

電子科学研究科

GD

K

0002512564

R

38

静岡大学附属図書館

高圧気体環境における音響機器の特性に関する研究

----- コンデンサマイクロホンについて -----

静岡大学図書

静岡大学大学院電子科学研究科  
電子応用工学専攻

大橋正尚

## 梗概

地表の3分の1を占める海洋には、未だ利用されていない莫大な資源すなわち魚介類などの生物資源や海底の鉱物資源が眠っている。これらの資源を開発し有効に利用することは、宇宙開発とならぶ人類永年の夢であり、今後の人類の発展のためには必要不可欠であると考えられている。この海洋開発のために必要となる技術的な問題は数多く残されており、現在も精力的な研究開発が進められている。これら解決されていない多くの問題の1つに良好な通信の確保がある。すなわち、海洋開発においては海中における作業能率を向上させるために、作業空間を水圧とほぼ同じになるまでヘリウムによって加圧する飽和潜水が行われる。そこでは人間や音響機器が数十気圧に及ぶ高圧とヘリウムを主成分とする環境気体に曝され、人間の発する音声は著しく歪んでしまい（所謂ヘリウム音声）音響機器の特性にも変化が生じる。このため円滑な通信が阻害され、時には生命に危険が及ぶ事さえある。

本論文では、高圧における通信を改善するために標準的な音響電気変換器であるコンデンサマイクロホンを取り上げ、環境圧力が特性に及ぼす影響とその原因について論じている。最初に、今回新たに本学電子科に設置された小型の高圧チャンバを用いて純粋窒素により48気圧まで加圧し、口径1/2と1/4インチの音場型と音圧型のマイクロホンの特性を静電加振法により測定した。その結果、高圧におけるマイクロホンの特性は通常とは極めて異なり、以下に述べるようなマイクロホンの種類によらない3つの共通な特徴が表れることが明らかとなった。第1に、周波数の中域の感度は圧力の増加にともなって減少するが、位相はほとんど変化せず、ゼロのままに保たれる。第2に、低域の感度は圧力が変化してもあまり変わらず、周波数の増加にともなって中域の感度へ漸近するが、位相には進みの極大が生ずる。第3に、高域の特性は非常に複雑で感度特性には複数のピークが生じ、それらの周波数は圧力の増加にともなって低下する。また、位相は全体として進みが次第に大きくなるが、感度特性のピークに対応して複雑に変化する。以上が共通に見られる特

徴であるが、これらの他に、1/2インチと1/4インチのマイクロホンの特性を比較すると、1/4インチのほうが1/2インチよりも感度が平坦な周波数帯域が広く、高域の特性変化が単純であることも明らかになった。次に、これらの共通した特徴の原因について検討したところ先の2つについては定性的な説明がつき、前者は背気室内の気体のスチフネスが圧力の増加にともなって大きくなるためであり、後者は静圧等価管の影響によるものである。しかし、最後の特徴については従来考えられていたようなマイクロホン膜の固有振動だけでは説明できない。ところが、1/2インチマイクロホンの特性と背極の構造を比較したところ、かなりの相関があることが見いだされた。そこで、これを確認するために光計測技術を応用したコンデンサマイクロホンの膜振動の測定技術を開発した。すなわち、周波数安定化横ゼーマンレーザを光源とするヘテロダイン干渉計を構成し、マイクロホンをレーザスポットに対して僅かずつ移動させることにより膜全体の振動振幅と位相を測定することに成功した。この測定技術を用いてまず空気1気圧における1/2インチマイクロホンの膜振動を測定し、周波数が高い場合には背極の構造に起因した振動が生ずることを確認した。次に高圧における測定ができるように測定装置を改良して、1/2インチ音場型と音圧型の2種類のマイクロホンについて膜振動を測定した。この測定により高圧における高域での膜の振動は、膜自身の固有振動と背極の構造に関係する振動とが複合した非常に複雑な振動であることが明らかになり、このために高域の感度特性に複数のピークが生ずることが明確になった。また、音場型と音圧型の違いによる膜振動の相異も明瞭に区別でき、背極に開けられた孔が少なく直径が小さなほうが膜振動が複雑で高域の周波数特性が乱れやすいことも示された。

以上の測定により、コンデンサマイクロホンの特性に及ぼす環境圧力の影響とその原因が明らかになり、今後高圧において良好な特性をもつコンデンサマイクロホンを開発するための指針が与えられた。これにより、海洋開発における通信の改善がなされるものと期待される。

## 目次

	頁
第1章 序論	
1.1 海洋開発と通信 .....	1
1.2 コンデンサマイクロホンの構造と原理 .....	4
1.3 環境気体とその物性 .....	10
第2章 高圧窒素中におけるコンデンサマイクロホンの特性	
2.1 はじめに .....	15
2.2 周波数特性の測定 .....	17
2.3 1/2インチコンデンサマイクロホンの特性 .....	25
2.4 1/4インチコンデンサマイクロホンの特性 .....	30
2.5 検討 .....	32
2.6 まとめ .....	39
第3章 光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定	
3.1 はじめに .....	42
3.2 測定原理 .....	43
3.3 測定方法 .....	45
3.4 測定系の校正 .....	48
3.5 コンデンサマイクロホンの膜の振動 .....	51
3.6 検討 .....	55
3.7 まとめ .....	60
第4章 高圧におけるコンデンサマイクロホンの膜の振動	
4.1 はじめに .....	61
4.2 測定方法 .....	62
4.3 測定系の校正 .....	66
4.4 高圧における膜の振動 .....	69

4.5	検討	76
4.6	まとめ	82
第5章	結論	86
	謝辞	91
	文献	92
	論文目録	96

## 第1章 序論

### 1.1 海洋開発と通信

地表の3分の2を占める海洋には未だ利用されていない多くの生物資源や鉱物資源があり、その内蔵するエネルギーや空間は莫大である。食料不足や資源の枯渇などの大きな問題を抱える今日、海洋に眠っている資源を有効にかつ適切に利用することが、今後の人類の発展のために是非とも必要であると考えられている。特に、日本のように四方を海に囲まれた島国にとっては、その重要性は今後益々増大するであろう。

このような海洋を開発する、つまり海洋生物資源の利用と保護、海底鉱物資源の開発、開発に伴う工事、架橋や海中構造物の建設などのためには、人間が海中に潜水する必要がある。この方法には、人体が水圧に曝される直接潜水と、潜水艇や潜水調査船など耐圧殻で人体を大気圧環境に保つ間接潜水があり、さらに間接的には海中ロボットや海中カメラなどの観測装置や作業機器を遠隔操作して計測や作業を行う無人方式などがある。しかし現時点では、人間が直接潜水して作業を行うのに勝る方法はない。ところが、この場合には人間が直接高圧に曝されるために種々な生理的障害が発生してくる。この障害の主なものとして加圧時における呼吸気体の成分の分圧増加による窒素酔や酸素中毒と、減圧時における減圧症（潜水病、潜函病）がある。前者は、圧力の増加により窒素や酸素などの不活性ガスが体組織に吸収溶解するために起こるものであり、圧縮空気による潜水では水深30m程度が限界と言われている。また、後者は加圧時に体組織内に溶解した不活性ガスが急激な減圧（浮上）により気泡となり、血流を阻害したり組織を変形したりするために起こる。この減圧症を避けるためには、潜水深度とそこに滞在した時間に応じて減圧速度をおとす必要があり、滞在時間（純潜水時間）に比べて減圧時間が長くなる。したがって、深度が増すに伴い潜水作業効率すなわち減圧時間に対する滞在時間の割合は低下する。

上述したような生理的障害を避けるために、第2次世界大戦中より潜水時にヘリウム気体を主成分とする人工呼吸気体（ヘリウム空気）を使

用する潜水が米海軍により試みられ、ヘリウム気体は麻酔性が低く窒素酔いなどを防ぐ効果があり、また体組織への吸収溶解度が低く減圧症を防ぐためにも効果があることが立証された。さらに、不活性気体の吸収溶解度がいったん飽和状態に達してしまえば、それ以後はいくら長時間潜水していても減圧時間は一定になるという飽和潜水の概念が考えだされ、潜水作業効率が格段に改善された。そして、これにより海中居住が現実的なものになった。海中居住実験は、米国、フランス、ソ連、西ドイツなどで試みられ、我が国でも1970年に日本海洋科学技術センタが設置され1971年から1975年にかけてシートピア計画<sup>1)</sup>が進められた。さらに1977年からは潜水シミュレータによる実験が行われ水深300メートルに相当する圧力下での居住実験が繰返されている。また、1985年にはニューシートピア計画が開始され現在も進行中である。そしてこれらの実験ではすべて環境気体としてヘリウム空気が用いられている。

以上に述べたように、高圧環境に起因する人間の生理的障害はヘリウム空気の使用により大幅に軽減されたが、新たに次のような問題も生じてきた。すなわち、①ヘリウム気体は希少で高価である、②熱伝導率が高くなるため環境温度を厳密に管理する必要がある、③ヘリウム空気の音響的性質が大気とは著しく異なるため発声された音声が歪んで（ヘリウム音声）しまい音声の了解度が著しく低下する、などである。この中の③の問題は人間にとって最も簡単で慣れ親しんだ音声による会話や通信を阻害し、生命を危険に曝したり作業能率の低下を招くなどの点で重要である。このような観点から1970年代初頭にはヘリウム音声に関する基礎的な研究が開始され<sup>2), 3)</sup>、その後も組織的な研究が続けられている。さらに、これらの基礎的な研究結果をふまえたヘリウム音声修復装置（ヘリウム音声を分析・変換・再合成して正常な音声に近づけるための装置）の改良がなされ<sup>4)</sup>、最近ではデジタル信号処理技術を用いた小型の修復装置が開発されるまで至っている<sup>5)</sup>。

ここで、高圧のヘリウム空気という特殊な気体環境が音声通信に及ぼす影響を列挙すれば、以下のようなになるであろう。

(i) 音声の発声および聴覚機能に対する環境の影響、

- (i) 音声に対する環境雑音の影響、
- (ii) 送・受話器等の音響機器に及ぼす環境の影響、および潜水時に用いられるヘルメットなどの音響的性質、
- (iii) 情報伝達の方式や媒体の選択。

これらの中で、(i)の音声の発生に関する問題については先に述べたような多くの研究がなされてきたが、その過程で、音声データの収録に用いられる受話器の特性が環境圧力の増加にともなって次第に変化することが見いだされてきた<sup>6),7)</sup>。これは(ii)さらには(i)とも関連した問題であり、音声通信に関する研究の初期の段階ではそれほど問題とされなかつたが、より精密な音声データを収録したり、より良好な通信を確保するための重要な問題として認識されるようになってきた。

受話器の中で、現在最も高精度で広範に利用されているものにコンデンサマイクロホン(次節を参照)がある。高圧気体環境における精密な音声データの収録にもこのマイクロホンが使われるが、その特性におよぼす環境圧力の影響について報告した例が非常に少ないことに気づく。そのような報告のなかで最も広範囲に系統的に論じたものに、世界的なコンデンサマイクロホンのメーカーである Brüel&Kjaerの発行している技術報告書があり、これらをまとめたものがデータハンドブックとして出版されている<sup>8)</sup>。そこには各種のマイクロホンについて、環境圧力を真空から11気圧まで変化させた場合の特性と、1気圧において環境気体を空気あるいはヘリウムにしたときの特性が載せられているが、いずれも大気中における使用を目的にしたものである。飽和潜水と同じヘリウム空気中における特性については、Thomas, W.G.らの報告<sup>9)</sup>がある。かれらは31気圧まで加圧したときの特性を精密に測定し、特性の変化の原因について簡単に述べているが、詳しい原因、特に高い周波数領域での原因については言及していない。このほかに、環境圧力による特性の変化について理論的な計算により論じたZuckerwar, A.J.の報告<sup>10)</sup>もある。

以上のように、海洋開発におけるような高い環境圧力が、コンデンサマイクロホンの特性に及ぼす影響については、未知の部分が多く残されている。先にも述べたように、これらの問題を解決することが今後の海

洋開発の発展には是非とも必要である。そこで本論文では、水深数百メートルまでの大陸棚の海洋開発におけるような、数十気圧に及ぶ高い環境圧力でのコンデンサマイクロホンの使用を目指し、その特性に及ぼす圧力の影響について総合的な検討を試みた。

本論文の構成は、次のようである。第1章は序論で、この節に続きコンデンサマイクロホンの基礎と環境気体の物性について述べ、測定がすべて窒素中においてなされることに言及している。第2章は、高圧窒素中での特性の測定方法と結果についてであり、6種類のマイクロホンの特性の特徴を示すとともに、高い周波数領域の特性を説明するためにはマイクロホンの振動膜の振動の観測が必要であることを指摘する。第3章では、前章において提起された問題を解決するために予備的な実験を行う。すなわち、光計測技術を応用した大気圧中における振動膜の振動を直接観測する方法と、その結果について述べる。また、このような測定は前例がないことも指摘する。第4章では第3章で開発された光計測技術を用い、高圧における膜振動の観測を試みる。そしてその結果、膜の振動は以前考えられていたものよりもかなり複雑であり、それが特性に大きな影響を与えていることを述べる。さらに、膜の複雑な振動は背極にある孔に関係していることを述べ、高圧における特性を改善する方法にも言及する。第5章は結論であり、以上の結果のまとめをすると共に、新たな問題も提起する。

## 1.2 コンデンサマイクロホンの構造と原理

コンデンサマイクロホンは1931年にWente, E.C.<sup>1)</sup>によって初めて実用化されて以来、その優れた特性と安定性により精密音響計測用の標準マイクロホンとして採用されてきた。現在では、使用目的に応じて色々な種類が開発され、口径も1インチ(2.54cm)から始まり、1/2、1/4、1/8インチと小型化されてきた。しかし、どのマイクロホンも基本的な構造は同じであり、その中心軸を通る断面はおおよそ図1-1に示したようである。前面には極めて薄い導電性の円形振動膜が張られていて、その背後には僅かな空隙(図中では他の部分に比べて大きく描かれている

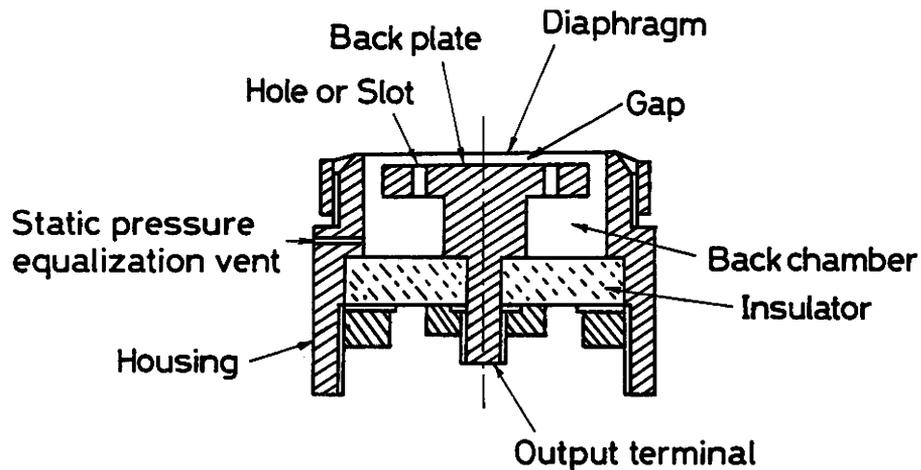


図1-1 コンデンサマイクロホンの代表的な構造。中心軸を通る断面。

が、実際は十数ミクロンである）をおいて円形の金属電極（背極）が、絶縁体によって振動膜に並行に固定されている。背極にはマイクロホンの特性を調整するための孔やスロットが開けられている場合もある。また、背極の下には背気室と呼ばれる空間があり、マイクロホン内部の静圧を外部と等しくするために、非常に細い管（静圧等価管）で外部とつながっている。

コンデンサマイクロホンの動作は、振動膜と背極との間に直流のバイアス電圧（成極電圧）を印加してコンデンサを形成すれば、音圧によって振動膜が受ける変位に比例した電圧変化が、コンデンサの端子に現れることに基礎をおいている。したがって、マイクロホンの基本的特性は振動膜の機械インピーダンスによって決まるが、振動膜と背極とで造る空隙の薄い気体の層（薄流体層）や、背気室あるいは静圧等価管の音響インピーダンスも特性に影響を及ぼす。例えば、低い周波数帯域においては背気室の弾性が重要な役割を果たし、高い周波数領域においては薄流体層の粘性抵抗が振動膜の共振を押さえるために利用される。ところで、マイクロホンの出力電圧が音圧だけに比例し周波数に無関係になるためには振動系はスチフネス（弾性）制御でなくてはならない<sup>12)</sup>。しかも、その最低共振周波数が使用帯域内にあっては好ましくない。そこ

で、振動膜にはかなり大きな張力がかけられているのが普通である。

先に述べたように、マイクロホンの振動膜と背極の間には図1-2に示したように成極電圧  $E_0$  (V) を印加する。この時、コンデンサマイクロホンの動作を記述する基本式は以下のようなになる<sup>13)</sup>。いま、成極電圧を印加していない時の空隙の間隔を  $g_0$  (m)、成極電圧を印加したときの空隙の減少を  $x_0$  (m)、音圧による膜の変位を  $x$  (m)、変位  $x$  によってコンデンサの出力端に生ずる電圧を  $e$  (V) とすれば、コンデンサに蓄えられる電荷  $q_c$  (C) は、振動膜の面積を  $S$  (m<sup>2</sup>) として、

$$q_c = \epsilon_0 \frac{S}{g_0 - (x_0 + x)} (E_0 + e) \quad (1-1)$$

ただし、 $\epsilon_0$  (F/m) は気体の誘電率である。ここで、 $g_0 \gg (x_0 + x)$  なる条件の下で2次以上の微小項を無視して、

$$q_c = \epsilon_0 \frac{S}{g_0} E_0 \left( 1 + \frac{x_0}{g_0} + \frac{x}{g_0} + \frac{e}{E_0} \right) \quad (1-2)$$

したがって、膜の振動速度を  $V$  ( $= dx/dt$ ) とすれば、電流  $I$  (A) は

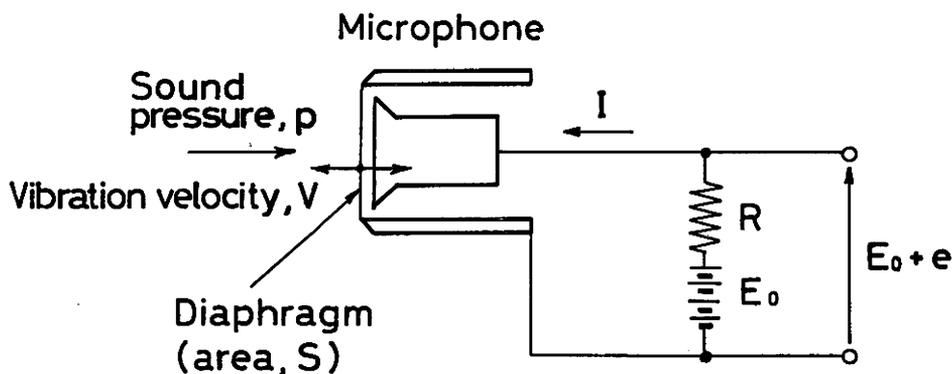


図1-2 コンデンサマイクロホンの動作原理。振動膜と背極の間には高抵抗  $R$  を通して成極電圧  $E_0$  が印加される。

$$I = \frac{d q_c}{d t} = \epsilon_0 E_0 \frac{S}{g_0^2} V + j \omega \epsilon_0 \frac{S}{g_0} E \quad (1-3)$$

となる。ここで、電圧  $e$  は大きさが  $E$  (V) で角周波数  $\omega$  (rad/s) の定常振動すなわち  $e = E e^{j\omega t}$  とした。また、 $j = \sqrt{-1}$  である。一方、膜に働く静電気力  $f_c$  (N) は静電気学の理論から、

$$\begin{aligned} f_c &= \frac{1}{2} \epsilon_0 S \frac{(E_0 + e)^2}{[g_0 - (x_0 + x)]^2} \\ &= \frac{\epsilon_0 S E_0^2}{g_0^2} \left( \frac{1}{2} + \frac{e}{E_0} + \frac{x_0}{g_0} + \frac{x}{g_0} \right) \end{aligned} \quad (1-4)$$

ただし、式(1-2)のときと同様に高次の微小項は無視した。上式を時間微分すれば、

$$F_c = \frac{d f_c}{d t} = \frac{\epsilon_0 S E_0}{g_0^2} E + \frac{\epsilon_0 S E_0^2}{j \omega g_0^3} V \quad (1-5)$$

となる。音圧  $p$  (N/m<sup>2</sup>) によって膜に加わる力を  $F$  ( $= p S$ )、振動系の機械インピーダンスを  $Z_m$  (N·s/m) とすれば、

$$F = V Z_m - F_c \quad (1-6)$$

これを式(1-5)に代入して、

$$F = \left( Z_m - \frac{\epsilon_0 S E_0^2}{j \omega g_0^3} \right) V - \frac{\epsilon_0 S E_0}{g_0^2} E \quad (1-7)$$

式(1-3)と(1-7)を整理すれば、コンデンサマイクロホンの電気・音響変換器としての動作を記述する基本式が得られる。すなわち、

$$I = A V + Y E \quad (\text{電気系動作の基本式}) \quad (1-8)$$

$$F = Z V - A E \quad (\text{機械系動作の基本式}) \quad (1-9)$$

ここで、音圧による膜の変位がない時 ( $x = 0$ ) の静電容量を  $C_0(F)$  とすれば、 $C_0 = \epsilon_0 S / g_0$  であり、アドミタンス  $Y$  は  $Y = j \omega C_0$ 、力係数  $A$  は  $A = C_0 E_0 / g_0$  である。また、機械スチフネスと同じ次元を持つ量  $s_n(N/m)$  を  $s_n = A E_0 / g_0$  と定義すると  $Z = Z_m - s_n / j \omega$  であり、 $Z_m$  のスチフネスを減少させるので負スチフネスと呼ばれている。上式ではアドミタンス  $Y$  を純粋な静電容量  $C_0$  によるものとしたが、図1-2に示したように実際には高抵抗  $R$  が接続されている。したがって  $Y$  には  $R$  が並列に入り、 $Y = j \omega C_0 + 1/R$  となる。そして、この場合には近似的に電流  $I = 0$  と置けるから、式(1-8)と(1-9)から  $V$  を消去して、

$$E = - \frac{A F}{Z(j \omega C_0 + 1/R) + A^2} \quad (1-10)$$

ここで、マイクロホンの機械系と音響系からなる全体的の振動系が、単純な1次の共振系であるとするれば、その機械インピーダンス  $Z_m$  は、

$$Z_m = r + j \omega m + s / j \omega \quad (1-11)$$

と表せる。したがって、マイクロホンの出力電圧と音圧の比  $E/p$ 、す

なわちマイクロホンの感度は、式(1-10)に式(1-11)を適用して、

$$\frac{E}{p} = \frac{-AS}{(r + j\omega m + s'/j\omega)(j\omega C_0 + 1/R) + A^2} \quad (1-12)$$

となる。ただし、 $s' = s - s_0$ である。ここで、抵抗 $R$ は十分大きいから、 $\omega C_0 \gg 1/R$ が成立つ。よって、感度が周波数によらず一定であるためには $s' \gg \omega^2 m$ 、すなわちマイクロホンの振動系がもつ基本共振周波数を $\omega_0 = \sqrt{s'/m}$ とすれば $\omega \ll \omega_0$ でなくてはならない。これが先に述べたスチフネス制御の原理である。

ところで、コンデンサマイクロホンの電気インピーダンスは非常に高いので、マイクロホンと増幅器を接続する線路を長くすると特性が著しく劣化する。これを防ぐために普通はマイクロホンの直後にプリアンプを置いて低インピーダンスにて出力を取り出すようにする。ところが、これにより筐体の寸法が大きくなるために音場を乱し（回折効果）、高い周波数帯域の特性を劣化させる<sup>14)</sup>。すなわち、入射する音波の音圧 $p_0$ とマイクロホンの振動膜面上での音圧 $p$ が一致しなくなる。この回

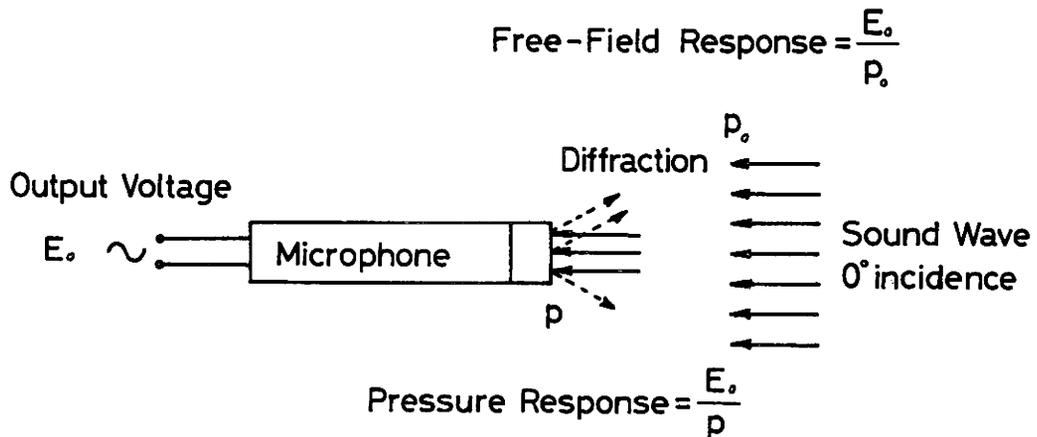


図1-3 音圧感度( $E_0/p$ )と音場感度( $E_0/p_0$ )の定義。

折効果は、筐体の大きさが音波の波長の0.2以下であれば無視し得る程度に小さくなるが、一般には音波の入射方向や周波数によって複雑に変化する<sup>15)</sup>。そこで、図1-3に示したようにマイクロホンの出力電圧Eとpとの比E/pを音圧感度、Eとp<sub>0</sub>との比E/p<sub>0</sub>を音場感度と定義し、音圧感度が周波数に対して一定なものを音圧型、マイクロホンの正面から入射する音波に対する音場感度が一定なものを音場型と呼び、目的に応じて使い分ける。音波がマイクロホンの正面から入射する場合、高い周波数帯域でpはp<sub>0</sub>より大きくなるので、音場型マイクロホンの音圧感度を測定すると、高域の感度は周波数の増加に伴ってなだらかに低下する。

### 1.3 環境気体とその物性

飽和潜水においては、環境気体としてヘリウム空気が用いられることを第1.1節で述べた。実際の潜水実験ではヘリウム、窒素、酸素および炭酸ガスの組成が常時監視され、コントロールされるが、その値は気圧や加減圧の条件によって複雑に変化する。表1-1はその一例<sup>16)</sup>であるが、圧力によって組成がかなり変化するとともに、同じ圧力でも異なる組成になる場合もあることが知れる。ただしこの表では、炭酸ガスの組成比は常に0.3%以下であるので無視した。このように組成が複雑に変

表1-1 飽和潜水における気体組成の例<sup>16)</sup>。

Static pressure(atm*)	Gas composition(vol%)		
	Helium	Nitrogen	Oxygen
3.9	62.5	30.0	7.5
6.1	79.2	16.2	9.6
6.9	89.4	7.5	3.1
10.6	91.3	6.0	2.7
3.9	0.9	78.0	21.1

\* 1atm = 101325Pa = 1.03323at

わりしかも圧力と温度も変化するので、その物性はかなり変化するものと予想される。ところが、このようなヘリウム空気の物性を広範に測定した例はないようであり、普通は一般的な混合気体について用いられる色々な推定法<sup>17)</sup>により各物性値を算出している。しかしこの場合、理想気体あるいは半理想気体の仮定がなされるが、圧力が高いときにもこの仮定が成立しているとは考えにくい。さらに、ヘリウムは量子効果をもつ特殊な気体であるので、一般の混合気体についての推定法がどの程度の精度で成立しているかにも疑問が残る。いづれにしても、実測値がないので推定値を検討することはできないのが現状である。

コンデンサマイクロホンの特性を測定する環境気体について考えた場合、工学的な目的には色々な組成のヘリウム空気中において測定するのが最も良いであろう。しかし上述したようにその物性には不明確な部分が多く、測定されたマイクロホンの特性の統一的な解釈の妨げになることが予想される。これは、特性におよぼす高圧の影響についての基礎データを得るという目的に外れる。そこで本論文では、空気の主な成分である窒素（乾燥空気では 78.08vol%<sup>18)</sup>）を環境気体として用いる事にした。

窒素の物性はかなりよく測定されており、それらの結果をふまえた計算値が一覧表として発表されている<sup>19), 20)</sup>。前節で述べたように、コンデンサマイクロホンの特性には環境気体の弾性や粘性が重要であり、密度によって決まる慣性質量も関係してくる。そこで、環境気体の物性として密度 $\rho$ 、比熱比 $\gamma$ 、粘性係数 $\eta$ および音速 $c$ を取り上げることにする。ところで、ここには弾性を表す物性値が抜けているが、気体の体積弾性率 $\kappa$ は $\rho$ と $c$ から $\kappa = \rho c^2$ なる関係により算出することができる<sup>21)</sup>。さらに、理想気体においては圧力を $P$  (Pa)として $\kappa = \gamma P$ である。まず、標準状態 (25°C, 1atm) における窒素と空気の物性を比較すると表1-2 のようである<sup>22)</sup>。ここでは参考のため、ヘリウムの物性も載せた。また、音速 $c$ は理想気体において成立つ $c = \sqrt{\gamma P / \rho}$ なる関係<sup>21)</sup>を用いて求めた。窒素の密度と粘性係数は、空気のそれらに比べて約3%小さいが、比熱比はほとんど同じであり、音速は2%ほど大き

表1-2 標準状態 (25°C, 1atm) における空気、窒素、ヘリウムの物性<sup>19)</sup>。

Gas	Density $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Specific heat ratio $\gamma$	Viscosity $\eta$ ( $\mu$ Pa·s)	Sound velocity $c$ (m/s)
Air	1.184	1.395	18.4	345.5
Nitrogen	1.146	1.399	17.8	351.7
Helium	0.163	1.658	19.8	1015

表1-3 窒素の物性の温度と圧力による変化<sup>19)</sup>。各欄の上から密度  $\rho$  (kg/m<sup>3</sup>)、比熱比  $\gamma$ 、粘性  $\eta$  ( $\mu$ Pa·s) および音速  $c$  (m/s)。

Temp. (K)	Static pressure (MPa*)											
	0.1	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	
273.2	$\rho$	1.234	6.182	12.39	18.62	24.87	31.14	37.42	43.72	50.02	56.34	62.65
	$\gamma$	1.402	1.411	1.422	1.433	1.444	1.455	1.466	1.477	1.488	1.499	1.510
	$\eta$	16.62	16.62	16.64	...	16.71	...	16.83	...	16.99	...	17.19
	$c$	337.0	337.5	338.1	338.8	339.6	340.4	341.3	342.3	343.4	344.5	345.8
280.0	$\rho$	1.204	6.027	12.08	18.14	24.22	30.32	36.42	42.54	48.66	54.78	60.90
	$\gamma$	1.402	1.410	1.421	1.431	1.441	1.451	1.462	1.472	1.483	1.493	1.503
	$\eta$	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
	$c$	341.2	341.7	342.4	343.2	344.0	344.9	345.9	346.9	348.0	349.2	350.4
300.0	$\rho$	1.123	5.620	11.25	16.88	22.52	28.17	33.81	39.45	45.09	50.72	56.35
	$\gamma$	1.402	1.409	1.417	1.426	1.435	1.443	1.452	1.460	1.469	1.477	1.486
	$\eta$	17.87	17.87	17.89	...	17.94	...	18.04	...	18.17	...	18.33
	$c$	353.2	353.9	354.7	355.6	356.6	357.6	358.7	359.8	361.0	362.2	363.5
320.0	$\rho$	1.053	5.265	10.53	15.80	21.06	26.32	31.57	36.81	42.05	47.27	52.49
	$\gamma$	1.401	1.407	1.415	1.422	1.429	1.436	1.444	1.451	1.458	1.465	1.471
	$\eta$	18.77	18.78	18.79	...	18.84	...	18.92	...	19.03	...	19.18
	$c$	364.8	365.5	366.5	367.5	368.6	369.7	370.8	372.1	373.3	374.6	375.9

\* 1MPa = 9.86923atm

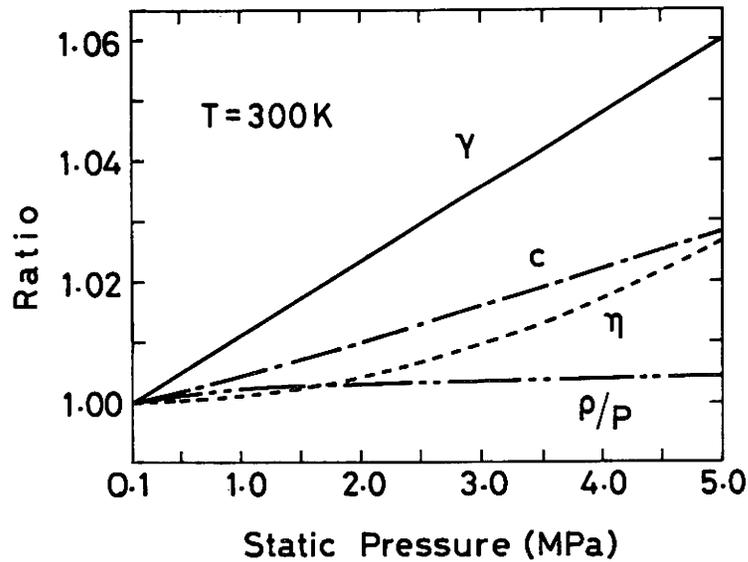


図1-4 窒素の物性値の圧力による変化。圧力0.1MPaの各値に対する比。

い。これに対してヘリウムの物性は空気とは極めて異なり、粘性係数は約8%、比熱比は約19%大きく、密度はおよそ十分の一である。また、密度が非常に小さいため音速は3倍ほどになっている。次に、本研究で環境気体として用いる窒素について、0°C(273.2K)から47.9°C(320K)までの温度変化と、0.1MPa(0.99atm)から5MPa(49.4atm)までの圧力変化による各物性値の変化を表1-3に示す<sup>19)</sup>。これらの中で測定を行った温度に近い300K(26.85°C)の場合に着目し、圧力0.1MPaの値に対する各物性値の圧力による変化を求めると、図1-4のようになる。ただし、密度については圧力で割った変化、すなわち理想気体(密度は圧力に比例する)からのずれを示してある。密度 $\rho$ は圧力の増加とともに大きくなるが、理想気体のように完全には比例はしていない。ただし、その差は5MPaにおいても理想気体よりも約0.3%大きいだけである。また、比熱比、粘性係数および音速も圧力の増加とともに大きくなるが、0.1MPaと5MPaとの値を比較してみると、それぞれ6%、3%および3%ほど変化しているに過ぎないことが分る。このように、窒素の物性は温度が一定であり最高圧力が50atm程度であるならば比熱比、粘性係数

および音速は圧力によって変化せず、密度は圧力に比例して増加するものとみなして差し支えない。

## 第2章 高圧窒素中におけるコンデンサマイクロホンの特性

### 2.1 はじめに

高い環境圧力の下でコンデンサマイクロホンの特性を測定するためには、まず特性測定に適した高圧気体環境を得る必要がある。そこで、本学電子科研内に音響測定用の小型高圧チャンバを設置した。本章では、最初にこの小型高圧チャンバについて説明し、次にコンデンサマイクロホンの周波数特性の測定方法と測定条件について述べる。続けて、得られた周波数特性を示し、そこに見られる特徴について述べ、その原因について考察を加える。最後にこれらの結果をまとめ、新たな実験の必要性を提起する。

特性の測定に使用した小型高圧チャンバは、1985年に本学電子科研2階のパターン認識システム実験室内に設置された。その概略と主要な部分の寸法を図2-1に示す。本体は肉厚21.4mmの鋼鉄製の円筒で、内部の奥行きは約1m、直径は約36cmで、容積は $0.11\text{m}^3$ である。これに厚さ87mm、直径685mmの蓋を直径34mmのボルト20本で固定し、Oリングで密

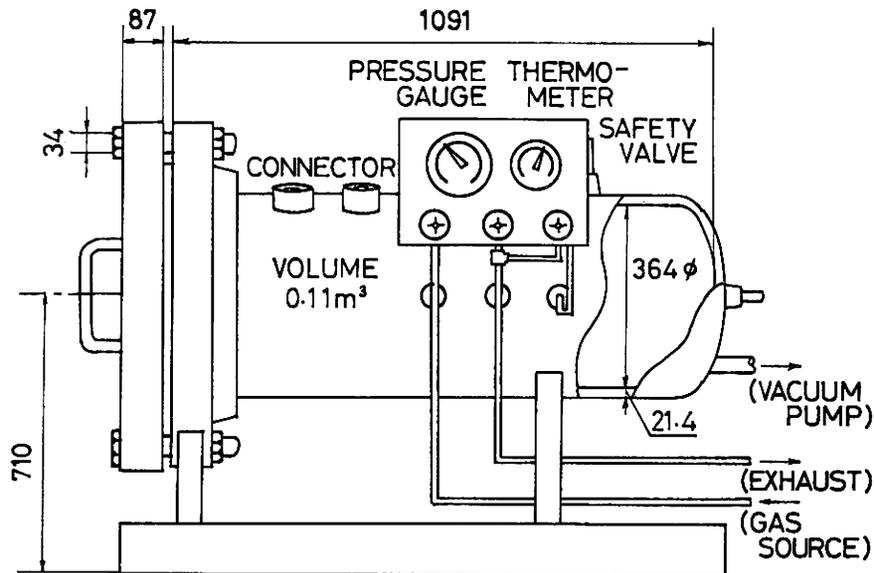


図2-1 小型高圧チャンバを横から眺めた概略と主要部分の寸法(単位mm)。図の左が蓋で、使用最高圧力は約70気圧である。

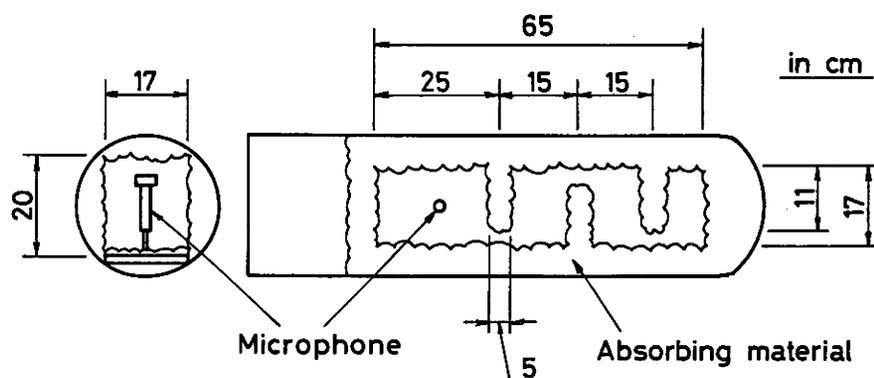


図2-2 高圧チャンバ内の吸音材の配置。上方(右)と正面(左)から眺めた概略。

閉する。本体の上部には、電気信号入出力用の12ピン耐圧コネクタが三個所に設けられている。加圧は、必要な気体を市販の高圧ポンペ（充填圧力150気圧）から減圧弁を通してチャンバ内に導入することにより行い、減圧は、チャンバ内の高圧気体を外部に放出することにより行う。設計圧力は約78気圧で、安全弁の動作する最高使用圧力は約70気圧である。また、チャンバ内の不用な気体の残留を避けたり、音響機器の純粋な機械振動系としての特性を測定したりするために、真空ポンプにより大気圧以下に減圧することもできる。加減圧の速さはチャンバ内の圧力をブルドン管式圧力計で監視しながら、気体の導入または排出量をバルブで調整することにより変える。内部の温度は熱電対温度計によって知ることができ、温度調整のために本体の外周には水などを通す銅管が巻かれていてさらに厚さ約6cmのグラスウール製断熱材が貼られている。

高圧チャンバ内は金属壁で囲まれた狭い空間であるから、そのままでは反響が大きすぎて音響測定に支障をきたす。また、床の振動による暗騒音も大きい。そこで、図2-2に示したように、高圧チャンバの円筒形の内壁に添ってグラスウール製の吸音材を配置し、内部が高さ20cm、幅17cm、奥行き65cmの直方体になるようにした。このとき、吸音材の平均の厚さは約5cmである。さらに、奥行き方向の共鳴をより小さくするように、高さ20cm、幅10cm、厚さ5cmの吸音材の板を奥行きに添って三枚配置した。この状態でも完全な吸音効果は得られず、特に床の振動に

よる低い周波数成分の共鳴が多少残るが、外部の騒音が小さいときに測定することで十分なS/N比を得ることができた。また、測定時にマイクロホンの振動膜から発生する音は極めて小さく、吸音材によって作られた直方体の体積は約 $0.022\text{ m}^3$ と大きいので、近接音場効果は無視できるほど小さい。

## 2.2 周波数特性の測定

コンデンサマイクロホンの特性には、感度特性と位相特性とがある。通常マイクロホンの特性として問題とされるのは感度特性であり、これにはさらに音圧感度と音場感度特性とに分かれる。ただし、最近ではインテンシティマイクへの応用から位相特性も重要になって来ている。音圧感度特性を測定するための方法は数多く提案されており<sup>1)</sup>、現在も使われている主なものにはピストンホンを用いる方法、音響カプラを用いる相互校正法、静電加振法などがある。また、音場感度特性の測定方法としては置換法があるが、普通は音圧感度特性を補正することによって求められる。ピストンホンは機械的な振動で一定の音圧を発生させるもので、これにより非常に簡単に感度を決定することができる。ただし、周波数が一定であるので全体的な特性を測定することはできない。相互校正法は現在最も高精度（最近の報告<sup>2)</sup>では千分の1 dBの誤差）に音圧感度を測定できる方法であるが、測定手順が複雑であり音響カプラのもつ音響インピーダンスを正確に決定する必要がある。静電加振法は、マイクロホンの振動膜に電氣的に力を加え音圧が加わったのと同じ状態を作り出す静電加振器を用いる方法で、非常に簡単に音圧感度特性を測定できる。また、他の方法では難しい位相特性の測定も可能である。ただし、相互校正法のような高精度の測定はできず、また絶対的な感度を決定することが困難なため、普通はピストンホンなどを併用する。

高圧における特性の測定では、方法が簡便で測定の途中で人手の介入が入らないことが必要である。なぜなら、高圧チャンバ内に一度測定器セットして加圧してしまうと、後は電気信号のやり取りしか外部からできなくなるからである。そこで、本研究ではこの条件を満たす測定方法

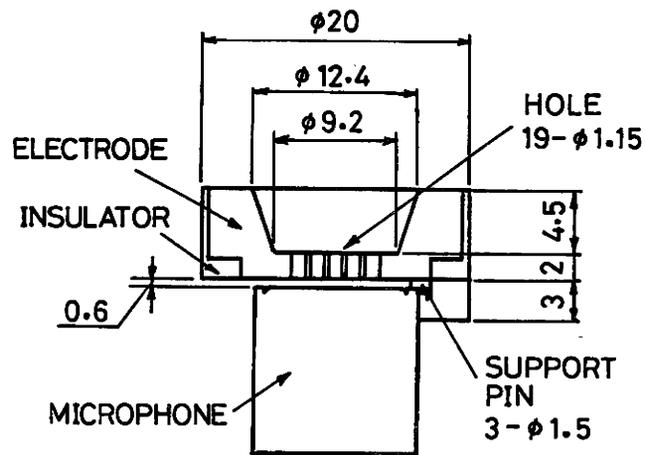


図2-3 1/2インチコンデンサマイクロホン用静電加振器の構造と主要部分の寸法(単位mm)。

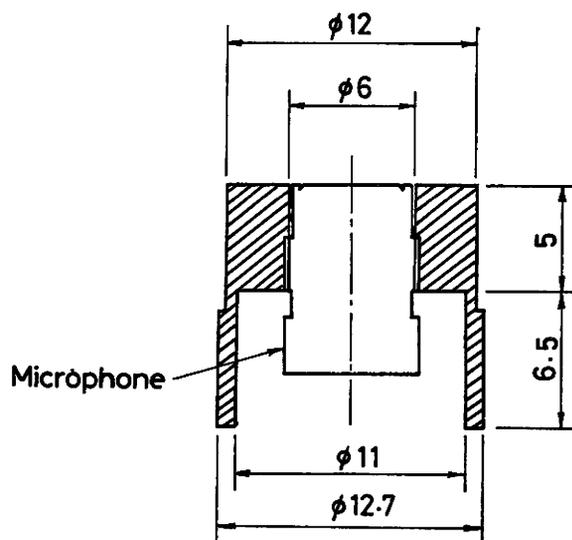


図2-4 1/4インチコンデンサマイクロホン用アダプタの構造と主要部分の寸法(単位mm)。

として静電加振法を採用した。図2-3は、測定に用いたブリューエルケーサー社の1/2インチコンデンサマイクロホン用の静電加振器の構造と主な寸法である。このように静電加振器は、絶縁物でできた3本のピンでマイクロホンの振動膜から約0.6mmの間隔をおいて並行に置くように設計した金属電極で、振動膜に対向する部分には直径1.15mm、長さ2mmの孔が19個開けられている。そしてさらに、上方に向けてホーン状に開放され、膜の振動に不要な影響を与えないようになっている。一方、1/4インチコンデンサマイクロホンの測定時には、図2-4に示したような金属製のアダプタをマイクロホンに取り付けて口径を1/2インチにし、1/2インチ用の静電加振器を流用する。この静電加振器に数百ボルトの直流電圧と適当な信号電圧とを重畳させて印加し、振動膜を電氣的に振動させることにより音圧が加わった場合と同じ状態を作る。すなわち印加電圧をE、振動膜と静電加振器との距離をd、面積をSとすれば、振動膜に加わる静電気力Fは静電気学の理論により次式で与えられる<sup>3)</sup>。

$$F = \frac{1}{2} \epsilon_0 S \frac{E^2}{d^2} \quad (2-1)$$

したがって、振動膜の単位面積あたりに働く吸引力は、電圧Eの直流バイアス成分をE<sub>0</sub>、交流成分をe sin ωtとして、

$$\begin{aligned} P &= \frac{\epsilon_0}{2} \frac{[E_0 + e \sin \omega t]^2}{d^2} \\ &= \frac{\epsilon_0}{2} \frac{E_0^2 + 2 E_0 e \sin \omega t + e^2 \sin^2 \omega t}{d^2} \end{aligned}$$

$$= \frac{\epsilon_0}{2} \frac{E_0^2 + 2E_0 e \sin \omega t + e^2 (1 - \cos 2 \omega t) / 2}{d^2} \quad (2-2)$$

これより、音圧に相当する単位面積当たりの力、すなわち上式で与えられたPの変動成分pは、

$$p = \frac{\epsilon_0 e}{4 d^2} [4 E_0 \sin \omega t - e \cos 2 \omega t] \quad (2-3)$$

したがって、 $E_0 \gg e$ であるならば振動膜には静電加振器に印加した信号電圧  $e \sin \omega t$  に比例した力が加わる。また、基本波成分に対する第2高調波歪み  $D^{2nd}$  は、

$$D^{2nd} = e / 4 E_0 \quad (2-4)$$

で与えられる。このように理論的には静電加振器によって膜に加わる力pを決定することができるが、実際は距離dを正確に求めることが困難でpは正確には決まらない。つまり、静電加振法ではマイクロホンの絶対的な感度を求められない。そこで、普通はピストンホンによる測定を併用して、絶対的な感度を決定する。しかし、本測定の目的は感度の圧力による変化を測定することであるから、絶対的な感度を決定する必要性はあまりない。したがって、ここで測定した感度特性においては、窒素中の1気圧における1kHzの感度を0dBとする相対感度表示とした。

測定に用いたコンデンサマイクロホンは合計6種類で、ブリュエルケア社(B&K)の口径1/2インチ音場型4133と音圧型4134、アコー社(ACO)の口径1/2インチ音場型7012と音圧型7013、およびアコー社の口径1/4インチ音場型7016と音圧型7017である。いずれもANSI規格のS1.12-1967に適合している。各マイクロホンの主な仕様を表2-1に示した。振動膜は全

表2-1 測定に用いたコンデンサマイクロホンの仕様。

Maker	B&K	B&K	ACO	ACO	ACO	ACO
Type No.	4133	4134	7012	7013	7016	7017
Nominal Diameter	1/2"	1/2"	1/2"	1/2"	1/4"	1/4"
Frequency Response Characteristic*	Fr.	Pr.	Fr.	Pr.	Fr.	Pr.
Frequency Response ( $\pm 2$ dB)	4Hz~ 40kHz	4Hz~ 20kHz	5Hz~ 40kHz	5Hz~ 20kHz	5Hz~ 100kHz	5Hz~ 70kHz
Polarization Voltage	200V	200V	200V	200V	200V	200V
Sensitivity at 1atm (dB re 1V/Pa)	-38.0	-39.0	-38.3	-36.4	-50.4	-56.7
Polarized Cartridge Capacitance at 250Hz	18.2pF	18.8pF	21.2pF	18.7pF	6.2pF	6.2pF

\* Fr;Free-Field(0° incidence), Pr;Pressure and Random incidence.

て金属箔でできているが、材質はB&Kのものがニッケルで、ACOのものがチタンである。表中の周波数応答（上から5段目）は、周波数250Hzにおける感度（下から2段目の絶対感度）に対して $\pm 2$  dBの範囲で感度が平坦な周波数帯域を表しており、音圧型よりも音場型のほうが、また、1/2インチよりも1/4インチのほうが高域が伸びている。これに対し、絶対感度は1/2インチよりも1/4インチのほうが約10dB低くなっている。ところで、ここで使用したような音響測定用の標準マイクロホンでは各マイクロホンごとに公称感度特性が添付されている<sup>4)</sup>。これらを転記したものを図2-5と図2-6に示した。音場型マイクロホン(4133, 7012, 7016)の特性の内の'Free-Field'と記された特性は音場特性、'Pressure'と記された特性は音圧特性を表しており、音場型マイクロホンの音圧特性は第1.2節で述べた回折効果の影響を取り込むために、高域において周波数の増加に伴ってなだらかに低下する。したがって、音圧感度特性を

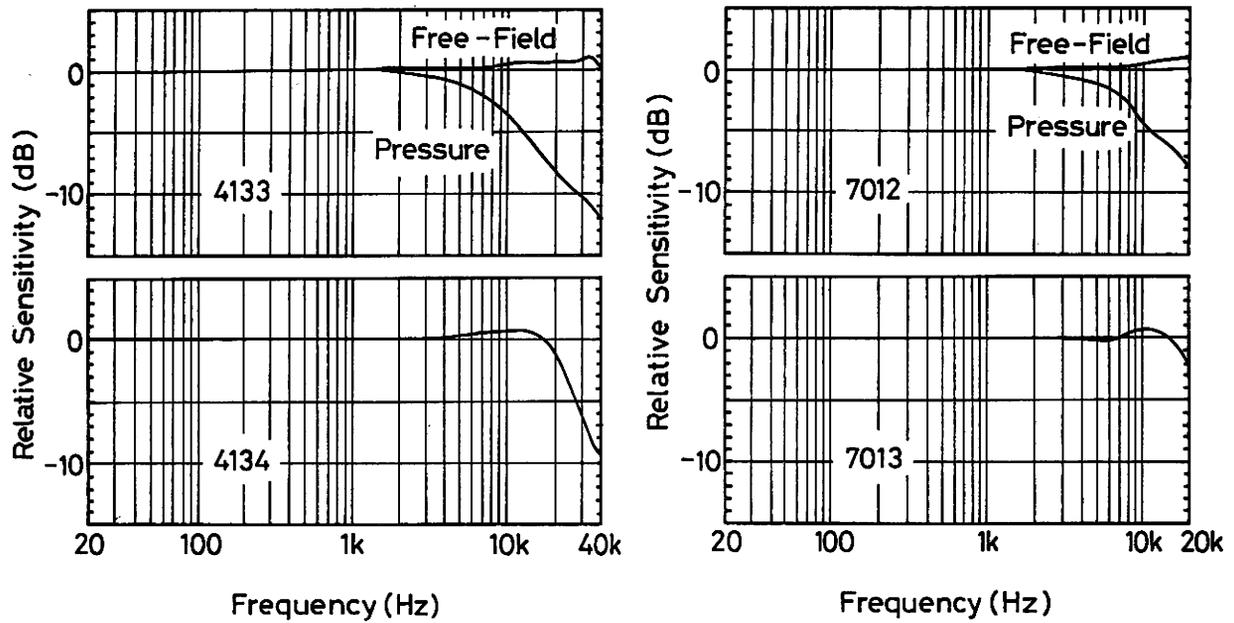


図2-5 ブリュエルケアの1/2インチ音場型4133と音圧型4134およびアコーの1/2インチ音場型7012と音圧型7013の公称感度特性。

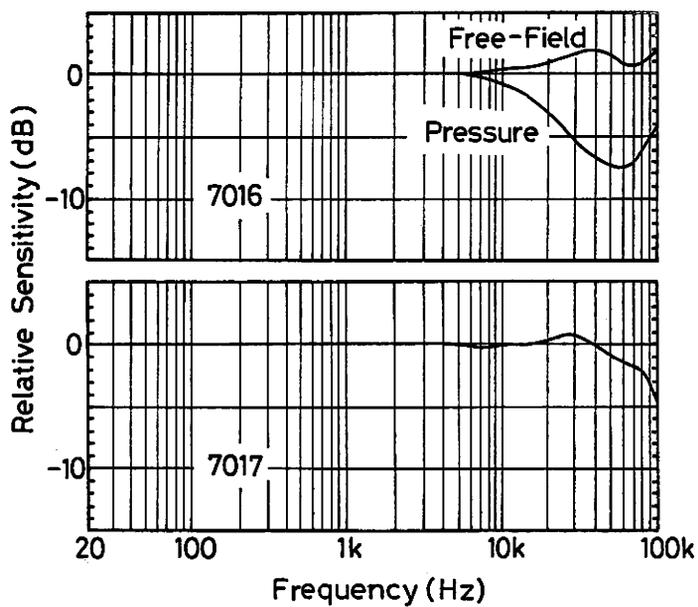


図2-6 アコーの1/4インチ音場型7016と音圧型7017の公称感度特性。

測定することになる静電加振法でも、音場型マイクロホンの高域の特性は周波数の増加によって漸次低下する。

高圧窒素中におけるマイクロホンの特性を測定するために、図2-7に示したような測定系を構成した。図の中央より左側が高圧チャンバの外部、右側が内部である。外部制御可能な発振器 (SHIBASOKU, 590R) の正弦波出力信号は、パワーアンプ (TRIO, L-05M) で21V<sub>rms</sub>に増幅され、高圧チャンバ内に導入される。そして、高圧チャンバ内に置かれた高圧電源 (Matsusada, HSRF-0.8P-12S) で400Vの直流電圧が重畳されて、静電加振器 (B&K, UA0033) に印加される。このとき振動膜には、音圧レベル約70dBの音波がマイクロホンの膜面に平行な方向から入射した場合と同程度の静電気力が加わることを、音響レベルメータ (B&K, 2209) による測定で確認した。また、第2高調波の基本波に対する歪み率は式(2-4)より約1%である。マイクロホンからの出力信号は、その直後に付けられたプリアンプ (B&K, 2619) によって低出力インピーダンスの信号に変換され、入力段に6.8 $\mu$ FのカップリングコンデンサをもつACアンプによって20dB増幅されて高圧チャンバ外へ取り出される。FFTアナライザはパワーアンプの出力信号を参照信号としてチャンネル1から取り込み、

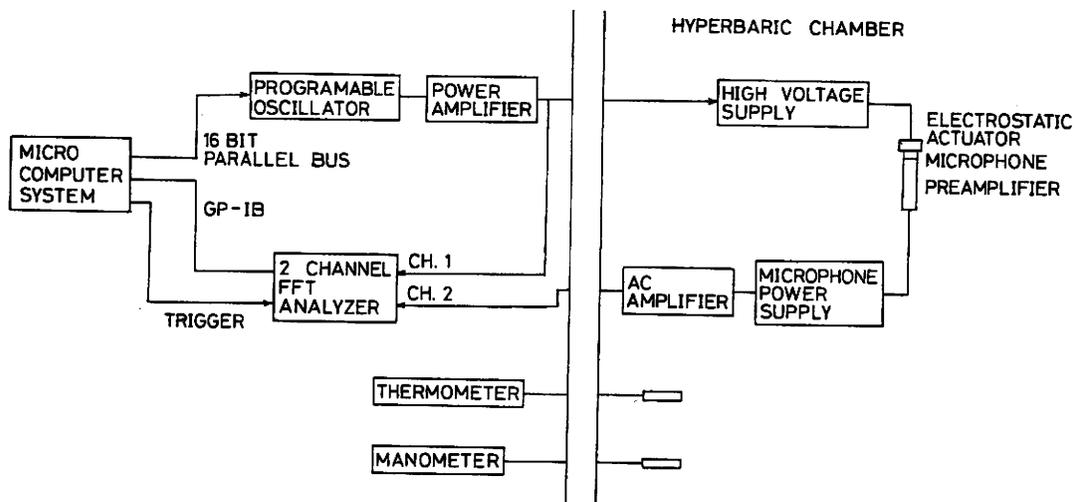


図2-7 高圧における周波数特性を測定するための測定系。図の右側が高圧チャンバ内。

表2-2 FFTアナライザの設定条件。

Frequency range	Data point	Sampling frequency	Window length
20Hz ~ 1kHz	2048	4.096 kHz	500 msec
1kHz ~ 100kHz	2048	409.6 kHz	5 msec

同時にACアンプの出力信号をチャンネル2から取り込んで両者の伝達特性を計算し、参照信号の周波数に等しい成分のみを保存する。したがって、得られる伝達特性は参照信号の周波数帯域に比例した狭帯域フィルタを通して得られるものと等価になり、参照信号の周波数帯域が十分狭ければ非常に高周波ノイズに影響されにくくなる。この手順を、発振器の周波数を20Hzから100kHzまで段階的に変化させて所定の回数だけ繰返す。ただし、十分な周波数分解能を得るために、測定周波数帯域を20Hzから1kHzと1kHzから100kHzとに分けた。FFTアナライザに保存された伝達特性はGP-IBを通してマイクロコンピュータ(PANAFACOM,C-280)に取り込まれ、ACアンプのもつ特性による補正を加えてマイクロホンの特性となる。FFTアナライザへの信号入力時にはハニング窓をかけ、窓長は少なくとも5波長分のデータが取り込めるように設定した。これらも含めたFFTアナライザの設定条件を表2-2に示す。また、発振器の周波数の増分は20Hzから1kHzのときは5Hz、1kHzから100kHzでは500Hzであった。

測定を行った圧力は1、2、4、7、10、15、19、29、39および48気圧であり、加圧は次のようにした。まず、高圧チャンバ内で空気1気圧において測定を行い、公称感度特性と有意な差がない事を確かめる。次に、内部の空気を真空ポンプによって抜いた後で、純粋な窒素を高圧ポンプから導入して加圧し所望の圧力にする。加圧の速さは毎分0.05気圧ほどで、内部におかれた機器が壊れないように十分注意した。また、測定時の高圧チャンバ内部の温度は、温度による特性の変化が生じないように $25 \pm 1^{\circ}\text{C}$ に保つようにした。

### 2.3 1/2インチコンデンサマイクロホンの特性

1/2インチコンデンサマイクロホンの特性は圧力の増加とともに徐々に変化し、通常では見られない特徴が現れてくる。図2-8にB&Kの音場型4133と音圧型4134、および図2-9にACOの音場型7012と音圧型7013の20Hzから50kHzの特性を示す。各図の上が相対感度で、下が位相差である。ただし、図が繁雑になるのを避けるために圧力が1、7、15、29および48気圧の場合についてのみ図示した。

1気圧における感度特性は公称感度特性とほとんど同じであり、音場型の4133と7012の感度はおよそ3kHzまで一定で、さらに周波数が高くなると次第に低下して30kHzで約10dB低下する。また、音圧型の4134と7013の感度は20kHz近くまで一定で、それよりも高い周波数では次第に低下する。一方、位相特性を見てみると、音場型では1kHzまではほとんどゼロであるが、それより周波数が高くなると次第に進みが大きくなり、30kHzで90度近くまで達する。また、音圧型ではおよそ3kHzまでゼロであるが、その後かなり急に進みが大きくなり20kHzで約90度になる。

圧力が高くなると特性は複雑に変化し、感度が平坦で位相がゼロの部分はほとんど無くなってしまふ。それらに見られる特徴は、着目する周波数帯域によって次の3つに分けることができる。(1)低域は音場型ではおよそ1kHz以下、音圧型ではおよそ400Hz以下の帯域。(2)中域は音場型では1kHzから2kHz、音圧型では400Hzから2kHzの帯域。(3)高域は音場型も音圧型も2kHz以上の帯域。以下に、それぞれの帯域において見られる特徴について述べる。

(1) 周波数が極めて低い20Hz近くでは、圧力が増加しても感度は1気圧のときとほとんど変わらないが、周波数が高くなると次第に低下する。また、位相は圧力の増加に伴い進みが大きくなり、音場型では300Hz付近に音圧型では70Hz付近に極大が見られるようになる。この特徴は音圧型よりも音場型のほうがはっきりしていて、いずれのマイクロホンでも圧力の増加とともに高い周波数帯域へと移動するようである。特に7012の48気圧の感度特性にはおよそ200Hzに共振、500Hzに反共振によるものと考えられるピークとディップがあり、これに対応して位相進みが90度

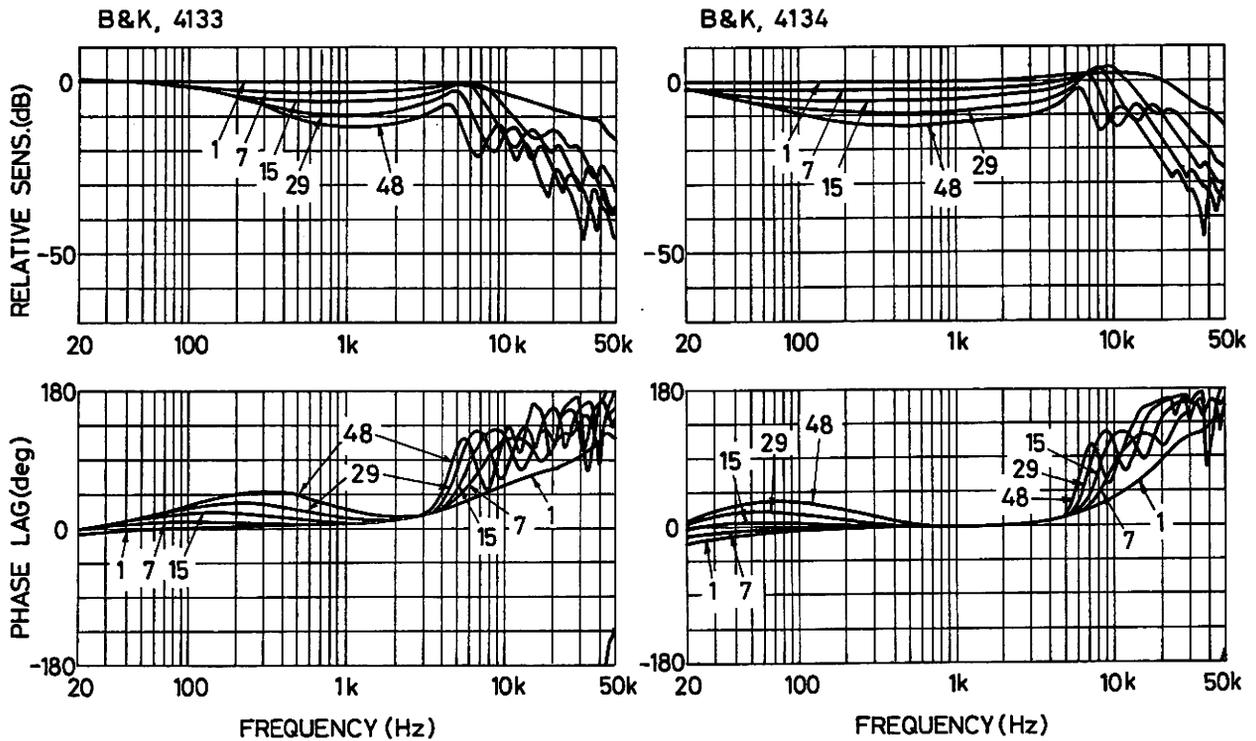


図2-8 窒素中におけるブリューエルケアの1/2インチ音場型4133と音圧型4134の特性。図中の数字は圧力(atm)。

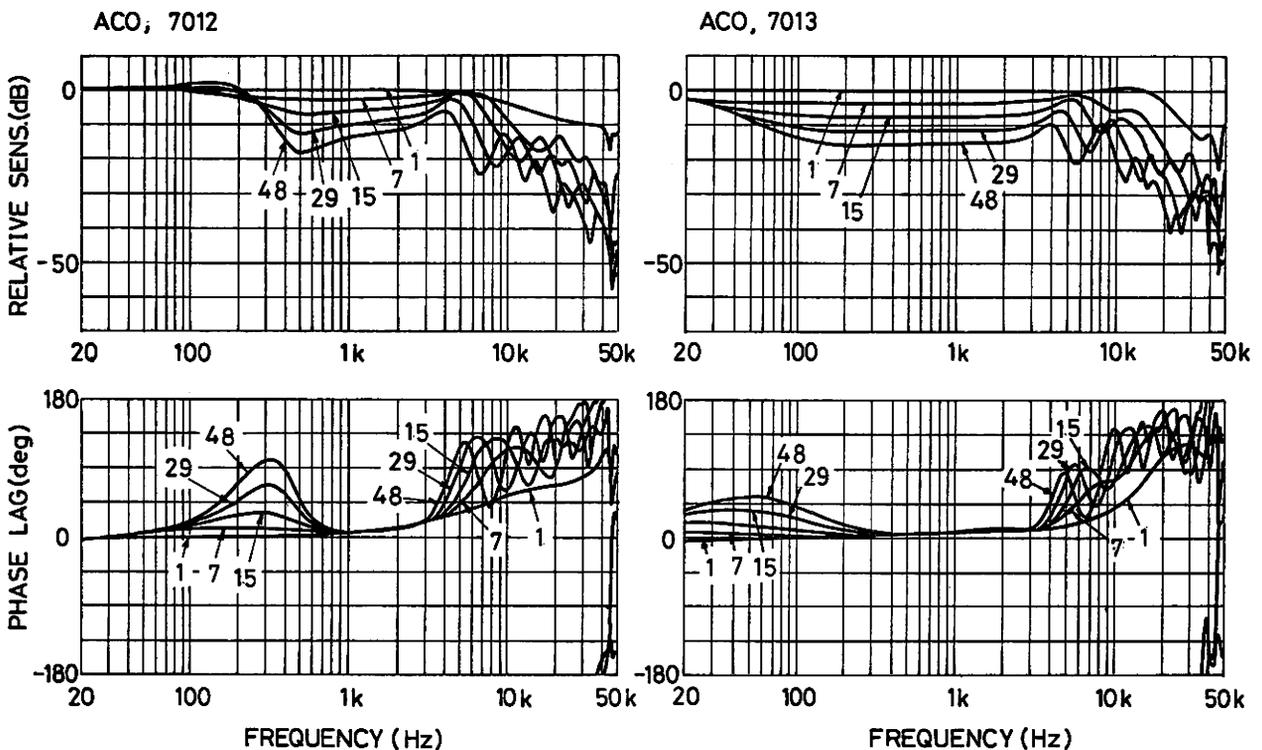


図2-9 窒素中におけるアコーの1/2インチ音場型7012と音圧型7013の特性。図中の数字は圧力(atm)。

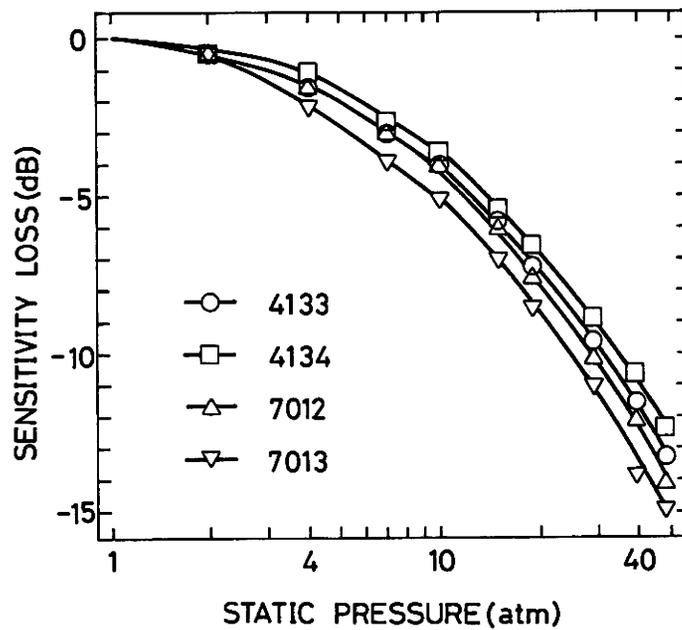


図2-10 1/2インチコンデンサマイクロホンの1kHzにおける感度の圧力による低下。

を越えるようになる。

(2) この帯域では、位相の圧力による変化はほとんどないが、感度は圧力の増加に伴い次第に低下する。各マイクロホンの1kHzにおける感度低下量を求めると図2-10のようになる。音場型の4133と7012の感度低下はほとんど同じであり、48気圧における低下量は約14dBである。一方、音圧型の4134と7013とでは低下量に多少の違いが見られ、48気圧において4134では約12dB、7013では約15dBである。このように低下量の大きさには多少の差があるが、圧力による感度低下の割合すなわち図2-10の曲線の傾きはマイクロホンによらずほぼ同じで、圧力が低いときにはゼロに近く、50気圧近くになると圧力の2倍の変化に対して約5dB感度が低下する。

(3) 圧力が高くなると感度特性には複数のピークが生じ、これに対応して位相特性も複雑に変化する。感度特性のこれらのピークは圧力の増加とともに次第に明確になり、48気圧において4133では3つのピーク、他のマイクロホンでは4つの明らかなピークが見られる。また、これらのピークの周波数は圧力の増加とともに低域へと移動する。一方、位相

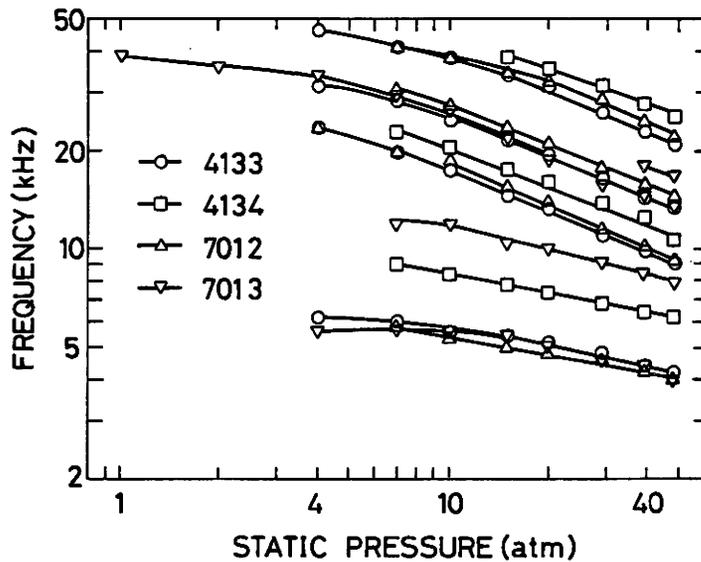


図2-11 1/2インチコンデンサマイクロホンの感度特性におけるピーク周波数の圧力による変化。

は圧力の増加とともに進みが大きくなり、40kHz近くになるとすべてのマイクロホンで180度を越えるようになる。また、感度特性のピークに対応して極大と極小が交互に生じる。いま、感度特性のピークに周波数の低いものから順番を付け、それらの中心周波数の圧力による変化を求めると、図2-11のようになる。すべてのピークの周波数は、10気圧以上の高圧において圧力の増加に伴いほぼ直線的に減少する。しかし、その傾きはピークによって異なり、7013の第1、第2ピークとその他のマイクロホンの第1ピーク、およびそれ以外のピークの2つのグループに分けられ、前者の傾きは後者のそれよりも小さい。特に、同じ音場型である4133と7012のそれぞれのピークの周波数および圧力による変化は、極めてよく一致している。また、7013の第1と第3ピークの周波数と傾きは、音場型のそれらに一致している。ところが、4134の各ピークは他のマイクロホンの対応するピークに比べてすべて周波数が高く、第1ピークについては約2kHzの差があり、第4ピークの周波数は音場型の第4ピークの周波数よりも高くなっている。つまり、7013の第2ピークを除外すれば、高圧において次第に明確になる複数のピークの周波数の圧力に

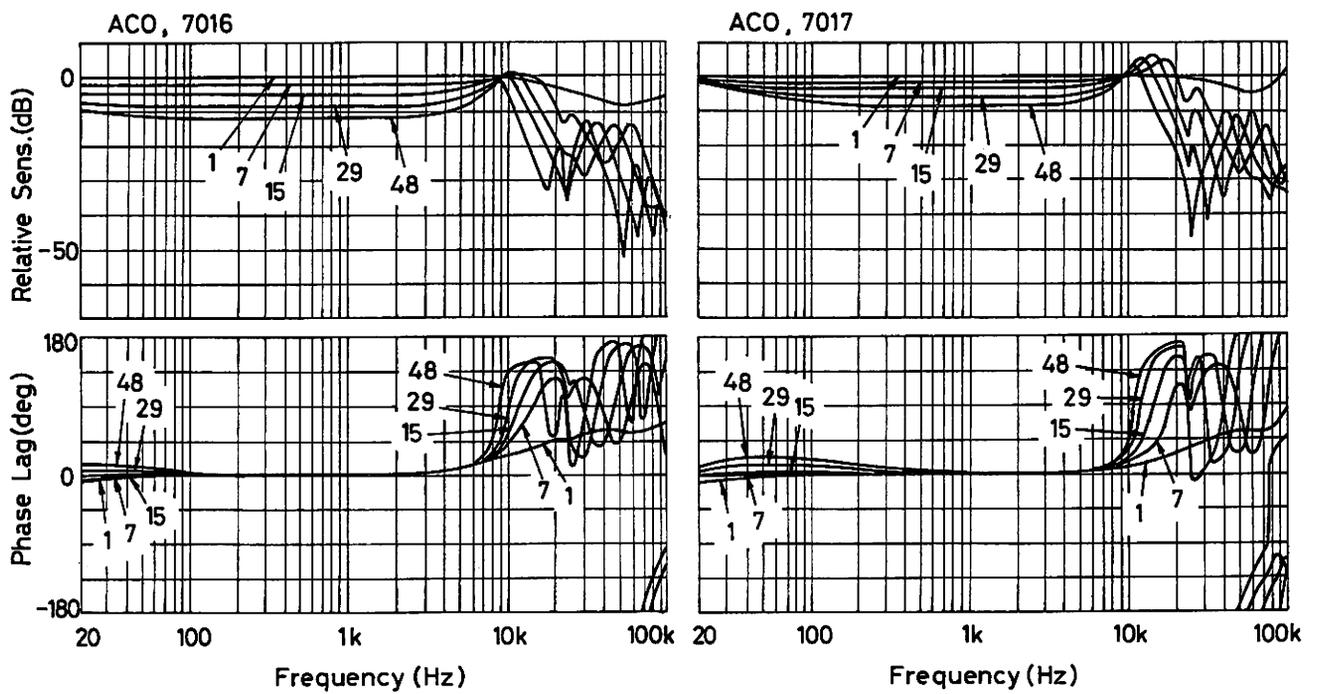


図2-12 窒素中におけるアコーの1/4インチ音場型7016と音圧型7017の特性。図中の数字は圧力(atm)。

よる変化は、4134だけが他のマイクロホンとは異なる。

以上のように、高圧における特性はすべてのマイクロホンでほぼ共通であり、中域では圧力増加に伴い感度が低下し、低域に向けてこの感度低下は小さくなる。また、高域には複数のピークが生じ、圧力増加とともに低域へと移動する。ただし、これらのピークの周波数の圧力による変化は、4134だけが他のマイクロホンとは異なっている。

#### 2.4 1/4インチコンデンサマイクロホンの特性

1/4インチマイクロホンの周波数帯域は、表2-1にも示したように1/2インチよりもかなり高域まで伸びている。図2-12にACOの音場型7016と音圧型7017の20Hzから100kHzの特性を示す。各図の上が相対感度で、下が位相差であり、圧力については1/2インチマイクロホンの場合と同じである。1気圧の感度特性と図2-6に示した公称感度特性とを比較すると7017の100kHz付近で違いがみられるが、他は良く一致する。高圧における特性に見られる特徴を1/2インチマイクロホンの場合と同様に、3つの周波数帯域に分けて述べる。

(1) 音場型7016の100Hz以下および音圧型7017の400Hz以下の低域においては、感度は圧力の増加とともに低下するが、その低下量は周波数が低いほど小さい。また、位相は圧力の増加とともに次第に進みが大き

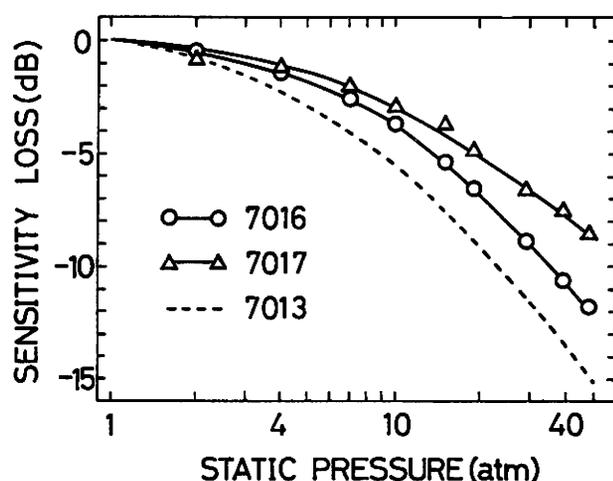


図2-13 1/4インチコンデンサマイクロホンの1kHzにおける感度の圧力による低下。

くなるが、48気圧においても最大15度程度である。これらの特徴は1/2インチマイクロホンでも同様に見られたが、1/4インチマイクロホンでは音場型の7016よりも音圧型の7016のほうがより高い周波数に見られ、1/2インチマイクロホンの場合と反対になっている。

(2) 1 kHz付近の中域では、圧力の増加とともに感度が低下する。一方、位相は1気圧のときと変わらずほぼゼロに保たれる。感度の1 kHzにおける低下量を求めると図2-13のようになる。ここには比較のため1/2インチ音圧型の7013の感度低下も載せた。1/4インチマイクロホンの感度低下量は1/2インチよりも少なく、48気圧の低下量は7016が12dBで7017が8.5dBである。また、圧力による感度の低下率は圧力が低いときには小さく、圧力が高くなると大きくなる。ただし、圧力が高いときの低下率は、7017よりも7016のほうが大きく7013のそれに近い。

(3) 高域、すなわち4 kHz以上の周波数帯域では、感度特性に1/2インチマイクロホンと同様な複数のピークが生じ、それらの間には明確なディップが見られる。ただし、特性の変化は1/2インチマイクロホンほど複雑ではなく普通の共振・反共振特性に近い。一方、位相は圧力の増加により進みが大きくなるが、感度特性のピークとディップに対応してかなり変化する。特に7017の48気圧では、約25kHzに感度特性のディップ

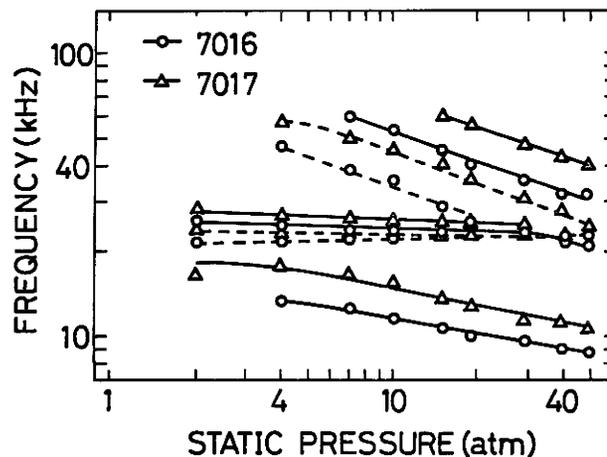


図2-14 1/4インチコンデンサマイクロホンの感度特性に生ずるピーク(実線)とディップ(破線)の周波数の圧力による変化。

ブに対応した180度近い急激な位相変化が生じている。ところで、感度特性のピークとそれらの間のディップに周波数の低いものから順番を付け、それらの中心の周波数の圧力による変化を第3ピークまで求めると図2-14のようになる。これらのピークとディップは圧力によってその周波数が変化しない第1ディップと第2ピーク、および圧力によってその周波数が変化する第1と第3ピークおよび第2ディップに分けられる。前者の周波数はマイクロホンによらずほとんど同じで、20から30kHzの間にある。これに対し、後者の周波数は圧力の増加に伴ってすべて直線的に減少し、対応するピークとディップの周波数は7016よりも7017のほうが高く、第1ピークで約2kHzの差が見られる。また、第1ピークは圧力の増加により次第に鋭く大きくなるが、第3ピークの大きさと形状は圧力によらずほとんど同じで、周波数だけが減少する。

このように、1/4インチマイクロホンの高圧での特性に見られる特徴は1/2インチマイクロホンの場合とほとんど同じであるが、1/2インチマイクロホンに比べて以下の点で違いがある。

① 低域の特性の変化は1/2インチマイクロホンよりも小さく、数百ヘルツ低い周波数帯域に生ずる。また、1/2インチマイクロホンでは音場型のほうが音圧型よりも変化が大きく周波数も高いのに対し、1/4インチマイクロホンでは反対である。

② 高域の感度特性の複数のピークはより高い周波数帯域に生じ、第1ピークの周波数は数キロヘルツ高く、およそ10kHzである。これに対応して位相進みが大きくなる周波数も高くなる。

③ 中域において感度が平坦で位相がゼロである周波数帯域は、①と②に述べたことによりかなり広がる。

## 2.5 検討

高圧におけるコンデンサマイクロホンの特性には、マイクロホンの種類によらない3つの共通な特徴が見られた。すなわち、周波数帯域を各マイクロホンごとに低域と中域および高域の3つに分ければ、それぞれの帯域で以下のような共通した特徴が見られる。①中域では感度は低

下するが位相は変らない。②低域では感度は低下し位相は進むが、周波数が低いほど低下量は小さく位相には極大が生ずる。③高域では感度も位相も複雑に変化し、感度特性には複数のピークが生ずる。

コンデンサマイクロホンの特性を議論する場合に最も広く使われている方法は等価電気回路を用いる方法である。この方法は、マイクロホンの各部の寸法が音波（気体中の音波と振動膜面上の音波）の波長に比べて十分短く、膜の振動が単純でなくてはならないなどの色々な制約がある。しかし、マイクロホンの特性変化の基礎的な理解のためには最良である。そこで本章でも、周波数がマイクロホンの全振動系のもつ基本共振周波数よりも十分低い①と②の場合について、インピーダンス対応<sup>5)</sup>による等価電気回路を用いた定性的な検討を行う。図2-15は周波数がマイクロホンの基本共振周波数よりも低い時の等価電気回路である<sup>6)</sup>。インピーダンス対応の場合、起電力は入射音圧  $P_{IN}$  に対応し、電流は振動膜の排除する気体の体積速度  $U$  に対応する。したがって、回路の全アドミタンスを積分した値 ( $= U / j\omega P_{IN}$ ) の絶対値がマイクロホンの感度に比例する（式(1-12)参照）。また、図中の  $M_R$  は膜面から音が放射されることによって振動膜に加わる付加質量（放射インピーダンスの虚数部）、 $M_D$  と  $C_D$  は振動膜の等価質量と等価コンプライアンス（スチフネス（弾性）の逆数）、 $M_G$  と  $R_G$  は振動膜と背極とで作る空隙内の気体の

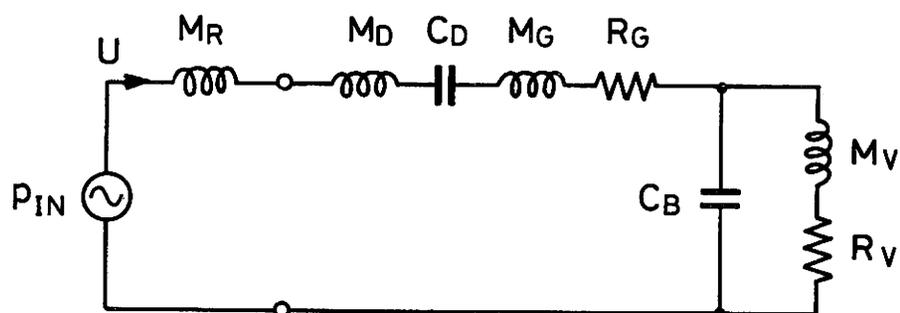


図2-15 コンデンサマイクロホンのインピーダンス対応による等価電気回路。

等価質量と粘性抵抗、 $C_B$ は背気室内の気体のコンプライアンス、 $M_v$ と $R_v$ は静圧等価管内の気体の等価質量と粘性抵抗である。

① 中域のマイクロホンの感度は、振動膜と背気室内の気体がもつスチフネスによって決まることが知られている<sup>6)</sup>。すなわち、図2-15において全ての等価質量 $M_R$ 、 $M_D$ 、 $M_G$ および $M_v$ と粘性抵抗 $R_G$ は周波数が十分低いから無視できるほど小さく、②で述べるように $R_v$ は非常に大きいから等価回路はコンプライアンス $C_D$ と $C_B$ の直列になる。振動膜の音響スチフネス $s_D$  ( $= 1/C_D$ )は、膜の張力を $T$ 、半径を $a$ とすれば、

$$s_D = 4\pi\alpha^2 T / 3(\pi a^2)^2 \approx 8\pi T / (\pi a^2)^2 \quad (2-5)$$

で与えられる。ただし、 $\alpha$ は膜の振動姿態によって決まる定数で、ここでは $\alpha = 2.4048$ である。これから、振動膜のスチフネスは張力に比例して大きく（コンプライアンスは小さく）なることが分る。また、背気室内の気体の音響スチフネス $s_B$ は、背気室の代表的な長さが音波の波長に比べて十分小さいならば、背気室の体積を $V$ 、気体の体積弾性率を $\kappa$ として $s_B = \kappa/V$ で与えられる<sup>7)</sup>。さらに、気体が理想気体とみなせるならば $\kappa = \gamma P$ であるから<sup>8)</sup>、

$$s_B = \gamma P / V \quad (2-6)$$

ただし、 $\gamma$ は気体の比熱比、 $P$ は静圧である。すなわち、背気室のスチフネスは圧力に比例して増加（コンプライアンスは減少）する。

測定に使用したコンデンサマイクロホンの振動膜の張力は極めて高いので（約3000N/m）、式(2-5)からそのスチフネスは非常に大きいと考えられる。これに対し、背気室内の気体のスチフネスは圧力が大気圧に近いときにはそれほど大きくはない。したがって、圧力が低いときには振動膜のスチフネスは背気室内の気体のそれよりも十分大きく、等価回路の全アドミタンスは $j\omega C_D$ で与えられるから、感度は圧力が変化しても僅かしか変わらないと考えられる。実際、図2-10あるいは図2-13に示した

ように、1kHzにおける感度はおよそ2気圧までは圧力が増加してもあまり変化しない。ところが、圧力が増加して背気室内の気体のスチフネスが振動膜のそれと同程度の大きさになり $C_0$ が無視できなくなると、感度の圧力による変化が顕著になる。さらに圧力が増加して背気室内の気体のスチフネスが振動膜のそれよりも大きくなれば、等価回路の全アドミタンスは $j\omega C_0$ となるから、式(2-6)から明らかなように感度の低下率は2倍の圧力変化に対して約6dBになるはずである。実測によれば、1/2インチマイクロホンの50気圧付近での感度低下率は図2-10から全て約5dBであり、上記の値におよそ一致する。同様に、1/4インチマイクロホンの感度低下率を図2-13より求めると音場型7016では約6dBになり上記の値と良く一致する。ところが、音圧型7017では約3dBであり予想よりもかなり小さい。これは、このマイクロホンでは高圧においても背気室内の気体のスチフネスが振動膜のそれに比べて十分に大きくなっていないためであろうと考えられる。

② 低域の特性には背気室と外部の静圧を等しく保つための静圧等価管の音響的な特性が影響し、高圧になるとこの影響がさらに大きくなることが指摘されている<sup>9)</sup>。静圧等価管は非常に細い管であるので、等価回路にも示したように、粘性抵抗 $R_v$ とイナータンス(慣性質量による音響リアクタンス) $M_v$ の和で表される音響インピーダンスを持っている。すなわち、管の長さ $l$ が音波の波長に比べて十分短く、管の直径 $r$ が $l$ に比べて十分小さければ静圧等価管の音響インピーダンス $Z_v$ は、

$$Z_v = \frac{l}{\pi r^2} \left( \frac{8\mu}{r^2} + \frac{4}{3} j\omega\rho \right) \quad (2-5)$$

で与えられる<sup>10)</sup>。ここで、 $\omega$ は音波の角周波数、 $\mu$ と $\rho$ はそれぞれ気体の粘性係数と密度である。このように、静圧等価管は粘性抵抗とイナータンスの比によって決まる遮断周波数を持ち、測定に用いたマイクロホンではこの値が空気1気圧において約2Hzになるように設計されてい

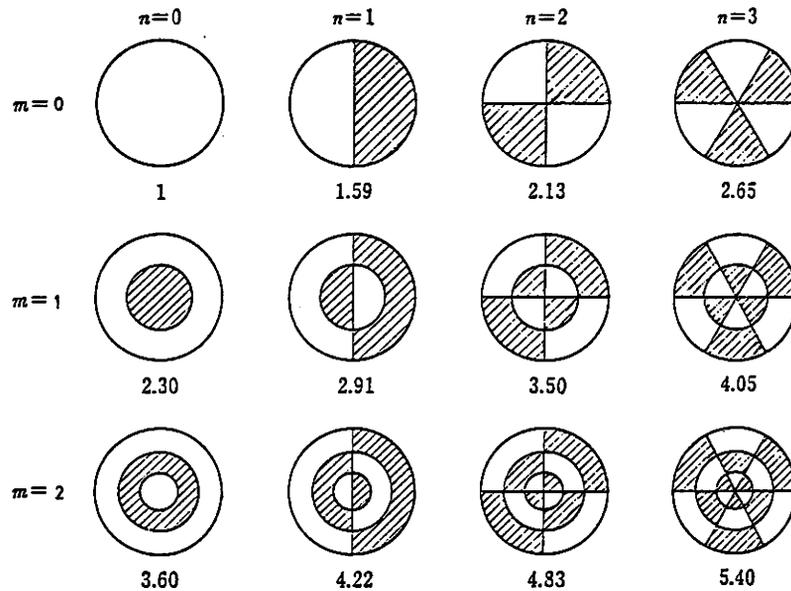


図2-16 周辺を固定された円形薄膜の固有振動モード。  
 $m$ と $n$ はそれぞれ節円と節直径の数であり、各図の下の数字は00モードとの周波数比。斜線部とそれ以外は位相が反対である。

る<sup>11)</sup>。周波数が静圧等価管の遮断周波数よりも十分低ければ振動膜の振動によって背気室内に生じた圧力変化は静圧等価管によりマイクロホンの外部に開放され、背気室内の気体のスチフネスは小さく保たれる。すなわち、等価回路において電流 $U$ は $C_B$ を流れないで $Z_v$  ( $M_v$ と $R_v$ )のほうを流れるため、 $C_B$ の影響が小さくなる。したがって、①で述べたような圧力の増加に伴う感度の低下は起こらず、大気圧のときと同じ感度が保たれる。

③ 高圧における感度特性の高域には、複数のピークが生ずる。この原因としては第1に振動膜の固有振動による共振が考えられる。したがって、この場合には①や②で述べたような等価回路による議論はできなくなる。コンデンサマイクロホンの振動膜のような、周辺が固定された円形薄膜の固有振動モードは理論的に求められ、それらの内の固有周波数の低ものからいくつかを示すと図2-16のようである<sup>12)</sup>。ここには、基本固有振動モード(00モード)に対する各固有振動モードの周波数比

表2-3 1/2インチマイクロホンの感度特性に生ずる、第1ピークに対する第2と第3ピークの周波数比。

Static pressure (atm)	Microphone type							
	4133		4134		7012		7013	
	2nd	3rd	2nd	3rd	2nd	3rd	2nd	3rd
15	2.7	4.0	2.2	4.9	3.1	4.6	1.9	4.0
29	2.3	3.4	2.0	4.6	2.5	3.8	2.0	3.4
48	2.1	3.1	1.7	4.0	2.3	3.7	2.0	3.3

表2-4 1/4インチマイクロホンの感度特性に生ずる、第1ピークに対する第3ピークの周波数比。

Static pressure(atm)	Microphone type	
	7016	7017
15	4.3	4.4
29	3.7	4.1
48	3.5	3.8

も示した。一方、測定された感度特性から15、29および48気圧における第1ピークに対する各ピークの周波数比を求めてみると、1/2インチマイクロホンでは表2-3のように、1/4インチマイクロホンでは表2-4のようになる。ただし、1/4インチマイクロホンの第2ピークは他のピークと圧力の変化に対する依存性が異なるため除外した。これらの表から明らかかなように、各ピークの周波数比はマイクロホンの種類や圧力によってかなり異なり、図2-16の中に示した値とは必ずしも一致しない。すなわち、感度特性の高域に生ずる複数のピークは、振動膜の単純な固有振動によるものではないと考えられる。

第1章でも述べたように、コンデンサマイクロホンの高域の特性には薄流体層のもつ性質が重要な役割を果たす。さらに、その性質には背極の振動膜に対向した部分の構造が大きく影響する。そこで、1/2インチマイクロホンについて背極の構造を調べてみると、図2-17のようであった。各図はマイクロホンの中心軸に垂直な方向に切った背極の上面での断面図で、最外円がマイクロホンの筐体とその内側の円が背極の外縁を表している。また、背極上にある小円は孔を表しており、7013の中心に

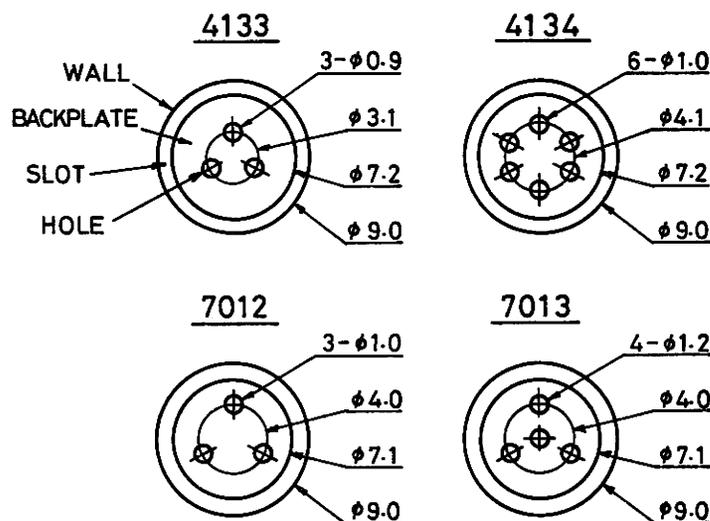


図2-17 1/2インチコンデンサマイクロホンの背極の構造。孔は7013の中心のものを除いて全て背気室まで貫通している。

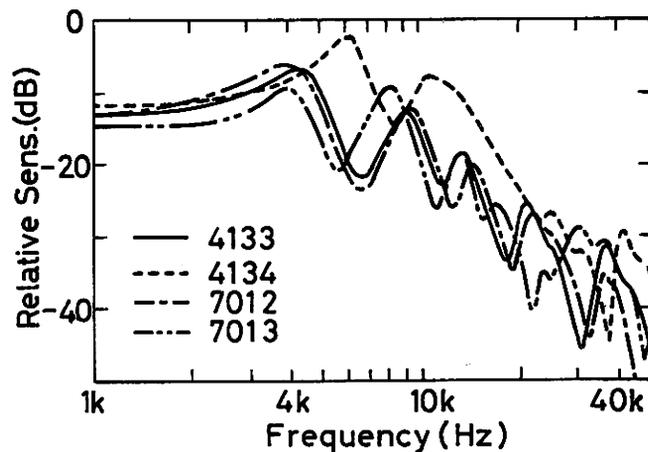


図2-18 1/2インチコンデンサマイクロホンの48気圧における感度特性。

あるものを除いてすべて背気室に貫通している。このように、背極には薄流体層の性質を調整するために幾つかの孔が開けられていて、各マイクロホンによってその数や大きさや位置に違いがある。ところが、4133と7012を比べると位置と大きさに多少の違いはあるが、数は同じ3つであり互いに良く似ている。さらに、7013も中心の孔を除外すれば類似している。しかし、4134は孔が6つあり他とはかなり異なっている。この背極の構造に見られる類似性は特性に見られた類似性に非常に良く対応している。すなわち、48気圧における1kHz以上の感度特性を比較すると図2-18に示したようであり、4134の特性だけが他とは大きく異なっている。つまり、高圧において高域の特性が似たマイクロホンの背極の構造は互いに似ており、特性の異なるマイクロホンの背極の構造はこれらとは大きく異なっている。このことは、大気圧においては特性の差をあまり生じさせないような背極の孔の位置や大きさや数の違いが、高圧においては特性の差を生じさせる主要な原因になり得る事を示している。

## 2.6 まとめ

ブリュエルケアとアコーの1/2インチ、およびアコーの1/4インチコンデンサマイクロホンの音場型と音圧型の計6種類について、1気圧から

48気圧の窒素中において静電加振法により、相対感度と位相の周波数特性を測定した。高圧における特性には通常は見られない幾つかの特徴が現れ、それらはマイクロホンの種類によらずほぼ共通している。すなわち、各マイクロホンごとに周波数帯域を低域と中域および高域の3つに分ければ、それぞれの帯域ごとに以下の特徴が見られる。

(1) 中域では圧力の増加に伴って次第に感度が低下する。1kHzにおける1気圧に対する48気圧での低下量は、1/2インチでは約13dB、1/4インチでは約10dBである。また、位相は圧力が増加してもほとんど変わらず、ゼロ近くに保たれる。

(2) 低域の感度も圧力が高くなると低下するが、周波数によって変化し、十分に低い周波数では1気圧の感度とほとんど変わらない。また、位相には圧力の増加によって極大が生ずるようになる。この特徴は1/4インチよりも1/2インチのほうが顕著で周波数も高い。

(3) 高域の感度特性には複数のピークが生じ、それらの周波数は、一部の例外を除いて、すべて圧力の増加によって減少する。また、位相は全体として周波数とともに進みが大きくなるが、感度特性のピークに対応して複雑に変化する。このために音場型マイクロホンでは数気圧においてすでに音場型としての特性を失う。この特徴は1/4インチよりも1/2インチのほうが顕著であり、全体的な周波数も低い。

上述した特徴の内の(1)と(2)については、それが生ずる原因について等価電気回路を用いた定性的な検討を加え、(1)は背気室のスチフネスの増加によるものであり、(2)は静圧等価管によるものであることを指摘した。しかし、(3)については膜の振動が複雑になるため等価回路による議論ができず、特性の圧力による変化が背極の構造に強く依存していることを指摘するに留まった。高域の特性には振動膜の振動姿態と薄流体層の気体のもつ特性が複雑に絡み合うために現象の理解が難しく、またマイクロホンとしての使用周波数帯域外の特性であるのでこれまで詳しい検討はなされていなかった。ところが高圧においてはこれが全体的な特性に大きな影響を及ぼすので、その原因を突き止めておく必要がある。このための最も直接的な方法は振動膜の振動姿態を観察すること

である。そこで、次章において光計測技術を用いて膜の振動を直接測定する方法について述べる。

ところで、周波数が低い場合（上述の(1)と(2)の場合）の圧力による特性変化の原因は明らかになったから、高圧における特性を改良するための指針を与えることができる。すなわち、圧力の増加に伴う感度低下を少なくするためには、振動膜の張力を十分高くするか半径を小さくして膜のスティフネスを大きくし、背気室の体積を大きくしてその内部の気体のスティフネスを減少させることが有効である。ただし、膜のスティフネスを増加させるとマイクロホンの絶対感度が低下し、背気室内の気体のスティフネスを減少させるとその代表的な長さが音波の波長に近づき、共振や反共振の影響がでてくるといふ弊害もある。また、低域における静圧等価管の影響を小さくするためには、管の直径を小さくして遮断周波数を下げれば良い。

### 第3章 光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定

#### 3.1 はじめに

前章において高圧における高域の特性に対する知見を得るためには、振動膜の振動姿態を直接測定することが有効であることを述べた。そこで、光計測技術を用いた1/2インチマイクロホンの膜の振動姿態の測定を試みた。光計測をコンデンサマイクロホンの振動膜に応用した例としては、マイクロホンに成極電圧を印加したときの静変位の測定<sup>1)</sup>があるだけで、膜の動的な変位を測定した例はない。そこで本章では、大気圧つまり空気1気圧においてこのような測定が可能であることを確かめる。

コンデンサマイクロホンの膜の振動は非常に微小であろうと予想される。また、振動膜は外力に非常に敏感である（これは、僅かな圧力変化である音圧に対しても敏感に反応することから明らかである）から、膜の振動に影響を与えない非接触な測定方法であることが望まれる。このような条件を満足する測定としてはレーザ光による方法が最も優れていてすでにいくつかの測定がなされており<sup>2)~6)</sup>、なかでも光ヘテロダイン干渉法による測定は非常に微小な振動振幅を高感度かつ安定に測定でき、さらに位相の測定も可能であるからコンデンサマイクロホン膜の振動測定に最適である。

レーザ光を振動面に照射してそこから反射する光（以後、測定光）により振動を測定する方法は、およそ次の2つに分けられる。1つは、振動面が基準位置よりずれることによって生ずる位相変化を、照射した光の一部を取り出した光（以後、参照光）と干渉させることによってできる干渉縞を検出する方法（ホモダイン干渉法）で、その代表的なものにマイケルソン干渉計がある。この方法は振動振幅が光の波長の4分の1以上の場合の測定に適しているが、レーザ光の周波数や測定機器の熱膨張あるいは回りの空気の流れなどに極めて敏感であるので高精度に安定した測定を行うためには細心の注意が要求される。もう1つは振動面から反射した光の周波数がドプラ効果によって偏移することを利用する方法で、測定光とは周波数が異なる参照光を用意して測定光と干渉させ、

そのきのビート信号に生じるドブラ偏移周波数を検出する（ヘテロダイン干渉法）。この方法は、直接的には振動速度を検出しているので振動振幅が光の波長の百分の1以下であっても測定が可能であり、振動の周波数が高い場合に適している。コンデンサマイクロホンの測定では対象となる周波数帯域が1kHzから50kHzでそれほど高くないが、極めて微小な振動振幅を測定する必要があるのでヘテロダイン干渉法を採用する。

ヘテロダイン干渉法では周波数の異なる2つの光が必要であり、一方を参照光として、他方を測定光として用いる。これら2つの光に周波数差を与える方法としては、レーザ光の縦モード間ビート<sup>3)</sup>や音響光学変調子<sup>4)、5)</sup>を用いる方法が報告されている。ところが、前者の方法ではビート周波数がギガヘルツ程度になるため検出しにくく、後者の方法では高価な音響光学素子を必要とするなどの難点があった。そこでレーザ光源に周波数安定化横ゼーマンレーザ<sup>7)</sup>（以後、STZL）を用いることで測定装置の簡素化を図った。STZLの発振光は周波数が数百キロヘルツ異なり、偏光面が互いに直交したほぼ直線偏光の2成分よりなっている。したがってこの光を偏光ビームスプリッタで偏光分離すれば、参照光と測定光を簡単に得ることができる<sup>8)</sup>。

### 3.2 測定原理

いま、参照光の角周波数を $\omega$ として測定光との差を $\omega_b$ とすれば、参照光と測定光の電界 $E_r$ と $E_m$ は、それぞれ

$$E_r = E_{r0} \exp j(\omega t + \theta') \quad (3-1)$$

$$E_m = E_{m0} \exp j[(\omega + \omega_b)t + \theta''] \quad (3-2)$$

と表される。ここで、 $E_{r0}$ と $E_{m0}$ はそれぞれの電界振幅、 $\theta'$ と $\theta''$ はそれぞれの伝搬光路による位相遅延である。また、 $j = \sqrt{-1}$ 。測定光が速度 $v$ で振動する面によって反射されるとドブラ効果によってその角周波数は偏移し、

$$\begin{aligned}\omega' &= \frac{c-v}{c+v}(\omega + \omega_b) \doteq (1 - 2\frac{v}{c})(\omega + \omega_b) \\ &\doteq (\omega + \omega_b) - 2k v\end{aligned}\tag{3-3}$$

となる。ただし、 $c$ は光速で $k$ は光の波数である。したがって、反射面の振動変位を $\xi$ とすれば、ドプラ周波数偏移を受けた後の測定光の電界は式(3-2)から

$$E_m = E_{m0} \exp j [(\omega + \omega_b) t + 2k \xi + \theta']\tag{3-4}$$

となる。式(3-1)と(3-4)で表される2つの光を干渉させフォトダイオードで検出すれば、その光電流 $I$ は

$$I = \frac{1}{2} [E_{r0}^2 + E_{m0}^2 + 2E_{r0}E_{m0}\cos(\omega_b t + 2k \xi + \theta)]\tag{3-5}$$

で与えられる。ただし、 $\theta = \theta' - \theta''$ である。この光電流を増幅して周波数弁別器でFM復調すれば、瞬時角周波数を $\bar{\omega}$ 、FM復調器の感度係数を $\beta$ として、その出力電圧 $e(t)$ は

$$e(t) = \beta(\bar{\omega} - \omega_b) = \beta \frac{d}{dt} (2k \xi + \theta)\tag{3-6}$$

となる。ここで、振動が角周波数 $\omega_b$ の定常振動であり、変位 $\xi$ が振動面上の位置 $(x, y)$ の関数、すなわち

$$\xi(x, y, t) = \xi_0(x, y) \cos[\omega_0 t + \phi(x, y)] \quad (3-7)$$

であるとするば、式(3-6)に代入して

$$\begin{aligned} e(t) &= 2\beta k \omega_0 \xi_0 \sin(\omega_0 t + \phi) + \frac{d\theta}{dt} \\ &= A \cos(\omega_0 t + \Phi) + \frac{d\theta}{dt} \end{aligned} \quad (3-8)$$

ただし、

$$A = 2\beta k \omega_0 \xi_0, \quad \Phi = \phi - \pi/2 \quad (3-9)$$

したがって、この電圧 $e$ の振動角周波数 $\omega_0$ の成分のみを同期検出すれば、その大きさ $A$ と位相 $\Phi$ からそれぞれ振動面の振動振幅 $\xi_0$ と位相 $\phi$ が求められる。また、式(3-8)において外乱によって変化する項 $d\theta/dt$ の影響が同期検出によって消失するため、この方法が外乱に極めて強いことが分る。

### 3.3 測定方法

コンデンサマイクロホンの膜の振動を測定する方法を図3-1を使って説明する。光学干渉計には調整が簡単で安定性に優れたマッハツェンダ干渉計を用いた。STZL (ASAHI SPECTRA, STZL-1) の2周波発振光はバビネソレイユ補償子BSCでより完全な直交直線偏光にされて、偏光ビームスプリッタPBS<sub>1</sub>で偏光分離される。分離された光のうちの偏光面が紙面に平行な成分は直進して参照光となり、垂直な成分は反射して測定光となる。測定光は焦点距離147mmのレンズLでスポット径がおよそ0.1mmになるように集光され、マイクロホンの振動膜面上の1点に入射角約6度

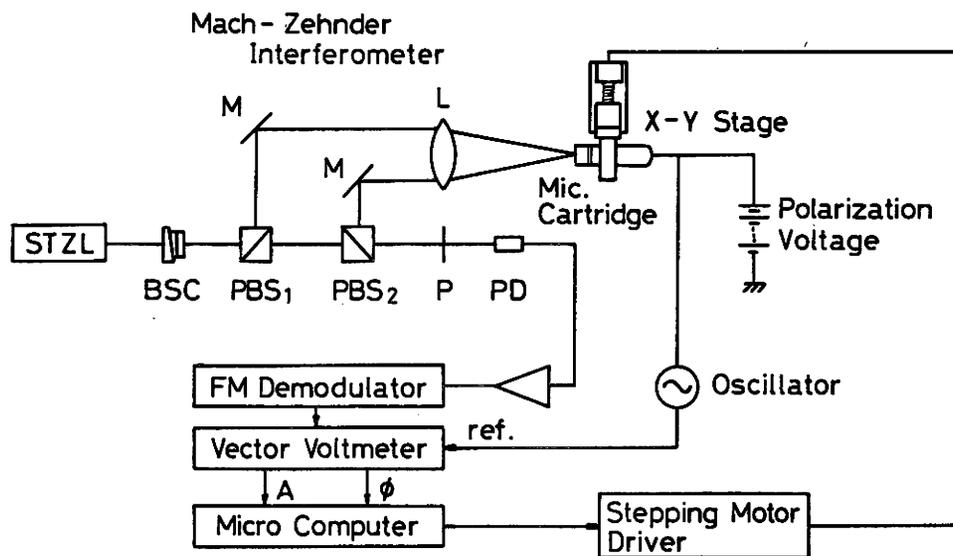


図3-1 光ヘテロダイン干渉法によるコンデンサマイクロホンの膜振動の測定のための測定系。

で入射する。膜の振動によりドプラ周波数偏移を受けた測定光は、再びレンズLを通り、偏光ビームスプリッタPBS<sub>2</sub>で参照光と混合されて45度直線偏光子Pにより干渉させられる。P-I-NフォトダイオードPDによって検出されたビート信号はFM復調器で復調され、その出力電圧が膜の振動周期に同期したベクトル電圧計 (NF CIRCUIT DESIGN BLOCK, LI-575) で計測される。測定された電圧の大きさAと位相φはA/D変換されてマイクロコンピュータ (NEC, PC-8801mkI) に取り込まれる。また、マイクロホンはステッピングモータにより駆動できるステージ (パルスステージ) に取付けられていて、これをマイクロコンピュータによって断続的に移動させることにより振動膜全面の測定を行った。

マイクロホンの振動膜を駆動させる方法としては、音による方法が最も自然である。また、第2章との対応を考えるならば静電加振器による方法が適当である。ところが前者の方法では、適当な音圧で周波数特性が優れた音源を得ることが難しく、さらにマイクロホンの位置を音源に対して常に一定に保つ必要がある。また、音が光学素子を振動させるため干渉計の安定性を劣化させる (これによって生じる雑音は同期検出で

は除去できない)などの問題があり、後者の方法では膜面のほとんどが静電加振器で覆われてしまうので全面の測定ができないなどの欠点がある。そこでここでは、コンデンサマイクロホンの可逆性を利用して振動膜を駆動することにした。すなわち、第1.2節においてコンデンサマイクロホンの基本式(1-9)を導出したが、この式において音圧によって振動膜に働く力 $F$ をゼロとし、出力端に生ずる電圧 $E$ を逆に振動膜と背極との間に印加すれば、膜は

$$V = (A/Z) \cdot E \quad (3-10)$$

なる速さ $V$ で振動する。この方法によれば、電圧 $E$ を一定にすることで振動膜全面を常に一定の力で駆動でき、膜の振動によって外部に放射される音を小さく押さえることができるので光学素子に影響を与えることもないなど本測定に適している。

測定に使用したマイクロホンは、ブリューエルケアの1/2インチ音場型4133と音圧型4134の2つである。高圧での特性測定に用いたアコーのマイクロホンでも測定を試みたが、振動膜の材質がチタンで表面の凹凸が大きいため、光が乱反射してしまい十分な光強度が得られなかった。そこで、ここでは除外した。ブリューエルケアのマイクロホンに成極電圧200Vと発振器(National, VP-7421A)からの正弦波電圧 $0.6V_{rms}$ を重畳して印加し、膜を電氣的に振動させる。このとき振動膜には、音圧レベル約100dBの音波が膜面に平行な方向から入射した場合と同程度の力が加わることを以下の測定により確認した。すなわち、マイクロホンの近くに小型のスピーカをその軸がマイクロホンの膜面に平行になるように置き、そこから膜の振動振幅が所定の大きさになるような音を放射して、その時の音圧レベルを測定した。膜の駆動周波数は2、10、20、30および40kHzであり、測定中は周波数計(HEWLETTE-PACKARD, 5328A)により常に監視した。また、各周波数においてFM復調器の出力電圧に有意な高調波が含まれていないことを、FFTアナライザ(IWATSU, SM2100C)により確認した。ところで、振動膜の全面に対する測定をするためにパ

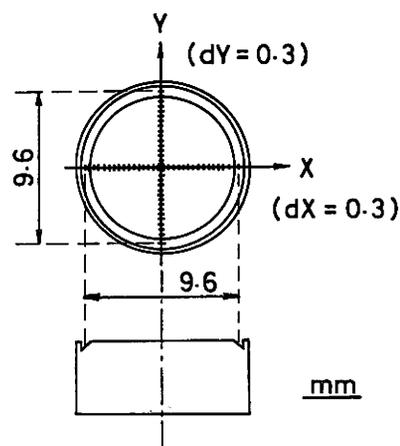


図3-2 マイクロホン膜面上の測定点の位置。  
x方向とy方向それぞれに0.3mmごとに合計1086点の測定点を設けた。

ルスステージを用いることは先に述べた。そこで、図3-2に示したように膜のほぼ中心を原点とするx y平面を膜面上に設定し、x方向とy方向それぞれの9.6mmの範囲内に0.3mmごとに設けた、合計1086点の測定点について測定を行った。このとき各測定点の位置決め精度は $\pm 10\mu\text{m}$ であった。

### 3.4 測定系の校正

ヘテロダイン干渉法は基本的に振動振幅ではなく振動速度を検出しているため、ベクトル電圧計で測定される電圧の大きさAには、式(3-9)に示されたように、求めたい振動振幅 $\xi_0$ の他に振動の角周波数 $\omega_0$ をはじめとして、FM復調器の感度係数 $\beta$ や光の波数kが含まれる。したがって、振動振幅 $\xi_0$ を得るためには測定系の校正をする必要がある。このような校正には色々な方法が提案されているが<sup>2), 3)</sup>、ここでは校正精度が多少劣るものの非常に微小な振動振幅まで校正可能な $J_{\text{max}}$ 法<sup>2)</sup>を採用した。以下に、この方法について簡単に説明する。

膜の振動によって生ずるドプラ偏移角周波数 $\Delta\omega$ は、式(3-7)を微分して得られる膜の振動速度vを式(3-3)に適用することにより、

$$\Delta \omega = 2 k \xi_0 \omega_d \sin(\omega_d t + \phi) \quad (3-11)$$

となる。この式から最大ドプラ偏移角周波数は  $\Delta \omega_{max} = 2 k \xi_0 \omega_d$  であることが知れるから、ドプラ周波数偏移によってFM変調されたビート信号の変調指数  $m$  は、

$$m = \Delta \omega_{max} / \omega_d = 2 k \xi_0 \quad (3-12)$$

で与えられる。上式を用いて式(3-7)を変形すれば、

$$\xi = (m / 2 k) \cdot \cos \omega_d t \quad (3-13)$$

ただし、位相項  $\phi$  は振幅校正には関係しないので無視した。これをフォトダイオードの出力電流  $I$  の式(3-5)に代入し、その交流成分  $I_{AC}$  を求めれば、

$$I_{AC} = E_{r0} E_{m0} \cos(\omega_b t + m \cos \omega_d t) \quad (3-14)$$

となる。ただし位相項  $\theta$  は省略した。これをフーリエ変換すると次式が得られる。

$$I_{AC} = E_{r0} E_{m0} \{ \cos \omega_b t [J_0(m) - 2J_2(m) \cos 2\omega_d t + \dots] \\ - \sin \omega_b t [2J_1(m) \cos \omega_d t - 2J_3(m) \cos 3\omega_d t + \dots] \} \quad (3-15)$$

ここに、 $J_n (n = 0, 1, \dots)$  は  $n$  次の第1種ベッセル関数である。この式はキャリア角周波数を  $\omega_d$  とするFM変調スペクトルを表している。したがって、この  $I_{AC}$  をスペクトルアナライザで観察しながら変調指数  $m$  を次第に大きくして第1側帯波の大きさ、すなわち  $J_1(m)$  が最初に最大になるときのFM復調器の出力電圧の大きさを測定すれば、式(3-12)とベッセル関数表より求めた  $m$  の値から振動振幅  $\xi_0$  を求められる。つまり、

$J_1(m)$ が最初に最大となるときの振動振幅を $\xi_{0max}$ とすれば、このときの $m$ の値はベッセル関数表から $m = 1.8412$ であることが知れるので、式(3-12)から

$$\xi_{0max} = \frac{m}{2k} = \frac{1.8412}{2 \times 9.9292 \times 10^6} = 92.72 \times 10^{-9} \text{ m} \quad (3-16)$$

が得られる。また、これよりも小さな振動振幅 $\xi_0$ に対してはベッセル関数による比例換算をする。すなわち $\xi_{0max}$ のときの $J_1$ の値を $J_{1max}$ としそのときのFM復調器の出力電圧を $V_{max}$ とすれば、 $J_{1max}$ はベッセル関数表より0.5819であることが知れているから、 $V_{max}$ よりも小さな任意の $V$ について、

$$J_1(2k \xi_0) = \frac{J_{1max}}{V_{max}} V = 0.5819 \frac{V}{V_{max}} \quad (3-17)$$

が成立つ。したがって、これを $\xi_0$ について解けば良い。ただし、光の波数 $k$ はSTZLに使われているHe-Neレーザの発振光の波長(0.6328  $\mu\text{m}$ )から、 $k = 9.9292 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ である。

実際の校正において、コンデンサマイクロホンの膜の振動は第1側帯波が最初に最大になるのに全く不十分であったので、超音波モータの共振状態での振動を用いることとした。このときの周波数は35.69kHzであり、 $V_{max}$ の50回の平均値は19.14mV<sub>rms</sub>(標準偏差0.47mV<sub>rms</sub>)であった。この値と式(3-17)から求めた、出力電圧 $V$ が4mV<sub>rms</sub>以下での校正曲線を図3-3に示す。この範囲では原点を通る直線になる。また、他の周波数での校正は、膜振動の測定時のFM復調器の出力電圧を35.69kHzの値に比例換算し、図3-3の校正曲線を用いて行った。ところで、先に述べたように $J_{1max}$ 法は精度があまり高くない。このことは、振動振幅の

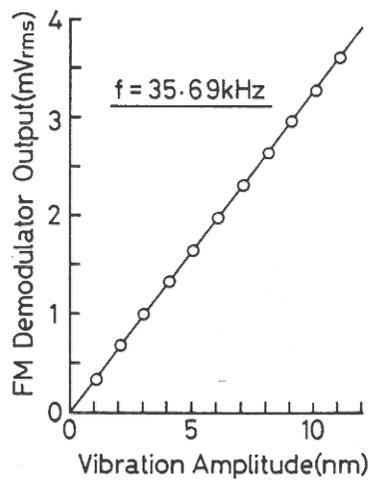


図3-3  $J_{1max}$ 法により求めた振動振幅とFM復調器の出力電圧の校正曲線。

正確な値を求めることが目的であるならば重要な問題であるが、本測定の目的は膜の振動姿態の観察であるから、大きな障害とはならない。

### 3.5 コンデンサマイクロホンの膜の振動

大気圧すなわち空気1気圧におけるブリューエルケアの1/2インチコンデンサマイクロホン4133と4134の振動振幅と位相の3次元表示を、それぞれ図3-4と3-5に示す。各周波数ごとに上が振幅で下が位相であり、それぞれの格子点は測定点に対応していてxとy方向それぞれに幅3点の単純移動平均が施してある。また、位相の基準（位相差がゼロの点）を各周波数ごとの $x = 0 \text{ mm}$ 、 $y = 4.2 \text{ mm}$ の測定点に置いた。以下に、それぞれのマイクロホンの膜の振動について記す。

#### (1) 音場型マイクロホン4133

4133の膜の2kHzにおける振動振幅は、図3-4(a)に示したように、周辺から中心に向けて一様に増加し、中心で最大約4.4nmになる。また、膜面上の位置による位相差は見られない。すなわち、膜は中心に対して対称に全体が同位相で振動しており、第2章で説明した基本固有振動モード(00モード、図2-16参照)に良く一致する。周波数が10kHzになると

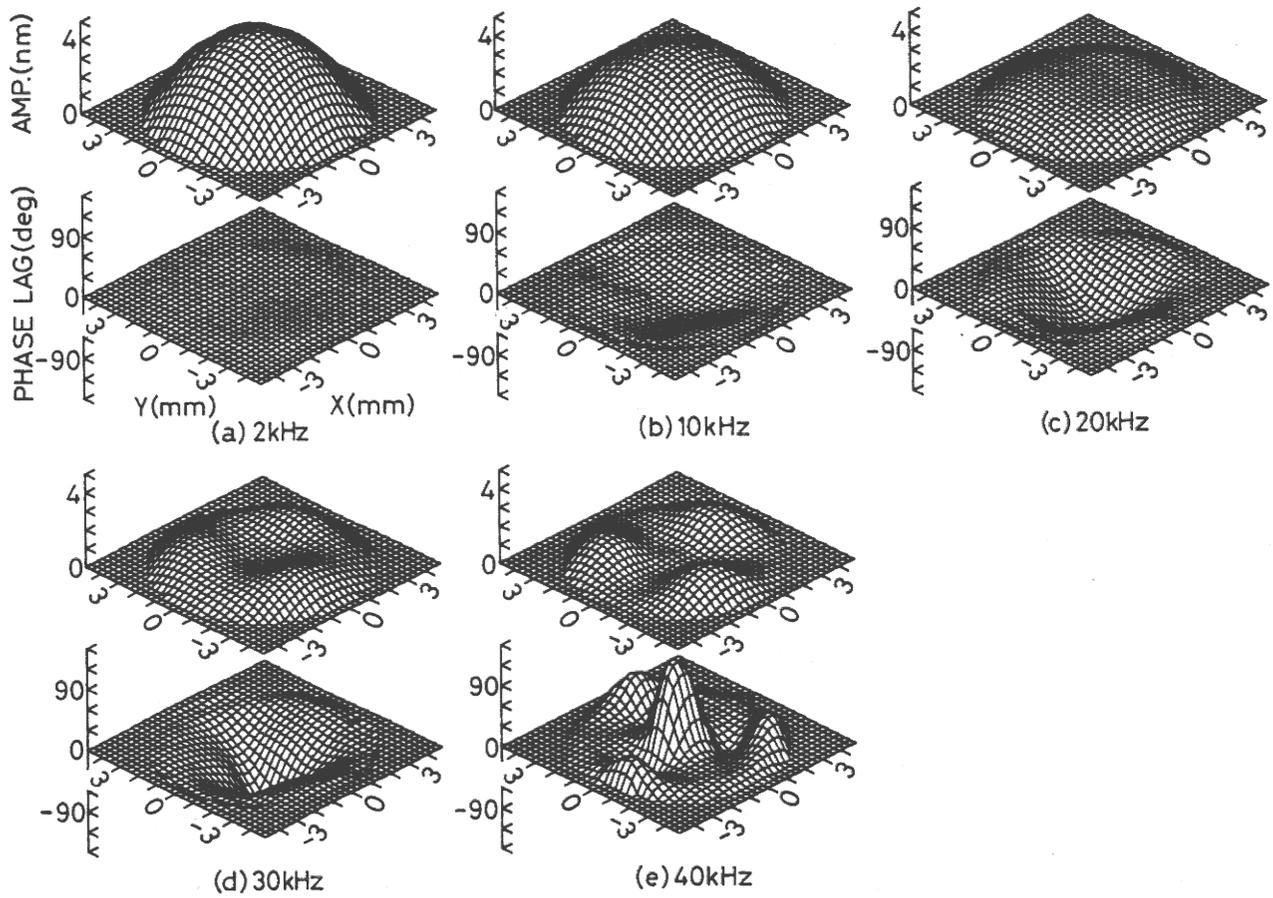


図3-4 1/2インチ音場型4133の膜振動。各図の上が振動振幅で下が位相。

図3-4(b)のように振幅は全体的に小さくなり中心で約3.2nmになるが、中心に対する対称性は保たれている。ところが位相は周辺から中心に向けてなだらかに変化し、中心で最大約31度の遅れになる。つまり、膜はその周辺から中心へ向けてうねるような振動をし、10kHzにおいてすでに理論的な00モードとは異なってきている。図3-4(c)の20kHzでは振幅もこれまでのように中心で最大とはならず、中心付近の広い範囲で同じ振幅約1.3nmになる。このため、振幅の形状は全体として台形に近くなる。また、位相も大きく変化して中心で約57度遅れになるとともに変化の仕方が中心に対して対称ではなくなる。すなわち、中心から周辺に向けて緩やかに変化する部分と急激に変化する部分とが交互に3つずつ生ずる。ところで、このマイクロホンの基本共振周波数は23kHz<sup>7)</sup>であるので、これより低い周波数では2kHzのときと同様な基本振動モードであることが期待されたが、実際には上述のように20kHzでもこれとかなり異なっていることが明らかとなった。次に、30kHzになると図3-4(d)のように振幅が膜の中心で小さく周辺で大きくなり、周辺部はさらに3つの部分すなわち図の左手と右手前と右手奥に分離してそれぞれで最大約1.2nmの振幅になる。また、位相は膜の中心で最大約88度の遅れを示すが周辺の振幅の最大に対応する3つの部分の位相差は小さく他の部分は大きい。すなわち、30kHzで膜は中心から3方向に同相で振動する3つの部分に分割し、中心はこれらにおよそ90度遅れて振動する。この特徴は図3-4(e)に示したように、40kHzになるとさらに明確になる。すなわち、振幅は膜の周辺で完全に3つに分離してそれぞれで最大約1.1nmとなり、他の部分ではほとんどゼロになる。また、位相は振幅が最大の部分でほとんどゼロで、中心で最大約126度の遅れになる(図では基準点の取り方により位相進みとして描かれているが、周波数による位相変化の連続性を考慮すれば位相は遅れていると考える方が妥当である)。このように40kHzでの膜の振動は中心に対して非対称になる。

## (2) 音圧型マイクロホン4134

4134の2kHzでの膜の振動は、図3-5(a)に示したように4133の場合と同じで、振幅は中心で最大となる対称な形をしていて、位相差もない。ま

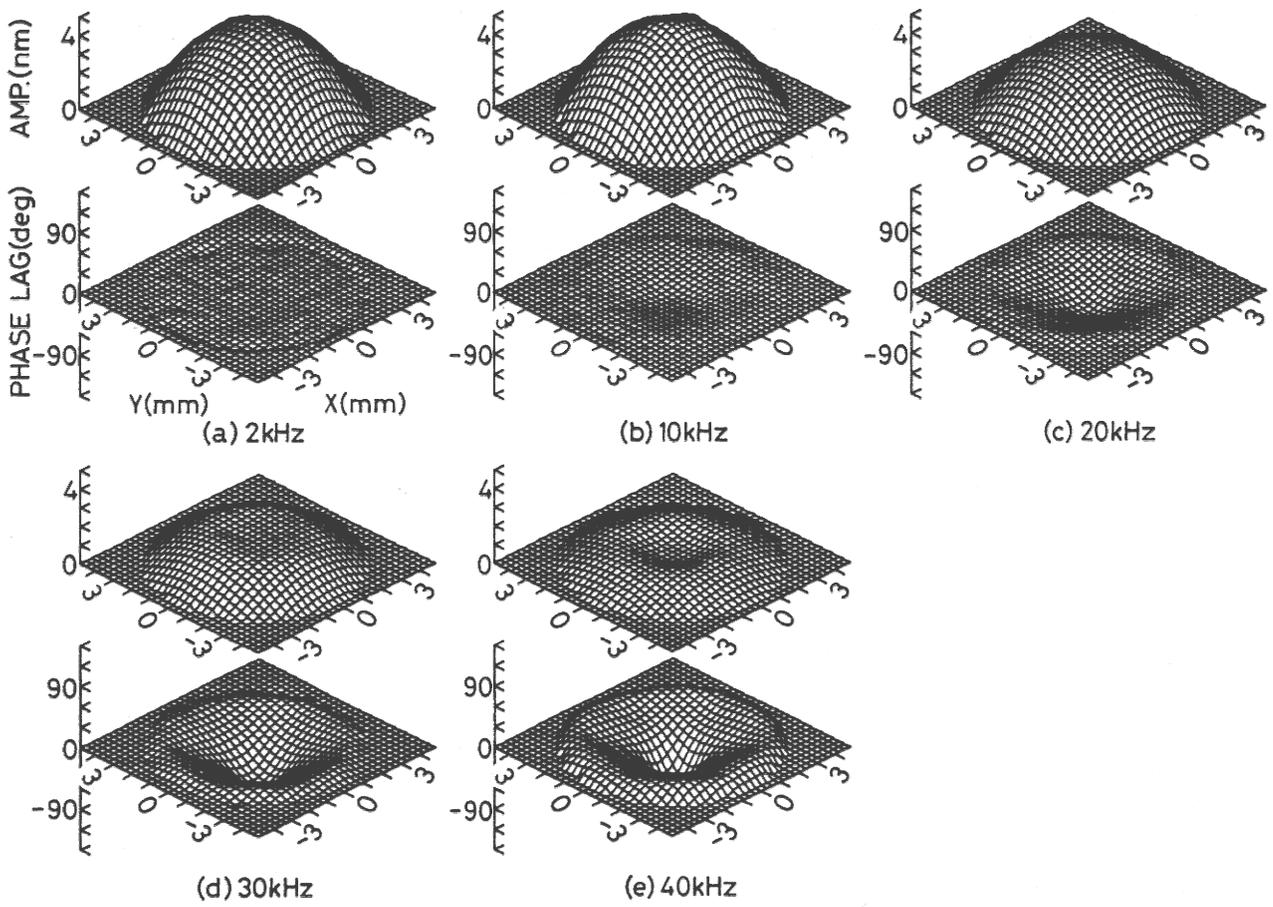


図3-5 1/2インチ音圧型4134の膜振動。各図の上が振動振幅で下が位相。

た、最大振幅も4133とほとんど同じで約4.3nmである。このような振幅の形は図3-5(b)の10kHzにおいても保たれているが、最大値は約4.7nmと2kHzのときよりも僅かに大きくなる。位相は膜の周辺から中心に向けて漸次遅れが大きくなり中心で最大約13度となるが、これは4133のおよそ半分である。同様な振動は20kHzの図3-5(c)においても見られ、振幅は最大値が約3.1nmと小さくなるが中心に対して対称であり、位相変化も中心に対して対称で中心で最大約33度の遅れになる。このような膜の振動は4133の20kHzに見られたものとはかなり異なり、4133の10kHzの振動に近い。さらに周波数が高くなり図3-5(d)に示した30kHzになると、振幅は中心だけで最大とはならず中心付近で同じ最大値約1.7nmをとる。これは4133の20kHzに見られた特徴に類似している。ところが、位相は膜の中心に対して対称に周辺で約8度進み中心で約55度遅れるようになり、4133の20kHzとはかなり異なる。図3-5(e)の40kHzになると膜の中心の振幅が小さく周辺で大きくなり、環状の部分で同じ最大値約1.0nmになる。位相は膜の周辺で約20度進み中心で約68度遅れるが、30kHzの場合と同様に中心に対する対称性は保たれている。

以上のようにコンデンサマイクロホンの膜は、2つのマイクロホンで共通に、周波数が十分低い2kHzでは膜の中心に対して対称で位相差のない基本固有振動モードに近い振動をする。しかし、周波数が少し高くなり10kHzになると振幅は中心に対して対称のままであるが、位相遅れが中心に向けて次第に増加し全体としてうねるような振動になる。さらに周波数が高くなると振幅は中心で最大とはならず周辺で大きくなり中心の位相遅れも大きくなる。特に4133では振幅が大きな部分が3つに分離してそれらが同相で振動するという中心に対して非対称な極めて特徴的な振動になる。これに対し、4134では中心に対する対称性は40kHzにおいても保たれる。

### 3.6 検討

周波数が高くなると、同じ1/2インチコンデンサマイクロホンでも音場型4133と音圧型4134では膜の振動にかなり違いが見られた。第2章で

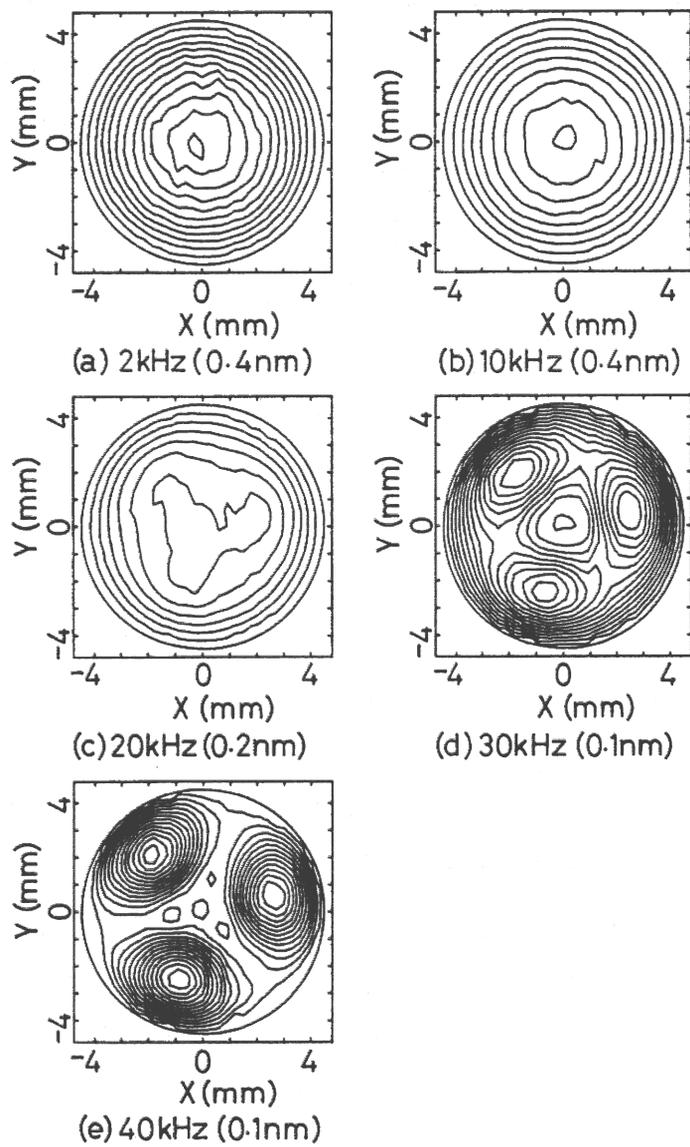


図3-6 音場型4133の膜振動の振幅の等高線図。周波数の右の括弧内の数字は等高線の間隔。

マイクロホンの高圧における周波数の高域の特性は、背極の構造に関係がある事を述べた。ここで見られたマイクロホンの型による膜の振動の差異も、背極の構造に関連していると考えられる。そこで、周波数による振動モードの変化をさらに明確にするため、前節で示した振動振幅から等高線図を求めた。これを4133と4134のそれぞれについて図3-6と3-7に示した。各図における外側の正方形は振動振幅の測定範囲であり、そのすぐ内側の円は膜の直径を表してここでこの振幅はゼロである。また、周波数の右に示された括弧内の数字は等高線の間隔である。

4133の2kHzと10kHzでは、図3-6(a)と(b)に示したように、測定誤差による多少の歪みはあるものの等高線はすべて同心円からなり、膜の振動はその中心に対して対称であることが分る。ところが、20kHzになると図3-6(c)のように中心に対する対称性は崩れ中心から3つの方向で同じ振幅1.2nmになる。さらに、図3-6(d)の30kHzでは中心の振幅が小さくなり(中心の小円は0.5nmの等高線)、周辺の3つの部分で極大になる。これら3つの部分はすべて同じ形状をしており、極大を囲む等高線もすべて1.3nmである。この特徴は40kHzになると図3-6(e)に示したようにさらに明確になる。すなわち、極大となる部分は完全に3つに分離し、他の部分の振幅はほとんどゼロになる。ただし、中心の小円は0.2nmの等高線であるからここで僅かに振幅が大きくなっていて、極大に挟まれた部分の小円は0.1nmの等高線であるからここでは振幅が極小になっている。ところで、30kHzと40kHzの極大部分の中心からの距離を比較してみると30kHzでは約2.5mmで40kHzでは約2.7mmであり、これらは周波数の増加により次第に膜の周辺に移動する。しかし、中心からの方向は変化せず膜を3等分するように120度間隔で生ずる。

4134の場合は図3-7(a)から(b)に示したように、20kHzまでは膜の中心で振幅が最大となる対称な振動が保たれる。ところが、30kHzになると図3-7(c)のように中心に対する対称性はそのままであるが、中心から半径約2.2nmの円内でほぼ同じ振幅1.6nmになる。さらに図3-7(d)の40kHzでは、中心の振幅が小さく0.6nm以下になり、中心から半径約2.1mmで幅1.0mmの環状に大きく0.9nm以上になる。また、この環上には1.0nmの等

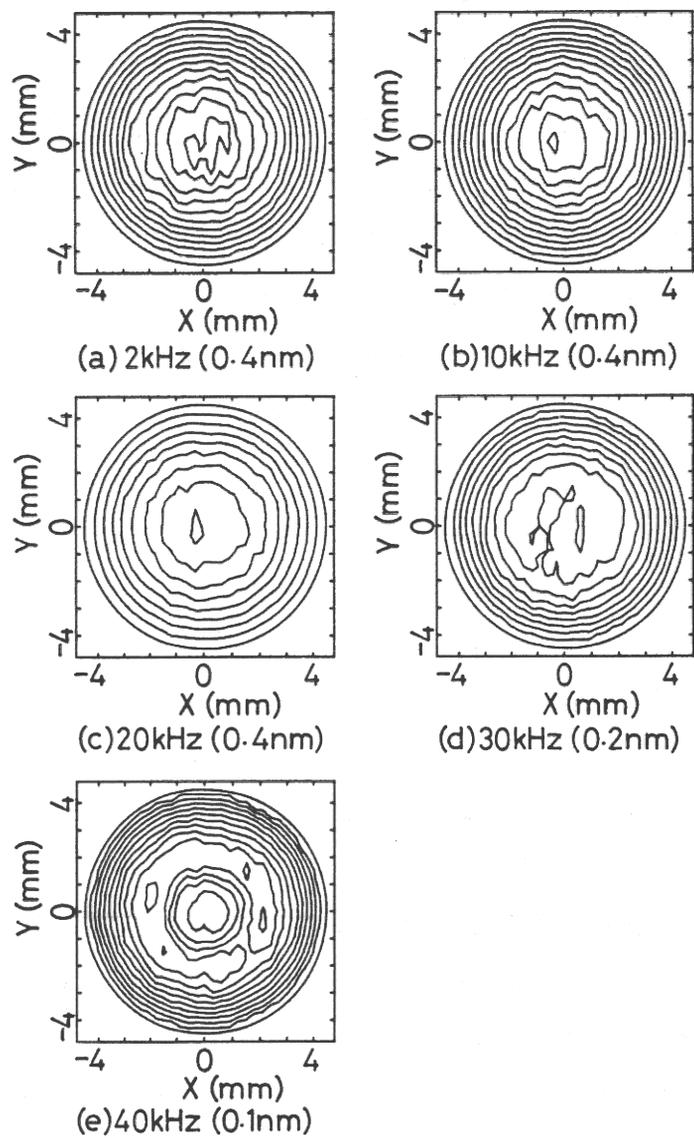


図3-7 音圧型4134の膜振動の振幅の等高線図。括弧内の数字は等高線の間隔。

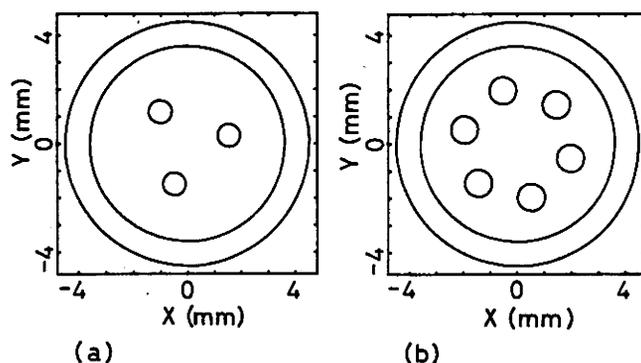


図3-8 音場型4133(a)と音場型4134(b)の背極の構造。マイクロホンの向きは等高線図と同じである。

高線が示すように他よりも僅かに振幅が大きな部分が4つあり、それらは互いに中心に対して対称の位置にある。

以上のように、振幅の等高線表示を求めることによりマイクロホンごとの振動モードの特徴がかなり明確になった。特に周波数が30kHz以上になると4133と4134で極めて異なった振動モードを示す。最初にも述べたようにこのような差異は背極の構造の違いによるものと予想される。各マイクロホンの背極の構造は図2-16に詳しく示したが、等高線図との比較を容易にするためにマイクロホンの向きを等高線図と合わせたものを図3-8に示した。外側の正方形と最外円は等高線図と同じで、それぞれ振動の測定範囲と膜の外縁である。また、その内側の円は背極の外縁であり、背極上の小円は背気室に通ずる孔を表している。この図と4133の30kHzにおける等高線図3-6(d)とを比較すると、振幅が極大となる3つの部分の中心からの方向は背極の孔の方向に良く一致する。また、この一致は40kHzにおいても同様であることが分る。ただし、極大部分の中心からの位置は孔がある位置とは一致せず、より周辺に近いところにある。一方、4134の40kHzにおける等高線図3-7(e)と背極の構造を比べると振幅が大きな環は背極の孔の並びに対応し、さらに環上の4つの極大はそれぞれ孔の位置に非常に良く一致する。このように、背極の孔による局所的な効果が高域における膜の振動に重要な影響を与えているこ

とが明らかとなった。特に、4133のように孔の数が少なく径が小さい場合に影響が大きく、膜の振動は中心に対して非対称になる。

### 3.7 まとめ

ブリュールケアの1/2インチコンデンサマイクロホンの音場型4133と音圧型4134について、膜の振動振幅と位相をドブラ偏移周波数検出型光ヘテロダイン干渉法により測定した。膜をコンデンサマイクロホンの可逆性を利用して音圧レベル約100dBに相当する力で電氣的に駆動したとき、膜の2kHzにおける最大振動振幅はいずれのマイクロホンでも数ナノメートルであり、基本固有振動モードと同じ振動であることが確かめられた。しかし、10kHzですでに膜の位置による位相差が生じてうねるような振動になり、さらに周波数が高くなると中心に対して非対称な振動になる。このような非対称な振動は4134よりも4133のほうが顕著であり、振幅の大きな部分が完全に3つに分離する。このような非対称な膜振動になる原因が背極の孔によるものであることを、振幅の等高線図と背極の構造を比較することにより確かめた。

この測定により、コンデンサマイクロホンの膜の振動を光ヘテロダイン干渉法により観察できることが確認された。また、高域における膜の振動には背極の構造が重要な役割を果たすことが分った。高圧におけるマイクロホンの高域の特性の変化も、同様な原因によるものであると予想される。そこで次章で、高圧における膜の振動を光ヘテロダイン干渉法により観察する。

## 第4章 高圧におけるコンデンサマイクロホンの膜の振動

### 4.1 はじめに

前章においてコンデンサマイクロホン膜の振動観測が、光ヘテロダイン干渉法により技術的に可能であることが確かめられた。本章では、この測定方法を応用して高圧における膜振動を観測し、第2章で述べた高圧において高域の特性が複雑に変化する原因を明らかにする。このような測定は今までなされたことがなく、本章のものが最初である。ところで、高圧気体環境を得るために第2章で説明した高圧チャンバを用いるが、光ヘテロダイン干渉法による振動測定を行うためにはレーザ光を高圧チャンバ内に導入する必要がある。その方法としては、①レーザ発振器本体を高圧チャンバ内に入れてしまう、②光ファイバを用いて導入する、③光学窓を高圧チャンバに取付けそれを通して導入する、などが考えられ、各々について以下のような長所短所がある。

①最も直接的な方法であるが、干渉計全体を高圧チャンバ内に入れることは空間的な制約から無理である。また、干渉計の調整が非常に困難になる。さらに高圧にしたときにレーザ管が破損する恐れがあり、たとえ破損しなくても圧力がレーザ管に与える歪みによりレーザ発振光の安定性が損なわれることが予想される。

②この場合は高圧チャンバ内の光学系は非常に単純になり、光学系と音響系を分離できるという新たな長所も生まれる。しかし、使用するレーザ光が直交直線偏光の2成分からなるという特殊性のため、偏光面保存ファイバを用いなくてはならず、ファイバへの光の導入が非常に困難である。また、光の損失が大きくなるため安定した測定が難しくなる。

③この方法では第3章で述べた測定技術をほぼそのまま応用することができ、高圧チャンバの側面に4つあるボルト締された貫通孔を利用することで光学窓を比較的簡単に取付けることができる。しかし、干渉計を高圧チャンバの内と外の2つに分離するため安定性が損なわれるなどの問題もある。

以上のような特徴を考慮すると、③の光学窓を用いる方法が最も適し

ているようである。そこで本測定ではこの方法を採用した。ところで第2章では環境圧力を48気圧まで上げたが、光学窓の耐圧の問題や圧力の増加に伴う屈折率の変化が干渉計へ与える影響を考えると、最初から48気圧での測定をすることは無理があるように思われる。したがって本測定では目標とする最高圧力を10気圧に設定した。ただし10気圧においても高域の特性の変化は明瞭に観られ、本測定の目的である特性が乱れる原因の解明には大きな支障はない。

#### 4.2 測定方法

高圧を保持しなくてはならない光学窓では、窓材の光学ガラスなどにかかる機械的または熱的な応力を分散させる必要があるため、例えば図4-1のような構造の光学窓が用いられている<sup>1)</sup>。(a)は円錐形の光学ガラスをプラグの中心に開けられた同じテーパをもつ穴に接着剤で固定する方法で、およそ500気圧の圧力に耐える。また、(b)と(c)はさらに高い1万気圧以上まで耐える構造の光学窓である。前節で述べたように本測定で必要とする光学窓は耐圧が10気圧あれば良く、穴の直径もレーザー光が通れば十分であるからかなり小さくできる。そこで、図4-2に示したような簡単な構造の光学窓を用いることにした。つまり、高圧チャンバの側面の穴を閉止するために使われているPT1/2プラグ (JIS B0203) の

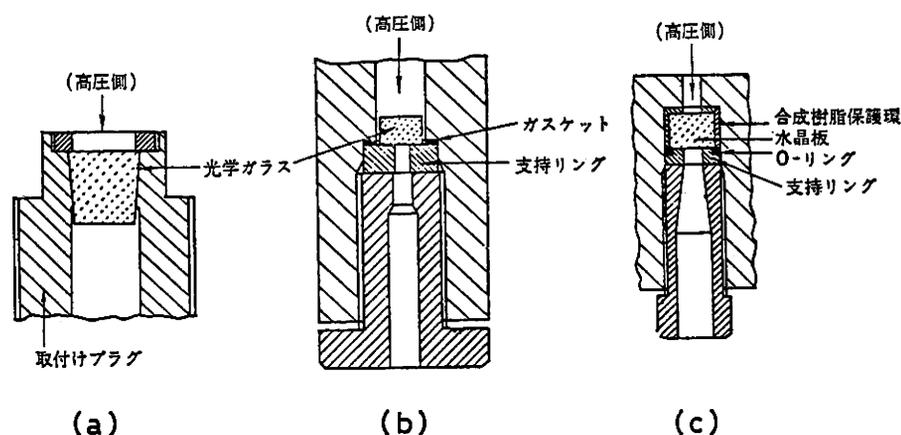


図4-1 高圧用の種々な光学窓の例 (文献(1)より転載)。

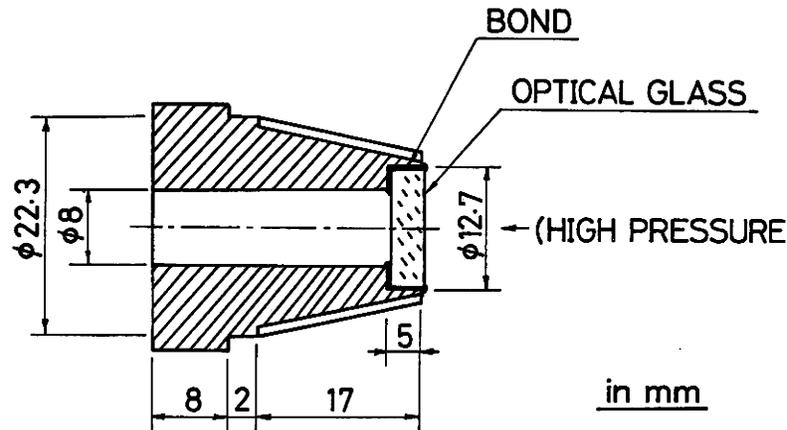


図4-2 光学窓用に加工したPT1/2プラグの構造と寸法（単位mm）。この構造でも10気圧までは耐える。

中心に直径8mmの穴を開け、その先端に直径12.7mm、厚さ5mmの光学ガラスを接着剤で固定したものを光学窓とした。この光学窓を高圧チャンバの側面の穴に2つ取付けて、一方をレーザー光をチャンバ内に導入するために用い、他方を反射光を外部に導出するために使用する。ところで、光学窓の耐圧を試験するために高圧チャンバに2つ取付けた状態で15分に1気圧の割合で10気圧まで加圧したが、窓が破損するような問題は起こらなかった。また、10気圧に加圧したままで24時間放置したが窓からの気体の漏れは全く認められなかった。さらに高圧チャンバ内を真空にしたところ問題はなく、1気圧程度の負圧であるならば接着剤によって十分耐えることが確かめられた。

高圧における膜振動の測定原理は、第3章で説明したものと全く同じで方法もほとんど同じであるが、光学系を高圧チャンバの内と外に分離する必要がある。光学系全体の調整を容易にし安定性を維持するためには、高圧チャンバ内の光学系はなるべく単純なほうが望ましい。そこで本測定では、第3章で説明した光学系（図3-1参照）のなかでレンズとマイクロホンのみを高圧チャンバ内に入れる方法を採用した。このとき測定装置の配置を上方より眺めると、図4-3に示したようになる。また、測定系全体のブロックダイアグラムを図4-4に示す。図中央が高圧チャンバの壁で、それより上が内部で下が外部である。このように、鏡によ

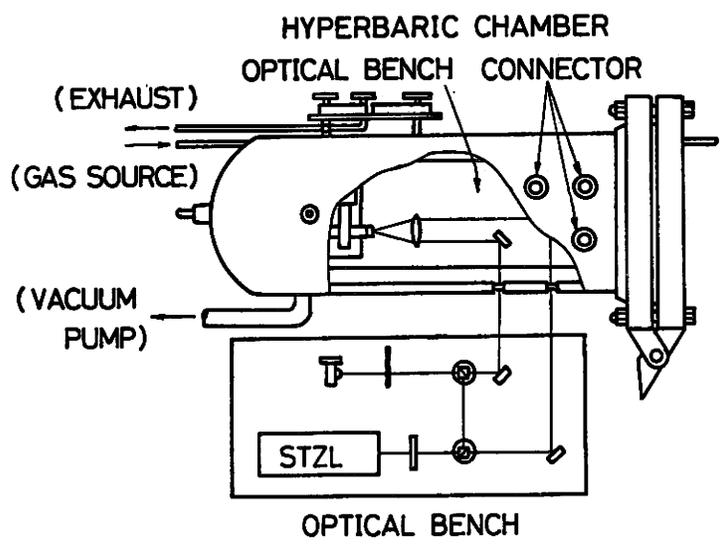


図4-3 高圧における膜振動を測定するための装置の配置を、上から眺めた概略。

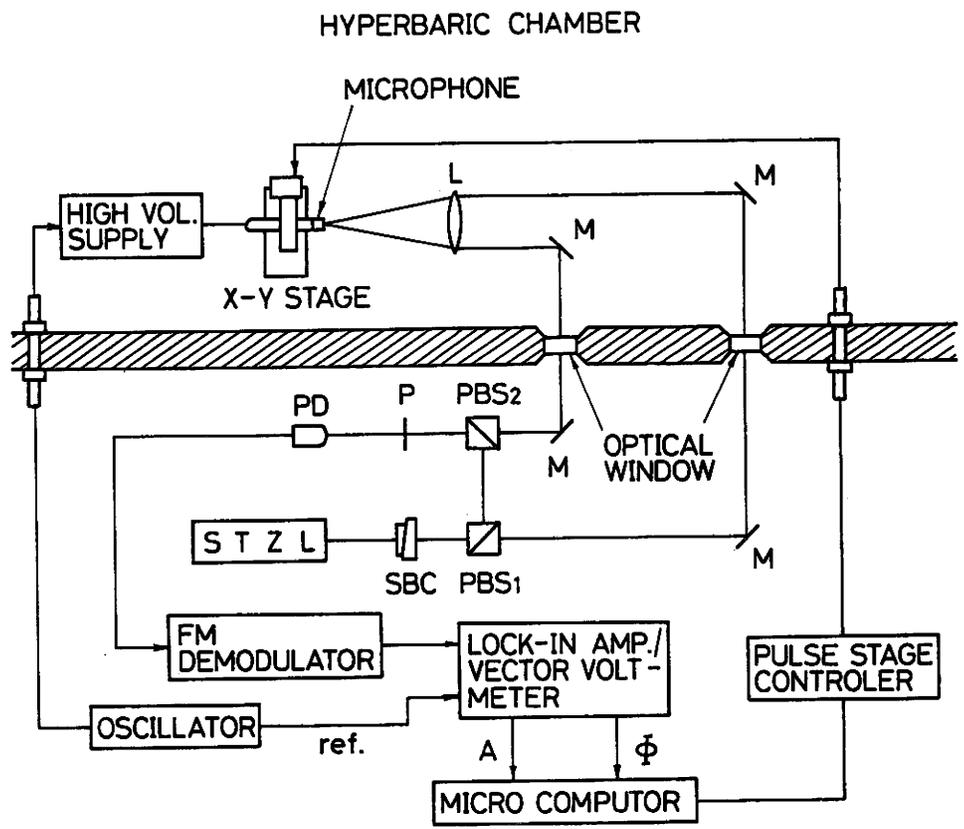


図4-4 測定系のブロックダイアグラム。中央の壁より上が高圧チャンバ内。光学干渉計はマツハツェンダ干渉計を変形したものである。

って光軸の向きを変えることによりマッハツェンダ干渉計の一部に光学窓を挿入し、光学系を2つに分離した。高圧チャンバ内の光学系は防振ゴムにより防振した長さ550mm、幅200mm、厚さ20mmの鉄製の光学台に組み立てられており、外部の光学系は市販の光学台の上に置かれている。ところで、このように光学干渉計を2つに分離して構成すると、外乱により各光学系が独立して振動するために非常に不安定になる。ところが実際に膜の振動を試験的に測定してみたところ、FM復調器の出力電圧をロックインアンプにより同期検出しているため、測定値にはほとんど影響しないことが分った。したがって、本測定ではこの種の外乱に対する特別な対策は講じなかった。

測定に用いたコンデンサマイクロホンは第3章と同じブリューエルケアの1/2インチ音場型4133と音圧型4134である。また、マイクロホン膜の全面の振動を観察するために、第3章と同様にステッピングモータにより駆動できるX-Yステージ（パルスステージ）を用いた。ただし、本測定ではパルスステージが高圧チャンバ内にあり高圧での測定中は手で触れることができないので、原点設定用のセンサをパルスステージに取付け外部から電氣的に完全に制御できるような構成にした。測定点の範囲はマイクロホンの膜面上に設定したx-y平面（原点は膜のほぼ中心）のxおよびy方向それぞれに±4.25mmであり、この範囲内に0.5mmごとに400点の測定点を設けた。測定点の間隔が第3章の場合（0.3mmごと）に比べると粗く測定点の数も約37%に減っているが、膜の振動姿態が不明瞭になるような支障は起こらなかった。また、このように測定点数を減らすことにより測定時間が非常に短縮された。マイクロホンの膜の駆動方法は第3章と同じであり、振動膜と背極の間に直流200Vの成極電圧と0.6V<sub>rms</sub>の正弦波電圧とを重畳して印加することにより電氣的に行った。また、位相の基準（位相のゼロ点）を各測定ごとに振動膜の1つの直径上で膜の縁から0.3mm中心に近づいた位置に置いた。環境気体は第2章と同じ窒素であり、圧力は1、2、4、7および10気圧である。また、加圧は次の手順によった。最初に大気圧（空気1気圧）において測定を行い、第3章で得られた結果と差がないことを確かめる。次に、

高圧チャンバ内の空気を排除するために、窒素をおよそ20分間流す（第2章で述べたような一度真空にする方法は、パルスステージのグリスが高圧チャンバ内を汚す恐れがあるので用いなかった）。そして、一旦10気圧まで窒素で加圧し、その後の減圧過程で各圧力での測定を行う。それぞれの圧力における高圧チャンバ内の温度は、第2章の特性測定時と同じ $25 \pm 1^\circ\text{C}$ であった。

#### 4.3 測定系の校正

第3.4節において、光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定ではFM復調器の出力電圧の大きさから振動振幅を求めるために、測定系の校正が必要である事を述べた。その校正方法としてJ<sub>1</sub>max法<sup>2)</sup>を用いたが、この方法は膜振動によって生ずるドブラ周波数偏移の変調指数と振動振幅の関係を表す式(3-12)に基礎をおいている。本測定では環境気体が空気から窒素に変わり、圧力も変化するため、それに伴う屈折率の変化によって式(3-12)における光の波数が変化する。つまり、窒素中の高圧における測定では、波数の変化が振幅校正に及ぼす影響を見積っておく必要がある。最初に空気と窒素の違いによる波数kの変化を求める。1気圧の空気と窒素中のナトリウムのD線（波長589.0nm）に対する屈折率は、それぞれ1.000293と1.000296であるから<sup>3)</sup>、波数kは

$$\text{空気 1 気圧} \quad k = 9.9322 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$$

$$\text{窒素 1 気圧} \quad k = 9.9322 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$$

となる。つまり、空気と窒素の違いによる影響は有効桁の範囲内で全く生じない。

次に窒素中の圧力の変化に伴う波数の変化を求める。そのためには、圧力の変化に伴う屈折率の変化を求める必要がある。Lorentz-Lorenzの公式に従えば、屈折率nの気体の密度ρによる変化は

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = L = \text{const.} \quad (4-1)$$

で与えられる<sup>4)</sup>。第1.3節で述べたように窒素はほとんど理想気体とみなす事ができるから、密度 $\rho$ は静圧 $P$ に比例する。したがって、上式は

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{P} = M = \text{const.} \quad (4-2)$$

と書き直す事ができる。窒素のナトリウムのD線に対する屈折率の圧力による変化は実測されており<sup>5)</sup>、それから $M$ を求めると表4-1のようになる。このように $M$ は理論どおりに一定とはならず、圧力の増加に伴って減少する。そこで、本測定における最高圧力が10気圧であることを考慮して、1気圧と61.164気圧の場合の $M$ の平均値 $\bar{M}$ を $M$ として用いる事にする。すなわち、

$$\bar{M} = 1.814115 \times 10^{-4} \quad (4-3)$$

である。この $\bar{M}$ を式(4-2)に適用して、4気圧と10気圧での屈折率 $n$ を

表4-1 圧力による窒素の屈折率 $n$ の変化<sup>5)</sup>と式(4-2)で与えられる $M$ の変化。

圧力(atm)	屈折率 $n$	$M$
1	1.0002728	$1.81858 \times 10^{-4}$
61.164	1.01665	$1.80965 \times 10^{-4}$
162.332	1.04333	$1.76592 \times 10^{-4}$
304.27	1.07311	$1.58057 \times 10^{-4}$

表4-2 窒素の4気圧と10気圧における屈折率  
nと波数k。

気圧(atm)	屈折率 n	波数 k (m <sup>-1</sup> )
4	1.0011	9.9401 × 10 <sup>6</sup>
10	1.0027	9.9563 × 10 <sup>6</sup>

求め、それらから波数kを求めれば表4-2のようになる。これによれば波数の圧力による変化は僅かであり、式(3-12)において波数kの変化が振動振幅ξ<sub>0</sub>の見積りに与える誤差は、4気圧で0.1%、10気圧で0.2%である。これらの誤差は本測定における測定誤差(約2%)よりも十分小さく、10気圧までの圧力であるならば、波数の変化による振幅校正値の

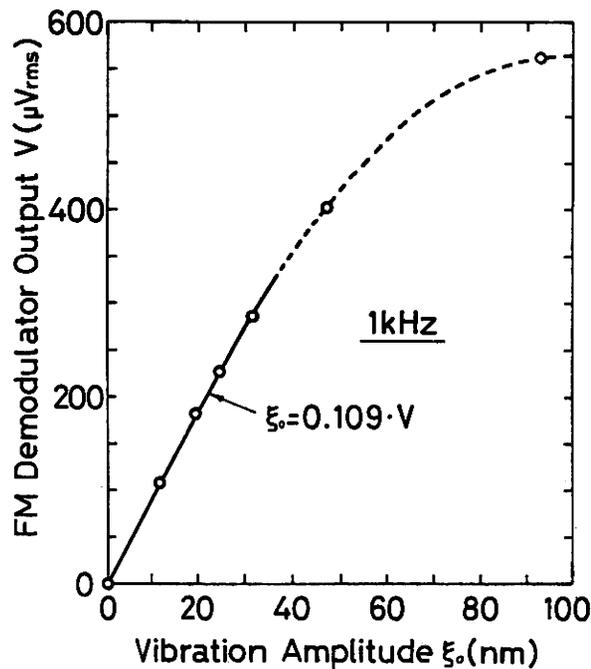


図4-5 周波数1kHzにおける振動振幅とFM復調器の出力電圧の校正曲線。

変化は無視できることを示している。したがって、本測定では窒素1気圧で $J_{\max}$ 法<sup>2)</sup>により求めた振幅校正を他の圧力においてもそのまま用いる事にする。 $J_{\max}$ 法による振幅校正の方法は第3.4節で述べた方法と全く同じであり、振動体に超音波振動子を用いて駆動周波数35.64kHzにおいて校正を行った。それを1kHzの場合に比例換算したものを図4-5に示す。膜の振動振幅を求める時に必要となる振幅の小さな場合には、振幅 $\xi_0$ とFM復調器の出力電圧 $V$ は比例し(図中の実線部分)、それぞれの単位を(nm)と( $\mu V_{rms}$ )とすれば、

$$\xi_0 = 0.109 \cdot V \quad (4-4)$$

となる。本測定では全ての圧力において上式を用いて振幅校正を行い、他の周波数ではFM復調器の出力電圧を1kHzの値に比例換算して上式を用いる。

#### 4.4 高圧における膜の振動

周波数が1、10、20および40kHzの各々において、圧力が1、4、10気圧と増加したときの膜の振動モードの変化を見るために、振動振幅の等高線図を求めた。図4-6は音場型4133のものであり、各図の最も外側の円が膜の外縁を表している。1気圧の場合の周波数による振動モードの変化は空気1気圧の場合と全く同じであり、40kHzでは背極の孔に関係して膜を中心に対して3等分する振動モードがたっている。つまり、振動振幅の大きなこれら3つの部分に対応した位置に背極に開けられた孔がある。また、圧力と周波数が高い場合にも一般的に、中心に対して膜を120度ごとに3等分するモードが生じている。つまり、膜の振動モードは背極の孔に関係した中心に対する3回対称性を持つ。そこで、この3回対称軸の1つを通る直径(図中の $aa'$ )に添った振動振幅と位相を各周波数ごとに求めると、図4-7に示したようであった。以下で各周波数ごとに、膜の振動に見られる特徴を述べる。

① 1kHzでは、圧力が増加すると振幅は次第に減少するが、振幅形状

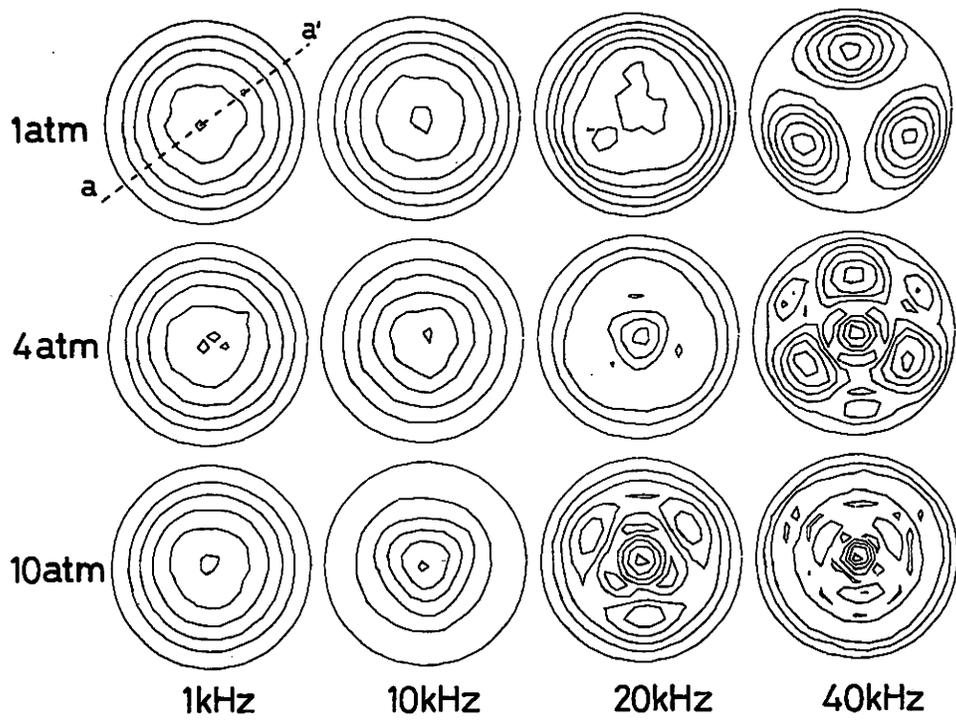


図4-6 音場型4133の膜の振動モードの圧力と周波数による変化。振動振幅の等高線であり、最外円が膜の縁を表している。また、背極の3つの孔の位置は1atmの40kHzにおける3つの極大部分に対応する。

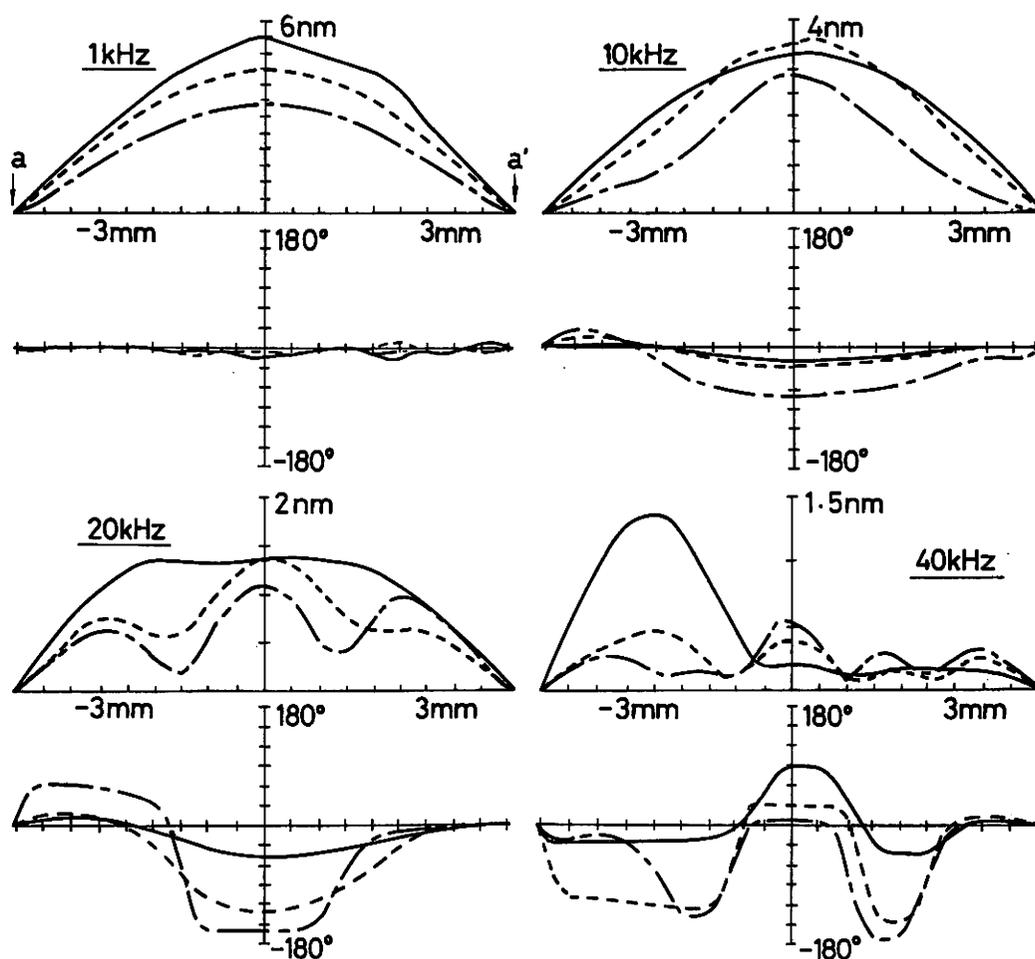


図4-7 音場型4133の膜の1つの直径(図4-6のaa')に添った振動振幅(上)と位相(下)。横軸は膜の中心からの距離。  
 — : 1気圧, - - - : 4気圧, - · - : 10気圧。

の膜の中心に対する対称性は保たれている。また、位相は圧力が変化しても常にゼロであり、この周波数における膜の振動は圧力によらず常に円形薄膜のもつ基本固有振動モード（00モード、図2-16参照）に対応している。

② 10kHzでは、圧力が増加すると全体的な振動振幅が減少するとともに、圧力によって僅かに振動モードが変化する。すなわち、10気圧になると膜の中心近くで振幅が大きく周辺で小さくなり、中心における位相遅れも大きくなる。また、1kHzの場合のような膜の中心に対する対称性も、僅かではあるが失われている。

③ 20kHzの振動モードは圧力の増加にともない次第に変化し、1気圧では台形状の振幅形状であったものが、4気圧になると膜の中心と周辺に振幅の極大ができて中心の位相遅れも180度近くになる。さらに、10気圧では中心に対して膜を3等分するモードが生じ、中心と周辺で振幅が極大になる。ただし、周辺で極大となる部分の振幅は膜の中心からaへ向けての方がその反対方向よりも僅かに小さく、1気圧の40kHzの場合とは反対である。すなわち、20kHzの10気圧では膜の周辺部において背極の孔がない位置で振幅が極大となる。また、膜の中心と周辺とでは位相差が180度近くあり、ほぼ逆相で振動している。

④ 40kHzでは、圧力によって振動モードがかなり変化する。4気圧になると振幅には背極の孔に対応した位置に極大が生じ、さらに中心にも極大が生ずる。そして、膜の中心と周辺がほぼ逆相で振動していてそれらの間に節円がある。すなわち、背極の構造に関係した振動を無視して節円の数だけに着目すれば、円形薄膜の固有振動の中の1つの節円をもつ振動モード（10モード、図2-16参照）に近い振動であるといえる。また、10気圧の振動は非常に複雑であり、膜の周辺に振幅が大きな環状の部分ができる。そして、その内側には背極の孔の位置と反対の部分で極大が生じ、中心でも振幅が大きくなる。これら3つの部分はほぼ逆相で振動しており、その間に節円が見られる。すなわち、先と同様に節円の数だけに着目すれば、円形薄膜の固有振動の中の20モード（節円数2、図2-16参照）に対応した振動である。

次に、音圧型4134の膜の振動モードについて、圧力と周波数による変化を図4-8に示す。音圧型4134の場合も1気圧の振動モードは第3章で示したものと同一である。また、音場型4133の場合と比べると全体的にかなり単純な振動モードである。しかし、10気圧の40kHzの振動モードには背極の孔に対応した特徴が見られ、振動モードは膜の中心に対して60度ごとに同じ特徴が繰返される6回対称であることが分る。そこで、音場型4133のときと同様に、これら6つの対称軸の1つを通る直径(図中の $aa'$ )に添った振動振幅と位相を図示すると図4-9のようになる。以下に各周波数における膜の振動について述べる。

① 1kHzの振動モードは膜の中心に対して完全に対称であり、振動振幅はいずれの圧力でも膜の中心で最大となる。ただし、振幅の大きさは圧力増加とともに次第に減少し、中心での最大値は1気圧の5nmから10気圧の3.5nmへと変る。また、膜面上の位相差は圧力によらず常にゼロである。つまり、1kHzにおける振動モードは圧力が増加しても変わらず、音場型4133の場合と同様に円形薄膜の基本固有振動モード(00モード、図2-16参照)に良く一致する。

② 10kHzでは、圧力が高くなると振動振幅は1気圧よりも大きくなるが、位相はほとんど変化せず、ゼロである。すなわち、円形薄膜の基本固有振動にほぼ対応する振動が保たれる。ただし、10気圧では周辺の振幅が多少小さくなり、1気圧の場合とは僅かに形状が異なっている。また、中心での最大振幅は1気圧では1kHzの時とほとんど同じ5nmであるが、4気圧や10気圧では1kHzの場合よりも大きくなる。

③ 20kHzになると、1気圧では振幅は中心で最大で位相差もほとんどゼロであり、円形薄膜の基本固有振動モードに対応する振動である。しかし、4気圧では中心の振幅が大きく周辺で小さくなり、位相遅れも中心で90度近くになる。さらに、10気圧では中心と周辺にほぼ同じ振幅の部分が中心に対して対称に生じ、中心部分の位相遅れはおおよそ150度になる。また、膜の周辺の振幅が大きな部分は膜の中心から約3mmの位置に円環状にあり、背極に開けられた孔の並びに対応している。

④ 40kHzの1気圧では、第3章で述べたように、膜の中心から約2mm

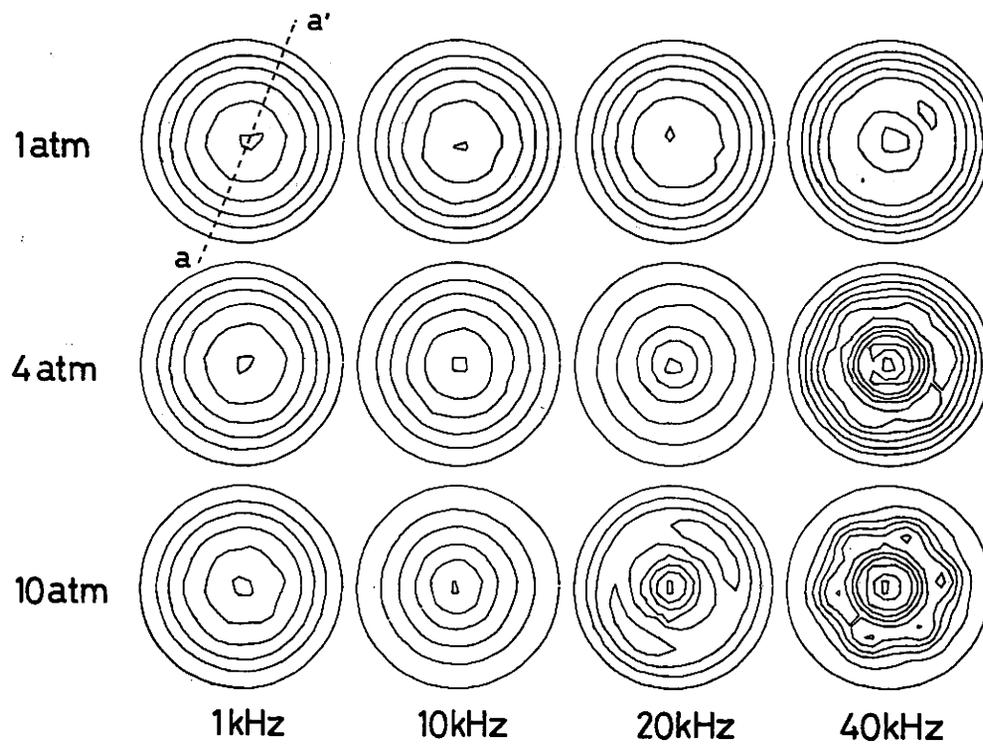


図4-8 音圧型4134の膜の振動モードの圧力と周波数による変化。最外円が膜の縁で、背極にある6つの孔の位置は10atmの40kHzにおける環状に並んだ6つの極大部分に対応している。

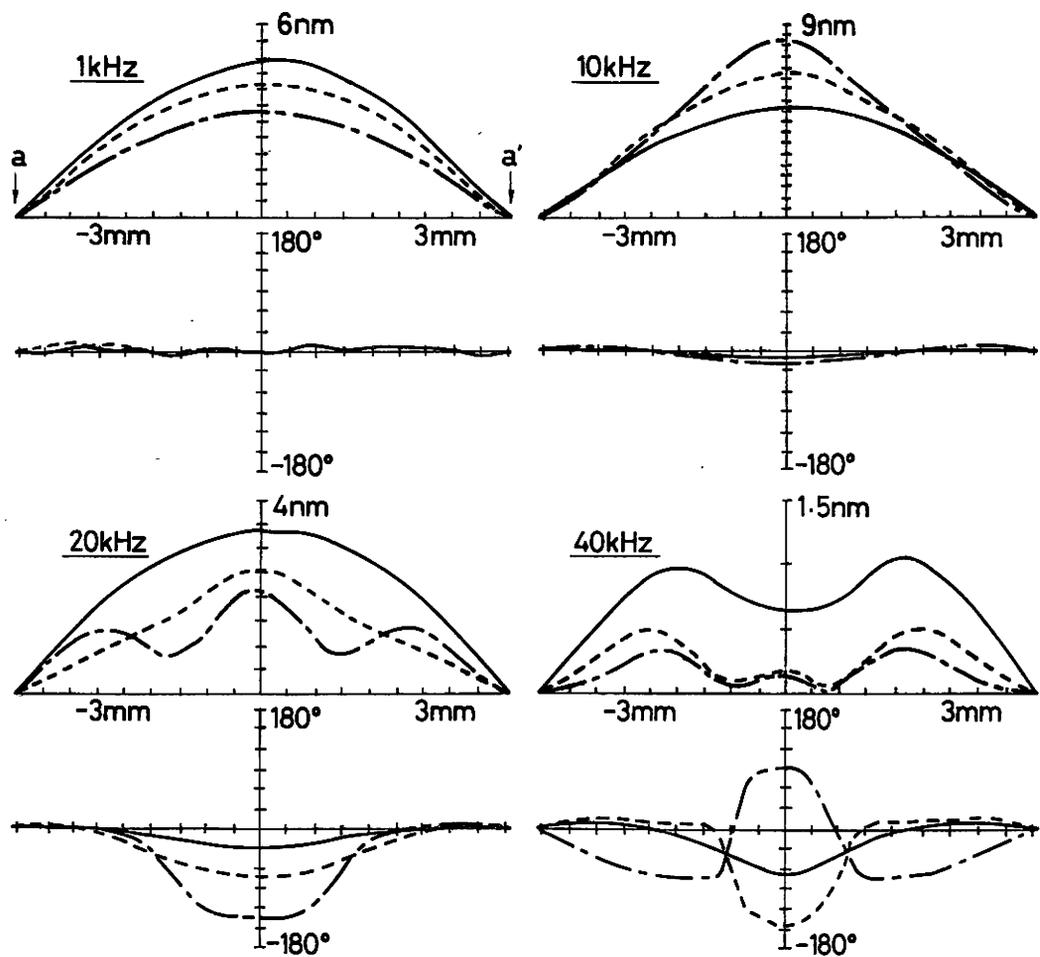


図4-9 音圧型4134の膜の1つの直径(図4-8のaa')に添った振動振幅(上)と位相(下)。横軸は膜の中心からの距離。  
 — : 1気圧, - - - : 4気圧, - · - : 10気圧。

の位置に振幅の大きな部分が円環状に生じ、中心部の振幅は周辺に比べて小さくなる。同様な振動モードは4気圧においても見られるが、全体的に振幅が小さくなり中心には新たな振幅の極大ができる。そして、中心部の位相差が大きくなり周辺に対して約150度遅れる。さらに、周辺の振幅の大きな部分は、背極の孔の位置に対応して膜の中心に対して60度ごとに6つの部分に分れている。この特徴は10気圧ではさらに明瞭になり、膜の中心から約2.3mmの位置に振幅の6つの極大がはっきりと見られる。また、中心において振幅が極大となる部分と周辺部の位相差は約180度あり、これらの部分が逆相で振動していることが分る。これにより膜の中心から約1mmの位置に1つの節円が生じ、円形薄膜の固有振動の10モード（図2-16参照）に近い振動である。

以上のように、音場型4133と音圧型4134の膜の振動は共に、周波数が高い場合には圧力の増加によってかなり変化する。振動振幅の大きさの変化を除外して振動モードだけに着目すれば、周波数が低い1kHzでは圧力によってほとんど変化せず、円形薄膜の基本固有振動モードが保たれる。しかし、30kHzでは圧力によってかなり変り、40kHzでは非常に複雑な振動モードになる。これら高圧における高い周波数の膜振動には背極の孔に関連した振動と、1つあるいは2つの節円をもつ円形薄膜の固有振動モード（10あるいは20モード、図2-16参照）に対応した振動が複合して現れる。特に、音圧型4134の場合には1気圧では見られなかった背極の孔の影響が、10気圧になると明瞭に認められるようになる。また、音場型4133における10気圧の20kHzの場合には、膜の周辺部において背極の孔のない位置で振幅が極大になるという特徴が見られた。

#### 4.5 検討

第2章において圧力が増加すると感度特性の高域には複数のピークが生じ、それらの周波数は圧力の増加とともに低域へと移動することを述べた。さらに、その原因は円形薄膜の単純な固有振動モードによっては説明がつかず、背極の孔に深い関係があることを指摘した。そして実際に本測定によって圧力と周波数が高いときの膜の振動は、背極の孔に関

係した振動モードと円形薄膜の固有振動モードが複合したモードであることを示した。したがって、高圧において感度特性の高域に生ずるピークあるいはそれらの間のディップにおける膜の振動は、背極の構造に関係したある固有な振動モードであり、そのために高域の特性が複雑になるものと推測される。そこで最初に、感度特性に生ずる複数のピークとそれらの間のディップの周波数において、実際にどのような膜の振動になっているかを調べる。

音場型4133の10気圧では高域に4つのピークが生ずる。これらのピークとそれらの間のディップの周波数における振動モードは、図4-10のようである。また、前節に述べたのと同様に3回対称軸の1つに添った直径（図中の  $aa'$ ）における振動振幅と位相を図4-11に示す。第1ピーク（5.8kHz）の振動は中心に対して対称で位相もほとんどゼロであり、円形薄膜の基本固有振動モードと同一である。すなわち、高圧においても第1ピークの周波数までは、背極の構造には関係しない膜自身のもつ基本固有振動モードが保たれる。これに対し、第2ピーク（18kHz）では膜の中心と周辺で振幅が大きくなり、さらに周辺では背極の孔のない所（背極の3つの孔の位置は図4-6と同じ）に3つの極大が生じる。また、中心と周辺では位相差が180度近くありほぼ逆相で振動している。したがって、それらの間には振幅がゼロとなるほぼ円形に近い節が膜の中心から約1.5mmの位置にできている。これら2つのピークの間第1ディップ（13.8kHz）では、振幅は膜の中心で極大となり半径2mmの円内で第2ピークよりも僅かに大きくなっている。しかし、それ以外の周辺部では小さく、中心部と周辺部の位相はおよそ150度異なっている。このため、膜全体の平均的な振動変位（平均変位）は小さくなる。さらに周波数が高くなり第2ディップ（23.2kHz）になると、膜の振動には今までに見られなかった特徴が現れる。すなわち、膜の中心からおよそ2.5mmの位置に中心に対して60度ごとに、6つの振幅の極大が中心を挟んで対になって生じる。これらの最大振幅はほとんど同じであるが、背極の孔の位置に対応した3つのほうがそれ以外の3つの部分よりも膜面に占める面積が大きい。また、中心にも振幅の極大ができ、中心と背極

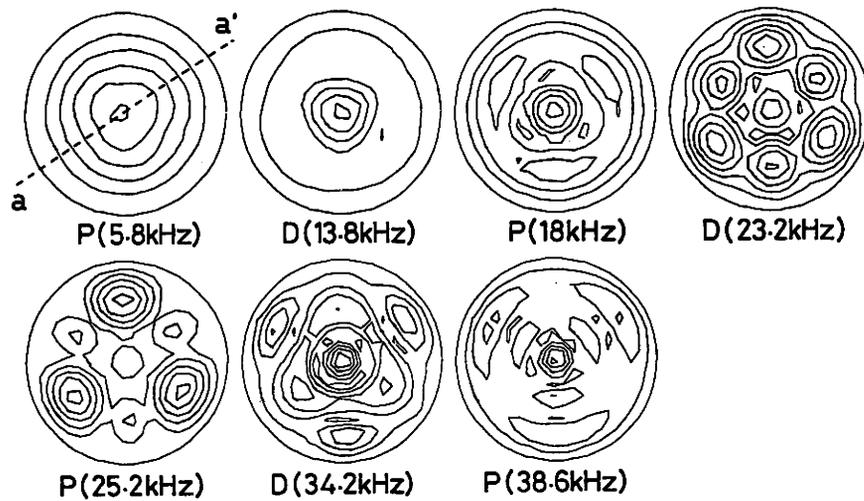


図4-10 音場型4133の膜の10気圧におけるピーク(P)とディップ(D)の振動モード。括弧内はそれぞれの周波数。

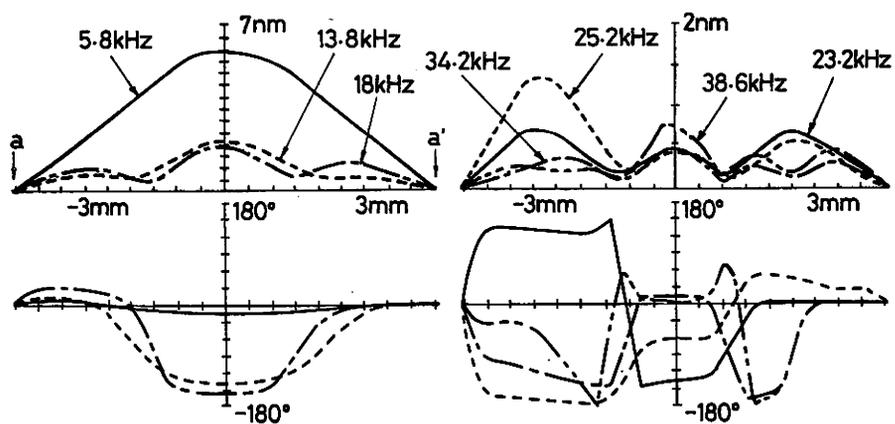


図4-11 音場型4133の膜の10気圧におけるピークとディップの1つの直径(図4-10のaa')に添った振動振幅(上)と位相(下)。

の孔に対応した周辺の極大の位相はそれ以外の部分に対して180度近く遅れる。第3ピーク(25.2kHz)では、1気圧の40kHzで見られたような周辺に3つの極大が生ずる振動モードになるが、それぞれの極大の中心を挟んだ反対側にはおよそ半分の大きさの極大があり、位相は180度異なる。第3ディップ(34.2kHz)と第4ピーク(38.6kHz)の振動は極めて複雑であり、ともに背極の孔に関係した振動と円形薄膜の固有振動が重なり合った振動モードである。特に、第4ピークでは膜の中心からおよそ1mmと2mmの位置に節円に近いものが2つあり、円形薄膜の固有振動の20モードに対応しているようである。

音圧型4134の10気圧の高域には2つのピークがある。これらのピークとその間のディップにおける振動モードを図4-12に、1つの直径 $a$   $a'$ に添った振動振幅と位相を図4-13に示した。第1ピーク(8.6kHz)の振動は音場型4133と同様で、円形薄膜の基本固有振動モードに対応している。すなわち、この場合にも第1ピークの周波数までは圧力が増加しても膜面全体に一樣な振動モードが保たれていると考えられる。また、第2ピーク(20.2kHz)と第1ディップ(16.8kHz)とでは中心で振幅がともに極大となり、位相は周辺に比べておよそ120度遅れる。ところが、中心から半径約1.5mmの円内の振幅の大きさは第2ピークよりも第1ディップのほうが大きく、それ以外の周辺の振幅の大きさは第1ディップのほうが第2ピークよりも小さい。したがって、膜の平均変位は第2ピークのほうが第1ディップよりも大きくなる。

以上のように音場型4133と音圧型4134の感度特性に生ずるピークとディップの振動モードは第1ピークの場合を除けば非常に複雑で、円形薄膜の固有振動と背極の孔に関係した振動とが複合して現れる。ここでは10気圧の場合についてのみ示したが、第2章で述べたようにこれらのピークとディップの周波数は圧力と共に変化する。そこで、10気圧以下の各圧力において対応するピークとディップの振動を調べたところ、振動振幅の大きさが変えることを除けば10気圧の場合と全く同じ振動モードであることが確かめられた。つまり、高圧において高い周波数に生ずる特性の変化はここで示したような複雑な膜の振動によるものであることが

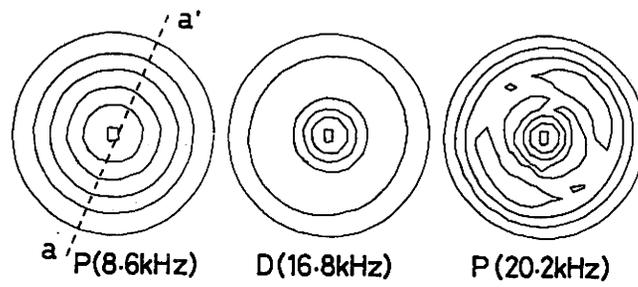


図4-12 音圧型4134の膜の10気圧における  
ピーク(P)とディップ(D)の振動  
モード。

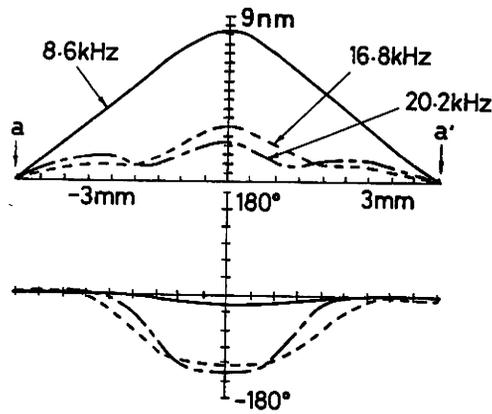


図4-13 音圧型4134の膜の10気圧におけ  
るピークとディップの1つの直  
径(図4-12のaa')に添った振  
動振幅(上)と位相(下)。

結論される。ところで、もし膜のスティフネスが十分大きいか或いは膜に加わる力が膜面全体にわたり一様であるならば、ここに示したような複雑な膜振動は生じない。このことは逆に、高々10気圧の圧力においても周波数が高い場合には膜のスティフネスの大きさが十分大きくなく、膜に加わる力が一様ではなくなる事を示している。この後者の主な原因は、これまで述べたことから背極の孔によることは明白である。すなわち、動作状態にあるコンデンサマイクロホンの膜には、第1.2節で述べたように入射音圧による力の他に膜と背極がつくる薄流体の呈する圧力が反抗力として加わり、その大きさは背極の構造に依存する。つまり、背極の孔とそれ以外の部分では反抗力の大きさに差ができ、膜に加わる力が一様ではなくなる。この効果は膜のスティフネスが十分高ければ膜面全体に平均化されてしまい膜の振動に大きな影響は与えないが<sup>(6),(7)</sup>、それ以外では膜の振動に局所的な影響を及ぼすようになるであろう。この他に、高い周波数においては音波の波長がマイクロホンの大きさと同程度になることにより生ずる影響にも注意すべきであろう。例えば40kHzにおける窒素中での音波の波長は約9mmであり(表1-3参照)、1/2インチマイクロホンの直径とほとんど同じになる。

最後に、ここで測定された膜振動のデータが第2章で測定された高圧における感度特性をどの程度再現できるかを知るために、以下のような

表4-3 1/2インチマイクロホンの1kHzにおける相対感度の圧力による変化。実測値 $S_0$ と膜の平均変位から見積られた値 $S$ の比較。

Static pressure(atm*)	Microphone type			
	4133		4134	
	$S_0$	S	$S_0$	S
1	0.0dB	0.0dB	0.0dB	0.0dB
4	-1.6dB	-1.7dB	-1.1dB	-1.5dB
10	-4.0dB	-4.3dB	-3.6dB	-3.8dB

\* 1atm = 101325Pa = 1.03323at

比較を行った。第1.2節で述べたように、コンデンサマイクロホンの感度特性は膜面全体の平均的な振動変位（平均変位）によって決まる。すなわち、平均変位をデシベル値に換算した値はマイクロホンの感度に比例する。まず、第2章で測定した音場型4133と音圧型4134の1kHzにおける窒素中の実測感度 $S_0$ と、ここで測定した膜振動の平均変位から見積られた値 $S$ を1気圧での値を基準にして比較してみると、表4-3のようであった。マイクロホンの種類によらず $S$ のほうが $S_0$ よりも僅かに大きいが、最大でも0.4dBの違いしかなく両者は極めてよく一致している。このことは、第4.3節で述べた振動振幅の校正方法が妥当である事を示している。さらに、他の周波数において膜の平均変位から求められた相対感度 $S$ と第2章で測定した感度特性を比較したところ、音場型4133では図4-14、音圧型4134では図4-15に示したようであった。各圧力において、4133も4134も共に膜の平均変位から見積られた感度が実測によって得られた感度特性の変化をほぼ完全に再現している。このことは、本研究で行った光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定が、コンデンサマイクロホンの特性を求めるための一方法になり得ることを示している。

#### 4.6 まとめ

本章では、第2章で問題となった高圧において高域の特性が乱れる原因を明らかにするために、ブリュエルケアの1/2インチコンデンサマイクロホン音場型4133と音圧型4134の10気圧までの圧力における膜の振動を測定した。このために簡単な光学窓を設計し、これを通してレーザー光を高圧チャンバの内部に導入することにより第3章で述べたと同様な光ヘテロダイン干渉計を構成した。この測定の結果、マイクロホン膜の振動は周波数が低いときには圧力が高くなっても1気圧と同じ振動モードが保たれるが、周波数が高くなると圧力の増加に伴って複雑な振動モードになることが明らかになった。この複雑なモードは膜の固有振動と背極の孔に関係した振動とが複合して現れるものであり、音場型4133のほうが音圧型4134よりも非常に複雑である。さらに、ここで測定された振

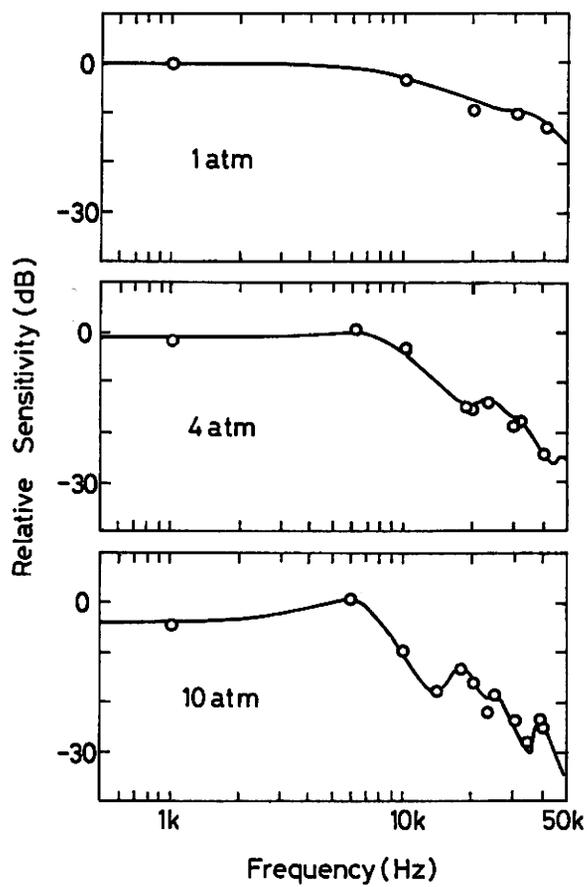


図4-14 音場型4133の実測感度特性 (実線)と膜の振動の平均変位から見積られた感度(白丸)の比較。

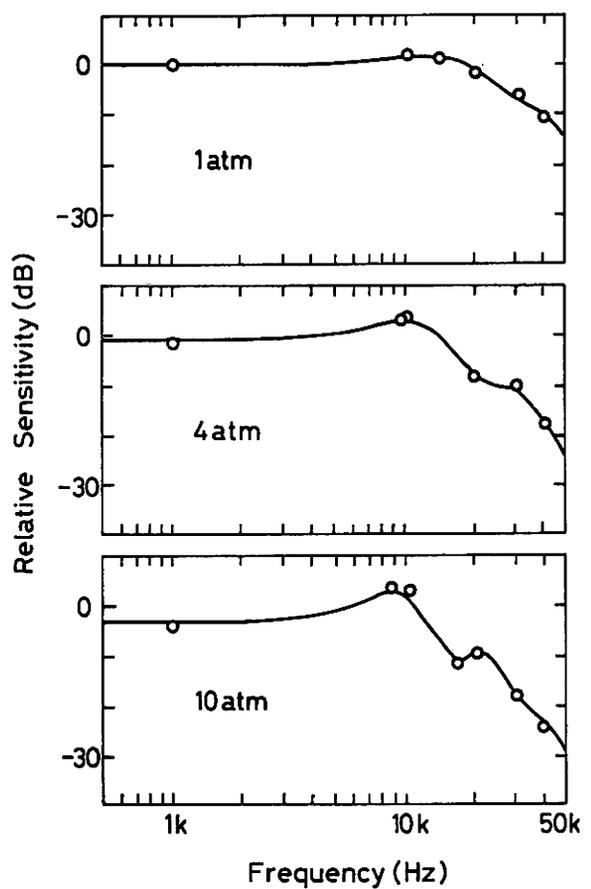


図4-15 音圧型4134の実測感度特性 (実線)と膜の振動の平均変位から見積られた感度(白丸)の比較。

動データから膜の平均変位を見積り、第2章で測定された感度特性と比較したところ、振動振幅の校正誤差から絶対的な値に差があることをを別にすれば、両者は極めて良く一致することが確かめられた。

以上から、高圧における高域の特性の変化は膜の複雑な振動によるものであり、その振動には背極の孔の位置や数や大きさが重要な影響を及ぼすことが示された。

ところで、本章の最初でも述べたように、ここで行った光ヘテロダイン干渉法による高圧におけるマイクロホン膜振動の測定は前例がない。そこで、今後さらに高い圧力での測定を行う時に問題となるであろう事を以下に列挙しておく。

①さらに高い圧力に耐える光学窓を製作する必要がある。本測定で用いた光学窓の耐圧を正確には求めてないが、第2章の特性測定におけるような数十気圧までは耐えられないと思われる。

②光学系が2つに分離しているので床からの振動の影響が大きい。より精密な測定のためにはさらに完全な防振をし、さらに2つの光学系を同相で振動させる必要がある。これは非常に困難であるが、光学系にある鏡の1つを2つの光学系の位相差に応じて振動させ、アクティブに不用な振動を除去する方法が有効であると思われる。

③圧力の増加に伴って屈折率が変化するため、レンズの焦点距離が変化し膜面上のレーザ光のスポットの位置が変わってしまう。本測定の場合には圧力が10気圧程度であったのでこの影響はそれほど問題とならなかったが、さらに高い圧力での測定では問題となる。これを解決するためにはレンズを取り去ればよいが、そうするとスポットの径が大きくなるために空間分解能が低下したり、レーザ光が広がってしまうため十分な光強度を得られなくなるなどの問題が新たに生ずる。

④振幅の校正方法を改良する必要がある。ここで採用した $J_{1max}$ 法ではベッセル関数の極大点を見つける必要があるが、極大点における関数の変化率は小さいために極大点を見い出すことはかなり難しい。このために振幅校正の誤差が大きくなる。これを改良した方法としてNull法があるが<sup>7)</sup>、この方法では本測定のように微小な振動振幅を校正するの

が困難である。この他に非常に微小な振幅を校正する方法として $J_1/J_2$ 法や $J_1/J_3$ 法が提案されており<sup>4)</sup>、これらの校正方法を試みる必要がある。

## 第5章 結論

本論文では海洋開発における高圧の気体環境での音声通信を円滑に行うための基礎として、汎用マイクロホンであるコンデンサマイクロホンを取り上げ、その特性に及ぼす環境圧力の影響について議論した。海洋開発では環境気体としてヘリウム空気混合気体が用いられるが、ここでは圧力による特性の変化を純粹に取り出すために、環境気体として窒素を用いた。

第2章では、コンデンサマイクロホンとしてブリューエルケアの口径1/2インチ音場型4133と音圧型4134およびアコーの1/2インチ音場型7012と音圧型7013、さらにアコーの1/4インチ音場型7016と音圧型7017の合計6種類を用い、48気圧までの圧力で特性の変化を静電加振法により測定した。ここでは普通行われている感度特性の測定だけではなく、位相特性の測定も行った。その結果、周波数帯域を各マイクロホンごとに3つに分ければ、それぞれの帯域において圧力の増加にともなう特性の変化は共通していることが明らかになった。すなわち、中域においては背気室内の気体の弾性（スチフネス）の圧力による増加が、マイクロホンの膜の振動を抑えるために、感度が圧力増加にともなって次第に低下する。この低下量は一般的に1/4インチよりも1/2インチマイクロホンの方が大きく、48気圧における低下量は1/2インチで約14dB、1/4インチで約10dBであった。また、感度の圧力による低下率も1/4インチよりも1/2インチのほうが大きく、1/2インチでは48気圧近くで圧力の2倍の増加により約6dB低下する。ただし、位相は1気圧のときとほとんど変わらずゼロに保たれる。低域では、静圧等価管の影響により高圧における感度が周波数によって変化し、位相には進みの極大が生ずる。すなわち、周波数が極めて低い場合には圧力の増加にともなう背気室のスチフネスの増加が静圧等価管による抜けのために抑えられ、感度は1気圧とほとんど変わらない。この特徴は1/4インチよりも1/2インチの方に明瞭に見られ、周波数も高い。最後に、高域の感度特性には圧力が高くなると複数のピークが生ずる。また、位相は全体として圧力の増加により進みが大

きくなるが感度特性のピークに対応して複雑に変化する。ただし、1/4インチの特性の変化は1/2インチに比べると単純である。これらのピークの周波数は圧力が増加するとほとんどが減少する（1/4インチの第2ピークだけが例外で、圧力によって周波数が変化しない）が、その変化率はピークによって異なりこれらのピークの生ずる原因が膜の固有振動だけによるものではないことを示唆している。そこで、各マイクロホンの背極の構造と特性に見られた特徴とを比較し、ピークの生ずる原因が背極に開けられた孔に関係があることを指摘した。

第3章では、高圧におけるマイクロホンの特性と膜の振動との関係を見いだすための予備実験として、ブリュエルケアの1/2インチコンデンサマイクロホン音場型4133と音圧型4134について、膜の振動振幅と位相をドプラ偏移周波数検出型光ヘテロダイン干渉法により測定した。測定は普通の大気中（空気1気圧）で行われ、振動膜はコンデンサマイクロホンの可逆性を利用して音圧レベル約100dBに相当する力で電氣的に駆動された。その結果、2kHzにおける最大振幅は数ナノメートルであり、その振動は膜の基本固有振動に近いことが見いだされた。ところが、膜の基本固有振動にほぼ同じであろうと予想された10kHzの膜の振動は、膜の中心で位相遅れが生じてうねるような振動であることが明らかになり、さらに周波数が高くなると背極の構造に関係して膜の中心に対して非対称な振動になることが示された。すなわち、背極に開けられた孔の位置で振動振幅が大きくそれ以外では小さくなる。この特徴は、音圧型4134のように孔の直径が大きく数が多いマイクロホンよりも音場型4133のように孔の直径が小さく数が少ないマイクロホンのほうに明瞭に見られ、4133の40kHzでは背極の3つの孔に対応して膜を中心について120度ごとに3等分する同位相で振動する部分が現れる。この測定から、マイクロホン膜の振動測定が光ヘテロダイン干渉法により可能であることが示された。

第4章では、高圧において周波数の高い帯域に生ずる特性の乱れとマイクロホン膜の振動との関係を明らかにするために、前章でその有効性が確認された光ヘテロダイン干渉法により高圧における1/2インチマイ

クロホン音場型4133と音圧型4134の膜の振動を測定した。光学窓の技術的な問題から最高圧力は10気圧に止まったが、圧力の増加にともなう膜の振動の変化をかなり明瞭に測定することができた。その結果、周波数が低い1kHzのときには圧力が高くなっても1気圧と同じ振動モードが保たれ膜の基本固有振動モードとほぼ同じであるが、周波数が10kHzよりも高くなると膜の振動は圧力の増加にともなって非常に複雑になり膜の固有振動と背極の構造に関係した振動とが複合して現れることが確かめられた。この複雑な振動は背極の孔の数が少ない4133のほうがその数が多い4134よりも顕著であり、第2章で測定した特性の高域における複雑さとよく対応している。また、高圧における感度特性の高域に生ずるピークとディップでの振動は周波数の最も低い第1ピークでは膜の基本固有振動と同じであるが、それよりも周波数の高いピークとディップでは膜の固有振動と背極の構造に関係した振動とが複合した振動である。したがって、高圧における特性の高域の乱れは膜の単純な固有振動によるものではなく、背極の構造に関係した膜の複雑な振動によるものであることが確かめられた。さらに、膜の振動の平均変位から見積った感度は第2章で測定した感度特性を非常に良く再現することを示した。

以上により、コンデンサマイクロホンの特性に及ぼす環境圧力の影響が明確になり、それらの原因についても明らかとなった。特に、高域の特性の変化については膜の振動を直接測定することによりその原因を探り、これらが従来考えられていたような単純な膜の固有振動によるものではなく背極の構造に関係した複雑な膜の振動によるものであることを指摘した。これらの結果から、高圧において良好な特性をもつコンデンサマイクロホンを得るためには次の点を改良すれば良いことが分る。

① 圧力増加にともなう感度低下を少なくするためには、背気室の容量を増やしてスチフネスを減少させるか、振動膜の直径を小さくするか張力を大きくして膜のスチフネスを増加させれば良い。ただし、背気室の容量を大きくしすぎると低い周波数で音響管としての共振が生じてしまい、振動膜のスチフネスを大きくするとマイクロホンの絶対感度が低下するなどの上述とは相反する問題もでてくる。

② 低域における静圧等価管の影響による特性の変化を除くためには、これのもつ遮断周波数をさらに低くすれば良い。すなわち管の直径をさらに小さくすればよい。このほかに管によって直接外部とつながず可動機構によって内外の静圧を等しくする方法も考えられるが、圧力が50気圧になれば単純な計算でも体積が50分の1になってしまう事を考えると非現実的である。

③ 高域の特性の乱れを少なくするためには背極の孔をなるべく均一になるように開けて、膜の固有振動が保たれるようにすることが有効である。つまり背極の孔の部分で膜の振動振幅が大きくそれ以外では小さくなる原因は、薄流体層が呈する粘性抵抗が孔の部分では消失するためであり、高圧においてその差がより大きくなるのは密度の増加によって慣性質量が増し流体がさらに移動しにくくなるためである。したがってこの影響を小さくするためには孔を均一に開けるか、同心円状あるいは中心から延びる放射状の溝にすれば良い。

ところで本論文ではマイクロホンの特性の解明のために光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定を行ったが、このような測定は従来行われておらずコンデンサマイクロホンの特性の解明のための有力な手法になると期待される。すなわち膜振動を直接観察することにより背極の孔が膜の振動に与える影響を直感的に捕らえられ、背極の理想的な構造を決定し安くなる。さらに振動振幅をより精密に測定できれば、絶対感度の測定も可能であると考えられる。

今後、コンデンサマイクロホンを高圧において使用するためには、さらに次のような課題が残されているだろう。第1に、本論文では現象を単純化するために環境気体として窒素を用いたが、実用的な側面から見ればヘリウム空気混合気体中で同様な測定が必要であろう。第2に、ここではマイクロホンの膜の振動により外部に放射される音が特性に及ぼす影響（放射インピーダンスの効果）を考慮していないが、圧力の増加によりこの影響も変化すると考えられ、さらに正確な議論のためにはこれを考慮する必要がある。第3に、より基本的な問題であり最初に述べたこととも関連するが、高圧における気体の物性を正確に知る必要があ

る。特にヘリウム空気混合気体の物性の正確な値を知ることは定量的な議論のためには不可欠である。第4に、本論文では高圧における特性の変化を定性的あるいは実験的に説明したが、さらに正確に特性の変化を把握するためには、ここでの結果をふまえた定量的な計算が必要である（これに関しては現在、差分法による数値計算を進めている）。

## 謝辞

本研究を進めるに当たり、全面的な御指導と御支援を頂いた鈴木久喜教授に心から深謝致します。また、本論文をまとめるに当たり多くの御指摘をして下さいました、宇野正美教授、畑中義式教授、塩川祥子助教授に感謝致します。

コンデンサマイクロホンの特性測定に関しては、通産省工技院電子総研音響標準研究室の三浦 甫室長と高橋多助氏から多くの御助言を頂いた。また、海洋科学技術センター潜水技術部の関 邦博博士、他の方々には高圧気体環境での測定において多大な御協力を受けた。光ヘテロダイン干渉法による膜振動の測定は、本学電子工学研究所の梅田倫弘助手（現、東京農工大学助教授）の御指導によるものである。ここに深く感謝致します。

本研究では、中井孝芳助手、石田敬三技官をはじめ、電子工学科鈴木研究室の学生の方々から多くの御支援を受けた。特に、卒業研究生の松井和良氏、安藤 稔氏、瑤寺 晃氏には測定において協力を受け、大学院学生の内田義幸氏には膜振動に関する数値計算の面から議論をして頂いた。また、ブリューエルケア社と株式会社アコーからはマイクロホンに関する資料を提供して頂いた。

本研究の一部には、文部省科研費（試験 57850097）、サウンド技術振興財団および放送文化基金からの助成を受けた。

## 文献

### 第1章

- (1) 日本海洋科学技術センタパンフレット: JAMSTEC.
- (2) 鈴木久喜: “特殊環境における音声通信,” 比企静雄編 音声情報処理 (東京大学出版会, 東京, 1973), p.276.
- (3) J.Suzuki, M.Nakatsui, T.Takasugi, and R.Tanaka: “Final Report on HELIUM SPEECH INVESTIGATIONS,” Rev.Radio Res.Lab. 24(129), p.357(1978).
- (4) 鈴木久喜, 中井孝芳: “LSPパラメータに基づく音声の分析・変換・合成システムを用いたヘリウム音声修復装置,” 信学技報EA83-18, pp.41-48(1983).
- (5) 中井孝芳, 笹間 昭, 鈴木久喜: “汎用デジタル信号処理LSIを用いたヘリウム音声修復装置,” 音響学会講演論文集1-4-13, pp.147-148(1986).
- (6) 鈴木久喜, 中井孝芳, 吉田慎介, 藤本 敦, 高橋多助: “高圧環境におけるコンデンサーマイクロホンの特性,” 信学技報EA83-19, pp.49-65(1983).
- (7) 鈴木久喜, 藤本 敦, 高橋多助: “高圧環境における音響機器の動作の研究,” 信学技報EA84-8, pp.7-14(1984).
- (8) Brüel & Kjaer: Condenser Microphones and Microphone Preamp-lifiers for acoustic measurements; Data Handbook (Brüel & Kjaer, NAERUM, 1982).
- (9) W.G.Thomas, M.J.Preslar, and J.C.Farmer: “Calibration of Condenser Microphone under Increased Atmospheric Pressures,” J.Acoust.Soc.Am.51(1), pp.6-14(1971).
- (10) A.J.Zucherwar: “Theoretical response of condenser micro-phones,” J.Acoust.Soc.Am.65(5), pp.1278-1285(1978).

- (11) E.C.Wente: "A Condenser Transmitter as a Uniformly Sensitive Instrument for the Absolute Measurement of Sound Intensity," Phys.Rev.10, pp.34-63(1931).
- (12) 西山静男, 池谷和夫, 山口善次, 奥島基良: 音響振動工学 (コロナ, 東京, 1979), p.126.
- (13) 城戸健一: 音響工学 (コロナ, 東京, 1982), p.102.
- (14) 伊藤 毅: 音響工学原論 (コロナ, 東京, 1973), p.497.
- (15) S.Ballantine: "Effect of Diffraction around the Microphone in Sound Measurement," Phys.Rev.32, p.988(1928); I.R.E.16, pp.1639-1644(1928).
- (16) J.Suzuki, M.Nakatsui, T.Takasugi, and R.Tanaka: "Final Report on HELIUM SPEECH INVESTIGATIONS," Rev.Radio Res.Lab.24(129), p.376(1978).
- (17) 佐藤一雄: 物性定数推算法 (丸善, 東京, 1968).
- (18) 日本化学学会: 化学便覧基礎編 (丸善, 東京, 1975), p.139.
- (19) 日本機械学会: 流体の熱物性値集 (日本機械学会, 東京, 1983), p.115.
- (20) R.T.Jacobsen and R.B.Stewart: "Thermodynamic Properties of Nitrogen Including Liquid and Vapor Phase from 63K to 2000K with Pressure to 10,000 Bar," J.Chem.Ref.Data 2(4), p.757 (1973).
- (21) 小橋 豊: 音と音波 (裳華房, 東京, 1980), p.68.
- (22) 日本機械学会: 流体の熱物性値集 (日本機械学会, 東京, 1983), p.12.

## 第2章

- (1) H.F.Olson, 西巻正郎訳: 音響工学 (近代科学, 東京, 1959), p.485.
- (2) 高橋多助, 三浦 甫: "標準コンデンサマイクロホンの高精度校正," 信学技報EA86-18, pp.1-7(1986).

- (3) Brüel & Kjaer Technical Review: Microphone Calibration Apparatus (Brüel & Kjaer, NAERUM, 1967), p.27.
- (4) マイクロホン添付の資料.
- (5) 西山静男, 池谷和夫, 山口善次, 奥島基良: 音響振動工学 (コロナ, 東京, 1981), p.95.
- (6) L.L.Beranek: ACOUSTICS (McGRAW-HILL, New York, 1954), p.157.
- (7) 早坂壽雄, 吉川昭吉郎: 音響振動論 (丸善, 東京, 1974), p.489.
- (8) 小橋 豊: 音と音波 (裳華房, 東京, 1980), p.75.
- (9) W.G.Thomas and M.J.Preslar: "Calibration of Condenser Microphone under Increased Atmospheric Pressures," J.Acoust.Soc.Am.51(1), pp.6-14(1972).
- (10) H.F.Olson, 西巻正郎訳: 音響工学 (近代科学, 東京, 1959), p.104.
- (12) Brüel & Kjaer: Condenser Microphones and Microphone Preamp-  
lifiers for acoustic measurements; Data Handbook (Brüel &  
Kjaer, NAERUM, 1982), p.42.
- (13) 城戸健一: 音響工学 (コロナ, 東京, 1982), p.44.

### 第3章

- (1) J.E.Warren, A.M.Brzezinski, and J.F.Hamilton: "Capacitance-Microphones Static Membrane Deflections," J.Acoust.Soc.Am.52(3), pp.711-719(1972).
- (2) H.A.Deferrari, R.A.Darby, and F.A.Andrews: "Vibrational Displacement by a Laser Interferometer," J.Acoust.Soc.Am.(5), pp.982-990(1967).
- (3) F.J.Eberhardt and F.A.Andrews: "Laser Heterodyne System for Measurement and Analysis of Vibrations," J.Acoust.Soc.Am.48(3), pp.603-609(1970).
- (4) 清水達明, 末松安晴, 野村和康, 森 栄司: "レーザ光のドップラー偏移を用いる微小振動振幅測定," 音響学誌27(6), pp.285-290(1971).

- (5) 佐久間貞臣, 上羽貞行, 森 栄司: “光ヘテロダイン法による円板状圧電振動子の振動速度分布測定,” 信学技報US82-3 (1982).
- (6) 梅田倫弘: “光ヘテロダイン干渉法による超音波モータねじり結合子のだ円運動の観測,” 信学誌J70-C(7), pp.1038-1043(1987).
- (7) N.Umeda and H.Takasaki: “Stabilized  $^3\text{He}$ - $^{20}\text{Ne}$  transverse Zeeman laser,” Appl.Opt.19(3), pp.442-450(1980).
- (8) H.Takasaki, N.Umeda and M.Tsukiji: “Stabilized transverse Zeeman laser as a new light source for optical measurement,” Appl.Opt.19(3), pp.435-441(1980).

#### 第 4 章

- (1) 日本材料学会高圧部門委員会: 高圧実験技術とその応用 (丸善, 東京, 1969), p.184.
- (2) H.A.Deferrari, R.A.Darby, and F.A.Andrews: “Vibrational Displacement by a Laser Interferometer,” J.Acoust.Soc.Am.42 (5), pp.982-990(1967).
- (3) R.C.Weast, et.al.: CRC Handbook of Chemistry and Physics 65th edition (CRC Press, Florida, 1985), p.E-360.
- (4) M.Born and E.Wolf, 草川 徹他訳: 光学の原理 I (東海大学出版会, 東京, 1974), p.126.
- (5) 日本材料学会高圧部門委員会: 高圧実験技術とその応用 (丸善, 東京, 1969), p.441.
- (6) I.G.Petritskaya: “Impedance of a thin layer of air in the harmonic vibrations of a membrane,” Akust.Zh.12(2), pp.222-230(1966) [Sov.Phys.-Acoust.12(2), pp.193-104(1966)].
- (7) A.J.Zucherwar: “Theoretical response of condenser microphones,” J.Acoust.Soc.Am.65(5), pp.1278-1285(1978).

## 論文目録

### 論文

- (1)大橋正尚, 鈴木久喜: “高圧窒素中におけるコンデンサマイクロホンの特性,” 静岡大学電子科研報告 8, pp.49-58(1987).
- (2)大橋正尚, 梅田倫弘, 鈴木久喜: “光ヘテロダイン干渉法によるコンデンサマイクロホン膜の振動観測,” 音響学誌43(12), pp.953-959(1987).
- (3)大橋正尚, 安藤 稔, 鈴木久喜: “コンデンサマイクロホンの特性に及ぼす高圧環境気体圧力の影響,” 信学誌 (1988.3に掲載決定).

### 口頭発表

- (1)鈴木久喜, 中井孝芳, 大橋正尚: “潜水用高圧気体環境に於けるコンデンサマイクロホンの特性,” 信学技報EA85-15(1985).
- (2)鈴木久喜, 中井孝芳, 大橋正尚: “高圧環境での音響測定用高圧チャンバー,” 電気関係東海連合大会, p.330(1985).
- (3)大橋正尚, 松井和良, 中井孝芳, 鈴木久喜: “高圧気体環境における音響機器の研究—コンデンサマイクロホンについて—,” 信学技報EA86-8(1986).
- (4)M.Ohashi and H.Suzuki: “Measurement of Characteristics of Condenser Microphone in High Pressure Ambient Gases,” Proc. 12th ICA, L3-1(1986).
- (5)大橋正尚, 梅田倫弘, 瑠寺 晃, 鈴木久喜: “光ヘテロダイン干渉法によるコンデンサマイクロホン膜振動の直接測定,” 音響学会春季大会 I, p.309(1987).
- (6)大橋正尚, 梅田倫弘, 鈴木久喜光: “ヘテロダイン干渉法によるコンデンサマイクロホンの膜の振動の観測,” 信学技報EA87-10(1987).
- (7)内田義幸, 大橋正尚, 鈴木久喜: “数値解によるコンデンサマイクロホンの膜の振動のシミュレーション,” 音響学会秋季大会 I, pp.353(1987).