横すべりする直線平板翼の $C_{i\beta}$ (II)*
 $C_{i\beta}$ of Unswept Flat Wings in Sideslip (II)

市 川 明 夫**
 Akio ICHIKAWA

Key words: Aerodynamic characteristics; sideslipping wings; dihedral effect

Abstract

This paper deals with a numerical method for calculating the $C_{i\beta}$ of rectangular flat wings. The computational system is based on a discrete vortex method in order to take account of separated flow at the side edges. Two kinds of wings, one has sharp side edges and the other has conventional blunt ones, are used to examine the effect of side edge thickness on the flowfield around the edges and on the $C_{i\beta}$. Comparison of the results of this method and experiment indicate good agreement of the $C_{i\beta}$ for a moderate range of C_L . The wings having sharp side edges show a substantial decrease in the $C_{i\beta}$.

1. 序 論

$C_{i\beta}$ は航空機の横安定を支配する重要な空力微係数であり、それには主翼、胴体、垂直尾翼等が複雑な影響を及ぼす。上反角や後退角をもたない平板翼の $C_{i\beta}$ についての研究は、複雑な $C_{i\beta}$ 計算の基礎となるばかりでなく、それ自身大きな $C_{i\beta}$ を示す (アスペクト比 5 の矩形翼で $C_L=1.0$ のときの等価上反角は約 6° にもなる) ことから重要である。

筆者らは前報¹⁾において、lattice を流れ方向にとるオーソドックスな VLM (VLM-SL 法) によって $C_{i\beta}$ 計算を試みたが、結果は、実験値の半分ほどの値しか与えず、不満足なものであった。そして実験と比較的よく合う実用的な方法として、lattice を翼面に固定した変形 VLM (VLM-FL 法) を提案した。また、横すべり翼の上流側翼端部に顕著な剝離渦が存在することを示し、この剝離渦の効果を入れた方法によれば、VLM-FL 法によらずとも、正しく $C_{i\beta}$ 計算ができるだろうと予測をした。

JAVED ら²⁾は筆者らの提案した VLM-FL 法によく似た方法で計算を行っている。しかし後流側翼端で KUTTA の条件を充たすためにかなり人工的な工夫を

行っており、実際の翼の物理現象と計算モデルの間には相当な隔たりがあるように思われる。また、鷺津³⁾や柳沢⁴⁾らは、有限要素法を用いて $C_{i\beta}$ 計算を行っており、彼らは翼端剝離渦をあらわに考慮はしていないが、後流面を翼端の適当な位置より放出することにより、ある程度の結果を得ている。

一方、剝離渦の空力計算法としては、VLM を拡張した BELOTSERKOVSKY⁵⁾や、KANDIL⁶⁾、大村ら⁷⁾の方法 (discrete vortex 法)、および doublet panel を用いた JOHNSON⁸⁾や、suction analogy を用いた POLHAMUS⁹⁾の方法などがある。これらの方法で slender 翼の asymmetric な流れ場での計算を行っている文献^{10)~12)}も多少は見うけられるが、直線翼の $C_{i\beta}$ を論じている報告はほとんどないようである。

本報告では、前報¹⁾の予測に基づいて、discrete vortex 法を用いて翼端剝離渦を考慮に入れた $C_{i\beta}$ 計算を行う。計算対象とする翼は、翼端剝離渦の効果が最も大きく表われる矩形平板翼とする。この翼は、VLM-SL 法では実験値に比べてかなり小さ目の $C_{i\beta}$ しか求めなかった翼である。

discrete vortex 法を適用する際、翼端のどの部分から剝離が起こっているかを前もって知る必要がある。これについては、翼端部分全体で剝離が起こっているとする計算モデルと、前縁から少し下流に下がった位置より剝離が起こるとする、2種類のモデルを用いて計算を行う。これらの翼モデルと実際の翼との対応については、前者は翼端部を剝離が起きやすいように薄くしたものに対応し、後者は翼端部まで厚みをもった通常の翼に対応する。

これら2種類のモデルを用いる理由は、まず計算上より仮定の少ない前者のモデルで $C_{i\beta}$ がうまく計算できるか調べること、および翼端厚が $C_{i\beta}$ にどう影響を与えるか調べることにある。翼端厚が $C_{i\beta}$ にかなりの影響を与えるだろうという考察は神戸¹³⁾によって初めてなされている。

また、翼端まで厚みをもった通常の翼に対する実験結果はいくつかある^{11,14)}が、翼端厚を薄くした翼につ

* 昭和 58 年 5 月 25 日原稿受理

** 名古屋大学工学部航空学科

いての実験はほとんど見られないので、本報告でこれを行い、計算の有効性を確かめる材料とする。

おもな記号

- AR: 翼のアスペクトレシオ
 C_L : 揚力係数
 C_i : ローリングモーメント係数
 $C_{i\beta} \equiv \partial C_i / \partial \beta$
 $C_{i\beta} / C_L$: ローリングモーメントパラメータ
 $\equiv \partial C_{i\beta} / \partial C_L$
 ΔC_p : 上下面の圧力差 $= (p_- - p_+) / (1/2) \rho U_\infty^2$
 $\vec{e}_\infty$: 一様流に平行な単位ベクトル
 $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$: おのおの x, y, z 軸方向の単位ベクトル
NC: コード方向分割数
NS: スパン方向分割数
 U_∞ : 一様流流速
 U_x, U_y, U_z : 一様流の x, y, z 成分
 u : 束縛渦による誘導速度
 w : 自由渦による誘導速度
 α : 迎え角
 β : 横すべり角
 Γ : 渦強度
 ϕ : 無次元擾乱速度ポテンシャル

2. 問題の定式化

剥離渦の空力問題が非粘性モデルによって扱えることは、剥離渦による空力特性がレイノルズ数にほとんど依存しないということから説明されている⁶⁾。したがって本報告でも非粘性モデルによる定式化を行う。

座標系を第1図のように翼面に固定してとり、一様流を U_∞ とする。はじめ一様流の方向と x 軸とを一致させておき、ついで迎え角 α 、横すべり角 β の順序で座標軸を回転させると、一様流に平行な単位ベクトルは次のように表わされる。

$$\vec{e}_\infty = \cos\alpha \cos\beta \vec{i} - \cos\alpha \sin\beta \vec{j} + \sin\alpha \vec{k} \quad (1)$$

流れは完全流体とし、問題の領域を第1図のように

第1図 座標系と翼端剥離渦

$$\begin{aligned} U_x &= U_\infty \cos\alpha \cos\beta \\ U_y &= -U_\infty \cos\alpha \sin\beta \\ U_z &= U_\infty \sin\alpha \end{aligned}$$

翼面 S 、自由渦層 W 、その他の領域 R の三つに分ける。領域 R での流れはラプラスの方程式に支配される。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2)$$

ここで ϕ は一様流流速とコード長 ($=1$) によって無次元化された擾乱速度ポテンシャルである。

領域 R の境界で ϕ は以下の境界条件を満足する。

a) 流れは翼面に沿う。

$$(\vec{e}_\infty + \nabla \phi) \cdot \vec{n}_s = 0 \quad \text{on } S \quad (3)$$

ここで $\vec{n}_s$ は翼面に垂直な単位ベクトルである。

b) 自由渦層の上下面で圧力差は0であり、流れは自由渦層に沿う：

$$\Delta C_p = (2\vec{e}_\infty + \nabla \phi_+ + \nabla \phi_-) \cdot (\nabla \phi_+ - \nabla \phi_-) = 0 \quad \text{on } W \quad (4)$$

$$(\vec{e}_\infty + \nabla \phi) \cdot \vec{n}_w = 0 \quad \text{on } W \quad (5)$$

添符号 $+$, $-$ はおのおの自由渦層の上下面を表わし、 $\vec{n}_w$ は自由渦層に垂直な単位ベクトルを表わす。

c) 剥離の生ずる翼端および後縁での KUTTA の条件：

$$(2\vec{e}_\infty + \nabla \phi_+ + \nabla \phi_-) \cdot (\nabla \phi_+ - \nabla \phi_-) = 0 \quad (6)$$

$$(\vec{e}_\infty + \nabla \phi) \cdot \vec{n}_i = 0 \quad (7)$$

d) 翼や自由渦層の無限遠方で擾乱速度は0となる：

$$\nabla \phi \rightarrow 0 \quad (8)$$

以上で定式化される問題を解けばよいのであるが、境界条件(4), (5)式が問題を複雑にしている。すなわち、両式は自由渦層上で満たされるが、その渦層の形が未知である。そのため問題は非線形となっており、解法は数値的手法に頼らざるをえない。本報告ではこの非線形問題をイタレーションによって解く。

3. 解法

3.1 計算手順 翼面は通常の VLM と同様に矩形の要素に分割し、各要素上に $1/4 \sim 3/4$ 法則に従って束縛渦と control 点を配置する。翼面の要素への分割の方法には、流れ方向に lattice をとる方法（この方法では β を変えるごとに lattice をとり直さねばならない）と、横すべり角にかかわらず lattice は翼面に固定したままとする方法が考えられる。

線形の場合、両者はかなり異なった渦モデルとなり、それぞれ異なった結果を与える¹⁾。しかし翼端から剥離渦が放出される非線形の場合、両者の渦モデルの相違はあまりない。とくに翼上の圧力係数に大きな影響を与えると考えられるスパン方向の渦要素の形状は、まったく同一となる。したがって少なくとも β が

あまり大きくないところでは、両者による結果の差はあまりないと考えられる。事実文献13)において、本報告と類似の方法で両者の lattice による結果を示しているが、その違いはほとんどない。したがって本報告では、まず取扱いの簡単な翼面固定の lattice を用いることにする。しかし厳密には、流れ方向に lattice をとる方法についても詳しく調べる必要がある。

また線形の VLM においては、semi-circle 分割に従って lattice をとることにより、解の収束性を著しく改善することができる^{15), 16)}。しかし本報告のような剥離渦を含む場合においては、かえって収束性を損うことが見られたので、等分割の lattice を用いることにする。

つぎに、翼端から流れが剥離し渦を形成することを表現するために、翼端に沿った束縛渦を自由渦として一様流中に放出する。また後縁からの渦も自由渦として扱う。これらの自由渦は、短い直線渦要素をチェーン状に連ねて表わし、最後部要素は一様流の方向に半無限に伸ばす。

前節で述べたように、この問題は、翼面上の束縛渦の強さと、自由渦の形状の両方が未知となる非線形問題となるが、第2図に示すイタレーションの手順によってそれらを決定する。

- 1) 翼面を多数の矩形要素に分割し、各要素上に束縛渦を配置する。また自由渦の初期形状を一様流と平行であるように決める。
- 2) 自由渦の初期形状に対して、翼面上の control 点での境界条件を充たすよう、束縛渦の強さを決める。
- 3) 自由渦上の節点 (渦要素の接合点) ですべての

渦要素からの誘導速度を計算し、自由渦は局所気流に沿うという条件で自由渦形状を決定する (計算は数回のくり返しを必要とする)。

- 4) 前段で求められた自由渦形状に対して、翼面上の control 点での境界条件を充たすよう、束縛渦の強さを再決定する。
- 5) 翼面上の束縛渦の強さが一定するまで3), 4)の手順をくり返す。
- 6) 圧力分布, 空力微係数等を決定する。

以上において、渦要素による誘導速度の計算には、BIOT-SAVART の法則を用いる。

3.2 翼端厚効果のモデル化 第3図のように翼端厚を0としたものを type A, 通常の翼端厚をもったものを type B とする。後述の実験結果からわかるように、type A の $C_{l\beta}$ は翼端に向かっての翼厚の減じ方に左右されない。したがって type A としては、翼端部全体で剥離が起こるような翼端形状であればよい。

同様に type B についても、前報¹⁾の実験結果からわかるように、翼端形状は半円形に丸めたもののみではなく、翼面に垂直に切り落した形の翼端形状も含めて考えてよい。

計算モデルは、type A については翼端部前～後縁にわたって剥離が起こっているとするモデル (第3図上) を用いる。type B については翼端厚の存在のため、翼端部前縁からただちに剥離が起こっているとは考えられないので、翼端部の流れはある程度翼端に付着して流れた後剥離するとするモデル (第3図下) を用いる。

type B の翼端形状に対してどの程度流れが付着しているかは、多少数値実験を行って定めなければならない

第2図 計算手順

第3図 翼端形状と渦モデルの相違

第4図 束縛渦による誘導速度

い。翼端付着の要素数を小→大と変化させると、 C_i はある要素数で極大値をとるので、そのときの要素数を翼端に付着させる。本報告で計算に用いる $NC=5\sim9$ の範囲では付着要素数は2と選べばよい。

3.3 圧力係数の計算 各翼面要素での圧力係数は、おのその control 点位置で翼の上下面に BERNOULLI の式を適用して求める。control 点位置を選ぶ理由は、この点で境界条件が充たされているからである。control 点での気流速度は、[一樣流速度]+[自由渦による誘導速度]+[control 点を囲む束縛渦要素による誘導速度]で与えられる。最後の〔〕の速度は、control 点を囲む渦の直線内挿を用いて control 点での渦強度を求めることにより、次のように得られる (第4図)。

$$u_x^* = \pm (1/2l_x^2) \cdot (\Gamma_1^x l_{x1} + \Gamma_2^x l_{x2}) \quad (9)$$

$$u_y^* = \mp (1/2l_y^2) \cdot (\Gamma_1^y l_{y1} + \Gamma_2^y l_{y2}) \quad (10)$$

ただし複号は翼の上下面を表わし、

$$l_{x1} = x - x_1, \quad l_{x2} = x_1 - l_x - x$$

$$l_{y1} = y - y_1, \quad l_{y2} = y_1 + l_y - y$$

である。

control 点での自由渦による誘導速度の x, y 成分を w_x, w_y とすると、翼の上下面での圧力差は次のようになる。

$$\Delta C_p = \frac{2}{l_x^2} \left(\frac{\Gamma_1^x l_{x1}}{U_\infty} + \frac{\Gamma_2^x l_{x2}}{U_\infty} \right) \left(\frac{U_x}{U_\infty} + \frac{w_x}{U_\infty} \right) - \frac{2}{l_y^2} \left(\frac{\Gamma_1^y l_{y1}}{U_\infty} + \frac{\Gamma_2^y l_{y2}}{U_\infty} \right) \left(\frac{U_y}{U_\infty} + \frac{w_y}{U_\infty} \right) \quad (11)$$

各 control 点での圧力係数が求まれば、これを用いて全翼の空力微係数を計算することは容易である。なお計算の際に用いられる座標軸は機体軸であるので、通常空力微係数として表わすために、風軸に関するものに換算する。

3.4 若干の注意 正しい結果を得るためと、計算を能率よく行うために、いくつかの計算上のパラメータを適切に決める必要がある。それらのパラメータの選択は C_L よりも C_i に対してかなり敏感である。以

第5図 NS の効果 (翼端形状 type A)

下におもなものを記す。

① 自由渦はいくつかの短い渦要素と半無限の渦要素を連ねて表わすが、短い渦要素を用いる範囲は、翼後方 1/2 弦長程度まででよい、これを小さくすることは計算時間のかなりの節約となる。

② 翼面の分割数 NC と NS の比は、 C_i にかんりの影響を及ぼす。線形の VLM の場合、各種の空力微係数は NC を固定して NS を増加したとき、ある値に収束するような変化を示す。しかし剝離渦を入れた本方法の場合はそうではなく、空力微係数は $NS \approx NC \times AR$ の関係を充たす (翼要素はほぼ正方形となる) とときに、極大値を示すような変化をする。しかもその傾向は C_i に対して著しい (第5図)。

このことは一見本方法が収束性を欠いているように思われるが、後述のように、 NC と NS の比を固定した上で分割数を増やしたときには、望ましい収束性を示す。したがって翼要素形状の変化がなぜこのような効果をもつのかは、現段階では不明であるが、少なくとも翼要素形状をほぼ相似に保つ限り、要素数の増大に対して解は収束するといえる。

また以下の計算における NC と NS の比は、翼要素形状がほぼ正方形となる値、すなわち空力微係数が極大値となる値を用いる。この理由は、第1には、翼要素形状が正方形となる付近で、翼要素形状の変化に対する空力微係数の変化が最小となること、第2には、翼要素形状が正方形になるときに、最も実験値に近い空力微係数を与えることからである。またついでながら、正方形要素は等分割の線形 VLM においても、計算効率の良い要素形状である¹⁷⁾ことにふれておく。

なお、空力微係数が極大値を示すような翼要素形状を選択するというのは、翼端厚効果のモデル化のとき、翼端付着の要素数を決定するのに用いたのと同じ選択基準である。

③ 翼面の要素数を増加したときの解の収束性を保つために、人工渦芯を導入する。渦芯の形は、誘導速度が計算される点で、合計の誘導速度が W_{max} で押え

第6図 人工渦芯の仮定

第7図 解の収束性 (翼端形状 type A)

られ、かつ渦との距離が非常に小さい場合、誘導速度が渦との距離に比例するものを用いる (第6図)。計算結果は W_{max} の大きさに左右されるが、収束性がある程度保証され、かつなるべく大きい値ということで $W_{max}=0.4 \times U_{\infty}$ を選ぶ。このときの翼面分割数に対する解の収束の様子の一例を第7図に示す。この図には渦芯を仮定しなかった場合の結果も合わせて示してあるが、渦芯の仮定が数値解の収束性をいかに改善するかが見てとれる。

4. 実験

4.1 実験目的 翼端厚が0の type A の翼と、通常の翼端厚をもった type B の翼とに対する計算上の困難さを考えてみると、翼端剝離の起こる位置が明確である type A の計算のほうが容易である。したがって discrete vortex 法の適用可能性を調べる場合、まず type A の計算を行ってみてうまくいくかどうか確かめる必要がある。しかし type A についての実験結果はほとんど見あたらないので、本報告でこれを行い、計算の有効性を確かめる材料とする。

また、type B の翼に対する前報¹⁾の実験結果と比較し、翼端厚の $C_{l\beta}$ に与える効果を調べる。

本実験は、翼端にいくに従って翼厚を減じ、翼端で翼厚が0となるアスペクト比2と3の矩形翼で行う。その際、翼厚の分布の影響を調べるため、アスペクト比3の翼については、翼厚の減じ方の違うもの2種類について実験する。なお翼全体を十分薄くすることは、銅板などを用いれば可能であるが、前縁剝離の問題が起こってくると思われるので、そういった模型は用いないことにする。

4.2 実験装置 使用風洞は名古屋大学の自由傾斜風洞 (吹き放し式) であり、吹出口は正八角形、対辺距離は 1.94 m、最大風速は 40 m/s である。

空気力の測定には、アスペクト比3の翼に対しては風洞備えつけのストラット式6分力天秤 (大和衡製)、および前報¹⁾で開発・製作した高精度ローリングモーメント測定部を用いる。アスペクト比2の翼に対しては、スティングバランス (日章電器製) を用いて計測を行う。後者の場合、計測結果は機体軸に対して検出されるので、データ整理の際に風軸に関するものに換算する。

供試模型はいずれも中央部翼断面は NACA 0012 である。アスペクト比3の翼はコード長 30 cm、スパン長 90 cm で、一つは1コード長にわたってなめらかに翼厚を減じたもの、もう一つは 1/3 コード長にわたって翼厚を減じたものの2種類を用いる。アスペクト比2の翼は、コード長 40 cm、スパン長 80 cm で 1/2 コード長にわたって翼厚を減じたものを用いる。

試験風速は、アスペクト比3の翼に対しては約 39 m/s、アスペクト比2の翼に対しては約 33 m/s を用いる。レイノルズ数は前者は 7.7×10^6 、後者は 9.2×10^5 である。

計測は、迎え角を -2° から正の方向へ 2° キザミに失速に達するまで増大し、各迎角において横すべり角 $\beta=0^\circ, \pm 5^\circ, \pm 10^\circ, \pm 15^\circ, \pm 20^\circ$ に設定して各分力を測定する。

5. 結果と考察

以下に計算および実験によって得られた結果を示す。ただし、type A の翼の実験において、アスペクト比3の翼2種類を用いて翼厚の減じ方の $C_{l\beta}$ への影響を調べたところ、結果にほとんど差はなかった。したがって以下アスペクト比3の翼の実験結果については、1/3 コード長にわたって翼厚を減じたものの結果のみを示す。

第8図は計算によって得られた自由渦形状の一例を示す。上は type A に対するものを示し、下は type B に対するものを示す。type B では翼端からの自由渦の放出が、前端よりやや後方位置から始まっているのが

第8図 自由渦形状

第9図 圧力分布 (AR=3, $\alpha=10^\circ$, $\beta=10^\circ$) 第10図 C_l vs. β

わかる。また、図の右側に横から見た自由渦の様子を示してあるが、いずれも上流側翼端部 (RIGHT) の渦の巻き込みが下流側のそれよりも激しいのが見られる。図中 T は計算時間* (秒) を示す。

さらに、翼端厚効果を入れた type B は、type A に比べて C_L を減少させ、 C_i を増加させていることがわかる。これは、type B における剥離領域の減少が C_L の減少を生じ、翼端付着の渦要素が C_i の増加を生じている結果であると思われる。

第9図は第8図と同じ計算条件のときの翼の圧力分布を示す。type A と type B との大きな違いは、上流側 (右) 翼端部のコード方向圧力分布である。type A でははじめから ΔC_p は大きく、なだらかに後縁に向かって $\Delta C_p=0$ となっているが、type B では前縁から後縁に向かうときいったん ΔC_p は小さくなって再び大きくなり、後縁で $\Delta C_p=0$ となっている。この中央部のふくらみは、翼端剥離渦によるものであり、type B では剥離渦の位置が後方にずれることによってこのような圧力分布形状を示す。

type B のこの翼端部のコード方向圧力分布形状は、実験結果^{13), 20)}とも定性的に一致している。このことは、翼端厚をもった通常の翼では、翼端剥離が前縁よりやや下がった位置から起こるという仮定の正しさを示している。

第10図は $C_l \sim \beta$ の実験と計算の比較を示す。type A (上方) では実験と計算は $\beta=15^\circ$ まではよい一致を示す。図中破線は線形 VLM (VLM-SL 法) の結果を示すが、実験値に比べて半分ほどの C_l しか与えていない。翼端剥離渦の効果を入れた本方法により、計算結果が著しく改善されることがわかる。

type B (下方) では $C_l \sim \beta$ 図での両者の一致は $\beta=10^\circ$ までであり、実験と計算の一致は type A よりやや

* 名古屋大学大型計算機センター FACOM M-200 による。

第11図 $C_{i\beta}$ vs. C_L 第12図 $C_{i\beta}$ vs. C_L (AR=3) 第13図 $C_{i\beta}/C_L$ vs. AR

劣る。この原因の一つは、type B においては翼端剥離の開始位置が discrete な渦モデルでは正確に模擬できないことにあると考えられる。

また type A, type B いずれにおいても、 β が大きくなると計算結果は小さな C_L しか与えない。これは計算において、誘導速度の最大値を一樣流の 0.4 倍に制限しているためである。

第11図は $C_{i\beta} \sim C_L$ を示す。実験と計算の一致はほ

ぼよいといえる。 C_L が大きいところで計算値のズレが大きい、この原因は第10図のズレと同じである。通常、剥離渦による誘導速度の大きさは一樣流と同程度になるといわれており、本報告の場合でも β や C_L が大きいところでは誘導速度がその程度になっていると考えられる。したがって誘導速度の大きさを一樣流の 0.4 倍に制限している本報告の計算法では、そういった領域はうまく計算できないことになる。

第12図はアスペクト比3の翼について、type A と type B の $C_{i\beta} \sim C_L$ の結果を比べたものである。通常の翼端厚をもった翼に比べて、翼端厚を0にしたもののほうがかなり小さな $C_{i\beta}$ を示すことがわかる。参考のために線形 VLM (VLM-SL 法) による結果も示したが、type A, type B いずれの実験値よりもかなり小さな $C_{i\beta}$ しか与えていない。

なお第11, 12図において、実験値を結ぶ直線は、測定誤差等により必ずしも原点を通過するものとはならないが、本報告では計算値との比較のため、これを原点を通過するように平行移動して表してある。

第13図は最終的に得られるローリングモーメントパラメータ $C_{i\beta}/C_L$ を、アスペクト比に対してプロットしたものである。実験結果と計算結果とはかなりよく一致している。なお図中 QUEIRO¹⁸⁾ は半実験的結果であり、RAS は文献19)より引用したものである。RAS のものは詳細不明であるが、本報告の結果から考え合わせてみて、翼端厚が0の翼に対する結果と推察される。

6. 結 論

剥離渦空力の計算に用いられる discrete vortex 法を応用して、矩形平板翼の $C_{i\beta}$ 計算を行った。研究対象としてとりあげた翼は、翼端厚を0とした翼と、翼端部まで厚みをもった通常の翼である。さらに、前者の翼については従来の実験結果がないので、本報告でアスペクト比2と3の翼について実験を行い、計算結果と比較した。

得られた結果は以下のようである。

- 1) 線形の VLM では矩形平板翼の $C_{i\beta}$ 計算は不満足な結果しか得られないが、翼端剥離渦を考慮に入れた本方法では、実験とかなりよく一致する結果を得ることができた。
- 2) 翼端厚が0の翼と通常の翼端厚をもった翼とでは、同じ平面形に対しても $C_{i\beta}/C_L$ にかんがりの差があることがわかった。そして前者は後者より小さい $C_{i\beta}/C_L$ 値を示すことがわかった。また計算において、それぞれに適切な渦モデルが考案された。

- 3) モデル計算の結果より、翼端厚0の翼では翼端部全体で剝離が起こり、通常の翼端厚をもった翼では、剝離は翼端前縁より少し下流位置より起こるとの推定が妥当であることがわかった。
- 4) 計算結果は、迎角あるいは横すべり角が大きいところでは、実験値とかなりずれた。この原因は計算の収束性を保つために、剝離渦による誘導速度の最大値を一樣流の速度の大きさの0.4倍に制限したためである。

上記4)の問題点は、誘導速度の制限値をもっと大きくとつても収束解が得られるように、より適切に渦芯を扱うことによって解決できると思われる。あるいは、剝離渦の空力計算法として最も進んでいるといわれる、JOHNSONら⁸⁾の方法を応用して計算を試みるのも興味深い。

本研究は昭和57年度科学研究費補助金(奨励研究A)によるものである。研究遂行上有益な助言をいただきました名古屋大学安東茂典教授に深く感謝します。また、実験に協力された名古屋大学航空学教室加藤勇夫技官、および大学院生武市直也君に感謝します。

参考文献

- 1) 市川明夫, 安東茂典, 末霞次郎, 小田切文治: 横すべりする直線平板翼の $C_{l\beta}$ (I), 日本航空宇宙学会誌, 第27巻, 第306号(1979), pp. 347-355.
- 2) JAVED, M. A. and HANCOCK, G. J.: Application of Vortex Lattice Methods to Calculate L_v (Rolling Moment due to Sideslip), Aeronautical J., Vol. 85, No. 842 (March 1981), pp. 113-117.
- 3) 鷲津久一郎, 巽 重文, 北森信明: 有限要素法を用いた翼の上反角効果の解析, 日本航空宇宙学会第12期年会講演会講演集(1981), pp. 16-17.
- 4) 柳沢三憲, 菊地一雄: 横すべりにおける翼の上反角効果について, 飛行機シンポジウム講演集(1982), pp. 250-253.
- 5) BELOTSERKOVSKY, S. M.: Calculation of the Flow around Wings of Arbitrary Planform in a Wide Range of Angle of Attack, NASA TTF 12291 (1969).
- 6) KANDIL, O. A., MOOK, P. T. and NAYFEH, A. H.: Nonlinear Prediction of Aerodynamic Loads on Lifting Surfaces, J. of Aircraft, Vol. 13, No. 1 (1976), pp. 22-28.
- 7) 大村 稔, 高岡 力: 揚力面理論による前縁剝離渦を伴う翼の特性推算, 日本航空宇宙学会誌, 第20巻, 第226号(1972), pp. 635-641.
- 8) JOHNSON, F. T. *et al.*: Three-Dimensional Flow over Wings with Leading-Edge Vortex Separation, AIAA J., Vol. 18, No. 4 (1980), pp. 367-380.
- 9) POLHAMUS, E. C.: A Concept of the Vortex Lift of Sharp-Edge Delta Wings Based on a Leading-Edge Suction Analogy, NASA TN D-3767 (1966).
- 10) KANDIL, O. A., ATTA, E. H. and NAYFEH, A. H.: Three Dimensional Steady and Unsteady Asymmetric Flow Past Wings of Arbitrary Planforms, AGARD-CP-227 (1977).
- 11) LUCKRING, J. M.: An Application of the Suction Analogy for the Analysis of Asymmetric Flow Situations, NASA CP 2001 (1976).
- 12) LUCKRING, J. M., SCHOONOVER, Jr., W. E. and FRINK, N. T.: Recent Advances in Applying Free Vortex Theory for the Estimation of Vortex Flow Aerodynamics, AIAA Paper 82-0095 (1982).
- 13) 神戸庄二: 横すべりする矩形平板翼の翼端剝離渦効果を含む $C_{l\beta}$ の計算, 名古屋大学工学部航空学科修士論文(1980).
- 14) GOODMAN, A. and BREWER, J. D.: Investigation at Low Speed of the Effect of Aspect Ratio and Sweep on Static and Yawing Stability Derivative of Untapered Wings, NASA TN-1669 (1948).
- 15) 市川輝夫: Vortex Lattice 法の基礎についての考察, 日本航空宇宙学会誌, 第29巻, 第327号(1981), pp. 209-216.
- 16) 市川明夫, 安東茂典: 非定常揚力面の数値計算誤差(Ⅲ), スパン方向, 日本航空宇宙学会誌, 第29巻, 第329号(1981), pp. 304-313.
- 17) 李 東煥ほか: 3次元揚力面の数値計算法について, 第13回流体力学講演会講演集(1981), pp. 290-293.
- 18) QUEIRO, M. J.: Theoretical Span Load Distributions and Rolling Moments for Sideslipping Wings of Arbitrary Plan Form in Incompressible Flow, NACA Rept. 1269 (1955).
- 19) ETKIN, B.: Dynamics of Flight, John Wiley & Sons, Inc., New York (1959), pp. 486-489.
- 20) WILLIAMS, D. H.: Pressure Distribution over a Yawed Airfoil, R & M No. 1203 (1928).