

超音速空気取入口のバズに関する実験的研究

浅沼 強・小保方富夫・長島利夫

Experimental Study on Supersonic Air Intake Buzz

By

Tsuyoshi ASANUMA, Tomio OBOKATA and Toshio NAGASHIMA

Abstract: For the purpose of examining supersonic intake instability, the authors have designed and constructed a supersonic wind tunnel of the blow down type, in which the test section dimension is 200mm x 180mm and its Mach number capability is 2.0. Using this supersonic wind tunnel, experiments on inlet buzz are made. The air intake model is an all external compression type with a conical center body and an outer cowling. Test parameters used are the exit port area or the throttle ratio (T.R.) and the center body position relative to the cowl lip or spacer combination (No. A~C). The effect of attack angle (α) is also examined.

The following results are obtained for experiments. In the subcritical regime unstationary phenomena occur and some characteristic frequencies are observed on the pressure records, which are measured with strain gauge type pressure transducers located at several spots on the center body and the cowling wall. The occurrence of inlet buzz and the transition from lower frequency to higher one are studied by decreasing T.R. and continuously recording the pressure fluctuations. In addition, these pressure records coincide fairly well with the motions of the bow shock wave, which are photographed with a Schlieren high speed camera.

Based on the experimental results from the model with and without the center body, it can be stated that the center body has a significant effect on the buzz characteristics of supersonic air intake, especially when buzz occurs at a high frequency.

概 要

超音速空気取入口の不安定現象を実験的に解明するため、測定断面 200mm×180mm、マッハ数 2.0 の吹出し式超音速風洞を新しく設計・製作した。この風洞を使用して、円錐状の中心体とカウリングとからなる外部圧縮型超音速空気取入口の模型につきバズの実験を行なった。実験上のパラメータは出口面積を表わす絞り比 (T.R.) およびカウリングに対する中心体の相対的位置を示すスペーサの組合せ (No. A~C) の 2 つであり、さらに迎え角 (α) の影響についても調べた。

実験の結果、亜臨界領域では非定常現象が発生し、模型に埋込まれたひずみ抵抗式示圧計により測定した変動圧力には、いくつかの特徴的な振動数の存在することが視測された。

また絞り比 (T. R.) を減少させながら記録した圧力変動から、バズの発生や低周波バズから高周波バズへの遷移の様子がわかった。さらにこれらの圧力変動は、高速度カメラで撮影したシュリーレン写真による垂直衝撃波の動きと非常によく対応していた。最後に中心体を取除いた模型の実験と比較して、超音速空気取入口におけるバズの特長、とくに高周波バズの発生に関しては中心体の存在が重要な役割を果たしていることがわかった。

1. 緒 論

超音速飛行体の空気取入口においては、衝撃波に伴う全圧損失を最小にするとともに、その姿勢や流入速度などによる性能低下をまねくことなく、とくにインレット・バズといわれる不安定現象を惹起する作動状態を避けるよう十分な配慮が要請されている。一般に、超音速空気取入口のうち内部圧縮型は、全圧回復曲線に大きな履歴現象を生じ、わずかな背圧変動により衝撃波は不安定となり易いので、従来は、中心体先端からの斜め衝撃波による外部圧縮型もしくは混合型が主流を占めてきた。しかし、これら外部圧縮型の空気取入口においても、亜臨界の作動状態になると、背圧の上昇によりカウリング先端に付着していた垂直衝撃波が容易に上流へ吐き出され、中心体の円錐面上を激しく振動し、いわゆるバズを発生する。このため空気取入口に続くダクト（プレナムまたは燃焼室）内には、同じ周波数をもつ大きな圧力変動を生じ、構造強度上から許容できないばかりでなく、発生推力も時間的に変動することになり、まれには燃焼の吹き消えを招くこともある。他方このようなインレット・バズに類似した現象は、超音速もしくは遷音速軸流圧縮機の翼列翼などにも観測されており、このためインレット・バズの生因やその機構などを解明することは、航空機の安全性、信頼性向上の観点からも、現在強く要請されているものである。

超音速空気取入口におけるバズ現象を最初に見出したのは、Kl. Oswatitsch [1] であり、広範囲の模型実験から外部圧縮型の有効さを示すとともに、衝撃波の撮影やダクト内圧力の測定などからバズの発生が、境界層のはく離によるものと考え、境界層吸込みを実施したが有効ではなかった。その後バズの生因に関する仮説がいくつか提案されている。2つの斜め衝撃波と垂直衝撃波の交点から発生するホルテックス・シートとよばれる不連続面がカウリング内に入ると、ダクト内の圧力が変動し、そのため垂直衝撃波も振動し、いわゆるバズを誘起するといわれているが[2]、これに基く対策により、バズを防止し得るという保証は今までのところない。また中心体表面の境界層と衝撃波との干渉により、空気取入口の喉部が閉塞されるため周期的なバズを発生すると考えるブロック説がある。C. L. Dailey [3] は、4個の示圧計による取入口各部の圧力変動から、バズは流れの剝離によるものではなく、衝撃波との干渉によるものと推定し、また、シュリーレン写真からバズの周期性を示すとともに、それが空気取入口の入口喉部における閉塞に基くことを示している。他方 R. Hermann [4] は、高速度シュリーレンカメラにより、バズのサイクルを撮影し、その結果、入口および出口の2つの喉部による閉塞から、バズの発生を推論している。しかしながらこれらブロック説はいずれもバズ発生原因を単に定性的に推定しているにすぎない。

次に、インレット・バズの発生条件やその機構については次のようなものが発表されている。空気取入口の全圧一流量の特長曲線が正の勾配をもつ範囲では、軸流圧縮機のサージン

グと同様の不安定現象を生じ[5]、その際ダクト内の脈動流れは、短い筒のついたヘルムホルツの共鳴箱の流れと類似していることから、バズの発生条件を推定することができる[6]。さらにこれを発展させて、脈動流れの変動振幅を予測したり、また中心体の位置を変えて発生バズの周波数などを実測している[7]。しかしこれらの推定は、いずれも亜音速空気取入口を対象とするもので、超音速空気取入口の不安定現象に対し、そのまま適用できるものではない。よって二次元、超音速の非定常流れを特性曲線法により解析し、取入口内の変動圧力の実測値と一致することを示したり[8]、さらに微小変動を仮定して線型化した解析から、スケール効果などを検討し、またバズサイクルのシュリーレン写真から特性曲線の正の勾配でバズの発生するというPearceの指摘を実証している[9]。また非粘性流れの音響学的な取扱いから、衝撃波が自励振動する条件を示し[10]、また特性曲線の正の勾配でバズを生じ、燃焼時の方がむしろ安定なことを定量的に推定している[11]。その後C. C. ChangおよびC. T. Hsuは、非粘性流れを仮定した空気取入口の音響学的インピーダンスは、常に負であり、変動波の振幅は決して増大しないことを指摘し[12]、新たに、非定常な粘性流れを対象とする理論を提唱し、実測値とよく一致する結果を示している[13]。この説は今までのところ、理論的解析として、最も進んでいるようであるが、その構成にあたり、かなりの仮定を導入しており、また多くの実測値を採用しているため、バズの発生に粘性によるエネルギーの消散を不可欠とするという結論については、さらに今後の検討が必要であろう。最近発表された、SSTコンコルドの可変ランプをもつ空気取入口($M \approx 2$)に関する実験によると、バズ発生時の圧力変動などが詳細に測定されるとともに、バズに2つの種類(大、小)のあることなどが指摘されている[14]。

また、インレット・バズの実験的研究は、表1にまとめてあるが、いずれも、示圧計を用いてダクト内の圧力変動を測定し、またシュリーレンの高速撮影により、バズサイクルにおける垂直衝撃波の運動を個別に解析しているにすぎない。

これらの研究によると、中心体表面の境界層と衝撃波との干渉がバズの発生やバズの特性に対し、かなり大きな役割をもつことが予想されるので、本研究では、実機に近い模型を対象として、インレット・バズの一般的な特性はもちろんのこと、中心体表面上や各部空間の変動圧力の振幅と周波数を測定し、同時にカウリング先端前方の流れ模様を高速シュリーレン写真により記録し、これら両者の相関性を明らかにする。また、バズの発生はもちろん、低周波バズから高周波バズへの移行といった過渡現象を明らかにしたい。なお、中心体位置が設計点からずれた場合や迎え角のついた場合などにおけるバズ特性についても実験を行なったので併せて報告する。

2. 実験装置および実験方法

超音速空気取入口におけるインレット・バズを実験的に研究するため、あらたにマッハ数 $M=2.0$ の超音速風洞および超音速空気取入口模型を設計、試作したが、それらの詳細はすでに報告[15]してあるので、ここではその要点を簡単に述べる。

2.1 超音速風洞

空気は、高圧貯気槽(15at, $\sim 500\text{m}^3$)から、小流量制御装置を経て図1に示すような超音

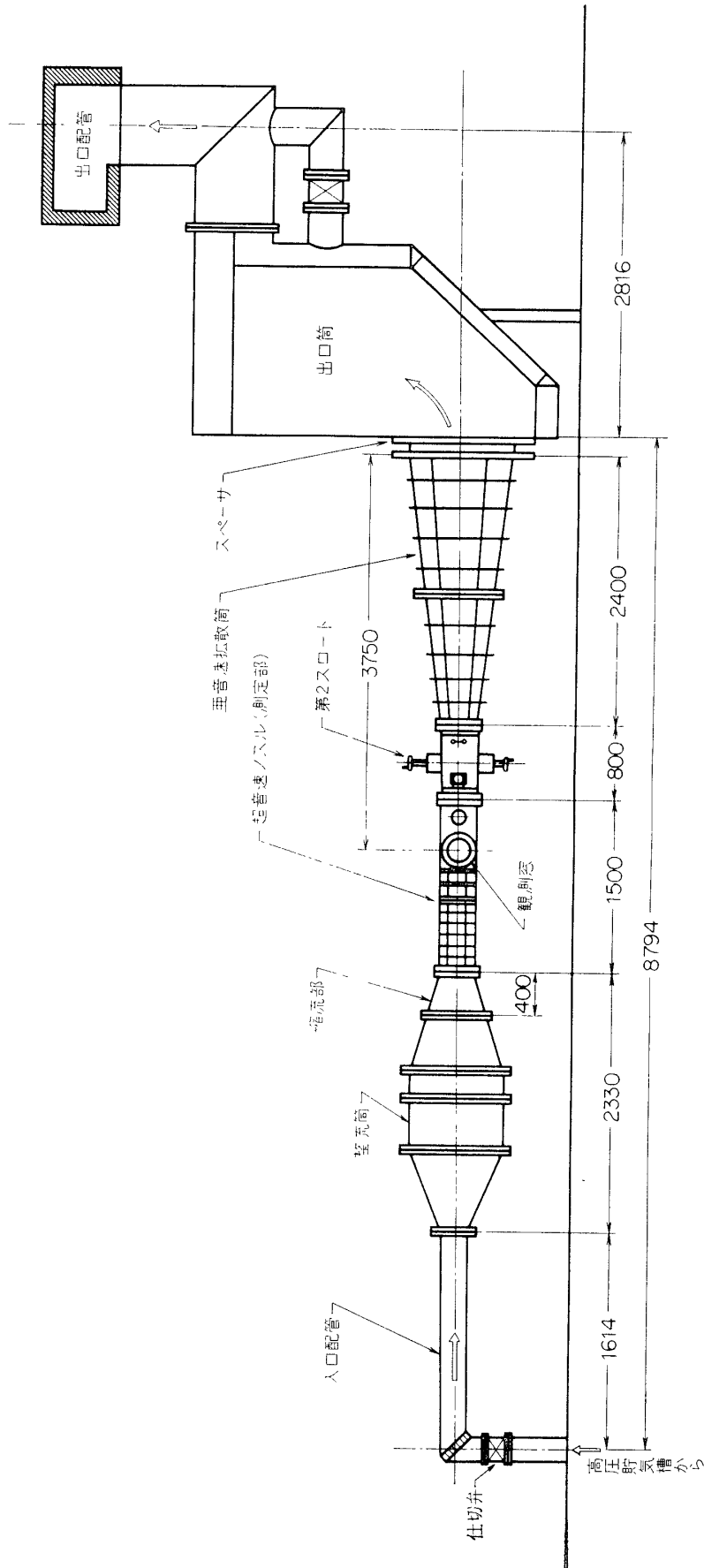


図 1 インレットバズ用超音速風洞

表1 インレット・バズに関する主な実験例

	風洞の寸法	M	L mm	$D_c(D_c)$ mm	l mm	d_{max}	D_c/L	θ_s	θ_A	δ_c	ϕ_1		
Dailey [3]	432×508 (nonreturn)	1.96	2489	133 (36.6)	593	59	0.0536	20°	33°48'				
		1.90	3048				0.0437	25°	45°				
		2.0	3556				0.0375	30°	36°54'				
Hermann [4]	305×305 (blow down) 125.5×125.5 (free jet)	3.0	344	121.6			0.353	30°	39°51'				
		2.54											
		2.00											
Sterbentz and Evard [6]	2438×1829 (tunnel) and others (free jet)	1.50	4749	407			0.085	20°		4°	12°		
		1.60											
		1.70										2399	203
		1.77										1423	203
		1.80										4755	407
		2.00											
Trimpi [8] [9]	102×137 (blow down)	1.90	864	44.5	146	17.8	0.0515	25°	44°	13°			
		1.90	3962				102.3	0.0112	30°			39°50'	
			9906				32.5	0.0045	36°50'			48°30'	
			3048				0.0336	25°	43°10'			43°40'	
1.94	1524	0.0672	48°06'	44°12'	40°06'								
本実験 [15]	200×180 (blow down)	2.0	635	40	540	32.4	0.063	25°	29°12'	19°24'	31°		
									31°36'				
									35°48'				

(l ; 中心体長さ d ; 中心体の直径)

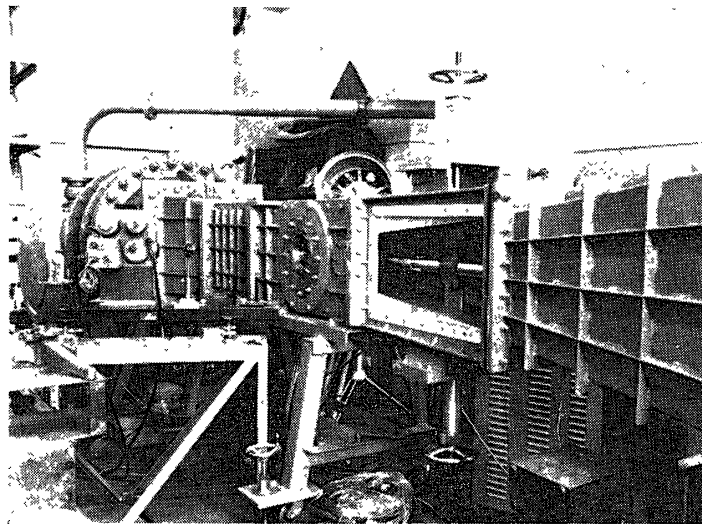


図2 超音速風洞の外観

速風洞に入り、まず整流筒で整流された後、超音速ノズルに流入し、マッハ数2.0の設計速度となる。ついで亜音速拡散筒で静圧を回復し、出口筒および消音筒を経て大気中に放出される。図2には、風洞の外観が示してある。

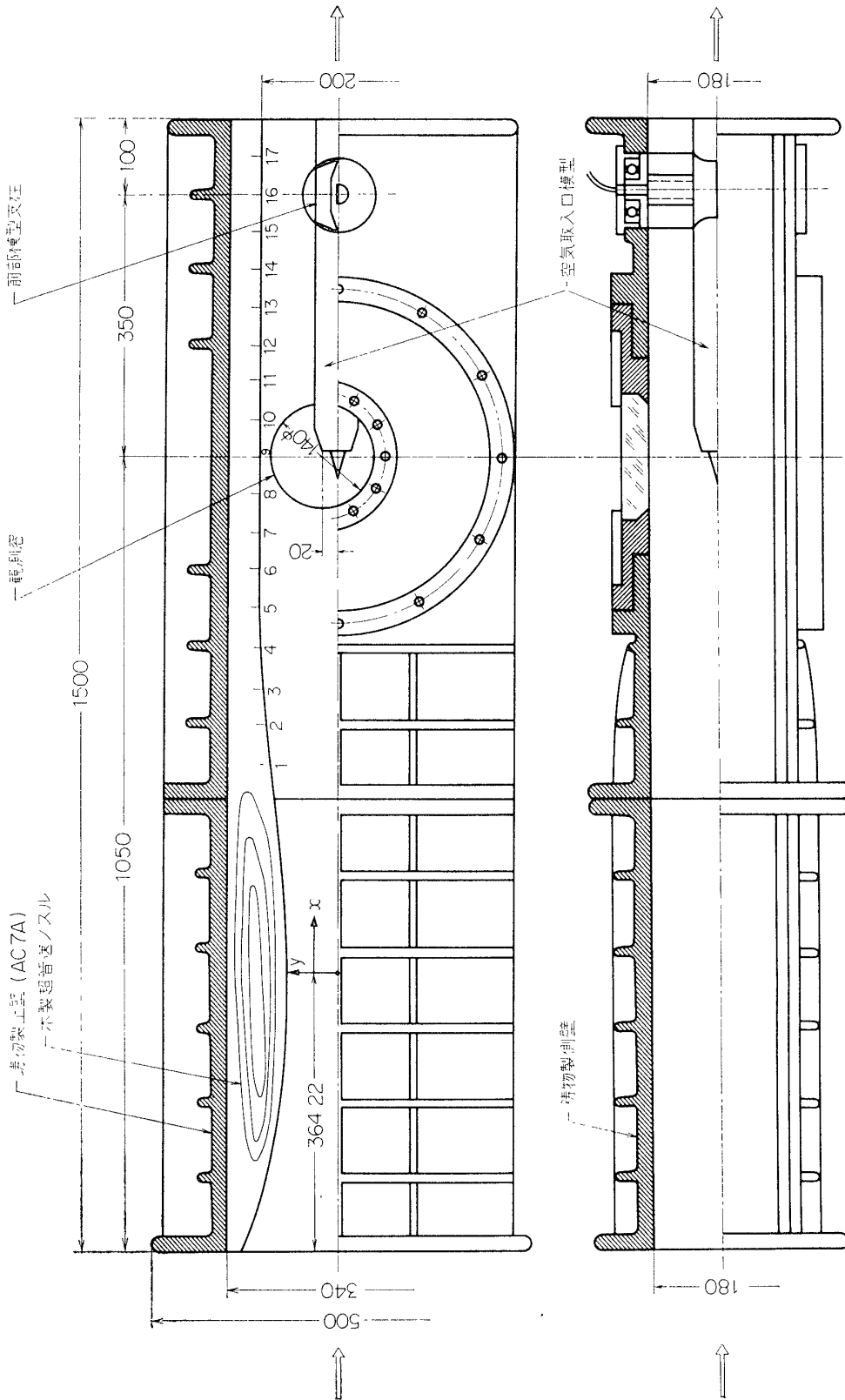
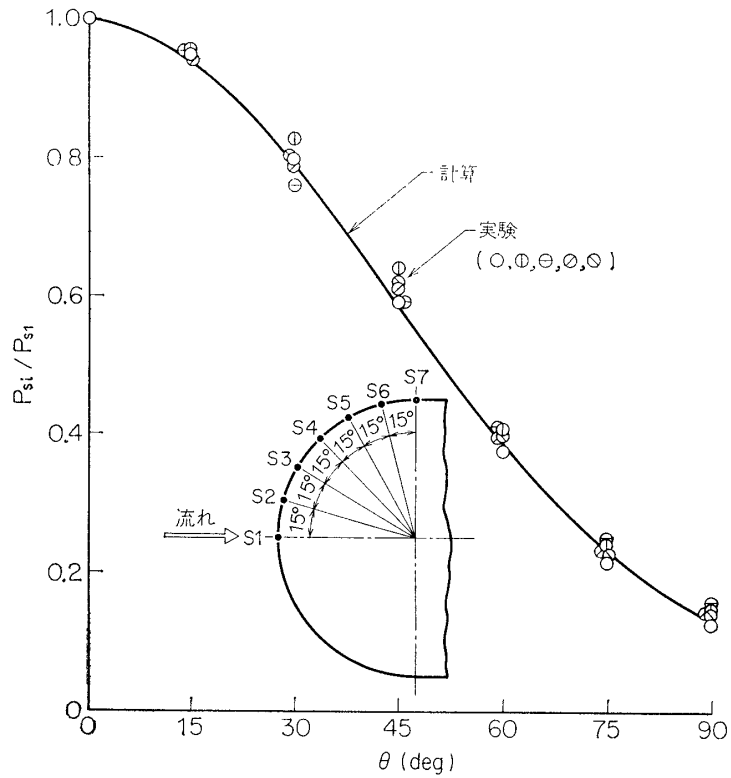
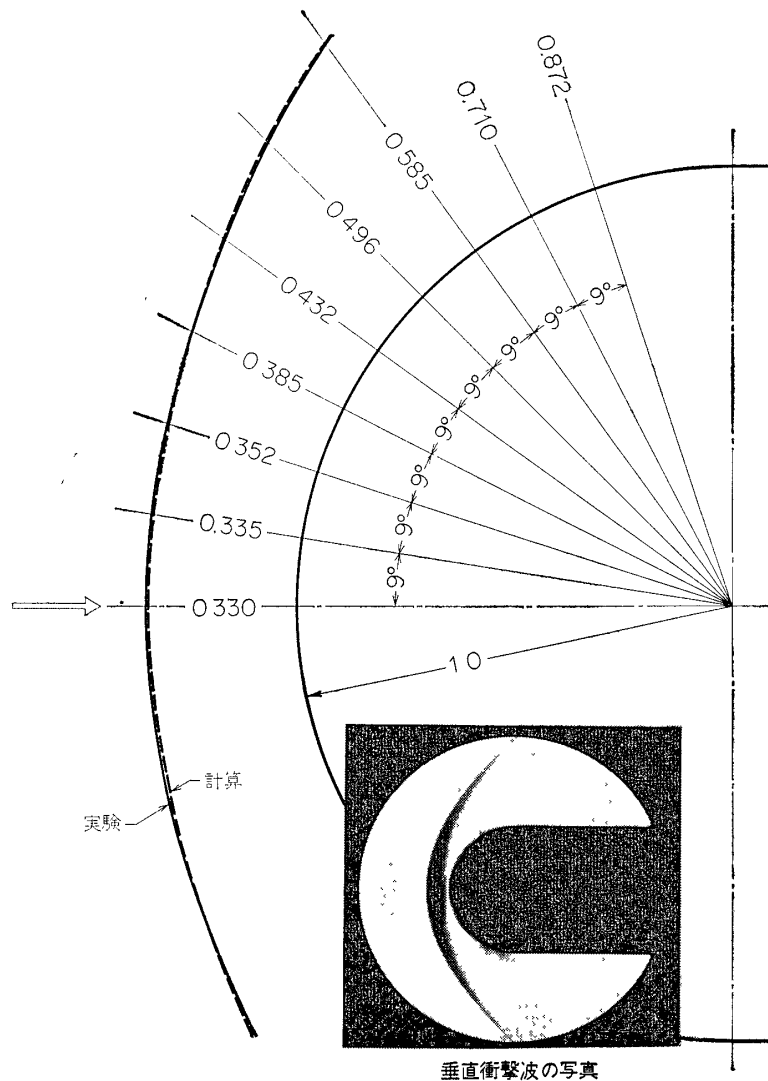


図 3 超音速風洞の測定部



(a) 圧力分布の比較



(b) 垂直衝撃波の球形表面からの離脱距離

測定部の断面寸法は、貯気槽の容量や流量制御装置の能力などを考慮して $200\text{mm} \times 180\text{mm}$ とした。マッハ数 2.0 と、空気取入口模型の外径 ($D=60\text{mm}$) とによるレイノルズ数は約 10^7 であり、風洞の運転時間は整流筒の全圧 5ata のとき約 100 秒、3ata では約 350 秒である。

測定部の二次元超音速ノズルは M. Tucker の方法 [16] により設計し、これには喉部後流での境界層の発達を見込んだノズル形状の修正を行なっている。すなわち図 3 に示すように、木製のノズルはアルミ鋳物製のノズル箱内に固定され、ノズル箱は振動防止のため特に留意してある。また $0.8\text{mm}\phi$ の静圧孔がノズル表面に沿って、円形観測窓の中心から上流下流それぞれ 8ヶ所、合計 17ヶ所に設けてある。シュリーレン撮影用の観測窓は上方に偏心して取付けてあるがこれは模型に迎え角を付けた時を考慮したものである。ノズル部の下流は第 2 スロート部で模型を取付けるための後部支柱が用意してある。第 2 スロート部はさらに半拡がり角 7° の亜音速拡散筒および出口筒へと接続されている。

このように構成された超音速風洞の特性を調べるために、まず半球形模型棒による半球表面上の圧力分布を測定した。その結果は図 4a に O. M. Velozerkobski [17] の計算値と比較して示してある。またシュリーレン写真による半球の前方衝撃波の形状が図 4b に計算値と比較してあるが、これらの結果はいずれも非常によく一致しており、試作風洞における超音速気流のマッハ数が、2.04 と 1.94 の中間にあることが確認できた。次に、ノズル表面の静圧孔を用いて測定した風洞軸方向の静圧分布が図 5 に示してある。図によると窓の中心から下流へ 150mm 近くの断面まで流れはほぼ均一であるといえよう。また同図の静圧測定プローブによる風洞中心線にそった静圧分布から、風洞測定部におけるマッハ数は 1.99 であることがわかり、ほぼ設計通りの値が得られている。

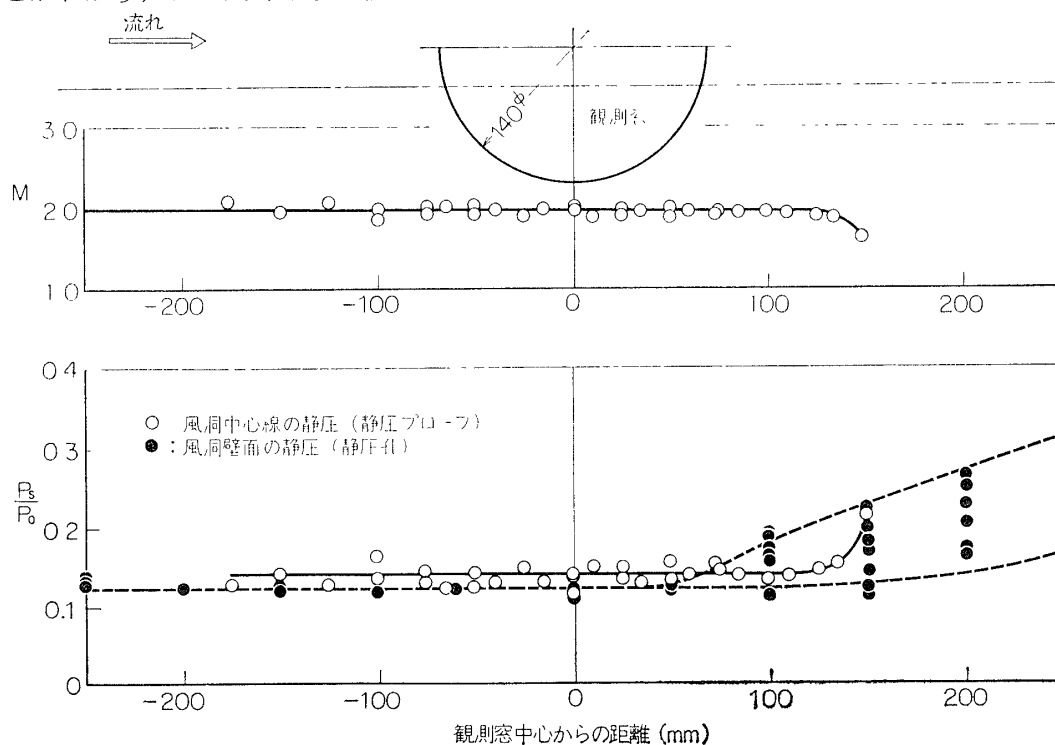


図 5 風洞軸に沿った静圧とマッハ数の分布

2.2 超音速空気取入口横型

空気取入口の設計にあたっては次のような幾何学的パラメータを決定しなければならない、すなわち、図6に示すように模型の長さ(L)、外径(D)、中心体の半頂角(θ_s)、カウリング先端と中心体先端を結んだ角度(θ_A)、カウリング壁の傾き角(ϕ_1 および ϕ_2)、および中心体後半部の傾き角(ϕ_2)などである。L/Dの比はバズの圧力変動振幅やその周波数に大きく影響し、 θ_s は円錐流れの剥離に関係し、また θ_A は流れがカウリング先端内になめらかに流入するかどうかを決定する重要なパラメータで空気取入口の効率を左右するものである。まず、表1に示すような従来の実験を参考にして、主要な変数であるL/Dおよび θ_s を決定するとともに、超音速流の発生条件を考慮して模型の外径を決めた。なお模型全体の構成にあたっては、中心体表面および各空間に配置するひずみ抵抗式小型示圧計(外径6mmφ)の取付や θ_A を変えるため中心体の取付位置の変更(スペーサ組合せNo. A~C、表2参照)、および模型の迎え角を可変とする機構などを考慮した。

模型の全体図を示す図7において、中心体の先端部には示圧計が埋込まれ、そのリード線は中心体の中空部、および模型支持の支柱内を通して風洞外へ導かれている。また模型の後半部には、直流モータ、減速歯車、超小型電磁ブレーキ、ボールネジ、および円錐状の絞り弁からなる絞り弁制御機構がある。これにより入口喉部(A^*)と出口(A_E)の面積比である絞り比(T.R.)を0~2.5の範囲に変化させることができる。

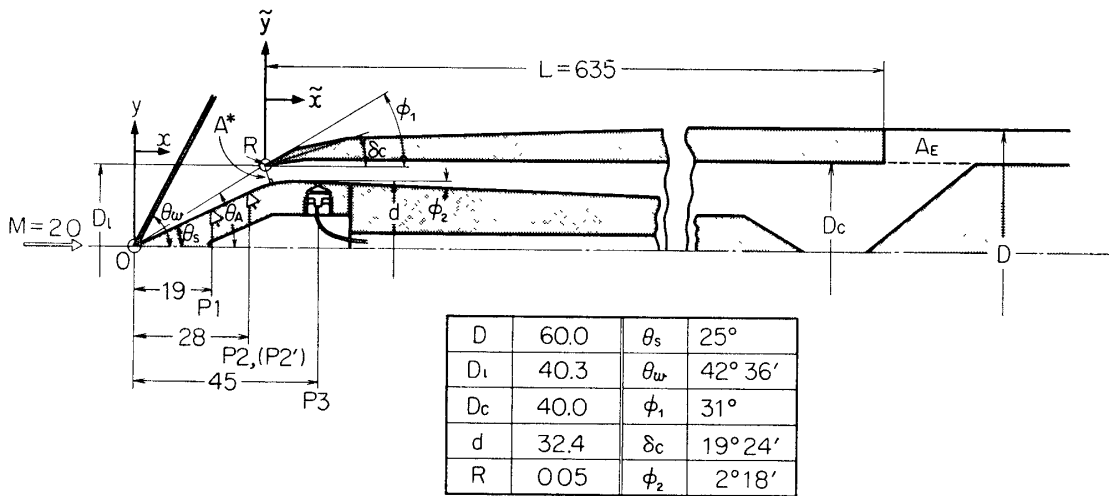


図6 外部圧縮型空気取入口模型(前半部)

表2 中心体の位置をかえる供試スペーサの組合せ

スペーサの組合せ	スペーサの厚さ		θ_A	A^* ; 最小喉部面積 mm ²	T.R. ($\equiv A_E/A^*$); 絞り比	カウリング先端部における空気流入角
	前 mm	後 mm				
No. A	9.045	10.955	31°36'	540	0~2.41	$\delta = 19°12' \approx \delta_c (19°24')$
No. B	14.045	5.955	35°48'	609	0~2.14	$16°54' < \delta_c$
No. C	4.045	15.955	28°03'	484	0~2.69	$21°42' > \delta_c$

θ_A ; 中心体先端とカウリング先端を結んだ線の勾配

模型の迎え角 (α) を変えるため、前部支柱は図 3 に示すように模型にかかる推力に耐えるとともに回転可能のようにベアリングで支持されており、後部支柱は上下 2 つの可動脚からできている。模型の迎え角 (最大 $\alpha = 5^\circ$) に応じて支持高さを変え得るようになっている。

2.3 実験方法

超音速風洞の前方にある整流筒の静圧は、ひずみ抵抗式示圧計で測定し、また、中心体およびカウリング壁面の静圧変動を、そこに装着された小型示圧計により、それぞれ計測する。なおこれらの測定は高速度カメラと同期をとりつつ、データレコーダに同時記録される。シュリーレン写真の光源としては西独 Impulsphysik 社製の超高速閃光装置「ストロボキン」を使用し、また 16mm 高速度カメラ (HIMAC HS) の露速度は入力電圧で適当に制御され、その最大露速度は約 6000f/s である。ストロボキンの閃光開始時期は露速度の最も安定したところで撮影することと、圧力の記録と映像との対応をとるためにフィルム全走行時間の約半分までタイマーによって遅延され、毎回の発光は、フィルムの各露に同期するようにしてある。

実験にあたっては、まず各計測器の動作を確認し、各示圧計の校正ひずみをデータレコーダなどの長時間記録計に記録する。次に風洞の運転を開始し、整流筒の圧力が規定値に制御された後、超臨界域における安定な衝撃波の形態がシュリーレン法により観測されたならば、風洞の測定部に一定な超音速流が得られたものとする。ついで直流モータにより絞り弁の位置を変えて所定の位置に電磁ブレーキにより固定する。その位置と各示圧計の出力はペンレコーダまたはデータレコーダに記録され、同時にパネル写真、または高速度写真が撮影される。この一連の経過は順次絞り比を変えながら繰り返される。このような方法で、スペーサの各組合せ (No. A, No. B および No. C) および種々の迎

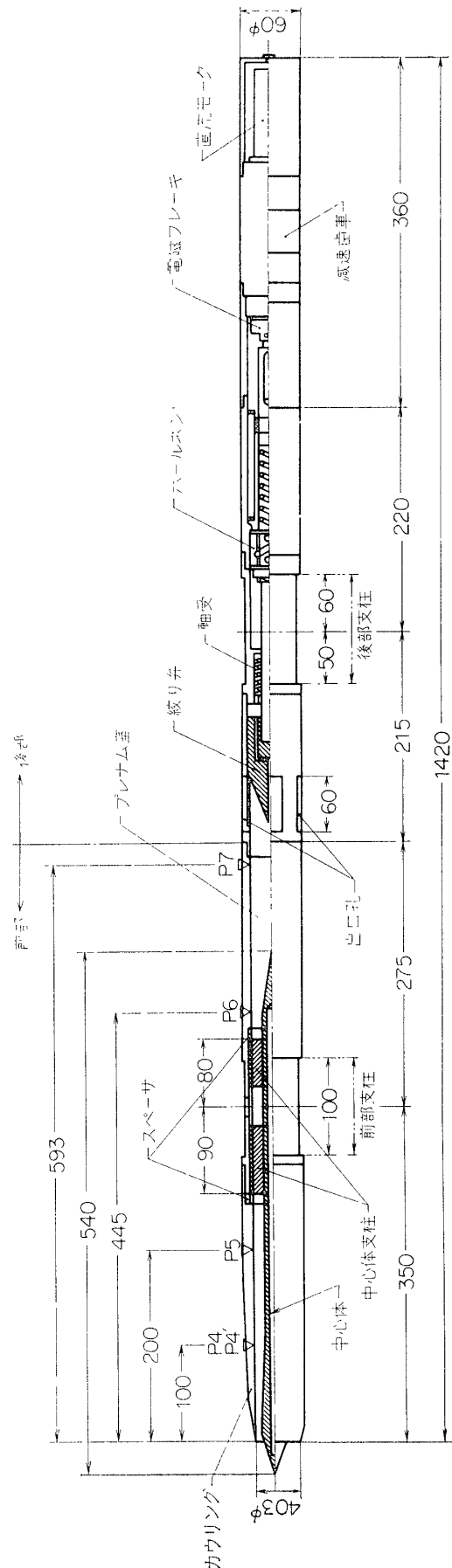


図 7 空気取入口模型の全体図

え角 (α) について実験を行なった。

3. 実験結果とその考察

3.1 特性曲線と静圧分布

a) 特性曲線 空気取入口模型のプレナム室における回復静圧 ($P_{r.c.}$) と、整流筒の全圧 (P_0) との比を回復静圧比とよび、これと絞り比 (T. R.) との関係を示す特性曲線が、各スパーサの組合せにつき、図8に比較してある。図によると絞り比の減少につれ、回復静圧は R. Hermann の指摘通りほぼ双曲線状に増大しているが、絞り全開近くでは、出口孔の構造による三次元的な影響のため、かなりばらついてゐる。いま、絞り比 T. R. = 1.1~1.2 以下になると、いわゆる亜臨界の作動範囲に入り、非定常な圧力変動を生じ、静圧の測定に

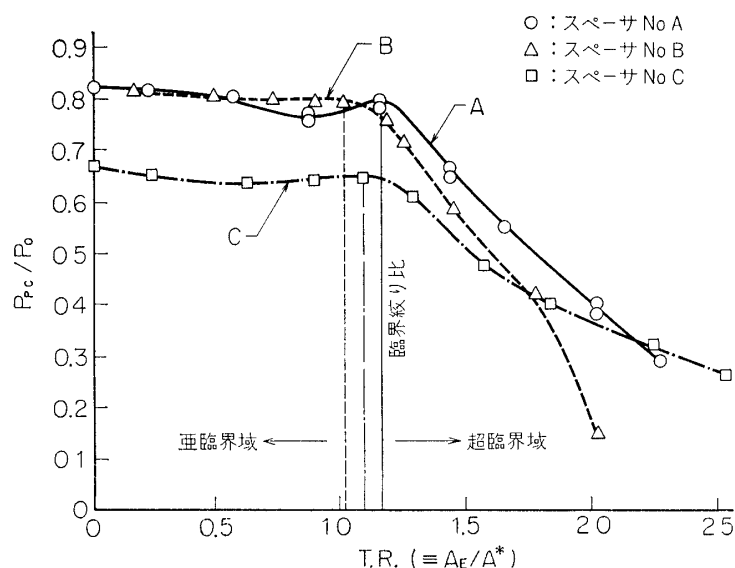


図8 静圧回復曲線の比較 (迎え角のない場合, $\alpha=0^\circ$)

あたっては、それらの平均値をとらねばならない。このときの絞り比を臨界絞り比といい、この点での回復静圧はいずれのスパーサについても最大値を示す。それを過ぎて絞り比を減少すると静圧も減少し、いわゆる正の勾配を示し、その絞り比範囲では R. B. Pearce [5] や R. L. Trimpi [9] の指摘するように、たしかにインレット・バズを発生している。さらに絞り比を減らすと僅かながら、再び静圧は上昇し、絞り弁の絞切り圧 (T. R. = 0) に達する。逆に絞り弁を順次開きながら、バズの発生と消滅についての履歴現象を調べたが、われわれの実験の範囲では、ほとんど認められなかった。

次に、これら特性曲線におよぼす迎え角の影響が図9に比較してある。3° または 5° の小さい迎え角ではあまり著しい相異は認められない。ただ臨界絞り比以下では、スパーサ No. A と No. B の回復静圧は、迎え角をつけると低下しており、No. C では、臨界値以上の絞り

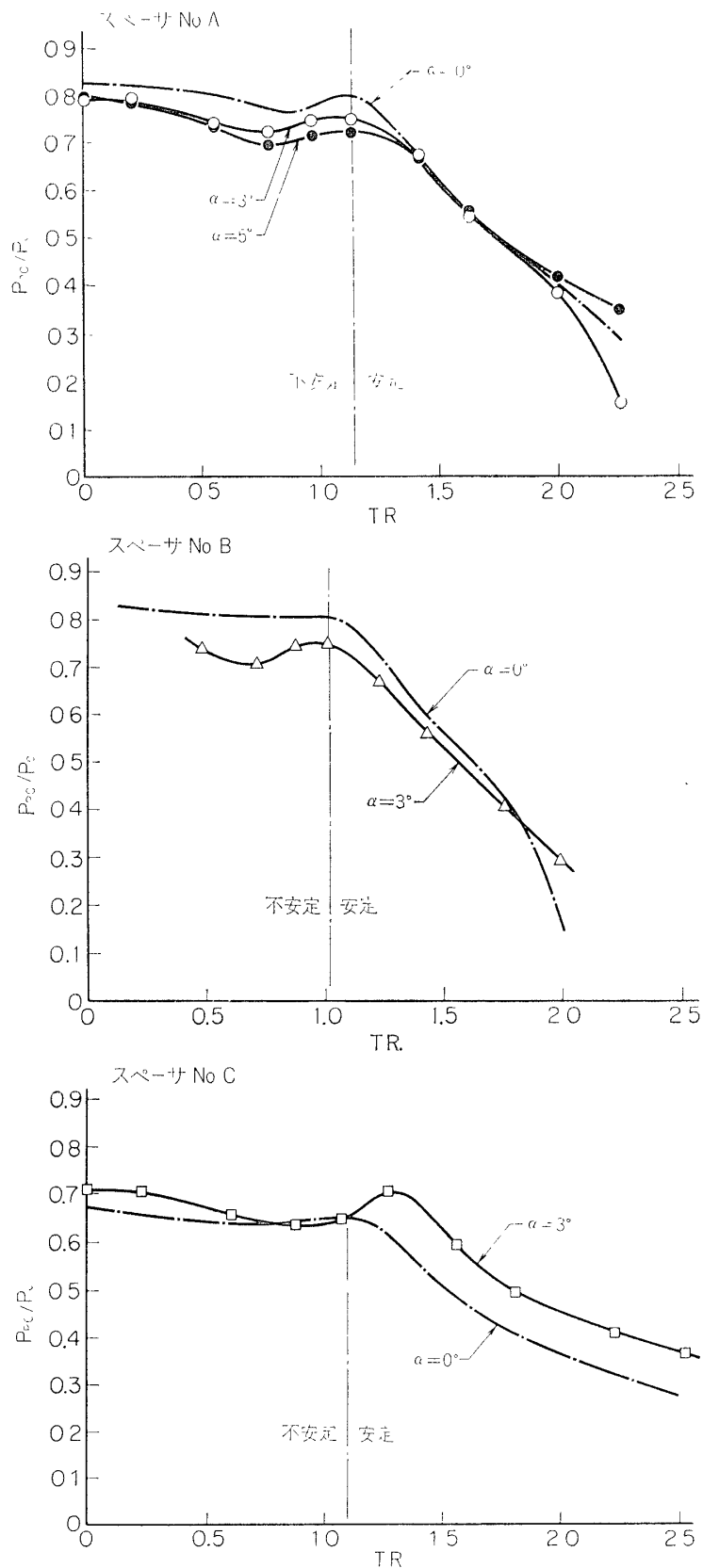


図 9 静圧回復曲線 (迎え角のある場合)

比範囲において、迎え角をつけるとむしろ回復静圧は上昇し、バズの発生する臨界絞り比もやや高い値にすれている。しかしこのことは、図8からわかるように、No. C ($\alpha=0^\circ$) の特性曲線が他に比べ劣っているためであり、No. C の特性曲線が迎え角によって改良されたものとはいえない。

b) 静圧分布 空気取入口模型の軸に沿って測定した壁面静圧の分布を図10に示す。静

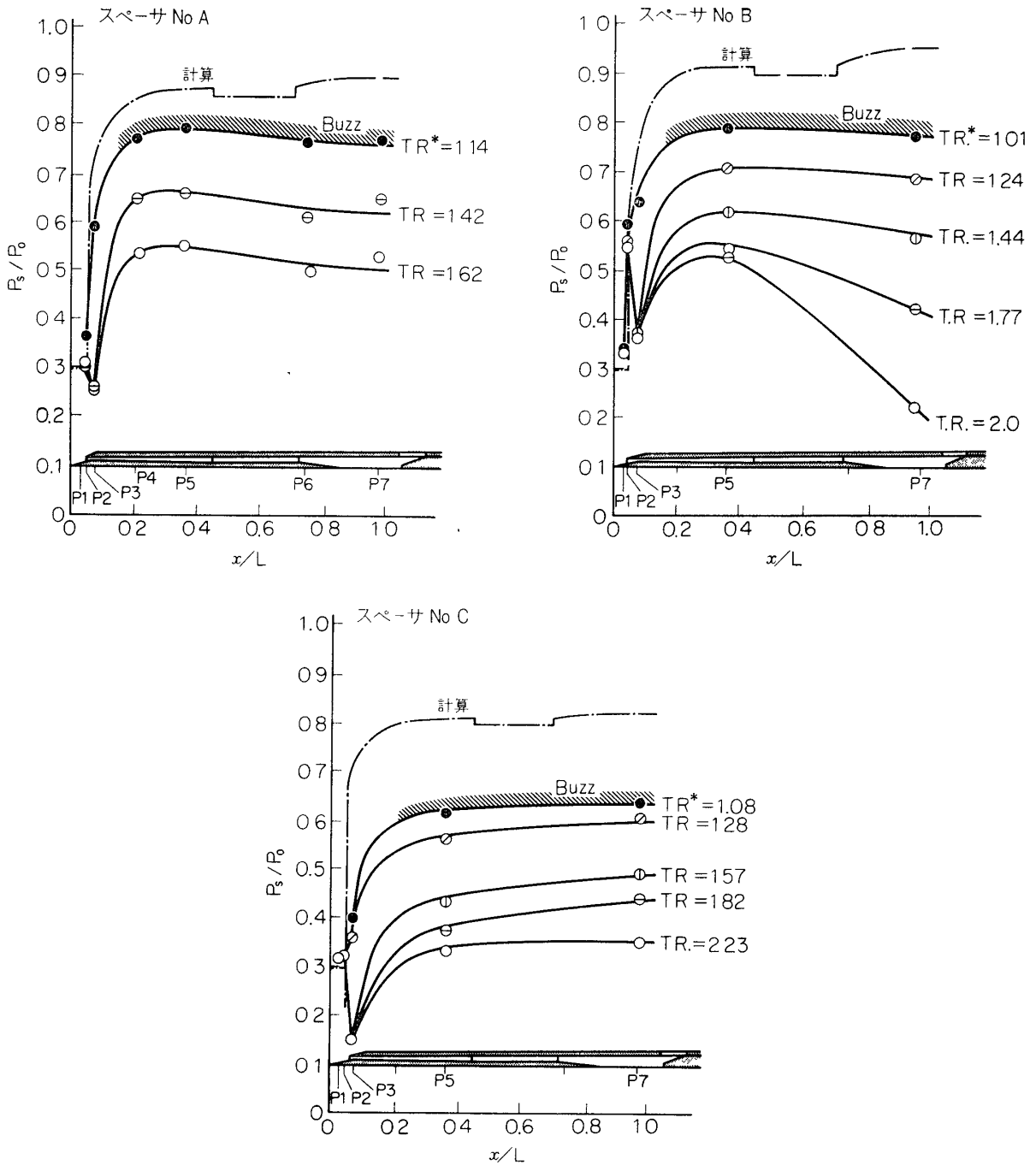
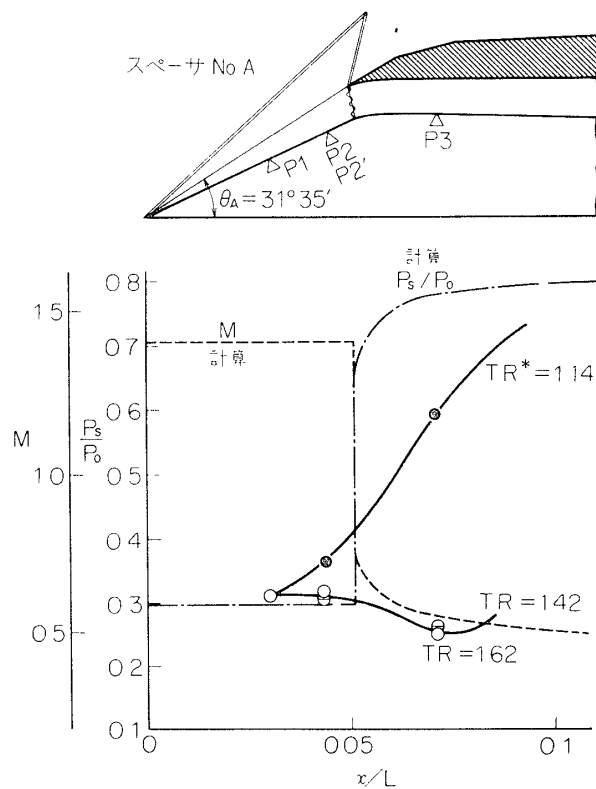


図10 模型軸方向の静圧分布 ($\alpha=0^\circ$)

圧の測定点は、円錐表面 (P1, P2, P2'), 喉部 (P3), 拡がり部における支柱の前方 (P4, P4', P5) と後方 (P6), およびプレナム室 (P7) の 9ヶ所であり, いずれの静圧も示圧計の指示の平均値から求めている. この静圧分布は, 絞り比 (T. R.) の減少につれ一様に増加しており, 臨界値 (T. R.*) 以下では明らかにバズを発生している. なお, 図には一次元等エントロピー圧縮を仮定した計算値も比較のために記入してあるが, T. R.* 時の静圧分布と定性的にはかなりよい相似を示している.

また, 中心体先端部やカウリング先端近くの静圧分布を示した図11には, 各スぺーサの組合せに対し, それぞれ衝撃波のパターンを仮定し, 円錐流れから求めた静圧とマッハ数の分布が比較のため記入してある. 中心体が設計位置にあるスぺーサ No. A と, 中心体が前方へ移動した No. C における静圧分布の傾向はかなり類似しているが, 中心体をカウリング中に引きこんだ No. B では, P2 の静圧が著しく増大しているが, これはカウル先端からの衝撃波がごく近くに入射するためであろう.

なお, バズ発生直前の静圧分布を比較した図12によると, 中心体の位置がカウリング内に引き込まれるに比例して, 静圧の値は増加しているが, その分布はいずれも相似の傾向を示している. またプレナム室の静圧 (P7) を, ひずみ抵抗式の示圧計と水銀マンメータとで測定したが, 図に示すように, 両者はよく揃っている. なお, 中心体先端付近の測定値 (P1~3) がややばらついているのは, 超音速気流による急激な温度変化などの影響によるものであろう.



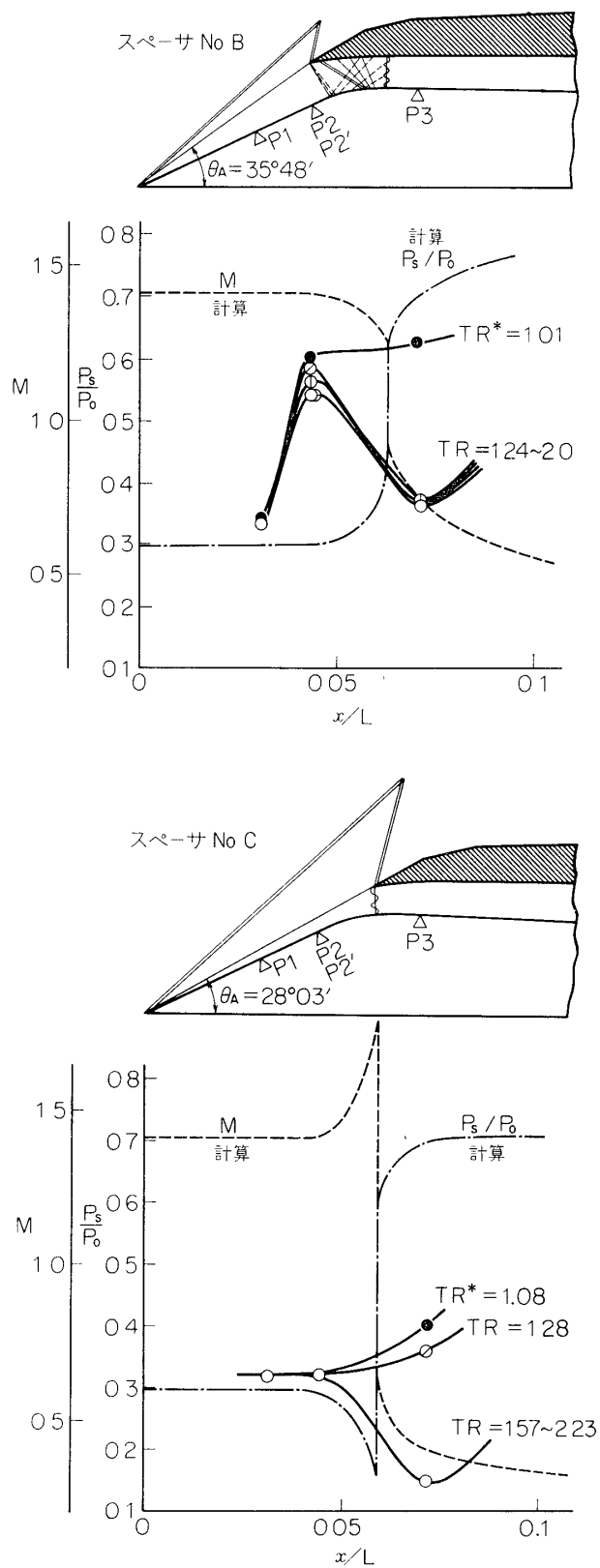
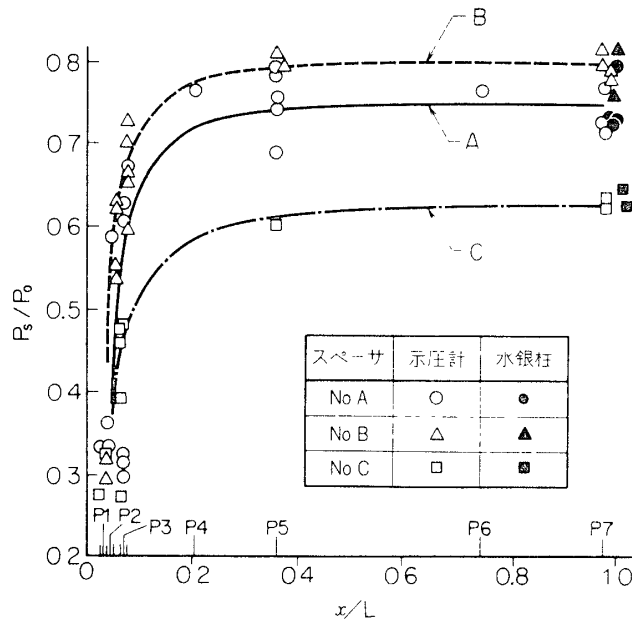


図 11 カウルリング先端付近の静圧分布 ($\alpha=0^\circ$)

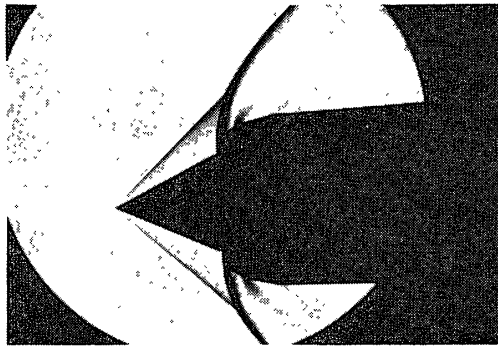
図 12 バズ発生直前の静圧分布 ($\alpha=0^\circ$)

3.2 インレット・バズの特性

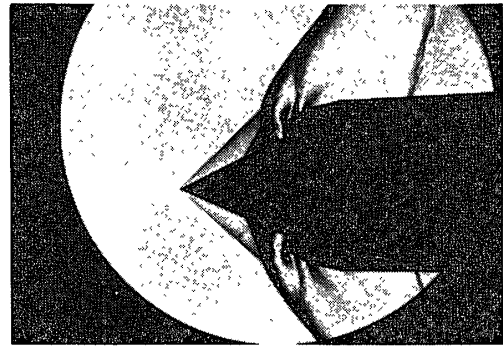
a) 圧力変動の記録

インレット・バズを発生しない絞り比範囲（超臨界域）では，図13に示すように衝撃波はカウリング先端に完全に付着しているが，臨界値より小さい絞り比範囲（亜臨界域）に入り，インレット・バズを発生すると，カウリングに付着していた衝撃波は，上流へ吐き出され特定の周期で激しく振動するようになる．これらの場合の代表的な瞬間写真が図13に示してある．このような亜臨界状態になると空気取入口模型の流れは，不安定な非定常流れとなり，模型に装着した示圧計は激しい圧力変動を示す．いま各スペーサの組合せにつき，絞り比を順次変えたときの各示圧計の記録が，図14に比較してある．図の圧力および時間の目盛りは各スペーサごとに揃えてある．超臨界ではすべての示圧計が安定な流れを示しているが，亜臨界になるとまず，カウリング先端付近の示圧計，たとえばスペーサ No. A では P2 と P2'，スペーサ No. B では P1 に最初の圧力変動が現われる．この No. B では中心体がカウリング中に最も押し込まれているため，衝撃波の影響が P1 にも現われたものであろう．これに対し，中心体が前方に出ているスペーサ No. C においては，P1 の示圧計はかなり低い絞り値になるまで圧力変動を感知していない．なお，スペーサ No. A と No. B のバズ発生時における低い周波数の圧力変動は，主として P2 (No. B の場合は P1 と P2) のみに認められ，喉部 (P3) や拡がり部 (P5) およびプレナム室 (P7) での変動は非常に弱い．

インレット・バズが一たん確立されると全示圧計の圧力はいずれも同じ低い基本周波波数で変動し（これを低周波バズという）P5 や P7 では正弦波に近い圧力変動を示している．しかし中心体上の P2 などは矩形形状の圧力変動を示し，その底部の期間の流れは安定であるが，頂部では高いモードの振動をしている．これはカウリングから上流に吐き出された衝撃波が，かなり激しく振動し，そのため中心体表面の境界層が乱れているのによく対応している．



スペース No A
T.R.=1.42



スペース No A
T.R.=0.55



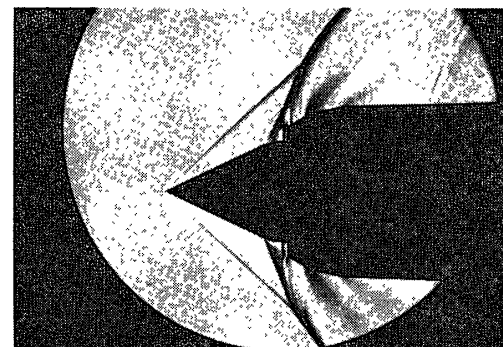
スペース No B
T.R.=1.24



スペース No B
T.R.=0.49



スペース No C
T.R.=1.82



スペース No.C
T.R.=0.60

超臨界域 (安定)

亜臨界域 (不安定)

図 13 模型入口近くの衝撃波の撮影例

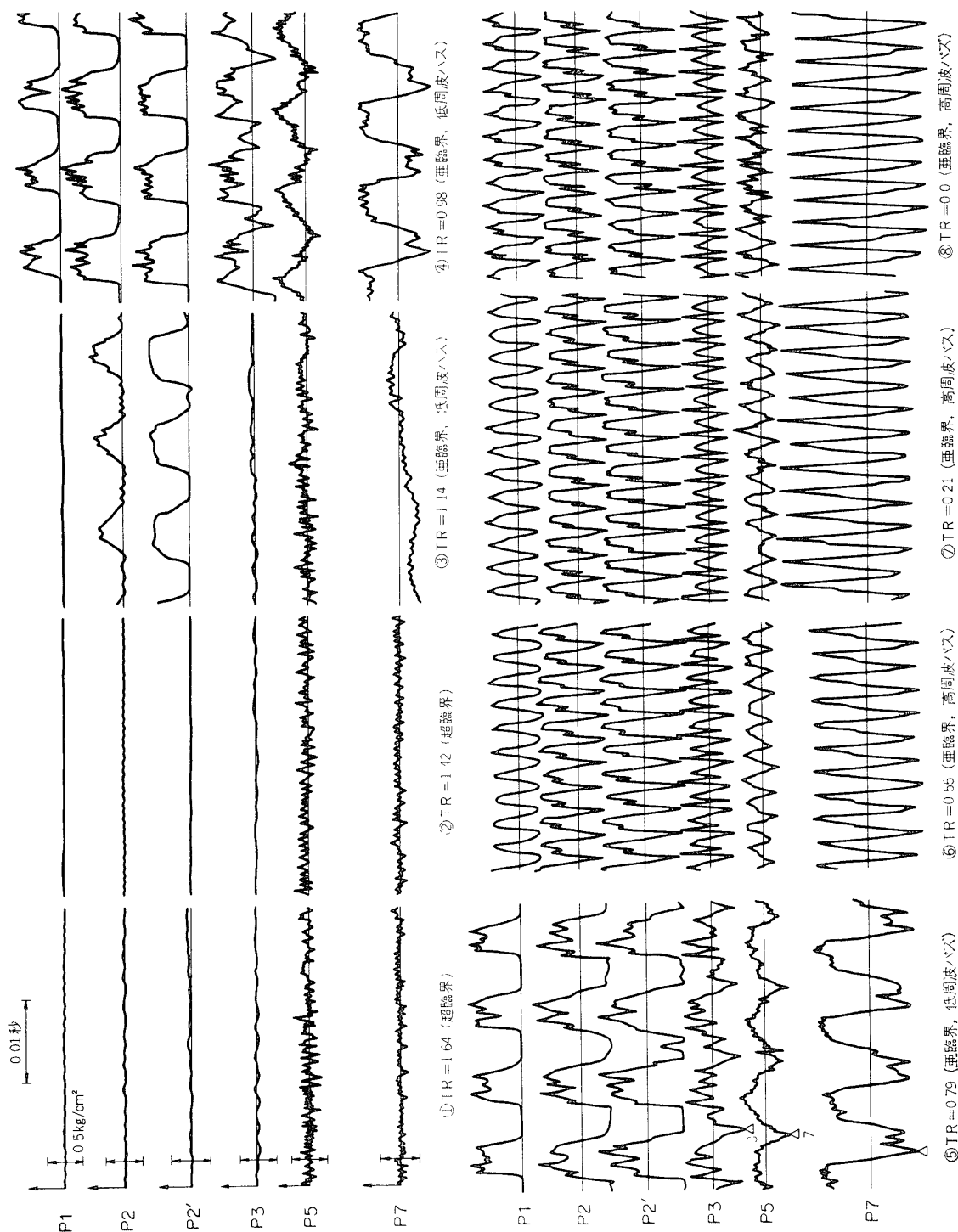


図 14 a 各絞り比における変動圧力の記録 (スペーサ No. A, $\alpha=0^\circ$)

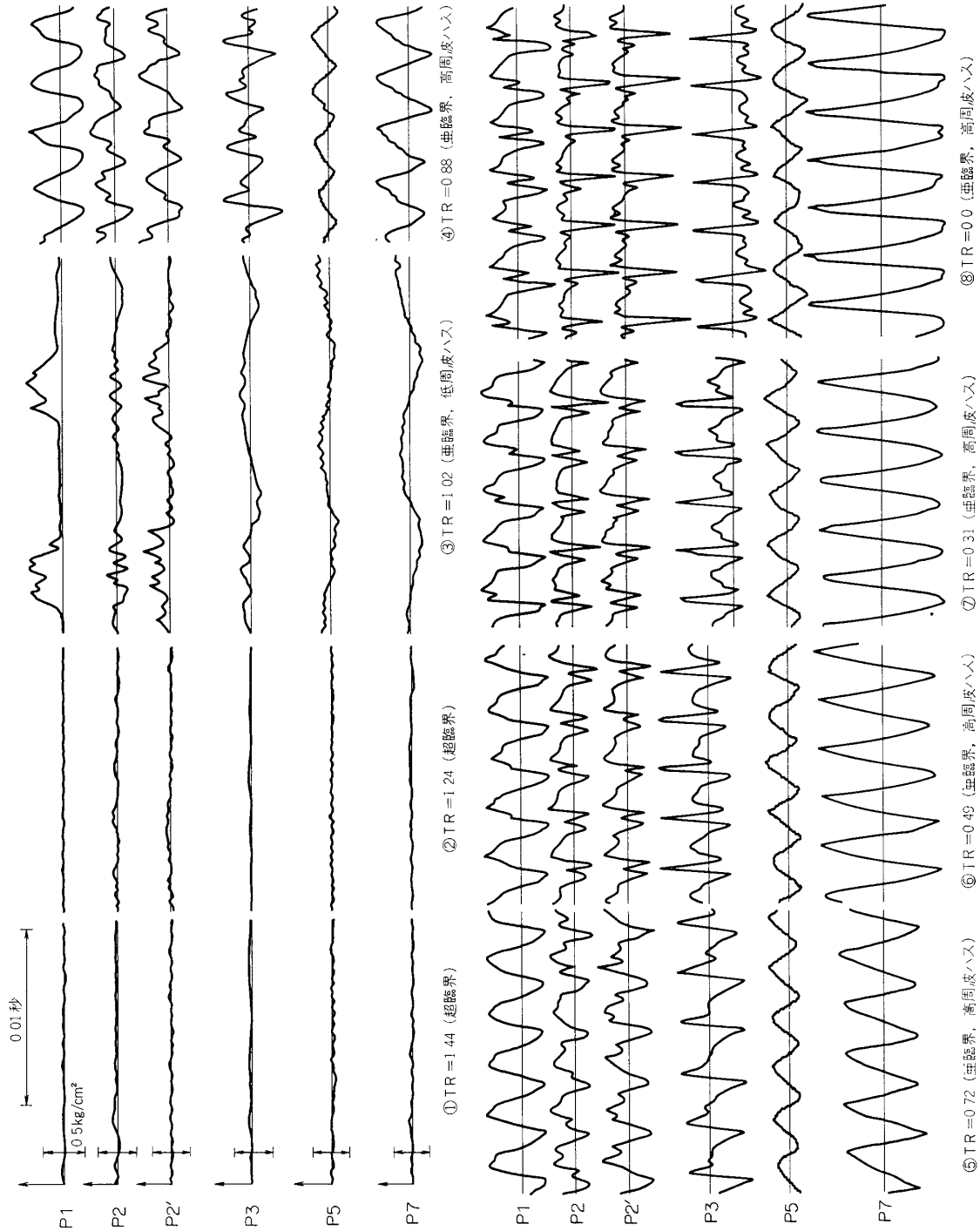


図 14 b 各絞り比における変動圧力の記録 (スパーサ No. B, $\alpha=0^\circ$)

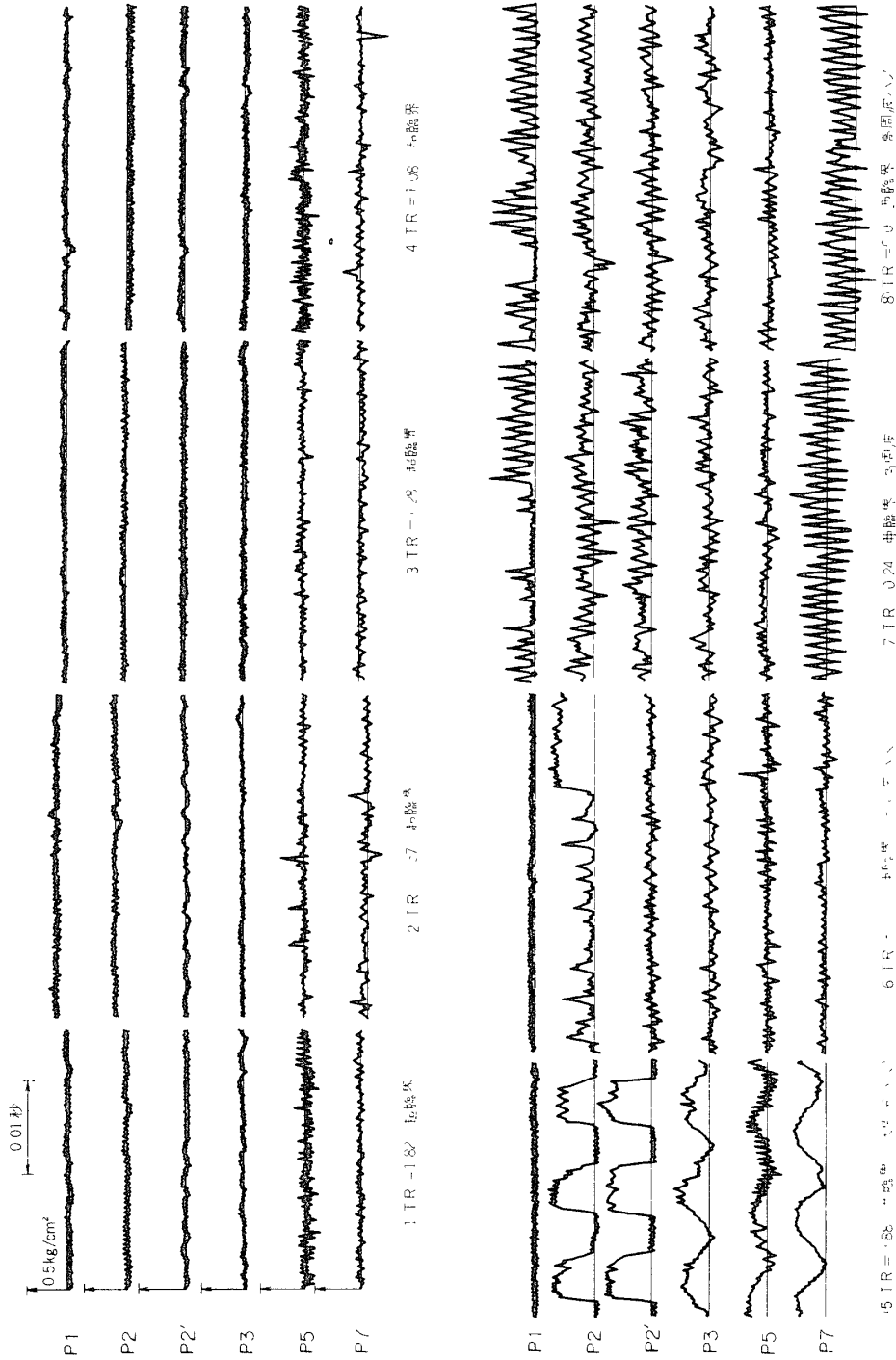


図 14c 各紋り比における変動圧力の記録 (スベーク No. C, $\alpha=0^\circ$)

さらに絞り比を小さくすると、No. A や No. B スペーサの低周波バズは、いずれもより高い基本周波数のバズ（高周波バズ、という）に移行する。しかし No. C の場合、P3 における変動圧力の振幅はもちろんその波形も不規則であり、なかでも P5 の圧力振幅は最も小さく、No. A や B のような明瞭な高周波バズを示しているとはいえない。

次にバズの発生過程および低周波バズから高周波バズへの遷移などにおける変動圧力の推移を明らかにするために、出口絞り弁をゆっくり閉じながら、各示圧計の圧力変動を記録した。図15によると、最初の攪乱は、P2 に連続的に現れ、そのうちの特に強いパルスに対して、他の示圧計（P3～P7）にまず応答パルスが数回不連続に現われ、その後は P2 とほぼ同じ連続した圧力変動が記録され、完全なバズに突入することを示している。このことからバズが発生するためには、すべての示圧計すなわち模型全体にわたり、ある大きさのパルス変動圧が誘起され、しかもそれが模型固有の振動数でくりかえされる必要のあることがわかる。

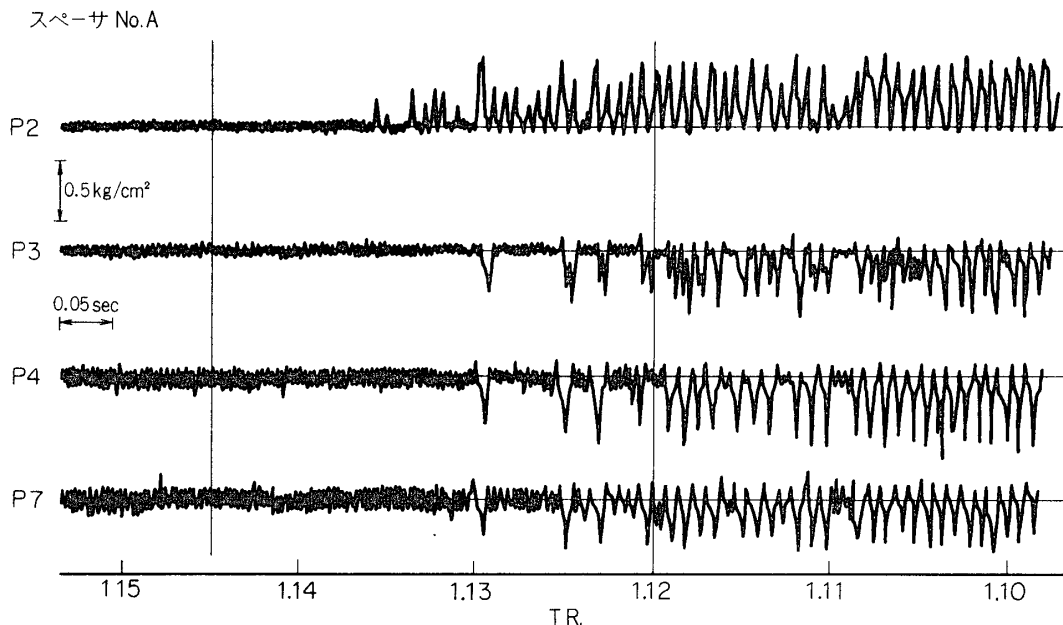


図 15 低周波バズの発生時における変動圧力の経過 (T. R. 1.5→1.10)

次にこの低周波バズの状態 (T. R. ≈ 0.778) からさらに絞り比を減少させると、図 16 に示すように、バズの圧力振幅は増減をくり返しているが、T. R. ≈ 0.753 付近で突然高周波バズに移行し、その状態は絞り弁全閉まで続き、圧力振幅は、低周波バズのそれとほとんど大差はない。なお T. R. ≈ 0.778～0.753 の遷移領域においては、連続的に絞り比を減少させているにもかかわらず、途中数回にわたり、バズの休止する期間のあることは特に注目し値する。またこの遷移中、各示圧計の圧力は互にほとんど同じ位相で変動している。これらの事実は、今後、理論解析を進める際、有効な示唆を与えてくれるものと考えられる。

b) バズの周波数と強さ 図14から図16までの圧力記録を周波数分析すると、図17のようなスペクトル分布が得られる。図によるといわゆる低周波バズは、110～120Hz の基本周波数と、その3倍の 350Hz 前後の周波数をもっており、さらに絞り弁を絞ると、高周波バズ

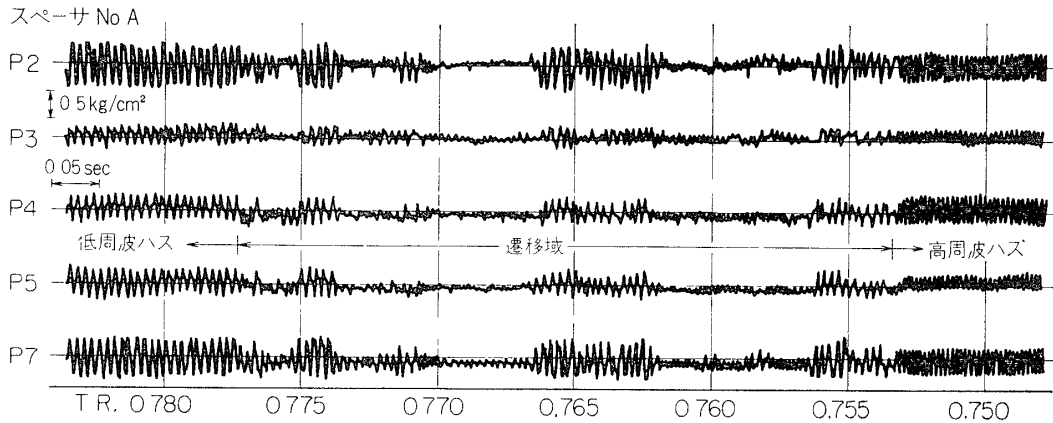


図 16 低周波バズから高周波バズへの遷移する際の変動圧力 (T. R. 0.78→0.75)

ズに移り、その周波数は約 360Hz, 730Hz, および 1100Hz であり、低周波バズの基本周波数の 3, 6 および 9 倍に相当している。いまの所、なぜこのような倍数の周波数を示すのか明らかではないが、この実験結果による限り、従来の単純なヘルムホルツの共鳴理論だけでインレット・バズを説明することは十分といえないことがわかる。図17 c, dにはスペーサ No B および C の高周波バズのスペクトル分布を示してあるが、振幅感度をとくに高くしたため、オーバ・スケールしている。No. B では基本周波数が $\sim 120\text{Hz}$ であり、P7 の示圧計には 2~9 の各高調波がすべて表われているのに、P1, と P2 の示圧計では 3, 6 および 9 の高調波のみが特に大きい。No. C では規則性がほとんど認められないが、 $\sim 960\text{Hz}$ の高周波成分が P2 および P7 の示圧計に表われており、それ以外にはあまり特徴的なことはいえそうにない。

いま、インレットバズの強さ ($\Delta P/P_0$) とその周波数成分 ($f\text{Hz}$) を各スペーサおよび迎え角につき、まとめて比較すると図18および図19のようになる。バズの強さを示すには、整流筒の全圧 (P_0) を基準に用いている。 $\alpha=0^\circ$ の図18において、バズの強さは、絞るにつれて増大している。しかしスペーサ No. A の遷移領域 (T. R. ≈ 0.8) においては、各示圧計とも一様に減少しているが、高周波バズに移ると、再び増大している。またスペーサ No. B ではかかる遷移時の減少を示すことなく単調に増加しており、スペーサ No. C のバズは、0.25 と小さいほぼ一定値を示している。さらに図によるとバズにはいくつかの固有の周波数成分が存在し、絞り比に応じてそのうちの1つがとくに優勢になるようである。その選択が何に基くかは今の所不明である。迎え角 $\alpha=3^\circ$ に対する図19によると、スペーサ No. A のバズ特性が著しく相違している。まず周波数はバズ発生時の 100~120Hz から、絞り比の減少とともに、 $\sim 400\text{Hz}$ に移り、再び 100~130Hz 低下し、絞り全閉では 680 Hz 前後を示している。このことを $\alpha=0^\circ$ の No. A が $\sim 100\text{Hz}$ から $\sim 400\text{Hz}$ に移り、これが全閉時まで続いているのと比べると、かなり異っている。また、バズの強さは 0.2~0.3 とほぼ一定であり、 $\alpha=0^\circ$ のように P7 の強さが 0.5 を越えることがない。No. B と C では、迎え角をつけてもあまり大きな相違を示していない。以上のことから、迎え角に対しては、むしろ設計通りのスペーサ No. A が大きい影響を受けるようである。

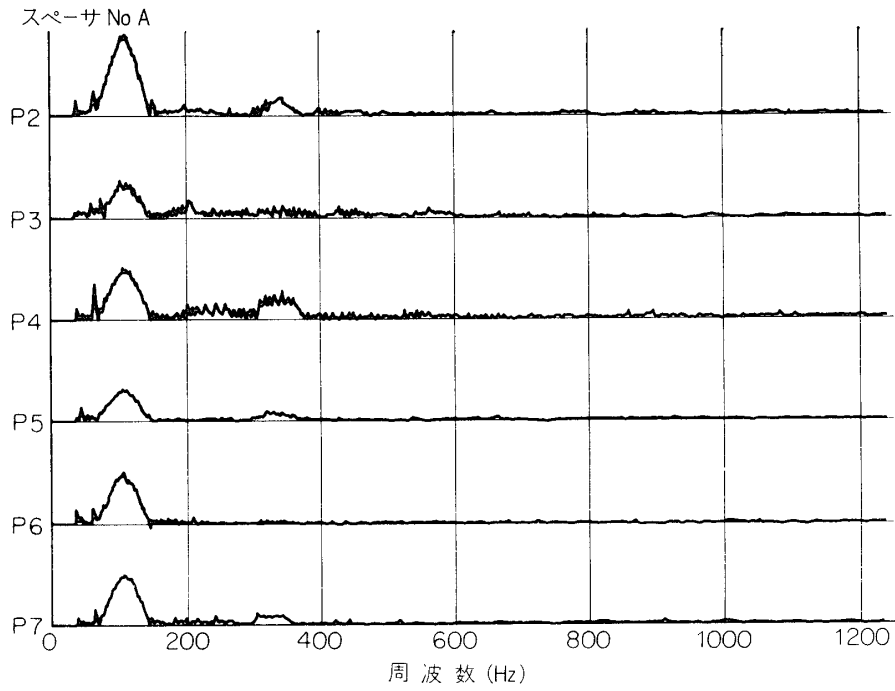


図 17 a 低周波バズ (スペーサ No. A, $\alpha=0^\circ$, T.R.=0.97)

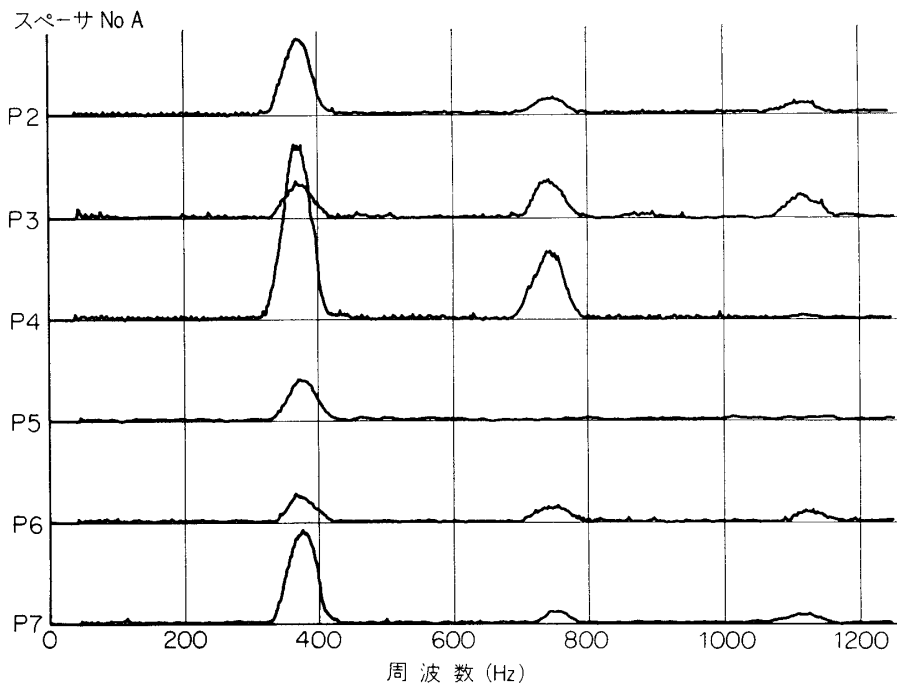


図 17 b 高周波バズ (スペーサ No. A, $\alpha=0^\circ$, T.R.=0.55)

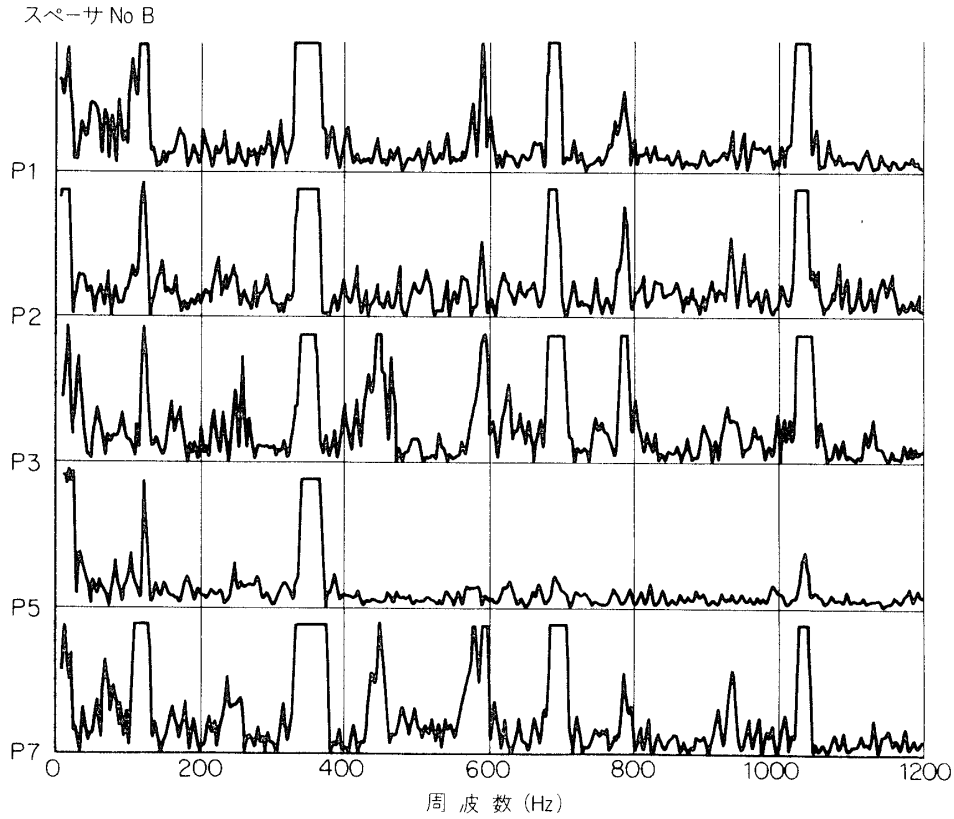


図 17 c 高周波バズ (スぺーサ No. B, $\alpha=0^\circ$, T.R.=0.72)

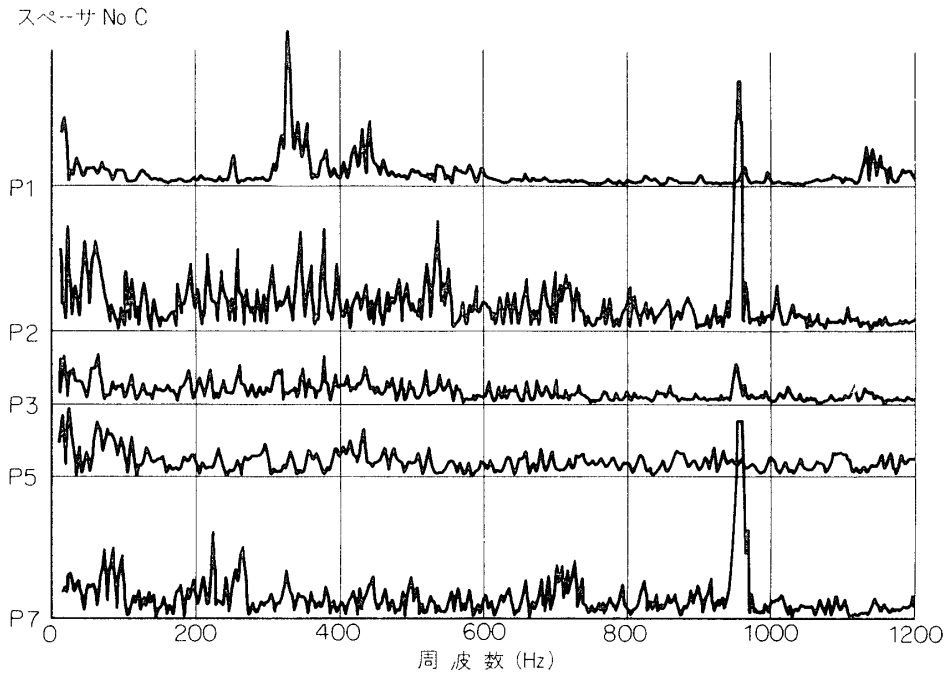


図 17 d 高周波バズ (スぺーサ No. C, $\alpha=0^\circ$, T.R.=0.24)

図 17 変動圧力のスペクトル分布

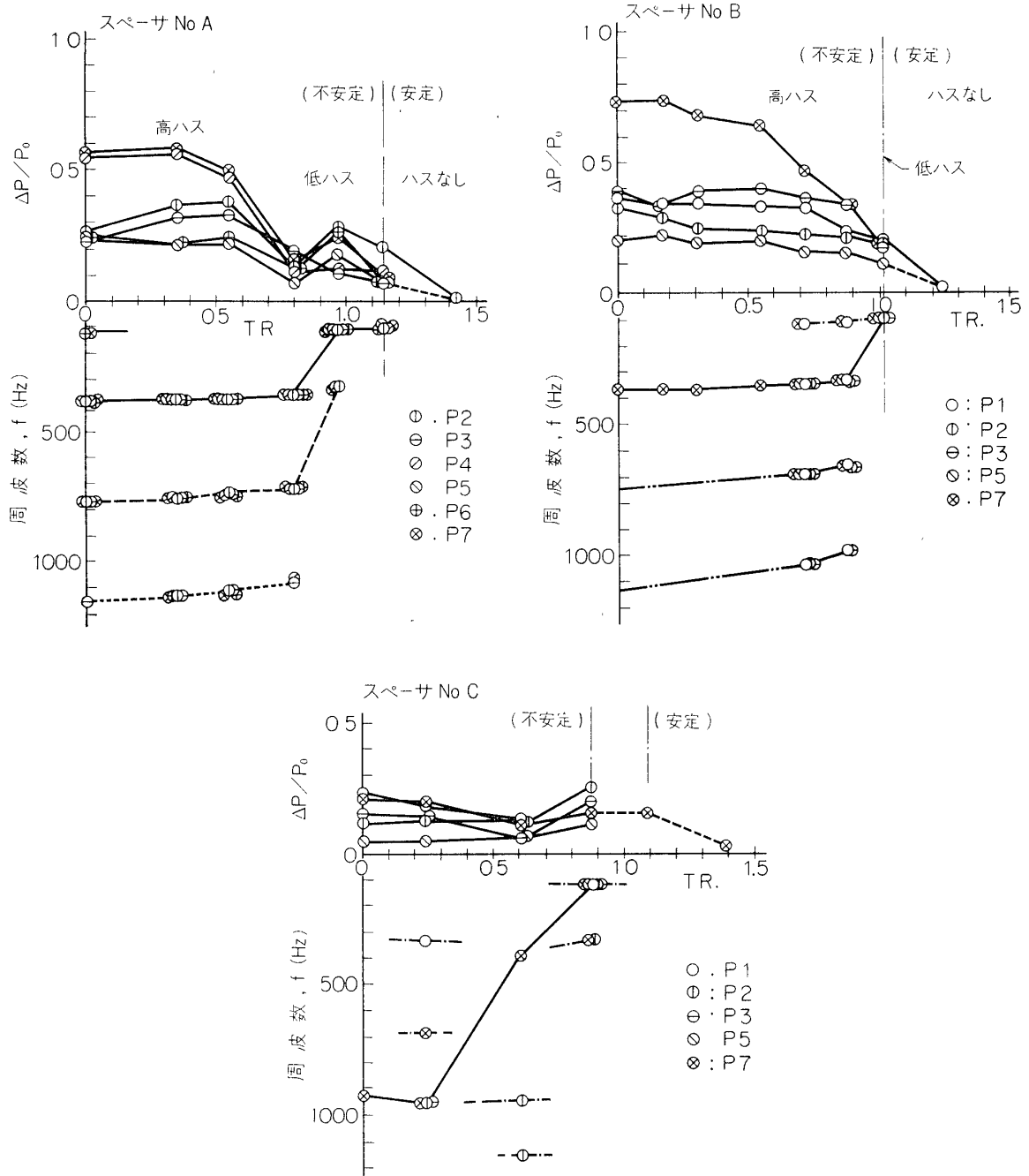


図 18 変動圧力の強さとその周波数 ($\alpha=0^\circ$)

3.3 高速シュリーレン写真の解析

バズ発生時における垂直衝撃波の動きと、模型各部の圧力変動との対応を明らかにする目的から、模型先端部の衝撃波をストロボキンを光源として、シュリーレン法により高速度カメラで撮影した。撮影は各スペーサにつき、迎え角を変えて行った。

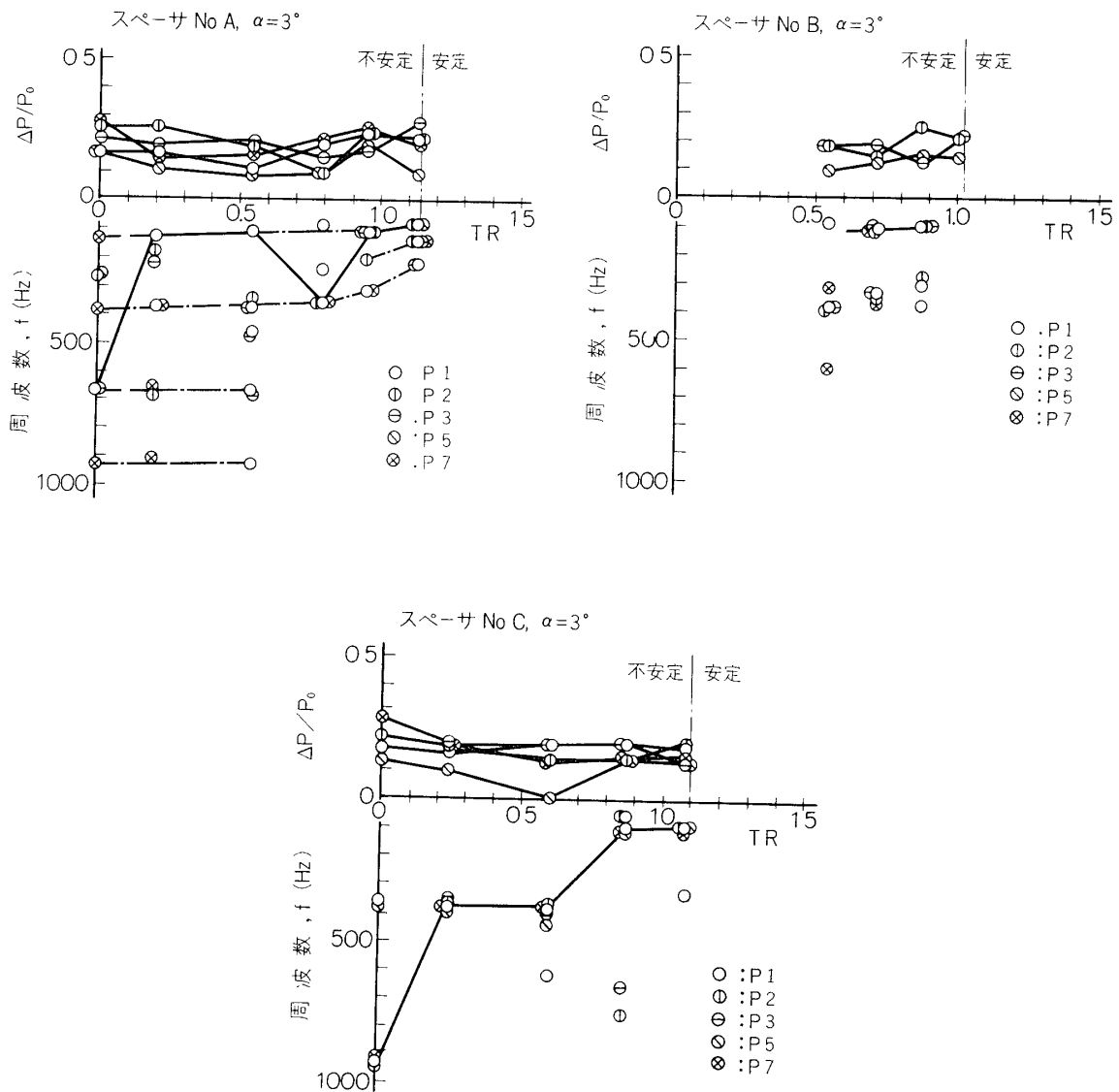


図 19 変動圧力の強さとその周波数 ($\alpha=3^\circ$)

図20 a は低周波バズ時における衝撃波の動きを示す連続シュリーレン写真である。齧数 No. 41では、丁度カウリング先端に付着している衝撃波が、No. 53~64 齧の範囲では、カウリングから最も離れた上流に移動している。なお、No. 56, 65~71 齧では、上・下の衝撃波に非対称が認められるが、これは中心体のわずかな偏心または流れのかたよりなどによるものであろう。齧数 No. 73 から約16齧の間、衝撃波はカウリング先端にひきつづき付着している。これらのバズサイクルから求めた周波数もやはり 110Hz 前後であり、さきの圧力変動のそれとよく一致している。

また、これら高速写真から各瞬間における衝撃波の中心体上の位置を求め、これを同時測定した模型各部の圧力変動と直接比較したものが図 20b である。喉部の上流 (P2)、下流 (P3) の変動圧力波形は、衝撃波の位置を示す波形と極めてよい相似を示している。すなわ

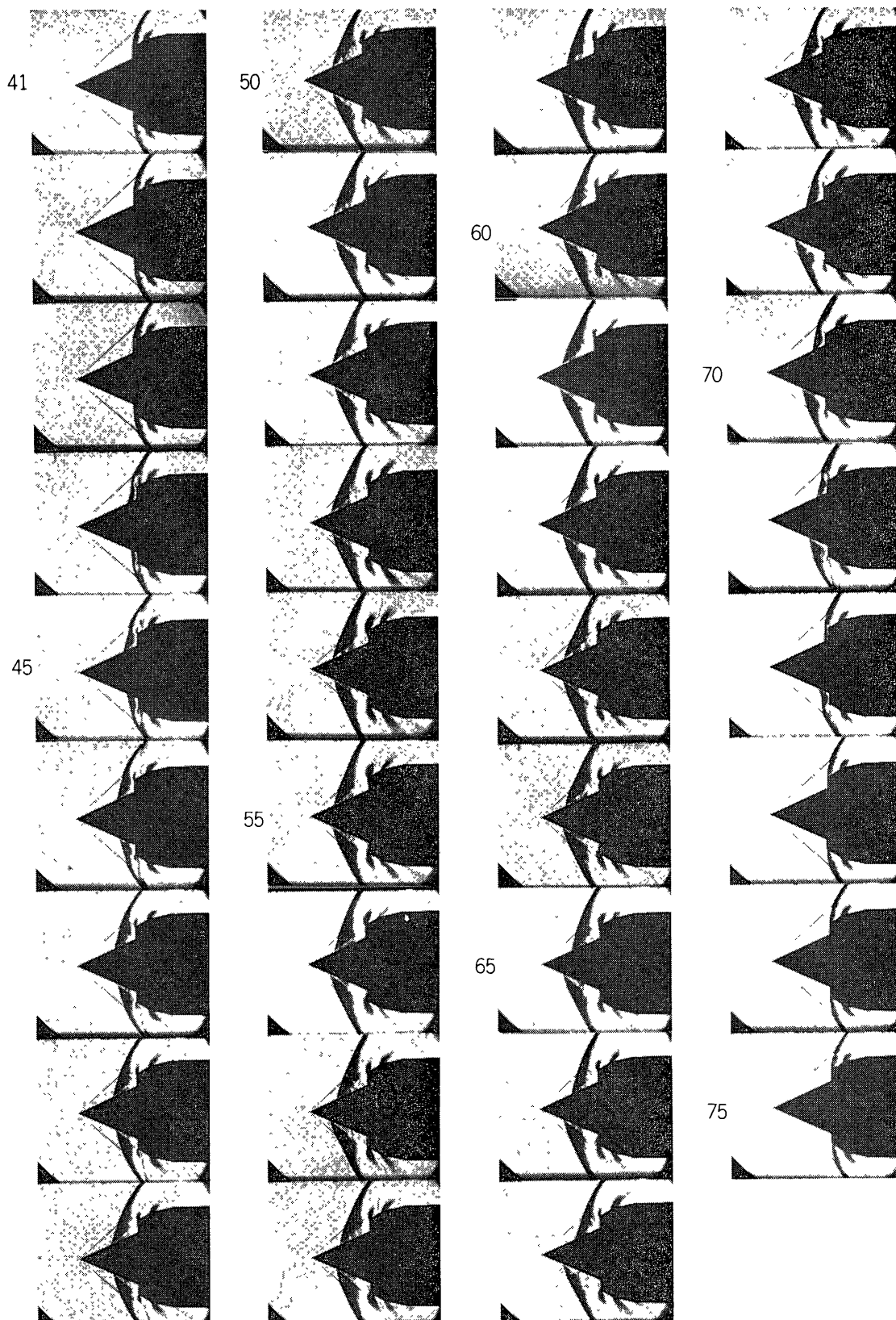


図 20 a 低周波バズにおける衝撃波の高速写真 (スパーサNo. A, $\alpha=0^\circ$, T.R. =0.97, 軸速度 5600F/S)

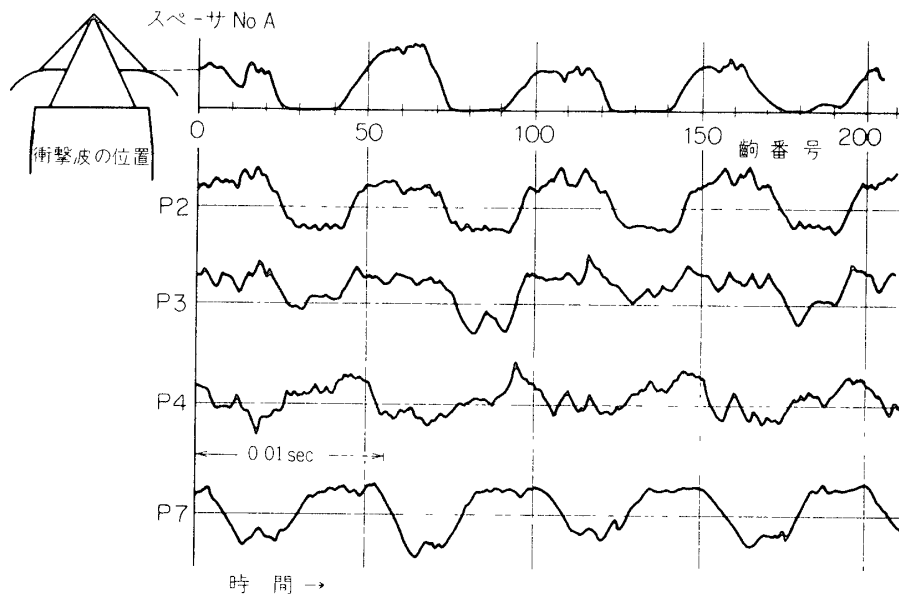


図 20b 低周波バズにおける圧力変動と衝撃波の位置との対応

ち衝撃波が完全にカウリング内に吸い込まれている期間の圧力は、やはり最も低く、衝撃波がカウリングから最も上流へ吐き出されている期間の圧力は、逆に最も高い。なお、この期間の圧力波形には高次の振動が重畳している。このことは、シュリーレン写真を注意深く観察すると、中心体の円錐面に近づいた衝撃波の脚がやはり、これに似た高い周波数で振動していることから円錐面上の境界層と衝撃波の干渉によるものと推測される。なお、喉部から約 100mm 下流の静圧 (P4) はかなり不規則な波形をしているが、プレナム室 (P7) の圧力変動は、むしろ矩形波に近い形状を示しており、図から明らかなように、衝撃波の動きすなわち P2、P3 の変動圧力に対し、約 15 駒、位相が進んでいる。この値は喉部下流の拡大部の平均流速を、マッハ=0.3 と仮定するときの位相進みとよく一致している。

次に、高周波バズ時の高速シュリーレン写真が図 21 a に示してある。駒数 No 22 でカウリング先端に付着している衝撃波は、No. 27 で最も上流に吐出され、No. 37 位から再びカウリング先端に密着する。この衝撃波の動きは約 360 Hz であり、図 21 b に示すように、P2~P7 の各変動圧力の波形とそれぞれある時間差をもってよく対応している。なお衝撃波の振動波形はかなり三角波に近く、さきの低周波バズにおける衝撃波のように、矩形波をして静止することなく、たえず移動していることかわかる。また P2~P4 の圧力波形は、高次の同調波 (約 730、および 1100 Hz) が重畳しているが、プレナム室 (P7) の圧力は、低周波バズの時と同様に、多少の位相差はあるが、衝撃波の動きと極めてよい相似を示している。

図 22 b はスぺーサ No B の高周波バズ (T. R = 0.76) におけるシュリーレン写真を示している。スぺーサ No. A の場合とよく似ているが、この場合、衝撃波は決してカウリング先端に付着することなく、その直前で約 3 駒の間静止し、再び約 3 駒の間に最上流まで移動する。この際の圧力変動は、図 22 a に示してあるが、とくに P3 は鋭いパルス状のピークを示している。いま、カウリング前方と静圧計 P3 の後流の 2 ケ所に衝撃波が存在することを仮

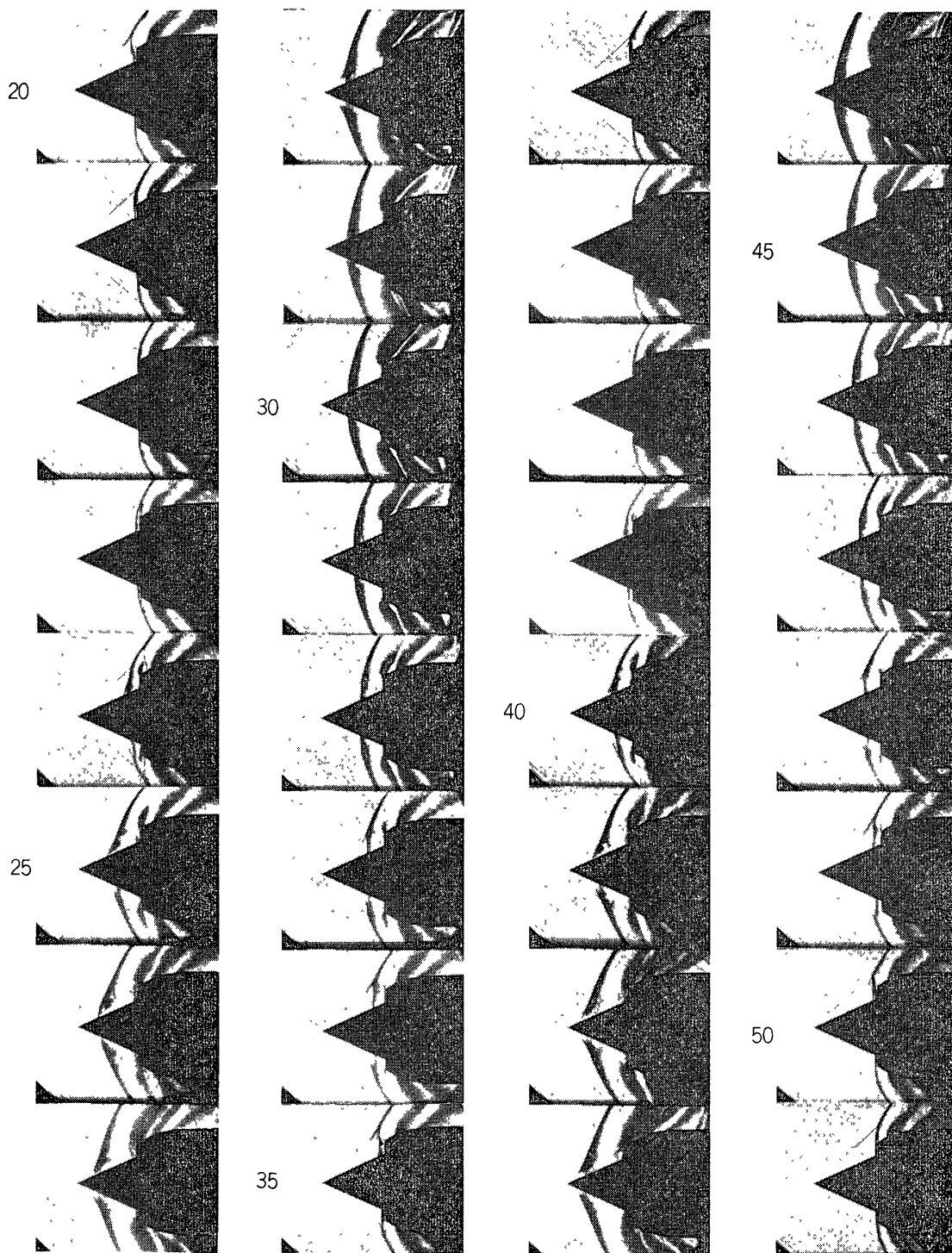


図 21 a 高周波バズにおける衝撃波の高速写真 (スパーサ No. A, $\alpha=0^\circ$, T.R.=0.67, 齧速度 5800F/S)

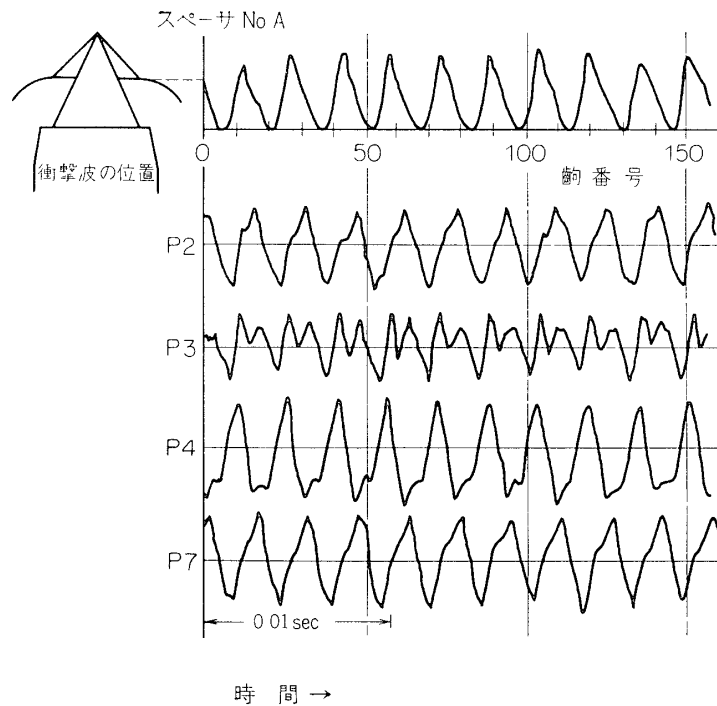


図 21 b 高周波バズにおける圧力変動と衝撃波の位置との対応 (T.R.=0.67)

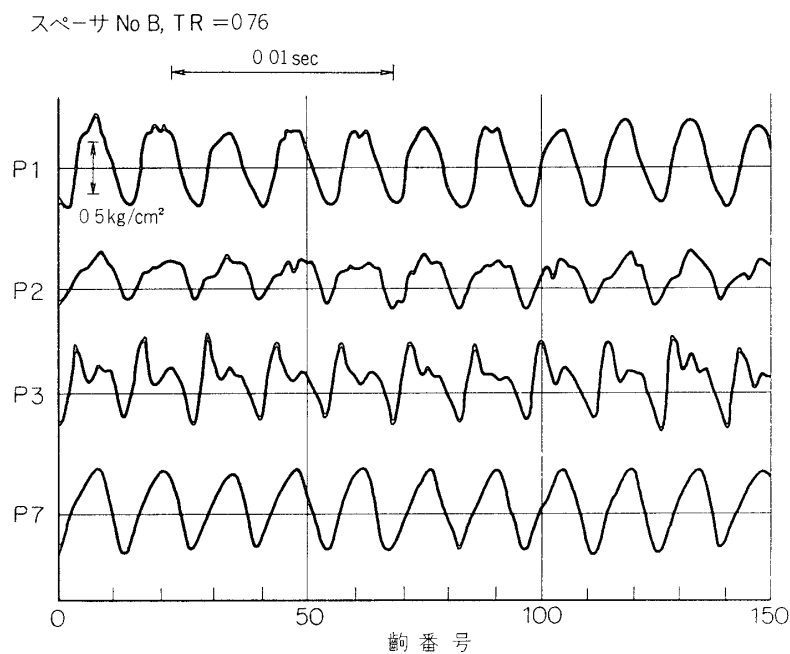


図 22 a スペーサ No. B の高周波バズ その 1 における変動圧力 ($\alpha=0^\circ$, T. R.=0.76)

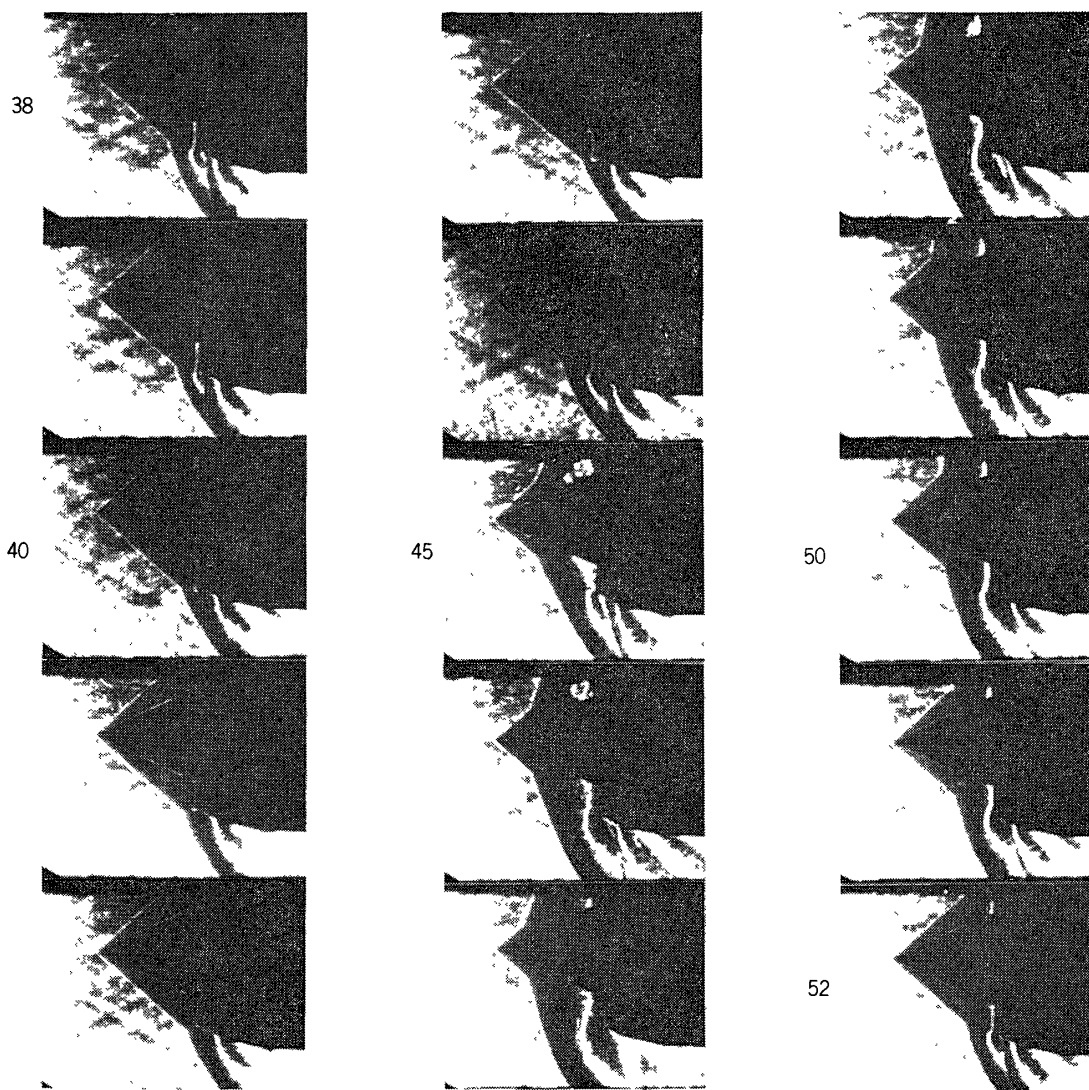


図 22b スーパーサ No. B の高周波バズ その 1 における衝撃波の高速写真
($\alpha=0^\circ$, T.R.=0.76, 鹵速度 4,400 f/s)

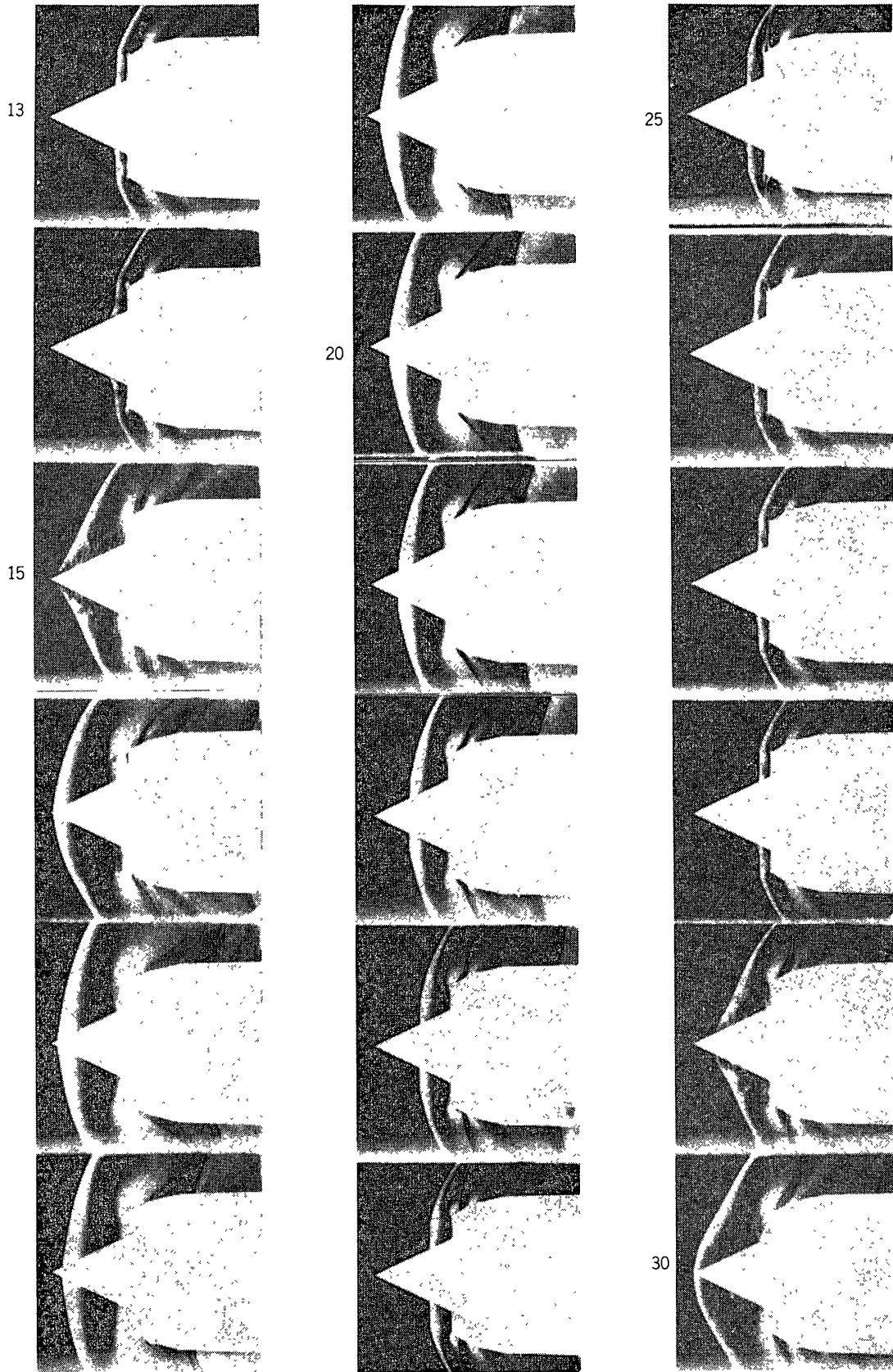


図 23 スペーサ No. B の高周波バズ その 2 における高速写真 ($\alpha=0^\circ$, T.R.=0, 颯速度 5100 f/s)

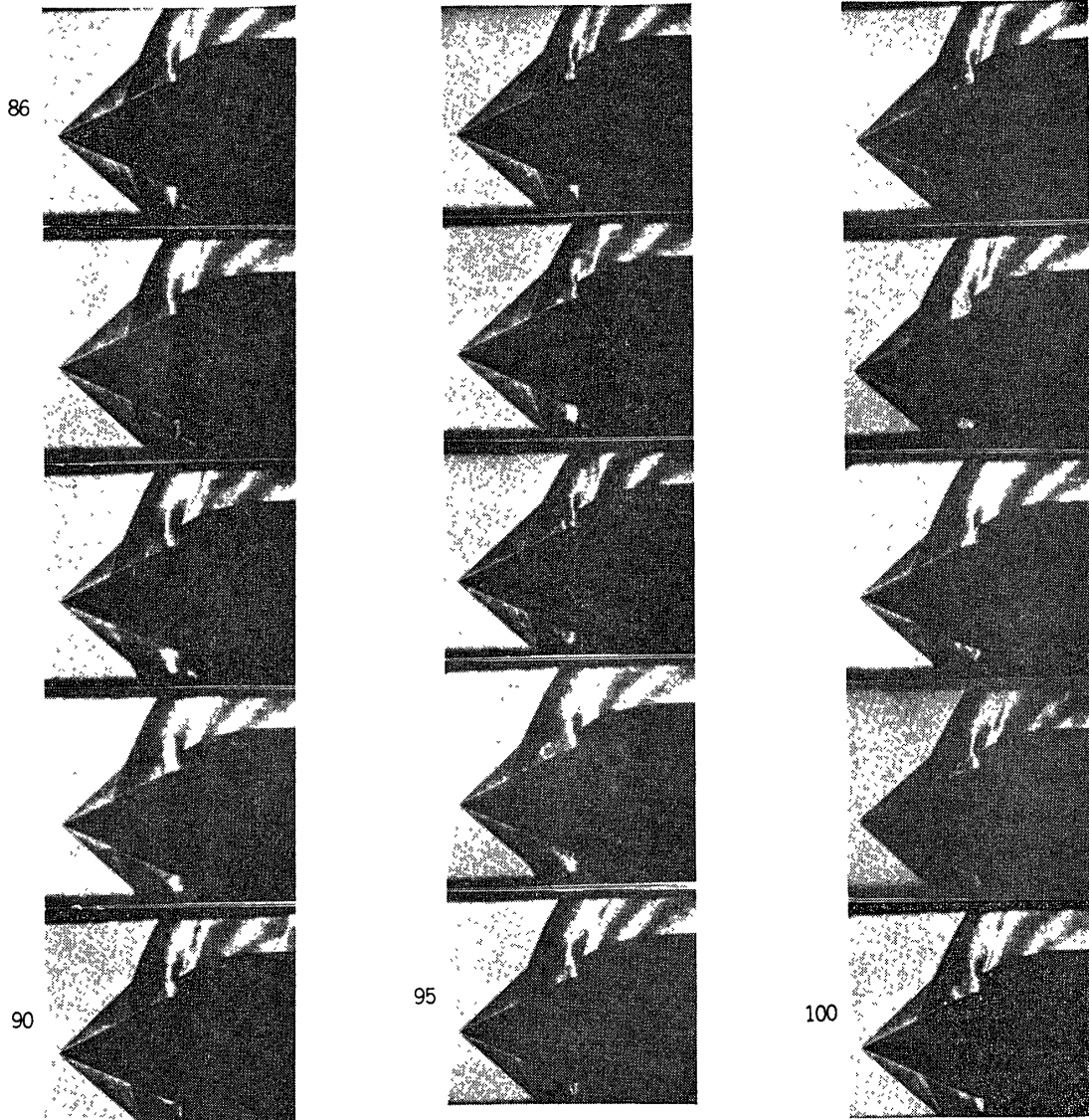


図 24 a スペーサ No. C の高周波バズにおける衝撃波高速写真
($\alpha=0^\circ$, T.R.=0.24, 齧速度 4900 f/s)

スぺーサ No C, TR = 0.24

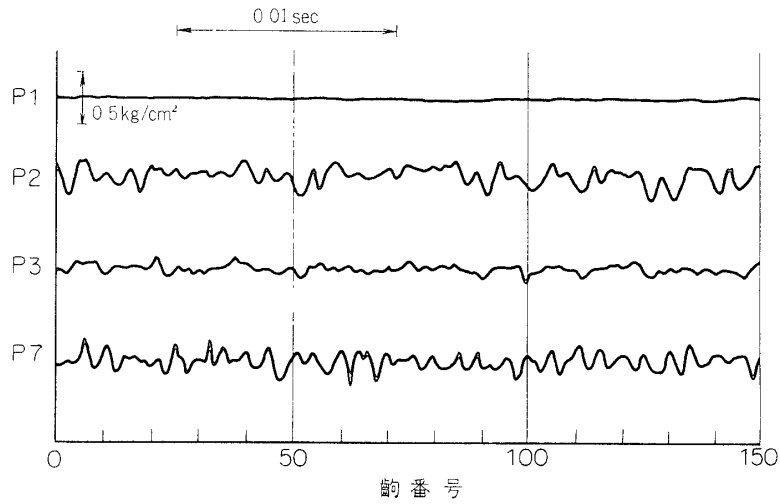


図 24 b スぺーサ No. C の高周波バズにおける変動圧力
($\alpha=0^\circ$, T.R.=0.24)

スぺーサ No A, $\alpha=5^\circ$, TR = 1.02

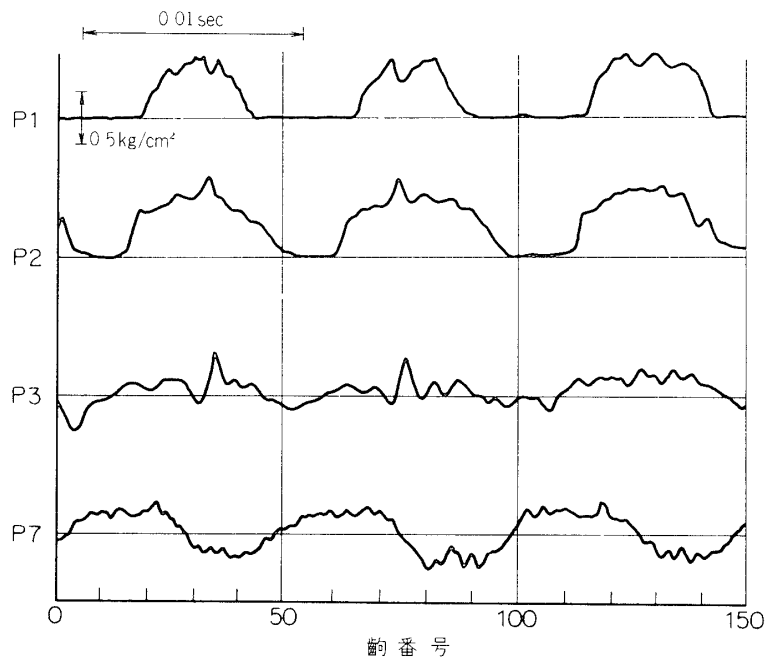


図 25 a 迎え角をつけた時の低周波バズその 1 における変動圧力
(スぺーサ No. A, $\alpha=5^\circ$, T.R.=1.02)

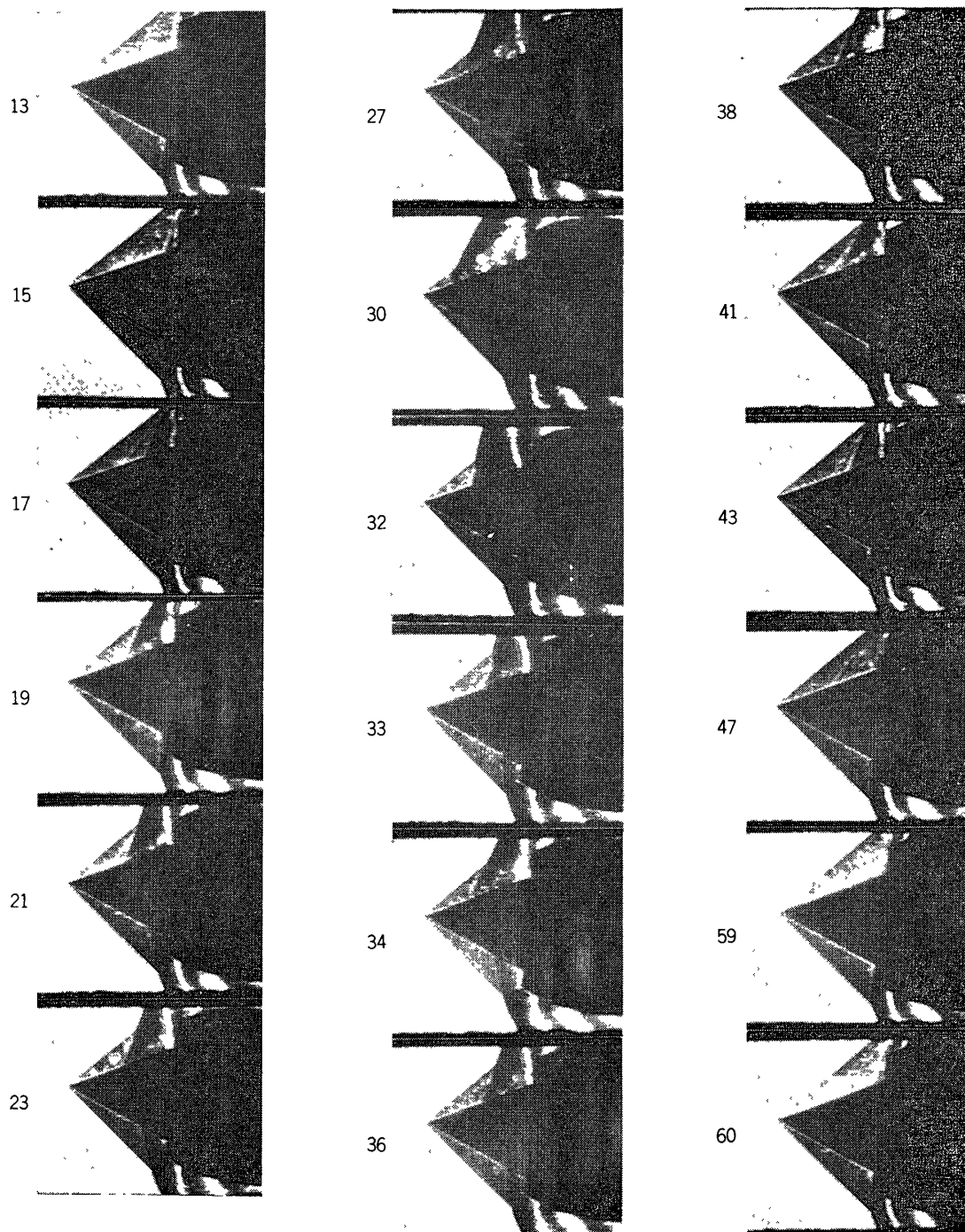


図 25 b 迎え角をつけた時の低周波バズ その 1 における衝撃波の高速写真
 (スパーサ No. A, $\alpha=5^\circ$, T.R.=1.02, 齧速度 4900 f/s)

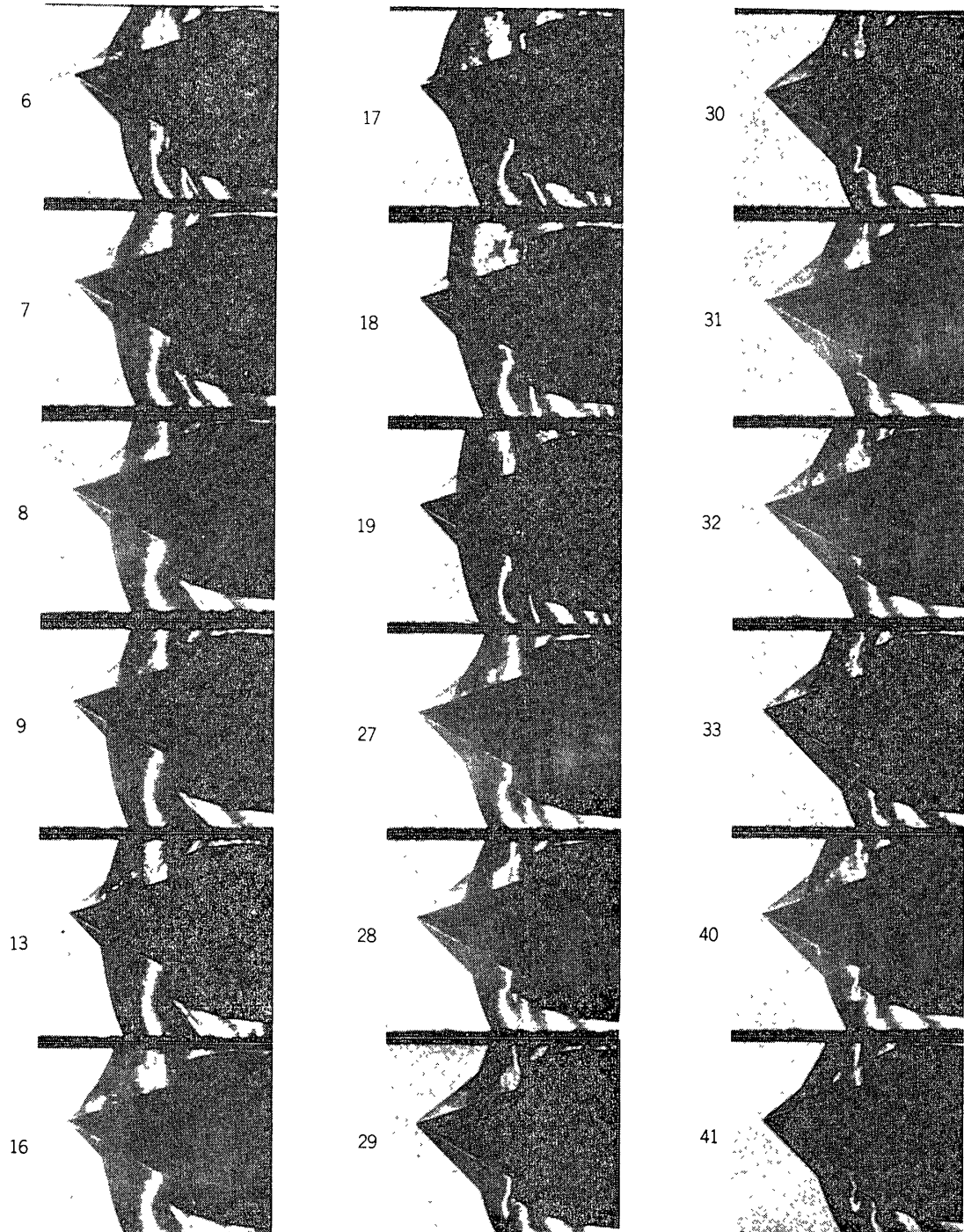


図 26 a 迎え角をつけた時の低周波バズ その 2 における衝撃波の高速写真
 (スパーサ No. A, $\alpha=5^\circ$, T.R.=0.35, 撮影速度 4800 f/s)

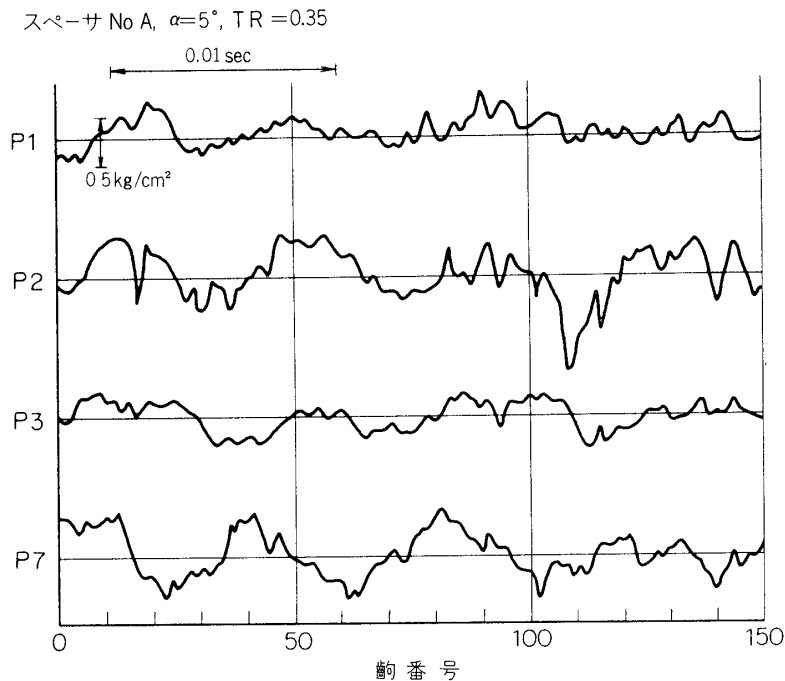


図 26 b 迎え角をつけた時の低周波バズその 2 における変動圧力
(スパーサ No. A, $\alpha=5^\circ$, T.R.=0.35)

定しよう。まずパルス状のピークは、カウリング内の衝撃波が上流に動いたことを示すもので、このため前方の衝撃波もさらに上流へ移動し、P1, P2 のような圧力上昇を示す。その後流入空気量の減少のため、P3 の圧力は急に低下し、2 つの衝撃波は再び下流へ移動して、高周波バズ ($f \approx 350\text{Hz}$) の 1 サイクルを完了する。すなわち、P3 の変動圧力波形は、バズの基本周波数の上に、カウリング内のパルスの衝撃波の動きが重畳したものと見えよう。図 23 は、完全に絞った場合 (T.R.=0.) のシュリーレン高速写真であり、垂直衝撃波の移動がとくに激しく、中心体の先端近くまで達しており、図 22 と同様にカウリング内に戻っていない。このときの周波数は約 370 Hz 前後であり、この値は、単純なヘルムホルツの共鳴周波数とよく一致している。

中心体を設計点より前方に移動したスパーサ No. C における高周波バズのシュリーレン写真が図 24 a に示してある。すでに図 18 で指摘したように、No. C では、とくに高い周波数 ($f \approx 960\text{Hz}$) のバズを生じている。すなわち、カウリング前方に移動した衝撃波は、ほとんどその位置を変えることなく、小さい変位で激しく振動しており、たとえば、断面 87 では後退し、次の 2 断面は前進し、No. 91 ではもとにもどっている。この場合も衝撃波はカウリング先端まで戻ることは決してない。また図 24 b によると、P1 の示圧計はかなり前方へつき出ているため、バズによる圧力変動をほとんど示さず、他の示圧計は、いずれも、かなり不規則な変動波形を示している。

最後に、スパーサ No. A に迎え角をつけた場合のシュリーレン写真と変動圧力の代表例を図 25 および図 26 に示す。図 25 (T.R.=1.02) では、衝撃波はカウリング先端に付着した状

態と、中心体円錐面 1/2 の近くまで吐出された状態との間を振動しているが、図26 (T. R. = 0.35) では、中心体先端とその円錐面の途中との間を振動し、決してカウリング先端まで戻っていない。しかし、いずれの場合も 110Hz 前後の低周波で振動している。次に変動圧力の波形は図25 a では比較的矩形に近いが、図26 b ではむしろ正弦波に近く、かつかなり高周波を含み、不規則である。一般に迎え角をつけると、概してバズの強さは弱くなり、衝撃波の非対称性が目立つようになる。たとえば中心体円錐の上面の衝撃波がより上流に吐き出され、その背後に広い剝離域が認められる。しかしバズの開始時の絞り比やバズの周波数などは迎え角のない場合と比べほとんど変りがない。

3.4 ピトー型空気取入口による考察

前節までは、スパイク型空気取入口についての実験結果を述べてきたが、その考察をするにあたり、参考のために、最も単純な形状のピトー型空気取入口について実験を行った。模型は、とくに新しく設計することなく、従来使用していた模型から中心体を取除いて代用した。

図27には回復静圧と前方衝撃波の位置がそれぞれの絞り比に対して示してある。静圧は絞り比を減らすと共になだらかに増大し、T. R. ≈ 0.2 付近で最大値を示し、完全に絞め切った時はやや静圧の回復は低下する。この静圧曲線が正の勾配を示す範囲 (T. R. < 0.1) では、やはり流れは不安定となり、バズを発生する。図には参考のためスパーサ No. A および No. C の静圧回復曲線が比較してあるが、かなり様相の相異していることがわかる。いま、絞り比を減らしてゆくと、前方衝撃波の位置は、図28a) に示すように、カウリング先端から前方へ離れて行き、その関係は図27に示してある。なお全閉近くになると、図28b) のように、バズを生じ、比較的小さい振幅 (2~3 mm) で衝撃波は振動する。その際の圧力変動が図29に示してあるが圧力の変動振幅は、中心体のある場合に比べ一般に小さく、絞り比 T. R. = 0.091 では小さい乱れを捨てているだけで、全く周期性は現われていない。しかし T. R. = 0 における P5~P7 の圧力波形は、いずれも正弦波的でそれらの間には、ほとんど位相差が認められない。またこのときのバズの周波数は約 140Hz であり、これは単純なヘルムホルツの基本振動数 (~ 130 Hz) とよく一致している。

次に中心体のないピトー型模型と中心体のあるスパイク型模型における圧力変動振幅と位相とを比較すると図30のようになる。図には示圧計 P7 の値を基準とし、それとの振幅比 ($\Delta p_i / \Delta p_7$) やそれとの位相差 (ϕ_{ip}) の模型軸方向の分布が示してある。なお、圧力波形は乱れているので、振幅比、位相ともその決め方が難しいが、振幅はその最大振幅を、また位相はその山、および谷の位相の平均をとった。

まず図30 a) に示す振幅比についていえることは、中心体の有無により、その分布の傾向が著しく異なることである。低周波バズの場合、スパイク型模型の各点の振幅比は、絞り比により大きくかわり、その様相は複雑であるが全体的な傾向としては、P2, P4, P6 および P7 で高く、P3 および P5 で低い値をとっている。また高周波バズの場合は、絞り比にかかわらずほぼ一本の曲線で表すことができ、P4 と P7 はほぼ同じ大きさの振幅比を示し、P2, P3, P5 および P6 では P7 の約 1/2 になっている。これに対し、ピトー型の振幅比は開口端から閉端 (P7) に行くにつれ大きくなり、共鳴管の場合と全く同じ傾向を示している。

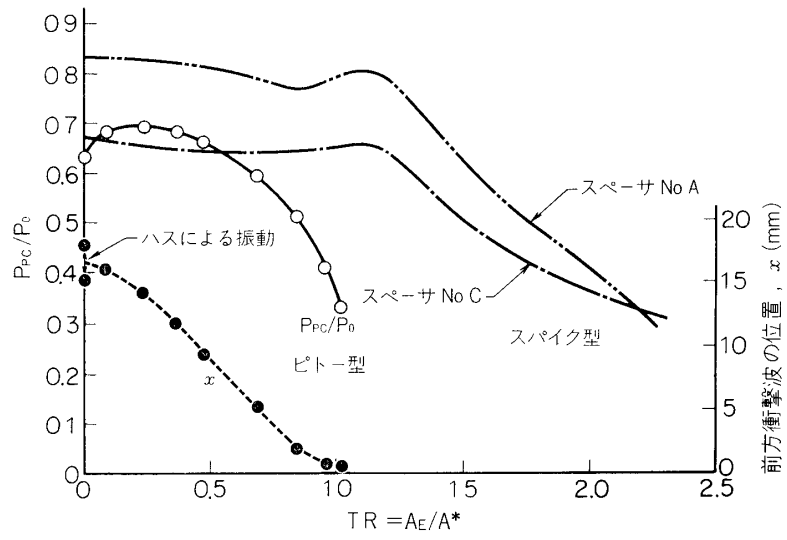


図 27 ピトー型空気取入口の静圧回復曲線

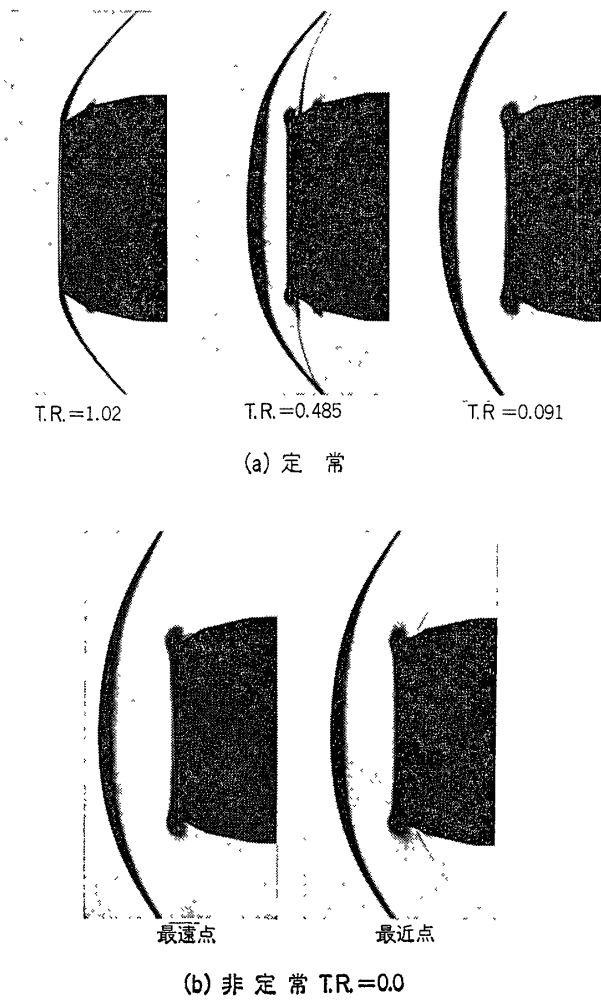


図 28 ピトー型空気取入口の前方衝撃波

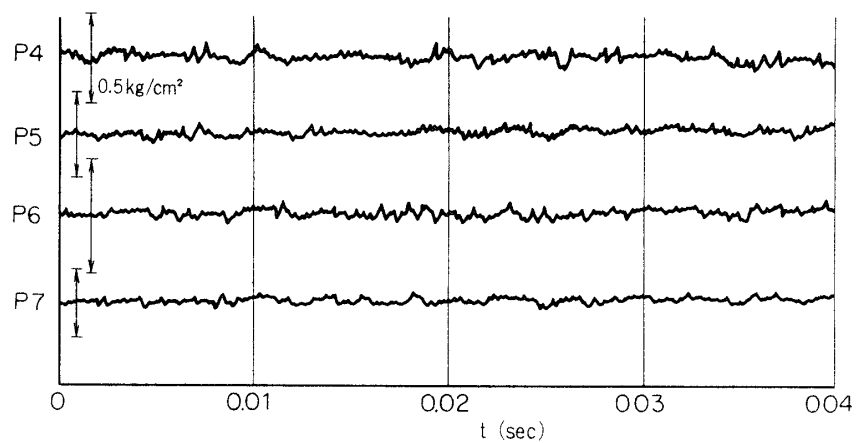
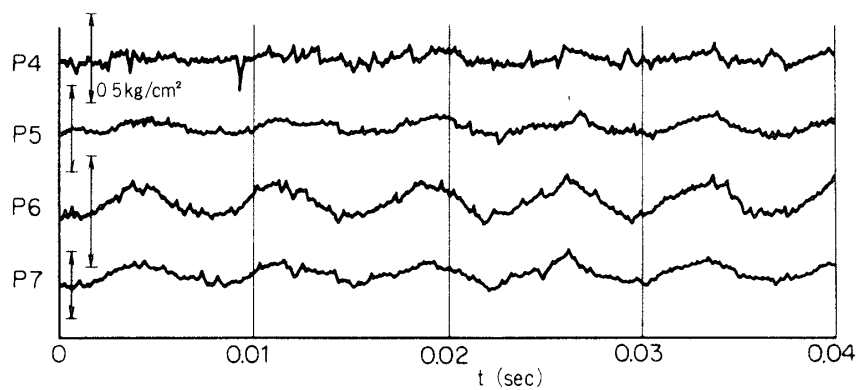
(a) $TR = 0.091$ (b) $TR = 0.0$

図 29 ピトー型空気取入口の圧力変動

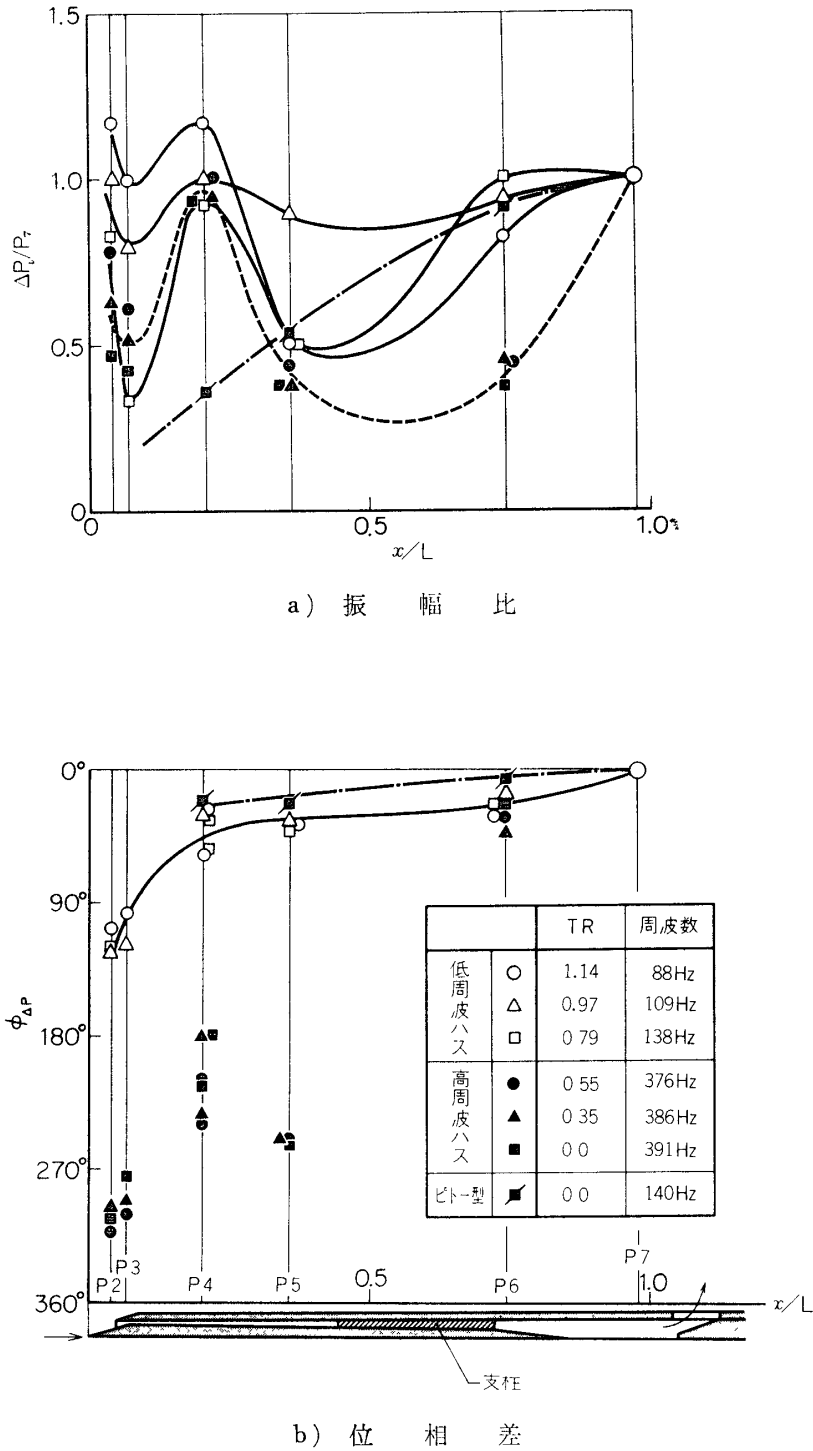


図 30 変動圧力の振幅比と位相関係 (スパーサ No. A)

次に図30 bによると、低周波バズ、および高周波バズにおける位相差はともに絞り比によりほとんど変化せず、それぞれの曲線上によくまとまっている。まず低周波バズの場合、喉部より後方の圧力波形 (P4~P6) での位相差は少く、中心体を取去ったピトー型の場合とほぼ揃っており、また図中の表からもわかるように振動数もだいたい一致している。よって低周波バズは定立波のような性質をもつものと思われる。他方高周波バズはピトー型には全く現われていないことから、中心体の存在が、高周波バズを誘発していることを推論してよいようである。なお、高周波バズの振動数は低周波の約3倍であり、もし低周波バズと同様に振動の形を仮定するならば、カウリング内にもう1つの節点があり、波腹部で位相差が π だけ変化するはずである。同じ図30 b)において、かりにP4とP5を同位相、P6とP7を同位相とみるならば、これら両者の間には約 π だけの位相差があり、またその間では振幅比が最低値を示していることから、この付近に波腹部があるものと予想して差支えなさそうである。さらに低周波バズ、高周波バズ、いずれの場合でも、P2またはP3とP4の間にはそれぞれ約 $\pi/2$ の位相差が生じているが、これは丁度この間には吸い込まれた衝撃波や喉部があるためとも考えられる。

以上の考察から、このような単純な音響的解析だけでは、バズの実態を解明し得るものとは思われないが、少なくとも中心体の存在するスパイク型模型では、たしかに、高周波バズを発生していること、また低周波バズから高周波バズへの遷移の過程や、高周波バズの機構などについては、今の所明らかでないが、これらに対して中心体の存在が重要な役割を果たしていることなどは、たしかのようである。

4 結 論

マッハ2の超音速風洞を設計・製作し、外部圧縮型空気取入口の模型につき、変動圧力を測定するとともに衝撃波の動きを高速撮影した。中心体の位置をかえた3つのスパーサの組合せや、模型に迎え角をつけた場合などについても実験した。それらの結果を要約すると次の通りである。

1) 超臨界域では流れは安定で、模型の静圧もほとんど変動しないが、臨界絞り比以下の亜臨界域では、静圧は大きく変動し、同じ周波数でカウリング前方の衝撃波も振動をはじめ、このインレット・バズの発生領域ではたしかに、特性曲線は正の勾配を示している。

2) 模型各部の静圧変動の記録から、一応バズの発生過程が明らかとなった。まず中心体先端近くにパルス状のやや大きな擾乱が現われ、これがやや下流の示圧計にも時折現われるが、出口近くの示圧計には全く伝達されていない。このことを数回繰返したあと、連続的な圧力変動を生じ、バズに突入する。バズの発生に対し出口近くの静圧は全く無関係のようである。

3) 低周波バズの基本周波数は100~120 Hzの範囲にあり、高周波バズには、低周波の場合の約3倍の基本周波数とその2または3倍の高周波が強く現われることが多いが、絞り比に応じてどの高周波を選択するかは、スパーサの組合せによる中心体の位置にかなり依存している。

4) 模型の軸に沿って測った変動圧力の振幅比と位相差を、一端閉の共鳴管のそれらと比

較すると、共鳴管の0次のモードと低周波バズ、1次のモードと高周波バズがかなりよく一致しているが、絞り比が零でなく、流れのあるような場合には、単純な共鳴管とみなすことは困難である。

5) 絞り比を減少しつつ、低周波バズから高周波バズへの遷移過程を調べた結果、各示圧計の圧力変動は、遷移期間、圧力振幅が一様に周期的な増・減を示し、突然高周波バズに移ることがわかった。なお、バズの圧力振幅(強さ)は、プレナム室(P7)をのぞき低バズ、高バズともに大差がなくほぼ一定である。

6) カウリング前方の衝撃波の挙動を高速撮影し、これと模型各部の変動圧力波形とを比較すると、両者は極めてよい対応関係にあることがわかった。このことはインレット・バズの解析にあたり、そのモデル化をかなり容易にしてくれるだろう。

7) 迎え角をつけても、バズを発生する絞り比やバズ周波数といったバズの特性には、あまり影響はない。しかし当然のことながら、模型内・外の流れや、衝撃波の形状は非対称となり、回復静圧もやや低下し、バズの強さも小さくなる。

8) 中心体の相対位置をかえたスパーサの組合せのうち、設計点のNo. Aは回復静圧はもちろんバズの強さも大きい。しかし設計点以外のNo. BとCでは、概して静圧回復は低く、しかも高周波バズの周波数にかなりの選択性を示している。

9) 中心体を除いたピトー型模型は、 $T.R. \approx 1.0$ 近くで静圧回復は急激に低下している。またバズの発生範囲は、絞りが全閉に近い極く狭い範囲に限定されており、そのときのバズ周波数は、ヘルムホルツの共鳴箱の計算値とよく一致し、変動圧力波形も正弦的で、位相差もほとんどない。

10) 中心体のない場合、低周波バズの振幅は絞り比に対し単調に変化し、また決して高周波のバズを発生しない。このことは、高周波バズを発生する外部圧縮型空気取入口のバズに対し、中心体が極めて重要な役割をしており、それを無視して解析できないことを示唆しているといえよう。

最後に本実験に終始御協力をいただいた原動機部の谷勝達哉技官、また超音速風洞に関してお世話になった航力部の関助手、風洞の運転にあたり御援助をいただいた空気源管理委員会の久保田および網野助手に厚く感謝いたします。

1973年5月7日 原動機部

参 考 文 献

- [1] Kl Oswatisch, NACA T. M. 1140, (1947).
- [2] A. Ferri & L. M. Nucci, NACA R. M. L50 K30 (1951).
- [3] C. L. Dailey, J. Aero. Sci, 22-11 (1955), 733.
- [4] R. Hermann, Supersonic Inlet Diffuser, Minneapolis-Honeywell Regulator Co (1956)
- [5] R. B. Pearce, Aviation week, 53-3 (1950), 5.
- [6] W. H. Sterbentz & J. C. Evvard, NACA T. N. 3506 (1955).
- [7] W. H. Sterbentz & J. Davids, NACA T. N. 3572 (1955)
- [8] R. L. Trimpi, NACA T. N. 3695 (1956).
- [9] R. L. Trimpi, NACA Rep 1265 (1956)
- [10] L. Stoolman, Ph D. Thesis, CIT (1953).
- [11] H. Mirels, NACA T. N 3574 (1955).
- [12] C. C. Chang & C. T. Hsu, Jet Propul (1958), 457.
- [13] C. C. Chang & C. T. Hsu, AFOSR, T N 58-887 (1959).
- [14] S. A. Fisher, 他, R. & M. No 3711 (1972)
- [15] T. Nagashims, 他, ISAS Report, 481 (1972)
- [16] M. Tucker, NACA T. N 2045 (1950) and 2337 (1951).
- [17] О М Белочерковский, обтекание затуленных Тел Сверхзвуковым Потокном Газа (В. Ц. АН СССР)