自由噴流型風洞における風洞始動荷重^{*1}

Starting Loads in Freejet-type Wind Tunnels

櫻 中 登^{*2}・志 村 隆^{*2}
 Noboru SAKURANAKA, Takashi SHIMURA,
 三 谷 徹^{*2}・泉 川 宗 男^{*2}
 Tohru MITANI, Muneo IZUMIKAWA,
 富 岡 定 毅^{*2}・平 岩 徹 夫^{*2}
 Sadatake TOMIOKA and Tetsuo HIRAIWA

Key Words: Wind Tunnel, Starting Load, Supersonic Nozzle Flow

Abstract

Starting loads observed in a free-jet type wind tunnel were investigated. Response functions between wall pressures and loads on a blunt model were derived by using Fast Fourier Transform (FFT). A large starting load was interpreted by the flow structure that separated nozzle flows, with Mach numbers less than the wind tunnel Mach numbers, impinge the model installed on a force measuring system (FMS). Probability functions for amplitudes of the starting loads were obtained to evaluate the possibility of excessive loads. The amplitude distribution of the loads and the experiencing frequencies were discussed from the viewpoint of normal random signals.

記 号

A_t : 抗力模型の前面面積
 F^* : マッハ 4.1 流れにおける基準抗力 ($P_0=2$ MPa で 172 N)
 F_p : $A_t \times P_{20}(t)$ で与えられる圧力抗力
 F_p^* : $A_t \times P_{20}^*$ で与えられる基準圧力抗力
 f : 周波数
 $G(f)$: $0 \leq f \leq \infty$ で定義される X_{AC} の片側パワースペクトル密度
 k : Weibull 分布における曲線近似パラメタ
 $N(x)$: $X_{AC} \geq x$ の超過頻度周波数
 N_0 : $X_{AC}=0$ なる零交差頻度周波数
 N_m : X_{AC} が極大値をとる頻度周波数
 P_0 : ノズル総圧
 P_{20} : 抗力模型の前面 (ピトー) 圧

P_{20}^* : マッハ 4.1 流れのピトー圧 ($P_0=2$ MPa で 0.255 MPa)

$P(x) \equiv \text{Prob}\{X_{AC} \geq x\}$

: X_{AC} が x を超過する時間の、全サンプル時間に占める“超過確率分布” $\equiv \int_x^\infty p(X) dX$

$p(x) \equiv \text{Prob}\{x+dx \geq X_{AC} \geq x\}$

: 確率密度関数

$X(t)$: 時間的に変動する変数 ($=\bar{X} + X_{AC}$)

X_{AC} : $X(t)$ の交流成分

$\bar{X}$: $X(t)$ の平均値

x_0 : Weibull 分布における曲線近似パラメタ

σ : X_{AC} の標準偏差 (variance)

ξ : FMS の無次元減衰係数

1. は じ め に

超音速風洞の始動時には、定常時の数倍の大きさの変動荷重 (以下、始動荷重と呼ぶ) が供試体や推力測定装置 (以後 Force Measuring System: FMS と呼ぶ) に加わる。風洞始動荷重を避けるには、風洞始動まで FMS を固定したり、風洞始動後に模型を風洞内に射出する等の方法が用いられている^{1,2)}。燃焼を模擬するために風洞圧力が必然的に高くなるエンジン風洞においては、この始動荷重は特に問題となる。例えば航空宇宙技術研究所のラムジェットエンジン試験設備 (RJTF と呼称する) では、マッハ 8 模擬条件での風洞総圧は 10 MPa に達する。またエンジン風洞では供試体が大きいため、発生する始動荷重は空力風洞に比べて桁違いに大きくなる可能性がある。

これまで始動荷重の大きさについて垂直衝撃波理論を用いた説明^{1,3)} が試みられている。これは供試体周

^{*1} 平成 7 年 6 月 16 日原稿受理

^{*2} 航空宇宙技術研究所角田宇宙推進技術研究センターラムジェット推進研究部

りに非対称な超音速流を仮定して、その静圧差から供試体に掛かる荷重を計算するモデルである。しかしこれによりエンジン供試体に掛かる荷重を見積もると、FMSに要求される強度、特に横方向荷重に対する強度は対処が困難なほど大きくなる。そのためこの風洞始動荷重を過不足無く見積もり、過大荷重の発生機構やその頻度を調べることが必要となる。

風洞始動荷重やエンジン不始動時の変動荷重に対する評価法を探るために、超音速風洞で発生する軸方向始動荷重を調べた。実験では始動に至るまでの流れをシャドウグラフで観察して過大荷重の発生原因を探った。また模型周りの圧力と模型に掛かる抗力を測定し、高速フーリエ解析 (FFT) を用いて変動成分のスペクトルや振幅確率を調べた。そして実験で得られた変動データを不規則正規信号として扱い、過大荷重の発生頻度を考察した。ここでは小型風洞の解析結果から、大型のRJTF用FMSにおける過大荷重の発生頻度を検討したので報告する。

2. 実験

2.1 供試風洞と抗力模型 第1図に試験に用いたブローダウン式小型風洞を示す。この小型風洞はRJTFの1/5寸法に造られている。使用したノズルはM3.4, M4.1, そしてM5.6ノズルの3種である。実験はM4.1ノズルを中心に行い、M3.4とM5.6ノズルで現象のマッハ数依存性の弱いことを確認した。M4.1ノズルは上下膨張2次元波消しノズルで上下対称の出口寸法が100 mm×110 mmである。一方M3.4ノズルとM5.6ノズルの出口断面は102 mm正方形である。またこれらのノズルは、エンジンに波が入射しないよう上下非対称となっている。

ノズルは長さが570 mm、高さ300 mm、幅300 mmの直方体の低圧室に取り付けられている。このようなノズル出口断面積より低圧室 (測定部) 断面積が大きい風洞は“自由噴流型”と呼ばれ、エンジン試験用によく用いられる。作動流体として、常温空気を使用した。

第1図 実験に用いた自由噴流型風洞、角柱模型、および抗力測定装置 (FMS)

風洞始動荷重を調べるために抗力模型を製作した。この供試体は一辺が26 mmの正方形断面 ($A_t=6.76 \times 10^{-4} \text{ m}^2$) で、長さが300 mmの四角柱である。風洞始動過程の圧力変動を調べるため、模型前後面と上下左右側面、計6ヵ所には、固有振動数20 kHzのフラッシュマウント型の圧力センサーを取り付けた。

2.2 FMSと実験方法 空力試験においてはスティングの先端に取り付けられたFMSで直接模型を保持する片持ち方式が多い。一方エンジン風洞では供試体が重くて複雑なため、第1図に示すようなストラットで供試体を支える形態のFMSが用いられる。そこで流れ方向のみに動くようにローラ軸受けで支持されたローラテーブル (揺動台) を用いたFMSを製作した。

FMSの力伝達特性をインパルスハンマとFFTを用いて解析した。模型とストラットを外した状態で揺動台を打撃すると、軸方向固有振動数は685 Hzであった。次に揺動台にストラットと模型を取り付けた状態で模型を前後方向に打撃すると、質量の増加に伴ってその共振点は610 Hzに低下した。そして模型とストラットが一体となって動くピッチングモード (125 Hz) が現れた。さらに模型前部を迎え角が変化するよう打撃すると、模型自体がストラットに対してピッチング運動する軸方向振動モード (475 Hz) が励起された。

いずれの振動モードでも、無次元減衰係数 (ζ , 周期当たりの減衰割合) は1%から3%のオーダーで、減衰は弱い。しかしその減衰は特別弱い訳ではなく、空力風洞で用いられるスティング組込式のFMS³⁾やRJTF用FMSと同程度である。

3. 風洞始動過程

3.1 模型前面圧とFMS 上に述べた供試体をノズルを取り替えて始動時の変動荷重の性質を調べた。その結果始動荷重の定性的な性質や始動直前のノズル流は、マッハ数に依存しないことが分かった。そこで以下、M4.1風洞の始動時に観測された圧力変動とFMSにより測定された始動時抗力を議論する。

第2図は推力架台に角柱模型を取り付けて測定した模型前面圧 (ピトー圧, P_{t0}) と抗力の時間変化である。また5 Hzカットオフのローパスフィルタ処理した結果を第3図に示す。通風開始に伴いノズル総圧は0.8 MPaに上昇し、以後時間と共に直線的に昇圧し最高3.3 MPaに達している。風洞は時間30秒、圧力3.0 MPaで始動した。その後徐々に圧力を低下させたところ、風洞は2.2 MPaでブレイクした。

模型前面に配置された圧力センサは通風から①の時

第2図 ノズル総圧，模型前面圧，および模型抗力の変動
(フィルタ処理前のデータ)

第3図 ノズル総圧，模型前面圧，および模型抗力の変動
(5 Hz ローパスのフィルタ処理データ)

間に至るまでほぼ大気圧を示し，ロードセルで測定された軸方向荷重も小さい．さらに圧力を上げ，時間で11秒から22秒の間の領域①で示す部分では，ノズル総圧の増加速度より急速に模型前面圧と抗力変動幅が大きくなった．第2図で圧力変動が非対称であるのはセンサの高周波特性が良好であることを示している．またこの時，第3図の5 Hz以上をカットした平均値

も変化している．第2図と比較すると実際に模型に加わる変動圧力の瞬時値は平均値の数倍に達していることが分かる．

ノズル圧がブレイク圧に等しい2.2 MPa付近になると，それらの第2図の変動幅と第3図の平均値は突然小さくなる．この時点から始動時までを領域②と呼ぶ．第3図の前面圧は環境の低圧室圧にほぼ等しく，その荷重値も摩擦抗力値に近い．

風洞は時間30秒で始動し，始動中には前面圧と抗力はノズル圧力の変化に正しく比例している．即ち始動後の前面圧は風洞マッハ数相当のピトー圧を，抗力は圧力抗力(F_p)に相当する値を示した．風洞は48秒でブレイクし，領域④の前面圧変動は領域②相当の大きさを示した．

第3図のフィルタ処理後のデータはおだやかである．このように定常性能や緩やかに変化する現象を調べるには，データに適当なフィルタ処理を施せば足りる．しかし実際には風洞始動までに1 MPaに近いピトー圧が発生している．その値は始動後の定常値の3倍以上に達し，センサやFMSにとっては過大負荷である．

風洞始動時の横荷重の推定には垂直衝撃波モデル³⁾が用いられている．しかしこのモデルでは風洞設計マッハ数流れの非対称な超/亜音速流を仮定し，模型周りの静圧差から荷重を見積もっている．そのため定常時の数倍に達するピトー圧の発生までは想定していない．そこで高いピトー圧が発生する原因を，流れ場から推測してみた．

3.2 風洞始動直前の流れ場 高いピトー圧がどのようなメカニズムで発生するかを議論するために，始動直前のノズル周りの流れ場をシャドウグラフで調べた．第2図の領域①のシャドウグラフ観察では，ノズル出口端からジェット境界が水平に走るが，始動時に見られる定在した波構造は観察されなかった．そして角柱の前面下部，あるいは上部の局所に白い波が現れ，その部分が局所的に超音速となっていることが分かった．また領域①における模型前面圧と低圧室圧力との比が臨界圧力比(1.89)以下であった．これらは，かなりの時間模型が亜音速流に晒されていること，そして模型には時々ノズル設計値より低いマッハ数(従って総圧損失の少ない)流れが衝突していることを示唆している．

始動前にはノズル流は過膨張状態であるため，ノズル中流部で剥離し，斜め衝撃波により再圧縮される．このような斜め衝撃波を伴う流れはM3.4やM5.6ノズルを用いた実験でよく観察された．斜め衝撃波により減速された流れのピトー圧は，1段の垂直衝撃波

により減速された場合のピトー圧の数倍に達する。このように領域①に見られる高いピトー圧は、ノズル中流部で剝離した低マッハ数の超音速流れが間欠的に模型に衝突するのが原因である。

さらにノズル圧を上げると、領域②では定常値を超えるピトー圧や荷重の頻度は激減した。この時のシャドウグラフでは模型前面に波は現れなかった。領域①から②に移ると前面圧の平均値は低圧室圧まで低下し、また抗力値の平均値も0に近い。即ち低圧室圧に対して過膨張のノズル流は、文献4)の数値計算で見られるようなマッハデスクによりノズル内で亜音速まで減速されていると考えられる。模型は大部分の時間、この亜音速流中にあり、時々ノズル設計マッハ数の超音速流が模型に衝突している。

模型に働く軸方向の風洞始動荷重を概略見積もるために、ノズル剝離流による模型前面圧の全圧回復率(P_{20}/P_0)を計算した。剝離衝撃波前面のマッハ数とその前後の静圧比は、乱流境界層を剝離させる最大圧力比に関する Crocco のモデル⁹⁾を用いる。また簡単のため、ノズル流は1段の剝離衝撃波で減速され、模型前面に衝突すると仮定した。

この計算によれば、領域①で測定された模型前面圧の近似値として約1 MPaが得られた。このピトー圧は設計ノズルマッハ数から期待されるピトー圧の2.5倍と高い。そして剝離がさらに上流に選ればより高いピトー圧が発生し得る。しかしこのような高い圧力が常時模型前面に掛かっている訳ではない。従ってその発生頻度が次の問題となる。

4. 高速フーリエ変換による解析

4.1 スペクトル密度分布 第4図に風洞始動に至るまでのFMS荷重(X_{Ac})の振幅スペクトルの変化を3次元表示で示す。第2図が時間領域の表示であるのに対し、第4図は横軸が周波数、奥に向かって時間が進行する周波数領域における表示である。通風開始と同時に、FMSの固有周波数に加えて多くの高周波数成分からなる変動荷重が現れる。そしてノズル圧力を上げるに従い各成分の振幅が大きくなって行く。そして領域①から②、あるいは③に変わる時に第2図で見られるパルス状の荷重は、第4図から比較的低周波数成分からなっていることが分かる。

風洞が始動する領域③になると、突然スペクトルはFMSの3つの固有振動モードだけが残る。しかし、それらのピーク値は低い。大部分のエネルギーは直流成分で占められている。風洞がブレイクすると、再び高周波成分が優勢となる。特に510 Hz付近の励振が激しい。

第4図 風洞通風から停止までのFMS抗力データの振幅スペクトル密度 (横軸は周波数、時間は奥の方に進行する)

模型前面圧と変動荷重との関係を調べるために、領域①のパワースペクトル密度 $G(f)$ を時間的に平均化処理した結果を第5図に示す。それぞれのデータについては $X_{Ac}(t)$ について行った。第5図(a)で見ると、FMSにとっての入力側に相当する圧力のスペクトル分布は、200 Hzまでの低周波域に集中している。一方出口側であるロードセル荷重の $G(f)$ は、第5図(b)で示すように160, 510 Hzと660 Hz付近にピークを示す。160 Hzのピークは模型とストラットが一体となって動くピッチングの共振で、510 Hz共振は模型自体のピッチングによる、そして660 Hzは揺動台の共振によるものである。

第5図(a)と第5図(b)の右肩に振幅の標準偏差(σ)が記されている。これは後述するが、 $G(f)$ を周波数領域で積分したものである。圧力抗力の σ 値は37.2 Nであり、一方ロードセル出力の σ 値は142 Nであった。このことはFMSのばね系の共振により、振幅が3.8倍になったことを意味している。

4.2 始動荷重の振幅時間確率 第2図の領域①についてFFT内機能を使い、FMS抗力の振幅確率分布を調べた。まず変数として始動前の前面圧($\bar{X} + X_{Ac}$)の振幅時間割合を調べると、大気圧より低い圧力を示す割合が30%程度を占めた。従って前述したように領域①でもかなりの時間、模型が亜音速流の中に位置していることを示している。

次に圧力抗力とロードセル出力(X_{Ac})の抗力側($X > 0$)振幅について解析した結果を第6図に示す。解析は第5図のデータと同じ時間帯のものを使用した。第6図の横軸は振幅の瞬時値である。縦軸は超過確率 $P(x)$ である。図の●印はロードセルで測定した抗力で、○印は●印と比較するための圧力抗力(F_p)である。

一般に風速等の期待値を議論する際、その超過確率を以下で示すWeibull型分布で近似することが多い⁹⁾。

第5図 模型圧力抗力 (a), FMS 抗力 (b)のパワースペクトル密度 (第2図, 第4図の領域①に相当するデータの解析)

第6図 圧力抗力 (○印) と FMS 抗力 (●印) の超過確率分布とそれらの Weibull 型分布による近似 (第5図データ)

$$P(x) = \exp\left\{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^k\right\} \quad (1)$$

ここで x_0 は超過確率が $\exp(-1)$ まで減少する特性値である。またべき指数: $k=1$ は指数分布に, $k=2$ は Rayleigh 型分布に相当する。圧力抗力の $P(F_p)$ は片対数グラフ上で直線で近似でき, 振幅確率が指数型 ($x_0=40$ N, $k=1.0$) となっている。そして F_p が F_p^* を超える確率, $P(F_p^*)$ は 3%, $P(2F_p^*)$ は 0.1% 以下であった。このことから圧力荷重が過大になる頻度は

小さいと言える。

荷重データは第6図の破線で示す特性値, $x_0=150$ N, 指数 $k=1.52$ の曲線上に乗る。大荷重に遭遇する頻度は, x_0 が大きくなったために高くなっている。例えばノズルマッハ数と領域①における代表ノズル総圧 (2 MPa) から計算される定常抗力 (F^*) は 172 N である。この抗力を超える変動荷重の発生確率 $P(F^*)$ は図より 30% である。また $P(2F^*)$ は 3% となり, 圧力変動から期待される頻度より 1 桁高い頻度となっている。従って風洞における高いピトー圧の発生確率が低い場合でも, FMS 特性により過大荷重の発生確率は無視できなくなる。

この振幅超過確率分布の変化は第5図の σ 値から説明できる。式(1)で与えられる超過確率分布を微分した確率密度関数: $p(x)$ は以下のように書くことができる。

$$p(x) = \frac{k}{x_0} \left(\frac{x}{x_0}\right)^{k-1} \exp\left\{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^k\right\} \quad (2)$$

この $p(x)$ を用いて振幅領域の積分により, 振幅の分散を以下のように見積もることができる。

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \int_0^\infty x^2 p(x) dx \\ &= k x_0^2 \int_0^\infty \left(\frac{x}{x_0}\right)^{k+1} \exp\left\{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^k\right\} d\left(\frac{x}{x_0}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

この積分は Γ 関数を用いて表される⁷⁾。

$$= \left\{ k \Gamma\left(\frac{k+2}{k} + 1\right) / (k+2) \right\} x_0^2 = C^2 x_0^2 \quad (4)$$

ここで Γ 関数を含む係数 (C) は指数 k に対して弱い減少関数で, $k=1$ で $(2)^{1/2}$, $k=1.52$ の時 1.09, $k=2$

で1の値を取る。このように、圧力変動については $\sigma=1.41x_0$ 、ロードセル抗力については $\sigma=1.09x_0$ の関係が得られる。

4.3 過大負荷の遭遇頻度 これまでは圧力や荷重が与えられた値を超過する時間割合を議論してきた。しかし時間割合は過大負荷の遭遇し易さを相対的に表しても、単位時間当たりの遭遇頻度を評価できない。そこで変動データを不規則信号の正規過程で近似し、その零交差頻度と極大値頻度を文献(6)、あるいは文献(8)に従って調べてみる。

正規過程 $X_{AC}(t)$ においてデータが正から負に変わる零交差の単位時間当たりの回数 (N_0) は、そのパワースペクトル $G(f)$ を用いて以下のように書ける。ここで $G(f)$ は X_{AC} について、周波数領域 ($0 \leq f \leq \infty$) で定義された片側パワースペクトル密度関数である。また第5図や式(4)で現れた σ は $G(f)$ の積分で与えられる。

$$N_0^2 = \frac{\int_0^\infty f^2 G(f) df}{\int_0^\infty G(f) df} \quad (5)$$

$$\sigma^2 = \int_0^\infty G(f) df \quad (6)$$

また波形の極大点の単位時間当たりの個数 (N_m) は以下のように書ける。

$$N_m^2 = \frac{\int_0^\infty f^4 G(f) df}{\int_0^\infty f^2 G(f) df} \quad (7)$$

そして振幅が x より大きい確率: $P(x)$ とその単位時間当たりの頻度 (N) は、 N_m と $P(x)$ の積で与えられる^{6,8)}。

$$N(x) = N_m \times P(x) \quad (8)$$

第5図(b)で示すロードセルデータのパワースペクトル密度 $G(f)$ を f^2 と f^4 で重み付け積分する。その結果、零交差頻度とピーク頻度、およびそれらの比は以下のように計算された。

$$N_0 = 420 \text{ Hz}, N_m = 620 \text{ Hz}, N_m/N_0 = 1.5$$

N_m/N_0 が1に近い時は波形が正弦波に近いおとなしいものであり、 $G(f)$ 上では δ 関数で近似できる鋭いピーク (例えば第4図の領域③で見られる) が現れる。一方その比が1より大きい値を取る時には波形が乱れ、 $G(f)$ 上の高周波域にも波が分布していることを示す

今、 $P(2F^*)$ は第6図より3%である。従って N_m と式(8)からその発生頻度 $N(2F^*)$ は $0.03 \times 620 \text{ Hz} = 19 \text{ 回/秒}$ となる。そして $N(3F^*)$ から、3倍 (512 N) を越える変動荷重は平均 0.63 回/秒の頻度で FMS で観測される。従って風洞始動に要する時間を数秒と

すれば、定常抗力の3倍程度の変動荷重は常に遭遇すると考えるべきである。一方 $N(4F^*)$ は第6図の Weibull 分布から 0.025 回/秒、 $N(5F^*)$ は 4.1×10^{-4} 回/秒と計算でき、風洞を始動させる際に遭遇する確率はかなり小さくなる。

変動データを正規過程で近似して得られるもう1つの帰結として、その振幅確率の性質を2個のパラメータで記述できることが挙げられる。不規則信号の極大値が $x = x + dx$ なる区間に存在する密度関数: $p(x)dx$ は次のように書ける^{6,8)}。

$$p(x)dx = \left\{ \frac{\epsilon}{(2\pi)^{1/2}} \exp\left(-\frac{y^2}{2\epsilon^2}\right) + \frac{(1-\epsilon^2)^{1/2}y}{2} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{(1-\epsilon^2)^{1/2}}{(2\pi)^{1/2}\epsilon}y\right)\right) \right\} dy \quad (9)$$

ただし、ここで

$$y = 2^{1/2}x/\sigma, \epsilon^2 = 1 - (N_0/N_m)^2 \quad (10)$$

である。式(9)を積分域 ($x \sim \infty$) で積分すれば、超過確率が得られる。即ち第6図の結果は正規過程からの帰結として導かれ、2個の実験パラメータ: x_0 と k は、陽ではないが式(9)の σ と ϵ と関係付けられる。

$\epsilon=0$ ($N_0=N_m$) の時は分布密度関数が Rayleigh 分布に、 $\epsilon=1$ ($N_0 \ll N_m$) の時には波形は大きく乱れ、正規分布となる。その結果 $\epsilon=0$ の場合には式(9)の第2項が残り、その超過確率関数は $k=2$ の Weibull 分布 (Rayleigh 分布) となる。また、 $\epsilon=1$ の時には式(9)の第1項から超過確率は誤差関数で記述できる。

このように、過大荷重の遭遇頻度の見積りは振幅の実効値である σ と変動ピーク頻度である N_m を見積もることに帰着する。不規則変動の正弦波からのずれは ϵ で表現できる。大きな引数に対する Rayleigh 分布が与える値より誤差関数の値の方が大きいので、 $\epsilon=0$ の極限が FMS にとっては厳しい値を与える。なお第5図(b)のデータは式(10)より $\epsilon=0.74$ となり、かなり激しい不規則変動に相当している。

4.4 FMS に掛かる過大荷重への対策 過大荷重に遭遇する頻度は、式(8)のように $P(x)$ と N_m の積で決まる。従って FMS の過大荷重の遭遇頻度を減少させるには2つの方法が考えられる。第1は式(4)あるいは式(9)に現れる σ の値の、伝達系による増加を抑えることである。そのためには FMS の力伝達率の積分値を小さくすればよい。その最も有効な方法は FMS の無次元減衰係数 (ξ) を大きくすることである。例えば1質点ばね系の固有周波数を f_0 で表せば、白色ノイズ入力に対する変位応答の σ は $(f_0/\xi)^{1/2}$ に比例する⁹⁾。しかしこれには FMS 内部に強力なダンパを

入れる必要があり、供試体質量の大きなエンジン用 FMS では実際上困難である。

第 2 として N_m を小さくする方法がある。極大値頻度は式(7)で分かるように、スペクトル分布を周波数で重み付け積分して与えられるため、スペクトルに高周波成分があれば急激に増加する。しかし FMS の f_0 が低い場合には、前面圧変動の高周波成分は FMS に伝達しにくく、高周波域のエネルギー配分は小さくなる。

この点に関してはエンジン用 FMS は有利である。と言うのは供試体質量が大きいために FMS の f_0 が低くなるためである。例えば RJTF の FMS に質量 400 kg のエンジンを搭載した場合の f_0 は、モードに依るが 15 Hz から 50 Hz に分布している。これらは丁度小型風洞 FMS で測定された f_0 の 1/10 である。また両者の σ がほぼ等価であることはハンマ試験により確認している。

今、2つの振動系のスペクトル密度関数 (G_1 と G_2) 間に、固有周波数 (f_1 と f_2) を介して

$$G_2(f/f_2) \propto G_1(f/f_1) \quad (11)$$

の関係がある時には N_0 と N_m は固有周波数に比例することは式(6)や(8)から分かる。従って FMS 計測データのスペクトル分布が小型と相似と近似すれば、RJTF 用 FMS の N_m は小型風洞の 1/10 となる。そして f_0 が低くなることは σ を小さくするにも有効である。このことから、 $N(3F^*)$ は小型風洞用 FMS の 1.1 回/秒から、RJTF では 0.06 回/秒以下に低下すると予想される。

これらの検討のもう 1 つの帰結は、ピトー圧変動のスペクトルから FMS が過大荷重に遭遇する確率を予め計算することができることである。風洞始動時のピトー圧変動は風洞系 (ノズルや測定部、排気部) により主に決まる。一方 FMS の f_0 や σ からなる力伝達特性は構造物の動特性解析により、FMS の製作に入る前にかなりの精度で予測できる。すなわち第 5 図(a)にその伝達特性を演算し、FMS 出力のスペクトル図: 第 5 図(b)が計算できる。第 5 図(b)が得られれば、ピーク頻度は式(7)から、荷重確率密度分布は式(9)から見積もることができる。

5. 結 論

- ① 始動時に観測される大きな変動荷重は、ノズル内部で剥離した流れが衝撃波により再圧縮され

た超音速流が模型に衝突するのが原因である。このため風洞マッハ数から計算される全圧(ピトー圧)より高い全圧が間欠的に模型に掛かる。

- ② この大きな全圧と変動荷重の発生頻度を時間確率で整理した結果、過大負荷の振幅超過確率は Weibull 型分布で近似できることが分かった。
- ③ 本実験においては、ノズル設計マッハ数から計算される値の 2 倍を超える変動全圧が模型前面に掛かる時間割合は 0.1% と小さい。しかしロードセルに掛かる変動荷重が 2 倍を超える時間割合は 3% と増加した。
- ④ 変動荷重を不規則正規過程で近似し、FMS に掛かる過大負荷の遭遇頻度をスペクトル分布から計算した。その結果供試体風洞においては定常抗力の 2 倍を越える変動荷重 19 回/秒、3 倍を越える変動荷重は 0.63 回/秒の頻度で発生する。
- ⑤ FMS における過大負荷との遭遇頻度は、その固有周波数と関係付けられる。固有周波数が低い RJTF 用 FMS の過大荷重遭遇頻度は、小型 FMS で観測された頻度の 1/10 以下に減少し、3 倍越え荷重の発生頻度は 0.06 回/秒になると予想される。

本研究に当たり、石川島播磨重工業(株)の松本尚之氏から有益な助言を得た。付記して謝意を表する。この研究の一部は工業技術院「超音速輸送機用推進システムの研究開発」の一環として実施したものである。

参 考 文 献

- 1) Pope, A. and Goin, K. L.: High-Speed Wind Tunnel Testing, Robert E Krieger Pub. Co., Inc., New York, 1978, p. 365.
- 2) 石原久蔵, 斎藤秀夫, 外立政隆, 榊原盛三, 宗美 均: 吹出し式超音速風洞の起動時および停止時における過負荷防止装置, 航技研報告 TM-81, 1966.
- 3) Maydew, R. C.: Compilation and Correlation of Model Starting Loads from Several Supersonic Wind Tunnels, Sandia Report SC-4691 (RR), 1962.
- 4) Chen, C. L.: Numerical Investigation of Separated Nozzle Flows, AIAA J., 32, 9 (1994), pp. 1836-1843.
- 5) Emmons, H. W., Ed.: Fundamentals of Gas Dynamics, Princeton Univ. Press, Princeton, 1953, p. 168.
- 6) 岡内 功, 伊藤 学, 宮田利雄: 耐風構造, 丸善, 東京, 1977, pp. 73-383.
- 7) 例えば森 繁一, 宇田川銑久, 一松 信: 数学公式 I, 岩波書店, 東京, 1970, p. 243.
- 8) 得丸英勝: 振動論, コロナ社, 東京, 1973, p. 213.