くさび面の二次元衝突噴流に関する実験*
(乱れの分布とエネルギー収支)山田 広也^{*1}, 中村 育雄^{*2}
山下 新太郎^{*2}, 矢野 治久^{*1}Experiments on Two-dimensional Impinging Jets on a Wedge
(Turbulence Properties and the Energy Balance)Hiroya YAMADA, Ikuo NAKAMURA,
Shintaro YAMASHITA, and Haruhisa YANO

Turbulence properties and the balance of turbulence energy in a two-dimensional impinging jet on a wedge are investigated. The angles between the wedge surface to the jet axis ϕ are 30° and 45° . The profiles of u'/U_m , v'/U_m , $\bar{q}^2/2U_m^2$ in the fully-developed flow region are larger than those of the two-dimensional wall jet, but the profile of w'/U_m is almost the same as those, and these profiles are not similar. Each term of the production, the dissipation and the diffusion in the turbulence energy equation is larger than that of the two-dimensional wall jet except for the advection term. The production and the diffusion terms in the case of $\phi=45^\circ$ are larger than in the case of $\phi=30^\circ$. The pattern of the isopleths of $\overline{uw}/U_m^2$ in the impinging region differs remarkably with each case of $\phi=30^\circ$ and 45° .

Key Words: Impinging jet, Turbulent Wall-Jet, Wedge Flow, Turbulence Intensity, Reynolds-stress, Turbulent Energy, Energy Balance

1. ま え が き

本研究は、図1に示すようなくさびに衝突する噴流場を調べたものである。このような流れ場は、例えばジェットバーナによる衝突噴流加熱の問題⁽¹⁾や塗装などにも関連して重要である。

著者らはこれまでに本流れ場における平均流特性⁽²⁾と、くさび面が噴流軸に対称な場合($\phi=45^\circ$)の乱流特性⁽³⁾について調べてきた。特に、前報⁽³⁾ではくさびの先端付近における乱れ、およびレイノルズ応力の分布の特徴、衝突後の発達領域におけるこれらの乱流特性が二次元壁面噴流のものと異なることなどを明らかにした。

本研究と関連のある問題を扱ったものは、まず諸量を対比するうえで代表的な小林・藤沢の二次元壁面噴流⁽⁴⁾ならびに凹面および凸面壁に沿う壁面噴流の乱流特性に関する研究⁽⁵⁾⁻⁽⁸⁾、二次元壁面噴流の乱れエネルギー収支を解析ならびに実験的に調べた藤沢ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾の報告、かく乱を受けた二次元壁面噴流の乱れエネルギー収支を実験的に調べた大坂ら⁽¹¹⁾の研究、二次元自由

噴流の乱れエネルギー収支を測定した増田ら⁽¹²⁾の報告などがある。

このように多くの研究があるが、實際上重要な角部を持つ物体に衝突する噴流の乱流場については、まだ十分調べられていない。そこで本報は角部を持つ代表的物体としてくさびをとりあげて行っている実験の一環として、主に乱れエネルギー収支に注目した結果を述べたものである。

主 な 記 号

b_j : ノズル出口の高さ (=10 mm)

U, V, W : 平均速度の x, y, z 成分

図1 流れの模式図と座標系
($L=150$ mm, $\theta=90^\circ$)

* 昭和63年10月18日 第66期全国大会講演会において講演, 原稿受付 昭和63年3月25日。

^{*1} 正員, 大同工業大学 (〒457 名古屋市南区大同町)。

^{*2} 正員, 名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

- U_j : ノズル出口の速度 (≈ 30 m/s)
 U_m : 各 x での U の最大値
 u, v, w : 変動速度の x, y, z 成分 ($'$ はそれぞれの rms 値)
 x, y, z : くさび先端を原点とした座標 (図 1)
 $(z$ はスパン方向)
 $y_{0.5}$: 噴流の半値幅 (外層域における $U = U_m/2$ の y 座標)
 y_m : 噴流の最大値幅 ($U = U_m$ の y 座標)
 ϕ : 噴流中心軸とくさび面のなす角度
 ϕ : 流れ関数
 ϵ : 散逸率
 ν : 動粘度

2. 実験装置および方法

本実験において使用した実験装置および設定レイノルズ数は既報⁽²⁾と同じ ($Re = U_j b_j / \nu = 2.2 \times 10^4$) である。諸量の測定はくさび面の角度 ϕ を 30° および 45° に設定して行った。変動速度 u, v およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の測定には、X プロブ (受感部: 径 $5 \mu\text{m}$, 長さ 1 mm のタングステン線) と定温度形熱線風速計を用いた。また、変動速度 w は I 形プロブを用いて回転プロブ法によって測定した。その際、測定精度をあげるためにステム軸を中心にして主流方向に対し $0^\circ, \pm 22.5^\circ, \pm 45^\circ$ にプロブを回転させ、得られる 5 個のデータから最小二乗法によって求めた。

3. 実験結果と考察

3.1 平均速度 V と流線 図 2 は平均速度 V の分布の下流方向への変化の様子を示す。なお、図 2 には前報の $\phi = 45^\circ$ の場合と比較するためにその代表的な位置の分布も示した。いずれの角度の場合にもくさびの先端付近では V が負となっているが $|V|$ の最大値は $\phi = 30^\circ$ の場合には U_j のおよそ 5% で、 45° の場合のおよそ 15% に比べるとかなり小さい。これはいずれの ϕ の場合でも下流に行くと V が正の成分を持つ流れへと変化するが、 $\phi = 30^\circ$ の場合には $x/b_j \geq 6$ で正となるのに対し 45° では $x/V_j \geq 4$ で正となっており、 ϕ が大きいほど V が正の成分を持つ流れへの変化が早いようである。また、下流の発達域 ($x/b_j > 15$, 平均流特性が二次元壁面噴流と同じようになる領域⁽²⁾) における速度 V は $\phi = 30^\circ$ の場合のほうが 45° の場合に比べてわずかに小さい。

図 3 は $\phi = 30^\circ$ の場合の U を y 方向に積分して得られる ψ = 一定の流線をくさびの先端付近の速度ベクトルと対比して示す。 $y = 0$ で $\psi = 0$ とし、各流線の

値は無次元量 $\psi/b_j U_j$ で示してある。くさび先端付近ではくさび面に沿って流線がかなり曲げられ、その後下流に行くにつれて流線がわずかに広がっていく。くさび先端付近における流線の接線方向と速度ベクトルの方向は良く一致しており、平均流線の曲がりから見れば凹曲面に沿った壁面噴流に近いと言えよう。

3.2 乱流特性 図 4 に乱れ強さの z 方向成分 w'/U_m の分布の下流方向への変化の様子を示す。図 4 には $\phi = 45^\circ$ の結果も破線で示した。なお、 x 成分、 y 成分の分布は前報で示した $\phi = 45^\circ$ の場合と類似した結果であったのでここでは w'/U_m の分布のみを示す。図示のように $\phi = 30^\circ$ の場合にはくさび先端の壁近くで z 方向の乱れ強さが高くなっているが下流に行くにつれてこれは減少する。そして下流の発達域では壁付近と噴流外層部にわずかながら二つの極大値を持った分布となる。このような分布の傾向は前報⁽³⁾で示した乱れ強さの x 成分の分布にも見られた。一方 $\phi = 45^\circ$ の場合の分布は 30° のものに比べてくさび先端付近 ($x/b_j = 0.3, 0.6$) でいくらか異なっているが、それより下流においてはほとんど同じ分布を示す。

図 5 に乱れエネルギー ($\overline{q^2}/2U_m^2, \overline{q^2} = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$) の分布の下流方向への変化の様子を示す。図 5 に示した破線は $\phi = 45^\circ$ の場合の分布である。くさびの先端付近 ($x/b_j = 0.3 \sim 1.0$) では 45° の分布とはかなり異なっており、値は 45° のほうがかなり大きい。しかし、そ

図 2 平均速度 V の分布

図 3 流線と速度ベクトル

れより下流では ϕ による変化はほとんどない。

図6は負のレイノルズ応力 $\overline{uv}/U_m^2$ の分布(以下, 単にレイノルズ応力と呼ぶ)の下流方向への変化の様子を示す。 $y=0$ に示した $\triangle$ 印は既報⁽²⁾で求めた壁面せん断応力の負の無次元値($-C_f/2$)である。破線は $\phi=45^\circ$ の場合⁽³⁾の分布である。前報と同様に $\phi=30^\circ$ の場合にも $x/b_j \geq 10$ の下流におけるレイノルズ応力分布は壁でのせん断応力値に対して妥当な分布を示している。 $\phi=30^\circ$ の場合にはくさび先端よりわずかに下流の $0.6 \leq x/b_j \leq 3$ の領域の壁近くにおいて $\overline{uv}/U_m^2$ が負の値を示すのに対して, $\phi=45^\circ$ の場合にはこれより上流の $0.3 \leq x/b_j \leq 2$ の領域で負の値を示す。また, くさびの先端付近では $\overline{uv}/U_m^2$ の正の極大値は $\phi=45^\circ$ の場合に比べて 30° のほうがかなり大きくなっており, 分布の傾向も異なるが x/b_j が3あたりでいったん両者の分布がほぼ一致する。そして, それより下流に行くと分布の傾向もいくらか異なり, くさび先端付近とは逆に $\phi=30^\circ$ のほうが 45° に比べて正の $\overline{uv}$ の極大値はやや小さくなっている。

このような流れ場の相似性を見るため, 図7~9に発達域($x/b_j \geq 15$)における乱流諸量の相似分布を示す。これらの図には通常の二次元壁面噴流⁽⁴⁾ならびに凹面壁に沿う二次元壁面噴流⁽⁵⁾⁽⁶⁾の実験結果, 凸面壁を通過した後の結果⁽⁹⁾をも示してある。また, 本結果の $\phi=30^\circ$ と 45° の場合の分布を比較するために 45° の結果をI(上端が $x/b_j=25$, 下端が $x/b_j=15$ での値に相当する)で示す。まず図7は変動速度の z 成分の無次元分布である。前報⁽³⁾で述べたように小林らによる

と通常の壁面噴流では v'/U_m の分布には相似性があるが, $u'/U_m, w'/U_m$ の分布には相似性がない。くさび衝突噴流の $\phi=30^\circ$ の場合には $\phi=45^\circ$ の場合と同様 $u'/U_m, v'/U_m$ には相似性はなく, 図示の w'/U_m の分布にも相似性はない。一方, 平均速度 U/U_m の分布は $y/y_{0.5}$ に対し, この範囲でよい相似性を示していた⁽²⁾。また前報⁽³⁾と同様に $\phi=30^\circ$ の $u'/U_m, v'/U_m$ は二次元壁面噴流のものに比べてかなり高い値を示していたが, 図示のように w'/U_m は $\phi=30^\circ, 45^\circ$ とも二次元壁

図5 乱れエネルギーの分布

図4 乱れ強さ(w'/U_m)の分布

図6 レイノルズ応力($\overline{uv}/U_m^2$)の分布

面噴流と同じ程度であり分布の形も類似している。一方、凸面壁を通過後の壁面噴流では w'/U_m が本結果より高くなっているが凹面壁に沿う壁面噴流の場合には本結果より低くなっている。

図8は発達域における乱れエネルギーの無次元分布を示している。このような無次元化による乱れエネルギー分布は本流れ場においても、通常の二次元壁面噴流においても相似性はない。また、本流れ場では発達域においても二次元壁面噴流や凹面壁に沿う壁面噴流に比べて乱れエネルギーが相対的にかなり大きくなっている。そして、本結果において角度 ϕ による分布の違いは小さい。

図9は発達域におけるレイノルズ応力の無次元分布である。前報で述べたように小林らによれば二次元壁面噴流において $\overline{uv}/U_m^2$ の分布は下流で相似になるとしているが、本結果のくさび衝突噴流においては発達域でも相似性はなく、値もこれに比べてかなり大きい。凸曲面を通過後の壁面噴流の結果は本結果と同程度の大きさであるが、凹面壁に沿う壁面噴流の結果は本結果よりかなり小さい。また、前報の $\phi=45^\circ$ の場合に比べて 30° の分布は値がやや小さくなっている。

次に下流方向への発達の様子を代表値によって調べてみよう。図10には発達域の乱れエネルギー分布における噴流外層部での最大値と、小林ら⁽⁴⁾に従って $y_m/2$ の位置での値の下流方向変化を、二次元壁面噴流の結果⁽⁴⁾および本結果の $\phi=45^\circ$ の場合と比較して示した。ここで、 $\bar{x}$ は本結果の場合は半値幅による仮想原点からの x 座標であり、二次元壁面噴流の場合はノズル出口を原点とする x 座標である。通常の二次元壁面噴流の結果に比べて本結果の乱れエネルギーの最大値、 $y_m/2$ の位置での値のいずれも大きな値を示している。また、角度 ϕ による違いはほとんどない。

図11はレイノルズ応力分布の発達域における外層

図7 乱れ強さ (w'/U_m) の無次元分布

部での最大値の下流方向変化を示しており、二次元壁面噴流の結果⁽⁴⁾⁽¹³⁾および本結果の $\phi=45^\circ$ の場合も示した。 $\overline{uv}/U_m^2$ の最大値も二次元壁面噴流のものに比べて本結果のほうが大きくなっている。そして、本結果においては $\phi=45^\circ$ のほうが 30° の結果に比べて $\overline{uv}/U_m^2$ の最大値が大きくなっている。

以上の無次元分布と最大値の下流方向変化を見ると、平均速度分布の相似性にもかかわらず乱れの諸量は本実験の範囲で相似性を示していない。これはくさび先端で受けた強い圧力こう配⁽²⁾と図3の流線の曲がりの効果の永続性を示唆している。仮に、 $x/b_j=0.3$ での $\phi/b_j U_j=1.4$ の流線の高さを境界層厚さ δ に対応させると、そこでの流線の曲率半径 R との比は $\delta/R \approx 0.4$ と見積もられ、これは Bradshaw の言う強い曲率効果を受ける境界層に相当する⁽¹⁶⁾。また、乱れ場は物体に近づくとき大きな影響を受ける⁽¹⁷⁾ のでこのような場合に、その変化を詳細に調べる必要が残されている。

図12は乱れエネルギーの等値線を $\phi=45^\circ$ の場合

図8 乱れエネルギーの無次元分布

図9 レイノルズ応力 ($\overline{uv}/U_m^2$) の無次元分布

と対比して示す。なお、図 12 中には平均流との対応を見るために最大値幅 y_m および半値幅 $y_{0.5}$ の位置を示した。図示のようにいずれの角度 ϕ においてもくさび先端付近には、乱れエネルギーの高い山が y_m と $y_{0.5}$ の中間あたりにある。また、この乱れエネルギーの高い山の影響がかなり下流まで広がっており、このことからくさび先端で発生した乱れエネルギーがかなり下流まで影響を及ぼしていると考えられる。

3.3 乱れエネルギー収支 次に乱れ構造のさらに進んだ解明のために乱れエネルギー収支を調べる。始めに本実験におけるエネルギー収支見積りの信頼性を確かめるため、吹出し口が 80 mm×80 mm の噴流の出口近くの二次元とみなせる混合層中で測定を行い、これを良く知られている Wygnanski ら⁽¹⁵⁾によって得られた二次元混合層の乱れエネルギー収支と比較した。彼らは平均・変動量の相似性を仮定し、次のように乱れエネルギー方程式を変形した。

$$\begin{aligned} & \frac{\overline{uv}}{U_0^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{U}{U_0} \right) - \eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{U}{U_0} \right) \left(\frac{\overline{u^2}}{U_0^2} - \frac{\overline{v^2}}{U_0^2} \right) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\overline{q^2}}{U_0^2} \right) \left(\frac{V}{U_0} - \eta \frac{U}{U_0} \right) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\overline{vq^2}}{U_0^2} \right) + \frac{1}{2} \eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\overline{uq^2}}{U_0^2} \right) - \eta \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\overline{p'u}}{\rho U_0^3} \right) \end{aligned} \quad \begin{aligned} & (1) \quad (2) \\ & (3) \\ & (4) \quad (5) \quad (6) \end{aligned}$$

図 10 乱れエネルギーの x 方向変化

図 11 レイノルズ応力の最大値の x 方向変化

$$+ \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\overline{p'v}}{\rho U_0^3} \right) + \frac{x}{U_0^3} \varepsilon = 0 \quad (1)$$

(7) (8)

ここで、 U_0 は主流速度、 η は相似変数 [$\eta = (y - y_{0.5})/\bar{x}$] であり、 p', ε はそれぞれ変動圧力、乱流散逸である。式(1)の左辺第 1, 2 項は乱れエネルギー生成項、第 3 項は対流項、第 4~7 項は拡散項で、このうち第 6, 7 項は圧力輸送項、第 8 項は散逸項である。Wygnanski らは散逸を $\varepsilon = 9\nu(\partial u/\partial x)^2$ から見積もっている。こうして生成項、対流項、圧力輸送項を除く拡散項、および散逸項を測定値から計算し、圧力輸送項は式(1)の残差として求めている。

本実験ではアナログ計器を用い、しかも u, v, w の同時測定はしていないので三重相関の測定は困難で、したがって生成項、対流項、散逸項を測定値から直接計算し、全拡散項は式(1)の残差として求めた。ただし散逸の測定には局所等方性と Taylor の仮説を用いて

$$\varepsilon = 15 \frac{\nu}{U^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 \quad (2)$$

を用いたが、後述の壁面噴流あるいは境界層近似の許される流れ場では、拡散項を断面内で積分すれば零となるはずであるから、本実験においても式(2)の ε に適当な一定の係数を掛けたものを実際の散逸とみなし、拡散項の積分が零となるようにした⁽¹⁸⁾。このようにして比較した結果を図 13 に示す。本結果を実線で、Wygnanski らの結果を一点鎖線で示した。本結果の生成項は Wygnanski らのものと全域にわたって極めて良く一致しており、対流項も $\eta > 0$ の噴流外端を除くと良く一致している。しかし全拡散項と散逸項にはかなりの不一致が見られる。図 13 中の破線は Wygnanski らの測定結果で、全拡散項を η で断面にわたって積分したときに零となるよう散逸を一定割合だけ変化させた場合の分布である。式(1)によれば全

図 12 乱れエネルギー ($\overline{q^2}/2U_0^2$) の等値線

拡散項を断面にわたって積分しても零とはならないが、第5項と第6項は小さいとみなすことができ、これを無視すればこの条件は満たされる。このように補正された Wygnanski らの拡散項は本実験の結果と良く一致している。しかし、散逸項については補正した Wygnanski らの値に比べて本結果のほうがいくらか大きくなっている。以上のことから噴流外端付近の測定精度が得られにくい（特に平均速度 V ）領域を除けば本測定装置の信頼性はあるものと考えられる。

次に二次元壁面噴流に対する乱れエネルギー方程式は次式で与えられている⁽⁴⁾。

$$\frac{U}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial x} + \frac{V}{2} \frac{\partial \overline{q^2}}{\partial y} + (\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\overline{vq^2}}{2} + \frac{\overline{vp'}}{\rho} \right) + \varepsilon = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

第1項と第2項は対流項、第3項と第4項は生成項、第5項は拡散項、第6項は散逸項である。なお、実際に式(2)から ε を求めるに当たって変動速度の x 成分 u の時間微分は自作の微分器（5 kHz まで直線的な周波数特性を示す）を用いて測定した。式(3)の対流項と生成項は平均速度、乱れ強さ、レイノルズ応力の測定値より算出した。また、拡散項については前述の噴流の場合と同様、対流、生成、散逸項の測定値を式(3)に代入し、その残差として求めた。その際、しばしば行われているように拡散項の壁面噴流全体について積分が零となるように散逸項を一定割合補正しているのは前述と同様である⁽¹⁸⁾。

14 測定断面について乱れエネルギー収支を調べたうち、代表例として図 14(a), (b) に $\phi=30^\circ$ の場合で平均流が小林・藤沢の対数分布に従う領域 ($x/b_j \geq 5$) における式(3)の対流、生成、拡散、散逸項の分布の変化を示した。図 14 中の各項は噴流の最大速度 U_m と半値幅 $y_{0.5}$ で無次元化されている。図 14(b) には下流の発達域（代表として $x/b_j=20$ を示す）でのエネルギー

収支を実線で示しており、通常の二次元壁面噴流のものも破線で示してある。比較的上流の $x/b_j=5$ から下流に行くに従って生成項は増大する。そして、生成項の分布においては y_m 付近で極小値をとっており、ここに示した x/b_j の範囲においてそこでは負の生成とはならない。一方、対流項は $x/b_j=5$ の位置では噴流全体にわたって利得であるが下流に行くことが一部損失へと変わっていく。また、散逸は下流に行くに従って増加しているが、 $x/b_j \geq 15$ の発達域では図示の $x/b_j=20$ の分布とほぼ同じになり、それ以上の増加は見られなかった。また、 x/b_j が 10 以上の下流位置では生成項の極大値と拡散項の絶対値の極大値をとる位置がほぼ一致していた。

図 14(b) には、発達域における本結果のエネルギー収支が二次元壁面噴流のものと比較して示してある。本流れ場における生成項は二次元壁面噴流のそれに比べてはるかに大きくなっており、また、対流項を除いてその他の項も本結果のほうが大きい。しかし、分布の傾向は類似している。ここでは図示していないが小林らの凹面壁の結果⁽⁵⁾⁽⁶⁾は生成、対流、拡散、散逸の各項の大きさが二次元壁面噴流のものに比べて小さくなっており、対流項のみが本結果より小さくなっていた。そして、二次元壁面噴流と同様、本流れ場において

(a) $x/b_j=5$

(b) $x/b_j=20$

図 13 混合層における乱れエネルギー収支の比較

— } 本結果
--- ; 二次元壁面噴流 (小林ら⁽⁴⁾)
- - - ; " (補正)

図 14 乱れエネルギー収支 ($\phi=30^\circ$)

図 15 乱れエネルギー収支 ($\phi=45^\circ$, $x/b_j=20$)

も y_m 付近での生成項は散逸項より小さくなっており、ここでは乱れエネルギーの一部分が対流によって上流から取り入れられ、さらに拡散によって噴流領域から取り込まれている。そして、本流れ場では二次元壁面噴流に比べて拡散による乱れエネルギーの取込みが大きいと言える。

図 15 には前報の $\phi=45^\circ$ の場合の発達域 ($x/b_j=20$) の乱れエネルギー収支を $\phi=30^\circ$ の場合と比較して示した。 $\phi=30^\circ$ の場合に比べて 45° のほうが生成と拡散項はるかに大きくなっており、また散逸も大きい。しかし、両者の各項の分布の傾向は類似している。

4. あ と が き

空気噴流とくさび体の二次元衝突噴流場の乱流特性ならびに乱れエネルギー収支を、くさび面の角度が 30° の場合と前報の 45° の場合も補足して実験的に調べ、以下のような結論を得た。

(1) 前報の $\phi=45^\circ$ の場合と同様、 $\phi=30^\circ$ の場合にもくさびに衝突後の発達域における u'/U_m , v'/U_m および $\overline{uv}/U_m^2$ の $y/y_{0.5}$ による無次元分布は通常の二次元壁面噴流の分布よりかなり大きな値を示すが、 w'/U_m の値はこれと同程度で同様の分布を示す。そして、各乱れ成分およびレイノルズ応力の無次元分布にいずれも相似性はない。

(2) 下流の発達域における全乱れエネルギーの $y/y_{0.5}$ による無次元分布に相似性はなく、また、二次元

壁面噴流の乱れエネルギーの値より高い値を示す。そして、この値のくさび面の角度 ϕ による差はほとんどない。

(3) 乱れエネルギーの等値線にはくさびの先端付近において、 $\phi=30^\circ$ と 45° でパターンの相違が見られた。これらはくさび先端での圧力こう配、流線の曲がり、物体に近づく乱れ場の変化などの効果の大きいことを示している。

(4) くさびに衝突後の壁面噴流における乱れエネルギー収支を明らかにした。 $x/b_j \geq 5$ の範囲では下流に行くにしたがって生成項と散逸項は増大するが、対流項は利得から一部損失へと変化する。発達域でのエネルギー収支において対流項を除けば、生成、散逸、拡散のいずれの項も二次元壁面噴流のものに比べてかなり大きい。また、くさび面の角度 ϕ が 30° の場合に比べて 45° の場合のほうが生成と拡散項がかなり大となる。

終わりに、本研究の遂行に当たり多くの便宜をはかっていただいた大同工業大学 田中保教授に深く感謝の意を表す。また、本研究にご協力いただいた名古屋大学 榎田武広助手、および大同工業大学 神田博邦氏に謝意を表す。

文 献

- (1) 長谷川, 機誌, 70-822 (昭 62), 610.
- (2) 山田・ほか 3 名, 機論, 51-470, B (昭 60), 3297.
- (3) 山田・ほか 3 名, 機論, 54-502, B (昭 63), 1343.
- (4) Kobayashi, R. and Fujisawa, N., *Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ.*, 45-352 (1982), 95.
- (5) Kobayashi, R. and Fujisawa, N., *Acta. Mech.*, 47, 39-52 (1983), 39.
- (6) 小林・藤沢, 機論, 49-440, B (昭 58), 757.
- (7) Fujisawa, N. and Kobayashi, R., *Int. J. Mech. Sci.*, 29-5 (1987), 311.
- (8) Noguchi, Y. and Sawyer, R. A., *Proc. Int. Symp. ASME, FED-31* (1985), 129.
- (9) 藤沢, 機論, 51-466, B (昭 60), 1745.
- (10) 藤沢・白井, 機論, 53-491, B (昭 62), 1947.
- (11) 大坂・ほか 3 名, 機論, 51-464, B (昭 60), 1176.
- (12) 増田・安藤, 機論, 54-497, B (昭 63), 45.
- (13) Wilson, D. J. and Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, 98 (1976), 550.
- (14) 山田・ほか 3 名, 山口大研究報告, 30-2 (昭 55), 183.
- (15) Wygnanski, I. and Fiedler, H. E., *J. Fluid Mech.*, 41-2 (1970), 327.
- (16) Bradshaw, P., *AGARDograph*, No. 169 (1973).
- (17) Hunt, J. C. R., *J. Fluid Mech.*, 61-4 (1973), 625.
- (18) 例えば, ロッタ (大路訳), 乱流, (昭 50), 203, 岩波書店.

討 論

〔質問〕 藤 沢 延 行〔群馬大学工学部〕

(1) 貴実験の V 分布 (図 2) が, x/b_j の大きい領域においても平面壁面噴流の V 分布⁽¹³⁾ と噴流領域外側で定性的に一致しないこと, および壁面での境界条件 $V=0$ に近づいていないように見える点についてお伺いしたい。

(2) 図 5, 6 の乱流特性量が, $x/b_j=5\sim 10$ 付近までは減少し, さらに下流側では増大に転ずる現象を, 局所の圧力こう配と流線わん曲などの点から説明していただきたい。

(3) x/b_j が貴実験結果より大きい領域 ($x/b_j>30$) では, 図 5, 6 の乱流特性量は平面壁面噴流の実験値⁽⁴⁾⁽¹³⁾ に近づくのかどうか。

〔回答〕 (1) 下流の壁面噴流領域では V が小さく, 測定は極めて困難で測定精度に期待はできない。ご指摘の文献における V は測定値ではなく, U の相似分布を仮定して計算されたものである。著者ら⁽³⁾ もすでにこれと同様に計算し実験値と比較した結果, V の計算値はご指摘の文献の値と良く一致し, 測定値も誤差の範囲内で定性的には一致していることを確認した。壁に近づくと原理的には V が零に近づくが, 実際の測定では誤差を含んでいる。二孔管による V の測定も行ったが X プローブの結果とほぼ一致していた。このように V の値は $\phi=45^\circ$ の先端付近を除けば全

体に小さな値であり, 層内の大部分では測定誤差の範囲で十分な精度で得られていると考えている。

(2) まず, ご指摘の $x/b_j=5\sim 10$ での乱流特性量の減少はその上流における増大があるからである。この増大は主としてよどみ点での流れ場の変形による乱れの増加とくさび先端付近の大きな流線曲率によりもたらされているものとする。流線曲率の効果は平均速度分布との関係で流れに安定, 不安定効果をもたらす。本実験の先端付近の流れ場は非粘性の極限では $y < y_m$ で不安定となる。先端付近は y_m が比較的大きく⁽²⁾, この不安定効果により壁近くの乱流特性量の増大がもたらされると考えられる。そして, 下流での減少は流線曲率がほぼ零となっていることに対応し, さらに下流での増加は通常の壁面噴流の場合と同様の現象と考えられる。圧力こう配の乱れに対する効果は直接的ではないが, よどみ点に近づくとき圧力こう配により平均速度場が大きな変形を受けその結果として乱れの増大がもたらされるものと考えている。

(3) 壁面せん断応力の比較によれば下流で二次元壁面噴流の値に近づいていた⁽²⁾ ので, 乱れは $x/b_j>30$ の下流では減衰していくものと思われる。しかし, 他の場合, 例えば平板乱流境界層に乱れが与えられた場合と同様に, 本乱れの二次元壁面噴流状態への近づき方は平均流より遅れるものと推定される。