参考文献

- 1) TANEDA, S.: Large Scale Periodic Motions in Turbulent Shear Layers, J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 50, No. 4 (1981), pp. 1398-1403.
- 2) 佐藤 浩: 乱流, 物理学 One Point 17, 共立出版 (1982).
- 3) 谷 一郎(編): 流体力学の進歩・乱流, 丸善 (1980).
- 4) 高木隆司: 乱流の秩序構造, 日本物理学会誌, 第 37 巻, 第 1 号 (1982), pp. 20-27.
- 5) 高木隆司: 乱流の秩序構造の理論的側面, 第 32 回応用力学連合講演会抄録集 (1982), pp. 13-16.
- 6) BROWN, G. L. and ROSKHO, A.: On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, J. Fluid Mech., Vol. 64, Pt. 4 (1974), pp. 775-816.
- 7) REYNOLDS, W. C.: Computation of Turbulent Flows, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 8 (1976), pp. 183-208.
- 8) GÖRTLER, H.: Berechnung von Aufgaben der Freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungssatzes, ZAMM, Vol. 22, No. 5 (1942), pp. 244-254.
- 9) SCHLICHTING, H.: Boundary-Layer Theory, 6th ed., McGraw-Hill (1968), p. 689.
- 10) 井上建二: 乱流混合層における非定常運動, 日本航空宇宙学会第 14 期年会講演会講演集 (1983), pp. 86-91.
- 11) IKEDA, M.: Finite Disturbances and Growing Vortices in a Two-Dimensional Jet, J. Fluid Mech., Vol. 80, Pt. 3 (1977), pp. 401-421.
- 12) MONKEWITZ, P. A. and HUERRE, P.: Influence of the Velocity Ratio on the Spatial Instability of Mixing Layers, Phys. Fluids, Vol. 25, No. 7 (1982), pp. 1137-1143.
- 13) BROWAND, F. K. and WEIDMAN, P. D.: Large Scales in the Developing Mixing Layer, J. Fluid Mech., Vol. 76, Pt. 1 (1976), pp. 127-144.
- 14) HAMA, F. R.: Streaklines in a Perturbed Shear Flow, Phys. Fluids, Vol. 5, No. 8 (1962), pp. 644-650.
- 15) WILLIAMS, D. R. and HAMA, F. R.: Streaklines in a Shear Layer Perturbed by Two Waves, Phys. Fluids, Vol. 23, No. 3 (1980), pp. 442-447.
- 16) INOUE, K.: Motion of Fluid Particles in Perturbed Shear Flows, J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 52, No. 8 (1983), pp. 2711-2719.

—特 集—

遷音速流れ中で振動する三次元翼まわりの 非定常ポテンシャル流れの数値計算*

磯 貝 紘 二**

Key words: Unsteady flows; aeroelasticity; transonic flows

1. ま え が き

近年, 航空機の省エネルギー化の観点から注目を集めている遷音速領域は, フラッタ, ダイバーゼンス, 補助翼バズ等の空力弾性現象の起こりやすくなる領域

著 者 紹 介

磯貝 紘二 (正会員)

昭和 15 年生。福岡県出身。昭和 38 年九州大学工学部航空工学科卒業。昭和 40 年同大学院修士課程修了。同年航空宇宙技術研究所入所。現在に至る。非定常空気力学, 空力弾性学などの研究に従事。工学博士。AIAA 会員。

としても知られている。たとえば, 後退翼のフラッタ限界値は, 遷音速領域で大幅に低下することが知られている (transonic dip 現象と呼ばれている)¹⁾。このような空力弾性現象は, いったん発生すれば航空機に致命的な破壊を引き起こすことから, これらの現象を設計段階で予測し, それに対する対策を設計に反映することは, 航空機の開発においてとるべき不可欠の手続きとなっている。ところで, 翼の空力弾性特性を設計段階で理論的に予測するには, 気流中で振動している翼に作用する非定常空気を予知することが不可欠である。

非定常空気力の予知理論は, 基礎となる流れの支配方程式が線形化できる亜音速領域や超音速領域では, 級数展開法²⁾, ダブレット・ラティス法 (DLM)³⁾, ダブレット・ポイント法⁴⁾ 等のいわゆる非定常揚力面理論が確立されている。しかるに, 流れの中に局所的に亜音速領域と超音速領域が混在し, かつ, 衝撃波や衝撃波はく離の発生する遷音速領域では, 十分信頼しう

* 昭和 58 年 4 月 6 日, 日本航空宇宙学会第 14 期年会講演会において講演。昭和 58 年 10 月 1 日原稿受理 Numerical Calculation of Unsteady Transonic Potential Flow over Three-Dimensional Wings

** 航空宇宙技術研究所 Koji ISOGAI

る計算法が確立されていないのが現状である。しかしながら、遷音速領域における空力弾性現象予知の重要性から、遷音速非定常空力計算法に関する研究は、近年とくに活発化し、差分法を中心とした数値計算法の試みが多くなされている。

2次元翼に関する非定常空力計算法に関しては、基礎となる流れの支配方程式の近似の程度に応じて、時間平均ナビエ・ストークス方程式、オイラー方程式、完全ポテンシャル方程式* および遷音速微小擾乱方程式のおおのについて差分計算法が提案されている(その概要については、すでに拙著^{5),6)}に詳しく紹介したので省略する)。一方、より実用的には、3次元翼に対する計算法あるいは計算コードが開発されねばならない。現在までに発表されている3次元非定常空力計算法は、いずれも、ポテンシャル流の仮定の基に導かれる遷音速微小擾乱方程式あるいは完全ポテンシャル方程式に基づくものである。まず、遷音速微小擾乱方程式(TSP方程式)に基づく計算コードとしてはTRACIら⁷⁾が開発したTDUTRNがある。これは、線形化されたTSP方程式⁶⁾を振動数領域で緩和法を用いて解くものである。一方、BORLAND, RIZZETTA & YOSHIHARAら⁸⁾は、低振動数近似⁶⁾を行ったTSP方程式を時間の進行に従って解くADI(Alternating Direction Implicit)法を提案し、それをコード化したLTRAN3というプログラムを開発した。LTRAN3は、低振動数近似を行っているの、無次元振動数が小さい場合にしか適用できないことから、さらに、BORLAND & RIZZETTA⁹⁾はこの制限を取り除いたコードEXTRAN3Sを提案している。このBORLANDらのADI法と類似の手法を用いた計算法を、COUSTON & ANGELINI¹⁰⁾および中道¹¹⁾らも提案している。一般に、差分法による計算は、亜音速非定常揚力面理論のような積分方程式に比べると、多大の計算時間を要するが、このような差分法の欠点を改善する試みとして、積分方程式法と差分法を組み合わせ、TSP方程式の新しい解法がHOUNJET¹²⁾によって最近提案された(この方法では、計算領域を翼の近傍領域とその外側の領域に分け、翼の近傍領域のみ差分法で解き、その外側領域は積分方程式法で解いて計算の効率化を図っている)。

一方、完全ポテンシャル方程式に基づく計算法としては、STEGER & CARADONNA¹³⁾が保存型⁶⁾の陰的差分法を提案し、ISOGAI¹⁴⁾は準保存型⁶⁾の半陰的および陰的な2段階差分法を提案し、それをコード化したプログラムUSTF3を開発した。また、SANKAR,

MALONE & TASSA¹⁵⁾は、保存型の“強い陰的な差分法”を提案している。これらの計算法は、いずれも、基礎の支配方程式を時間の進行に従って積分していく、時間依存(time dependent または time marching)の差分法である。

本稿では、著者らが開発してきた完全ポテンシャル方程式に基づく計算法^{14),16)}およびそれをコード化した電算機プログラムUSTF3(Unsteady and Steady Transonic Full Potential 3D code)の概要を紹介するとともに、その3次元弾性翼の遷音速フラッタ数値模擬^{17),18)}への応用例を紹介する。

2. 非定常3次元完全ポテンシャル方程式の数値計算法の概要

2.1 基礎方程式 第1図に示されるような直交座標系 xyz の $y=0$ の面の近傍に置かれた3次元翼を考える。主流の方向は x の正の方向とする。このとき、流れ場を支配する完全ポテンシャル方程式は、局所的な流れの速度ベクトルと一致する方向にとった局所座標 s を導入して、次式で与えられる。

$$(a^2 - q^2)\phi_{ss} + a^2(\Delta\phi - \phi_{ss}) - 2q\phi_{st} - \phi_{tt} = 0 \quad (2.1)$$

ここで、

$$\phi_{ss} = \frac{1}{Q^2}(U^2\phi_{xx} + V^2\phi_{yy} + W^2\phi_{zz} + 2UV\phi_{xy} + 2VW\phi_{yz} + 2UW\phi_{xz}) \quad (2.2)$$

$$\Delta\phi = \phi_{xx} + \phi_{yy} + \phi_{zz} \quad (2.3)$$

$$\phi_{st} = \left(\frac{U}{q}\right)\phi_{xt} + \left(\frac{V}{q}\right)\phi_{yt} + \left(\frac{W}{q}\right)\phi_{zt} \quad (2.4)$$

の関係がある。ただし、 ϕ は擾乱速度ポテンシャルで x, y, z 方向の流速 U, V, W と次の関係にある。

$$U = \phi_x + \cos \alpha, \quad V = \phi_y + \sin \alpha, \quad W = \phi_z \quad (2.5)$$

ただし、 α は迎角である。(2.1)式における q は流速($q = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$)であり、 a は局所音速で次式で与えられる。

$$a^2 = \frac{1}{M_\infty^2} - \frac{\gamma - 1}{2} [2\phi_t + q^2 - 1] \quad (2.6)$$

一方、圧力係数は、次式で与えられる。

第1図 座標系の定義

* 微小擾乱の仮定をしない厳密なポテンシャル方程式を意味する。

$$C_p = 2 \left\{ \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} M_\infty^2 (1 - 2\phi_t - q^2) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} - 1 \right\} \div (\gamma M_\infty^2) \quad (2.7)$$

境界条件としては、まず、翼上、下面で、

$$V = f_t + Uf_x + Wf_z \quad (2.8)$$

が満足されねばならない。ここで、 $f(x, z, t)$ は任意の時刻 t における翼面の y 座標である。さらに、後流上の境界条件としては、後流の上下面の差圧が零という条件から、圧力を与える (2.7) 式を使い高次の微小量を無視して、

$$\begin{aligned} \Delta\phi_t + \Delta\phi_x &= 0, \quad y=0 \\ 0 \leq z \leq s, \quad x \geq x_T(z) \end{aligned} \quad (2.9)$$

ここで、 $\Delta\phi$ は後流の上下面での ϕ の差で、 s は半翼幅長である。このほか、 $z=0$ の対称面では、 $W=0$ が満たされねばならない。また、無限遠方では、擾乱が零の条件を与える。以上の基礎方程式における物理量はすべて、主流の速度および翼根の $1/2$ 翼弦長 b_0 で無次元化されている。

2.2 数値解法の概要 2.1 節で設定された境界値問題を時間依存の差分法で解く。まず、格子網として

は第2図に示されているように、 xy 面では直交格子網、 xz 面では、翼の前縁および後縁、およびそれらをさらに翼端から $z \rightarrow \infty$ の方向になめらかに伸ばした曲線 $x = x_1(z)$ および $x = x_2(z)$ に沿うように形成された斜交格子網を採用する。このような格子網は、第3図に示されるような計算空間 $\xi\eta\zeta$ における矩形領域に等間隔格子網をはり、これを簡単な代数的変換関数によって物理空間 (第2図) xyz に射像することによって容易に形成することができる (射像関数の詳細は文献 14) および補助翼付きの場合は文献 16) に述べられている)。

時間依存の差分法としては、著者らが2次元 TSP 方程式の解法で用いた半陰的・陰的2段階差分法¹⁹⁾を3次元に拡張して用いる。また、衝撃波の捕捉には、2次元定常問題で JAMESON^{20), 21)}によって導入され、後に、CAUGHEY & JAMESON²²⁾によって3次元定常問題に採用された準保存型差分法を用いる。実際の計算は、2.1 節で述べた基礎方程式を第3図に示した計算空間に変換して行うが、詳細は文献 14) を参照されたい。

第2図 物理空間における格子網

第3図 計算空間

第4図 ONERA M6 WING 上の定常圧力分布

この差分解法を用いて、非定常完全ポテンシャル方程式を解き、任意のモードで振動している3次元翼に作用する非定常空気力を計算するためのコードUSTF3を開発した。計算で使用した格子数は、翼の平面形によって異なるが、おおよそ、 ξ 方向47点、 η 方向31~51点、 ζ 方向13~19点位である。許容時間きざみ幅 Δt (翼根の1/2翼弦長と主流の流速で無次元化されている)の値は、数値実験によって決定された。 Δt の値も翼の平面形によって異なるが、テーパ比の値が0.5以上の翼に対しては約0.06~0.08で、テーパ比が0.5以下の翼に対しては約0.04~0.05である。計算時間は、FACOM M-380を用いた場合、1タイム・ステップにつき、1格子点当り 6.0×10^{-5} 秒である。これは、 $47 \times 31 \times 19$ (計27,683点)の格子点を用いた場合、 $\Delta t = 0.05$ で計算すると、無次元振動数 $k(k = b\omega/Q_\infty; b_0$: 翼根の1/2翼弦長、 ω : 翼の円振動数、 Q_∞ : 主流の流速) = 0.10の振動に対して、1周期分計算するのに、約35分かかることを意味する。

2.3 数値計算例 本差分法および計算コードの妥当性を評価するために、多くの数値計算を行ったが、以下にその幾つかを紹介する。

最初の例は、ONERA M6 WINGに対する定常圧力分布の計算例である。(USTF3は非定常空気力計算のために開発したコードであるが、非定常計算のリミットとして定常空気力の計算も可能である)。よく知られているようにONERA M6 WINGは定常の遷音速空気力計算コードの評価に標準的に使用されているもので、これに対しては、ONERAで測定された実験データ²³⁾が公表されている。ONERA M6

第5図 NORA WINGの平面形²⁵⁾

WINGはアスペクト比3、テーパ比0.56、前縁後退角30°の直線テーパ翼であり、翼型は10%のビーキー型の対称翼である。第4図には、 $M_\infty = 0.84$ 、 $\alpha = 3.06^\circ$ における定常圧力分布が、45%および95%半翼幅位置について示され、それぞれ、JAMESONの3次元(保存型)完全ポテンシャルコード²⁴⁾による計算値およびONERAの実験データと比較されている。本方法による計算値とJAMESONの計算値および実験値との一致は良好である。

次に、USTF3の非定常遷音速流れの計算能力を評価するために行った計算例を二つ紹介する。最初の例はNORA WING²⁵⁾と呼ばれる翼で、その平面形が第5図に示されている。アスペクト比が2.0で、テーパ比が0.36、前縁後退角が50°である。翼型は、前縁に若干のupdroopを付けたNACA 63006である。

この翼は、欧州の四つの航空研究所(NLR, ONERA,

RAE, AVA ; “NORA” はこれらの頭文字をとったものである）が共同で行った，非定常圧力分布の測定実験²⁵⁾に使用されたもので，信頼性の高い実験データが公表されている．計算は， $M_\infty=0.95$ ， $\alpha=0^\circ$ ， $k=0.406$ で第5図に示されたピッチ軸まわりに振動している場合について行った．第6図に，52.4% 半翼幅位置における翼上面の非定常圧力分布（第1次高調波成分のうち変位と同相成分 $C_{p,s}'$ と変位に対して 90° 位相のずれた成分 $C_{p,s}''$ ）が示され，それぞれ実験値

と比較されている．計算値と実験値は比較的良い一致を示している．第7図には，この場合の（計算された）非定常圧力の翼弦方向および翼幅方向の分布が示されている．

2 番目の計算例は，部分舵面をもつ RAE のテーパーのある後退翼 (RAE Swept Tapered Wing) である．この翼については，MABEY, McOWAT & WELSH²⁶⁾ によって得られた非定常圧力分布の実験データがある．この翼の平面形が第8図に示されてい

(a) Real part

(b) Imaginary part

第6図 ピッチング振動する NORA WING 上面における非定常圧力分布（第1次高調波成分）

(a) Real part

(b) Imaginary part

第7図 ピッチング振動する NORA WING 上面における非定常圧力（第1次高調波成分）の翼弦および翼幅方向の分布

る。アスペクト比は6で、テーパー比が1/3であり、前縁後退角は 36.7° である。舵面のヒンジ線は70%翼弦線を貫いていて、舵面の両端はそれぞれ40%および70%半翼幅位置にある。主流方向の翼型は9%厚のRAE101である。今回計算を行った流れの条件は、 $M_\infty=0.90$, $\alpha=0^\circ$ である。また、舵面の振動の無次元振動数は $k=0.325$ である。まず、第9図にはUSTF3で求めた定常の静圧分布とそれに対応する等圧線図が示されている。図から明らかなように、翼根の80%翼弦点付近から翼端の35%翼弦点付近にかけて、衝撃波が伸びていることがわかる。第10図に

は、同じ条件下で舵面が振動している場合の、45%半翼幅位置における翼弦方向の非定常圧力分布(第1次高調波成分の変動振幅と舵面の変位に対する位相角)の計算値が示され、それぞれMABEYら²⁶⁾によって得られた実験データと比較されている。変動振幅の分布(第10図の左の図)では、二つのピークが計算結果と実験データの両方に見られる。実験データでは40%翼弦点付近、計算結果では50%翼弦点付近にそれぞれ見られる最初のピーク値は明らかに(舵面振動によって誘起された)衝撃波の振動に基づくものである。また、実験データおよび計算結果の両方において70%翼弦点付近にみられる第2のピーク値は舵面ヒンジ上に存在する特異点に基づくものである。実験および計算値の間にみられる第1のピーク値の不一

第8図 RAEの後退翼の平面形⁽²¹⁾

第9図 $M_\infty=0.90$, $\alpha=0^\circ$ におけるRAEの後退翼上の定常圧力分布と等圧線図

(a) 変動振幅

(b) 位相角

第10図 振動する部分舵面をもつRAEの後退翼上の非定常圧力分布(第1次高調波成分)の計算値と実験値

第 11 図 振動する部分舵面をもつ RAE の後退翼上の非定常圧力分布 (第 1 次高調波成分)
($M_\infty=0.90$, $\alpha=0^\circ$, $k=0.325$)

致は, 明らかに衝撃波の位置が両者で異なることに原因があると思われる. すなわち, 実験における衝撃波位置は, 計算による予測位置よりも約 10% 翼弦長ほど上流側にある. これは, 衝撃波と乱流境界層の干渉によるものと思われる. 第 11 図には, 同じ条件下での非定常圧力変動 (第 1 次高調波成分のうち, 変位と同相の成分と 90° 位相のずれた成分) の翼幅方向の分布を示した. 同図において, 50% 半翼幅位置から, 翼端にかけて, 強さを増しながら伸びている第 1 のピークは, 衝撃波の振動によって誘起されたものである. 一方, 同図において, 40% 半翼幅位置から 70% 半翼幅位置にかけて存在する第 2 のピークは舵面のヒンジ線上に存在する特異点に起因するものである.

以上, USTF 3 の評価のために行った計算と実験データとの比較の例を幾つか紹介した. ここに示した計算例は, 対称翼かそれに近い翼型をもったものに限られているので, 今後, より実用的形態のたとえば超臨界翼等に対する実験データとの比較を進める必要がある. 最近, 米国で, ピッチング振動する超臨界翼 (矩形翼) に対する非定常圧力分布の測定データ²⁷⁾が発表されたが, 翼型のデータが公表されていないので, 計算との比較が困難な状況である. この意味からも, わが国自前の非定常圧力分布の測定データの蓄積が望まれる. わが国では, 柳沢ら²⁸⁾, 森田ら²⁹⁾による試みが行われているが, 振動の無次元振動数が小さい値 ($k \leq 0.07$) に制限されているので, 今後, k の比較的大きい値 (少なくとも k が 0.3 くらいまで) での実験が望まれる.

3. 空力弾性現象の数値模擬への応用

3.1 計算法の概要 第 1 節で述べたように, 非定

常空気力計算コードを開発するおもな目的は, 弾性翼の空力弾性現象予知に応用することである. 今回開発した非定常空気力計算コード USTF 3 は時間依存の差分法に基づいているので, 調和振動のみならず, 発散振動や減衰振動等, 任意の非定常運動に対して適用できる. このことから, 翼の空力弾性解析への応用の一手法として, 翼の運動方程式と流れ場の支配方程式を連成させて, 両方程式を時間の進行に従って同時に積分し, 翼の応答を直接的に計算する方法が考えられる. 翼の時間依存の応答を計算する手法の一つとして, モード法³⁰⁾がある.

いま, 翼の弾性変形 (翼面に垂直方向の変位を $f_e(X, Z, T)$ とする) を, 翼の固有振動モードの重ね合わせで, 次のように近似する,

$$f_e(X, Z, T) = \sum_{i=1}^N \phi_i(X, Z) q_i(T) \quad (3.1)$$

ここで, $\phi_i(X, Z)$ は固有振動モードで, $q_i(T)$ は一般座標である. この場合, 翼の運動方程式は次のように導かれる³⁰⁾,

$$M_i \ddot{q}_i + \omega_i^2 M_i q_i = Q_i \quad (i=1, \dots, N) \quad (3.2)$$

ここで, M_i は一般質量, ω_i は固有振動数, Q_i は一般空気力であり, M_i および Q_i は次式で与えられる.

$$M_i = \iint_S \phi_i^2(X, Z) m(X, Z) dX dZ \quad (3.3)$$

$$Q_i = \iint_S \Delta p(X, Z, T) \phi_i(X, Z) dX dZ \quad (3.4)$$

ここで, $m(X, Z)$ は翼の単位面積当りの質量, Δp は翼上下面の差圧であり, $\iint_S dX dZ$ は翼面全体にわたる積分を表わす. (3.4) 式における $\Delta p(X, Z, T)$ は流れ

の支配方程式を、次のような境界条件 (flow tangency condition) の基で解いて求められる。

$$\begin{aligned} V = & \frac{\partial}{\partial T} f_e(X, Z, T) + U \frac{\partial}{\partial X} (f_0(X, Z) \\ & + f_e(X, Z, T)) \\ & + W \frac{\partial}{\partial Z} (f_0(X, Z) + f_e(X, Z, T)) \quad (3.5) \end{aligned}$$

ここで、 U, V, W はそれぞれ X, Y, Z 方向の流速であり、 f_0 は翼面の時間平均の Y 座標である。またここで、(3.2) 式 ($i=1, \dots, N$) は、一般空気力 Q_i を通じて、互いに連成している点に注意すべきである ($\Delta p(X, Z, T)$ は一般に $q_i (i=1, \dots, N)$ の関数であるから)。

このようにして、翼の時間依存の空力弾性応答を求めるには、流れの支配方程式と (3.2) 式で与えられる翼の運動方程式 (Houbolt³¹⁾ の差分法で解く) を連成させて解いていけばよいことになる。この応答計算の流れ図を第12図に示す。

3.2 フラッタ数値模擬の計算例 以上に述べた応答計算の手続きを計算コード USTF3 に組み込み、これまでに、NASA の超臨界翼のフラッタ数値模

第13図 高アスペクト比フラッタ翼模型の平面形¹⁾

擬¹⁷⁾や現在わが国で検討が進められている次期民間輸送機 YXX 主翼の遷音速フラッタ模型に対するフラッタ数値模擬¹⁸⁾へ応用し、USTF3 の評価を行ってきた。ここでは、後者 (YXX 主翼遷音速フラッタ風試模型) に対する計算例を紹介する。この翼模型については、米本・堀川・三戸³²⁾による遷音速フラッタ風試データが発表されている。第13図に、フラッタ風試模型の平面形が示されている。アスペクト比が比較的大きく、リア・ローディング型の超臨界翼を採用しているのが特徴である。今回の数値模擬の入力データとして必要な、翼の固有振動数、固有振動モードおよび一般質量の値としては、NASTRAN による計算値³²⁾ (6次のモードまで) を用いた。

空力弾性応答計算は次のような手順に従って行われる。まず、与えられたマッハ数、迎角に対して、定常計算を行う (この定常計算では、リア・ローディング型の超臨界翼に対してとくに重要となる乱流境界層の効果に対する補正を近似的に行っている。この手法の詳細は文献18)に述べられている)。この定常計算によって、次の非定常計算の初期値となる各格子点上的速度ポテンシャルの値と乱流境界層の排除厚の分だけ修正された翼型が求められ、それらを入力データとして、空力弾性応答計算が第12図の手順に従って行われる。

このような応答計算を、幾つかの与えられたマッハ数、迎角および動圧に対してくり返し、そのとき得られた一般座標の時間依存の応答から、対数減衰率や、振動数を読みとり、これらのデータから内挿によって、フラッタ限界動圧、フラッタ振動数を決定する。

第14図には、このようにして求められたフラッタ限界動圧およびフラッタ振動数がプロットされ、米本ら³²⁾によって得られたフラッタ試験結果と比較されている。フラッタ試験データは大部分が迎角 2° に対して得られたものであるが、迎角 0° に対する結果も2点得られている。一方、USTF3 を用いたフラッタ数値模擬では、迎角の効果を見るために、 $\alpha=0^\circ, 1^\circ, 2^\circ$ の三つの迎角のそれぞれについて、フラッタ限界動圧

第12図 弾性翼の空力弾性応答計算の手順

第14図 フラッタ限界値の計算値と実験値の比較

が計算されている。また、同図には、非定常空気力としてダブルット・ラティス法 (DLM) による空気力を用いた NASTRAN の計算結果³²⁾ も示されている。図から明らかなように、今回の数値模擬によって、実験で観測されたフラッタ限界値の落込み現象 (transonic dip) が、十分な精度で予測されている。第15図には、空力弾性応答計算の一例として、 $M_\infty=0.80$, $\alpha=1^\circ$, 動圧 $q_D=63.7$ kPa の場合 (dip の底より若干不安定側の条件になる) における、曲げ1次の固有振動モードに対応する一般座標 ($\bar{q}_1=q_1/b_0$) および一般

空気力 ($\bar{Q}_1=Q_1/(q_D b_0^2)$) の応答が示されている。図で、 N は時間ステップ数である。第16図には、これと同じ条件下での翼の瞬間的な弾性変形の状態とそのときの非定常圧力分布が $t=168$ と $t=180$ の場合のそれぞれについて示されている。図で、弾性変形のスケールは実際よりも拡大して示されていて、翼端における1/2 翼弦点における縦方向変位と頭下げ傾角の実際の値は、 $t=168$ の場合それぞれ -0.02 m および 0.8° であり、 $t=180$ では、それぞれ 0.011 m および 5.5° である。第16図の下図に見られるように翼が上向きに変形した場合、翼の外舷部分の下面に、翼端に向かって強い衝撃波が発生していることがわかる。

以上、弾性翼のフラッタ数値模擬の計算例を紹介したが、この他の空力弾性問題、たとえば、静的空力弾性変形、ダイバーゼンス、補助翼の逆利き、突風応答等の数値模擬あるいは、アクティブ・フラッタ・サプレッション系や突風荷重軽減系の時間領域での数値模擬も容易に行うことができる。このうち、アクティブ・フラッタ・サプレッション系の数値模擬の計算例が文献16)に報告されている。

4. あとがき

遷音速領域における3次元翼の空力弾性現象の予知に不可欠である非定常空気力の数値計算法について、著者らが最近行ってきた完全ポテンシャル方程式に基づく差分法の概要と、それに基づいて開発された電算機プログラム USTF 3 を用いて行った計算例の幾つかと空力弾性現象の数値模擬への応用例を紹介した。

この方法は、ポテンシャル流れの仮定に基づいているために、その適用は、比較的衝撃波の弱い場合に制限されねばならない。すなわち、完全ポテンシャル方程式の衝撃波関係式は、衝撃波が強い場合には厳密な

第15図 曲げ1次の固有振動モードに対応する一般座標と一般空気力の応答 ($M_\infty=0.80$, $\alpha=1^\circ$, $q_D=63.7$ kPa)

第16図 翼の弾性変形状態と非定常圧力分布 ($M_\infty=0.80$, $\alpha=1^\circ$, $q_D=63.7 \text{ kPa}$)

非粘性流 (オイラー方程式) に対する RANKINE-HUGONIOT の関係式から大きくはずれることが指摘されている³³⁾ (その結果として, 完全ポテンシャル方程式は, 強い衝撃波に対しては, 厳密な非粘性理論 (オイラー方程式) から予測される衝撃波よりも強すぎる衝撃波を予測し, 衝撃波位置も厳密な位置より大幅に下流側に予測される)。また, 衝撃波があまり強くない場合でも, たとえば, リア・ローディング型の超臨界翼等に対しては, 3次元乱流境界層補正を行う必要がある。さらに, 当然のことながら, 衝撃波はく離が起こるような場合には適用できない。

このように, ポテンシャル流の仮定に基づく数値計算コードは, 適用範囲に限界があるので, 適用範囲を明らかにするための (実験との比較等による) 評価を十分に行い, 適用限界を把握した上で, 設計等に使用することが肝要であると思われる。

参考文献

- 1) FARMER, M. G. and HANSON, P. W.: Comparison of Supercritical and Conventional Wing Flutter Characteristics, Proceedings, AIAA/ASME/SAE 17th Structures, Structural Dynamics, and Materials Conference, King of Prussia, Pa. (May 1976), pp. 608-617.
- 2) WATKINS, C. E., WOOLSTON, D. S. and CUNNINGHAM, H. J.: A Systematic Kernel Function Procedure for Determining Aerodynamic Forces on Oscillating or Steady Finite Wings at Subsonic Speeds, TR R-48, NASA (1959).
- 3) ALBANO, E. and RODDEN, W. P.: A Doublet-Lattice Method for Calculating Lift Distributions on Oscillating Surfaces in Subsonic Flows, AIAA J., Vol. 7, No. 2 (Feb. 1969), pp. 279-285.
- 4) UEDA, T. and DOWELL, E. H.: A New Solution Method for Lifting Surfaces in Subsonic Flow, AIAA Journal, Vol. 20, No. 3 (Mar. 1982), pp. 348-355.
- 5) 磯貝紘二: 遷音速における翼のフラッタと非定常空気力学 (その 1), 日本航空宇宙学会誌, 第 29 巻, 第 324 号 (1981. 1), pp. 1-13.
- 6) 磯貝紘二: 遷音速における翼のフラッタと非定常空気力学 (その 2), 日本航空宇宙学会誌, 第 29 巻, 第 326 号 (1981. 3), pp. 119-128.
- 7) TRACI, R. M., ALBANO, E. D. and FARR, J. L.: Small Disturbance Transonic Flows about Oscillating Airfoils and Planar Wings, AFFDL-TR-75-100 (June 1975).
- 8) BORLAND, C. J., RIZZETTA, D. P. and YOSHIHARA, H.: Numerical Solution of Three Dimensional Unsteady Transonic Flow Over Swept Wings, AIAA Journal, Vol. 20, No. 3 (Mar. 1982), pp. 340-347.
- 9) BORLAND, C. J. and RIZZETTA, D. P.: Nonlinear Transonic Flutter Analysis, AIAA Journal, Vol. 20, No. 11 (Nov. 1982), pp. 1606-1615.
- 10) COUSTON, M. P. and ANGELINI, J. J.: Extension of the Transonic Perturbation Approach to Three-Dimensional Problems, ONERA, T. P. n° 1981-147 (1981).
- 11) 中道二郎: 3次元非定常微小擾乱方程式の数値解法, 日本航空宇宙学会第 14 期年会講演集 (1983. 4), pp. 122-123.
- 12) HOUNJET, M. H. L.: A Hybrid Field Panel/Finite Difference Method for 3-D Potential Unsteady Transonic Flow Calculations, AIAA Paper 83-1690, AIAA 16th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Danvers, Mass. (July 1983).
- 13) STEGER, J. L. and CARADONNA, F. X.: A Conservative Implicit Finite Difference Algorithm for the Unsteady Transonic Full Potential Equation, AIAA Paper 80-1368, 13th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Snowmass, Col. (July 1980).
- 14) ISOGAI, K.: Calculation of Unsteady Transonic Potential Flow over Oscillating Three-Dimensional Wings, TR-706 T, National Aerospace Laboratory (Mar. 1982).
- 15) SANKAR, N. L., MALONE, J. B. and TASSA, Y.: An Implicit Conservative Algorithm for Steady and Unsteady Three-Dimensional Transonic Potential Flows, AIAA Paper 81-1016, AIAA Dynamics Specialists Conference, Atlanta, Georgia (Apr. 1981).
- 16) ISOGAI, K. and SUETSUGU, K.: Calculation of Unsteady Transonic Potential Flow over Three-Dimensional Wings with Oscillating Control Surface, TR-746, National Aerospace Laboratory, Japan (Dec. 1982) (In Japanese).
- 17) ISOGAI, K. and SUETSUGU, K.: Numerical Simulation of Transonic Flutter of a Supercritical Wing, TR-726 T, National Aerospace Laboratory (Aug. 1982).
- 18) ISOGAI, K.: Numerical Simulation of Transonic Flutter of a High-Aspect-Ratio Transport Wing, TR-776 T, National Aerospace Laboratory (Aug. 1983).
- 19) ISOGAI, K.: Numerical Study of Transonic Flutter of a Two-Dimensional Airfoil, TR-617 T, National Aerospace Laboratory, Japan (July 1980).
- 20) JAMESON, A.: Transonic Potential Flow Calculations Using Conservation Form, Second AIAA Conference on Computational Fluid Dynamics, Hartford, Connecticut (June 1975).
- 21) BAUER, F. and KORN, D.: Computer Simulation of Transonic Flow Past Airfoils with Boundary Layer Correction, Second AIAA Conference on Computational Fluid Dynamics, Hartford, Connecticut (June 1975).
- 22) CAUGHEY, D. A. and JAMESON, A.: Numerical Calculation of Transonic Potential Flow about Wing-Body Combinations, AIAA Paper 77-677, AIAA 10th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Albuquerque, N. Mex. (June 1977).
- 23) SCHMITT, V. and CHARPIN, F.: Pressure Distributions on the ONERA-M 6-WING at Transonic Mach Numbers, Experimental Data Base for Computer Program Assessment, AGARD-AR-138 (May 1979), pp. B1-1-B1-44.
- 24) JAMESON, A. and CAUGHEY, D. A.: A Finite Volume Method for Transonic Potential Flow Calculations, AIAA Paper 77-635, AIAA 3rd Computational Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, N. Mex. (June 1977).
- 25) LAMBOURNE, N., DESTUYNDER, R., KIENAPPEL, K. and ROOS, R.: Comparative Measurements in Four

- European Wind Tunnels of the Unsteady Pressures on an Oscillating Model (The NORA Experiments), AGARD Report No. 673 (Oct. 1979).
- 26) MABEY, D. G., McOWAT, E. M. and WELSH, B. L.: Aerodynamic Characteristics of Moving Trailing-Edge Controls at Subsonic and Transonic Speeds, Aerodynamic Characteristics of Controls, AGARD-CP-262 (May 1979), pp. 20-1-20-25.
- 27) RICKETTS, R. H., SANFORD, M. C., SEIDEL, D. A. and WATSON, J. J.: Transonic Pressure Distributions on a Rectangular Supercritical Wing Oscillating in Pitch, AIAA Paper 83-0923, AIAA/ASME/ASCE/AHS 24th Structures, Structural Dynamics and Materials Conference, Lake Tahoe, Nevada (May 1983).
- 28) 柳沢三憲, 菊池一雄: 高亜音速における三次元翼の非定常特性, 第24回風洞研究会議資料 (1980.6).
- 29) 森田南之, 江尻 宏, 菊池孝男, 中道二郎: 三次元振動翼に働く遷音速非定常圧力分布の測定, 日本航空宇宙学会, 第14期年会講演集 (1983.4), pp. 18-19.
- 30) BISPLINGHOFF, R. L., ASHLEY, H. and HALFMAN, R. L.: Aeroelasticity, Chap. 9, Addison Wesley Co., Cambridge, Mass. (1955).
- 31) HOUBOLT, J. C.: A Recurrence Matrix Solution for the Dynamic Response of Aircraft in Gusts, NACA TN 2060 (Mar. 1950).
- 32) YONEMOTO, K., HORIKAWA, H. and MITO, S.: A Practical Method for Predicting Transonic Wing Flutter Phenomena, to be published.
- 33) Van der Vooren, J. and SLOOF, J. W.: Differences in Inviscid Isentropic Models Used for Finite Difference Calculation of Transonic Flow with Shocks about Airfoil, Prediction of Wave Drag, NLR TR 74002 U (1974).

—特 集—

非 定 常 な 剥 離 流*

大 島 耕 一**

Key words: Flow separation; unsteady flow; 3-dimensional separation

1. は し が き

この解説では, vortical flow, “渦度のある流れ”という新しい流れのカテゴリーを紹介する。これは遅い流れ, 境界層と外部ポテンシャル流, 渦度のある流れの三つの流れの概念で, 物体の周りの流れ場を分類しようとするもので, それぞれ Re 数0の流れ, 中程度の Re 数の流れ, Re 数無限大の流れに対応する。 Re 数0の流れでは, 粘性の拡散・減衰効果が卓越し, 全流場は物体によって生成された渦度の拡散系となり, いわゆる STOKES の流れとして楕円型の方程式系で記述される。 Re 数が有限の値をとると, したい

に渦度の拡散領域が物体近傍に限定されるようになり, いわゆる境界層が形成され, その外側は粘性効果を受けないポテンシャル流となる。 Re 数が增大するにつれて境界層は薄くなり, 遷移などの高次の効果を伴いながらも, 傾向としては粘性の拡散領域はますます狭くなり, 遂には Re 数無限大の流れへと連なる。つまり, Re 数無限大の流れでは境界層の厚さがなくなり, 粘性拡散効果はなくなる。では一体, Re 数無限大の流れを支配するのは何であろうか? それは粘性の他の一つの効果, つまり渦度の生成作用である。 Re 数無限大の流れでは, 物体表面で作られた渦度が拡散・減衰せずに流れ場を流下することが, 流場を決める要因となっているので, このような流れを vortical flow と呼ぼう。この言葉は以前から定性的な意味で広く用いられてきたが, 上のような定義を与えたのはわれわれの提案¹⁾によるものである。

さて流れの場には, この他に乱流と乱流でない流れの分類がある。しかし管内流や境界層内の流れは, 乱流状態と層流状態が明瞭に区別されるが, 物体を過ぎる流れでは, 流入してくる流れが乱れをもつかどうか物体周りの流れ場に対してもつ意味は少ない。このことは乱れのある風洞試験によって定めた翼の揚力係数と大気中を飛ぶ実機の揚力係数が適当な修正ののちに対応づけられることから考察せられるであろう。したがってこの解説では乱流現象については言及しな

著 者 紹 介

大島 耕一 (正会員)

昭和2年生。昭和25年東京大学第2工学部物理工学科卒業, 理学博士。東京大学理工学研究所, 航空研究所, 宇宙科学研究所と継続して現在地に勤務。衝撃波現象論, 流体物理学, 宇宙環境工学の研究に従事。ヒートパイプ協会会長, 数値流体力学懇談会代表などを歴任。

* 昭和58年4月6日, 日本航空宇宙学会第14期年会講演会において講演。昭和58年11月12日原稿受理 Unsteady Separated Flow

** 宇宙科学研究所 Koichi OSHIMA