不足膨張噴流の干渉に関する研究*
(第3報, 2個の噴流の衝突による干渉特性)児島 忠 倫^{*1}, 松岡 祥 浩^{*2}Study on Interference of Underexpanded Jet
(3rd Report, Interference Characteristics
Caused by Impingement of Two Jets)

Tadatomo KOJIMA and Yoshihiro MATSUOKA

In this paper, the structure and behavior of the impingement jet issuing from two pipes for various impingement angles and distances were studied mainly by the flow visualization. Impingement angles between two jet axes were varied in 45°, 60°, and 90°, and the impingement distance between the pipe exit and impingement point that was intersection of the centerlines of two pipes was varied in 2 ways. The flow visualization of mean and instantaneous flows with time, both in a vertical plane, contained centerlines of two pipes and a horizontal plane contained in the impingement point were conducted by the schlieren and shadowgraph methods, moreover mean total pressures were measured. As a result, the interference characteristics of the impingement jet were clarified for mean Mach numbers, ranging from 1 to 2.5, at the pipe exit. In particular, it was found that the flow could be classified into 2 patterns by the size of impingement angles.

Key Words: Compressible Flow, Interference, Underexpanded Jet, Impingement Jet, Shock Wave, Slip Surface, Flow Visualization, Schlieren Method, Shadowgraph Method

1. 結 言

2個の超音速噴流の衝突は、工学、工業上、さらに、宇宙工学において興味深いことがらであるにもかかわらず、McDermottら⁽¹⁾や藤本ら⁽²⁾⁽³⁾の研究がいくつか見られるのみで、衝突後の噴流の構造や挙動について、まだ、十分に明確にされていない。特に、直円管から超音速で噴出される衝突噴流の干渉特性についての研究はほとんど見られず、著者らは、この場合の噴流の相互干渉を明確にすることを目的としている。今までに2個および3個の平行な不足膨張噴流の干渉特性⁽⁴⁾⁽⁵⁾についての実験を行い、流れのパターンが、2個の平行な噴流の場合には噴流の軸間距離の違いによって三つに分類されること、また、3個の平行な噴流の場合には出口の平均マッハ数の違いによって四つに分類されることをそれぞれ示した。本報では、2本の直円管から噴出される不足膨張噴流を大気中で衝突させ、2噴流の衝突角度と衝突距離の違いが衝突後の噴流構造や挙動にどのように影響するかを明確にするために、可視化と圧力分布について調べている。特に、可視化

は、2噴流の軸を含む鉛直な平面内とこれに垂直な水平面内の時間平均的な流れと瞬間的な流れとをシュリーレン法やシャドウグラフ法を用い、また、圧力は、鉛直面内と衝突後の噴流軸上での時間平均的な全圧分布について測定している。これらの結果より、流れのパターンは衝突角度の大きさによって、スリップ面や定常的な衝撃波の発生する場合と発生しない場合の二つに大別されることや、その他いくつかの干渉特性について明確にしている。

2. 記 号

本論文で用いた主な記号は、次のとおりである。

l_c : 衝突距離 (管出口中心から2個の噴流の中心軸の交差する点、すなわち、衝突点までの距離)

X : 衝突点からの噴流中心軸上の距離

Y : X 軸からの水平距離

Z : X 軸からの鉛直距離

θ : 衝突角度 (2個の噴流の中心軸のなす角度)

3. 実験装置および方法

図1に実験モデルの概略とその座標系を示す。供試管は前報⁽⁵⁾と同じものを使用し、2個の噴流の中心軸

* 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28日。

^{*1} 正員、近畿大学工学部(〒737-01 呉市広古新開5-1-3)。

^{*2} 正員、近畿大学理工学部(〒557 東大阪市小若江3-4-1)。

を含む鉛直な面を Z - X 平面, 中心軸の交差する点を衝突点 (座標の原点) とし, 衝突点を含み Z - X 平面に垂直な水平面を X - Y 平面 (衝突面) とする。

実験は, 質量流束⁽⁴⁾より算出した管出口における噴流の平均マッハ数が約 1~2.3 の範囲で, 衝突角度 θ が 45° , 60° および 90° の三つの場合に対して, 衝突距離 l_c を管内径 d で無次元化した l_c/d を 3 と 6 の二つに変化させ, 表 1 に示した合計 5 種類の衝突モデルについて行っている。可視化は, この Z - X と X - Y 平面内において前報と同じように, 露光時間が $1/60$ s の時間平均的な流れとせん光時間が $2 \mu\text{s}$ の瞬間的な流れについて行っている。

4. 実験結果および考察

4.1 衝突角度の影響

4.1.1 Z - X 平面内の流れ 図 2 (a)~(f) にシャドウグラフ法によって撮影した Z - X 平面内の

表 1 衝突モデル

Test pipe	θ	l_c/d	
TP6M-C45	45°	3	6
TP6M-C60	60°	3	6
TP6M-C90	90°	3	6

図 1 衝突モデルの概略

$l_c/d=3$ における瞬間的な流れを示す。図 2 (a)~(c) は $\theta=45^\circ$ の場合の流れである。図 2 (a) の $\bar{Ma}=1.03$ に示すように, マッハ数の小さな場合には, 噴流は X 軸についてほぼ対称で自励振動⁽⁶⁾ (以下, 単に振動と呼ぶ) の少ない流れとなるが, 噴流の接触する付近で流れが曲げられるために多数の衝撃波が密に発生する。

それ以上のマッハ数においては, 図 2 (b), (c) に示すように, 2.1 付近までは振動や拡散がしだいに大きくなる傾向にある。しかし, ここには示していないが 2.2~2.3 付近では, 時間的に変動の少ない噴流境界層が比較的下流側まで強く形成されるので, 振動の少ない流れとなる。

図 2 (b) に示すように, $\bar{Ma}=1.41$ では 2 噴流の接触する位置と衝突点付近に斜め衝撃波が発生している。

$\bar{Ma}>1.7$ では図 2 (c) に示すように, 第 1 ダイヤモンドセルの中央の位置で噴流が接触し, 明りょうな斜め衝撃波が形成され, さらに, その接触点から X 軸方向へ, つまり, 衝突面内にも噴流境界の重なりによる明りょうなスリップ面が発生しているのが見られる。

また, この斜め衝撃波と第 1 ダイヤモンドセルの後方から生じる強い膨張波とコア域を形成する強いせん断層と干渉して, 弱い衝撃波と強い衝撃波とが重畳した定常的な繰返し衝撃波を形成するが, 下流側においては振動のためにより複雑に干渉する衝撃波を伴った構造となる。さらに, それぞれの噴流の中心に生じるスリップ面とこの明りょうな斜め衝撃波とが衝突する位置から X 軸に平行なスリップ面が形成される。

$\theta=45^\circ$ の衝突角度の小さな場合には, 図 2 (a)

(a) TP6M-C45 $\bar{Ma}=1.03$

(b) TP6M-C45 $\bar{Ma}=1.41$

(c) TP6M-C45 $\bar{Ma}=2.06$

(d) TP6M-C60 $\bar{Ma}=2.08$

(e) TP6M-C90 $\bar{Ma}=1.07$

(f) TP6M-C90 $\bar{Ma}=2.08$

図 2 Z - X 平面内の瞬間的な流れ ($l_c/d=3$, シャドウグラフ法)

～(c)に示すように、衝突後の流れは単一噴流の非定常流⁽⁶⁾の場合と比較して、衝撃波やスリップ面の内部構造において異なりが見られるが、振動や拡散現象は全体的に同じようなふるまいをする。

$\theta=60^\circ$ の場合には、図2(d)の $\bar{Ma}=2.08$ に示すように、2噴流の接触点に強く固定された斜め衝撃波の後方に時間的に変動する不安定な弱い斜め衝撃波が発生する。そのために斜め衝撃波後方に生じるスリップ面および衝突面内でのスリップ面は、 45° の場合に比べて形成されにくくなる傾向にある。

$\theta=90^\circ$ の場合の流れのようすを図2(e), (f)に示す。

$\bar{Ma}=1.07$ の図2(e)からわかるように、マッハ数の小さいときからすでに振動が生じ、図2(a)に示す 45° の場合よりも早く拡散し、速度減衰の著しい流れとなる。

$\bar{Ma}=2.08$ の図2(f)からわかるように、マッハ数の大きい場合でもほぼ同じように振動、拡散が生じ、ここには示していないが、2.3付近の場合にはさらに顕著であって、衝突角度の小さい 45° や 60° の場合と流れのようすが異なる。また、衝突後の流れの中には、 $\theta=45^\circ$ の場合に見られるようなほぼ一定の場所に生じる定常的な繰返し衝撃波や斜め衝撃波後方のスリップ面および衝突面内でのスリップ面は形成されず、 60° の場合よりもさらに時間的に変動の激しい曲線状の弱い斜め衝撃波が発生する。

図3(a)～(f)にシャドウグラフ法によって撮影し

図3 Z-X平面内の時間平均的な流れ
($l_c/d=3$, シャドウグラフ法)

たZ-X平面内の $l_c/d=3$ における時間平均的な流れを示す。図3(a), (b)は $\theta=45^\circ$ における $\bar{Ma}=1.07$ と2.06の場合の流れである。マッハ数の小さい1.07の付近からすでに繰返し衝撃波の発生が見られるが、この繰返し衝撃波は、図3(b)に示すように、マッハ数の増大とともにコア域を形成する速度こう配の大きなせん断層との干渉でしだいに変動の少ない安定した定常的なものとなる。

図3(c), (d)は $\theta=60^\circ$ における $\bar{Ma}=1.07$ と2.1の場合の流れである。1.07の場合にはそれぞれの噴流はX-Y平面で上下に分割されるような流れとなり、2噴流の衝突するX-Y平面の付近に細長い一つのセルが形成されているように見える。この種のセルは、本実験と実験条件や供試管の形状の異なる藤本⁽³⁾の衝突噴流に関する研究にも見られるが、本実験における多数の瞬間的な流れの写真より推定して、2噴流の衝突面に発生する非常に弱いスリップ面、つまり、2噴流を分割するような境界層の振動が時間平均化されて可視化されたものと考えられる。なお、このセルは、 $\bar{Ma}=1.6$ 付近までは時間平均的な流れの中に見られるが、1.7以上ではそのスリップ面が安定し、ほとんど変動しなくなるので消滅してしまい、図3(b)のように、衝突面内のスリップ面だけが直線的に可視化されている。

図3(d)の $\bar{Ma}=2.1$ の場合にも繰返し衝撃波が発生しているが、 45° のように明りょうなものではない。

図3(e), (f)は $\theta=90^\circ$ における $\bar{Ma}=1.07$ と2.08の場合の流れである。 45° や 60° の場合と異なり、流れの方向が急激に変えられるので速度減衰が著しい。したがって、マッハ数の大きな図3(f)の $\bar{Ma}=2.08$ の場合においても、衝突後の流れの中に時間平均的に安定した衝撃波は見られず、図2(f)に示す曲線状の斜め衝撃波などは、前述したように時間的に変動の激しい弱いものであると推定される。

4.1.2 X-Y平面内の流れ 図4(a)～(d)にシュリーレン法とシャドウグラフ法によって撮影したX-Y平面内の瞬間的な流れを示す。

図4(a), (d)はほぼ同じマッハ数における $\theta=45^\circ$ と 90° の場合の流れである。衝突角度の大きいもののほどZ-X平面内での速度減衰が大きいので、X-Y平面内での拡散は顕著となっている。

また、図4(b), (c)は $\theta=90^\circ$, $\bar{Ma}=1.28$ の場合のシュリーレン法とシャドウグラフ法による流れを示したものである。図4(b)のシュリーレン写真においては波状的な衝撃波を伴った流れとなっているが、図4(c)のシャドウグラフ法による写真では波状的な衝撃

波と放射状に広がる多数の衝撃波を伴っている。このような波状の流れは、衝突角度、マッハ数の大きいほうが顕著であるが、マッハ数の大きい場合には図4(d)に示すように、波状面は切れぎれで不連続的なものとなる。

4・2 衝突距離の影響 この節では衝突距離 l_c/d = 6 の流れについて調べ、3の場合との比較を行う。

4・2・1 Z-X 平面内の流れ 図5(a)~(d)にシャドウグラフ法によるZ-X平面内の瞬間的な流れと時間平均的な流れとを左右対比して示す。

図5(a), (b)はともに $\theta=45^\circ$ で $\bar{Ma}=1.07$ の場合の流れである。

図5(a)に示すように、衝突するまでの間に流れは振動し、 $l_c/d=3$ の場合よりも衝突速度が小さいので、衝突後の流れは振動、拡散のより大きい不安定なものとなる。図5(b)に示す時間平均的な流れでは、衝突するまでに多数の衝撃波を伴っており、擬似衝撃波のほぼ消滅する付近で衝突するので、衝突後方の流れの中には衝撃波は見られない。

図5(c), (d)には $\theta=60^\circ$ でマッハ数がそれぞれ $\bar{Ma}=2.08$ と 2.12 の場合の流れを示している。第3ダ

イヤモンドセル付近で2噴流は衝突し、そこに斜め衝撃波が形成される。図5(c)に示すように、瞬間的な流れの中ではこの後方に多数の弱い斜め衝撃波が見られる。

しかし、図5(d)に示すように、時間平均的な流れにおいてはこれらの斜め衝撃波の一部分は、変動の少ない定常的な繰返し衝撃波となっていることがわかる。

$l_c/d=6$ の場合には、ここには示していないが同じマッハ数のシャドウグラフ法による瞬間的な流れにおいて衝突後の流れの振動を比較すると、 45° より 60° のほうがいくぶん大きい。衝突角度の違いが内部構造に及ぼす影響はほとんど見られず、同じマッハ数ではほぼ類似の流れとなっている。また、 $l_c/d=3$ の場合に見られるような斜め衝撃波後方および衝突面内のスリップ面はほとんど生じないが、衝突後の流れは衝突距離によって大きな影響を受けないと考えられる。

4・2・2 X-Y 平面内の流れ 図6(a), (b)にはそれぞれ $\theta=45^\circ$, $\bar{Ma}=2.09$ と $\theta=60^\circ$, $\bar{Ma}=2.08$ の場合のシュリーレン法によるX-Y平面内の瞬間的な流れを示している。

衝突角度の大きいほうがより扇形状の波状の広がりを持つ流れとなっている。しかし、 $l_c/d=3$ の場合のような顕著な波状面は見られず、拡散も少ない。

4・3 衝突噴流の構造 図7(a), (b)には $l_c/d=3$ で $\bar{Ma}=2$ 付近の衝突角度の異なる場合の衝突噴流の時間平均的な流れの基本的な構造を示している。

図7(a)に示す衝突角度の小さい $\theta=45^\circ$ の場合には、流れはかなり複雑な構造となっている。スリップ面①, ②は、別報⁽⁷⁾で示したように、単一噴流の場合

(a) TP6 M-C 45 $\bar{Ma}=2.10$ (シュリーレン法)

(b) TP6 M-C 90
 $\bar{Ma}=1.28$
(シュリーレン法)

(c) TP6 M-C 90
 $\bar{Ma}=1.28$
(シャドウグラフ法)

(d) TP6 M-C 90 $\bar{Ma}=2.06$ (シュリーレン法)

図4 X-Y平面内の瞬間的な流れ

(a) TP6 M-C 45 $\bar{Ma}=1.07$
(瞬間的な流れ)

(b) TP6 M-C 45 $\bar{Ma}=1.07$
(時間平均的な流れ)

(c) TP6 M-C 60 $\bar{Ma}=2.08$
(瞬間的な流れ)

(d) TP6 M-C 60 $\bar{Ma}=2.12$
(時間平均的な流れ)

図5 Z-X平面内の流れ ($l_c/d=6$, シャドウグラフ法)

にも発生するもので、スリップ面③、④が噴流の衝突による干渉で生じたものである。噴流境界の重なりによるスリップ面③は $\bar{Ma}=1$ 付近からすでに見られるが、マッハ数の増大とともに強いスリップ面となって比較的下流域まで成長する。二つのスリップ面④は、スリップ面②が斜め衝撃波と衝突する位置からそれぞれ合流した噴流軸に平行に発生するが、スリップ面②が見られる $\bar{Ma}=1.7$ 付近から生じる。なお、両噴流の接触点に発生する斜め衝撃波は $\bar{Ma}=1.2$ 付近より見られ、マッハ数の増加とともに明りょうな比較強い衝撃波となってそれぞれの噴流を直線的にしゃ断する形で同じ位置にとどまっている。しかし、ある条件下では図5(c), (d)に示したように、少し丸みを持った斜め衝撃波となる場合もある。

$\theta=60^\circ$ の場合には、 45° に比べてスリップ面③、④は生成されにくくなる。特に、スリップ面④は、衝突角度が大きくなるほど衝突損失が大きく流れの方向が急変するので、すぐに消滅してしまう。

衝突角度がさらに大きくなると、図7(b)の $\theta=90^\circ$ に示すように、衝突による X 軸方向への圧力損失、速度減衰が大きく、強く固定された斜め衝撃波が形成されるので、超音速から亜音速に急激に減衰してしまう。そのために、せん断層で囲まれたコア域の長さは短く、その中に弱い膨張波は見られるが、スリップ面や衝撃波は発生しない。

4.4 軸上の圧力分布 図8(a), (b)に噴流の衝突点前方より下流側までの X 軸上での全圧 P_t の分布を示す。

(a) TP6M-C45 $\bar{Ma}=2.09$

(b) TP6M-C60 $\bar{Ma}=2.08$

図6 X-Y平面内の瞬間的な流れ ($l_c/d=6$, シュリーレン法)

図8(a)は $\theta=45^\circ$ で $\bar{Ma}=1.5$ の場合の $l_c/d=3$ と6の分布を示したものである。噴流の衝突点を $X/d=0$ としているので管出口部における X/d の値は l_c/d が3と6とでは当然異なる。衝突距離の小さい3では $X/d=0.5$ 付近に圧力低下が見られるが、これはスリップ面③の影響や、図2(b)に示すように、衝突点 $X/d=0$ 付近に弓形の衝撃波が発生しているからである。衝突距離の大きな6の場合には、衝突後において流れをしゃ断するような強い衝撃波が発生していないので急激な圧力変動はなく、なめらかな山形の分布を

(a) 衝突角度の小さい場合 ($\theta=45^\circ$, $l_c/d=3$, $\bar{Ma}=2$)

(b) 衝突角度の大きい場合 ($\theta=90^\circ$, $l_c/d=3$, $\bar{Ma}=2$)

図7 時間平均的な流れの構造

(a) $\bar{Ma}=1.5$

(b) $\bar{Ma}=2.09$

図8 X軸上の全圧分布

図9 断面内の全圧分布

示している。

図8(b)は $\bar{Ma}=2.09$ で $\theta=45, 60, 90^\circ$ の場合の全圧分布である。 $\theta=45^\circ$ の場合には、さらに、 $l_c/d=3$ と6の場合を比較して示している。いずれの衝突角度においても、 $l_c/d=3$ の場合には、衝突点 $X/d=0$ 付近での全圧は高く現れている。特に、 60° の場合が高いのは図2(d)に示すように、衝撃波の影響である。したがって、衝突点付近では衝撃波やスリップ面③が複雑に干渉する領域なので、衝突角度の違いによって圧力分布に系統的な違いは見られない。衝突点よりも下流側においては、衝突角度の小さいほうが多数の衝撃波が存在するので、圧力変動が多く見られる。また、衝突角度の大きいものほど圧力低下が著しく、特に、 90° の場合が最も低く現れている。これは衝突点の前方に強い斜め衝撃波が形成されるからである。 $\theta=45^\circ$ の $l_c/d=6$ の場合には、3のものよりも圧力変動が少なく、また、 $X/d \geq 2.5$ での圧力損失が顕著である。

4.5 鉛直・水平方向の圧力分布 図9(a)に $l_c/d=3$ で $\bar{Ma}=2.1$ の場合における $\theta=45, 60, 90^\circ$ のZ-X平面内での鉛直Z方向の全圧 P_t の分布を示す。いずれも衝突後の $X/d=2$ の位置での分布を示したもので、 45° の場合には中央にスリップ面③によるくぼみが少しあるが、二つのスリップ面④の間でほぼ平坦な分布となっている。衝突角度が大きくなるほど凸の分布が顕著となる傾向にある。

図9(b)に $l_c/d=3$ で $\bar{Ma}=2.1$ の場合における $\theta=45, 60, 90^\circ$ のX-Y平面内での水平Y方向の全圧 P_t の分布を示す。この分布も衝突後の $X/d=2$ の位置で

の分布を示すが、X-Y平面内では拡散が大きくなるのでY方向のスケールを1/2としている。 $\theta=45^\circ$ と 60° の場合にはスリップ面③の影響で中央で圧力が低下し、くぼみを持つ分布となるが、 45° のほうがこのスリップ面が強く現れるのでくぼみが顕著である。衝突角度の大きい 90° の場合にはスリップ面③が発生しないので、凸形分布となる。

5. 結 言

2個の噴流の衝突による挙動と構造を明確にするために、衝突角度と衝突距離とを変化させた場合の流れの可視化と圧力分布の測定を平均マッハ数が約1~2.3の範囲で行い、次の結論を得た。

(1) 流れのパターンは、2個の噴流の衝突角度の大きさによって、スリップ面や定常的な衝撃波の発生する場合としない場合の二つに大別される。

(2) Z-X平面内においては、2噴流の接触点に斜め衝撃波が発生し、衝突角度の小さな場合には、斜め衝撃波後方および衝突面内にスリップ面が発生する。また、衝突後方の噴流は、定常的な繰返し衝撃波と、さらに、複雑に干渉した多数の衝撃波から構成される。

(3) 衝突角度の大きな場合には、弱い非定常的な衝撃波が見られるが、斜め衝撃波後方および衝突面内におけるスリップ面や定常的な衝撃波は発生しにくくなり、 90° の場合には発生しない。

(4) 衝突角度の大きなものほどZ-X平面内での速度減衰が顕著となり、X-Y平面内で波状的に広がる流れとなる。

(5) 衝突距離の大きい場合には、衝突噴流にスリップ面や定常的な衝撃波はほとんど見られず相互干渉の影響は少なくなる。

(6) 衝突後の噴流中心軸上での全圧損失は、衝突角度の大きなものほど著しくなる。

文 献

- (1) McDermott, W. and Hurlbut, F. C., *Phys. Fluids*, 27-1 (1984), 60.
- (2) 藤本・ほか2名, 機論, 53-486, B (昭62), 400.
- (3) 藤本・ほか2名, 機論, 53-492, B (昭62), 2337.
- (4) 児島・松岡, 機論, 54-503, B (昭63), 1560.
- (5) 児島・松岡, 機論, 54-506, B (昭63), 2738.
- (6) 児島・松岡, 機論, 54-502, B (昭63), 1286.
- (7) 児島・松岡, 機論, 53-495, B (昭62), 3146.