

## 境界層の超音速パネルフラッタへの影響\*1 Effects of Boundary Layer on Supersonic Panel Flutter

橋 本 敦\*2・八 木 直 人\*2・中 村 佳 朗\*2

Atsushi HASHIMOTO, Naoto YAGI and Yoshiaki NAKAMURA

**Key Words:** Panel Flutter, Fluid-Structure Coupled Problem, CFD-CSD Coupling, Supersonic Boundary Layer

**Abstract:** A fluid-structure coupled computation code has been developed and applied to a panel flutter problem. The flutter velocities and the amplitudes of limit cycle oscillations obtained using the present method agree well with those of Dowell. It is found that the boundary layer over the panel can suppress flutter particularly in the Mach number region between 1.2 and 1.35, the effect of which increases with viscosity. In a 3D problem, good agreement was obtained between computation and experiment.

### 1. 序 論

近年、多分野統合シミュレーションに対する期待は、ますます増大している。特に、流体構造連成解析は、応用範囲が広く、注目されている。航空機の設計において、重量は重要なパラメーターで、重量軽減のためには、精度の良い解析技術を用いて、必要最低限の強度を知る必要がある。そのためには、流体構造連成解析が大いに貢献する。

パネルフラッタとは、両端が固定されたパネルの上面に高速の流体が流れることによって、パネルの振動が誘起されるという空力弾性問題である。このパネルに該当するものは、航空機や宇宙機の胴体の外板、ドア、点検用アクセスパネルなどである。フラッタ限界は、マッハ数、無次元動圧（一様流動圧とパネル剛性との比）、質量比、パネルのアスペクト比などにより決定される<sup>1,2)</sup>。本研究では、特に、境界層厚さとフラッタ限界との関係を調べる。

これまで、実験と理論が合わない場合、原因として、速度境界層の影響が考えられてきた<sup>3)</sup>。Dowell<sup>4)</sup>は、速度境界層の影響を調べるために、流体の方程式を時間平均成分と変動成分に分離して考えた。時間平均場として境界層の速度分布を仮定し、それに基づいて変動成分の方程式を解き、速度境界層の影響が大きいことを示した。また、Gordnier<sup>5)</sup>はCFDを用い、パネルフラッタの問題を解き、境界層の効果を指摘している。しかし、詳細な解析はなされていない。

本研究では、有限体積法を用いたCFDコードと有限差分法を用いたCSD (Computational Structure Dynamics) コードを連成させ、流れ場の条件を容易に変化できる汎用性のあるコード作製を目指す。コード検証として、空気力の計算に線形ポテンシャルを用いたDowellの解析結果と

比較し、その後で、パネル上面速度境界層のフラッタ境界への影響を調べる。

### 2. 計 算 方 法

**2.1 流体計算法** 流体構造連成計算における問題点は、特性時間の差である。圧縮性流体の特性時間は(板の長さ)/(音速)であるが、構造の特性時間は、1/(板の基本振動数)である。ほとんどの流体構造連成問題では、構造の特性時間が、流体の特性時間に比べて非常に大きい。そのため、流体計算では時間刻みが大きくとれる陰解法を採用している。

本解析コードでは、流体の支配方程式は、移動格子に基づく一般座標系のEuler方程式、Navier-Stokes方程式、及びReynolds-Averaged Navier-Stokes方程式で、これらを理想気体の状態方程式とともに解く。時間発展計算には、Dual Time Stepping法を組み込んだ二次精度LU-SGS法を採用する。具体的な式は以下ようになる。

$$\begin{aligned} & \left( \frac{1}{J} \left( \frac{1}{\Delta\tau} + \frac{3}{2\Delta t} \right) + \frac{\partial}{\partial\xi} A + \frac{\partial}{\partial\eta} B + \frac{\partial}{\partial\zeta} C \right) \Delta Q^m \\ &= - \left( \frac{\partial E}{\partial\xi} + \frac{\partial F}{\partial\eta} + \frac{\partial G}{\partial\zeta} \right)^m \\ &\quad - \left( \frac{1}{J} \frac{3Q^m - 4Q^n + Q^{n-1}}{2\Delta t} \right) \\ &\quad + \left( \left( \frac{x_t}{J} \right)_\xi + \left( \frac{y_t}{J} \right)_\eta + \left( \frac{z_t}{J} \right)_\zeta \right)^m Q^m \quad (1) \\ &\Delta Q^m = Q^{m+1} - Q^m \end{aligned}$$

ここで、 $n$ は物理時間ステップ、 $m$ は反復計算用の疑似時間ステップである。また、右辺の最後の項では、Geometric Conservation Law (GCL)を適用して、ヤコビアン の時間微分を計算している。

非粘性流束の計算では、セル境界での解ベクトルをVan Albadaのlimiterを用いたMUSCL法により3次精度で求め、Roeの近似Riemann解法を適用した。一方、粘性

\*1 © 2007 日本航空宇宙学会

平成18年7月3日原稿受理

\*2 名古屋大学大学院工学研究科航空宇宙工学専攻

流束は二次の中心差分で計算した。また、プラントル数は一定とし、粘性係数は Sutherland の式で近似した。

また、乱流モデルとして Baldwin-Lomax モデルを用いた。乱流モデルを用いた計算では、LU-SGS 法の中で乱流粘性拡散の効果を実験速度で考慮することが重要である。これをしないと、収束が遅れ、時間遅れによる力が発生し、低い動圧でもフラッタが起こる。

2.2 構造計算法 構造の支配方程式には、平板の大たわみ理論の基礎方程式である von Karman 方程式 (式 (2), (3)) を用いる。xy 平面上に平板があり、z 方向の変位を  $w$  としている。本計算で扱うパネルフラッタ問題では、変位  $w$  が板厚よりずっと大きくなるリミットサイクル振動や、パネル上下面の圧力差による大変形が起こる可能性がある。このような問題に対しては、線形の微小変形理論ではなく板の面内変形と曲げ変形が連成する非線形大たわみ理論を用いなければならない。

$$\begin{aligned} \rho_s \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + D \left( \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} \right) \\ = p + \left( N_x \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2 N_{xy} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + N_y \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) \quad (2) \\ \frac{\partial N_x}{\partial x} + \frac{\partial N_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial N_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial N_y}{\partial y} = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

ここで、 $N_x$ ,  $N_y$  は  $x$  軸及び  $y$  軸に垂直な断面に垂直方向に作用する合応力であり、 $N_{xy}$  はせん断方向に作用する合応力である。 $\rho_s$  はパネルの密度、 $D$  はパネルの曲げ剛性である。また、 $p$  は  $z$  方向の外力であり、本研究ではパネル上下面の圧力差である。本研究では、式 (2), (3) を有限差分法<sup>6)</sup>によって解く。空間を 2 次精度中心差分で離散化し、時間積分には、陰解法の Newmark 法を適用する。各時間ステップで、式 (2), (3) を交互に解いて、収束するまで反復する。

パネルの境界条件は、ピン支持か固定端とする。両方とも、変位は  $u = v = w = 0$  である。ピン支持の場合、モーメントが 0 なので、 $\partial^2 w / \partial n^2 = 0$  であり、固定端支持の場合、勾配が 0 なので、 $\partial w / \partial n = 0$  である。ここで  $n$  は境界に垂直方向の座標である。

2.3 連成計算法 流体と構造の連成計算には、弱連成と強連成がある。弱連成の場合、時間刻みを構造の周期に対して大きく取ると、精度が悪化するという欠点がある<sup>7)</sup>。また、原理的に構造計算と流体計算の間に情報交換の遅れがあり、時間精度が悪くなる。一方、強連成の場合には、流体と構造で共に陰解法を用い、反復計算により安定した収束が得られる。

本研究では、強連成方式を採用し、流体と構造を同時に解く。流体計算から構造計算へは、物体表面圧力による流体力を、構造計算から流体計算へは、構造の変位、速度、加速度を与える。また、この構造変位に合わせて格子を移動・変形させる。具体的には、物体表面近くの格子点は構造変位と同じだけ移動させ、それより外側の格子点は、外部境界との間で滑らかに内挿させる。時間ステップごとに格子

を移動させるため、3 次関数<sup>8)</sup>を用いた代数的な内挿方法が適当である。

流体解析における境界条件は、物体表面上で、

$$\vec{v}_w \cdot \vec{n} = \vec{v}_s \quad (4)$$

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_w = -\rho_w \vec{a}_s \cdot \vec{n} \quad (5)$$

となる。ここで、 $v_w$ ,  $\rho_w$  は物体表面上での流体の速度と密度である。また、 $\vec{n}$  は物体表面での単位法線ベクトル、 $v_s$ ,  $a_s$  は構造物表面の変形速度と加速度である。壁での圧力勾配は、構造の加速度に依存する。

### 3. 解析コードの検証

3.1 計算条件 パネルフラッタ現象における重要なパラメーターは、マッハ数  $M$ 、無次元動圧  $\lambda$ 、パネルのアスペクト比  $a/b$  (主流方向長さ/横方向長さ)、質量比  $\mu$  である。

$$\lambda = \frac{\rho_\infty u_\infty^2 a^3}{D}, \quad \mu = \frac{\rho_\infty a}{\rho_s h} \quad (6)$$

$h$  はパネルの厚さである。また、 $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$  は一様流の密度と速度である。

検証計算として、主流方向のパネル両端をピン支持した場合を計算した。質量比を一定として ( $\mu = 0.1$ )、各マッハ数で無次元動圧  $\lambda$  を変化させた。マッハ数は  $M = 1.2 \sim 1.8$  とした。流体計算には Euler 方程式を用い、計算開始時に微小な初期速度を擾乱としてパネルに与え、その応答からフラッタ限界を決定した。パネル下面の圧力は一様流の静圧とした。

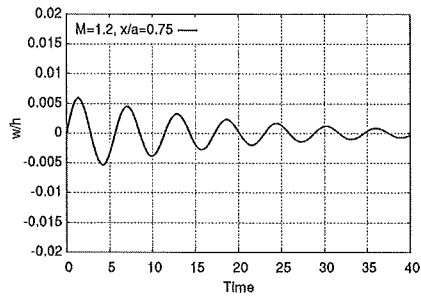
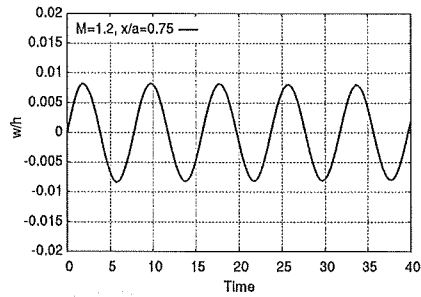
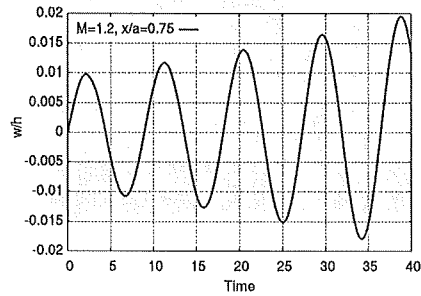
スパン方向に一様な 2 次元問題を考える。計算コードは 3 次元コードとして作製されているので、スパン方向には周期境界条件を適用した。

3.2 計算格子及び計算領域 計算格子は、主流方向に 112 点 (パネル上に 40 点)、物体表面から垂直方向に 96 点、スパン方向に 5 点用いた。データのやりとりを容易にするため、流体格子は構造格子に合わせて作製している。

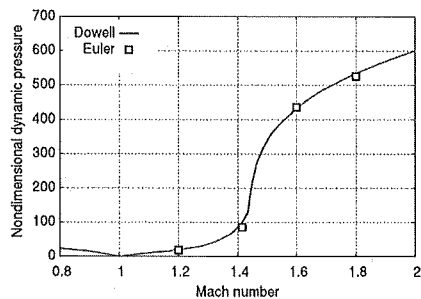
計算領域の大きさは、パネル長さ  $a$  に対し、パネル前方に  $a$ 、パネル後方に  $4a$ 、パネルから垂直方向に  $20a$ 、スパン方向に  $0.1a$  としている。

3.3 計算結果 (フラッタ限界) 第 1 図は、パネルに擾乱を与えた後の初期応答の結果である。変位はパネル前縁から下流方向にコード長の 75% ( $0.75a$ ) 位置で計測した。 $\lambda = 10$  の場合は安定な状態を (第 1 図 (a))、 $\lambda = 18$  は中立な状態を (第 1 図 (b))、 $\lambda = 24$  は不安定な状態を (第 1 図 (c)) 示す。この結果から、フラッタ限界は  $\lambda = 18$  と判断される。

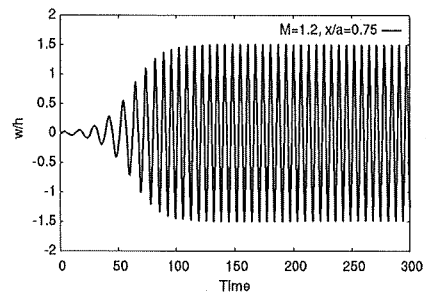
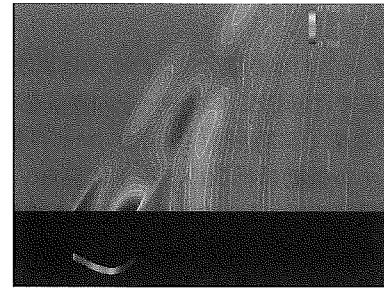
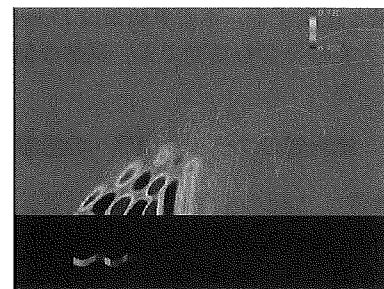
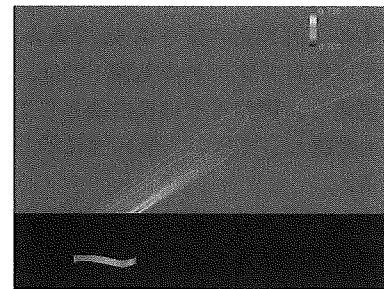
同様に、 $M = 1.414, 1.6, 1.8$  の場合のフラッタ限界を計算し、流体計算に線形ポテンシャル方程式を用いた Dowell<sup>1)</sup>の結果と比較する (第 2 図)。プロットされた線や点よりも上側で不安定、下側で安定となる。両者は良く一致し、本計算法の妥当性が確認された。線形ポテンシャル理論を用いると、音速点で流体のモデル化が不十分のため、

(a) 減衰 ( $\lambda = 10$ )(b) 平衡 ( $\lambda = 18$ )(c) 発散 ( $\lambda = 24$ )

第1図 フラッタ限界の求め方



第2図 線形空気モデルとの比較

第3図 マッハ数  $M = 1.2$  のときのリミットサイクル振動(a)  $M = 1.2$ (b)  $M = 1.414$ (c)  $M = 1.8$ 

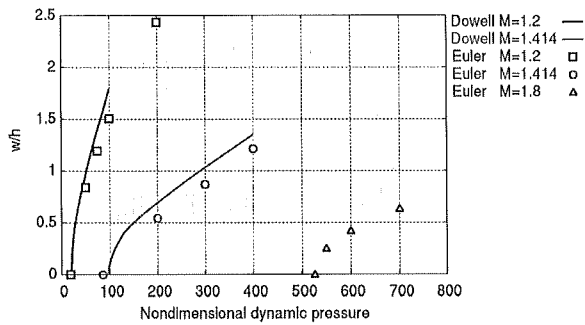
第4図 リミットサイクル振動時の圧力場

フラッタ限界が0となる。ちなみに、実験結果では、マッハ数  $M = 1$  付近においても、発散する傾向は見られない<sup>8)</sup>。

3.4 計算結果(リミットサイクル振動) マッハ数  $M = 1.2$  でのフラッタ限界動圧  $\lambda = 18$  よりかなり大きい  $\lambda = 100$  におけるパネル前縁から下流方向  $0.75a$  位置でのパネル変位の時間履歴を第3図に示す。横軸は無次元時間、縦軸は変位量  $w$  を板厚  $h$  で無次元化したものである。フラッタ限界を超えているので、パネルの振幅は最初急激に増大するが、その後、一定の振幅に落ち着く。つまり、リミットサイクル振動となる。振幅は板厚の1.5倍になっているため、

構造の幾何学的非線形性の影響が現れていると考えられる。このような大振幅リミットサイクル振動の解析には、構造の非線形計算が要求される。

マッハ数  $M = 1.2, 1.414, 1.8$  におけるリミットサイクル振動時のパネルの変形と、パネル周辺流れ場における圧力場を第4図に示す。マッハ数  $M = 1.2$  では、主に1次モードで変形し、これまで報告された結果<sup>1,5)</sup>と一致している。パネルが下方にたわむときには、パネルの前縁と後縁に膨脹波が、また上方にたわむときには、パネルの前縁と後縁に衝撃波が発生する。



第5図 リミットサイクル振動における振幅と無次元動圧の関係

マッハ数  $M = 1.414$  の場合は、パネルは高次モードで振動する。本計算では初期に1次モードの擾乱を与えたので、計算が収束するまでに時間を要した。マッハ数  $M = 1.8$  の場合は、パネル振動は低次のモードに戻る。パネルの最大たわみ位置は、 $M = 1.2$  の場合よりも下流側に移動し、パネルの上流側部分での振動は減少する。流れ場の特徴は、パネルの後縁での強い衝撃波と膨脹波の発生である。

第5図に各マッハ数でのリミットサイクル振動の振幅をDowellの結果と比較する。本計算結果はDowellの結果とほぼ一致し、大変形を含む振動でも、同様な傾向が得られることが分かった。

#### 4. 境界層のフラッタ限界への影響

4.1 計算条件 上記の結果はEuler計算によるものである。ここでは、粘性効果として、境界層のフラッタ限界に対する影響を調べる。計算領域を第6図に示す。パネル長さを  $a$  とすると、平板先端はパネル前縁から  $0.6a$  だけ上流側にある。この長さは、石井らの実験<sup>9)</sup>を参考にしていて、また、パネル下流方向の長さは  $3a$  である。

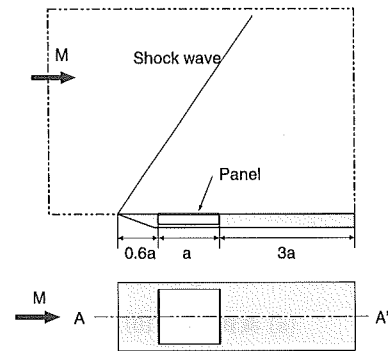
実際、2次元パネルフラッタの実験<sup>9)</sup>では、流れ方向のパネル両端を固定し、両サイドは自由端としている。本計算では、2次元問題として扱い、第6図に示したA-A'断面のみを考える。

また、実験ではパネルの下面には空洞があり、計算では下面全体に一定圧力を与える。

パネルは、主流方向の両端を固定支持し、材質は鉄とする。パネルの物性値を第1表に示す。流体は空気とし、海面上の値を用いる。質量比は、 $h/a = 0.01$  のとき、 $\mu = 0.015$  である。

本研究では、板厚  $h$  を変化させて、マッハ数  $M = 1.05 \sim 1.6$  の範囲で、フラッタ限界を求める。また、 $Re$  数を  $10^4 \sim 10^7$  の範囲で変化させ、 $Re$  数のフラッタ限界への影響も調べる。 $Re$  数の定義は、 $Re = \rho_\infty U_\infty a / \mu_\infty$  である。 $Re$  数が  $10^5 \sim 10^7$  に対して乱流計算、 $10^4 \sim 10^5$  に対して層流計算を行った。比較のため非粘性計算も行った。

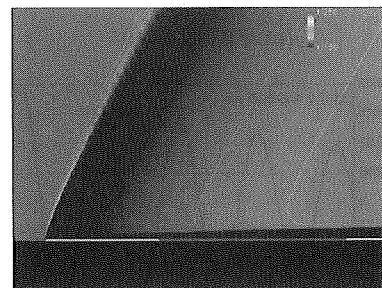
4.2 初期流れ場 境界層が完全に発達するまで、流体場のみを計算し、その後、連成計算を実行した。第7図に  $M = 1.2$ 、 $Re = 10^4$  の場合のパネル上面の速度分布を示す。パネル先端から弱い衝撃波が発生し、パネル上面に境



第6図 計算領域

第1表 パネルの物性値

パネル長さ $a$ (mm)	171
ポアソン比 $\nu$	0.3
ヤング率 $E$ (Pa)	$2.05 \times 10^{11}$
密度 $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$7.84 \times 10^3$

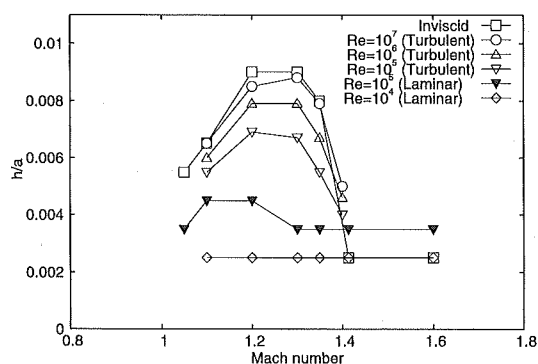


第7図 パネル上面の境界層

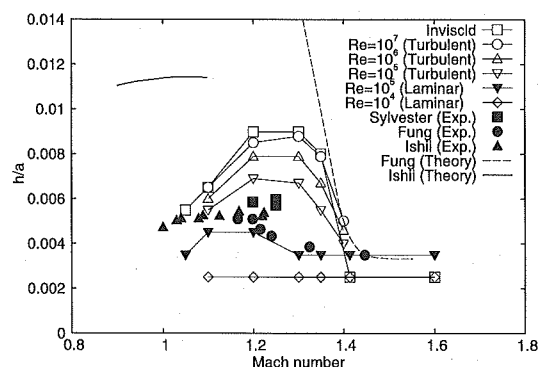
界層が発達していることが分かる。この解を初期条件として、連成計算を開始した。パネル上流にある弱い衝撃波や平板上の境界層のため、パネル上面の圧力分布は一様ではなくなる。そのため、連成計算では、パネル上面での圧力分布の平均値をパネル下面に均等に与えた。

パネル上面の境界層は二つの効果があると考えられる。一つは、境界層の存在による、振動に対するパネル表面圧力の応答変化である。もう一つは、境界層が原因で発生した衝撃波による、パネル上面での主流方向圧力勾配である。パネル上下面の圧力差は、パネルの変形を増大させる。ちなみに、この変形がさらに大きくなると、パネルの非線形性により、パネルの剛性は増大する。

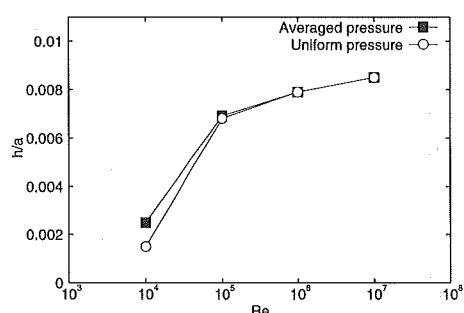
4.3 結果 第8図は  $Re$  数をパラメータとした場合の各マッハ数におけるフラッタ限界である。横軸はマッハ数、縦軸はフラッタ限界での板厚  $h$  をパネル長さ  $a$  で無次元化したものである。プロットした線より上は安定で、下は不安定である。ほとんどの  $Re$  数において、マッハ数  $M = 1.2 \sim 1.3$  でフラッタ限界は増大する。また、 $Re$  数が小さいほど、つまり境界層が厚くなるほど安定になり、特に  $M = 1.2 \sim 1.35$  の領域でその効果は大きい。また、 $Re$  数  $10^5$  で層流と乱流で比較すると、層流の方が安定効果が大きい。層流に比べて乱流の方が境界層厚さは大きい、乱流境界層では、壁付近まで速い速度が存在するため、その抑制効果が小さ



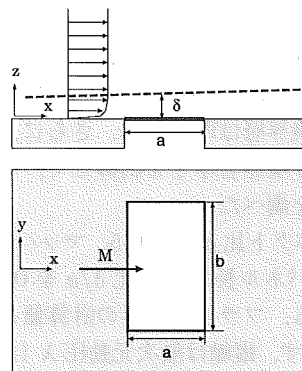
第8図 フラッタ限界



第9図 フラッタ限界の実験との比較



第10図 下面圧力の影響



第11図 3次元パネルフラッタ

いと思われる。このように、境界層厚さだけでなく、境界層の速度分布もフラッタ限界を決定する要因となる。

以上の結果を実験<sup>3,8,9)</sup>及び他者の計算結果<sup>3,8)</sup>と比較したものを第9図に示す。Fungの計算結果は、超音速空気力モデル使用のため、音速付近で発散している。石井の計算結果は、線形化した非定常遷音速空気力の採用のため、Fungの結果よりも実験に近いが、それでも実験との差は大きい。

本研究での非粘性計算結果は、Fungの計算結果と、マッハ数が  $M = 1.35$  以上で非常に良く一致している。これは、Fungの用いた超音速空気力のモデルが通常  $M = 1.4$  以上で有効であることから、納得できる結果である。また、本非粘性計算結果は、マッハ数1付近で実験結果と良く一致しており、CFDを用いた流体構造連成計算法が、遷音速領域で有効であることが確かめられた。また、マッハ数  $M = 1.2$  付近で実験との大きな差が生じているが、マッハ数  $M = 1.2$  付近で最大値となる定性的な傾向は一致している。

次に、乱流計算結果と実験を比較する。石井らの論文<sup>8)</sup>では、 $Re$ 数を示していないが、同じ風洞を用いた報告書<sup>10)</sup>から、実験の  $Re$ 数は、 $3 \times 10^6 \sim 7 \times 10^6$ であると推測される。 $Re$ 数  $10^6$ 及び  $10^7$ の計算結果は、非粘性計算よりも実験に近い値を示すが、まだ実験結果との差はある。この違いは、実験の誤差や流れの3次元性などに起因していると考えられる。

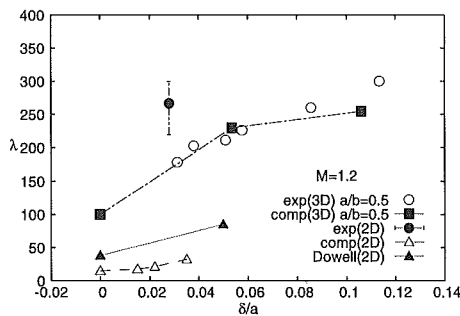
4.4 パネル下面圧力の影響 以上の計算では、パネル上面の圧力の平均をパネル下面に与えていたが、ここでは

パネル下面に一樣流の静圧を与え、パネル下面の圧力の影響を調べる。マッハ数は  $M = 1.2$  とする。

第10図にパネル下面に上面圧力の平均値を与えた場合と、一樣流静圧を与えた場合の各  $Re$  数に対するフラッタ限界を示す。 $Re$ 数が  $10^5 \sim 10^7$ は乱流計算、 $10^4$ は層流計算の結果である。 $Re$ 数が小さく境界層が厚くなるほど、平板前縁での圧力上昇が大きくなるため、下面の圧力の影響が大きくなる。そのとき、下面に一樣流静圧を与えた方が、フラッタ限界が下がり安定化する。これは、上面と下面の圧力差により、パネルが大きく変形し、構造の非線形効果により、見かけの剛性が増大するためである。しかし、その差は大きくても  $Re$ 数  $10^4$ で  $h/a = 0.001$ 程度であり、今回の計算条件では、境界層自体の効果の方が支配的であることが分かった。

4.5 3次元パネルフラッタ 本計算法をさらに確固たるものにするために、3次元パネルフラッタ問題を計算し、実験と比較する。Muhlsteinらの実験<sup>11)</sup>では、乱流境界層の厚さを制御して、その影響を調べている。そこでは、流れの物理量、パネル特性値、境界層厚さ等がすべて示されており、本計算はそれと同じ条件で行った。その際、実験と同じ境界層厚さがパネル上に再現できるように、平板の前縁の位置を調節した。

第11図にパネルを横から見た図と、上から見た図を示す。パネル上面の境界層厚さを  $\delta$  とし、パネルの主流方向長さを  $a$ 、スパン方向長さを  $b$  とする。パネルはすべての端を固定支持されている。石井らのパネル両サイドを自由端とした2次元パネルフラッタの実験と異なり、Muhlstein



第12図 フラッタ限界に対する乱流境界層厚さの影響

らの実験はすべての端を固定した3次元問題である。また、石井らの実験ではスティングで支持された平板にパネルを設置しているが、Muhlsteinらは風洞壁にパネルを取り付けているので、境界層は厚くなる。さらに、Muhlsteinらは吸い込みにより境界層厚さを制御して、そのフラッタ限界に対する影響を調べた。

パネルのアスペクト比  $a/b = 0.5$ 、マッハ数  $M = 1.2$  で、境界層厚さ  $\delta$  とパネル長さ  $a$  の比  $\delta/a$  を  $0 \sim 0.1$  で変化させた場合を考える。フラッタ限界の計算値と実験値との比較を第12図に示す。縦軸は無次元動圧  $\lambda$  (式(6)) である。また、横軸の  $\delta/a = 0$  での結果は、Euler計算の結果である。この図には、4.3節で議論した2次元パネルフラッタの実験結果と計算結果や、境界層厚さを仮定して微小擾乱方程式を用いた、Dowellの計算結果<sup>4)</sup>も参考のため示されている。3次元問題でも、2次元と同様、境界層を厚くするとフラッタ動圧が大きくなる。さらに、3次元では定量的にも実験と良く一致している。一方、2次元問題での比較では、実験と計算で大きな差が生じている。しかし、Dowellの計算結果は本計算結果に近い。このように、3次元の実験は計算値と一致し、境界層の効果でフラッタが抑制されることが、実験と計算の両方で示すことができた。しかし、2次元実験データは、自由端の影響が大きく、実際は3次元的な影響を含む可能性がある。

## 5. 結 論

CFDを用いた流体と構造の連成計算を行い、フラッタ限界動圧とリミットサイクル振動に関して計算コードの検証を行った。また、この計算コードを用いて、境界層のフラッタ現象への効果を調べた。得られた結果をまとめると、以下ようになる。

- ・ 非粘性計算で、フラッタ限界とリミットサイクル振動を解析した。線形ポテンシャル理論を用いた計算結果と比較し、良い一致を得られ、本計算法の妥当性が確認された。本研究での非粘性計算結果は、他の計算結果よりも実験に近い値が得られ、CFDを用いた流体構造連成計算法の有効性が示された。
- ・ 粘性計算を行い、境界層のフラッタ限界に与える影響を調べた。境界層が厚くなると、フラッタ発生が抑制される。特に、 $M = 1.2 \sim 1.35$  の範囲において、境界層の効果によるフラッタ限界の大きな変化が存在する。
- ・ 今回の計算条件下では、下面圧力のフラッタ限界への影響は、せいぜい  $h/a = 0.001$  程度である。下面圧力の影響よりも、上面での境界層の影響の方が大きい。
- ・ 2次元問題では不十分であった実験と計算との定量的一致が、3次元問題では得られた。2次元問題を模擬した実験は、自由端の影響が大きく、3次元的な影響を含んでいる可能性がある。

## 参 考 文 献

- 1) Dowell, E. H.: A Review of the Aeroelastic Stability of Plate and Shells, AIAA J., **8** (1970), pp. 385-399.
- 2) Mei, C., Abdel-Motagaly, K. and Chen, R.: Review of Non-linear Panel Flutter at Supersonic and Hypersonic Speeds, Appl. Mech. Rev., **52** (1999), pp. 321-332.
- 3) Fung, Y. C.: Some Recent Contribution to Panel Flutter Research, AIAA J., **1** (1963), pp. 898-909.
- 4) Dowell, E. H.: Aerodynamic Boundary Layer Effects on Flutter and Damping of Plates, AIAA J., **10** (1973), pp. 734-738.
- 5) Gordnier, R. E. and Visbal, M. R.: Development of a Three-Dimensional Viscous Aeroelastic Solver for Nonlinear Panel Flutter, J. Fluids Struct., **16** (2002), pp. 497-527.
- 6) Brown, J. C. and Harvey, J. M.: Large Deflection of Rectangular Plates Subjected to Uniform Lateral Pressure and Compressive Edge Loading, J. Mech. Eng. Sci., **11** (1969), pp. 305-317.
- 7) Djayapertapa, L. and Allen, C. B.: Numerical Simulation of Active Control of Transonic Flutter, ICAS 2002 Congress CD-ROM, 2002, No. 411.
- 8) 石井孝雄, 柳沢三憲: 遷音速パネルフラッタの研究, NAL TR-74, 1964.
- 9) Sylvester, M. A.: Experimental Studies of Flutter of Buckled Rectangular Panels at Mach Number 1.2 to 3.0 Including Effect of Pressure Difference and of Panel Width-Length Ratios, NACA-RM-L55 I 30, 1955.
- 10) 中井暎一, 橋爪 宏, 中村泰治: 航空技術研究所 (60 cm × 60 cm) 遷音速フラッタ試験設備の計画と整備試験, NAL TR-5, 1960.
- 11) Muhlstein, L., Gaspers, P. A. and Riddle, D. W.: An Experimental Study of the Influence of the Turbulent Boundary Layer on Panel Flutter, NASA TN D-4486, 1968.