乱流斑点の相互干渉がその成長に及ぼす影響*

蒔田 秀治^{*1}, 西沢 啓^{*2}Effects of Mutual Interaction between Turbulent Spots
on Their Streamwise Growth

Hideharu MAKITA and Akira NISHIZAWA

Two turbulent spots were generated in a zero pressure gradient laminar boundary layer by issuing small air jets with a time interval T_d from two horizontally displaced holes on a flat plate and interaction phenomena between them were experimentally investigated. When the two spots were simultaneously generated ($T_d=0$), they merged into a larger single spot of which the normal growth was apparently enhanced and the velocity defect was intensified from the original spots in their merged region. The upstream spot generated with a time delay T_d intruded into the calmed region of the downstream foregoing spot as it grew downstream. Then, its height was reduced and turbulence intensity was decreased, whereas it kept almost the same spanwise growth rate as that of the single spot. The normal growth of the downstream spot was scarcely affected by the intrusion of the upstream spot.

Key Words: Boundary Layer, Transition, Flow Measurements, Turbulent Spot, Conditional Sampling

1. 緒言

多数の乱流斑点が不規則に発生し、融合しあつて乱流境界層を形成していく過程⁽¹⁾は遷移過程の一つとして重要である。乱流斑点は単なる乱れた流塊ではなくその構造には明確な秩序性^{(2)~(4)}があり、内部には多数の渦構造^{(5)~(8)}を有する。従つて、斑点が平板上を覆い尽くすことが直ちに乱流境界層への遷移が完了したことを意味するかどうかは明確でなく、個々の斑点が初期に有していた構造の秩序性や内部の渦構造がどの程度下流まで維持され、逆にどのような経路を経て乱雑化するのかを明らかにする必要がある。乱流斑点を乱流境界層の building block⁽⁹⁾とする概念は斑点の構造が遷移後もその個性を維持し続ける可能性を予想させる。しかし、多数の斑点の配列の仕方を様々に変化させた Savas & Coles⁽¹⁰⁾の実験結果は、融合した斑点の個性は下流へ行くに従つて失われていくことを示している。ただし、この結果には斑点の内部構造の変化についての言及はない。多数の乱流斑点を発生させて乱流境界層を形成する

試みは Coles & Barker⁽¹¹⁾や蒔田と半田⁽¹²⁾によつても行われたが、それは通常の計測では捉えることができない乱流境界層中の秩序構造の発生が規則的に制御されることを期待したものであった。斑点と乱流境界層中の秩序構造との関連性は他の多くの研究者によつて指摘⁽⁴⁾⁽⁶⁾⁽⁹⁾⁽¹³⁾されているが未だ明確な解答は得られていない。これは、斑点相互の関係が互いの構造の変化にどのような影響を与えるのかが系統的に調べられていないことも一因である。

多数の斑点が融合していく過程は複雑であり、その中から代表的な素過程を選出することは難しい。融合によつて斑点構造が変化していく機構を解明するには、斑点相互の関係を単純化して調べるが必要となる。Chernys & Pauley⁽¹⁴⁾は二つの斑点を流れ方向に並べて形成し、先行する斑点の静隠領域に後続する斑点が侵入する時、後続斑点の鉛直方向への成長が抑制されることを示した。著者ら⁽¹⁵⁾は二つの斑点をスパン方向に並べて形成し、融合した斑点の鉛直方向への成長が促進されることを示した。これらの結果は、斑点の位置関係の違いがその発達過程に大きな影響を及ぼすことを示している。

本研究は前報⁽¹⁵⁾に続き、二つの乱流斑点の相互干渉に関する基礎データを詳細に得ることを目的とする。本報

* 原稿受付 1998年6月19日。

^{*1} 正員, 豊橋技術科学大学(〒441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘1-1)。^{*2} 正員, 豊橋技術科学大学大学院。
E-mail: makita@mech.tut.ac.jp

ではスパン方向に並べた斑点が並進する場合だけでなく、流れ方向にも位相差を持つ場合についても調べ、位相差が斑点の成長に与える影響について検討した。

主な記号

T : 吹き出しからの経過時間

T_d : 先行する斑点に対する後続する斑点の遅れ時間

U_∞ : 主流の平均流速

$\langle u \rangle$: 速度変動のアンサンブル平均値

$\langle u' \rangle$: 乱れ強さのアンサンブル平均値

X, Y, Z : 主流、鉛直、スパン方向の座標

δ : 吹き出しを与えない時の境界層厚さ

2. 実験装置および実験方法

実験に使用した境界層風洞は断面が $0.44\text{m} \times 0.75\text{m}$ 、長さ 8m の測定部を有する吹き出し型で、平板(幅 0.75m 、全長 7.7m)は測定部に鉛直に設置されている。本実験の主流流速 $U_\infty = 5\text{m/s}$ において、主流乱れは 0.08% 以下である。平板背後の側壁の広がり角を調整し、平板上に圧力勾配の無い層流境界層を形成した。前縁から 694mm の位置にスパン方向に 40mm の間隔で直径 0.5mm の吹き出し孔が二つ設けられている。各孔から時間間隔 T_d をつけてスピーカポンプを用いて微小噴流を 1sec 周期で吹き出し、位相差を有する二つの乱流斑点を形成した。座標原点は二つの吹き出し孔の中央、計測位置は $X = 600\text{mm}$ 、また、噴流の発生時刻を $T = 0$ とした。本流れ場の速度分布は理論値と良く一致し、計測位置における境界層厚さは $\delta = 10.2\text{mm}$ 、吹き出し位置における境界層排除厚さ $\delta_0^* = 2.6\text{mm}$ に基づくレイノルズ数は $Re_\delta^* \approx 805$ である。実験装置の詳細は前報⁽¹⁵⁾を参照されたい。

実験は $Z = -20\text{mm}$ の孔で発生した噴流に対し $Z = 20\text{mm}$ の噴流発生時刻を $T_d\text{msec}$ 遅らせることにより二つの斑点が流れ方向に位相差を持つようにして行った(図1)。遅れ時間は $T_d = 0 \sim 100\text{msec}$ の間で変化させ、単独で形成し

Fig. 1 Schematic of experimental set up.

た斑点と比較した。以後、 $Z = -20\text{mm}$ で発生した先行する(下流側の)斑点を斑点I、 $Z = +20\text{mm}$ で発生した後続する(上流側の)斑点を斑点IIと呼ぶ。また、一般的に用いられる斑点各部の名称を図中に示す。

計測には定温度型熱線流速計とIプローブ(線長 1mm 、線径 $5\mu\text{m}$)を用いた。計測信号はスピーカ駆動パルスを用いたトリガとしてA/D変換(分解能:16bit、サンプリング周波数:5kHz、データ長:一波形当たり2048点)し、速度変動のアンサンブル平均値 $\langle u \rangle$ および、乱れ強さのアンサンブル平均値 $\langle u' \rangle$ などを計算した。なお、平均回数は $N = 256$ である。

瞬間流速 U は吹き出しを与えない時の局所平均流速 U_{tam} と瞬間速度変動 u により次のように分解できる。

$$U(T) = U_{\text{tam}} + u(T) \quad (1)$$

アンサンブル平均流速は次式で定義される。

$$\langle U(T) \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_{\text{tam}} + u_i(T)) = U_{\text{tam}} + \langle u(T) \rangle \quad (2)$$

ここで、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均値を表す。また、乱れ強さは次式で定義される。

$$\langle u'(T) \rangle \equiv \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i(T) - \langle u(T) \rangle)^2} \quad (3)$$

3. 実験結果と考察

前報⁽¹⁵⁾では並進する二つの斑点($T_d = 0$)が融合する時、その中間の狭い領域で相互干渉が生じ、上方への成長が促進されることを示した。本報では、二つの斑点が流れ方向に位相差を有するとき、その中間の鉛直断面を観察することにより位相差が斑点融合時の内部構造の変化にどのような影響を与えるかについて検討する。

3.1 融合斑点の鉛直断面形状 $X = 600\text{mm}$ 、 $Z = 0$ における単独斑点Iの通過に伴うアンサンブル平均流速分布 $\langle U \rangle / U_\infty$ の時間変化を図2に示す。実線はBlasius分布である。最初、速度分布は $Y/\delta = 0.8$ 近傍から減速し始め、 $T = 190\text{msec}$ では減速はさらに著しくなるが、壁面近くでは逆に加速された乱流境界層型の分布になる。しかし、減速部はすぐに回復し、下層側が加速された速度分布が時間の経過とともにBlasius型に漸近する。

速度変動のアンサンブル平均値の等値線分布を図3に示す。左から右を流れ方向とみなすため時間軸 T の向きは右から左とした。 $Y/\delta \geq 0.3$ に減速領域($\langle u \rangle / U_\infty < 0$)、その下層には主流方向に伸びた加速領域($\langle u \rangle / U_\infty > 0$)が存在する。また、図中の灰色の領域は乱れ強度のアンサ

Fig.2 Ensemble-averaged velocity profiles of the single spot I at $Z=0\text{mm}$ and $X=600\text{mm}$. The solid lines indicate a Blasius profile.

Fig.3 Contour of ensemble-averaged velocity perturbation $\langle u \rangle / U_\infty$ (%) of the single spot I in the Y - T plane at $Z=0\text{mm}$ and $X=600\text{mm}$. Contour levels are plotted at 4% intervals. The shaded area shows $\langle u \rangle / U_\infty \geq 2\%$.

ンブル平均値が $\langle u \rangle / U_\infty \geq 2\%$ となる領域である。加速領域中では上流部分の乱れが小さく、そこは静隠領域 (calmed region)⁽²⁾ と呼ばれる。本報ではこの静隠領域も含めた部分を乱流斑点と呼ぶ。ただし、一般的な呼び方に従い、前縁及び、後縁は乱流域の境界を指す(図 1)ことにする。なお、ここには示さないが、 $\langle u \rangle / U_\infty$ の分布形状およびピーク値は単独斑点 II もほとんど同一であることを確認している。

T_d を 0~100msec まで変化させて二つの斑点を形成した場合の、中間断面($Z=0$)における $\langle u \rangle / U_\infty$ の分布を図 4 に示す。同位相(図 4(a))の時、融合斑点の減速領域と加速領域の分布域は単独斑点(図 3)よりも拡大し、ピーク値も特に減速領域で顕著に増加している。 $T_d=20\text{msec}$ でも両斑点頭部の減速領域は分離しておらず、単独斑点と類似の形を有している。しかし、減速領域のピーク値は単独の場合に比べ増加しているが、 $T_d=0$ の場合のような鉛直上方への成長の促進は認められない。

斑点構造は従来考えられていたような斑点全域に及ぶ単一の大規模渦構造⁽³⁾ではなく、多数の小規模なヘアピン渦群によって構成されていることが可視化^{(5), (6)}により示されている。DNS⁽⁸⁾の結果も斑点内部に存在する

Fig.4 Contours of ensemble-averaged velocity perturbation $\langle u \rangle / U_\infty$ (%) of the merged spots in the Y - T plane at $Z=0\text{mm}$ and $X=600\text{mm}$. Contour levels are plotted at 4% intervals.

縦渦群を示しており、それらはヘアピン渦の脚部とも考えられる。小規模な渦構造を直接計測することは一般的には困難であるが、Wynagnanski⁽⁹⁾は速度変動の低周波成分をフィルターで抽出し、波形のピークの数と同じ場合のみの集合平均から斑点の内部構造を示した。Itswire & Van Atta⁽¹⁶⁾は速度の二成分の計測結果にこれと同様な平均手法を適用し、鉛直方向渦度成分の水平断面分布を描いた。その結果、渦度の極値が多数水平断面内に存在すること、対称断面から離れるほど各Z位置における極値の数が減ること、後縁近傍で渦度の等値線分布が流れ方向に伸びた形状を有していること、などが示された。ヘアピン渦の脚部は下流へ向かって平板に対し上方に傾く⁽¹⁷⁾から、Itswire & Van Atta が示した鉛直方向渦度成分の等値線分布におけるそれぞれの極値は、傾斜したヘアピン渦脚部の一断面に対応すると考えられる。これらの結果は、斑点構造が縦渦あるいはヘアピン渦が一つの集合体を形成したものであることを示している。

前報⁽¹⁵⁾で、同位相の時に斑点の高さ方向への成長が促進される原因として、斑点内部の縦渦間の相互干渉の可能性を指摘したが、同位相の場合最初に融合するのは各斑点の翼端部である。Itswire & Van Atta によれば、翼端部における渦度の極値は一つだけであり、流れ方向に複数の渦が連なっているのではない。また、Perry ら⁽⁶⁾が可視化による観察から示した千鳥状に配列したヘアピン渦群のモデルでも、翼端部では斑点の成長によらずヘアピン渦は常に一つしか存在しない。従って、同位相で融合する時には翼端部に位置する各一つのヘアピン渦脚部が比較的強く相互干渉をすると考えられる。Singer⁽⁸⁾は DNS により斑点内部に存在する縦渦の空間構造を抽出した。その流れ方向スケールは境界層排除厚さの 10～20 倍程度である。本実験の境界層排除厚さ $\delta^* = 3.6\text{mm}$ ($X = 600\text{mm}$) と主流流速 $U_\infty = 5\text{m/sec}$ を用いると、その長さは時間スケールにして 7～14msec 程度であり、本実験の最小遅れ時間 $T_d = 20\text{msec}$ より短い。 $T_d = 20\text{msec}$ の場合、アンサンブル平均結果では一つの斑点はほとんど一つに融合し、位置のずれは小さく見える (図 4(b))。しかし、内部の渦構造の長さスケールと比べて大きく、斑点高さの成長が促進されるのは内部の渦構造がほぼ厳密に同位相と見なし得る範囲内で強い干渉を起こした場合であることが予想される。

$T_d = 40\text{msec}$ では減速領域、加速領域にそれぞれ二つのピークが存在し、各斑点が識別可能となる。また、後続の斑点 II の減速領域は先行する斑点 I よりピーク値が減少し、分布高さも低くなっている。 $T_d = 60\text{msec}$ になると斑点 II の高さはさらに低くなり、減速領域のピーク値はより小さくなる。 $T_d = 80\text{msec}$ では減速領域のピ

ーク値が $T_d = 60\text{msec}$ の場合に比べやや増加しているが、高さはほとんど変わらない。 $T_d = 100\text{msec}$ では斑点 II の減速領域のピーク値はさらに増加する。すなわち $T_d = 60\text{msec}$ 以上では T_d の増加とともに斑点 II の減速領域の強さは徐々に回復していく。この様に、斑点 II の減速領域が T_d の違いによって明確に変化するのに対し、斑点 I の減速領域の構造は単独の場合 (図 3) と比べほとんど変化しない。以上の結果から、流れ方向に位相差のある場合は後続斑点の成長は抑制されるが、先行斑点の成長はほとんど融合の影響を受けないこと、また、後続斑点の成長を最も抑制する位相差が存在し、本実験の場合これは $T_d = 60\text{msec}$ に相当することがわかる。

乱流斑点の鉛直上方への成長は周囲の非乱流部分を取り込むエントレインメント^{(4),(13)}による。Cantwell ら⁽⁴⁾は鉛直断面の計測からエントレインメントの 80% は斑点の背面で生じ、20% が前縁部下層で行われるとした。Gad-el-Hak ら⁽¹³⁾は可視化による観察から、斑点の背面において主流の非乱流部分が壁近傍まで深く入り込む様子を観察し、乱流境界層が発達するのと同様なエントレインメントによって斑点が鉛直方向へ成長するとした。これらは主に背面からのエントレインメントが鉛直上方への成長に寄与するとした点が共通している。

本結果を見ると、並進する二つの斑点間の相互干渉が鉛直上方への成長に影響を与えることがわかるが、流れ方向に位相差を有する場合には後続斑点 II のみが他の斑点の影響を受け、その成長は抑制される。しかし、先行斑点 I の高さは位相差によらずほとんど変化しない。このことは、斑点 I はその後方つまり背面側に位置する他の斑点の影響をほとんど受けないことを示している。これらの結果は、Cantwell ら⁽⁴⁾や Gad-el-Hak ら⁽¹³⁾が提唱したほどには、背面からのエントレインメントが上方への成長に寄与しないことを示す。

Cantwell ら⁽⁴⁾が示したようにエントレインメントは背面以外でも生じる。Gad-el-Hak ら⁽¹³⁾は、壁面に広がった染料が前縁部下層において斑点内部に吸込まれる様子を観察した。ただし、これをエントレインメントとは述べておらず、また、鉛直方向への成長との関連についても言及していない。しかし、染料の動きから前縁部には強い鉛直方向の速度成分が存在し、それが渦運動と関連する可能性を示唆した。Singer⁽⁸⁾は DNS により斑点内部の渦構造を抽出し、前縁近傍に存在する縦渦に周囲の層流が巻き付くようにして斑点内部に取り込まれる様子を示した。これは Gad-el-Hak ら⁽¹³⁾の推測を裏付けるものであり、背面からのエントレインメントとは異なる経路によっても斑点は鉛直方向に成長し得ることを示す。Antonia ら⁽¹⁸⁾は斑点の対称断面における計測から、 $\langle u \rangle$ が

負のピークとなる時刻で $\langle v \rangle$ が正のピークをとることを示した。 $\langle u \rangle$ のピーク位置は斑点高さが最大となる時刻にほぼ等しい⁽⁴⁾。Seifert ら⁽¹⁹⁾は流れ方向とスパン方向の速度成分の計測から鉛直方向の速度成分の分布を計算し、前縁部境界付近に強い吹き上げが存在することを指摘した。これらの結果から、前縁部付近に存在している縦渦が壁近傍に正の鉛直方向速度成分を誘起し、周囲の層流が斑点内部に取り込まれて上方へ輸送されるため斑点が鉛直方向に成長することが予想される。また、斑点Ⅱの成長が抑制されるのは、前縁下部から斑点Ⅰの加速領域にある高運動量流体を取り込み、減速領域の速度欠損が弱まったことが一つの原因と考えられる。

Coles & Savas⁽²⁰⁾は様々な配列で多数の斑点を並べて発生させる実験を行い、特定の配列を有する時、下流へ行くに従って斑点の間に新たな斑点が発生し、それに伴って元の斑点の輪郭が不明確になっていき、新たな配列に置き換わる現象(eddy transposition)を見出した。彼らは、元の斑点の秩序性がなくなっていくのは、新たに発生した斑点がその前方にある元の斑点による主流のエントレインメントを妨げるためとした。これは、斑点の発達には背面からのエントレインメントが最も寄与するという Cantwell ら⁽⁴⁾の結論を根拠にしたものである。しかし、斑点を連続的に発生させ、流れ方向に繰り返す配列パターンを形成しているため、上流側の斑点が下流側の斑点の妨げになったのか、またはその逆なのかを区別することは難しい。Chernys & Pauley⁽¹⁴⁾は同一孔から発生した二つの斑点が流れ方向に干渉する様子を調べ、先行斑点の静隠領域に後続斑点が侵入する時、後続斑点の鉛直方向への成長が抑制されることを示した。この場合、両斑点のスパン方向位置は同一であるが、後続斑点のみ成長が抑制される点は本結果と同様であり、斑点間の相互干渉によって後続斑点の成長が抑制されるのは普遍的な性質とも考えられる。Coles & Savas⁽²⁰⁾は鉛直断面を観察しておらず、秩序性を失っていく斑点の高さが周りの斑点と比べてどのように変化したのかは示されていないが、斑点の頂上付近の水平断面における間欠率の分布を観察しており、秩序性の消滅はその斑点の高さが周りの斑点よりも低いことに対応している可能性が強い。従って、Coles & Savas の場合も元の斑点が新たに生じた斑点のために減衰する原因は、むしろ後続斑点が先行斑点の影響を受けて成長が抑制されたためと考えられる。

3.2 鉛直断面の乱れ強度分布 図 5(a)に図 3 と同一断面における単独斑点Ⅰの乱れ強度 $\langle u' \rangle / U_\infty$ の分布を示す。一番外側の等値線の値および各等値線の間隔は $\langle u' \rangle / U_\infty = 2\%$ である。乱れの分布域と減速領域(図 3)は高さが最大となる時刻が一致($T=190\text{msec}$)しており、ど

らの分布域も前縁下部において下流側にオーバーハング⁽²¹⁾している。灰色で示す乱れ強度のピーク領域($\langle u' \rangle / U_\infty \geq 12\%$)は減速領域、加速領域のどちらのピーク位置とも異なり前縁側の壁面近傍($Y/\delta=0.1 \sim 0.3$, $T=180 \sim 200\text{msec}$)にある。前報⁽¹⁵⁾では水平断面の観察から前縁に沿った周囲の層流との境界近傍で乱れ強度が卓越することを示したが、ここで生成された乱れが正の鉛直方向速度成分によって上方へ輸送されると考えられる。

図 5(b)~(g)に、遅れ時間 T_d による二つの斑点中間断面の乱れ強度分布の変化を示す。同位相(図 5(b))の時 $\langle u' \rangle / U_\infty$ (図 4(a))の分布同様乱れの分布域も単独斑点に比べ鉛直上方へ拡大している。しかし、単独斑点(図 5(a))の場合は前縁部壁面近傍において乱れの集中領域($\langle u' \rangle / U_\infty \geq 12\%$)が存在していたのに対し、融合斑点の場合はほとんど無くなっている。これは単独斑点がその境界面において周囲の層流中に新たな渦構造を形成しつつ成長していく作用^{(5), (6)}が、両斑点中間の融合部において抑制される⁽¹⁵⁾ことを示している。 $T_d=20\text{msec}$ における分布形状は単独斑点とおおむね同じであり、壁面近傍の $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 12\%$ の領域は $T_d=0\text{msec}$ の時とは異なり単独斑点同様存在している。また、成長が促進された様子も見られない。 $T_d=40\text{msec}$ では後続斑点Ⅱの成長は抑制されるとともに、 $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 12\%$ の領域が著しく縮小している。 $T_d=60 \sim 100\text{msec}$ にかけては T_d の増加とともにその領域が回復していくものの、分布の高さはほとんど変化せず単独の場合に比べ低いままである。すなわち、二つの斑点が離れるほど相互干渉の影響が及びにくくなるが、斑点頂上部の構造は他の斑点の影響を受けて比較的变化しやすいことがわかる。

Sankaran ら⁽⁷⁾は多線プローブを用いた計測から、斑点内部の個々の渦構造を明確に抽出し、鉛直断面内にスパン方向に軸を持つ数個の渦が流れ方向に並ぶ様子を示した。Sankaran らの結果を考慮すると、後続斑点の成長が抑制される原因として、内部の渦同士の位相がずれるために互いの運動を抑制し合う可能性も考えられる。しかし、Sankaran らの捉えた渦構造はヘアピン渦の頭部である可能性が強く、複雑な三次元渦構造間の相互干渉を流れ方向の位相差だけで単純に判断することはできない。減速領域のピーク値が最も小さくなる $T_d=60\text{msec}$ (図 4(d))では、図 3 の単独斑点Ⅰと比較するとわかるが、後続斑点Ⅱの減速領域は先行斑点Ⅰの乱れを有する領域からは離れており、静隠領域の上方に位置している。Singer⁽⁸⁾の数値計算結果では明確な縦渦構造が観察されるのは矢尻形状をした乱れのある領域内のみであり、後部の静隠領域には観察されていない。従って、本結果における成長が抑制される場合の位置は、斑点Ⅱが斑点Ⅰ

Fig.5 Contours of ensemble-averaged turbulence intensity $\langle u' \rangle / U_\infty (\%)$ of (a) the single spot I, (b)~(g) the merged spot in the Y-T plane at $Z=0\text{mm}$ and $X=600\text{mm}$. Contour levels are plotted at 2% intervals. The shaded areas show $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 12\%$.

の乱れを持つ本体部分からは遠ざかっており、各斑点が内包する渦構造同士が直接干渉しあうような関係にはない。Gutmark & Blackwelder⁽²¹⁾は、加熱平板上に二つの斑点を流れ方向に並べて形成し、先行斑点の静隠領域に後続斑点が追いつくと、後続斑点内部の温度変動が抑制される事などを見出した。その原因として、静隠領域の速度分布が周囲の層流よりも擾乱に対して安定な分布形状を有するためとした。また、Chernys & Pauley⁽¹⁴⁾は後続斑点の成長が抑制される原因について、Gutmark & Blackwelder と同様な見解を述べている。図 2 に示したように、乱れの弱い上流側 ($T \geq 250\text{msec}$) の速度分布は Blasius の分布に比べ壁面近傍まで速い流速を維持した分布形状となっている。このような速度分布は流れ方向に順圧力勾配を持つ層流境界層の場合と類似しているが、順圧力勾配下では斑点のすべての方向に対する成長率は圧力勾配のない場合に比べ低下する^{(22)・(23)}ことが知られている。本結果の $T_d \geq 60\text{msec}$ の場合、斑点 II の高さが最大となる位置は斑点 I の静隠領域内にあり、また、斑点 II の鉛直方向への成長が抑制される様子は Chernys & Pauley⁽¹⁴⁾の結果に類似している。従って、成長の抑制は渦構造間の直接的な干渉によるのではなく、斑点 II 内部の渦構造が安定な速度分布を有する斑点 I の静隠領

域に侵入することに起因し、その結果斑点 II の壁面近傍の乱れが弱まるものと考えられる。

Haidari & Smith⁽¹⁷⁾は斑点に発達する前段階にある単体のヘアピン渦の挙動を調べ、ヘアピン渦の一对の脚部と壁近傍流体の相互干渉によって低運動量流体が上方へ輸送され、それが次の新たなヘアピン渦形成の原因となることを示した。このようなヘアピン渦の集合体が乱流斑点の内部構造^{(5)・(6)}と考えられる。Haidari & Smith によればヘアピン渦の頭部は下流へ行くに従って上方へ移動していくが、境界層の外側に突出するとやがてその移動は止まる。従って、斑点の鉛直上方への成長にはヘアピン渦頭部の移動だけでなく、両脚部の間で吹き上げられた境界層下層部の流体が上層まで拡散することも大きく寄与すると考えられる。Haidari & Smith はヘアピン渦脚部がスパン方向に振動する様子が乱流境界層中で観察される低速ストリーク⁽²⁴⁾の振る舞いに類似していることを指摘した。また、Kline ら⁽²⁴⁾はストリークの崩壊に伴うイジェクションの発生頻度が順圧力勾配の境界層中において少なくなることを示した。従って、後続斑点の成長が抑制されたのは、斑点を構成しているヘアピン渦の脚部間における壁面近傍流体の取り込みと上方への輸送が、静隠領域に侵入したために抑制されたこと

もその一因と考えられる。

本計測では内部の渦構造の存在を特定することはできないが、Haidari & Smith⁽²³⁾が指摘したように斑点が乱流境界層中に存在するストリーク構造とも関連を持つとすれば、斑点内部のヘアピン渦によって誘起される速度変動が、斑点間の相互干渉によってどのような影響を受けるのかを明らかにすることは、乱流境界層中のバースト発生周期⁽²⁴⁾を決定付ける機構を探る手がかりとなる可能性もあり重要である。本研究では、現在多線プローブを用いて斑点の内部構造を捉えることを試みており、Xプローブを用いた鉛直方向速度成分の計測などと合わせ、続報で明らかにしていく予定である。

3.3 融合斑点の水平断面の構造 ここでは二つの斑点間で相互干渉の影響がもっとも顕著に観察された位相差($T_d = 60\text{msec}$)の場合について水平断面の構造を示す。図6(a)、(b)はそれぞれ融合した斑点の $\langle u \rangle / U_\infty$ 、 $\langle u' \rangle / U_\infty$ の $Y/\delta = 0.4$ における等値線分布である。本実験における単独斑点($Z = 20\text{mm}$)の最大高さは $h = 18.4\text{mm}$ ⁽¹⁵⁾であるが、計測高さは斑点の横幅が最大となる断面($Y/h \approx 0.2$)⁽³⁾を選んだ。図(a)中の太い実線は $T = 300\text{msec}$ における融合斑点の $\langle u \rangle / U_\infty$ のスパン方向分布、一点鎖線と破線はそれぞれ単独斑点 I ($T = 300\text{msec}$)、単独斑点 II ($T = 240\text{msec}$)の $\langle u \rangle / U_\infty$ の分布であり、灰色の領域は減速領域を示す。また、図(b)中に比較のため単独斑点 I、IIの輪郭($\langle u' \rangle / U_\infty = 2\%$)をそれぞれ一点鎖線と破線で示す。

図(a)を見ると、先行斑点 I は減速領域が対称断面($Z = -20\text{mm}$)の両側に存在しているのに対し、後続斑点 II

の片方の減速領域は斑点 I の加速領域と融合して見えなくなっている。 $T = 300\text{msec}$ における $\langle u \rangle / U_\infty$ のスパン方向分布を見ると、斑点 II の速度分布は各斑点相互の影響を受けて変化し、その変化は $-100\text{mm} \leq Z \leq 50\text{mm}$ のスパン方向に広い範囲に渡ることがわかる。図6(b)中の太線で囲まれた $\langle u' \rangle / U_\infty \geq 10\%$ の領域は、斑点 I においては前縁に沿った V 字型となっており、単独の場合⁽¹⁵⁾と変わらないのに対し、斑点 II の同領域は融合する部分で途切れて乱れは弱まっており、融合部近傍の乱れは水平面内で比較的一様になっている。 $T \geq 270\text{msec}$ では斑点 I に乱れはなく(図(b))、斑点 II の翼端部近傍($270\text{msec} \leq T \leq 300\text{msec}$, $Z \approx -50\text{mm}$)は斑点 I の静隠領域に位置することがわかる。そこでは斑点 II の横幅は破線で示す単独斑点 II のものとはほぼ等しく、斑点 I の静隠領域に侵入することによって斑点 II の乱れは弱められるものの、鉛直方向への成長とは異なり、スパン方向への成長はほとんど抑制されていないことがわかる。斑点のスパン方向への成長は鉛直方向への成長機構とは異なり、翼端部において渦構造が連鎖的に生成されることによって生じるとされている^{(5), (6)}が、斑点 II のスパン方向への成長はほとんど抑制されていないことから、静隠領域に侵入しても新たな渦構造の形成そのものは単独の場合と同様に生じると考えられる。しかし、融合部における $\langle u' \rangle$ の値は減少していることから、個々の渦運動や乱れの生成は弱められていると考えられる。両斑点が本計測位置より下流へ移流する過程でも、斑点 II のスパン方向の成長が単独の場合と同じであり続けるかどうかは、多数の斑点が

Fig. 6 (a) Contour of ensemble-averaged velocity perturbation $\langle u \rangle / U_\infty (\%)$ of the merged spot in the Z - T plane at $T_d = 60\text{msec}$, $Y/\delta = 0.4$ and $X = 600\text{mm}$. Contour levels are plotted at 4% intervals. The shaded areas show $\langle u \rangle / U_\infty \leq -2\%$. The bold, chain and broken lines indicate spanwise $\langle u \rangle / U_\infty$ profiles of the merged spot (at $T = 300\text{msec}$), single spot I (at $T = 300\text{msec}$) and single spot II (at $T = 240\text{msec}$), respectively. (b) Contour of ensemble-averaged turbulence intensity $\langle u' \rangle / U_\infty (\%)$ (plotted at 2% intervals) of the merged spot in the Z - T plane at the same location. The bold line indicate $\langle u' \rangle / U_\infty = 10\%$. The chain and broken lines indicate $\langle u' \rangle / U_\infty = 2\%$ of the single spot I and single spot II, respectively.

どのような相互の関係を持ちながら平板を埋め尽くしていくのかを知る上で興味深く、続報にて明らかにする予定である。

同位相の場合、静隠領域に関しては各単独斑点の輪郭が重なり合う領域ではほぼ全域にわたって相互干渉の影響が及ぶが、乱れのある領域では融合部の近傍でしか斑点の構造は変化しなかった⁽¹⁵⁾。これは二つの斑点が融合する時、各斑点の翼端部に位置するヘアピン渦がその外側に新たなヘアピン渦を形成するのを互いに抑制するためと考えられるが、その結果、融合部を越えて他の斑点の領域へ侵入することは抑制される。位相差がある場合、斑点Ⅱの構造は斑点Ⅰの静隠領域内で弱まるものの、渦構造の生成そのものはほとんど衰えないために斑点Ⅰの静隠領域は乱される。斑点の前縁と後縁の移動速度は異なる⁽²⁾から、複数の斑点が存在する時、後続斑点の乱れを有する領域は先行斑点の静隠領域に必ず侵入することになる。従って、多数の斑点が融合しあって乱流境界層を形成していく場合、それぞれの斑点に伴う乱れの不均一性はこのようにして一様化し、斑点頂上部の突出も平滑化されていくと考えられる。しかし、同位相で融合した部分は成長が促進され、そこは局所的に高さが増すとともに上層部において大きな速度欠損を有する強い構造となるから他の部分よりも下流まで上方に突出した境界面を維持できる可能性がある。その機構を詳細に調べることは乱流バルジが形成される機構を知る上でも重要と考えている。

4. 結 論

二つの斑点が融合した場合の構造の変化を、単独の斑点と比較することにより以下の結論を得た。

- (1) 同位相で並進する二つの斑点が融合すると、両斑点中間の鉛直断面において、減速領域、乱れの分布域ともに上方への成長が促進され、減速領域における速度欠損の値も単独の斑点より大きくなる。一方、斑点前縁側壁面近傍の乱れの集中領域は著しく縮小する。
- (2) 位相差のある場合、先行斑点の静隠領域に侵入した後続斑点は上方への成長が抑制されるとともに乱れが弱められる。しかし、スパン方向の成長はほとんど変化しない。その際、先行斑点の成長は単独の場合とほとんど変わらない。なお、後続斑点の減速領

域が先行斑点の乱流領域後縁の直後に位置する時、その速度欠損の値は最も小さくなる。

- (3) 斑点の鉛直上方への成長には乱流領域後縁側よりも前縁側からのエントレインメントの方が大きく寄与する。

終わりに、実験に協力された兼口武久氏、谷尚善氏、上之園薫氏に感謝の意を表す。

文 献

- (1) Emmons, H.W., *J. Aeronaut. Sci.*, 18 (1951), 490.
- (2) Schubauer, G.B. & Klebanoff, P.S., *NACA TN 3489* (1955).
- (3) Wygnanski, I., Sokolov, M. & Friedman, D., *J. Fluid Mech.*, 78-4 (1976), 785.
- (4) Cantwell, B., Coles, D. & Dimotakis, P., *J. Fluid Mech.*, 87-4 (1978), 641.
- (5) Matsui, T., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1980), 288, Springer.
- (6) Perry, A.E., Lim, T.T. & Teh, E.W., *J. Fluid Mech.*, 104 (1981), 387.
- (7) Sankaran, R., Antonia, R.A., Bisset, D.K. & Sokolov, M., *Phys. Fluids A*, 3 (1991), 1560.
- (8) Singer, B.A., *Phys. Fluids*, 8 (1996), 509.
- (9) Wygnanski, I., in *Proc. Seventh Symposium on Turbulence*, (1981), 390, Univ. Missouri-Rolla.
- (10) Savas, O. & Coles, D., *J. Fluid Mech.*, 160 (1985), 421.
- (11) Coles, D. & Barker, S.J., in *Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows*, (1975), 295, Plenum.
- (12) 荻田・半田, 第10回乱流シンポジウム講演論文集, (1978), 214.
- (13) Gad-el-Hak, M., Blackwelder, R.F. & Riley, J.J., *J. Fluid Mech.*, 110 (1981), 73.
- (14) Chrneys, M. & Pauley, W.R., *FED, ASME 184* (1994), 21.
- (15) 蒔田・西沢, 機論 B 編, 64-627 (1998), 3682.
- (16) Itswire, E.C. & Van Atta, C.W., *J. Fluid Mech.*, 148 (1984), 319.
- (17) Haidari, A.H. & Smith, C.R., *J. Fluid Mech.*, 277 (1994).
- (18) Antonia, R.A., Chambers, A.J., Sokolov, M. & Van Atta, C.W., *J. Fluid Mech.*, 108 (1981), 317.
- (19) Seifert, A., Zilberman, M. & Wygnanski, I., *J. Engineering Mathematics*, 28 (1994), 43.
- (20) Coles, D. & Savas, O., in *Laminar-Turbulent Transition*, (1980), 277, Springer.
- (21) Gutmark, E. & Blackwelder, R.F., *Exp. in Fluids*, 5 (1987), 217.
- (22) Narasimha, R., Subramanian, C. & Badri Narayan, M.A., *AIAA J.*, 6 (1984), 837.
- (23) Katz, Y., Seifert, A. & Wygnanski, I., *J. Fluid Mech.*, 221 (1990), 1.
- (24) Kline, S.J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. & Runstadler, P.W., *J. Fluid Mech.*, 30 (1967), 741.