

超音速および極超音速における円柱列の研究

第3報 超音速における平行円柱列の抵抗

河 村 龍 馬
沢 田 孝 士*
関 和 市

Study of Row of Circular Cylinders in Supersonic and Hypersonic Flow

3. Drag of Row of Parallel Circular Cylinders in Supersonic Flow

By

Ryuma KAWAMURA, Takashi SAWADA
and Kazuichi SEKI

Abstract: Wind tunnel investigation on drag of row of parallel cylinders placed in a supersonic flow of Mach number 2 is presented. The number of cylinders tested in one row is two, three and five, respectively. The length and diameter of each cylinder are 110 mm. and 12 mm., respectively, and Reynolds number referred to the diameter is 3×10^5 . Drag of each cylinder is measured separately by use of strain wire gauge. Results show that the mean drag coefficient of the rows with the same distance between cylinders increases as the number of cylinder increases. Three-dimensional shape of bow shock wave is fairly well determined by combining Schlieren photographs taken vertically and horizontally, from which it is possible to evaluate shock drag due to bow shock. In case of two cylinder row, the bow shock drag coefficient increases slowly from 0.72 to 0.75 as the distance between cylinders varies from zero to 30 mm. Assumption of one-dimensional nozzle flow between the cylinders together with the position of stagnation point obtained in Schlieren photographs makes it possible to calculate pressure drag on the cylinder due to the nozzle flow. It is found that, in case of two cylinder row, the sum of those estimated drags due to bow shock, nozzle flow and small friction drag agrees well With the measured total drag.

概 要

Mach 数 2 の超音速の流れの中におかれた平行円柱列の抵抗についての風洞による研究が述べられている。一つの列の中の円柱の数は、それぞれ 2, 3, および 5 本である。各々の円柱の長さ、および直径は、それぞれ 110 mm, および 12 mm である。そして直径に関

* 北海道学芸大学

する Reynolds 数は 3×10^5 である。各々の円柱の抵抗は、線ひずみ計を用いて個々に測定されている。その結果によると、平均抵抗係数は、円柱間の距離が等しい場合には、円柱の数が増すと共に、大きくなることが示されている。弧状衝撃波の三次元的形状は、鉛直および水平に置いて撮影した Schlieren 写真を組合せることによって、適切に決定される。そのことから弧状衝撃波による造波抵抗が計算される。2本の円柱列の場合には、円柱間の距離が零から 30 mm になるとき、造波抵抗係数は 0.72 から 0.75 へと、ゆるやかに増加する。円柱間に一次元の nozzle の流れを仮定し、Schlieren 写真からえられたよどみ点の位置を考慮に入れると、nozzle の流れにもとづく、円柱に対する圧力抵抗を計算することができる。弧状衝撃波、および nozzle の流れにもとづく抵抗を加え、更にわずかな摩擦抵抗をつけ加えると、測定された全抵抗ときわめてよく一致する値がえられる。

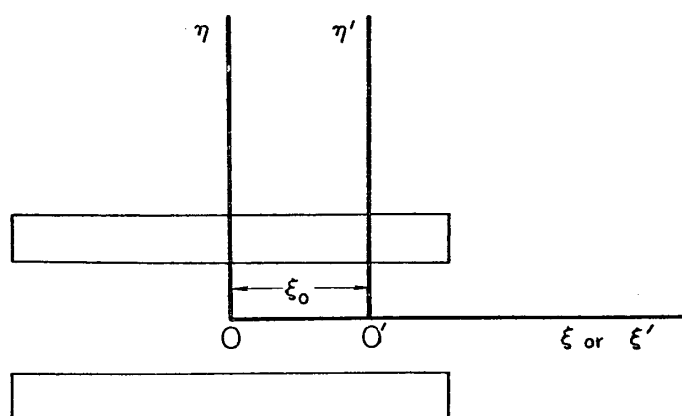
1. 2本の平行な円柱の抵抗

1. 弧状衝撃波による造波抵抗

Mach 数 2 なる超音速における 2本の平行な円柱の抵抗係数 C_D の実測値については、すでに第1報 [1] において詳しく報告した。また Schlieren 法による流れの観察を行ない、弧状衝撃波による造波抵抗についても若干の計算の結果を示した。その際、簡単のため円柱の軸方向に関しては、すべて流れは一樣であることを仮定し、二次元的に扱った。それによって実測値を解析的に理解するために有益な知識がえられたが、定量的に理解するためには、二次元的近似は不充分である。我々の用いた円柱の aspect ratio は 10 に満たないものであるから、end effect はかなり大きいと思われる。したがって弧状衝撃波を三次元的に解析する必要がある。

第1報、図版 4~7 に示したように、各 case ともに円柱を水平および鉛直に置いて Schlieren 写真を撮影したから、たがいに直角方向にある二つの shock envelope を解析することができる。しかしそれ以外の方向の shock envelope がどのような形をしているかは、直接知ることはできない。したがって何らかの仮定を設けて、二つの shock envelope を連続的に結びつけるほかない。

第1図に示したように、円柱列の中心に原点 O をとり、円柱の軸の方向に ξ 軸、それと



第1図

直角方向に η 軸をとることにする。完全に二次元の流れであるなら、 ξ 軸にそうて円柱の全長にわたり normal shock が見られるはずである。しかし図版の写真からわかるように、円柱の両端には斜めの shock wave が見られる。そこで直角にきわめて近いある角度を定め、そこまでは二次元の流れとしての取扱いを許すという方法を採用した。

第 1 報 (11) 式において、一様流れの単位面積当りの造波抵抗係数 C_{DW}/cm^2 と、円柱の直径 d との積が与えられている。これを Φ で示すと、 Φ は shock envelope の傾きの角度 β の関数である。すなわち

$$\Phi(\beta) = d \cdot C_{DW}/\text{cm}^2 \quad (1)$$

である。 Φ と β との関係は第 1 報、第 19 図に示してあるが、正確を期するため第 1 表に数値をかかげておく。

第 1 表

まず写真より shock envelope の形を記録し、その傾きの角度を曲線にそって適当な間隔で読んでゆき、各点における Φ を求め、 $\Phi(\xi)$, $\Phi(\eta)$ の曲線を作図する。 Φ は原点において 0.1265 の値をとり、はじめ比較的ゆるやかに減少し、あるところから急に減衰する。そして 0.01 あたりから再びゆるやかな裾野を作りつつ、風洞の壁のあたりで完全に 0 になってしまう。そこで二次元流としての限界点を ξ_0 とし、つぎのような仮定をおこなった：

$$\Phi(\xi_0) = 0.126 \quad (2)$$

β	$d \cdot C_{DW}/\text{cm}^2$	β	$d \cdot C_{DW}/\text{cm}^2$
90°	0.1265	60°	0.0634
87	0.1258	57	0.0535
84	0.1236	54	0.0434
81	0.1200	51	0.0336
78	0.1148	48	0.0248
75	0.1086	45	0.0167
72	0.1013	42	0.0101
69	0.0930	39	0.0054
66	0.0838	36	0.0018
63	0.0735	33	0.0003
		30	0.0000

この点における傾きの角度は $\beta = 87.4^\circ$ である。 $OO' = \xi_0$ 上においては二次元流であるから

$$\Phi(0, \eta) = \Phi(\xi_0, \eta') \quad (3)$$

である。いま $\Phi(\eta)$ 曲線上において $\Phi = \Phi_1, \Phi_2$ をあたえる $\eta = \eta_1, \eta_2$ を読みとる。するとこの部分の造波抵抗への寄与は

$$\Delta_1 C_{DW} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \cdot 4\xi_0(\eta_2 - \eta_1) \quad (4)$$

で与えられる。この総和を Σ_1 とすると

$$\Sigma_1 = \sum_{\Phi=0}^{0.1265} \Delta_1 C_{DW} \quad (5)$$

で与えられる。

つぎに $\Phi(\xi)$ 曲線上において $\Phi = \Phi_1, \Phi_2$ をあたえる $\xi = \xi_1, \xi_2$ を読み、 $\xi_1' = \xi_1 - \xi_0$, $\xi_2' = \xi_2 - \xi_0$ とする。そして O' を原点とし、 $\xi_1', \eta_1' = \eta_1$ および $\xi_2', \eta_2' = \eta_2$ をそれぞれ半軸とする楕円を作る。この二つの楕円によってはさまれた面による C_{DW} への寄与は

$$\Delta_2 C_{DW} = \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2} \cdot \pi(\xi_2' \eta_2' - \xi_1' \eta_1') \quad (6)$$

である。この総和を Σ_2 とすると

$$\Sigma_2 = \sum_{\phi=0}^{0.126} \Delta_2 C_{DW} \quad (7)$$

(5), (7) 式より孤状波の造波抵抗係数 $C_{DW, Bow}$ は

$$C_{DW, Bow} = \frac{\Sigma_1 + \Sigma_2}{ndL} \quad (8)$$

で与えられる。ここで n は円柱の数, L は円柱の長さである。

もう少し別の計算法が考えられる。すなわち ξ_0 を定めたのと全く同じように η_0 を求め、楕円の原点を (ξ_0, η_0) に置く方法である。この場合は (5) 式と同じような方法を用い、 ξ 軸に沿って

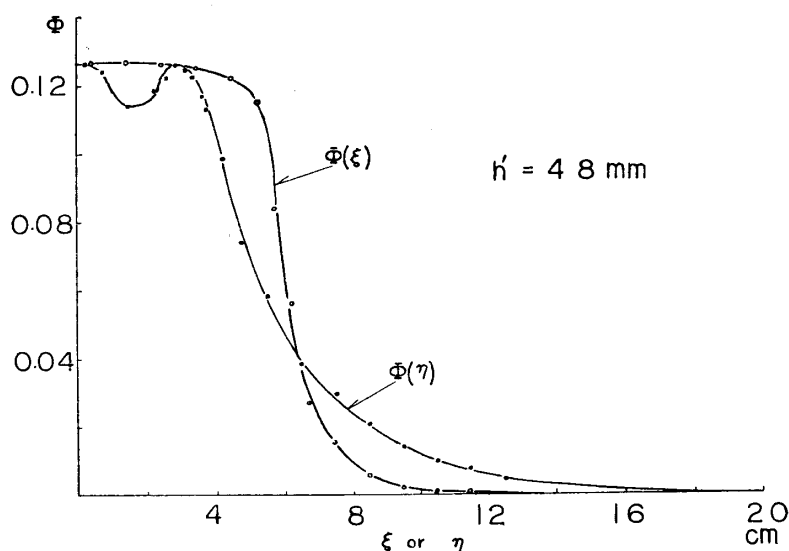
$$\Sigma_3 = \sum_{\phi=0}^{0.126} \Delta_3 C_{DW} \quad (9)$$

を計算する。 $C_{DW, Bow}$ は

$$C_{DW, Bow} = \frac{\Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3}{ndL} \quad (10)$$

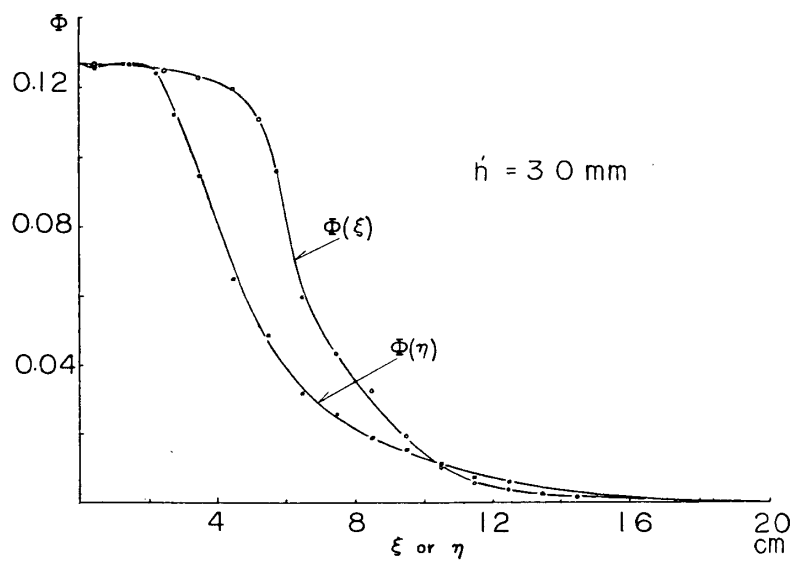
で与えられる。(8) 式と (10) 式とどちらが正しい値を与えるかということは、実際に二つの方法で計算し、結果をいろいろ検討した上で経験的に判断するほかはない。

第2~8図に、 $h' = 48, 30, 20, 10, 5, 2, 0.5$ mm における $\Phi(\xi)$, $\Phi(\eta)$ の曲線を示してある。実測値を示す点は、いずれも滑らかな曲線の上ののっており、測定精度はかなり良いことがわかる。しかし多くの場合 $\xi = 7 \sim 8$ cm のあたりに曲線に乗らない点が見いだされたが、これは model を支持している楔の影響である。実際に $C_{DW, Bow}$ を計算するときは、(4) または (6) 式の算術平均 $(\Phi_1 + \Phi_2)/2$ が許される程度まで Φ を細かく刻んで、それに対する ξ, η を読んだ。その結果は第2表に示してある。

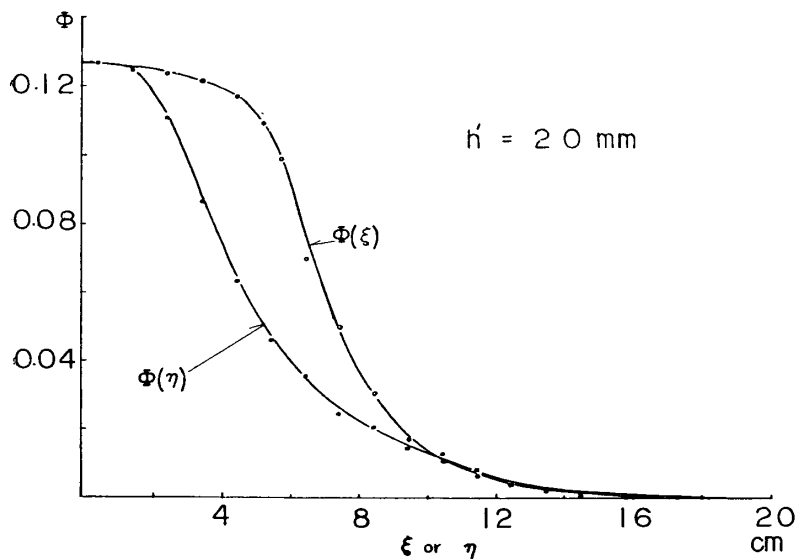


第2図

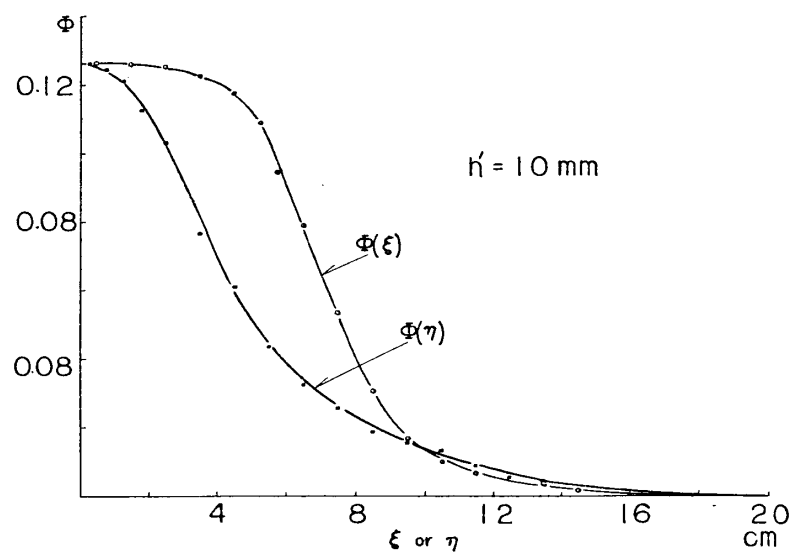
第 3 図

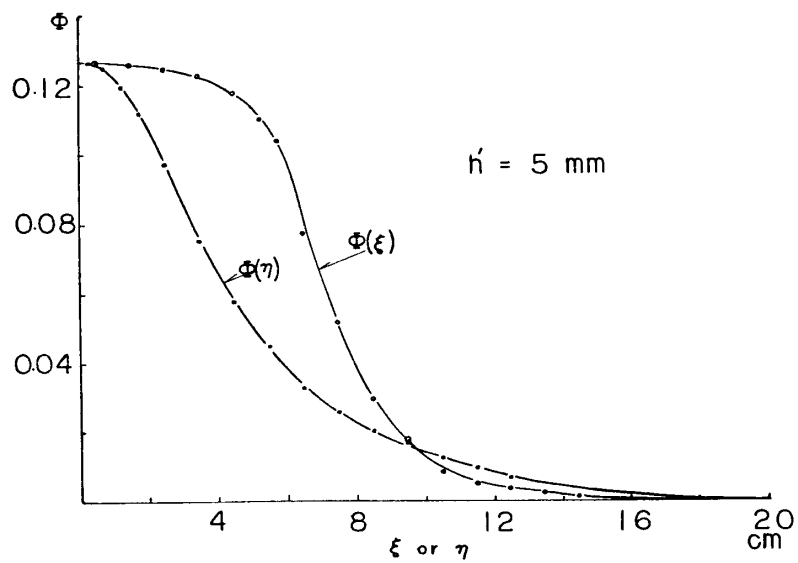


第 4 図

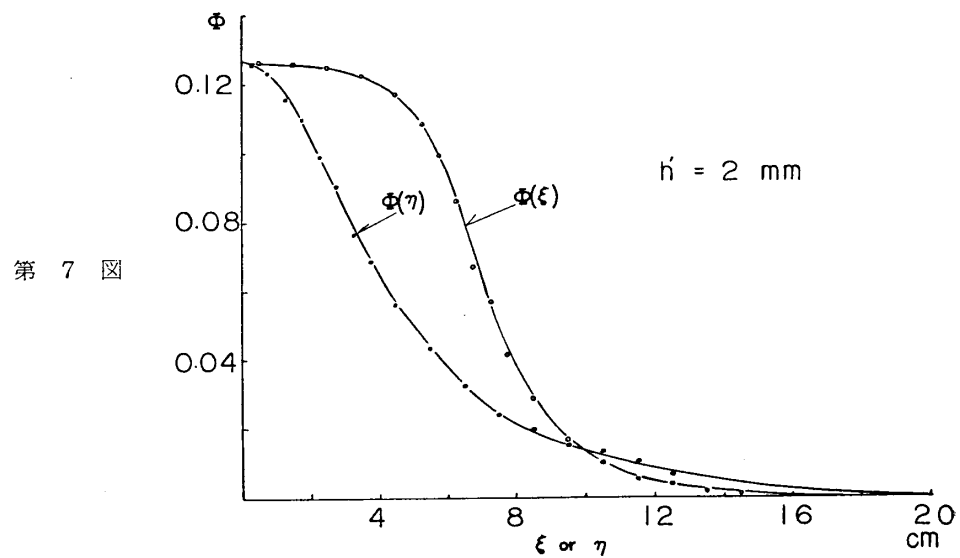


第 5 図

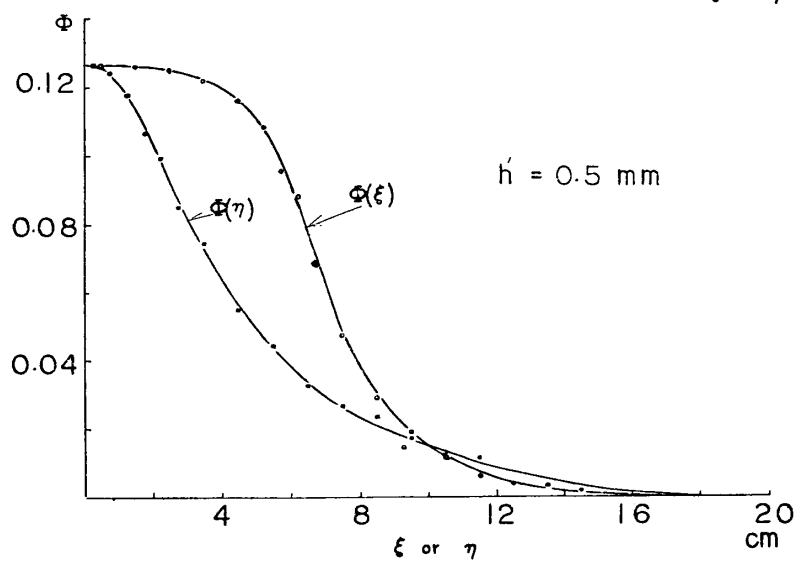




第 6 図



第 7 図



第 8 図

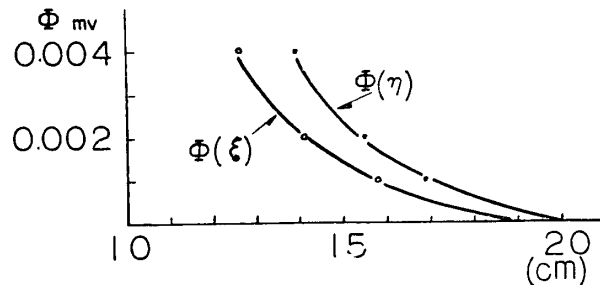
第 2 表

$d \cdot C_{DW}/\text{cm}^2$	$h'=48\text{ mm}$		30		20		10		5		2		0.5		
	ξ (cm)	η (cm)	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	ξ	η	
0.126	2.5	3.1	1.8	1.4	1.3	1.0	1.7	0.3	1.2	0.4	1.5	0.3	1.5	0.4	
.124	3.9	3.3	3.0	2.25	2.5	1.5	3.1	0.8	2.7	0.8	3.0	0.7	2.9	0.8	
.122	4.5	3.45	3.8	2.35	3.4	1.75	3.7	1.1	3.55	1.05	3.65	0.9	3.6	0.9	
.120	4.8	3.55	4.3	2.45	3.9	1.9	4.1	1.35	4.0	1.25	4.05	1.05	4.0	1.1	
.116	5.2	3.7	4.8	2.64	4.64	2.2	4.65	1.7	4.7	1.5	4.6	1.35	4.6	1.35	
.110	5.48	3.9	5.26	2.9	5.2	2.55	5.15	2.1	5.3	1.9	5.14	1.7	5.1	1.7	
.100	5.7	4.17	5.7	3.3	5.72	3.0	5.65	2.6	5.9	2.4	5.72	2.22	5.7	2.2	
.090	5.78	4.4	5.87	3.7	6.05	3.4	6.0	3.1	6.25	2.8	6.14	2.7	6.1	2.6	
.080	5.85	4.66	6.03	4.02	6.35	3.8	6.4	3.5	6.5	3.3	6.46	3.2	6.4	3.1	
.070	5.96	5.0	6.24	4.37	6.7	4.2	6.8	3.95	6.8	3.8	6.77	3.66	6.8	3.65	
.060	6.1	5.4	6.6	4.8	7.0	4.7	7.2	4.4	7.2	4.35	7.1	4.25	7.1	4.25	
.050	6.21	5.86	7.05	5.3	7.4	5.25	7.6	5.05	7.55	5.0	7.45	4.98	7.4	4.9	
.040	6.4	6.4	7.7	5.9	7.9	6.0	8.05	5.75	7.95	5.85	7.9	5.8	7.9	5.8	
.030	6.7	7.3	8.44	6.8	8.5	7.0	8.5	6.9	8.5	6.9	8.45	6.8	8.5	6.95	
.020	7.16	8.5	9.35	8.2	9.3	8.45	9.2	8.5	9.25	8.5	9.2	8.3	9.4	8.7	
.016	7.4	9.2	9.8	9.1	9.7	9.35	9.65	9.4	9.6	9.4	9.6	9.3	9.8	9.7	
.010	7.97	10.5	10.6	10.9	10.8	10.9	10.65	11.0	10.45	11.4	10.6	11.4	11.0	11.5	
.008	8.2	11.0	11.0	11.6	11.3	11.4	11.2	11.8	10.85	12.1	11.0	12.3	11.5	12.2	$\xi_{m.v.}$
.006	8.5	12.0	11.5	12.5	11.9	12.1	11.9	12.7	11.4	12.9	11.55	13.4	12.0	13.2	$\eta_{m.}$
.004	9.0	13.0	12.5	13.6	12.6	13.0	13.0	13.6	12.4	14.0	12.35	14.7	12.8	14.2	12.6 13.9
.002	9.8	15.0	14.0	15.4	14.0	15.0	14.6	15.3	14.0	15.5	14.0	16.3	14.2	15.5	14.1 15.9
.001	11.0	16.5	15.6	16.9	15.5	16.5	16.1	16.5	16.0	16.8	15.3	18.0	16.0	16.5	15.8 16.9
.000	14.5	20.0	19.0	20.0	19.0	20.0	19.0	20.0	19.0	20.0	19.0	20.0	19.0	20.0	19.0 20.0
Case No.	2-①	"	2-③	"	2-③'	"	2-④	"	2-⑤	"	2-⑥'	"	2-⑦'	"	
Film No.	-15-2	-3-30	-3-2	-1-7	-4-4	-2-5	-4-4	-1-3	-4-2	-1-3	-3-2	-4-2	-1-2	-2-2	

$\Phi(\xi)$, $\Phi(\eta)$ 曲線を作るにあたって最も苦心したのは $\Phi=0$ の近傍の曲線をきめる作業であった。その理由は ξ 方向においては $\Phi=0.002$, η 方向においては $\Phi=0.005$ あたりまでしか写真に撮れていなかったからである。したがってそこから壁までの間の shock envelope を実験的に決める直接的手段がなかった。しかし幸いなことに, $h'=48\text{ mm}$ の場合, ほぼ $\Phi(\xi)=0$ の所まで写真にとれていたもので, $\Phi=0$ の近傍における Φ 曲線の大体の傾向を間接的に推定することが可能であった。その結果 η 軸上においては, おそらく風洞の壁の付近で $\Phi \approx 0$ と見なしてよいらしく, また ξ 軸上では原点 O が風洞の中心線上にないため, 壁に遠い側では壁のかなり手前で $\Phi=0$ であり, 壁に近い側では壁の影響を若干受けているようであった。しかし造波抵抗に対する壁の影響は無視しても差支えないことは後に述べるとおりである。

$\Phi=0$ の ξ , η 座標の値は, $h'=48\text{ mm}$ 以外は, 各 case ともあまり変わらないようであった。そして $\Phi=0$ の近傍では, その座標を $\pm 1\text{ cm}$ 程度変えても, 全体の造波抵抗はほとんど変わらないから, $h'=48\text{ mm}$ の場合をのぞき, 各 case とも形式的に $\xi=19\text{ cm}$, $\eta=20\text{ cm}$ を $\Phi=0$ となる点とするよう統一した。それ以外の ξ , η の値は, すべて第 2~8 図から直接よみとった。

Φ の大きな所では各 case ごとに、その個性がはっきり現われているが、 $\Phi < 0.004$ においてはほとんど差異がないようである。そこで第2表の右端に $h' = 48 \text{ mm}$ を除いた各 case の ξ, η の平均値を示しておいた。第9図はこの平均値の曲線を描いたものである。将来もし正確な減衰曲線を知ることができたら、第9図の曲線の可否が判明するだろう。



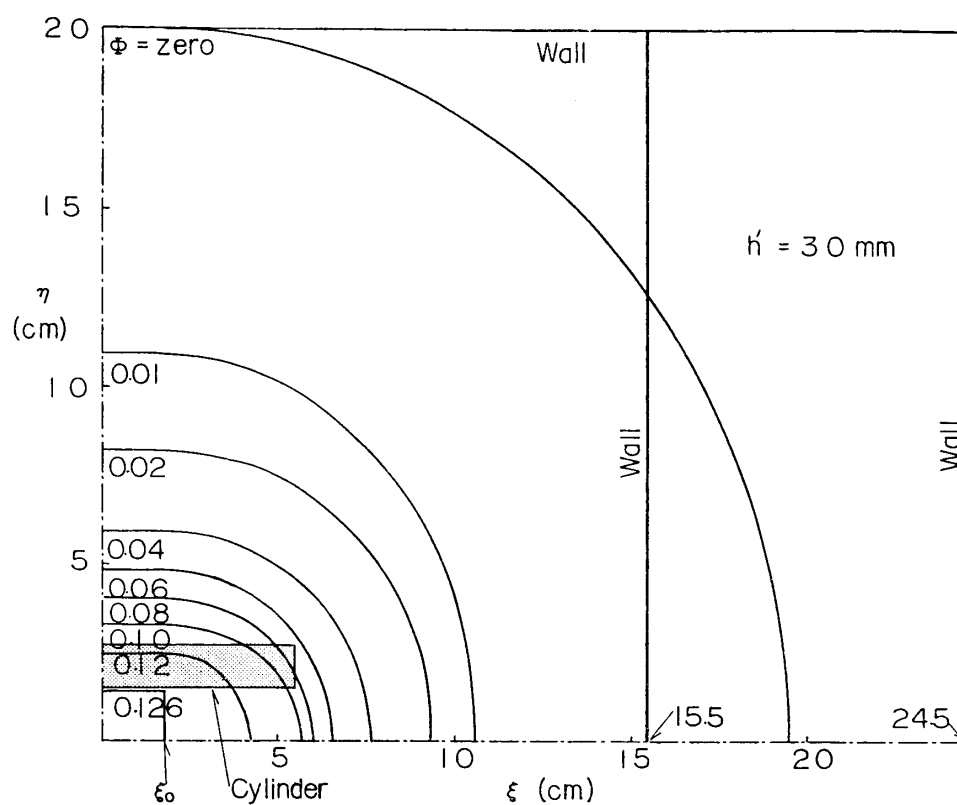
第9図

$h' = 48 \text{ mm}$ の場合は第1報、第13図に示したように、shock envelope は複雑な形をしているから、楕円による近似は適用できない。

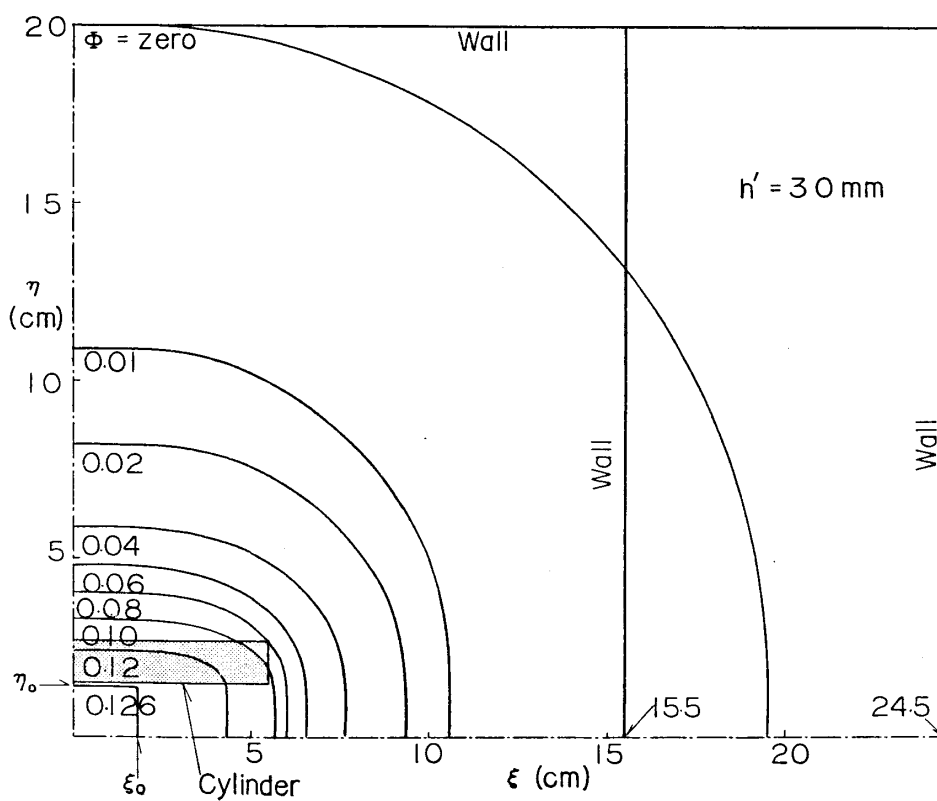
最後に shock envelope の傾きの角度 β の測定法について一言する。第2報 [2] においては、shock envelope の形を解析するとき、envelope 自体が左右対称になるように写真を方眼紙上に投射して記録したが、今回は β を測定するのが目的であるから、この方法は適当でないように思われた。そこで model を支える sting を基準に採用し、その中心線が風洞の中心線と一致していると仮定した。そのため shock envelope の左右の対称性が少しそこなわれた。特に ξ 軸に沿う envelope は、その傾向が著しい。そこですべて Φ 曲線をきめるための実測点は左右の平均値をしめしたものである。

第2表において ξ_0 と h' との関係を見ると、 h' を小さくして行なった時、 ξ_0 はかならずしも単調に減少していない。これは単に測定誤差に帰すべきでなく、上にのべたような shock envelope の投射法の影響も入っているものであろう。実は model の円柱の軸と sting の軸との間の角度は、工作上的誤差のため 90° ではなく、それよりおよそ $15 \sim 30'$ 程度小さくなっていた。さらに実験中は超音速流による力を受けて、この角度は $30' \sim 45'$ ぐらいになったようである。したがって shock envelope の傾きの角度 β は上記の投射法によると左右対称にならなくなる。そのため第2表の ξ_0 と h' との関係などが若干不規則になったものと思われる。しかし ξ_0 の多少の誤差は $C_{DW, Bow}$ の値にそれ程大きく影響しない。たとえば $h' = 30 \text{ mm}$ の場合、 ξ_0 だけを 1.5 および 2.3 cm に移動して $C_{DW, Bow}$ を求めると、その差はわずか 2.5% にすぎない。したがって ξ_0 と h' との間の不規則な関係はあまり問題にしないでよい。

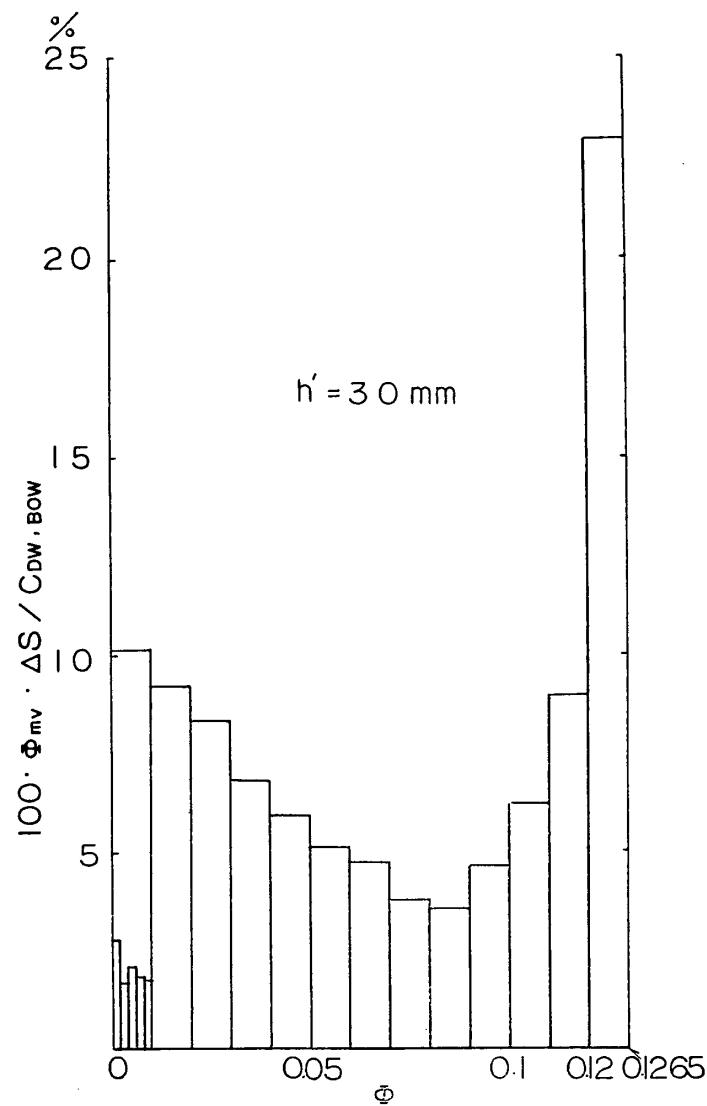
風洞断面に投射した $\Phi(\xi, \eta)$ の分布の例を第10~12図に示してある。第10図は $h' = 30 \text{ mm}$ において、楕円の原点を $(\xi_0, 0) = (1.8, 0)$ に置いた場合、第11図は $(\xi_0, \eta_0) = (1.8, 1.4)$ に置いた場合である。第3表に三つの case について、二つの近似による $C_{DW, Bow}$ の比較を掲げてあるが、 h' の大きい場合、すなわち η_0 が大きい場合は、後の近似法は前の方法よりかなり大きな値となる。しかし $h' < 10 \text{ mm}$ の場合は両者の違いはほとんど無視で



第 10 図



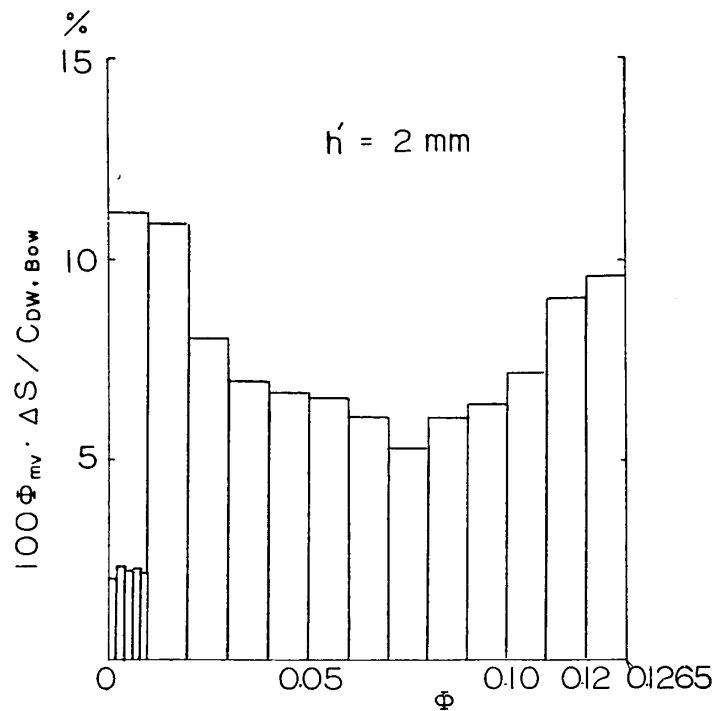
第 11 図



第 13 図

においても特別大きくなるとか、又は小さくなるという傾向は見られない。元来、波のエネルギーが減衰する現象は、急に消滅するといったものではないだろうから、第 13 および 14 図の結果は、我々の用いた減衰曲線が比較的妥当であったことを間接的に支持しているように思われる。

$\Phi=0\sim0.01$ の間を更に 5 等分し、各々の区域の $\Phi_{m.v.}$ の $C_{DW, Bow}$ に対する寄与%を示してある。Model が壁に近い側では、 $\Phi(\xi)$ 曲線は $\Phi=0.001$ のあたりで壁と干渉している。そのため第 10~12 図で $\Phi=0.001$ の曲線が壁によって切りとられている面積による造波抵抗だけ円柱の $C_{DW, Bow}$ は小さくなる。しかしその量はきわめてわずかで補正の必要がないことが第 13~14 図から理解される。



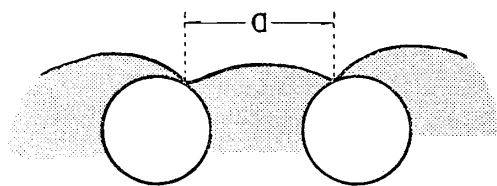
第 14 図

2. Nozzle Flow による抵抗

すでに第1報において、円柱列の抵抗を論ずるにあたっては、nozzle flow にもとづく抵抗がきわめて大きく寄与していることを指摘した。Nozzle flow による抵抗係数は第1報 (18) および (19) 式によって与えられる。2本の平行な円柱の場合は、(18) 式ではなく、むしろ (19) 式を用いるべきであるということも既に述べたとおりである。(19) 式を再録すると

$$C'_{DN} = \frac{1}{2} \int_{\varphi^0}^{\pi} C_p \cos \varphi d\varphi \quad (11)$$

である。 φ^0 (第1報では φ_s と記したが都合上 φ^0 と改める) は stagnation point と円柱の中心を結ぶ直線が一樣流に対して有する角度である。また C_p は圧力係数である。



第 15 図

φ^0 の測定は Schlieren 写真を用いて行なわれた。その方法の基礎は第1報でのべたが、具体的に示すと第15図のように a の長さを実測し、それを用いて円柱間の幾何学的関係から φ^0 を算出した。

$h'=20, 10$ mm などの場合は、かなり明確に stagnation point を見いだすことができたが、 $h'=5, 1$ mm などの場合は、pattern 自体が不明確で、 a の測定は非常に困難である。しかししていねいに観察すると測定できない量ではない。

第5表において第1報に示した C'_{DN} の値は $C'_{DN,1}$ という記号を用いてある。そしてその計算に用いた φ^0 の値を $(\varphi^0)_1$ という記号で示してある。その値は $h'=5$ および 1 mm

に対して、それぞれ 16° および 24.5° である。

第1報をまとめた頃は時間的余裕も乏しく、 φ^0 の測定もあまりていねいに読んでいなかった。本報をまとめるに際し上記の 2 case を、もう一度測り直してみた。その結果は第5表の $(\varphi^0)_2$, $C'_{DN,2}$ に示したとおりである。 $(\varphi^0)_2$ は $(\varphi^0)_1$ より、それぞれ 2° および 3° だけ小さくなった。測定する pattern 自体が不明確であるから、測定値に大きな信頼度がないとはいえ、第1報のときよりはるかに入念に観察したから、おそらく $(\varphi^0)_1$ より $(\varphi^0)_2$ の方が信頼度が高いと思われる。 $(\varphi^0)_2$ を用いると、 $C'_{DN,1}$ より 5~6.5% 大きな $C'_{DN,2}$ がえられる。

$h' < 1 \text{ mm}$ 以下に対しては C'_{DN} の計算を行っていないが、その理由は、円柱の間隔が小さくなると境界層の影響を無視できなくなり、従来のような簡単な計算が適用できなくなると思われたからである。

3. 抵抗係数の解析

2本の平行な円柱の抵抗係数については、すでに第1報において報告済みであるが、本報においては第4表の 2 case の data を追加する。

第 4 表

Case No.	h' (mm)	C_D	P_1^0 (kg/cm ²)	T_1^0 (°K)	Direction of Model	Date
2-⑥'-3	2	1.42	2.159	282	vertical	1.18, '63.
-⑦'-1	0.5	1.40	2.112	309	vertical	9.12, "
-2		1.39	2.040	309	horizontal	9.12, "
m.v.		1.40				

このうち $h'=2 \text{ mm}$ の data は、実験回数が少いので第1報では発表を見合せたが、比較的信頼しうる値のように思えたので本報で採用することにした。

$h'=0.5 \text{ mm}$ の data は今回新たに追加実験によってえられたもので、これによって C_D の極大値が h' のどの辺に生ずるかを明らかにすることができた。

また第1報の C_D の値は、校正曲線の描き方などに不正確なところがあったので、今回新たに描き直し、全 case にわたり計算しなおした。その結果は第5表に示してある。第1報の値と比較すると、三桁目に若干の変動が見られたが、全体の傾向は以前と変わらず、第16図に示すように、各 case の C_D の平均値を、 h' を横軸にとって plot すると、第1報、第21図の場合より、もっときれいに一つの曲線の上に並ぶことがわかる。

さて、このようにして得られた抵抗係数を解析的に理解することを試みるに先だって、すでに一般に知られていることではあるが、物体の抵抗の原因に関する基本的概念について、一応ふれておきたい。

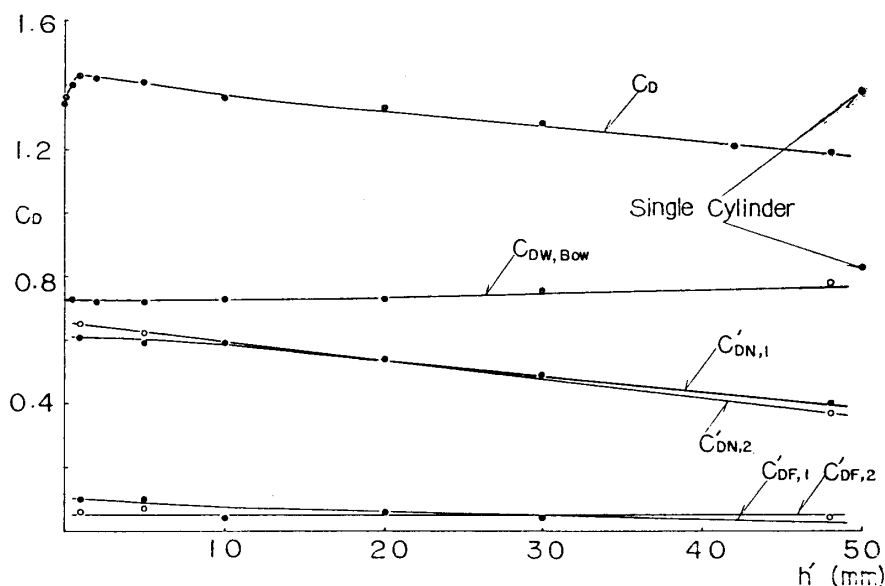
まず非粘性流体の亜音速の流れにおいては

$$C_{D, \text{Nonviscous, Subsonic}} = 0 \quad (12)$$

である。しかし遷音速、および超音速の流れにおいては

第5表

Case No.	h' (mm)	C_D	$C_{DW, Bow}$	$(\varphi^0)_1$	$C'_{DN, 1}$	$C'_{DF, 1}$	$(\varphi^0)_2$	$C'_{DN, 2}$	$C'_{DF, 2}$
2-①	48	1.19	(0.78)	0°	0.41			(0.37)	(0.04)
-②	42	1.21							
-③	30	1.28	0.75	1	0.49	0.04			0.04
-③'	20	1.33	0.73	3	0.54	0.06			0.06
-④	10	1.36	0.73	8	0.59	0.04			0.04
-⑤	5	1.41	0.72	16	0.59	0.10	14°	0.62	0.07
-⑥'	2	1.42	0.72						
-⑥	1	1.43	(0.72)	24.5	0.61	0.10	21.5	0.65	(0.06)
-⑦'	0.5	1.40	0.73						
-⑦	0.1	1.37							
-⑧	0	1.34							m.v. 0.05



第16図

$$C_{D, \text{Nonviscous, Supersonic}} = C_{D, \text{Wave}} \quad (13)$$

となる。すなわち造波抵抗があらわれる。これは物体の形状によってきまる form drag であり、また物体の表面の圧力となって現われる pressure drag である。

つぎに粘性流体の亜音速の流れにおいては

$$C_{D, \text{Viscous, Subsonic}} = C_{D, \text{Pressure}} + C_{D, \text{Skin-friction}} \quad (14)$$

と書き表わされる。すなわち物体の抵抗は pressure drag と skin-friction drag の和である。

遷音速、および超音速の流れにおいても、(14)式が適用されるが、右辺の第1項の成因を波の発生に帰することができる。すなわち

$$C_{D, \text{Viscous, Supersonic}} = C_{D, \text{Wave}} + C_{D, \text{Skin-friction}} \quad (15)$$

と書くことができる。そして超音速の流れにおいては、(15)式の右辺の第1項を、物体の前方に生ずる弧状衝撃波によるものと、物体の後方に生ずる波によるものとに分割して考えることができる。すなわち

$$C_{DW} = C_{DW, \text{Bow}} + C_{DW, \text{Rear}} \quad (16)$$

さて我々には Schlieren 写真法によって、きわめて明確な弧状衝撃波の envelope を知ることができるから、(16)式の右辺の第1項を理論的に計算することができる。しかし物体の後方に生ずる波は、不明瞭で、かつ複雑な pattern をなしているから、第2項を理論的に計算することはほとんど不可能である。

2本の平行な円柱の Schlieren 写真を見ると、第1報、図版4~6および本報、図版1に見られるように、円柱列の後方の波のうち、nozzle flow に起因していると思われるものがきわめて顕著である。まえに述べたように、nozzle flow に基づく圧力抵抗は理論的に計算できるから、(16)式の右辺の第2項を、nozzle flow による圧力抵抗と、nozzle flow に基因する後流波を除いた残りの後流波の造波抵抗とに分けてもよい。すなわち

$$C_{DW, \text{Rear}} = C_{DP, \text{Nozzle}} + C_{DW, \text{Rear, Residual}} \quad (17)$$

とかける。(17)式の右辺の第1項に対しては、Schlieren 写真を観察した結果、(11)式の C'_{ND} を適用すべきことを前にのべた。今までのべたことをまとめると、簡単のため頭文字を用いてかくと

$$C_D = C_{DW, \text{Bow}} + C'_{DN} + C_{DW, \text{R, R}} + C_{D, \text{SF}} \quad (18)$$

となる。第5表には、 C_D 、 $C_{DW, \text{Bow}}$ および C'_{DN} が示してあり、 C'_{DF} は

$$C'_{DF} = C_D - C_{DW, \text{Bow}} - C'_{DN} \quad (19)$$

という式から計算したものである。すなわち

$$C'_{DF} = C_{DW, \text{R, R}} + C_{D, \text{SF}} \quad (20)$$

である。さて我々は(20)式の右辺の第2項、すなわち skin-friction drag を直接しうる方法はなかったが、亜音速における値は文献から知ることができる。たとえば Goldstein [3]によると、 $Re=10^{4.6}$ における skin-friction による抵抗係数は、およそ 0.03 である。

もし超音速における2本の円柱列の場合も、skin-friction drag が、亜音速の単独円柱の場合と同じ程度であると仮定してみよう。すると第5表の $C'_{DF, 2}$ は h' の全領域にわたり大きく変っていないから、その平均値をとると 0.05 となる。したがって(20)式から、nozzle flow 以外の後流波の抵抗係数は 0.02 となる。すなわち非常に小さいものであって、円柱列の抵抗を理解するには、近似的には弧状衝撃波の造波抵抗と、nozzle flow による圧力抵抗と、亜音速における skin-friction による抵抗を考えれば充分であることがわかる。

いまのべたことは、skin-friction の抵抗係数が、円柱列の場合に、 h' に無関係に 0.03 であると仮定した上での結論である。 $C_{D, \text{SF}}$ (慣例によれば C_f) は、極超音速の流れの場合、物体への熱伝達を支配する量であって、この研究の本来の目的からいってきわめて重要なも

のである。そして多数の平行な円柱の列においては、 h' が小さくなると平板の特性に近かくだらうという予想から考えると、 $C_{D, SF}$ が h' に無関係に一定であるという仮定は正しくないだろう。そして、単独円柱の亜音速の値より小さくなることも考えられる。その場合は $C_{DW, R, R}$ は 0.02 より大きくなる。

これらの問題は、我々が将来極超音速における円柱列の熱伝達を測定することによって明確に解決されるだろうと思う。

なお第5表における $h'=48\text{ mm}$ における括弧の値は、第16図における曲線の外挿値より求めたものである。また $h'=1\text{ mm}$ の括弧の値は内挿値である。

2. 3本の平行な円柱の抵抗

1. 実験の方法

実験に使った model, および model を固定するための楔などは2本の円柱列の場合と全く同じである。ただし楔を支える sting は、第1報の実験の最後に破損したので、新たに太い丈夫なものを製作した(第18図を参照せられたい)。特に strain gauge は、第1報でのべたように貼付状態が悪く、満足に働いたのは1本しかなかったので、今回は東洋測器 K.K. に依頼し、3本の model に入念に gauge を貼付してもらった。それによって3本の model から、すべて良好な data をうることができた。

抵抗はすべてペン書き oscillograph を用いて記録させた。また静的荷重状態における較正曲線を1日に2回、すなわち実験開始前と終了後に1回あてつくった。その結果わかったことは、荷重と振れとの関係は、実験期間中かなり変るということであつた。1, 2の例外をのぞいて、振れの感度は時間の経過とともに低下する傾向があつた。その原因は、strain gauge に帰すべきでなく、おそらくは oscillograph の増幅器の gain が時間的に低下するためと思われた。実験は7~9月の盛夏のときに行なわれたから、室内の温度は 30°C 位であつた。したがって増幅器の内部の温度はそれより数10度は高かつただろうから、部品の性能が変わり、gain が低下するということは、充分ありうることである。

第1報の実験は12~1月の冬季間に行なわれたから、室内温度は $6\sim 8^{\circ}\text{C}$ であり、増幅器の内部の温度は部品の性能を変えるようなものではなかつたと思われる。したがって1日に1回しか較正曲線を作らなかつたが、data の整理は、ほぼ順調に済んだ。もっとも数回、奇妙な結果がでて破棄した case があること、採用した data でも誤差の大きな case があつたことなどの原因の一部は、較正曲線の感度の時間的変化に帰すべきであるかも知れない。

以上のような理由から、実験開始前と終了後における二つの較正曲線を作り、drag の振れに対応する力、即ち較正曲線の荷重を二つ読み、その平均をもって抵抗値と見なした。二つの読みの差は、case ごとに、また channel ごとに違ふが、大体 $5\sim 6\%$ 程度であつた。平均をとることによって誤差を $2\sim 3\%$ 以内に押えることはできたと思うが、実験回数が少いから、2本の円柱列に比して精度が若干よくないのはやむをえなかつた。

2. 実験の結果

実験の結果は第6表および第17図に示してある。 h' は 18 mm から 0 の間で変えてある。ただし $h'=0$ というのは、3本の円柱の間に block gauge をはさまない状態のことであつた。

第 6 表

Case No.	h' (mm)	C_{D1}	C_{D2}		\bar{C}_{D2}	\bar{C}_D	$\bar{\bar{C}}_D$	p_1^0 (kg/cm ²)	T_1^0 (°K)	Direction of Model	Date
3-①-3	18	1.21	1.45	1.41	1.43	1.35		2.070	315	h	7.30, '63.
-4		1.28	1.43	1.55	1.49	1.42		2.089	308	v	9.11, "
m.v.		1.25			1.46	1.39	0.70				
-②-2	10	1.31	1.42	1.41	1.42	1.38		2.047	314	h	7.30, "
-3		1.35	1.45	1.44	1.45	1.41		2.092	307	v	9.11, "
m.v.		1.33			1.44	1.40	0.90				
-③-1	5	1.57	1.47	1.40	1.44	1.48		2.028	315	h	7.30, "
-2		1.50	1.42	1.38	1.40	1.44		2.092	302	v	9.11, "
m.v.		1.54			1.42	1.46	1.14				
-④-2	2	1.65	1.39	1.35	1.37	1.47		2.087	309	v	9.11, "
-3		1.65	1.43	1.25	1.34	1.44		2.118	309	h	9.11, "
m.v.		1.65			1.36	1.46	1.31				
-⑤-1	1	1.82	1.31	1.38	1.35	1.50		2.047	318	h	7.30, "
-2		1.74	1.32	1.22	1.27	1.43		2.117	310	v	9.11, "
-3		1.71	1.38	1.23	1.31	1.44		1.981	307	v	9.11, "
m.v.		1.76			1.31	1.47	1.39				
-⑥-1	0	1.78	1.32	1.32	1.32	1.47		2.059	319	h	7.30, "
-2		1.67	1.34	1.24	1.29	1.42		1.990	304	v	9.11, "
m.v.		1.73			1.31	1.45	1.45				

h: horizontal; v: vertical.

て、工作上の誤差から、円柱の間にきわめてわずかの隙間が見られたが、充填剤をつめるようなことは行なわなかった。

C_{D1} は中央の円柱、 C_{D2} は両端の円柱の抵抗係数である。 \bar{C}_{D2} は両端の円柱の抵抗係数の平均値である。厳密な表示法としては、 $s\bar{C}_{D1}$ のごとく、左下に円柱の数、右下に中央から数えた番号をかくことが望ましいが、煩雑になるので、左下の数字は省略してある。また $\bar{\bar{C}}_D$ は

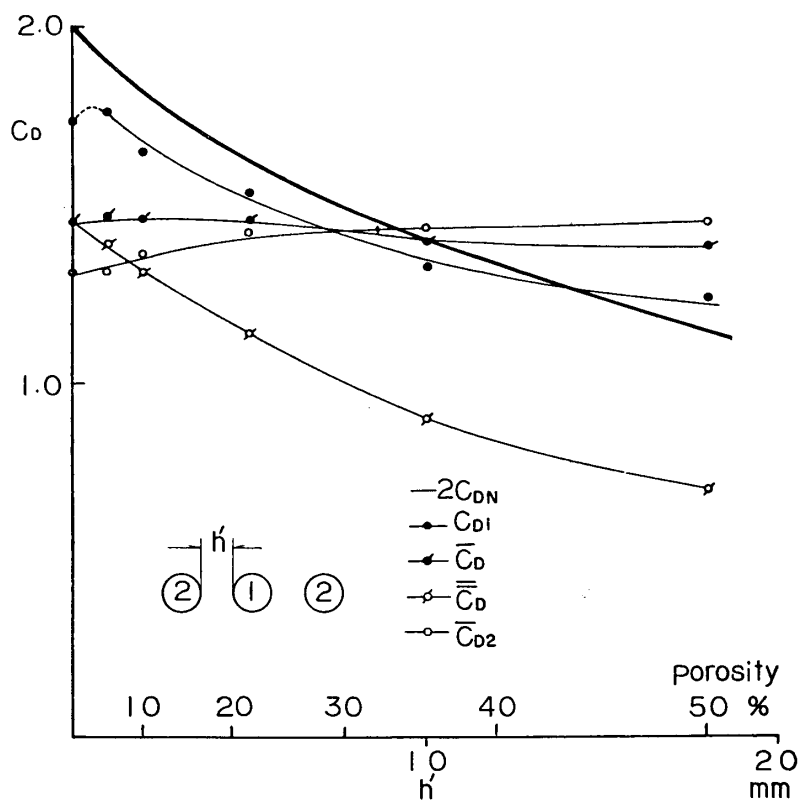
$$\bar{\bar{C}}_D = \frac{1}{3}(C_{D1} + 2\bar{C}_{D2}) \quad (21)$$

で定義された平均抵抗係数であり、 \bar{C}_D は

$$\bar{C}_D = \bar{C}_{D2} \frac{3d}{3d + 2h'} \quad (22)$$

で定義された有効抵抗係数である。また第 17 図の porosity は

$$\text{porosity} = 100 \frac{2h'}{3d + 2h'} \% \quad (23)$$



第 17 図

から計算した量である。

実験の結果のうち気のついた若干の事実を次に列挙しておく。

1. 両側の円柱の C_{D2} は、理想的な条件のもとでは、各 case ごとに一致しなくてはならないが、表からわかるように 10% 以上ちがう場合がある。これは単に測定誤差に帰すべきでなく、何らかの原因によって流れの対称性が乱されて、このような結果を生じたものと思う。

2. C_{D1} , C_{D2} は h' を一定にした場合でも、各 case ごとに、いくらかの変動が見られるが、 \bar{C}_D は比較的一定した値を示している。したがって、その平均値 $\bar{C}_{D,mv}$ は第 17 図からわかるように、非常に美しく一つの曲線上にのっている。

3. $h'=2\text{ mm}$ の場合に、端にある 1 本の円柱が、はげしい振動をおこし、その抵抗が極端に大きくなったことがある ($C_{F2}=1.65$)。しかし、その後行なわれた 2 回の実験では、そのようなことは見られなかった。あとで述べるように、衝撃波の波面の解析によると、この近くに何等かの特異点が存在しているように思われる。

4. h' の大きなところでは、 $C_{D1} < \bar{C}_{D2}$ であって、 h' を減少すると共に、 C_{D1} は大きくなり、 \bar{C}_{D2} は小さくなって、 $h'=7.5\text{ mm}$ あたりで $C_{D1} = \bar{C}_{D2}$ となる。さらに h' を小さくすると \bar{C}_{D1} は急激に大きくなり $h'=1\text{ mm}$ 付近で極大値に達する。一方 \bar{C}_{D2} は単調に小さくなって、 $h'=0$ において極小値をとる。

3. 抵抗係数の解析

詳細な解析を行なうためには、2本の円柱列の場合とおなじように、弧状衝撃波の造波抵抗や、nozzle flow の圧力抵抗などを計算しなくてはならないが、しかし3本の場合は、簡単に処理できないいろいろな問題が考えられるし、また時間的余裕もないので、きわめて顕著な事を指摘するに止めたい。

3本の円柱列においては、中央の円柱に対する stagnation point は、理想的条件のもとでは円柱の頂点に存在するはずである。したがって nozzle flow の圧力抵抗係数を求めるには、 C_{DN} ではなく第1報(18)式に示した C_{DN} を用いるべきである。すなわち、nozzle flow が円柱の両側に存在することから

$$2C_{DN} = \int_0^\pi C_p \cos \varphi d\varphi \quad (24)$$

を考えなくてはならない。この値は第7表および第17図に示してある。

さて中央の円柱に対する弧状衝撃波の造波抵抗がどれだけあるかを直接知る方法はないが、おそらく両端の円柱に対するより、はるかに小さいだろうということは予想される。そこで仮りに造波抵抗を無視し、また skin-friction による抵抗も無視するなら、(18)式を参照して

$$C_{D1} \approx 2C_{DN} \quad (25)$$

という関係が導びかれる。第17図における $2C_{DN}$ の曲線と、

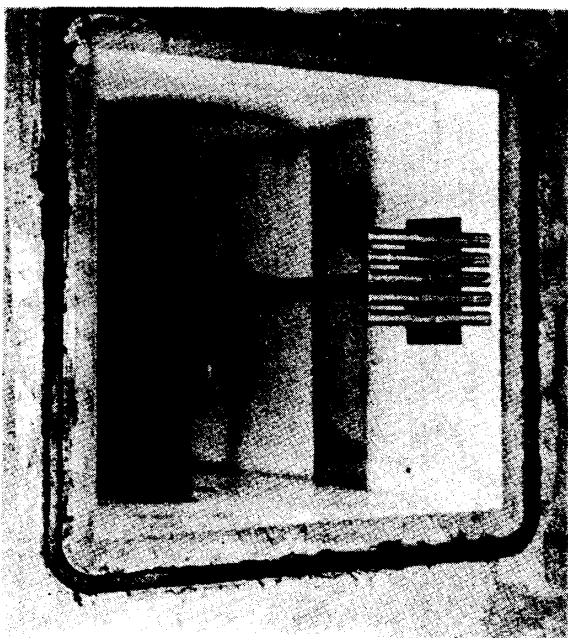
C_{D1} の曲線とを比較すると、数%の誤差の範囲内で、この式が成りたつことがわかる。しか

し、この解析はかなり粗雑なものであることは事実である。なぜなら(25)式を導くまでの仮定が正しいなら、当然 $C_{D1} > 2C_{DN}$ となるべきであるが、 $h' < 14$ mm の領域では、逆に $C_{D1} < 2C_{DN}$ となっているからである。

3. 5本の平行な円柱の抵抗

1. 実験の方法

5本の円柱を風洞の測定部にすえつけた状態は、第18図に示すとおりである。中央から片側の3本の円柱に対して、strain gauge が貼付してある。本来は全部の円柱に gauge を貼付することが望ましいが、ペン書き oscillograph の channel の数が、設定圧力を記録するための channel をふく



第 18 図

めて四つしかなかったから、やむをえない方法であった。もし流れが完全に対称的なものであるなら、この方法で充分であるが、3本の円柱列の場合にのべたように、対称性が失われることが多いから、この方法によってえられた data の中には、流れの非対称性にもとづく誤差をふくんでいる。

1日に2回、すなわち実験開始前と終了後に校正曲線を作ったことは3本の円柱列の場合と同じである。しかし幸い7月31日は二つの校正曲線が、ほぼ完全に一致したので、1本の校正曲線で間に合った。したがって、この日の dataの方が9月9日の dataより信頼度が高いと思われるが、平均値を求めるとき、特に重値を与えることはしなかった。

2. 実験の結果

実験の結果は第8表、および第19図にしめしてある。ここで \bar{C}_D , $\bar{\bar{C}}_D$ は、それぞれ

$$\bar{C}_D = \frac{1}{5}(C_{D1} + 2C_{D2} + 2C_{D3}) \quad (26)$$

$$\bar{\bar{C}}_D = \bar{C}_D \frac{5d}{5d + 4h'} \quad (27)$$

で定義された量である。また \bar{C}_{D12} は

$$\bar{C}_{D12} = \frac{1}{3}(C_{D1} + 2C_{D2}) \quad (28)$$

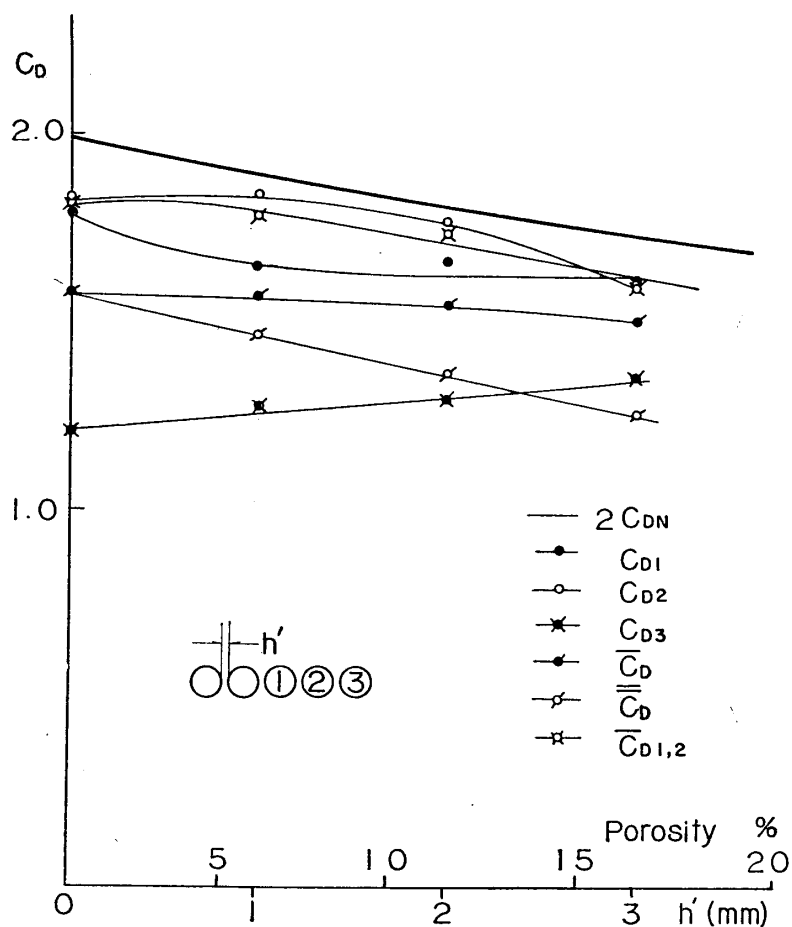
で与えられる。また porosity は

$$\text{porosity} = 100 \frac{4h'}{5d + 4h'} \% \quad (29)$$

第8表

Case No.	h' (mm)	C_{D1}	C_{D2}	C_{D3}	\bar{C}_D	$\bar{\bar{C}}_D$	\bar{C}_{D12}	p_1^0 (kg/cm ²)	T_1^0 (°K)	Direction of Model	Date
5-①-1	3	1.67	1.59	1.37	1.52			2.038	315	h	7.30, '63.
-2		1.63	1.50	1.38	1.48			2.075	309	h	7.31, "
-4		1.56	1.70	1.32	1.52			2.073	303	v	9.9, "
m.v.		1.62	1.60	1.36	1.51	1.26	1.61				
-②-1	2	1.70	1.74	1.32	1.54			2.045	309	h	7.31, "
-3		1.63	1.79	1.28	1.55			1.963	311	v	9.9, "
m.v.		1.67	1.77	1.30	1.55	1.37	1.74				
-③-1	1	1.67	1.84	1.29	1.59			2.022	311	h	7.31, "
-2		1.67	1.76	1.29	1.55			2.007	311	h	7.31, "
-3		1.65	1.87	1.27	1.59			2.040	307	v	9.9, "
-4		1.62	1.85	1.25	1.56			2.025	306	v	9.9, "
m.v.		1.65	1.84	1.28	1.57	1.47	1.78				
-④-1	0	1.80	1.80	1.25	1.58			2.040	309	h	7.31, "
-2		1.78	1.85	1.17	1.57			2.058	303	v	9.9, "
m.v.		1.79	1.83	1.21	1.58	1.58	1.82				

h: horizontal; v: vertical



第 19 図

なる関係から計算された。実験の結果から、特に気づいた1,2の事柄を次に列挙しておく。

1. $h'=3\text{ mm}$ の場合をのぞいて、すべて $C_{D1} < C_{D2}$ という結果がえられた。流れの対称性から考えると $C_{D1} > C_{D2}$ となりそうであるが、実際はそうならなかった。

2. h' を小さくして行くと、 C_{D2} は急激に大きくなるが、 C_{D1} は $h'=0$ の場合のほかほとんど変らない。そして C_{D1} は、かなり奇妙な形の曲線を仮定しないと、曲線の上に data をのせることができない。

3. C_{D1} と C_{D2} の値の違いは、比をとって見ると、それほど大きくはない。円柱の両側に nozzle flow があることから、似た傾向をもつのは当然であろう。しかし h' が 2 mm から 1 mm に変るとき、 C_{D2} は増すが、 C_{D1} はわずかながら減少する。すなわち逆向きの相関にあるように見える。

4. 以上のことから $\bar{C}_{D1,2}$ を計算して見ると、ほぼ $2C_{DN}$ の曲線に平行した曲線で近似できることがわかる。

5. C_{D3} は h' と共に単調に小さくなる。

3. 抵抗係数の解析

5本の円柱列の流れは、3本の場合より複雑であって、正確な解析は困難であるが、前項

でのべたように、大体の傾向だけ考えるなら

$$\bar{C}_{D12} \approx 2C_{DN} \quad (30)$$

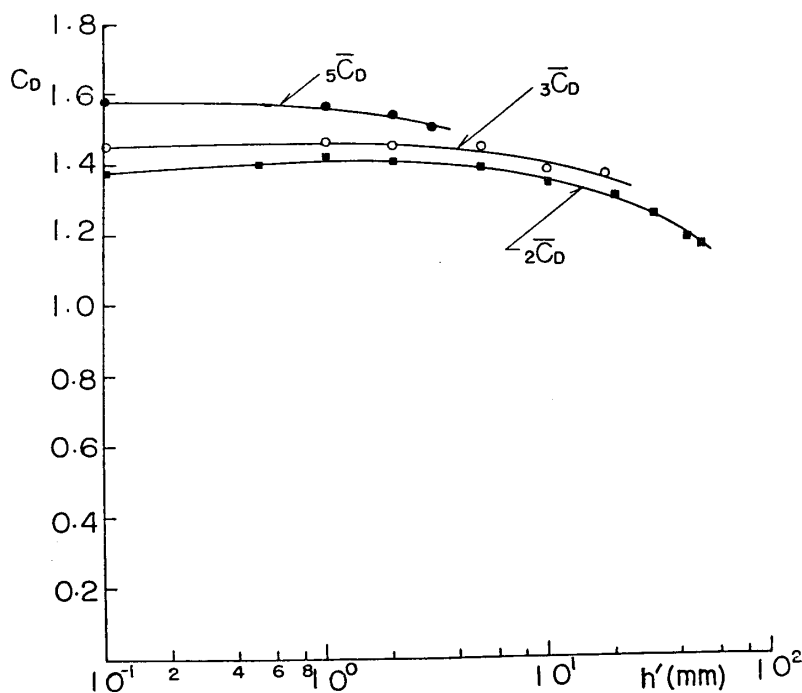
という関係が、実測された h' より更に広い範囲にわたり成立つものと推定される。

4. 各種の平行円柱列の抵抗の比較

今まで示した各種の平行円柱列の抵抗を比較し、若干の結論をのべたい。

2本の平行円柱列の場合は、実験の case の数が多く、また壁の影響もほとんど無視できるので、解析によって、かなり明瞭な解釈がえられた。しかし3本、および5本の平行円柱列の場合は、2本の場合より流れは複雑となり、また壁の影響も無視できなくなるので、詳しい解析を行なうことは、本報ではできなかった。

そこで、ここでは単に各種の平行円柱列の平均抵抗係数 \bar{C}_D を比較することによって、大体の傾向を予想するにとどめる。第20図において、横軸には対数目盛で h' を示してある。



第20図

これは各種の円柱列ごとに h' の範囲が著しく異なるため、比較に便利なようにとった手段である。縦軸には \bar{C}_D をとってあるが、各種の \bar{C}_D を区別するために、左下に円柱の数を添字で示してある。また $3\bar{C}_D$, $5\bar{C}_D$ の $h'=0$ は、若干の隙間を考慮して $h'=0.1\text{ mm}$ と見なして plot した。

図からわかるように、 h' の等しい場合には、円柱の数の多いほど、 \bar{C}_D は常に大きな値を示す。一般に \bar{C}_D は、Mach 数、個々の円柱の Reynold 数などの関数であるばかりでなく、円柱間の距離 h' (または h'/d)、円柱の数 n 、および円柱の aspect ratio (R) などの



図版 1. (a) 2-6'-4-2, R, $h'=2$ mm. (b) 2-6-5-3, R, $h'=1$ mm. (c) 2-7'-2-2, R; (d) 2-7'-1-3, R, $h'=0.5$ mm.

複雑な関数であるが、 n , h' が大きな場合には、平板の抵抗係数と比較しうるものである。その際、 h'/d (すなわち porosity を決める量) が、どのような役割を果たすかということがきわめて重要な問題となる。

第20図から直ちに正確な結論をだすことはできないが、若干の porosity を有する多数の平行円柱列に対する超音速の抵抗係数は、個々の円柱の抵抗係数より、はるかに大きくなり、平板のそれに匹敵しうることが予想される。

5. Schlieren 法による流れの観察

1. 2本の平行な円柱

第1報、図版6の $h'=1, 2$ mm の写真において、それぞれ鉛直および水平位置の写真が欠けているので、図版1, (a) および (b) を補足しておく。また (c) および (d) は $h'=0.5$ mm の場合の写真で、本報のため、新たに追加した case である。円柱の後方に生じている nozzle flow に起因する波は、 h' が 1 mm から 0.5 mm になるとき、その強さが弱まっているように見える。

図版に記した R, L なる記号は、第1報、第7図に示したように、光が進行する方向に向かって、slit の像の右または左を切るという意味である。R なら、風洞の下流に向かって流体の密度の増加してゆく領域があると、平均の視野より暗い pattern が現われる。図版1, (a) はその1例であって、弧状衝撃波は黒い帯となって現われているのは予期した通りである。しかしその上に白い細い線が見える。このような例は図版2, 3, 4, 5, 6の (b), (d) の写真にも見られる。図版1, (b), (d) のように shadowgraph に近い状態で撮った写真では、この白い線を見ることはできない。すなわち、slit の光像を深く切ると白い線が現われ、浅く切ると消えてしまう。

以上の現象は、単に光学系に起因するのか、あるいは衝撃波自体に起因するのか理解しがたい。

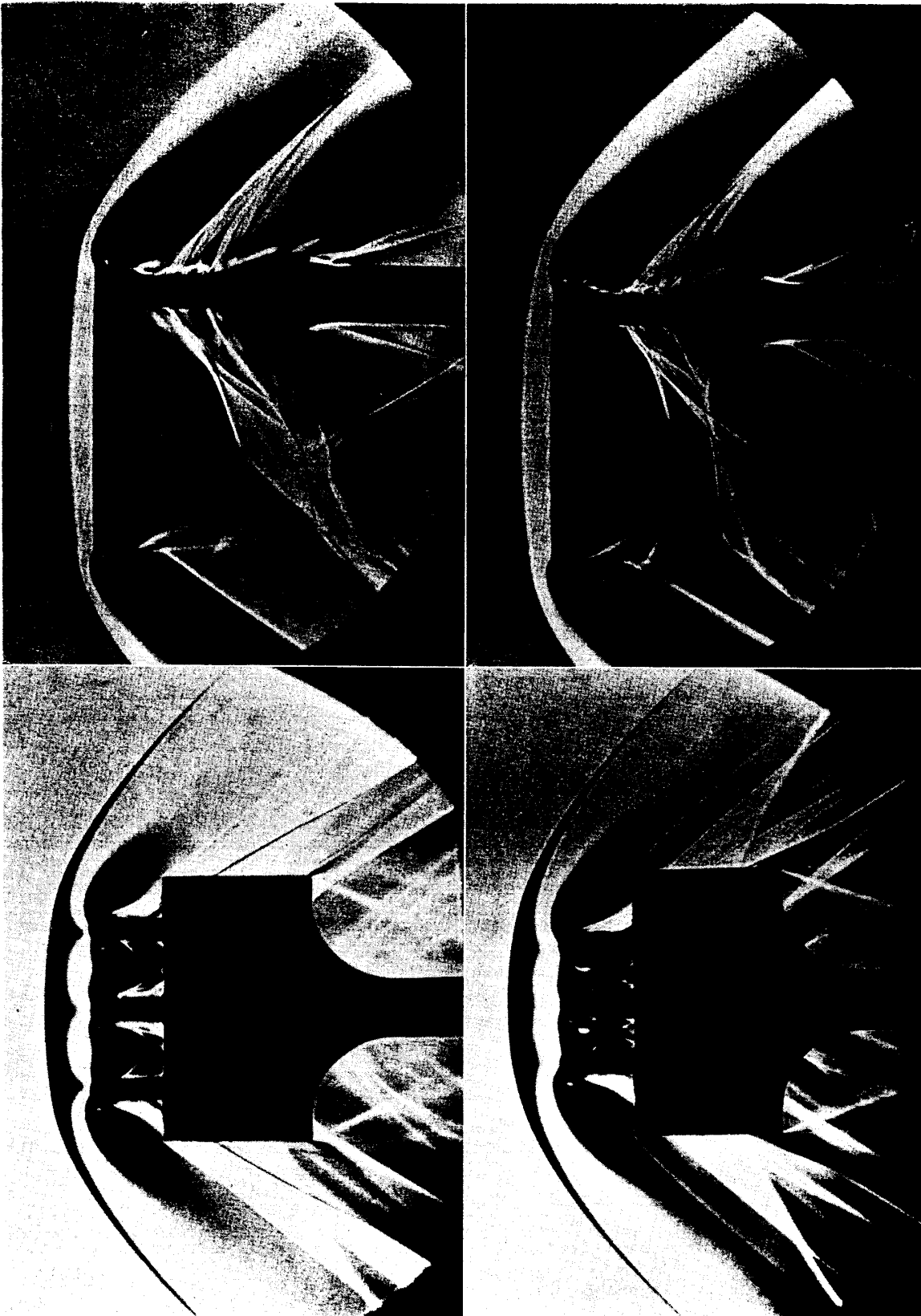
また高速度映画 camera (商品名 FASTAX) を用いて、風洞が start してから、定常状態になるまでの過渡現象を観察した。 $h'=48$ mm とし、送出し速度はおよそ 1000 frame/sec である。その結果わかった興味ある事実をのべておく。

第1報、第6図に示したように、ペン書き oscillograph で抵抗を記録させると、曲線は最初あるところまで立上ったのち、急に下がり、さらに再び立上って定常状態に達する。この時の流れを映画で見ると、上流から normal shock wave が押しよせてきて、円柱列の周りを包みはじめるが、やがて下流より反射波がやってきて、shock wave を再び上流に押し返してしまう。しかし直ぐ戻ってきて、再び円柱列を包むが、今度はそのまま定常状態に移ってゆく。

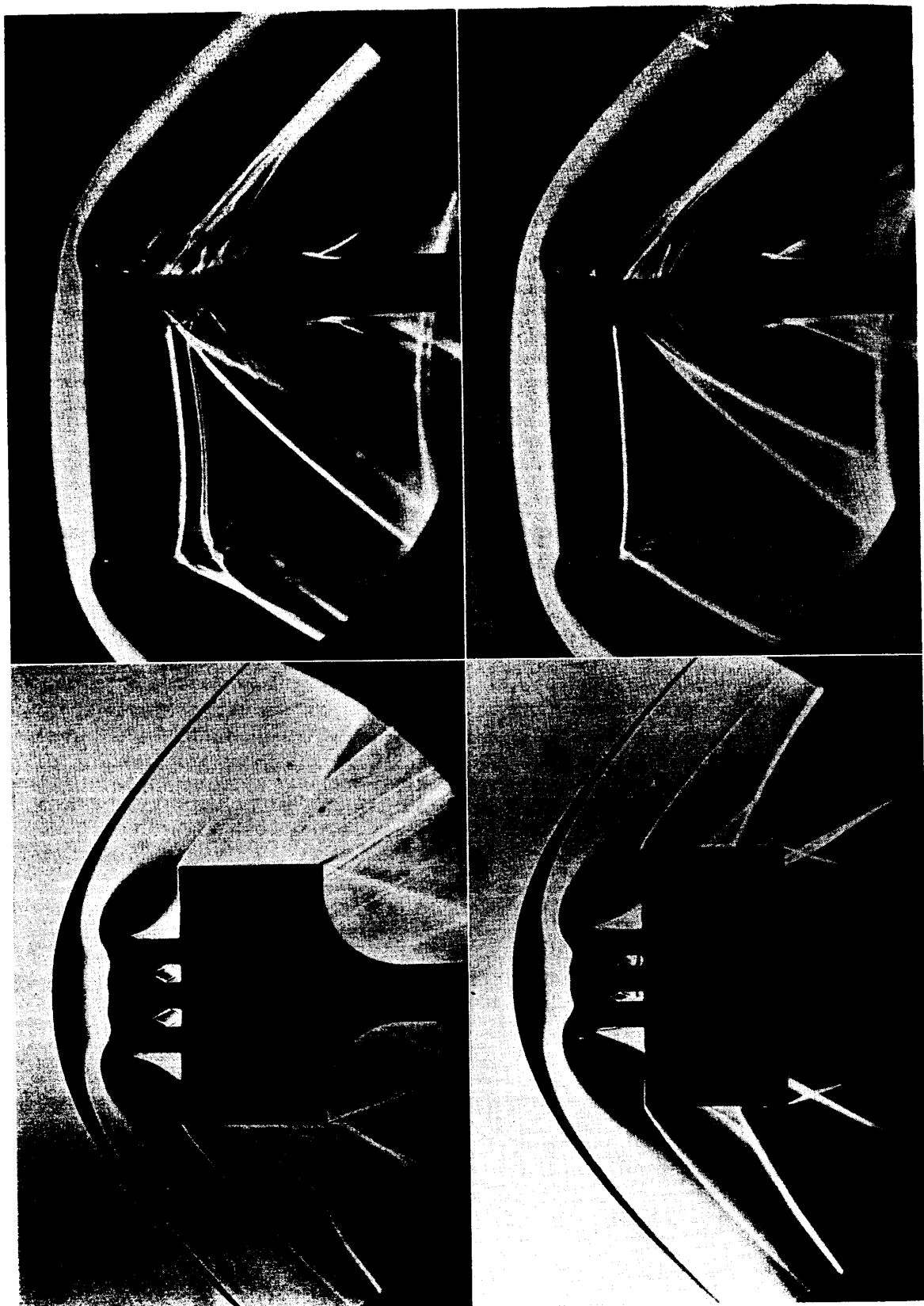
以上のような映画の流れの各段階と、抵抗の曲線のそれとの対応はきわめて明瞭である。

2. 3本の平行な円柱

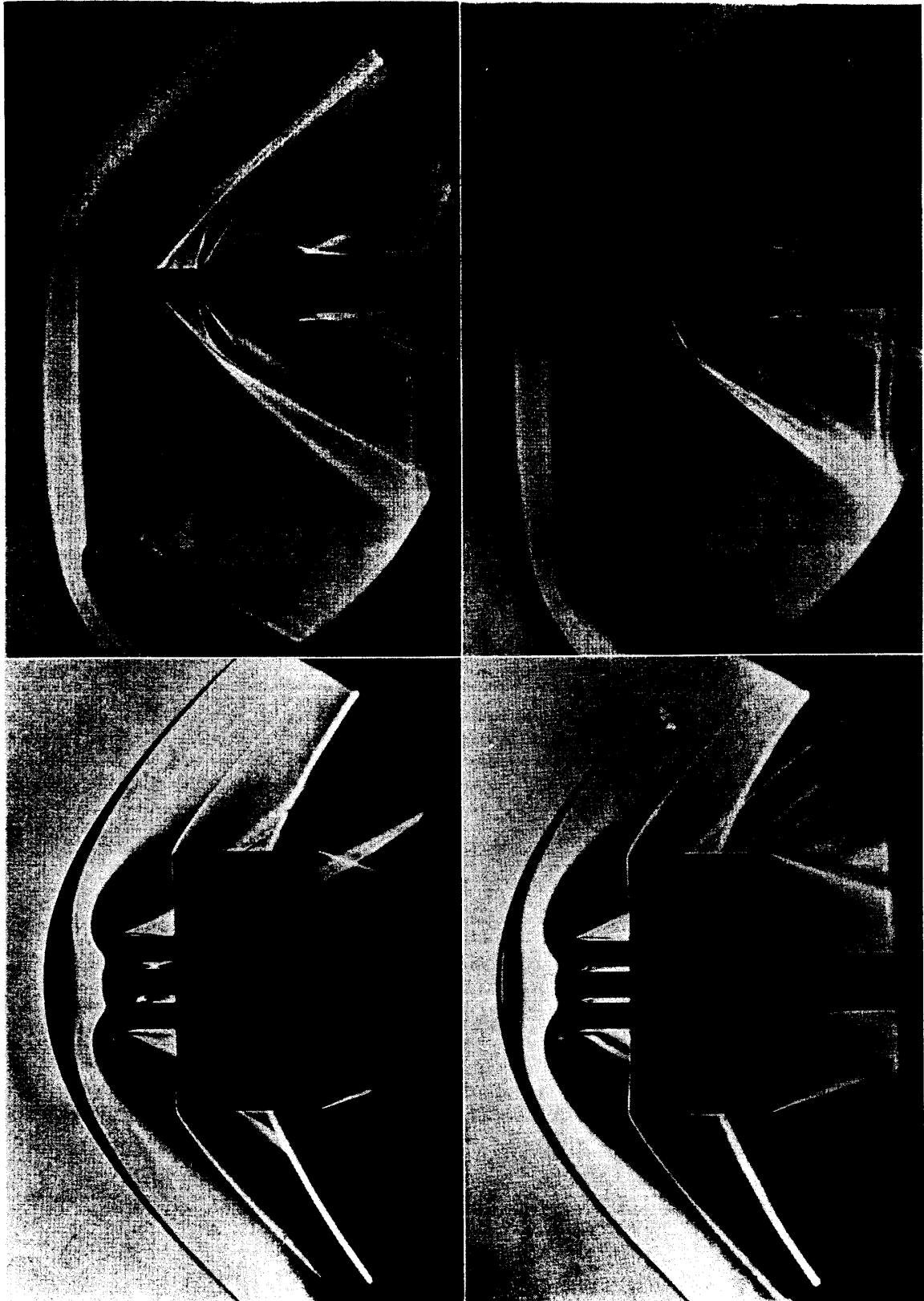
3本の平行な円柱のまわりの流れの Schlieren 写真は図版2~4に、各 case とも水平および鉛直位置で撮影されたものが示してある。大体の傾向は2本の場合と似ているが、特に気づいたことを次に列記しておく。



図版 2. (a) 3-①-3-3, R; (b) 3-①-4-3, R, $h' = 18$ mm. (c) 3-②-1-4, R; (d) 3-②-3-2, R, $h' = 10$ mm.



図版 3. (a) 3-③-1-2, R; $h' = 5 \text{ mm}$. (b) 3-③-2-2, R, $h' = 5 \text{ mm}$. (c) 3-④-1-5, R; $h' = 2 \text{ mm}$. (d) 3-④-2-2, R, $h' = 2 \text{ mm}$.



図版 4. (a) 3-5-1-4, R; (b) 3-5-2-2, R, $h' = 1$ mm. (c) 3-6-1-4, R; (d) 3-6-2-3, R, $h' = 0$.

1. 水平位置の写真で、円柱の間に交差する波が見られることは2本の場合と変りないが、 $h'=5$ 、および 2 mm の場合には、隣の円柱の支柱で反射している様子が非常にはっきり写っている。このことから、これらの波は円柱と支柱とが接するところから、局部的に発生していることがわかる。

2. 水平位置の写真で、楔の中央より少し下方を左右に大きく弧状に広がった波が見られる。この波は1本、および2本の場合にも見られたが、楔より更に下方で、かつ波の強さも弱く、あまり目立たなかった。後でのべるように5本の場合には、この波は更に前進して楔の前端より前に出てしまい、波の強度は著しいものとなる。この波の起因については目下考察中である。

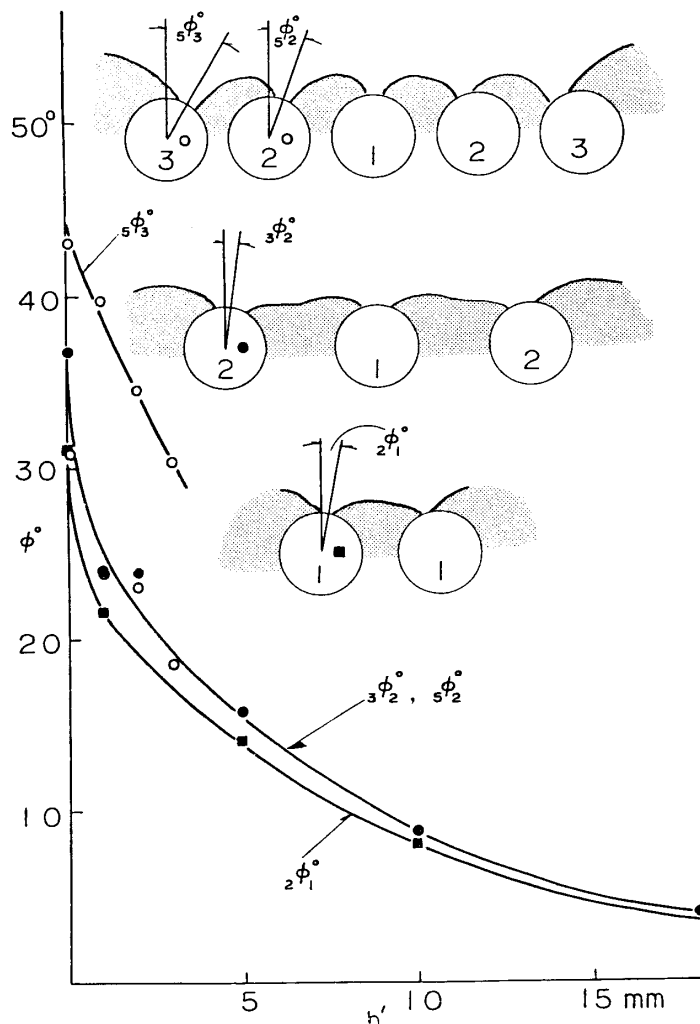
3. 鉛直位置の写真では、 h' を変えて行なったとき、nozzle flow の後方に生ずる波の pattern の変化は、大体において2本の場合と同じである。 h' が大きいところでは複雑な、かつ不安定な形をしていた波が、 $h'=2$ mm において、鮮明な直線的な一つの波になってしまふ。2本の場合も同じ経過をたどるが、そのような写真は $h'=5$ mm の場合に見られた。

4. 鉛直位置の写真で、観測窓の下端に、やや不規則な大きな弧状の波が見られる。この波は2.) で指摘した波とは別であるが、成因は互いに関連性があるものと想像される。

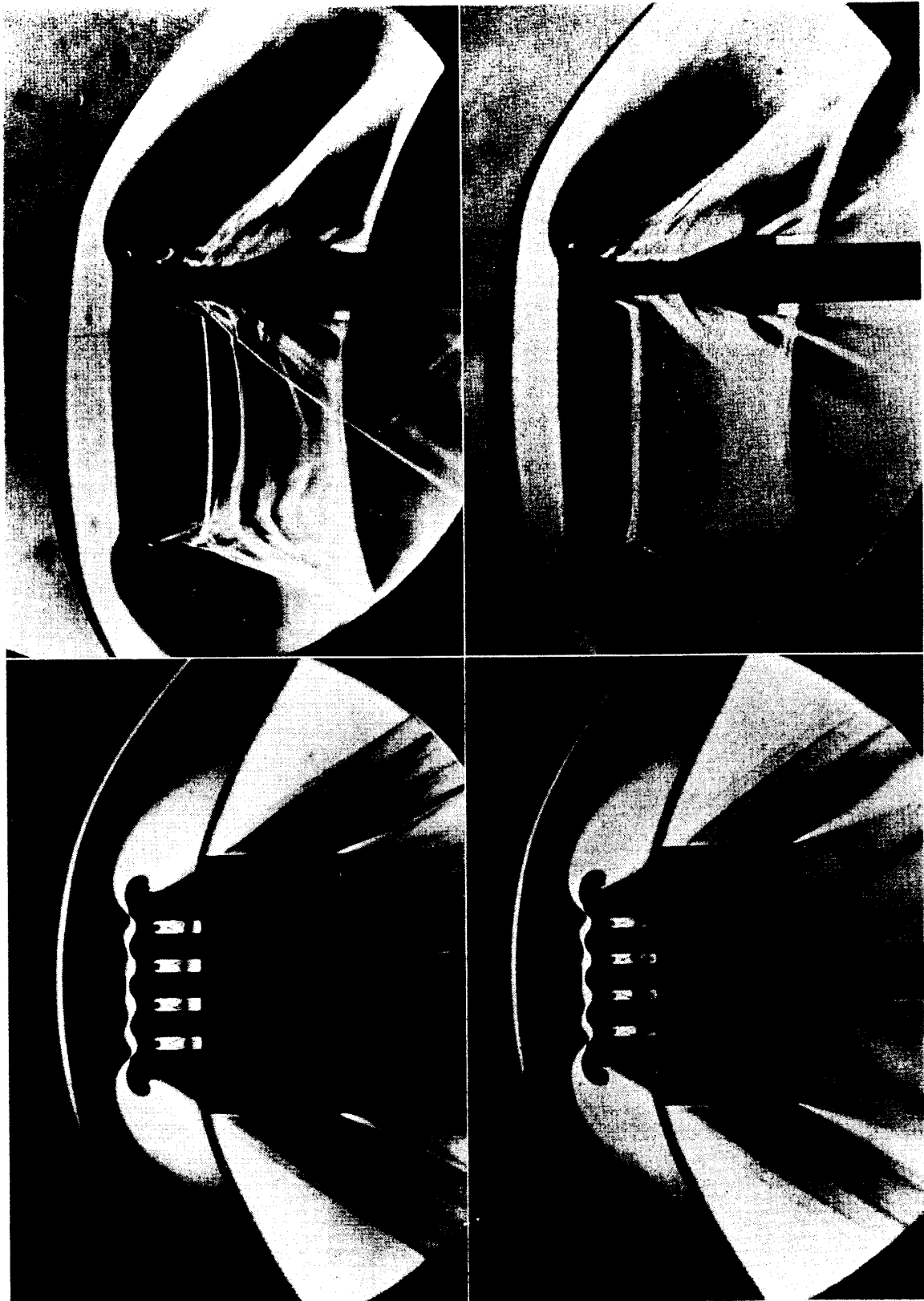
5. 水平位置の写真からえられる知識のうち、もっとも重要なのは、弧状衝撃波の波面の解析と、円柱の stagnation point の位置の測定である。前者については次節にゆずり、後者の測定について述べることにする。

第9表

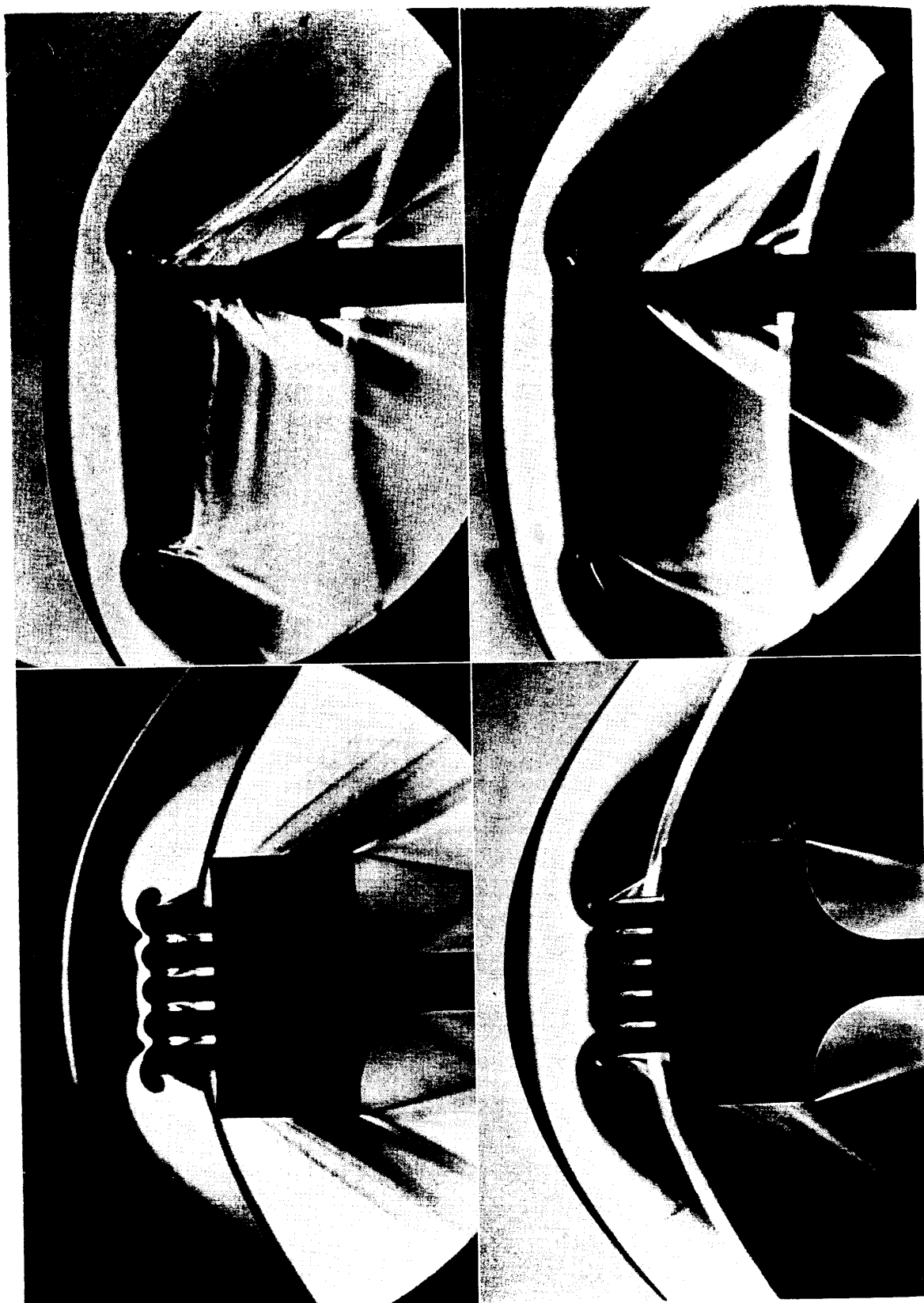
h' (mm)	ϕ_2^0	ϕ_2^0	ϕ_3^0
18	3.8		
10	8.7		
5	15.7		
3		18.5°	30.3°
2	23.8	23.0	34.5
1	24.0	24.1	39.7
0	36.8	30.8	43.0



第21図



図版 5. (a) 5-①-2-4, L; (b) 5-①-4-2, R, $h' = 3 \text{ mm}$. (c) 5-②-1-6, L; (d) 5-②-2-3, R, $h' = 2 \text{ mm}$.



図版 6. (a) 5-③-1-6, L; (b) 5-③-3-3, R, $h' = 1$ mm. (c) 5-④-1-2, R; (d) 5-④-2-2, R, $h' = 0$.

2 本の場合に, stagnation point と円柱の中心を結ぶ直線が一様流となす角を φ^0 とした. しかし円柱の数が増した場合には, この記号では不充分で, 全体の円柱の数と, 中央から何本目の円柱に相当するかを示す数が必要となる. そこで前者を φ の左下に, 後者を右下に記すことにした. すると従来の φ^0 は ${}_2\varphi_1^0$ と改められる.

3 本の場合の測定値は第 9 表, および第 21 図に示してある. 図からわかるように ${}_3\varphi_2^0$ は, ${}_2\varphi_1^0$ とは別の曲線によって表わされる.

3. 5 本の平行な円柱

写真は図版 5, 6 に示してあるが, 特に注意すべき点を下に列記する.

1. 図版 5(a), および (c), 図版 6(a) は L-cut による写真であるから, shock envelope は非常に細い白い線となって見られる. しかし, それは一見ただけでは見がたく, その下の太い白い帯状の部分と混同しやすいので念のため左側に矢印で, envelope の位置を示しておいた.

2. 前項でのべたように, 水平位置の写真では楔の前方に, 鉛直位置の写真では楔の後に, 大きな弧状の波が見られる.

3. 鉛直位置の写真で, $h'=3\text{ mm}$ において, nozzle flow の後方に鮮明な波がみられるが, この状態は, むしろ 3 本の場合の $h'=5\text{ mm}$ の写真に近いようである. そして $h'=2\text{ mm}$ の写真の波は鮮明を欠くとはいえ, 3 本の場合の $h'=2\text{ mm}$ の写真の状態に近いものと思われる.

4. ${}_5\varphi_2^0, {}_5\varphi_3^0$ の実測値は第 9 表, および第 21 図に示してある. 図から, 測定誤差を考慮するなら

$${}_3\varphi_2^0 = {}_5\varphi_2^0 \quad (31)$$

であることがわかる. (31) 式を更に一般化して考えると, 奇数円柱列の場合は ${}_{2m+1}\varphi_n^0$ (ただし $m+1 \geq n$), 偶数円柱列の場合は ${}_{2m}\varphi_n^0$ (ただし $m \geq n$) が, m, n に対してどのような値をとるかということが, 多数平行円柱列の抵抗を論ずるとき, 重要な問題になると想像される.

6. 円柱列の周りの衝撃波面の解析

1. 3 本の平行な円柱

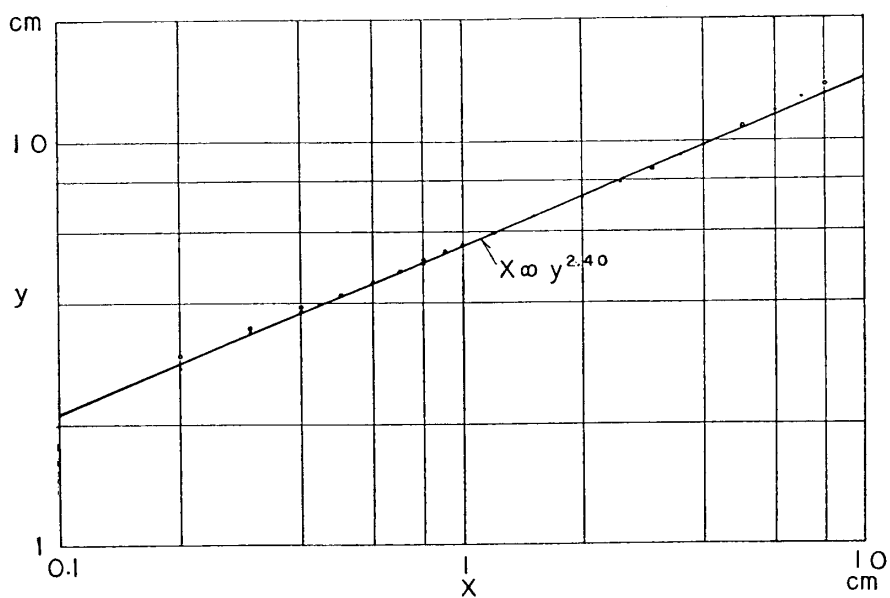
2 本の平行な円柱の周りの shock envelope の解析は第 2 報 [2] において報告したが, 本報においても全く同じ方法を 3 本, および 5 本の場合に適用して見る.

流れを完全に理解するには, shock envelope を三次元的に扱わなくてはならないので, 水平および鉛直位置の写真の解析が必要であるが, 今回は時間的余裕がないので水平位置の解析のみにとめる.

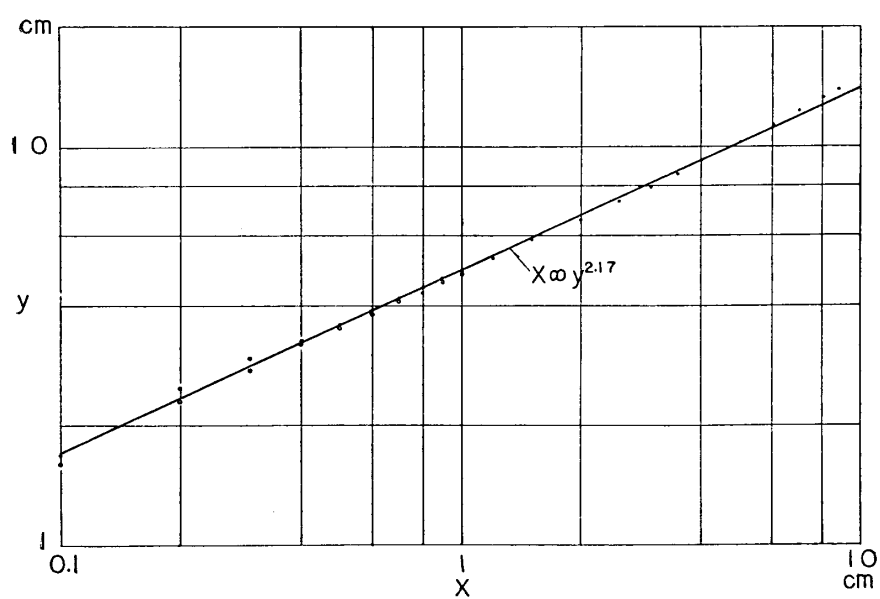
x 軸を一様流の方向にとり, y 軸をそれと直角の方向にとる. 長さの単位は cm で, 円柱の直径に関して長さを無次元化する手続きは行なわなかった.

測定の結果は第 22~27 図に示してある. そして観測された波面の, かなり広い範囲が

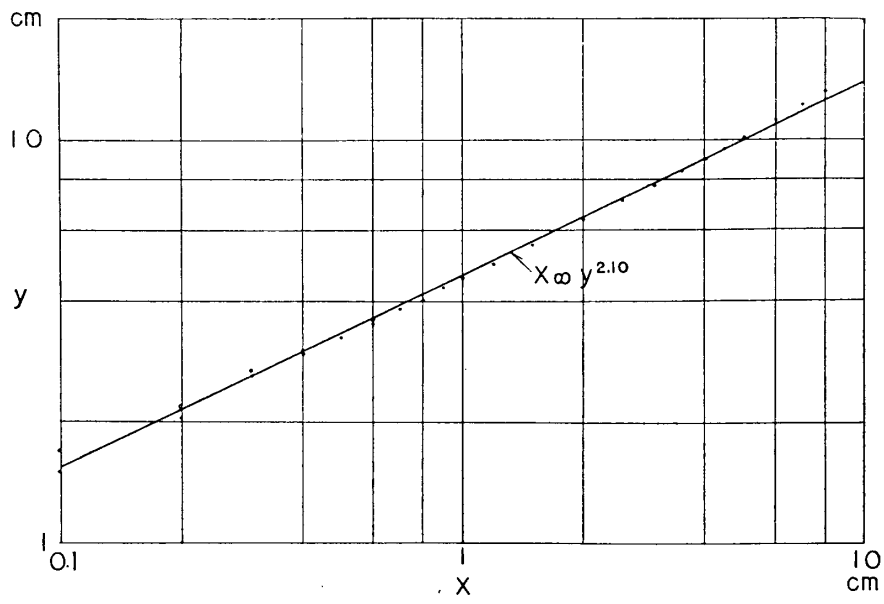
$$x = ay^n \quad (32)$$



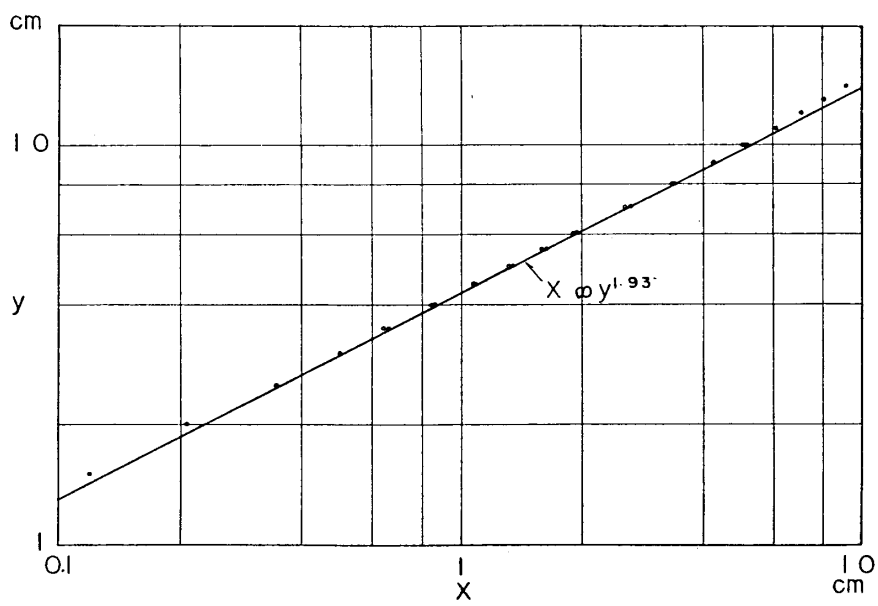
第 22 図



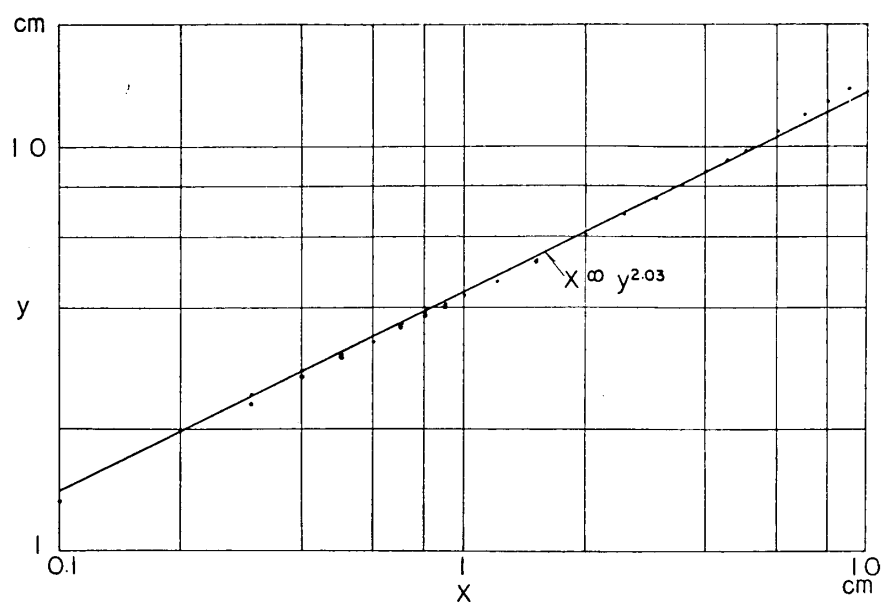
第 23 図



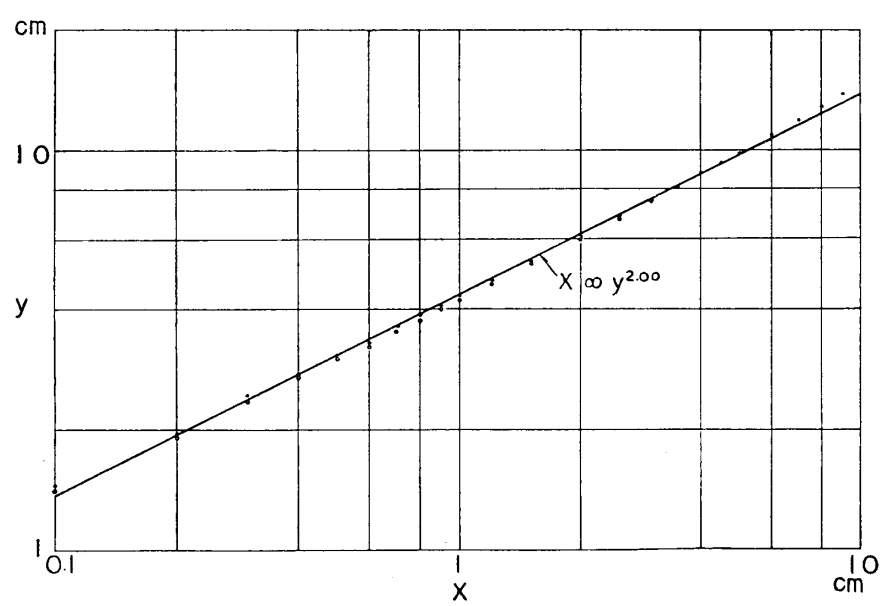
第 24 図



第 25 図



第 26 図



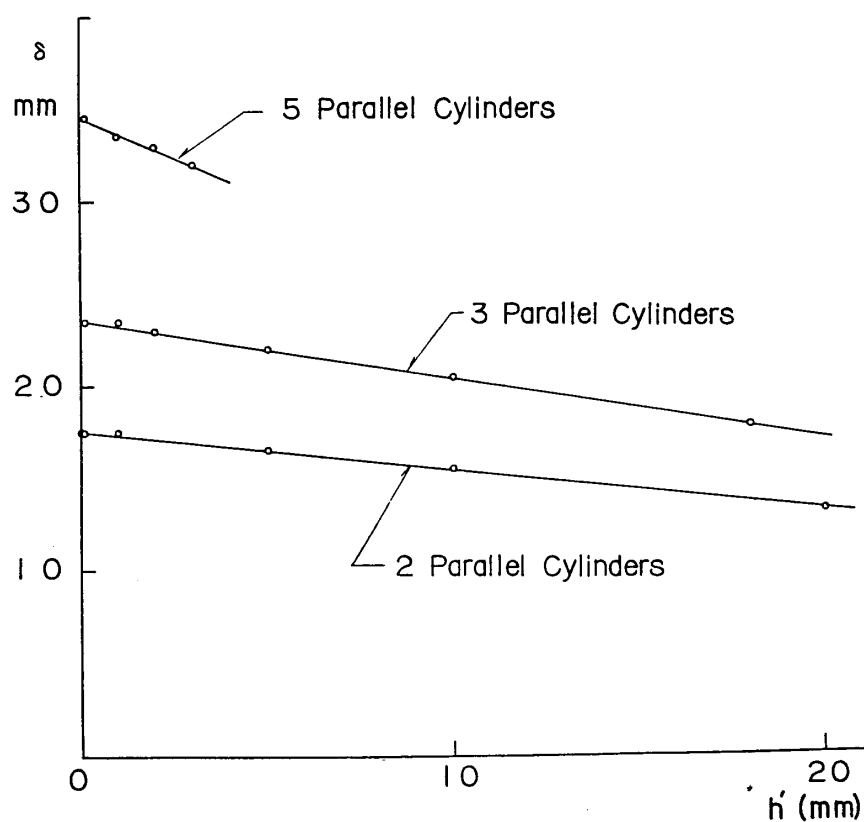
第 27 図

第 10 表

Film No.	h' (mm)	δ (mm)	a	n
3-①-3-7	18	18	0.0169	2.40
-②-1-6	10	20.5	0.0320	2.17
-③-1-3	5	22	0.0407	2.10
-④-1-2*	2	23	0.0577	1.94
-3-3**			0.0614	1.93
-⑤-1-3	1	23.5	0.0507	2.03
-⑥-1-3 & 2	0	23.5	0.0536	2.00

* 1 端の円柱に振動あり.

** 振動なし.

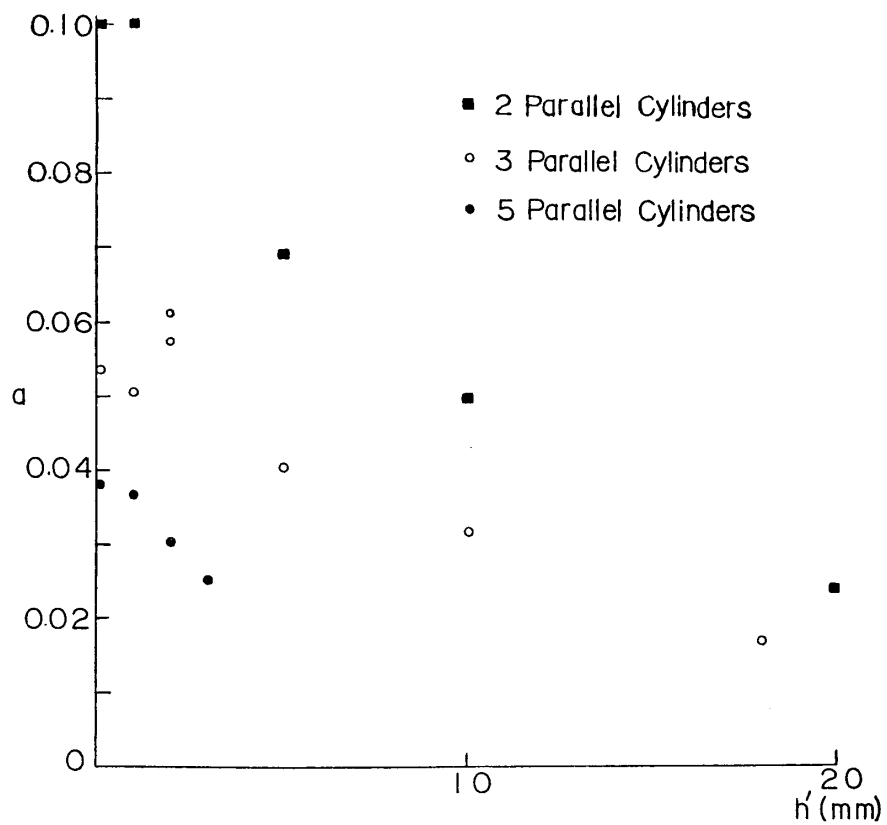


第 28 図

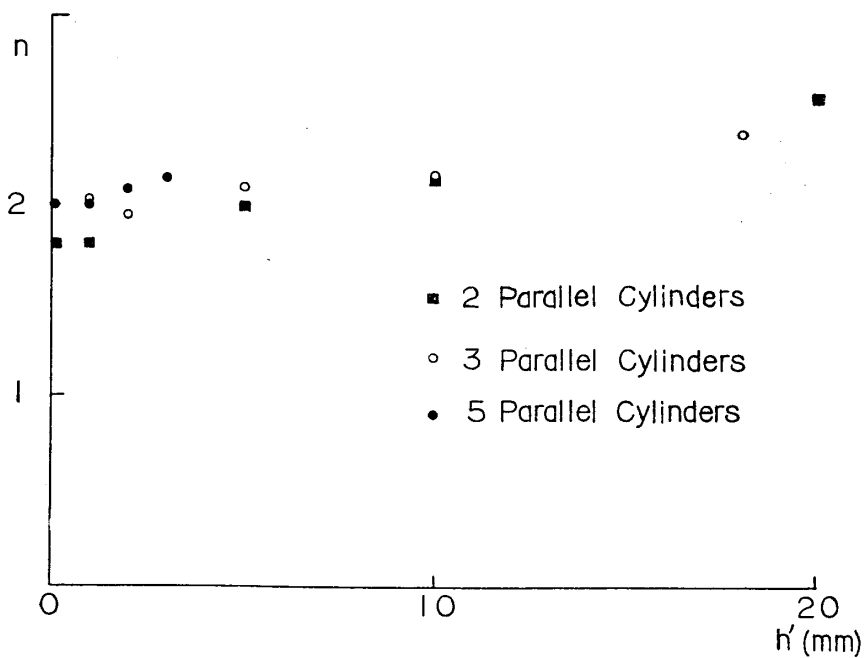
なる方程式において, a, n に適当な数値を用いることによって, 表わされることがわかった. また離れ距離 δ (mm) も測定した. これらの値はすべて第 10 表に示してある.

δ は h' の減少と共に, ほぼ直線的に増してゆくことは第 28 図に示したとおりである.

a および n と h' との関係は第 29, および 30 図に示してある. 大体の傾向は 2 本の場合と似ているが, h' の範囲が狭いので, 一般式を作ることはできなかった. 特に奇妙な事実, $h'=2$ mm において, 一般的傾向から著しく離れるということである. それは端の



第 29 図



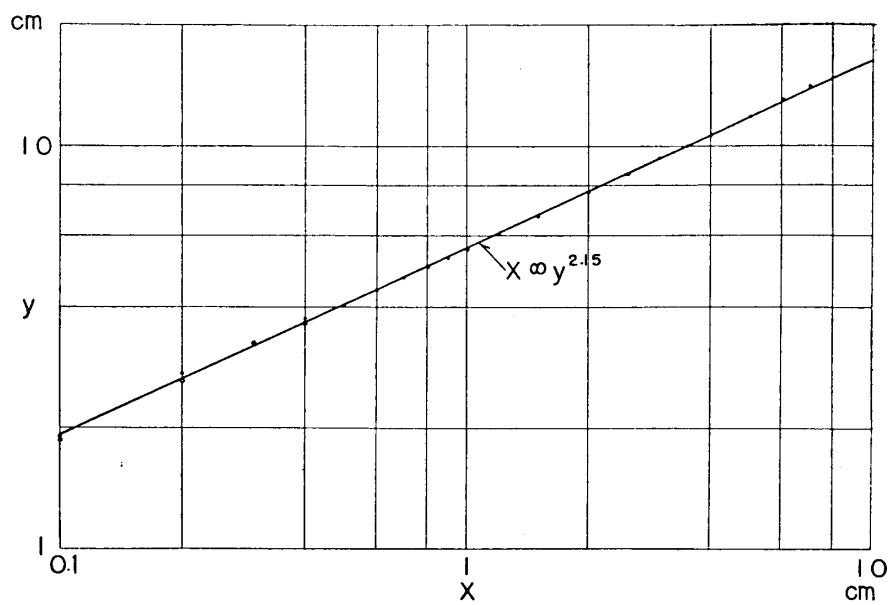
第 30 図

円柱が振動した場合のみでなく、正常な場合も同じように特異な傾向を示した。

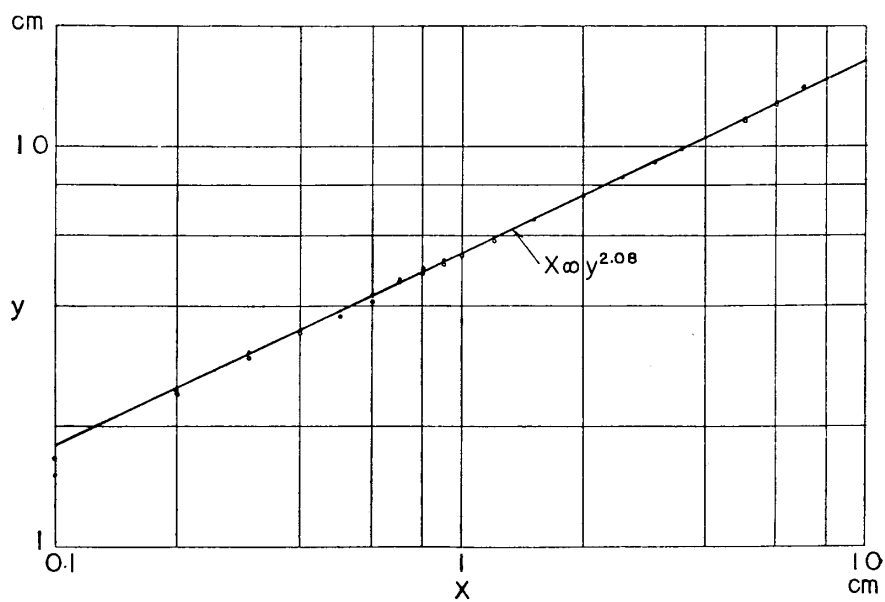
2. 5 本の平行な円柱

測定の結果は第 31～34 図、および第 11 表に示してある。5 本の場合は (32) 式は、観測された、ほぼ全領域にわたって成立する。

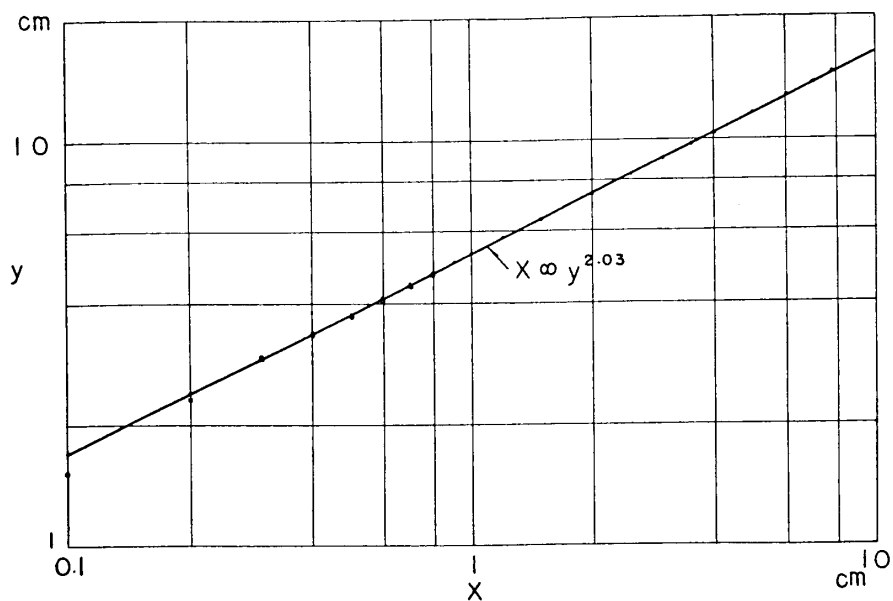
さらに著しい事実は、3 本および 5 本の場合は、 h' を小さくすると、 n は 2.00 に漸近する。すなわち放物線による表示が正確に適用される。



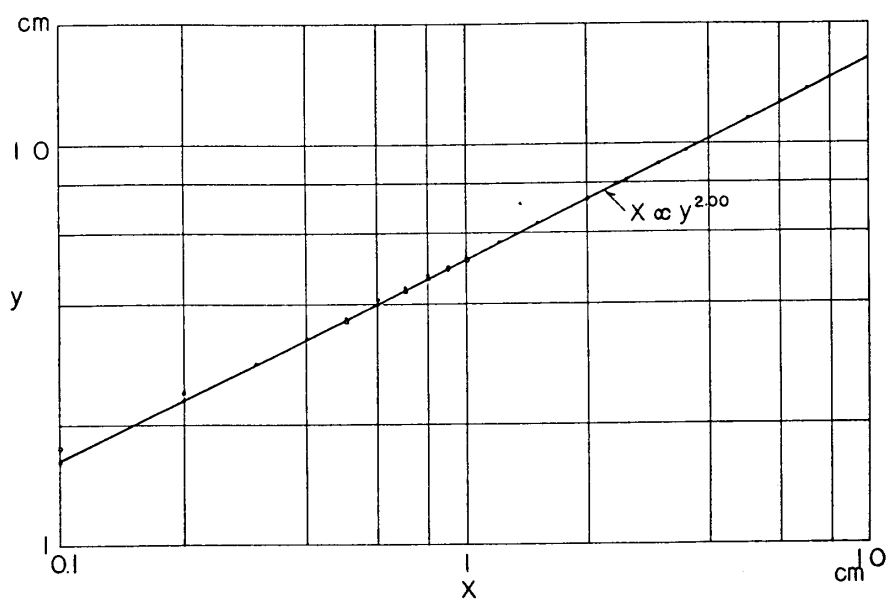
第 31 図



第 32 図



第 33 図



第 34 図

第 11 表

Film No.	h' (mm)	δ (mm)	a	n
5-①-1-3	3	32	0.0251	2.15
-②-1-2	2	33	0.0302	2.08
-③-1-3	1	33.5	0.0348	2.03
-④-1-2 & 3	0	34.5	0.0381	2.00

謝 辞

この研究の費用の一部は著者の一人が日本学術振興会より流動研究員として補助されたものである。ここに日本学術振興会に対し深く感謝します。またこの研究を行なう機会を与えられた航空研究所長谷 一郎教授，本研究に協力者として参加せられ，多くの有益な示唆を与えられた今井 功教授，佐藤 浩教授，小口伯郎教授，橋本英典助教授，陰に陽に協力して頂いた福井四郎氏，辛島桂一氏，本間弘樹氏，安喜隆幸氏，風洞運転を協力して頂いた久保田英也氏，佐藤 清氏，FASTAX を貸与せられた航空宇宙技術研究所の中村泰治氏その他好意をよせられた多くの方々に対し心からお礼申し上げます。

文 献

- [1] 超音速および極超音速における円柱列の研究，第1報 超音速における2本の平行な円柱の抵抗，河村龍馬，沢田孝士，関 和市（東京大学航空研究所集報，第3巻，第6号（A），通巻第20号，pp. 283~318，1963年6月）。
- [2] 超音速および極超音速における円柱列の研究，第2報 超音速における2本の平行な円柱の周りの衝撃波，河村龍馬，沢田孝士，関 和市（東京大学航空研究所集報，第3巻，第7号，通巻第21号，pp. 619~630，1963年9月）。
- [3] S. Goldstein: Modern Developments in Fluid Dynamics, Volume II (Oxford University Press, 1938), p. 426. Goldstein から引用した表面摩擦係数の値 0.03 は非圧縮性の流れにおいて，えられたものである。したがって，これを超音速の流れに対して適用するためには，若干の補正を必要とする。しかし，補正のいかにかわらず，その絶対値は，全体の抵抗係数に比して，精々 10^{-2} 程度の大きさであって，抵抗のみを考察する場合にはあまり重要ではないから，本文において数値の補正を行なわなかった。

第2報の訂正

頁 624 の第6図と第7図の図を入れ換える。