大迎角を持つ軸対称放物体背後に生じる剝離渦の非定常特性の解明^{*1}

Clarification of Unsteady Characteristics in Separated Flow over Axisymmetric Paraboloid at High Angles of Attack

石 出 忠 輝^{*2}・西 川 進 栄^{*3}・三 神 史 彦^{*3}
Tadateru ISHIDE, Nobuhide NISHIKAWA and Fumihiko MIKAMI

Key Words : Three Dimensional Separated Flow, Velocity Fluctuation, Hot Wire Anemometer, Probability Density Function

Abstract : The phenomenon of three-dimensional separation of the flow over a slender body at high angles of attack is difficult to model and still challenging problem. The singularity of the flow is caused by mutual intervention of three-dimensional separation and separated vortices. In this study, the flow in the cross-flow separation region of an axisymmetric paraboloid at 30, 40, and 50 deg angle of attack has been investigated experimentally by hot wire anemometer. Reynolds numbers are 9.0×10^3 and 1.8×10^4 referred to the base diameter. X-type probe was used to measure three dimensional velocity fluctuations over the axisymmetric paraboloid at sampling time of 4 kHz. It has been shown that the lift-off and merge of vortices can be explained by r. m. s. distribution of velocity fluctuations. Reynolds stress and the difference between probability density function and normal distribution oscillates where the kink of vortex is observed.

1. は じ め に

大きな迎え角をとる有限長さの細長物体まわりの流れは、主として航空・宇宙分野において多くの実用例があり、実験及び数値解析の両面から研究が進められている。特に宇宙飛行体の回収・着陸には高速のみならず、低速時のデータが必要とされるが、低速時の特性は高速時と比較して複雑であり、迎角、レイノルズ数、頂角など多くのパラメータによって変化する。また大迎角物体背後の流れの剝離と後流のパターンは非常に複雑な様相を呈し¹⁾、それらが空気力の非線形性と特異性を引き起こしていることは容易に予想できる。したがって、その流れの特性を定性的、定量的に把握することは実用的にも非常に重要である。このような観点から軸対称物体を対象として、境界層内の流れの状態が剝離領域に及ぼす影響^{2,11)}や三次元剝離位置の幾何学的な定義及びレイノルズ応力、表面摩擦応力の測定による定量的な定義が様々な迎角、レイノルズ数において提案されている^{4~6,8)}。さらに大迎角になると剝離渦が非対称になり、物体に作用する横力発生に重要な影響を持つと考えられ多くの研究が行われている^{2,3,9,10)}。また最近の可視化技術の進歩にともない、断面剝離渦の詳細な構造も解明されてきている^{1,10)}。著者らも従来から軸対称放物体を対象として、I型プローブを用いた熱線流速計による境界層厚さの測定ならびにパワースペクトルの算出、トレーサ法とレーザライトシート光を組合わせた流れの可視

化と画像解析を通して、軸対称放物体全体における剝離線と剝離渦の位置変化及びパワースペクトルの最大値に着目した剝離線の定量的な識別等を行ってきた^{12,13)}。また著者らの最近の研究¹⁴⁾においては、X型プローブを有する定温度型熱線流速計を用いて軸対称放物体背後に生じる剝離渦内の三次元速度場を測定し、物体壁面近傍において二次渦の存在する領域で速度変動のr. m. s. 値が最大になることが示された。しかしながら後流剝離渦全体にわたる非定常特性、特に久保田らによって指摘されている剝離渦の合体、浮き上がり、折れ曲がり現象¹⁾が剝離渦内の流れに及ぼす乱れの影響については未だ明らかにされているとは言い難い。本研究ではX型プローブを有する熱線流速計を使用して、軸対称放物体背後の剝離領域の速度場を詳細に測定し、各断面におけるr. m. s. 分布及びレイノルズ応力分布の算出に加えて、確率密度関数を用いて剝離渦の分類を行い、剝離渦の合体、浮き上がり、折れ曲がり現象を定量的に明らかにすることを目的としている。

2. 実 験 装 置

本研究において使用した風洞はゲッチンゲン型であり、風洞測定部は開放型、測定部長さ650 mmである。また測定部断面積は上流側で400×400 mm、下流側では550×550 mmであり、模型の位置する断面において一様流が得られる有効範囲は450×450 mmになっている。この時Blockage factorは最大14.2%である。模型はステンレス製で、全長140 mm、後端直径75 mmの回転放物体であり、模型先端から中心軸方向距離を x とすると、任意の x における模型断面半径 r は $r = \sqrt{10x}$ で表される。さらに模型支持のため全長350 mmの鉄製円筒が模

^{*1} 平成12年3月23日、日本航空宇宙学会第31期年会講演会にて講演。平成12年4月4日原稿受理

^{*2} 木更津工業高等専門学校機械工学科

^{*3} 千葉大学工学部電子機械工学科

第1図 模型及び座標系

型後部に接続されている。第1図に座標系を示す。

3. 実験方法と計測システム

本研究では、放物体背後の剥離領域における非定常特性を定量的に求めるために熱線流速計を用いて測定を行う。使用した熱線流速計はKANOMAX IHW-100であり、定温度流速計モジュール2個と温度補正用温度測定モジュールで構成されている。測定箇所は周方向については、 $\theta = 90^\circ \sim 180^\circ$ を 11.25° おきに8分割し、さらに著者らが行ってきた可視化実験¹³⁾から判定される二次渦近傍において2点追加設定している。また $\theta = 90^\circ$ の y 方向主流領域側に3mm間隔で3点設定している。 x 方向については $x/L = 0.21 \sim 1.0$ において可視化画像から特長的な断面剥離渦パターンの観察される箇所を測定点としている。また z 方向は物体表面直上0.5mmを開始点として、主流領域に至るまでの間を20分割している。したがって放物体全体にわたる測定点数は280となる。また物体全体にわたる測定として物体表面から1mmシフトした点のみを $\theta = 90^\circ \sim 180^\circ$, $x/L = 0.21 \sim 1.0$ において測定を行った。この場合の測定点数は132点となる。プローブはX型を使用し、各測定点において平均速度ベクトル及び変動強さの算出を行う。測定手順としてはプローブを2個使用し、それぞれ配置を変えて測定する。すなわち、一つはプローブ先端のタングステンワイヤを xy 平面内に設置し x 及び y 方向速度成分 u , v の測定を行い(UV配置と呼ぶ)、もう一方はUVプローブに対して 90° 回転させ、 xz 平面内にタングステンワイヤを設置し x 及び z 方向速度成分 u , w の測定を行っている(UW配置と呼ぶ)。このようにして x , y , z 三方向の速度成分を捉えている。プローブの校正方法は、模型をはずした状態で熱線プローブとピトー管を風洞測定部にセットし、一様流速を0~10(m/sec)の範囲でほぼ1(m/sec)ごとに変化させ、熱線プローブ出力とピトー管から得られる流速から4次式の校正曲線を得ている。なお校正時のプローブの位置決めは、それぞれのプローブにおいて u 以外の速度成分が0になるように行っている。本実験におけるサンプリング周波数は4kHz, サンプリングデータ数は16,384である。処理帯域については事前に予備実験として、熱線プローブを軸対称放物体まわりに順次動かし、出力信号を信号解析ソフトSpectra Pro (Sound Technology 社)を用いてFFT解析

第2図 可視化画像 ($\alpha = 40^\circ$, $Re = 9.0 \times 10^3$, $x/L = 1.0$)

することによって決定している。

4. 結果と考察

本実験で使用した風洞の残留乱れは一様流速 $U_\infty = 1.8$ (m/sec) の場合0.7%, $U_\infty = 3.6$ (m/sec) の場合1.1%である。また一様性は $U_\infty = 1.8$ (m/sec) の場合0.8%, $U_\infty = 3.6$ (m/sec) の場合2.6%であり、本計測結果に大きな影響を与えるには至らないと考えられる。模型の閉塞効果による影響は、閉塞効果を最大限に見積もるために風洞測定部が密閉型であると仮定し連続の式を適用すると、軸対称放物体まわりの流速は $\alpha = 30^\circ$ の場合では模型のない状態における風洞測定部一様流速の1.10倍、 $\alpha = 40^\circ$ では1.13倍、 $\alpha = 50^\circ$ では1.16倍程度である。しかしながら本実験における風洞測定部は開放型であり、閉塞効果は密閉型と比較して小さくなるものと考えられるため、本研究においては閉塞効果修正を行っていない。また円筒部分から放出される渦が、放物先端模型まわりの流れに与える影響については、軸対称放物体の先端から前方50mmの断面における流れの一様性及び残留乱れが模型のない状態における風洞測定部一様流速の値と同程度であることから、小さいものであると考えられる。第2図に $\alpha = 40^\circ$, $Re = 9.0 \times 10^3$, $x/L = 1.0$ における可視化画像を示す。この画像は著者らが行ってきた可視化実験¹³⁾により得られたものである。この図より背中側対称線から周方向上流側に向けて、主渦、一次渦、二次渦、三次渦が形成されることが分かる。隣接した渦の回転方向は逆転しており、一次剥離線から剥離した流れと背中側対称線からの再付着流れによって主渦が形成された後、各縦渦が相互干渉的に生成されるものと考えられる。

4.1 速度変動のr.m.s.分布 第3図に $\alpha = 40^\circ$, $Re = 9.0 \times 10^3$ における y 方向速度成分 v のr.m.s.分布を示す。なおこの図におけるr.m.s.値は一様流速 U_∞ で無次元化している。 x 方向速度成分 u , z 方向速度成分 w についても同様の傾向を示している。この図から各断面共に第2図における二次渦領域において最大値を示していることが確認できる。また一次渦から主渦の渦核に至る領域は、二次渦領域に次いで高い値を示している。等値線が密になっている部分に着目すると、物体後方における剥離渦

第3図 各断面における r. m. s. 分布 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$) 第4図 各断面における r. m. s. 分布 ($\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$) 第5図 各断面における r. m. s. 分布 ($\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$)

領域の拡大が観察できる。第4図に $\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における r. m. s. 分布を示す。 $x/L=0.64$ において r. m. s. 値の最大値が主渦領域側に移動しており、二次渦領域で発生した乱れが主渦領域側に拡大していることが分かる。また $x/L=0.86$ において r. m. s. 値の最大値は、物体壁面から離れて存在しており、二次渦の浮き上がりが確認できる。さらに $x/L=1.0$ になると r. m. s. 値の最大値は、物体壁面から離れた主渦の渦核近傍において存在しており、 $x/L=0.86$ において物体壁面から浮き上がってきた二次渦が主渦に吸収されたものと考えられる。また $\theta=135^\circ$ 付近において r. m. s. 値の高い領域が存在し、新しい二次渦の発生が起きているものと考えられる。第5図に $\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における r. m. s. 分布を示す。この図を見ると $\alpha=40^\circ$ の場合と異なり、各断面共に r. m. s. 値は二次渦領域ではそれほど高くはなく主渦領域において高い値を示しており、特に主渦の渦核近傍で最大値を持つことが分かる。また物体後方に向かうにしたがい、渦核が物体壁面から浮き上がり、r. m. s. 値の高い領域も拡大している様子が確認できる。

さらに $\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$, $x/L=0.21 \sim 1.0$ における物体壁面近傍の r. m. s. 分布を第6図に示す。この図から $\theta=146^\circ$ 付近の二次渦領域内の r. m. s. 値が、物体全体にわたり極めて高い値を示していることが分かる。

4.2 確率密度関数を用いた剥離渦の分類 前述の r. m. s. 分布では、速度変動の周波数が低い場合においても、変動の振幅が大きいと値が大きくなってしまいう可能性が考えられる。そこで本研究では確率密度関数を導入し、

第6図 物体壁面近傍における r. m. s. 分布 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$)

第7図 確率密度関数を用いた剥離渦の分類

物体壁面近傍の剥離渦の流れの分類を試みた。すなわち各測定点において 16,384 のサンプリングデータから確率密度関数 R_1 を算出し、この時得られる試料標準偏差 σ から正規分布 R_2 を求め、次式の評価関数 Dfn を導入する。

$$Dfn = \int_{v_1}^{v_2} (R_1 - R_2)^2 dv \quad (1)$$

v_1 , v_2 は各測定点における速度データの最小及び最大値である。第7図は $\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$ における確率密度関数の分布形状を示している。隣接している測定点である $x/L=0.86$, $\theta=135^\circ$ と $x/L=0.79$, $\theta=141^\circ$ の2点の分布形状には明らかな相違がある。すなわち r. m. s. 値が同レベルであっても $x/L=0.86$, $\theta=135^\circ$ の測定点のように、速度変動の振幅が大きくさらに速度変動の周波数が高い乱れの強い流れの場合には、確率密度関数は正規分布に近づくものと考えられる。また $x/L=0.79$, $\theta=141^\circ$ の測定点に見られる分布形状の場合には、周波数の低いうねり成分が存在しているものと考えられる。第8図に $x/L=0.21 \sim 1.0$ における $(1/Dfn)$ の等値線図を示す。この図を見ると確率密度関数の分布形状は必ずしも r. m. s. 値の大小と対応しておらず、正規分布に近い領域が点在していることが確認できる。そこで本研究では r. m. s. 値と Dfn

の積である ($rms \times Dfn$) に着目する。すなわち周波数の低いうねり成分を持ち r. m. s. 値の高い領域を抽出しようとするものである。第9図に $\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$ における物体壁面近傍の ($rms \times Dfn$) の等値線図を示す。この図を見ると二次渦領域に沿って高い値を示しているが、特に $x/L=0.64 \sim 0.79$ において最大になっていることが分かる。すなわちこの領域において低周波数で平均流速及び変動速度振幅の異なる流れのスイッチング現象が起きているものと考えられる。また著者らが行ってきた可視化実験では、第10図(a)中の○印に示すようにこの領域において二次渦の渦核の折れ曲がり現象が確認されており¹⁴⁾、第9図の分布はこの現象を定量的に裏付けるものであると考えられる。第11図に $\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における物体壁面近傍の ($rms \times Dfn$) の等値線図を示す。この図から $x/L=0.43 \sim 1.0$, $\theta=140 \sim 157.5^\circ$ の領域において高い値を示していることが分かる。第10図(b)を見ると $Re=9.0 \times 10^3$ の場合と同じように、この領域は二次渦の渦核が変動している領域(図中○印)とほぼ一致している。また $x/L=0.64$, $\theta=140^\circ$ 付近において確率密度関数が2つの頂点を持つ分布形状になっている。第12図に $\alpha=50^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$ における物体壁面近傍の ($rms \times Dfn$) の等値線図を示す。 $x/L=0.21 \sim 1.0$, $\theta=90 \sim 101^\circ$ の一次剥離線近傍の領域A, $x/L=0.64 \sim 1.0$, $\theta=101 \sim 129^\circ$ の領域B, $x/L=0.36 \sim 0.57$, $\theta=135 \sim 168^\circ$ の領域Cにおいて高い値を示していることが分かる。すなわち $\alpha=40^\circ$ の場合と異なり、高い値を持つ領域が点在し

第8図 $(1/Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$)

ており、三次元剥離渦発達メカニズムについて久保田らの提案したせん断層の不連続¹⁾の傾向を読み取ることができ、剥離渦の非対称性を生み出す原因であると考えられる。

第13図に $\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$ における各断面の ($rms \times Dfn$) の等値線図を示す。 $x/L=0.64 \sim 0.79$ の一次渦及び二次渦領域において値が高くなっていることが確認できる。これらの領域の確率密度関数の分布形状は、いずれの場合も正規分布から大きくずれており、低周波数のうねり成分を含んだ形となっている。 $x/L=1.0$ においては値の高い領域が拡大し、等値線の中心位置は物体壁面から遠ざかっており、一次渦及び二次渦の浮き上がり現象が起きているものと考えられる。第14図に $\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における各断面の ($rms \times Dfn$) の等値線図を示す。 $x/L=0.57$ において一次渦の領域で値が高くなっており、物体後方に向かうにしたがって物体壁面から離れていく様子が確認できる。また $\theta=90^\circ$ 付近の一次剥離線近傍において値が高くなっていることが分かる。 $x/L=0.86$

第10図 渦核の浮き上がり量

第9図 物体壁面近傍における ($rms \times Dfn$) 等値線図 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$)

第 11 図 物体壁面近傍における $(rms \times Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$) 第 12 図 物体壁面近傍における $(rms \times Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=50^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$) 第 13 図 各断面における $(rms \times Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$)

第14図 各断面における $(rms \times Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$) 第15図 各断面における $(rms \times Dfn)$ 等値線図 ($\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$)

になると最大値が0.022程度になっており、確率密度関数は正規分布に近づきほぼ乱流状態になっているものと考えられる。第15図に $\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における各断面の $(rms \times Dfn)$ の等値線図を示す。この図を見ると一次渦から主渦の渦核に至る領域において高い値を示し、物体後方に向かうにしたがい一次渦が主渦に吸収され物体壁面から浮き上がっていく様子が分かる。 $x/L=0.43$ 以降

の断面では、一次渦から主渦の渦核に至る領域の $(rms \times Dfn)$ の最大値は0.034であり、ほぼ乱流状態になっているものと考えられる。また $x/L=1.0$ において $\theta=168^\circ$ 付近に値の高い領域が存在し、主流領域からの吹き降ろしが起きているものと考えられる。また、剥離渦特性の迎え角 α 、レイノルズ数 Re との関係第1表及び第16図に示す。第1表は第10図で示された各剥離渦の渦核の浮き上

がり量の最大値一覧であり、第16図は $rms \times Dfn$ 最大値の傾向である。これらの図、表から渦核の浮き上がり量及び $(rms \times Dfn)$ 最大値共に迎え角 α の増加に伴い大きくなる傾向が見られ、またレイノルズ数 Re が増大すると、値が小さくなる傾向にあることが分かる。

第17図に $\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$ における各断面のレイノルズ応力 ($u'v'$) の等値線図を示す。この図から全ての断面において、主渦の渦核より物体壁面側の二次渦領域で負の値、主渦の渦核より主流側の一次渦から主渦に至る領域において正の値を持つことが分かる。また前述の渦核の折れ曲がり現象の観察される $x/L=0.64 \sim 0.79$ の領域に着目すると、レイノルズ応力の最大及び最小値が変動していることが分かる。この傾向は二次渦領域において顕著に見られ、絶対値の小さくなっている $x/L=0.71$ においては、対応する $(rms \times Dfn)$ 値は第13図より大になっており、低周波数の流れのスイッチング現象が起きているものと考えられる。第18図に $\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における各断面のレイノルズ応力 ($u'v'$) の等値線図を示す。 $x/L=0.57$ において見られる二次渦領域の乱れが、 $x/L=0.64$ になると主渦領域まで浮き上がってきている

第16図 各迎角、レイノルズ数における $(rms \times Dfn)$ 最大値

第1表 各剥離渦における渦核の浮き上がり量最大値一覧

Re	Longitudinal vortices	$\alpha=30^\circ$	$\alpha=40^\circ$
9.0×10^3	Main vortex	0.155	0.238
	Primary vortex	0.1	0.104
	Secondary vortex	0.054	0.058
1.8×10^4	Main vortex	0.139	0.229
	Primary vortex	0.083	0.081
	Secondary vortex	0.044	0.041

様子が分かる。 $x/L=0.71$ では $\theta=140^\circ$, $z/R=0.027$ (R : 模型後端直径 = 37.5 mm) の物体壁面近傍においてレイノルズ応力は高い値を示している。以上のことから二次渦が $x/L=0.57 \sim 0.71$ にかけて物体壁面に近づいたり遠ざかったりするものと考えられ、第10図(b)の可視化実験による二次渦の渦核位置の測定結果と良好な一致を示していることが分かる。 $x/L=0.86$ 以降ではレイノルズ応力の高い領域が拡大し、一次渦が主渦に吸収されている様子が確認できる。またレイノルズ応力の最大値も後方に向かうにつれて大きくなっている。第19図に $\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$ における各断面のレイノルズ応力 ($u'v'$) の等値線図を示す。この図を見ると第5図の r.m.s. 分布と良好な一致を示していることが分かる。すなわち $x/L=0.43$ 以降においては乱流剥離渦となってその領域が拡大する。この時レイノルズ応力分布は物体後方に向かうにしたがい、非常に複雑な形状を呈しており、その結果一次

第17図 レイノルズ応力分布 ($\alpha=40^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$)

第18図 レイノルズ応力分布 ($\alpha=40^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$)

第19図 レイノルズ応力分布 ($\alpha=50^\circ$, $Re=1.8 \times 10^4$)

第20図 可視化画像 ($\alpha=50^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$, $x/L=1.0$)

渦が主渦に吸収され主渦の渦核が振動し、非対称渦へと移行していくものと考えられる。第20図に $\alpha=50^\circ$, $Re=9.0 \times 10^3$, $x/L=1.0$ におけるレーザライトシート光とフログジェネレータを用いた剥離渦の可視化画像を示す。この図を見ると一次渦が主渦に吸収されて、その結果主渦の渦核近傍に小さな渦が発生している様子が確認できる。 $x/L=0.43$ においてはこのような可視化画像は得られなかったが、同様なメカニズムが生起して r. m. s. 値及びレイノルズ応力値を大きくしているものと考えられる。

5. 結 論

迎角を持つ軸対称放物体背後に生じる剥離渦について、定温度型熱線流速計を用いて変動速度場を詳細に測定し、以下の結論を得た。

(1) 各迎角、レイノルズ数における r. m. s. 分布を詳細に導出し、その結果迎角によって r. m. s. 値が最大となる渦領域は異なることが確認できた。また各迎角における縦渦群の浮き上がり現象や渦と渦との合体について定量的に確認できた。さらに r. m. s. 分布の等高線の疎密状態から、渦領域の大きさの変化を捉えることができた。

(2) 確率密度関数とこれに対応する正規分布及び r. m. s. 値を用いて剥離渦内を評価した結果、 $\alpha=40^\circ$ における一次渦及び二次渦の折れ曲がり現象を定量的に説明することが可能となった。また $\alpha=50^\circ$ においては乱流剥離渦領域が模型前方まで拡大している様子を捉えることができた。

(3) 各迎角、レイノルズ数におけるレイノルズ応力分布を詳細に測定し、その結果 $\alpha=40^\circ$ においては一次渦及び二次渦の折れ曲がる断面でレイノルズ応力値が変動することが分かった。また $\alpha=50^\circ$ ではレイノルズ応力分布は物体後方に向かうにしたがい、非常に複雑な形状を呈しておりその結果、一次渦が主渦に吸収され主渦の渦核が振動し、非対称渦へと移行していくものと考えられる。

なお、各剥離渦の非対称とせん断層の不連続位置の非対称との干渉のメカニズム及び剥離渦全体の非対称に与える影響やせん断層の不連続と乱流との関連性については今後詳細に調べていく予定である。

本研究を行うにあたって、千葉大学学部生の菊地三朗

君、高柳直人君、木更津高専5年生の江副敬史君、松永浩嗣君の協力を得ました。ここに記して感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Jia, M., Watanuki, T. and Kubota, H.: The Visualization of Separated Flow over Slender Bodies at High Angles of Attack, *J. Visualization Soc. Jpn.*, **14** (1994), pp. 243-252.
- 2) Przirembel, C. E. G. and Sherada, D. E.: Aerodynamics of Slender Bodies at High Angles of Attack, *J. Spacecraft*, **16** (1979), pp. 10-14.
- 3) Ericsson, L. E. and Reding, J. P.: Dynamics of Forebody Flow Separation and Associated Vortices, *J. Aircraft*, **22** (1985), pp. 329-335.
- 4) Wang, K. C., Zhou, H. C. and Hu, C. H.: Three-Dimensional Separated Flow Structure over Prolate Spheroids, *Proc. R. Soc. Lond. A*, **421** (1990), pp. 73-90.
- 5) Meier, H. U. and Kreplin, H. P.: Experimental Investigation of the Boundary Layer Transition and Separation on a Body of Revolution, *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.*, **4** (1980), pp. 65-71.
- 6) Kreplin, H. P. and Stager, R.: Measurements of the Reynolds-Stress Tensor in the Three-Dimensional Boundary Layer of an Inclined Body of Revolution, *Proc. 9th Symp. "Turbulent Shear Flows"*, Kyoto, Japan, 1993, pp. 2.4.1-2.4.6.
- 7) Poll, D. I. A.: On the Effects of Boundary-Layer Transition on a Cylindrical Afterbody at Incidence in Low-Speed Flow, *Aeronaut. J.*, October (1985), pp. 315-327.
- 8) Chesnakas, C. J. and Simpson, R. L.: Measurements of the Turbulence Structure in the Vicinity of a 3-D Separation, *Trans. ASME*, **118** (1996), pp. 268-275.
- 9) Wardlaw, A. B., Jr. and Yanta, W. J.: Asymmetric Flowfield Development on a Slender Body at High Incidence, *AIAA J.*, **22** (1984), pp. 242-249.
- 10) Degani, D. and Zilliac, G. G.: Experimental Study of Non-steady Asymmetric Flow around an Ogive-Cylinder at Incidence, *AIAA J.*, **28** (1990), pp. 642-649.
- 11) Barberis, D. and Molton, P.: Experimental Study of Three-Dimensional Separation on a Large-Scale Model, *AIAA J.*, **33** (1995), pp. 2107-2113.
- 12) Ishide, T. and Nishikawa, N.: Experimental Study of Unsteady Flow Behavior in Separated Flow along Blunt Body, *Proc. 31st Aircraft Symp.*, 1993, pp. 140-143.
- 13) Nishikawa, N. and Ishide, T.: Visualization and Measurement of Separated Flow over Axisymmetric Paraboloid, *Proc. 2nd Asian-Pacific Conf. Aerospace Technology and Science*, Dun Huang, 1997, pp. 137-142.
- 14) Ishide, T., Nishikawa, N. and Mikami, F.: Smoke Visualization and Hot Wire Measurements of Three Dimensional Separated Flows, *J. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.*, **48** (2000), pp. 27-33.