}$ と表され、式 (10)、(11) より次式の関係を得る。

$$\frac{\Delta p_h}{\Delta p_t} = \frac{p_0 a_0 \bar{R}_h}{p_h a_h R_t} \dots \dots \dots (12)$$

式 (5)、(9) より、式 (12) の両辺は共に U_p 、 $\bar{R}_h/R_t$ の関数として表すことができるので、最適化された $\bar{R}_h/R_t$ は U_p の関数として求められる。図 9 はその結果をとりまとめ、ピストン速度に対する最適化された半径の比 $(\bar{R}_h/R_t)_{opt}$ を示したものである。これに対応する無次元遷移距離 $L_{t,max}/(2R_t)$ も同時に表示するが、実線はフードを取り付けた場合、破線はフードなしの場合を示す。実用の速度範囲では、 $(\bar{R}_h/R_t)_{opt}$ は 1.25~1.28 のほぼ一定値をとる。 $L_{t,max}/(2R_t)$ は U_p の関数であり、トンネル模擬管の全長を L_T とすると、 $L_{t,max} < L_T$ では圧縮波はトンネル模擬管内で衝撃波に遷移し、 $L_{t,max} > L_T$ では圧縮波が衝撃波に遷移することはない。

フードが有効となる長さは、ピストンがトンネル模擬管に突入することによって生じた圧縮波がフードで最初に発生した圧縮波に追いつくまでの距離 L_c に比例する。追いつき距離 L_c は、次式で表示される。⁽¹³⁾

$$L_c = \frac{U_2 \Delta L}{U_t - U_h} \dots \dots \dots (13)$$

ここに、 U_h 、 U_t はそれぞれフード、トンネル模擬管に突入することによって発生する圧縮波の伝播速度で、文献 (13) 中の式 (6)、(7) にて表される (ただし、文献 (13) 中の U_A 、 U_B 、 U_C を、本論文ではそれぞれ U_2 、 U_h 、 U_t と表記している)。 ΔL は、フードとトンネル模擬管で最初にできる二つの圧力波の間隔を表し、次式で与えられる。

$$\Delta L = \left(\frac{U_h}{U_p} - 1 \right) L_h \dots \dots \dots (14)$$

フードを設けた場合に単一波前面の勾配が有限値を保ったまま出口に到達するための必要条件は、

$$L_c \geq L_{t,h}, L_{t,t} \geq L_T \dots \dots \dots (15)$$

不等式 (15) 中の関係 $L_c \leq L_T$ を式 (13) と組み合わせることにより、フードの必要長さ ΔL が与えられる。

図 9 は、ピストンが低速の場合には遷移距離が長いこと、しかもフードを取り付けることで圧力上昇が緩和され衝撃波遷移距離を非常に長くとることができることを示している。しかし、与えられた長さのトンネ

Fig. 9 Optimum $\bar{R}_h/R_t$ and corresponding $L_{t,max}/(2R_t)$ as functions of U_p

ル模擬管を対象にすると、 U_p がある値、例えば図9のC点、より高ければ最適半径のフードを用いてもはや衝撃波への遷移を回避することはできないことが分かる。文献(13)の図11に示す実験結果に見るように、トンネル模擬管出口付近の過剰圧発生に及ぼす入口フードの効果は、低速時に最も高く、 U_p の増加に伴って低下するが、この結果はここでの議論と一致する。すなわち、低速では L_t が長くトンネル模擬管の出口でも圧縮波面の勾配が有限に保たれ、フードの取り付けによってその勾配を更になだらかにすることができる。一方、高速では、式(15)の条件は満たされず、他に特別な対策を施さない限り、単一波の前面は容易に衝撃波に遷移する。

6. 結 言

本論文では、トンネル模擬試験装置による実験結果を土台に、トンネルソニックブームの原因である圧縮波の生成とその衝撃波への遷移を解析し、その結果を論じた。ピストンのトンネル模擬管への突入により、ピストン頭部突入による圧縮波と後端突入による膨張波が発生し、ピストン前方に単一波が伝播する。この単一波の過剰圧は、原・前田の式に実効的な断面積比を代入することによって、よく見積もることができる。平頭形状のみならず任意先端形状のピストンに対しても、 β_1 の値を適当に与えることによって、ここでの解析が有効となる。ピストン速度が速くなるにつれて単一波前面の衝撃波への遷移距離は短くなるが、フードによって圧力上昇を平滑化することによってそれを長くすることができる。本報は以上の関係を定式化し、任意の断面積比のフードについてその取り付けの効果が有効となる速度には上限があることを明らかにした。

この結果は、今後高速列車の営業速度が高まるにつれて、トンネルソニックブーム対策として入口対策（フード）だけでは不十分となる可能性があること、それゆえトンネルの出口に衝撃波減衰対策を施すなど並行して他の対策を検討すべきことを示唆している。

最後に、本研究の遂行に当たり、高速列車がトンネルに突入する時の圧力上昇に関するデータまた模擬トンネル実験のデータを提供頂いた（財）鉄道総合技術研究所 技術開発事業本部 前田達夫室長、飯田雅宣氏に謝意を表する。

付録 A：管内空力抵抗係数とピストン前後の圧力差との近似的関係

ピストンを包括するような検査体積を考える。この検査体積内において、ピストン固定座標で見た場合流れは定常状態であると仮定する。検査体積の入口'5'、出口'7'（番号は図2で示されるものに対応する、'は省略）では圧力差 $p_5 - p_7$ を生じる。検査体積に対する運動量保存関係は、次式で表される。

$$D_a = (p_7 + \rho_7 u_7^2 - p_5 - \rho_5 u_5^2) \pi R_t^2 \dots \dots \dots (16)$$

ここで、 D_a はピストンに働く空気抵抗を表す。'5'の状態は単一波前方の状態'0'から、衝撃波関係式或いはリーマン不変量の関係を用いて求めることができる。過剰圧が大気圧に比べて十分低い場合には、この両者の関係式は二次のオーダーまで一致し、近似関係を導出するのには十分である。特性線 C⁻ 上でのリーマン不変量の関係より、

$$u_5 - \frac{2a_5}{\gamma - 1} = u_0 - \frac{2a_0}{\gamma - 1} \dots \dots \dots (17)$$

また、等エントロピーの関係式より、

$$\rho_5 = \rho_0 \left(\frac{p_5}{p_0} \right)^{1/\gamma} \dots \dots \dots (18)$$

'7'の状態が'0'の状態と同じであることを利用し、式(16)に式(17)、(18)、(21)を代入して $(p_5 - p_0)/p_0$ について展開し、二次以下のオーダーの項のみを残すと、式(3)と等価な次式が得られる。

$$p_5 - p_0 = \frac{1}{2} \rho_0 U_p^2 C_d \left(\frac{R_p}{R_t} \right)^2 \dots \dots \dots (19)$$

付録 B：管内におけるピストンの空気力学的抗力係数の評価

管内を通過するピストンの運動方程式は、

$$m_p \frac{dU_p}{dt} = -D_a - D_f + D_g \dots \dots \dots (20)$$

$$D_a = \frac{1}{2} \rho_0 U_p^2 C_d \pi R_p^2 \dots \dots \dots (21)$$

$$D_f = C_f m_p g \cos \theta \dots \dots \dots (22)$$

$$D_g = m_p g \sin \theta \dots \dots \dots (23)$$

ここで, m_p , D_f , D_g はそれぞれピストン質量, ピストンと管壁との間の摩擦力, ピストンに働く重力の運動方向分力を表す. また, C_d , C_f , g , θ は, 実効的な空気力学的抗力係数, ピストンと管壁との動摩擦係数, 重力加速度, 水平面に対するトンネル模擬管の傾き角を表す. 簡単のため, C_d , C_f は定数とする. $dx/dt = U_p$ なる関係を利用して, 式 (20) を変形すると,

$$\frac{dU_p^2}{dx} + c_1 U_p^2 + c_2 = 0 \dots \dots \dots (24)$$

$$c_1 = \frac{C_d \rho_0 \pi R_p^2}{m_p} \dots \dots \dots (25)$$

$$c_2 = 2g(C_f \cos \theta - \sin \theta) \dots \dots \dots (26)$$

これを解くと,

$$U_{p,e}^2 + \frac{c_2}{c_1} = e^{-c_1 L_T} (U_{p,i}^2 + \frac{c_2}{c_1}) \dots \dots \dots (27)$$

ここで, 添え字 i , e はそれぞれ, トンネル模擬管入口, 出口での値であることを表す. 実験で測定された $U_{p,i}$ と $U_{p,e}$ の関係を図 10 に示す. この関係から定数 c_1 , c_2 が得られ, これらと $\rho_0 = 1.23 \text{ kg/m}^3$, $\pi R_p^2 = 2.54 \times 10^{-4} \text{ m}^2$, $m_p = 0.050 \text{ kg}$, $\theta = 8 \text{ deg.}$, $L_T = 25 \text{ m}$ (トンネル模擬管の長さ) を式 (25), (26) に代入すると, $C_d = 1.92$ が得られる. また, この関係から設計条件 $D_f - D_g \ll D_a$ がほぼ満足されていることもわかる.

付録 C: $(\bar{R}_h - R_t)/R_t \ll 1$ に対する Δp_h の補正

過剰圧 Δp_h を持つ圧縮波がフードからトンネル模擬管内に伝播すると, 管の流路断面積が減少し, 過剰圧が上昇する. トンネル模擬管での過剰圧の補正值 $\Delta p_{h'}$ は, 圧縮波を弱い衝撃波とみなし, ウィットムの面積則⁽¹⁴⁾を適用することによって求めることができる. ここで, 断面積変化の効果は断面積比のみに現れると仮定している. Δp_h に対応する衝撃波マッハ数 M_h は,

$$M_h = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{\Delta p_h}{p_0} + 1 \right)^{1/2} \dots \dots \dots (28)$$

これをウィットムの面積則

$$\frac{A_t}{A_h} = \frac{f(M_h')}{f(M_h)} \dots \dots \dots (29)$$

Fig. 10 Relation between U_p^2 s at the entrance and at the exit of the train tunnel simulator, experiment.

に代入すると, フード突入による衝撃波がトンネル模擬管内を伝播するときの衝撃波マッハ数 $M_{h'}$ を陰的に求めることができる. ここで, f は, 衝撃波マッハ数のみの関数で, 文献 (14) の式 (8.37) で与えられる. 衝撃波関係式より, 補正值 $\Delta p_{h'}$ は,

$$\frac{\Delta p_{h'}}{p_0} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_{h'}^2 - 1) \dots \dots \dots (30)$$

文 献

- (1) 小沢, 鉄道技術研究報告, No. 1121, (1979).
- (2) Matsuo, K. and Aoki, T, *Shock Waves, Proc. of the 18th Intl. Symp. on Shock Waves*, 95, Springer-Verlag, Heidelberg.
- (3) Takayama, K, 他 4 名, *Shock Waves*, 5 (1995), 127.
- (4) Landau, L. D. and Lifshitz, E. M., *Fluid Mechanics*, second edition, (1987), 327, Pergamon.
- (5) 佐宗・他 4 名, 機論, 60-575, B(1994), 2307.
- (6) Sasoh, A., 他 2 名, *Rev. Sci. Instrum.*, 65-9, (1994), 3000.
- (7) 飯田, 東京大学大学院工学系研究科博士論文, (1993).
- (8) 原, 鉄道技術研究所報告, 153, (1960).
- (9) 前田・他 3 名, 鉄道技術研究所報告, 1371, (1987).
- (10) Shapiro, A. H., *The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow*, Volume II, reprint edition, (1987), 940, R. E. Krieger Publ.
- (11) 松村・他 3 名, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, 930-49 (1993), 492.
- (12) 前田・他 4 名, 鉄道総研報告, 4-1 (1990), 44.
- (13) 佐宗・他 4 名, 機論, 60-580, B(1994), 4112.
- (14) Whitham, G. B., *Linear and Nonlinear Waves*, John Wiley and Sons, (1974). 274.