

水中爆破に関する研究

1972年7月

花 崎 紘 一

目 次

第 1 章 緒 論	1
1. 緒 言	1
2. 本研究に関連する従来の研究	2
3. 本研究の目的と内容	4
参考文献	6
第 2 章 水中爆発に伴う水中圧力波のピーク圧力とその減衰性	7
1. 緒 言	7
2. ピーク圧力とその減衰性	8
2・1 概 説	8
2・2 実験装置	8
2・3 圧力計およびその較正法	9
2・4 実験結果および考察	13
3. 水面粒子速度の測定によるピーク圧力	14
3・1 概 説	14
3・2 実験装置	14
3・3 微小変位計およびその較正法	15
3・4 実験結果および考察	17
4. 結 言	23
参考文献	23
第 3 章 水中における球面波の伝搬に関する解析	24
1. 緒 言	24
2. 媒質によるエネルギー吸収がない場合の解析	24
2・1 圧力および粒子速度の一般解	24
2・2 正弦波圧力の場合	25

2・3	任意波形の圧力の場合	28
3.	媒質によるエネルギー吸収がある場合の解析	34
4.	結 言	40
	参考文献	41
第 4 章	差分方程式による水中圧力波の解析	42
1.	緒 言	42
2.	波動方程式の差分近似解法	42
2・1	概 説	42
2・2	円筒座標による波動方程式の差分近似解法	44
3.	運動方程式および状態方程式の修正	48
3・1	概 説	48
3・2	運動方程式の修正	48
3・3	状態方程式の修正	49
3・4	エネルギー吸収を考慮した場合の補正	53
4.	結 言	58
	参考文献	58
第 5 章	モルタルブロックまたはコンクリートブロックと水との 境界面近傍における圧力波の伝搬に関する基礎的研究	59
1.	緒 言	59
2.	モルタルブロックから水中への圧力波の伝搬	59
2・1	実験方法	59
2・2	圧力変換器について	61
2・3	測定回路について	61
2・4	実験結果および考察	62
3.	水中からコンクリートブロックへの圧力波の伝搬	69
3・1	実験方法	69
3・2	実験結果および考察	69

4. 結 言	77
参考文献	79
第 6 章 エアカーテン法による水中圧力波の軽減に関する研究	81
1. 緒 言	81
2. エアカーテン法について	81
3. エアカーテン法による水中圧力波の軽減効果に関する実験	83
3・1 実験方法	83
3・2 実験装置	83
3・3 実験結果	85
4. 数値計算による圧力軽減効果の検討	87
4・1 数値解析用モデル	87
4・2 解析結果および考察	89
5. 平面波に対するエアカーテンの圧力軽減効果についての シミュレーション	90
5・1 概 説	90
5・2 数値解析用モデル	91
5・3 解析結果および考察	92
6. エアカーテン法の設計に対する示唆	95
7. 結 言	96
参考文献	96
第 7 章 水中における一自由面爆破に関する実験的研究	97
1. 緒 言	97
2. 実験方法および実験装置	97
2・1 供試体	97
2・2 実験方法	97
2・2・1 井筒内での実験について	97
2・2・2 高圧容器内での実験について	99

2・3	データ処理方法について	100
3.	実験結果および考察	101
4.	水中爆破の設計についての所見	106
5.	結 言	108
	参考文献	109
第 8 章	自由面上に圧力を受けている一自由面爆破の場合の応力解析	110
1.	緒 言	110
2.	自由面近傍の円孔の周辺における応力解析	110
2・1	双極座標による応力解析法の概念	110
2・2	2円孔の双極座標による表現	112
2・3	円孔周縁における境界条件を満足する解	113
2・4	円孔の内部のみに加圧した場合	114
2・5	円孔の内部および境界面に圧力が加わる場合	115
3.	平面ひずみ問題としての解析	116
3・1	概 説	116
3・2	計算方法	117
3・3	解析結果および考察	117
3・3・1	円孔壁面のみに加圧されている場合	117
3・3・2	自由面のみに加圧されている場合	124
3・3・3	円孔壁面および自由面の両方に加圧されている場合	125
4.	平面ひずみ問題としての解析と実験結果との対比	129
4・1	コンクリート破砕薬によるクレータテスト	129
4・1・1	実験方法	129
4・1・2	実験結果	130
4・2	実験結果と解析結果との対比	131
5.	有限要素法による応力解析法	132
5・1	有限要素法の概念	132

5・2	スティブネスマトリックスについて	132
5・3	境界条件について	136
5・3・1	外力に関する境界条件	136
5・3・2	変位に関する境界条件	137
5・4	変位, 応力およびひずみの計算	140
6.	軸対称問題としての解析	140
6・1	概 説	140
6・2	計算方法	140
6・3	解析結果および考察	144
7.	軸対称問題としての解析結果と実験結果との対比	149
8.	水中爆破の実施についての示唆	150
9.	結 言	152
	参考文献	153
第 9 章	結 論	154
	謝 辞	156

第 1 章 緒 論

1. 緒 言

近年、海洋開発に関する研究がいろいろな分野で行なわれるようになり、とくに、海底の地下資源の開発や土木建設などの多くの分野において海底の利用や開発が盛んに行なわれつつある。

それにともない、海底の岩盤を対象とする掘さく工事が欠くべからざるものとなり、爆薬を使用した爆破による掘さく工事が行なわれる機会が今後多くなるものと思われる。しかしながら、海底岩盤を対象とした爆破工事は陸上での爆破工事とは種々の点でその事情を異にしているから、その合理的な爆破設計を行なうには考慮しなければならない点が多い。

たとえば、

- (1) 爆発の爆轟により生ずる水中圧力波の爆破対象物以外の構造物や水産資源に与える影響などを考慮しなければならない点、
- (2) 岩盤が海水で覆われており、その水圧を受けていることに起因する爆破効果の相違を考慮しなければならない点、
- (3) 装薬孔の穿孔法など装薬作業上の問題や爆破後の破壊岩石片の処理法の問題など、人や機械の能力が陸上に比らべてはるかに低下することに起因する機械作業上の能率を考慮しなければならない点、

などを主なものとして挙げることができる。したがって、これらの点を考慮した合理的な爆破設計法の研究が工事の経済的見地や防災および保安の面からも要求されている。

以上に述べた事情から、筆者は、合理的な爆破設計を行なう際にとくに爆破現象に直接関係のある上述の(1)および(2)の問題点についての考慮を行なうための基礎資料を得る目的で本研究を行なったものであって、爆破の爆轟により水中へ投射される圧力波の伝搬の様相および陸上における場合と水中における場合の岩

石の爆破効果の相違点などについて究明した。

また、従来の爆破設計は、数多くの爆破試験の結果などによって行なわれていたが、海底岩盤の爆破などの場合にはその爆破試験に要する経済的負担が大きくなるので、最近著しい発達をとげ比較的容易に使用できるようになった電子計算機によるシミュレーションを利用して爆破設計を行なうことが望ましいものと考えられる。したがって本研究では、そのシミュレーションの方法の確立をも目指す意味も含めて、実験結果および理論と電子計算機による数値計算の結果とを適時比較検討した。

なお、本研究に使用した電子計算機はつぎのとおりである。

- 数値計算およびデータ処理
 - 京都大学計算センター KDC・II (HITAC 5020)
 - 京都大学大型計算機センター SYSTEM・II (FACOM 230・60)
- 図形表示 (Cathode ray tube, X-Y Plotter)
 - 京都大学大型計算機センター SYSTEM・III (FACOM 270・30)

2. 本研究に関連する従来の研究

前節で述べた(1)に関連する研究、すなわち、水中圧力波に関する研究は、以前から各国で海軍関係の研究として行なわれているが、その性質上公表されている論文は少ないようである。また最近では、金属の高速度成形の一つとして行なわれている爆発成形に関連する研究として行なわれている。^{1), 2)}

さて、これらに関する研究は、衝撃圧と薬量および距離との関係を究明する目的で行なった実験的研究が多い。たとえば、薬量 W の水中爆発を行なった場合、爆源からの距離 r のところでの最大衝撃圧 p_m は次式で表わされることがKirkwood-Batheの式として知られている。³⁾ すなわち

$$p_m = K \left(\frac{W}{r} \right)^{\frac{1}{3}n} \quad (1.1)$$

ここに、 K および n は爆薬の種類によって定まる定数である。しかし、この定数

の値は同じ爆薬であっても、とくに爆源からの距離 r の大小によって一定とは限らないが、爆源から至近距離でない範囲ではかなり実験値とよく一致するので、水中爆発にもとづく衝撃圧を求める場合には、現在ではよくこの式が用いられている。

さらに、R.H.Cole は、熱力学的立場から水中圧力波の伝搬の様相について理論的な考察を行なっている。⁴⁾ また、M.A.Cook は、非常に圧力の高い水中圧力波ではその伝搬速度が圧力の低い場合の伝搬速度 (約 1500 m/sec) より速くなることを確かめ、その関係を実測している。⁵⁾ また、この関係を利用して佐々、伊藤は各種の爆薬について爆薬と水との境界面近傍での衝撃圧を測定する方法を確立させ、爆薬の表面での爆轟圧を求めている。⁶⁾

また一方、水中圧力波により構造物が受ける影響についての研究もかなり多くある。たとえば、R.H.Cole⁷⁾ や山家⁸⁾ は水中圧力波が厚板に与える運動やひずみについて理論的な考察を行なっているが、その解析条件が単純化され仮定が多くとり入れられているので、この計算方法によって解析できるものはかなり特殊な場合に限られるものと思われる。

さらに、これらの問題に関する実験的研究としては J.S.Rinehart⁹⁾ や井上、西山¹⁰⁾ などが爆発成形の基礎的研究として薄板に与える影響についての考察を行なっている。

また、上述のような爆発成形の場合は、水中圧力波を利用する目的で行なわれた研究であるが、逆にこの水中圧力波を軽減することを目的とした実験的研究も最近多くなされてきており、空気の気泡を利用した方法が有効であることが報告されている。^{11), 12)}

つぎに、前節で述べた(2)に関連する研究、すなわち水中における岩石爆破に関する研究は比較的少なく、とくに水深が深い場合の水中における岩石爆破の研究はほとんどみあたらない。浅い水深下における構造物に対する爆破効果の実験的研究として、野原が水深 10 m でのコンクリート塊を切断する際に必要な薬量を算定しており、外部装薬では空気中より水中の方が爆破効果が大きいことを示し、

その理由として水がてん塞の役割をしていることを挙げており、また内部装薬の場合は水中でも爆破効果には差違がみとめられなかったと述べている。¹³⁾ しかし、山口、井上、伊藤は、3 mから193 mまで約50 mおきに水深を変化させた場合の水中でのクレータ試験の結果から、水深が深くなるにつれてクレータを生成せしめるに要する薬量はより多く必要になってくることを確めており、また水深が深いほどクレータ部分に残存する破壊片が多くなることも指摘している。¹⁴⁾

3. 本研究の目的と内容

1 節で述べたように、海洋開発が盛んになるにつれて海底岩盤の掘さくや水中構造物の破壊工事などが多くなり、水中での爆破作業を行なう機会が多くなっていくことが予想され、水中での爆破作業に対する合理的な設計法の開発が重要な問題となると考えられる。

本研究は、このような水中における爆破設計の基礎資料を得る目的で、これらに関連する実験および数値解析または理論解析を行なったものであって、第2章から第6章までは水中圧力波に関する研究であり、第7章および第8章は水中における岩石爆破に関する研究である。

まず、第2章では、水中爆発に伴なう水中圧力波のピーク圧力の測定法を述べ、実験により得られた結果についてその減衰性を検討した。

第3章では、音響理論にもとづき水中における球面波の伝搬に関する解析を行ない、第2章で示した実験結果と比較検討した。

第4章では、差分方程式により波動方程式を近似して行なう水中圧力波の数値解析方法を述べ、解析結果について考察した。

第5章では、モルタルブロックまたはコンクリートブロックと水との境界面近傍における水中圧力波の伝搬に関する挙動について実験およびシミュレーションの二つの方法による研究を行ない、両者によって得られた結果を対比して考察した。¹⁵⁾ 以上の第2章～第5章に述べた内容によって水中圧力波の挙動を明らかにしたが、第6章では、このような水中圧力波の圧力を軽減する方法として知られ

ているエアーカーテン法について実験的および解析的研究を行ない、基礎的な考察を行なった。

第7章では、種々の水深をもつ水中においてクレータ試験を行ない、水深と爆破効果との関連性について検討した結果¹⁶⁾を述べた。

第8章では、水中におけるクレータ試験の場合のような一自由面爆破であって、しかも岩石表面上に加圧されている場合についての静的応力解析を行なった結果^{17), 18), 19)}について述べ、さらに、これらの結果と第7章で得られた結果とを対比してクレータの生成機構について考察した結果を述べた。

なお、第1章は緒論であって、本研究に関連する従来の研究の大要および、本研究の目的と内容とについて簡単に述べた。また、第9章は結論で、本研究によって得られた結果を総括して示した。

参 考 文 献

- 1) J.S.Rinehart and J.Pearson : Explosive Working of Metals, Pergamon Press, Oxford, 1963
- 2) 伊藤一郎, 花崎紘一 : 水曜会誌, 15巻, 9号, 431頁, 1965
- 3) R.H.Cole : Underwater Explosions, Chapter 7, Princeton Univ. Press, 1948
- 4) 文献 3) の Chapter 4
- 5) M.A.Cook, R.I.Keys and W.D.Ursenbach : U.S.Government Research Report 28, 1961
- 6) 佐々宏一, 伊藤一郎 : 工業火薬, 27巻, 109号, 228頁, 1966
- 7) 文献 3) の Chapter 10
- 8) 山家信次 : 工業火薬, 13巻, 38号, 273頁, 1952
- 9) 文献 1)

- 10) 西山卯二郎, 井上 卓 : 塑性と加工, 8巻, 72号, 10頁, 1967
- 11) R.C. Jacobsen : Ontario Hydro Research News, Vol. 6, no. 2,
p. 14, 1954
- 12) 若園吉一, 小川輝繁, 沢田保夫, 阪口清次 : 工業火薬, 31巻, 131号,
81頁, 1970
- 13) 赤塚鉄夫 : 工業火薬, 22巻, 81号, 346頁, 1961
- 14) 山口 勉, 井上 徹, 伊藤一郎 : 日本鋁業会誌, 85巻, 972号, 237頁,
1969
- 15) 花崎絃一, 伊藤一郎 : 工業火薬, 33巻, 144号, 125頁, 1972
- 16) 花崎絃一, 伊藤一郎 : 工業火薬, 33巻, 144号, 118頁, 1972
- 17) 花崎絃一, 伊藤一郎 : 水曜会誌, 17巻, 2号, 61頁, 1970
- 18) 花崎絃一, 伊藤一郎 : 水曜会誌, 17巻, 6号, 270頁, 1972
- 19) 花崎絃一, 伊藤一郎 : 材料, 21巻, 226号, 652頁, 1972

第2章 水中爆発に伴う水中圧力波のピーク圧力と その減衰性

1. 緒言

水中におかれた爆薬の爆轟によって水中に投射される圧力波の伝搬の様相を把握することは、水中での爆破作業、たとえば、第5章に述べるように構造物に近接した水中での爆破作業などを行なうためには欠くべからざることである。従来から圧力波の圧力測定に関する研究は広く行なわれており、種々のデータが得られているが、数値計算による研究はあまり行なわれていない。

本章に記載した研究においては、第4章に述べる水中圧力波に関する波動方程式の差分解法に含まれる種々の係数を明らかにするためのシミュレーションを行なうに先立ち、水中において電気雷管を爆発させた際に、水中に投射される圧力波の波形、および粒子速度の伝搬による減衰状態などを測定した。

一般に薬量の多い場合についてのこれらの現象は、すでに実験的に多く研究されているが、¹⁾ 電気雷管のように非常に少量の薬量の場合は多少異なった傾向を示すものと思われる。

なお、従来の研究においては、水中の圧力波の測定には、ほとんど圧力計（圧力に比例した出力が得られる変換器）が用いられており、その他には、高速度写真撮影²⁾あるいは、ピンコンタクトにより水中衝撃波の伝搬速度を測定して圧力を求める方法³⁾などが用いられている。

本研究の一部では、新しい試みとして圧力波の粒子速度を測定して圧力を求める方法を用いた。すなわち、水面に圧力波が達したときの水面の粒子速度を測定し、粒子速度と圧力の関係から圧力を算出する方法である。なお、粒子速度と圧力の関係についての詳細は第3章で述べる。

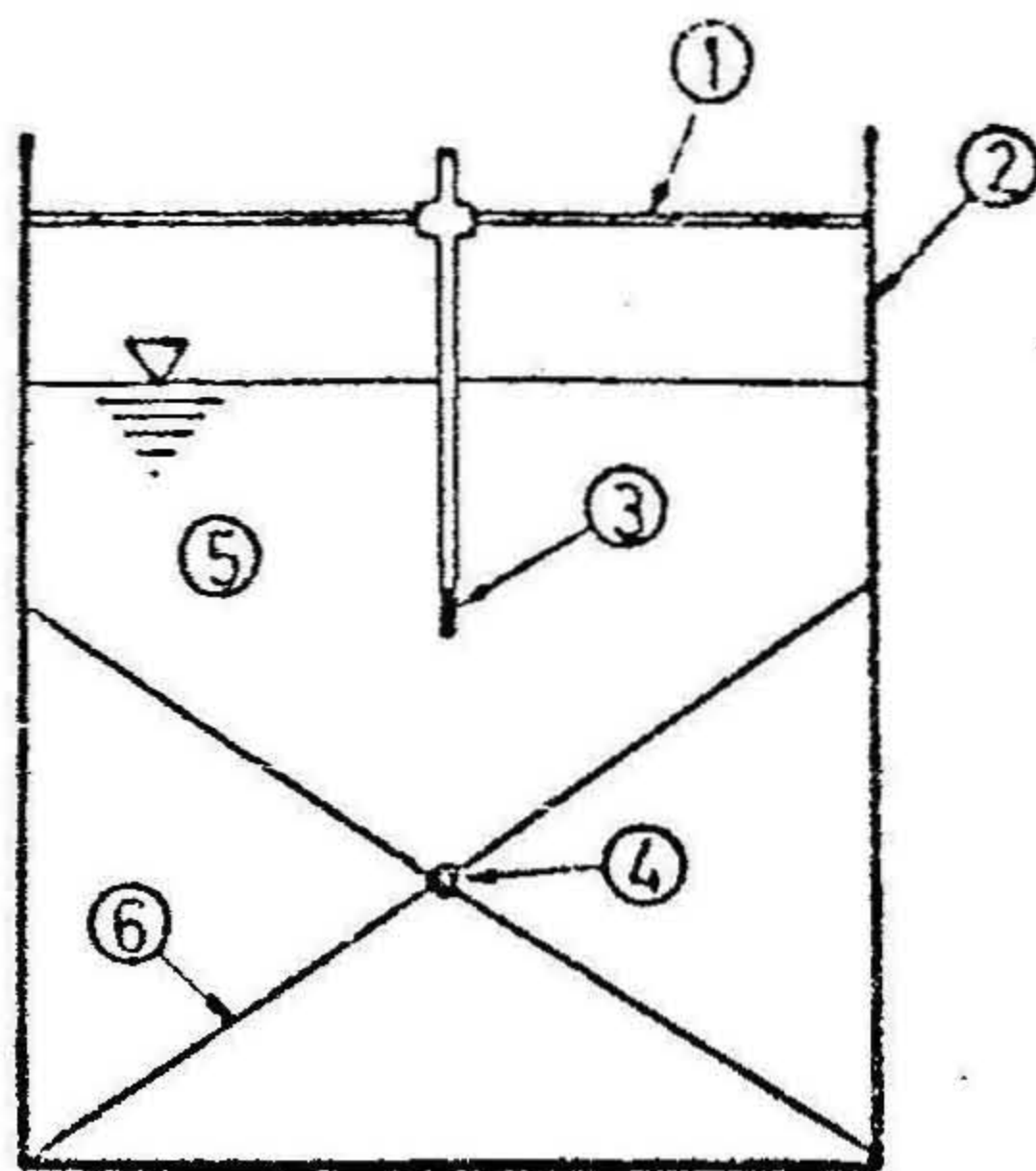
2. ピーク圧力とその減衰性

2・1 概 説

水中において3号平底電気雷管を起爆させ、その際水中に投射される圧力波により爆源から種々の距離の点に生ずるピーク圧力を測定し、圧力波の伝搬に伴いピーク圧力の減衰率などを明らかにする目的で、以下の実験を行なった。

2・2 実験装置

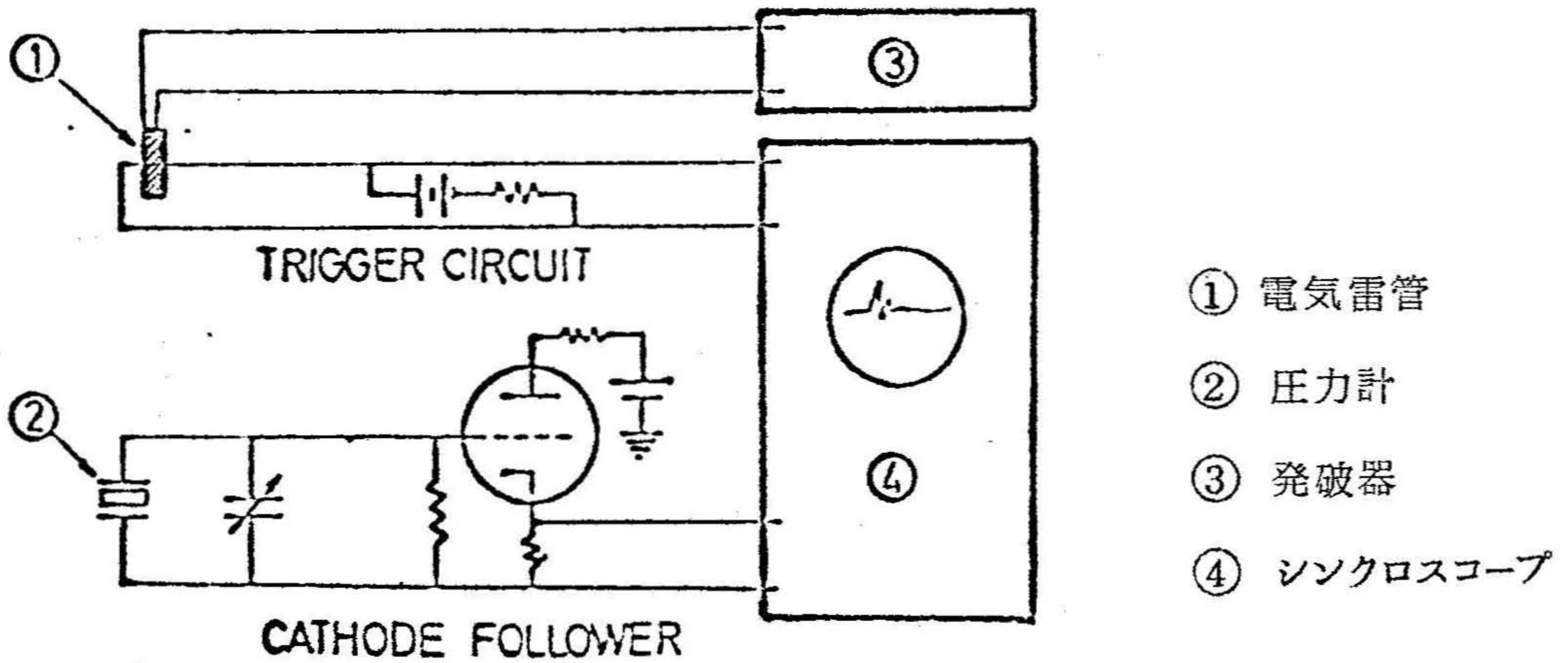
第2・1図に示すように、水槽に水を満し、水深30cmのところを管体の底部が下になるように電気雷管を固定し、その下方の所定の距離にチタン酸バリウム磁器圧電体を用いた圧力計を置いた。計測回路は、第2・2図に示すように、圧力計からの出力をカソードフォロワを通じてシンクロスコープの入力端子に入れ、単掃引によってブラウン管上に現われる圧力波形をカメラで写真撮影しピーク圧力の測定に供した。



- ① 鉄 棒
- ② 水 槽
- ③ 3号平底電気雷管
- ④ 圧力計
- ⑤ 水
- ⑥ 吊り糸

第2・1図 圧力計による測定の概説図

またシンクロスコープの単掃引起動力には、電気雷管の管体に巻きつけた細いエナメル被覆銅線が、管体の破裂と同時に切断されることを利用した。すなわち、銅線の切断と同時に外部トリガ入力端子に所定の電圧が加わるようにし、それに



第 2・2 図 測定回路ブロックダイヤグラム

よって電気雷管の起爆とシンクロスコープの単掃引開始とが同期するようにした。

2・3 圧力計およびその較正法

2・2 で述べたように、本実験に用いた圧力計はチタン酸バリウム磁器圧電体を利用している。この圧電体は、厚さ 3 mm、直径 8 mm の円筒型のチタン酸バリウム磁器の上面および下面に厚さ 0.5 mm のステンレス製の電極をとりつけ、これに直流電界を作用させて分極したものであり、その共振周波数は 347.5 KHz、電気容量は 422 pF である。圧電体の出力としては、受圧面に作用する全圧 F (kg) に比例した電気量 Q (μc) を発生するが、その関係は

$$Q = \alpha F \quad (2.1)$$

で示される。ただし、 α は圧電率で、チタン酸バリウム磁器圧電体の場合はほぼ 1.86×10^{-3} ($\mu c/kg$) である。⁴⁾ 一方、発生電気量 Q (μc) と出力電圧 V (volt) および総合電気容量 C_c (μF) の間にはつぎの関係が成立する。すなわち、

$$V = Q/C_c \quad (2.2)$$

総合電気容量には、チタン酸バリウム磁器素子の容量 C_p (μF)、出力電圧調整用コンデンサ容量 C_a (μF) およびケーブル間容量 C_l (μF) などが含まれ、本実験においては、 $C_c \approx 0.005 \mu F$ であった。また、圧電体を含む回路を測定に

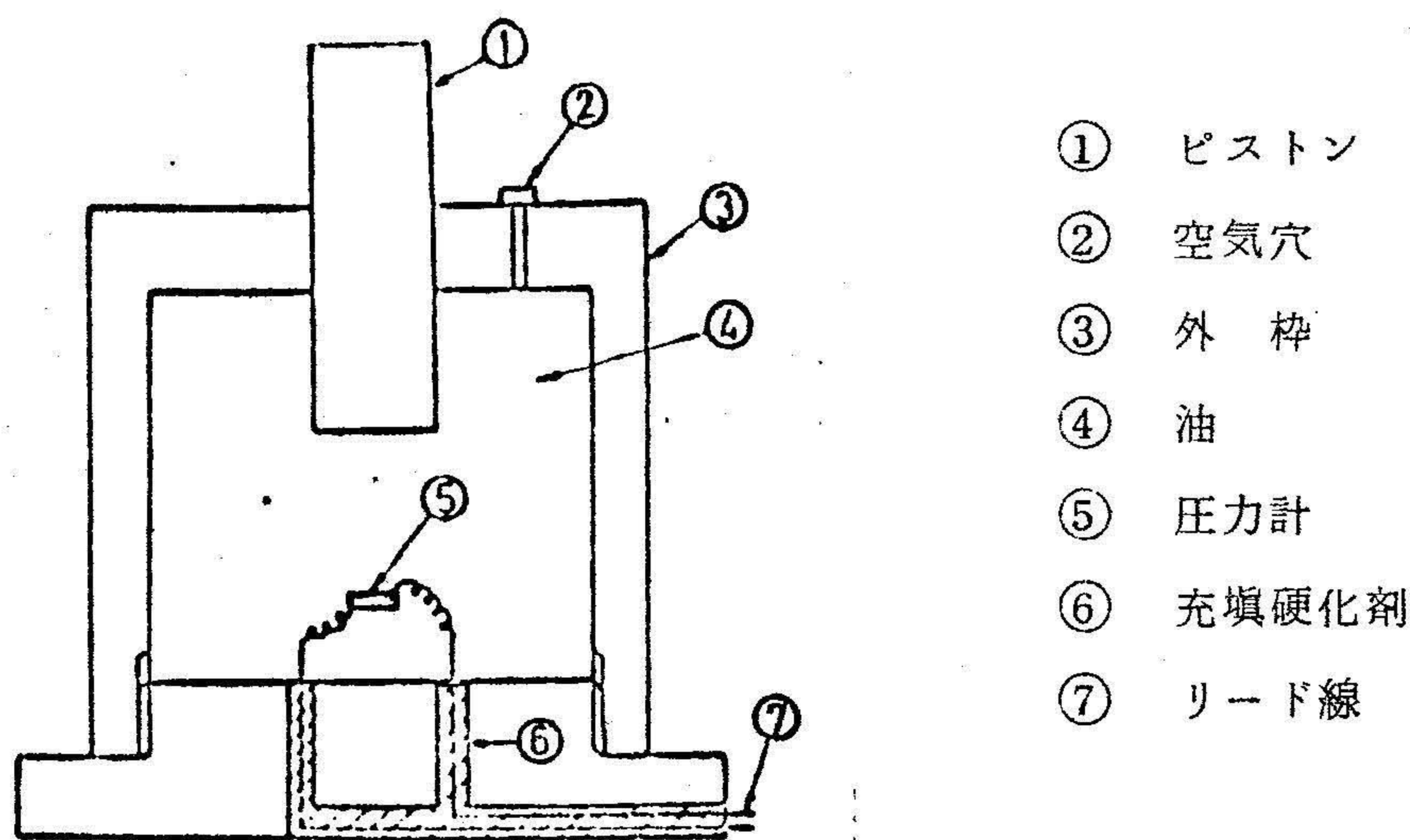
用いる場合は、その回路の時定数 τ_c (sec) を被測定現象の時定数 τ_p (sec) より充分長くする必要があるのである。圧電体を含む回路の時定数と、その回路の電気容量 C_c (F) および抵抗 R_c (Ω) との関係はつぎの式で表わされる。

$$\tau_c = C_c \cdot R_c \quad (2.3)$$

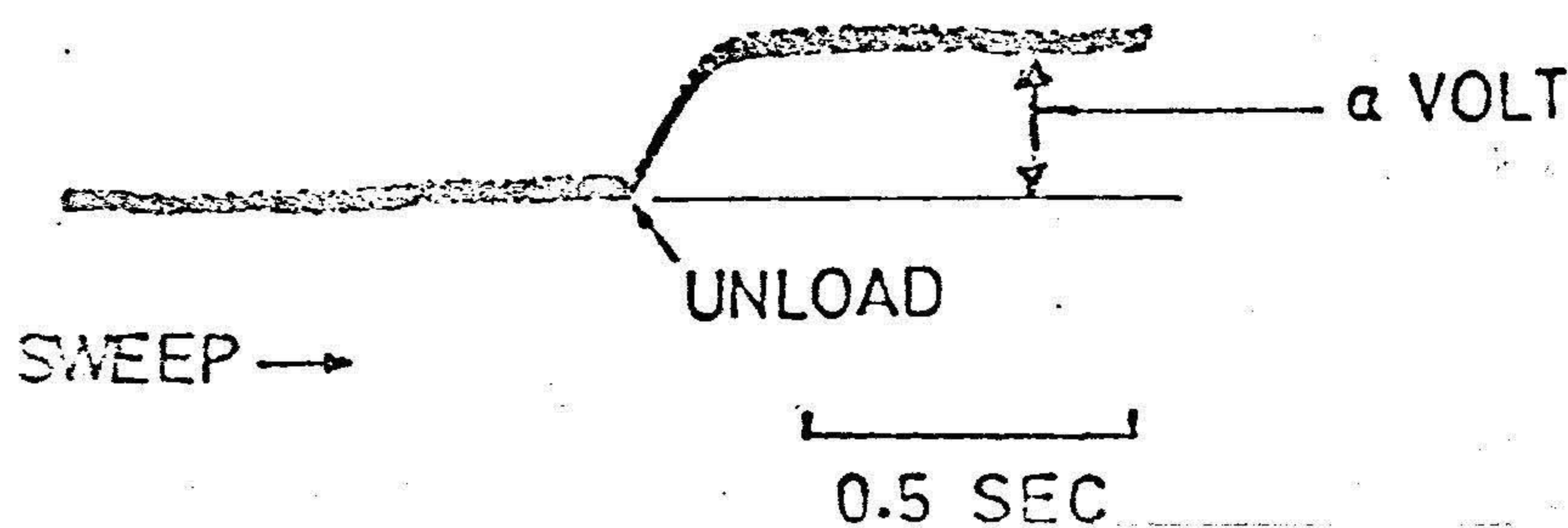
いま、 $\tau_p = 50 \mu \text{sec}$ とし、 $\tau_c \geq 10 \tau_p$ とすれば、 $C_c = 0.005 \mu F$ であるから、 $R_c \geq 100 K\Omega$ にしなければならない。したがって、このまま圧電体の両極に現われる電圧を記録装置 (シンクロスコープ) に伝送したのでは、入力インピーダンスが大きいため、外部誘導により波形が乱れることになるので、カソードフォロワ回路を通して記録装置側からみたインピーダンスを小さくしてから伝送しなくてはならない。

つぎに、圧力計の較正について述べる。すでに述べたように、圧電体に圧力が作用した時に発生する電気量は、その圧力による全圧に比例するから、既知の荷重を加えたときに発生する電気量がわかっておれば、逆に電気量を測定することにより未知の荷重の大きさを知ることができる。したがって、既知の大きさの静水圧を圧電体に加え、この時発生する電気量を測定して較正すればよいのであるが、前述のようにこの測定回路の時定数 τ_c が $0.5 m \text{sec}$ という非常に小さい値であるため、圧電体を加圧する速度を非常に速くしなければ、発生した電荷はすぐに放電してしまい、発生電気量の測定はできない。一方、この方法で発生電気量を測定できるところまで加圧速度を大きくし、かつ正確に荷重値を読みとることは技術的に困難である。そこで、あらかじめ加えられた荷重を急激に取り除くことは比較的容易であることを利用して、今回は、圧力計の較正法としてつぎの方法を採用した。すなわち、あらかじめ、既知の大きさの静水圧を圧電体に加えて荷重 F をかけ、その際発生した電荷を放電させてしまい、充分放電しきったところ、急激に静水圧を取り除き、圧電体に加わっている荷重を解放する。このとき圧電体はやはり電荷 $Q (= \alpha F)$ を発生する。ただし、帯電の方向は、荷重 F を加えたときの帯電の方向とは逆の方向である。したがって、このとき発生する電気量を測定すれば圧力計 (圧電体) の較正をすることができる。

実際に使用した校正用加圧装置は第2・3図に示すもので、図に示すピストンを万能荷重試験機で押しさげて、圧電体に所定の圧力が加わるところで一たん静止させ、しかる後シンクロスコープと同期をとって急激に万能荷重試験機の負荷を解放する。第2・4図は、その時シンクロスコープに描かれた波形の一例である。掃引は左から右へ行なわれ、たて方向にはカソードフォロワの出力の電圧に応じた振れを示すようになっている。

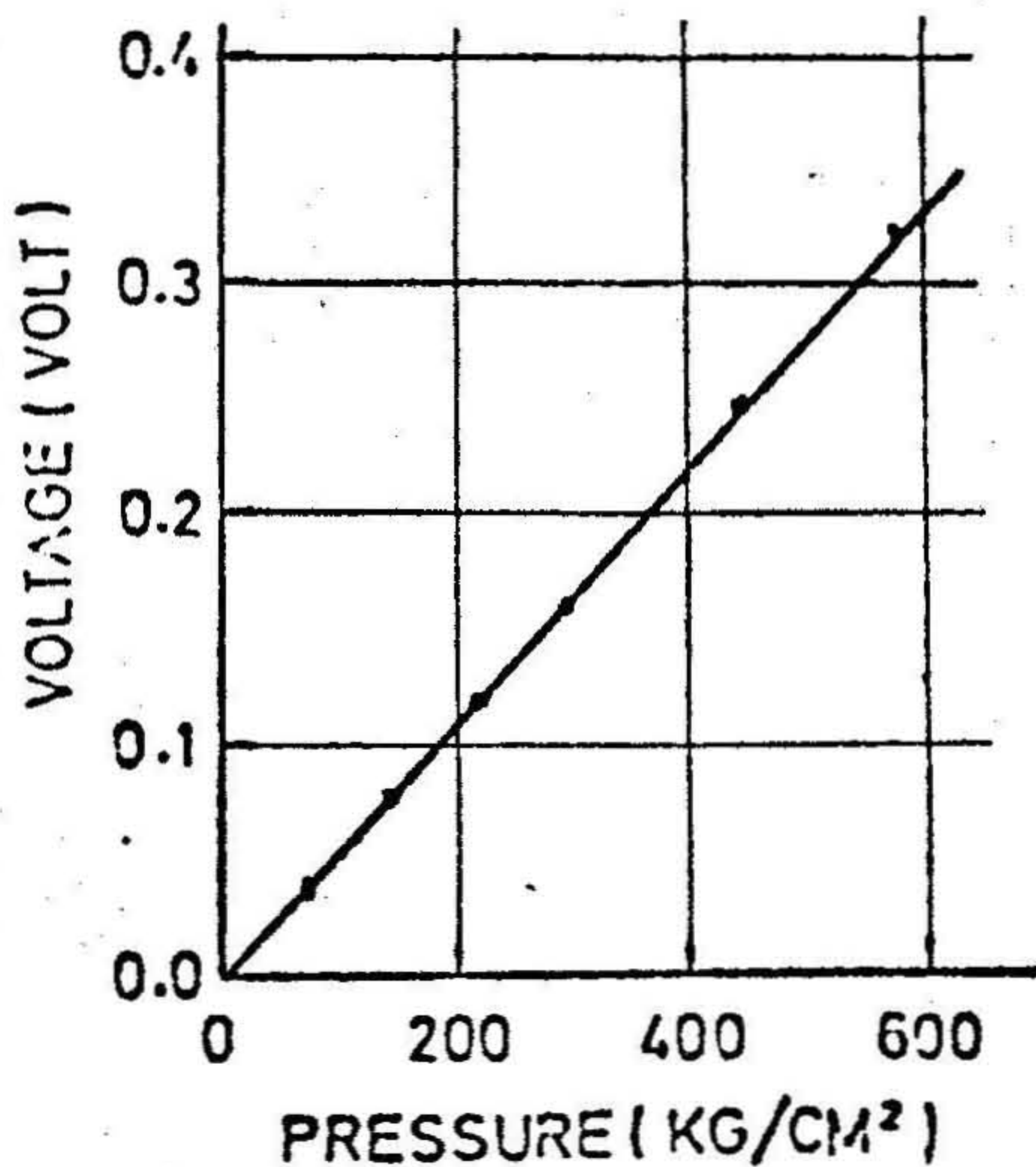


第2・3図 圧力計校正装置



第2・4図 圧力計の校正記録の一例

この例では、シンクロスコープが掃引をはじめてから 0.9 sec 後に圧電体の荷重が取り除かれはじめ、1.1 sec 後に完全に無荷重状態になったことを示している。したがって、図における垂直方向の振れ a (volt) を読みとることによって、発生電気量を知ることができる。



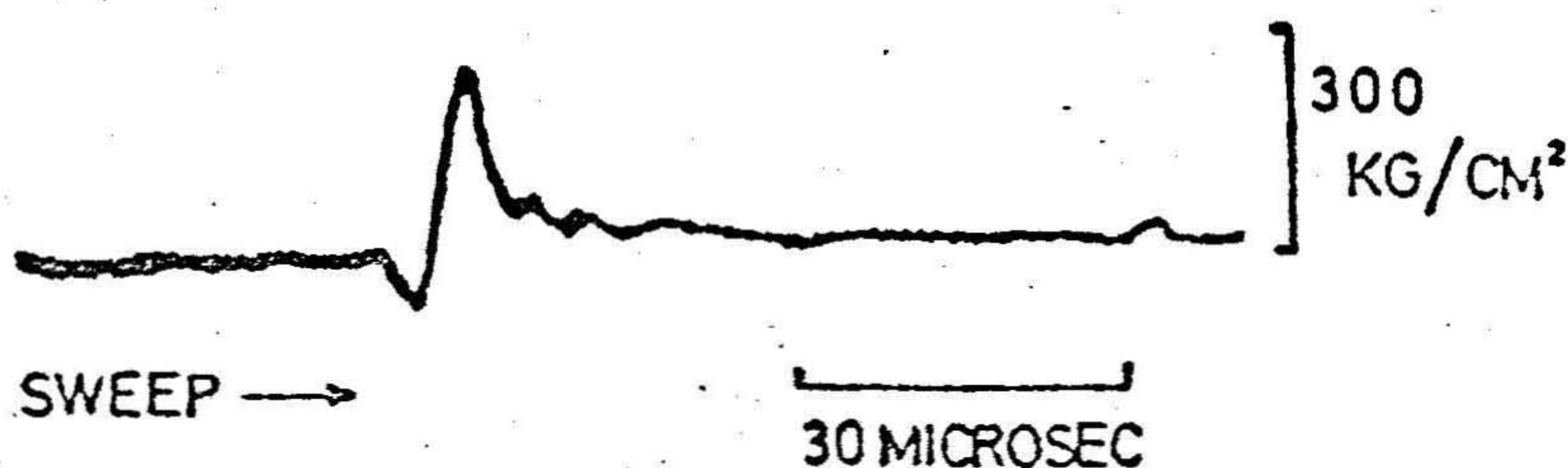
第 2・5 図 圧力計の校正曲線

第 2・5 図は、このようにして得られた校正曲線を、横軸には静水圧の大きさを、縦軸には、カソードフォロワの出力電圧をとって示したものである。ゆえに、圧電体の受圧面積を一定にし、かつ測定回路定数を校正の場合と同じ値にして、実際の測定実験を行なえば、この校正曲線により簡単に測定しようとする圧力の大きさを求めることができる。

2・4 実験結果および考察

2・3 に述べた方法によって測定した記録の一例を第 2・6 図に示す。

すなわち、縦軸は圧力の大きさをカソードフォロワの出力電圧として示し、横軸はシンクロスコープの掃引すなわち時間の経過を表わしている。なお、この図

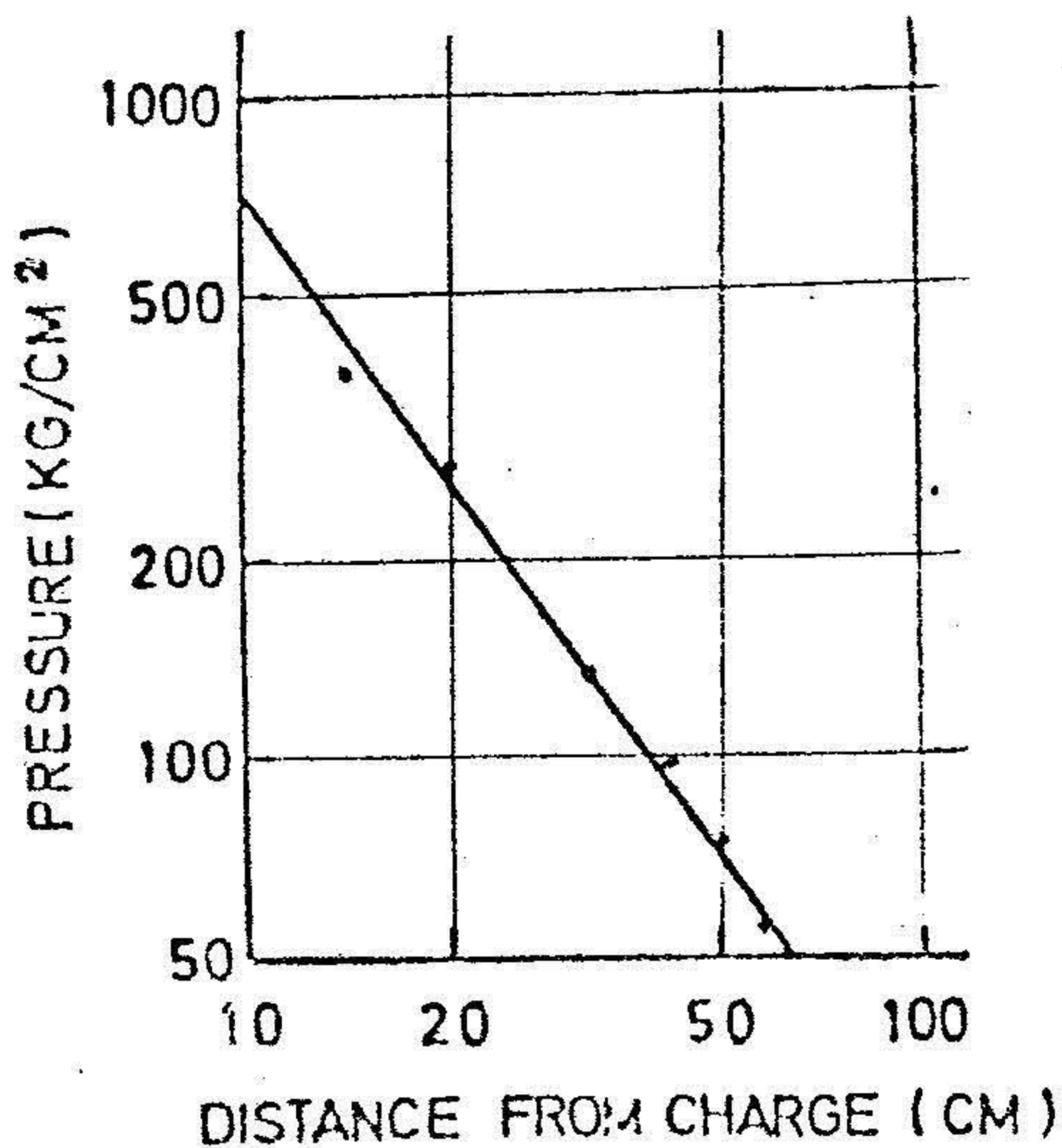


第 2・6 図 測定記録の一例 (爆源から 20 cm のところ)

において、圧力波の到達と同時に圧力波形は負側へ振れているが、これは圧力計の極板（すなわち受圧面）が圧力波の進行方向と平行に設置されているためである。すなわち、圧力波の到達と同時に圧力計の側面（円筒面）に圧縮波が入射されることによって極板間隔が開くことになり、あたかも受圧面が引張力を受けたかのように測定されるからである。

さて、実験の結果をまとめ、爆源からの距離 r (cm) と圧力波のピーク圧力 P (kg/cm^2) との関係を示した図が第 2・7 図である。すなわち、この図は横軸に r 、縦軸に P をそれぞれ対数目盛で表わしたものであるが、この図より両者の関係は次式で表わされることがわかる。

$$P = 26.4 \left(\frac{1}{r} \right)^{1.45} \quad (2.4)$$



第 2・7 図 爆源からの距離とピーク圧力の関係

(2・4) 式によれば、伝搬距離に対するピーク圧力の減衰率の値は 1.45 であることを示しているが、この値は、一般に水中で爆薬を爆発させたときの圧力の減衰率⁵⁾がほとんど 1.0 に近い⁵⁾ (音響理論では 1.0) ということを考慮するとかなり大きいことがわかる。

したがって、この実験で爆源として用いた電気雷管のように、ごく少量の爆薬 (約 1 gr) が爆発した場合に生ずる圧力波は、第 2・

6 図に示すように、かなり高い周波数成分を含んでいることがわかるが、このように周波数の高い圧力波は周波数の低い圧力波に比べて減衰率が大きいということがわかる。このことについては第 3 章の 3 節で詳しく述べる。

また、ピーク圧力の絶対値も少し大きいように思われるが、このことについて

はつぎの3節で考察する。

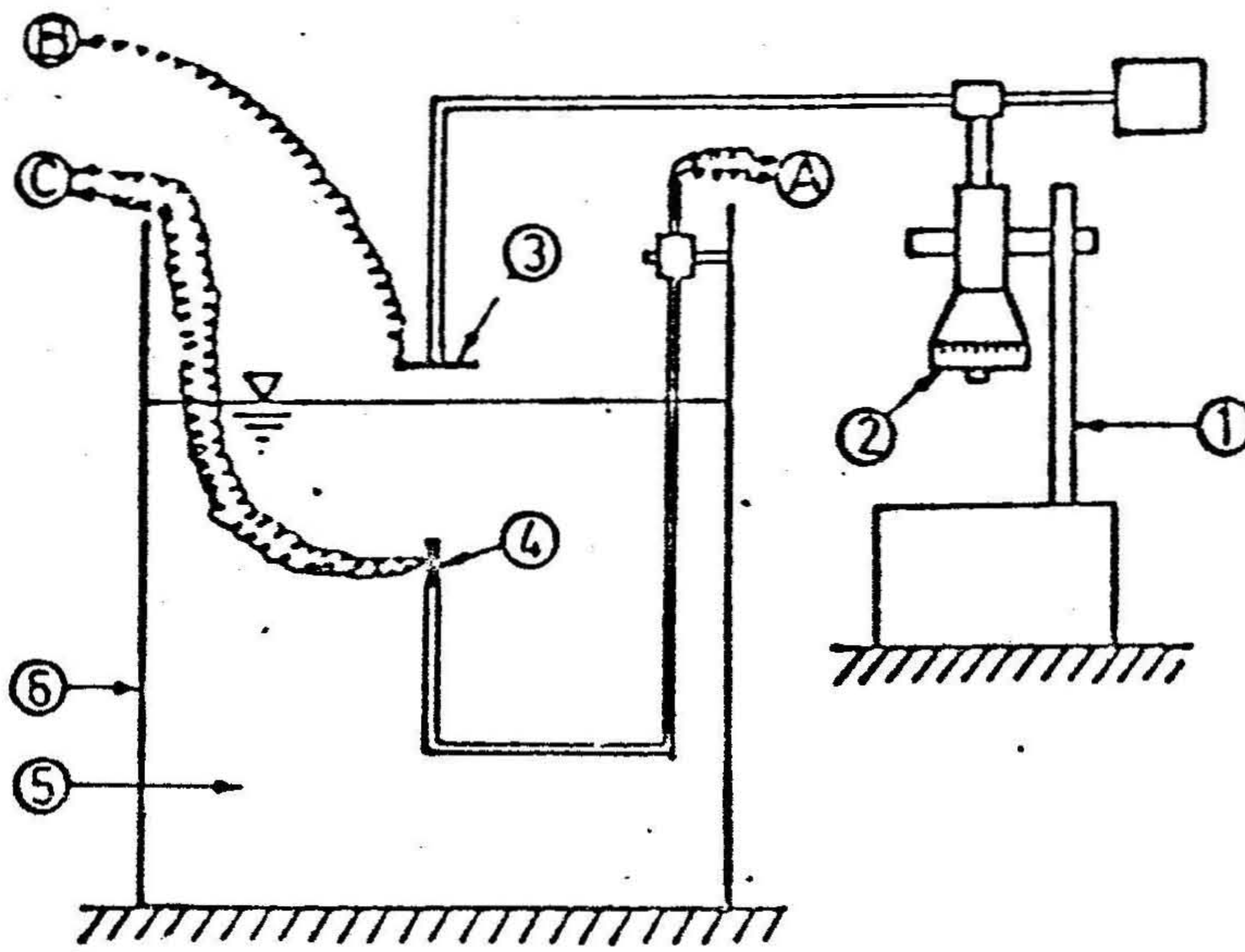
3. 水面粒子速度の測定によるピーク圧力

3・1 概 説

この実験においては、まず、水中で3号平底電気雷管を爆発させたときに、水中に投射される圧力波による水面の粒子速度および爆源から水面までの距離を測定し、それらの相関関係を求めた。ついで、粒子速度と圧力との関係を用いて、測定により得られた粒子速度の値から水中圧力波のピーク圧力を求めその減衰性について検討した。

3・2 実験装置

第2・8図に示すように、水槽に水を満し、所定の水深のところ管体の底部



第2・8図 変位計による測定の概説図

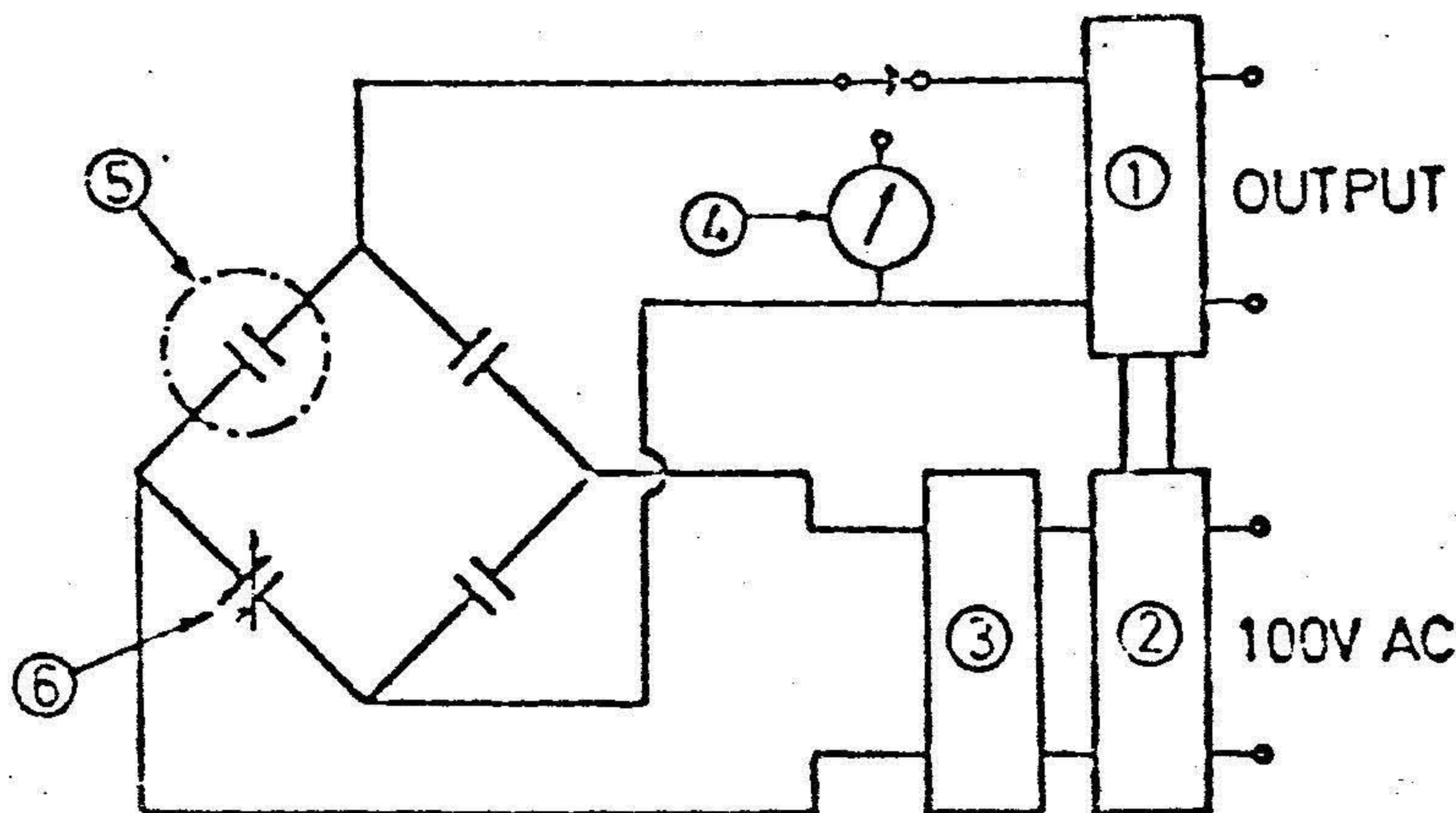
- | | | |
|--------|-----------|------------------|
| ① スタンド | ② マイクロメータ | ③ 極板 |
| ④ 電気雷管 | ⑤ 水 | ⑥ 水槽 |
| ① 発破器へ | ② 変位計へ | ③ シンクロスコープ(トリガ)へ |

が上を向くように電気雷管を固定して、その真上の水面上に微小変位計の極板を設置して水面の変位の時間的変化状態を計測できるようにした。

すなわち、3・3で詳しく述べるように、極板と水面との間の静電容量の変化に伴なり微小変位計の出力電圧の変化をシンクロスコープの入力端子に入れ、ブラウン管上に現われる波形を写真撮影し、得られた図形を図上微分することによって粒子速度を求めた。なお、シンクロスコープの同期信号は2・2で述べた方法と同じ方法で得るようにした。

3・3 微小変位計およびその較正法

水面の変位の時間的変化状態を測定するために、岩崎通信機製微小変位計MD-12型を用いた。この変位計は、第2・9図に示すブロックダイヤグラムからわかるように、原理的には四つのコンデンサからブリッジを構成している変位変換器部分と、高周波発振器および低域濾波器からなりたっている。これらの作動概念を説明するとつぎのようになる。



第2・9図 微小変位計のブロックダイヤグラム

- ① 低域濾波器 ② 電源部 ③ 高周波発振器 ④ 電流計
- ⑤ 被測定物により形成されるコンデンサ
- ⑥ 平衡調整用可変コンデンサ

すなわち、このブリッジは、固定コンデンサ二つ、平衡用コンデンサー一つ、被測定物とそれに対向した電極との間に形成されるコンデンサー一つの四つのコンデンサからなっており、この入力端子に高周波電圧（4 MHz）を加え、あらかじめ平衡用コンデンサを調整してブリッジを平衡状態に保っておく。そして測定時に被測定物の変位すると、それとそれに対向した電極の間で形成されているコンデンサの電気容量が変化してブリッジの平衡状態がくづれ、出力端子に電位差が生じるのでこれを低域濾波器を通して高周波成分をとりのぞいてシンクロスコープの入力端子に入れると、ブラウン管上で被測定物の変位に関係した電圧を観測することができる。したがって、被測定物を水面とすれば、この水面がそのまま一方の極板になり、これに平行に他方の電極板（金属製）を対向させることにより、水面の変位の時間的な変化状態を観測することができることになる。

つぎに、この微小変位計の較正法について述べる。第2・8図に示すように、水面に対向する電極板は、スタンドに固定されたマイクロメータのスライド部分にとりつけられている金具に電氣的に絶縁した状態でとりつけられており、電極板とマイクロメータの軸方向はたがいに垂直になるように配置されている。したがって、マイクロメータの軸方向を鉛直方向に一致させるようにスタンドを調整すれば、電極板は水平に保たれることになるから、被測定物としての水面と正確に平行になり、これらの間にコンデンサが形成されるが、また、マイクロメータの送りねじをまわすことにより水面と電極板との間隔を自由に調節することができる。そこで、まず最初に水面と電極板との間隔を適当に調節しておいて、変位変換器の平衡用コンデンサを調整してブリッジの平衡をとり、微小変位計の出力電圧を零にしておく。つぎに、マイクロメータの送りねじを適当な方向（本実験では電極板が水面に近づく方向）に少しずつまわしてゆき、その都度マイクロメータの目盛りの読みと、シンクロスコープ上に現われる微小変位計の出力を測定し、両者の関係をグラフに表わしてこれを較正曲線とする。しかるのち、マイクロメータの送りねじをまわしてもう一度電極板を最初の位置にもどしてから実際の現象の測定を行なう。

さて、実際の現象では、水面が盛り上って電極板に近づくのであるが、微小変位計の出力電圧は電極板と水面との相対的な位置関係、すなわち、電極板と水面との距離によってのみ定まるから、微小変位計の出力電圧を観測することによって校正曲線から水面の変位を測定することができる。

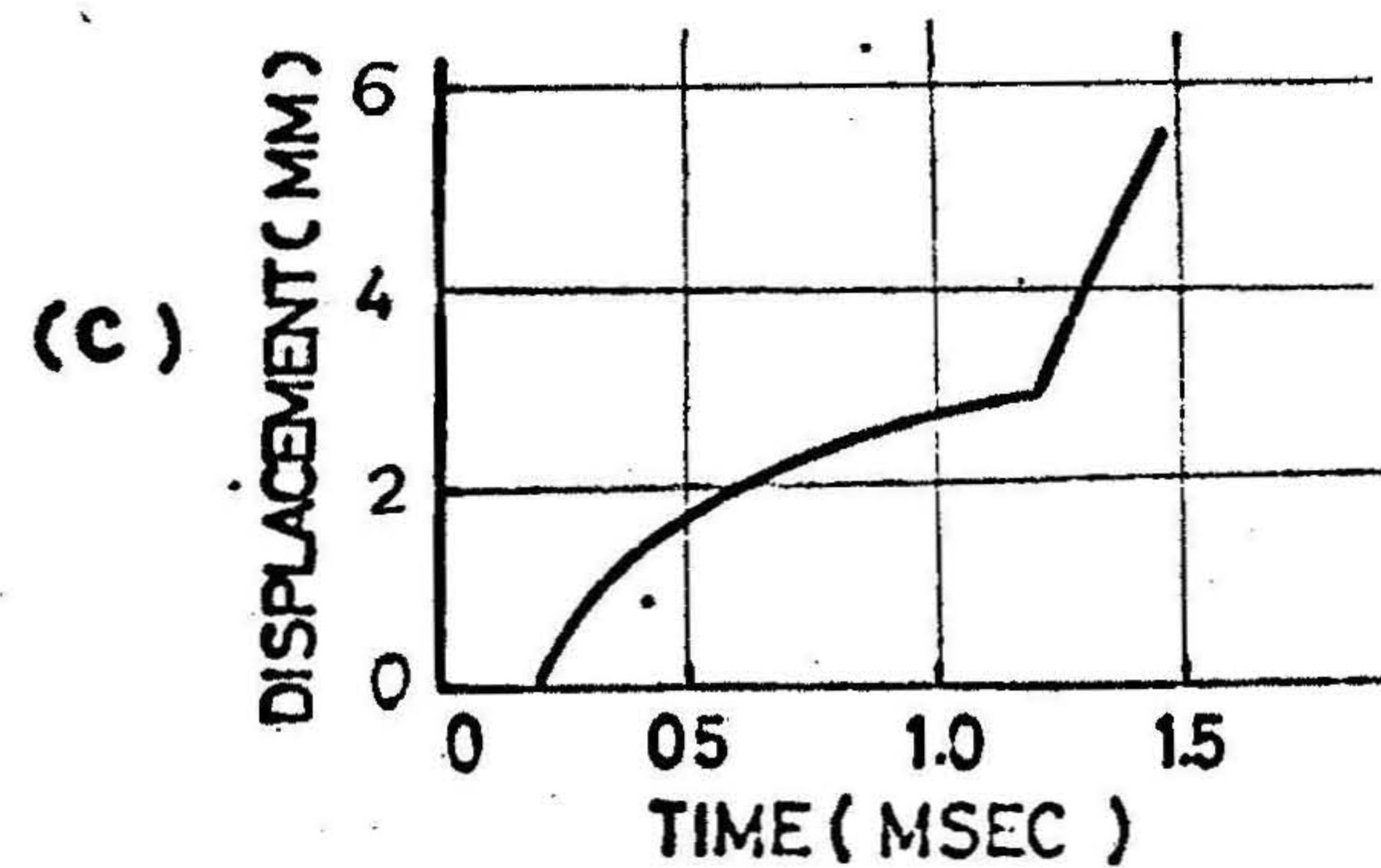
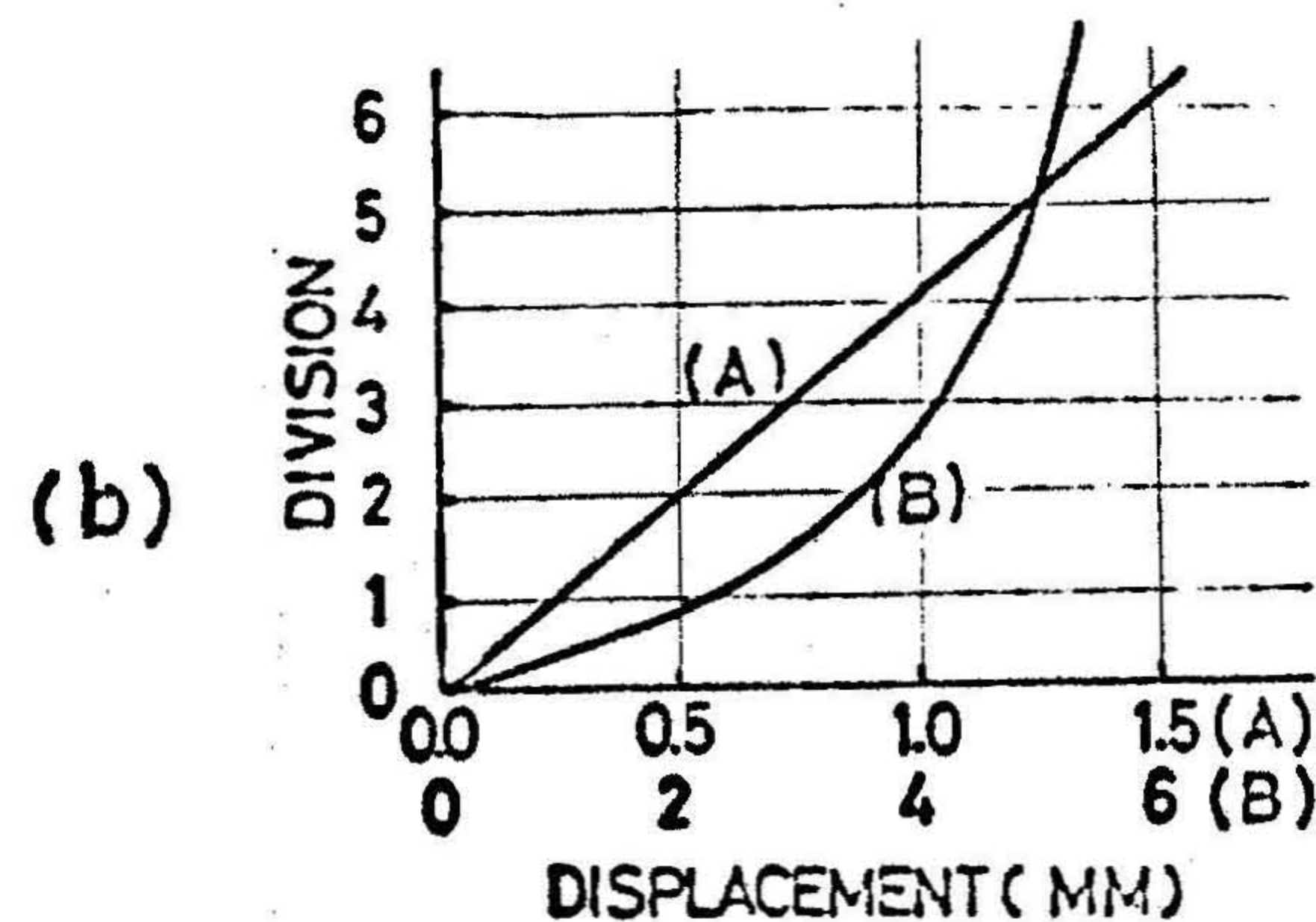
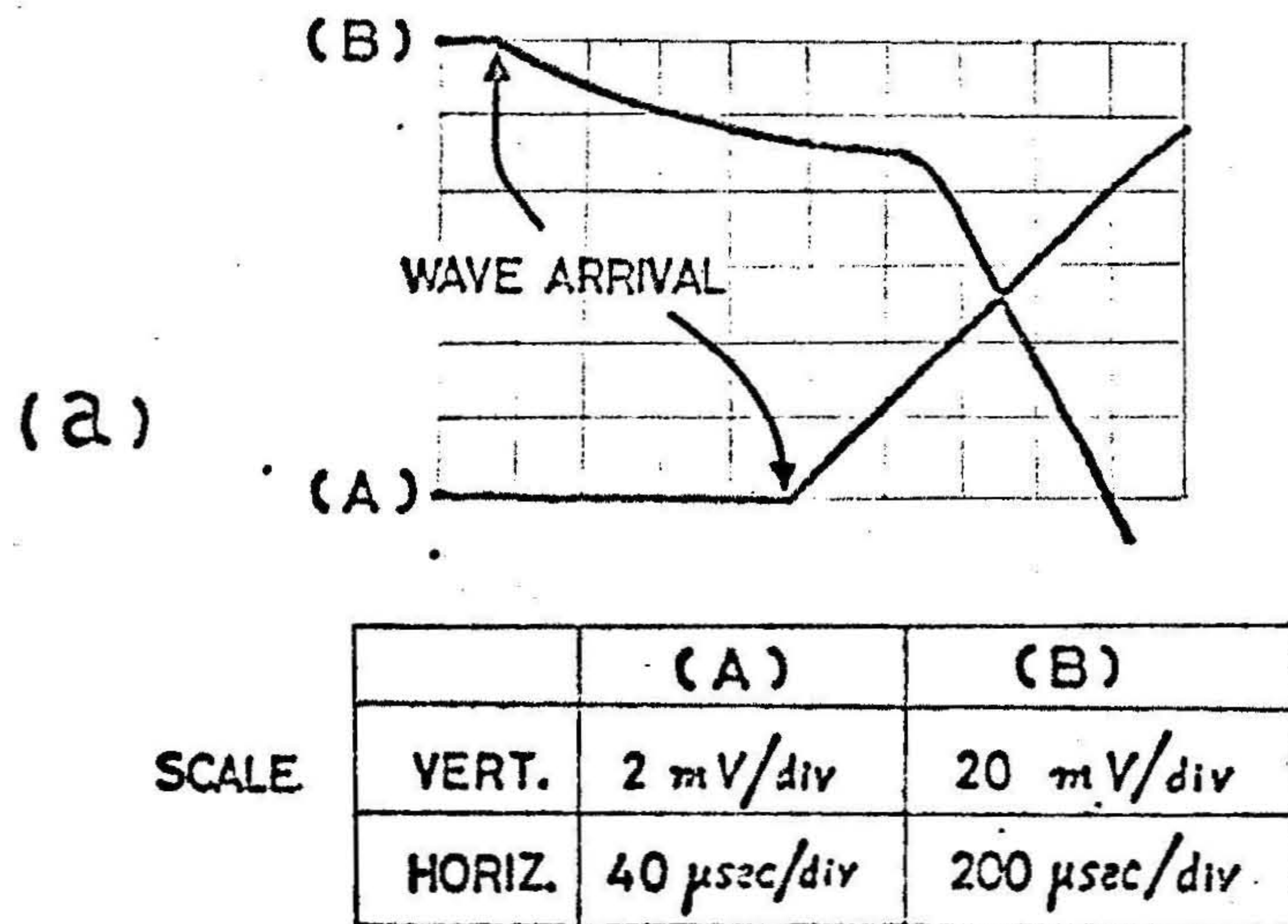
また、実際には水面はもとの平面を保ったまま移動するのではなく、曲面を成して盛り上ってくる。しかし実験で得られる水面の変位の測定値は水面が平面のまま平行移動するものとして得られるので、現実の値よりも小さい値が観測される。この影響は極板と水面との距離が小さいほど、また極板が大きいほど大きくなるので、できるだけ極板を小さくしてその影響を無視できるようにした。

3・4 実験結果および考察

この実験で得られた記録の一例を第2・10図に示す。第2・10図(a)は、シンクロスコープのブラウン管上に現われたビームの移動波形である。鉛直方向には微小変位計からの出力が表わされており、水平方向は、時間の経過を示している。この図では2本のビームが示されているが、下側のビーム(A)は上側のビーム(B)に比べて、掃引速度が5倍、鉛直方向感度が10倍の条件で観測した記録で、極性も逆になるよう結線されている。これは、下側のビーム(A)で圧力波到達時の正確な変位を観測しておき、さらに上側のビーム(B)でその後の水面の動きを観測するようにしたためである。

第2・10図(b)は3・3で述べた校正曲線を示したもので、上側のビーム用の校正曲線および下側のビーム用の校正曲線を別々に求めて示してある。横軸には電極板と水面との接近距離を示し、縦軸には微小変位計の出力電圧を示している。

また、第2・10図(c)は、第2・10図(a)に示した記録写真の上側のビームの記録から第2・10図(b)の校正曲線を参照して得られた水面の時間的变化を表わしたものである。この図をみれば、圧力波が水面に到達すると同時に水面は圧力波の波内粒子速度の2倍の速度で上方に運動したのち自由落下運動に移り、



第2・10図 測定記録の一例

- (a) シンクログラフによる記録波形
- (b) 校正曲線
- (c) (a) および (b) から得られた水面変位の時間的変化状態

その後しばらくしてから再び急激な上昇運動がみられることがわかる。後者の急激な上昇運動は、電気雷管の爆発により発生した爆轟生成ガスの膨張に伴なり水の移動によるものと思われる。したがって、この急激な上昇運動を始める時刻を正確に測定すれば、爆轟生成ガスの挙動を把握するのに役立つように思われる。

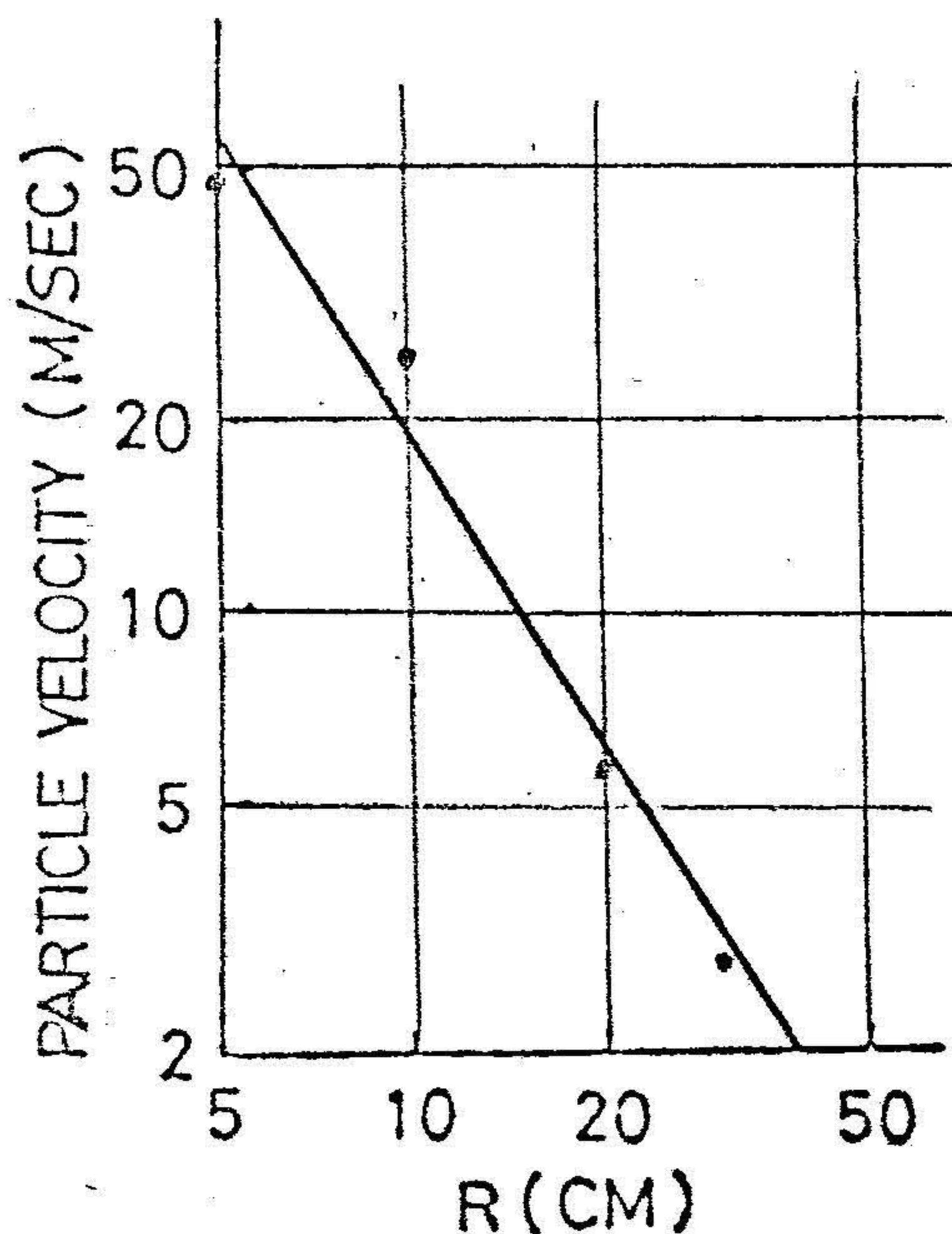
さて、上述のようにして得られた水面変位—時間曲線を図上微分することにより、水面での粒子の最大変位速度を求めることができる。また、音響理論によれば、水面での粒子速度は、もしその位置（水面）が水中である場合に示す粒子速度の2倍であることが知られている。したがって、この関係を考慮すれば、水中のある点における最大粒子速度と爆源からの距離との関係を求めることができる。

(第2・11図)

また、今回の実験のように圧力波が球面状に拡がっていく場合、すなわち球面

波の場合は、第3章で詳しく述べるように、粒子速度と圧力とは一般には比例しないが、ある条件のもとでは、すなわち、圧力波の波長が短かく、伝搬距離が大きいところ（すなわち爆源から遠いところ）では、圧力 p (Kg/cm²) と粒子速度 u (cm/sec) はほぼ比例し、その比例係数すなわち、音響インピーダンスは、圧力波の伝搬速度 C (cm/sec) と媒体の密度 ρ (Kg/cm³) との積で表わされる。すなわち、つぎの式が成立する。

$$p = \frac{\rho}{g} \cdot C \cdot u \quad (2.5)$$

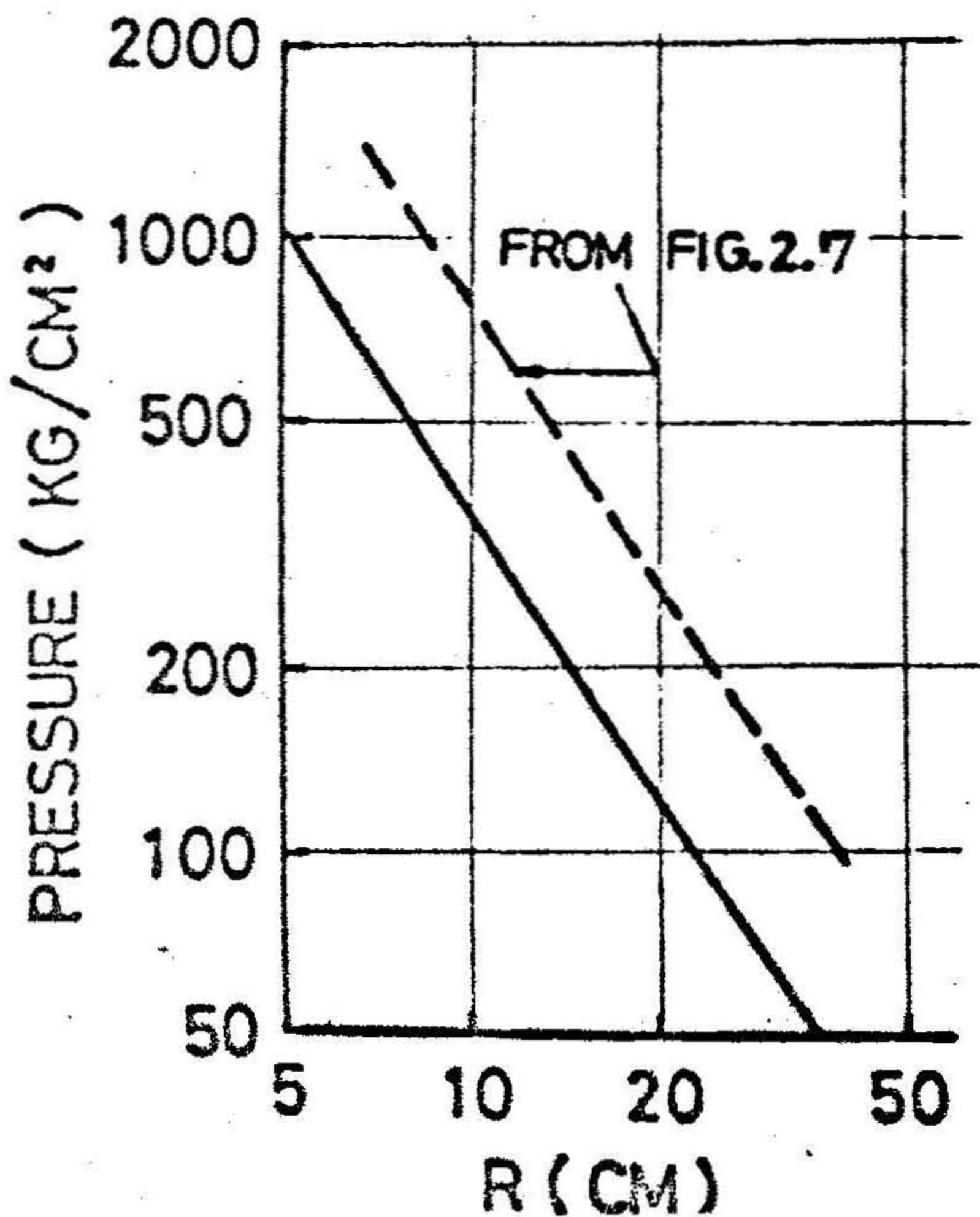


第2・11図 爆源からの距離と粒子速度のピーク値の関係

ただし、 $g = 980 \text{ cm/sec}^2$

したがって、最大粒子速度、密度および伝搬速度が求められておれば、ピーク圧力の値は(2.5)式によって求めることができる。

今回の実験で用いた3号平底電気雷管の爆発により生じる圧力波の伝搬速度 C を、2個のチタン酸バリウム磁器圧電体を用いて2点間を圧力波が伝搬する時間を測定することによって求めた結果、爆源から10 cm以上はなれたところでは $C = 1500 \sim 1580 \text{ m/sec}$ (水温 20°)でありほとんど一定であると考えられる。したがって、水の密度を $\rho = 1.0 \times 10^{-3} \text{ Kg/cm}^3$ とすれば、第2.11図から(2.5)式を用いてピーク圧力と爆源からの距離との関係を求めることができる。第2.12図の実線はこのようにして求めた両者の関係を表わしたも



第2.12図 変位計により測定したピーク圧力(実線)と圧力計により測定したピーク圧力(破線)の比較

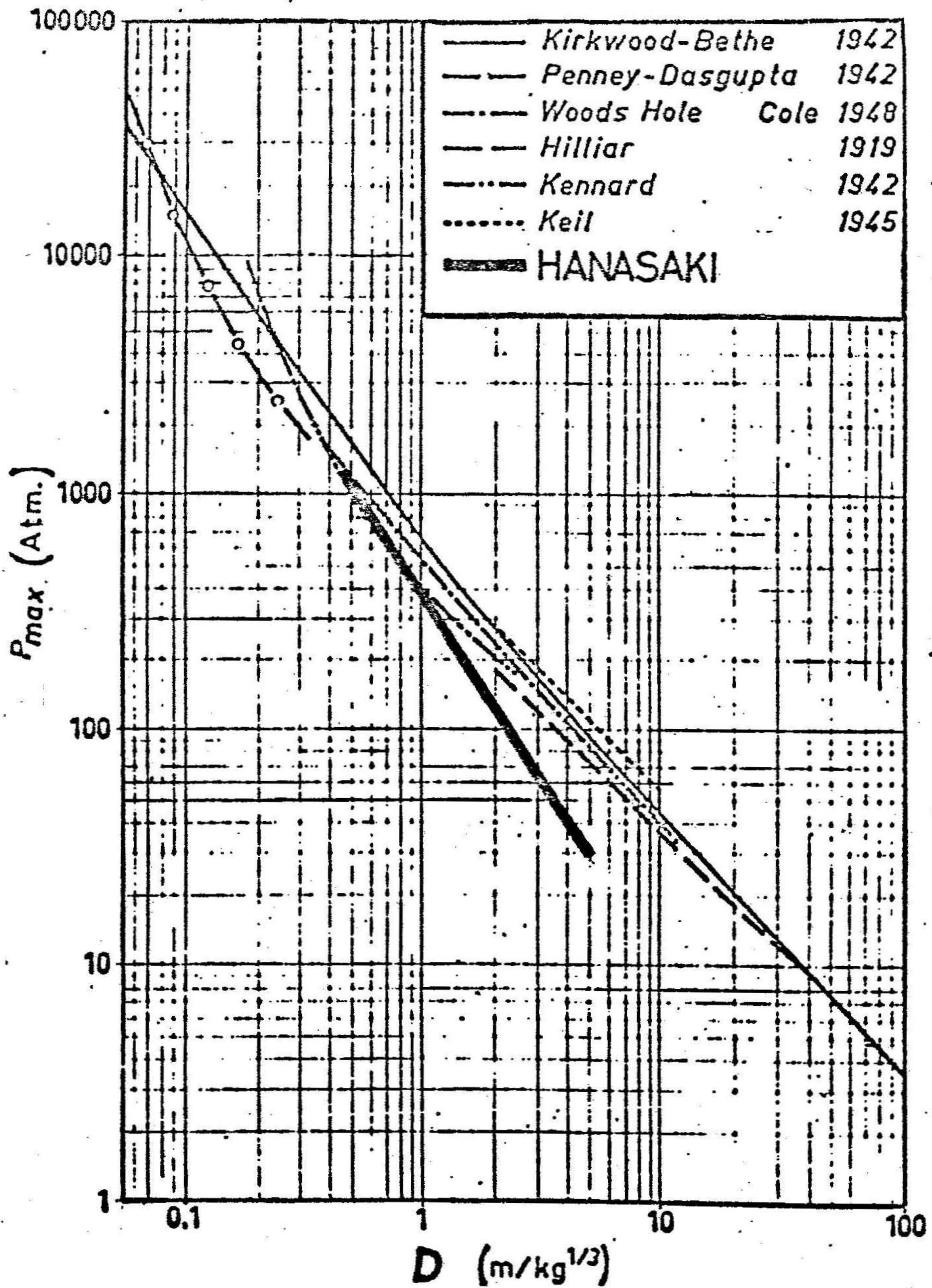
のであり、破線は前節に述べた実験より得られた結果である。この図によれば、同一条件について二つの方法で得られたピーク圧力の絶対値にはかなりの差がみとめられるが、距離による圧力の減衰率を示す直線の勾配はほとんど一致していることがわかる。上記のように、二つの方法で測定したピーク圧力の絶対値が一致しないことの原因として考えられることは、前節で行なった実験において使用した圧力計の機械的な動的特性が被測定現象に比してあまりよくなかったために、かなりオー

パーシュートされた記録が得られ、現実の場合よりかなり大きい結果が得られたものと思われる。

また一方、本節における実験で考えられる原因としては、3・3の終段で述べたように、水面は曲面を形成しながら移動すると考えられるが、記録解析では平面を保ったまま移動すると仮定しており、この場合は現実の場合より測定値は小さく観測されることになる。しかし、この原因による誤差は非常にわずかなものであるので、ピーク圧力の絶対値は本節で述べた方法で得られた結果の方がより正しいものとする。ちなみに、Kirkwood-Bethe らが実験的に求めている結果と筆者が得た結果とを比較してみる。すなわち、第2・13図は、ピーク圧力 p と爆源からの距離を薬量の立方根で除した値 D との関係を示す図の右上隅に示すそれぞれの研究者が行なった実験結果について表わした図である。⁶⁾ 本節で得られた結果を薬量 1 gr として同図上に表わしたのが太い実線である。

この図から明らかのように、 D の小さいところでは筆者の求めた曲線は他の曲線と一致しているが、 D が大きくなるにつれて他の曲線の減衰率が 1.0 に近づいてゆくのに対して筆者の求めた曲線は図に示した範囲ではまだ減衰率は 1.0 にならない。

この理由は、筆者の場合は薬量が 1 gr (3号電気雷管) と非常に小さく、圧力波の持続時間 (波長) が短いため、圧力波が伝搬する過程で水中にエネルギーが吸収されやすく、伝達される圧力が小さくなってしまっているものと思われる。これらについてのくわしい考察は第3章で述べることにする。



第 2・13 図 爆源からの距離を薬量の立方根で除した値 D とピーク圧力 P_{max} との関係

4. 結 言

本章では、電気雷管を水中で起爆させた場合に水中に投射される圧力波の大きさを測定するための二つの方法について説明し、それぞれの方法による実験結果を示した。

その結果、筆者の試作した圧力計を用いて測定する方法においては、その動的特性の影響により、少し大きいめにピーク圧力が測定されるが、粒子速度を実測してピーク圧力を求める方法では、かなり正確な値が得られることがわかった。また、伝搬距離に対するピーク圧力の減衰率は、いずれの方法によっても約1.4の値が得られ、水中爆発の場合に一般的に示されている約1.0という値に比べて大きい値を示しているが、これは、今回の実験で水中に生じた圧力波はその波長が約15 μ sec と短かいため、伝搬する過程で水中にエネルギーが吸収される割合が大きいことによるものと考えられるが、これらについての詳しい考察は第3章で述べることにする。

参 考 文 献

- 1) R.H.Cole : Underwater Explosions, Chapter 5, Princeton Univ. Press, 1948
- 2) 吉田 正, 赤羽周作, 田中雅夫, 松本 栄 : 工業火薬, 31巻, 134号, 319頁, 1970
- 3) 佐々宏一, 伊藤一郎 : 工業火薬, 27巻, 109号, 228頁, 1967
- 4) 田中哲郎 : チタン酸バリウムとその応用, オーム社, 1955
- 5) E.Enhamre : Kungl. Tekniska Högskolans Handlingar, Nr 82, Sweden, 1954
- 6) 文献 5)

第3章 水中における球面波の伝搬に関する解析

1. 緒言

本章においては、無限のひろがりをもつ水中を伝搬する球面圧力波の圧力と粒子速度との関係を、球座標における一次元波動方程式を解くことにより明らかにした。すなわち、2節においては、球面波の伝搬に伴ない媒質自身によるエネルギーの吸収がなく、圧力等の距離による減衰は幾何学的な理由のみによるものとした場合の解析について述べる。この解析結果は、球面波の波長が長い場合に実際の現象とよく一致する。また、3節においては、球面波の伝搬に伴なって媒質自身によるエネルギーの吸収が生じることを考慮した場合の解析について述べる。

球面波の波長が短いときには、エネルギーの吸収が大きい¹⁾ので、この解析によらなければ実際に起りうる現象と解析結果は一致しないものと思われる。とくに第2章で述べた実験の結果によれば、水中圧力波のピーク圧力の距離による減衰率は1.45となっており、幾何学的な考察だけによる減衰率1.0よりかなり大きい。したがって、この場合は明らかに媒質自身によるエネルギーの吸収があるものと思われる。そこで、この実験結果をもとにした考察を行ない、波長と減衰率との関係を左右する係数の値をも明らかにするよう努めた。

2. 媒質によるエネルギー吸収がない場合の解析

2・1 圧力および粒子速度の一般解

一般に球状装薬の爆発により爆源から放出される圧力波は、球面状の波面をもって、すなわち球面波として水中に広がるものと考えてよい。

球面波では、変化量（波内圧力、粒子変位、粒子速度）はすべて時間 t と、球面波の中心からの距離 r のみの関数であり、波内圧力 p に関する波動方程式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial^2 (r p)}{\partial t^2} = C^2 \frac{\partial^2 (r p)}{\partial r^2} \quad (3.1)$$

ただし、 C は音波の伝搬速度である。よく知られているように、(3.1)式の解は

$$p(r, t) = \frac{1}{r} \left\{ f\left(t - \frac{r}{C}\right) + g\left(t + \frac{r}{C}\right) \right\} \quad (3.2)$$

で与えられる。ただし、 f および g は任意の関数であり、 f は中心から外へ広がっていく波を表わし、 g は外から中心へ向って進む波を表わしている。いま問題にしている水中での爆発による波は中心から外へ向う波であるから、つぎのように表わされる。

$$p(r, t) = \frac{1}{r} f\left(t - \frac{r}{C}\right) \quad (3.3)$$

したがって、波内圧力は、中心からの距離に反比例することがわかる。

また、粒子の加速度 β は、 r 方向の圧力勾配に比例するから、つぎの式が成立する。すなわち、

$$\rho \beta = \rho \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3.4)$$

ただし、 u は粒子速度、 ρ は水の密度である。(3.4)式に(3.3)式で表わされる圧力波形を代入して解くと、粒子速度 u はつぎのように表わされる。

$$u(r, t) = \frac{1}{\rho C r} f(\tau) + \frac{1}{\rho r^2} \int^{\tau} f(\tau) d\tau \quad (3.5)$$

ただし、 $\tau = t - r/C$ である。

2.2 正弦波圧力の場合

いま、圧力波形を(3.6)式に示すように角速度 α の正弦波と考えれば、

$$f(\tau) = r_1 P_1 \sin \alpha \tau \quad (3.6)$$

波内圧力および粒子速度はそれぞれつぎのように表わされる。ただし、 P_1 は $r = r_1$ における圧力波の振幅である。

$$p(r, t) = \frac{r_1 P_1}{r} \sin \alpha \tau \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} u(r, t) &= \frac{r_1 P_1}{\rho C r} \sin \alpha \tau - \frac{r_1 P_1}{\rho \alpha r^2} \cos \alpha \tau + S(r) \\ &= \frac{r_1 P_1}{\rho C r} \sqrt{1 + \left(\frac{C}{\alpha r}\right)^2} \sin \left\{ \alpha \tau - \tan^{-1} \frac{C}{\alpha r} \right\} \end{aligned} \quad (3.8)$$

ただし、 $S(r)$ は $\tau = 0$ のときの初期条件を与える積分定数で、 $\tau = 0$ のときの u の値で定まる。

したがって、爆源からの距離が r の点における波内圧力振幅 P_{max} および粒子速度の振幅 u_{max} はそれぞれつぎの式で表わされる。

$$P_{max} = \frac{r_1 P_1}{r} \quad (3.9)$$

$$u_{max} = \frac{r_1 P_1}{\rho C r} \sqrt{1 + \left(\frac{C}{\alpha r}\right)^2} \quad (3.10)$$

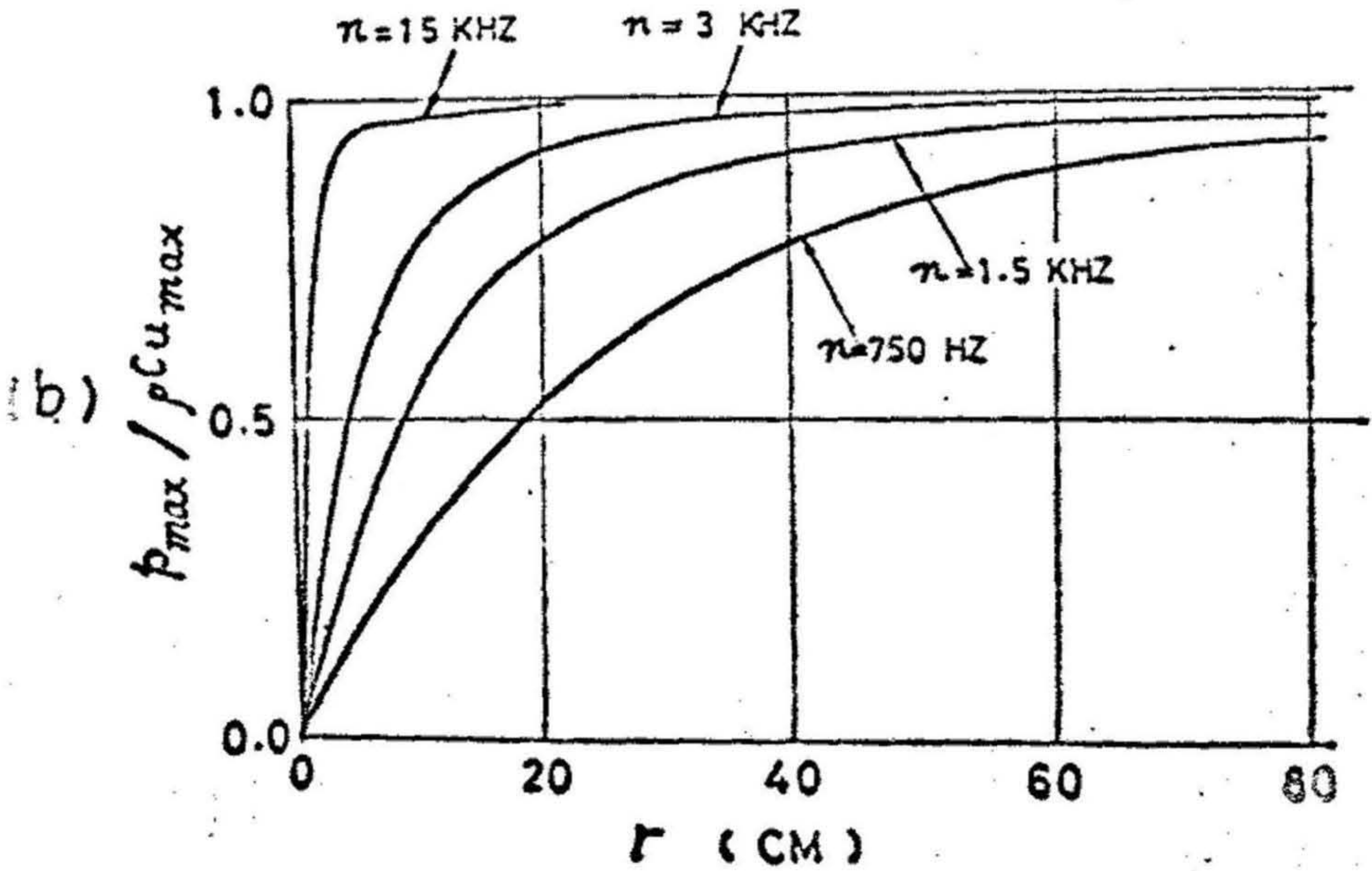
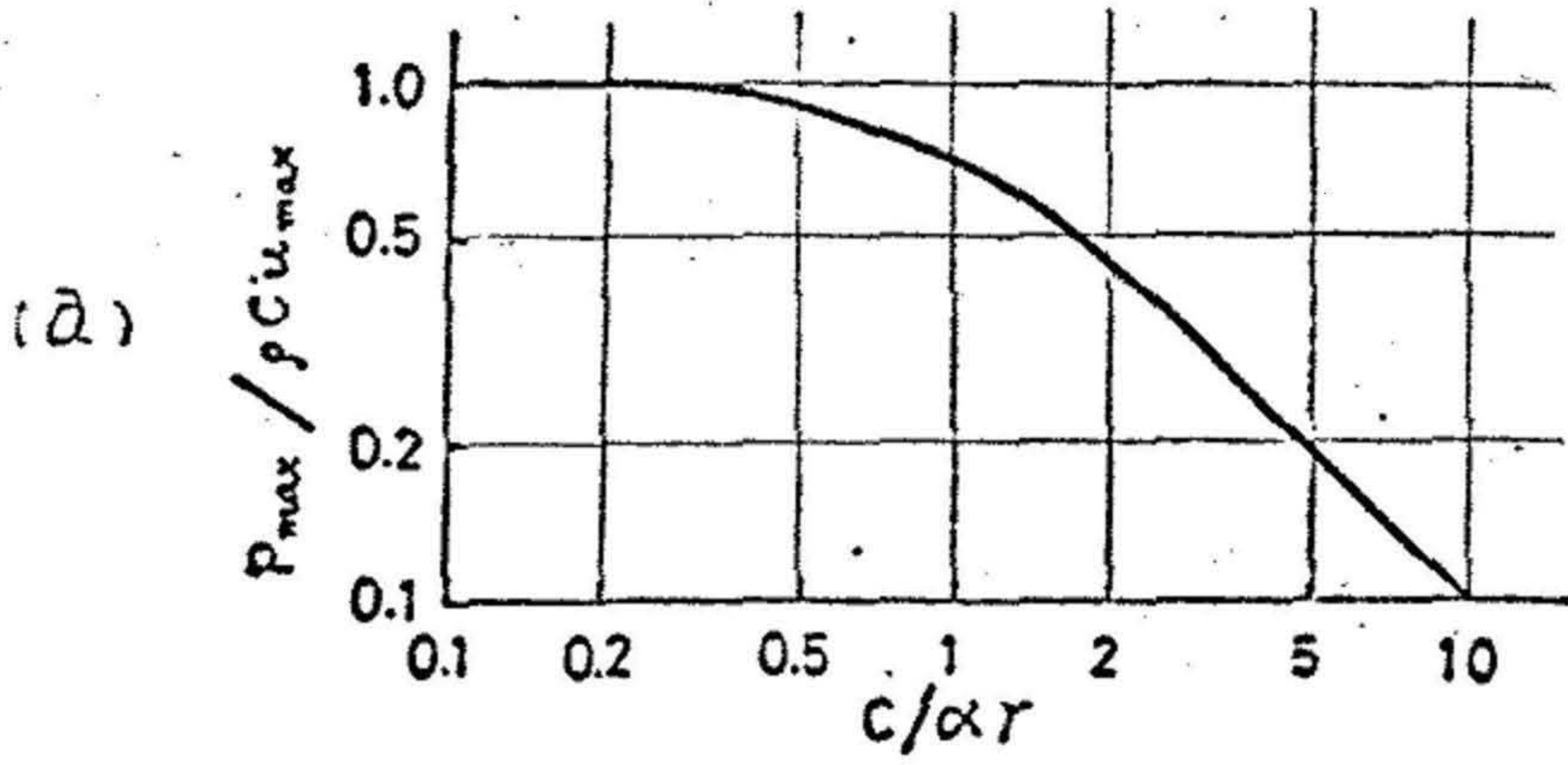
式 (3.9), (3.10) より圧力の振幅に対する粒子速度の振幅に ρC を乗じた積の比はつぎのようになる。

$$\frac{P_{max}}{\rho C u_{max}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{C}{\alpha r}\right)^2}} \quad (3.11)$$

(3.11) 式から明らかなように、この比の値は α および r の関数である。第3.1 図 (a) に $P_{max}/\rho C u_{max}$ と $C/\alpha r$ との関係を示す。また、第3.1 図 (b) には周波数 $n (= \alpha/2\pi)$ をパラメータとした $P_{max}/\rho C u_{max}$ と r との関係を示している。

これらの図からわかるように、 $C/\alpha r$ が小さくなれば、換言すれば、 αr が大きくなると、 $P_{max}/\rho C u_{max}$ は1に近づく。すなわち、平面波における波内圧力と粒子速度との関係

$$\frac{p}{u} = \rho C \quad (3.12)$$



第 3 · 1 図 ピーク圧力 p_{max} とピーク粒子速度 u_{max} との比に及ぼす圧力波 (正弦波) の角速度 α および伝搬距離 r の影響

(a) $p_{max} / \rho C u_{max}$ と $C \alpha / r$ との関係

(b) $n (= \alpha / 2\pi)$ の各値における $p_{max} / \rho C u_{max}$ と r との関係

が成立するようになる。このことは、 α が一定ならば、 r が大きくなると、球面波の波面の曲率が大きくなり平面波とみなされることから理解できる。一方、 r が一定ならば、 α が大きくなると(3・12)式が成立し平面波的な挙動を示すということは興味深いことである。

2・3 任意波形の圧力の場合

つぎに圧力波形が任意の形をとる場合の波内圧力と粒子速度との関係について述べる。

いま、圧力波形が(3・13)式で与えられるような波形をとるものとする。

$$\left. \begin{aligned} f(\tau) &= 0 & (\tau < 0) \\ f(\tau) &= y(\tau) & (\tau \geq 0) \end{aligned} \right\} \quad (3 \cdot 13)$$

フーリエ積分によって(3・13)式はつぎのように表わすことができる。

$$f(\tau) = \frac{1}{\pi} \left\{ \int_0^{\infty} F_c(\omega) \cos \omega \tau d\omega + \int_0^{\infty} F_s(\omega) \sin \omega \tau d\omega \right\} \quad (3 \cdot 14)$$

ただし、

$$F_c(\omega) = \int_0^{\infty} y(\tau) \cos \omega \tau d\tau \quad (3 \cdot 15)$$

$$F_s(\omega) = \int_0^{\infty} y(\tau) \sin \omega \tau d\tau \quad (3 \cdot 16)$$

したがって、(3・14)式をそれぞれ(3・3)式および(3・5)式に代入すれば、つぎの式が得られる。

$$p(r, t) = \frac{1}{r\pi} \left\{ \int_0^{\infty} F_c(\omega) \cos \omega \tau d\omega + \int_0^{\infty} F_s(\omega) \sin \omega \tau d\omega \right\} \quad (3 \cdot 17)$$

$$\begin{aligned}
u(r, t) &= \frac{1}{\rho C r \pi} \left\{ \int_0^\infty F_c(\omega) \cos \omega \tau d\omega \right. \\
&\quad \left. + \int_0^\infty F_s(\omega) \sin \omega \tau d\omega \right\} \\
&\quad + \frac{1}{\rho r^2 \pi} \left\{ \int_0^\infty \frac{1}{\omega} F_c(\omega) \sin \omega \tau d\omega \right. \\
&\quad \left. - \int_0^\infty \frac{1}{\omega} F_s(\omega) \cos \omega \tau d\omega \right\} + S(r) \\
&= \frac{1}{\rho r \pi} \left\{ \int_0^\infty \left(\frac{F_c(\omega)}{C} - \frac{F_s(\omega)}{r \omega} \right) \cos \omega \tau d\omega \right. \\
&\quad \left. + \int_0^\infty \left(\frac{F_s(\omega)}{C} + \frac{F_c(\omega)}{r \omega} \right) \sin \omega \tau d\omega \right\} + S(r)
\end{aligned} \tag{3.18}$$

ただし、 $S(r)$ は積分定数で、 $\tau=0$ で $u=0$ となる値である。

したがって、(3.18) 式により計算すれば、任意の点における粒子速度の時間的な変化状態を知ることができる。一例として、第3.2図に示すような単一正弦波パルス波形について計算結果を述べる。すなわち、 $r=r_1$ において圧力の最大値が p_1 で、持続時間が T であるような波形については、(3.3) 式における関数 $f(\tau)$ はつぎのように表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned}
f(\tau) &= 0 & (\tau < 0) \\
f(\tau) &= \frac{r_1 p_1}{2} (1 - \cos \alpha \tau) & (0 \leq \tau \leq \frac{2\pi}{\alpha}) \\
f(\tau) &= 0 & (\tau > \frac{2\pi}{\alpha})
\end{aligned} \right\} \tag{3.19}$$

ただし、 $\alpha = 2\pi/T$ である。

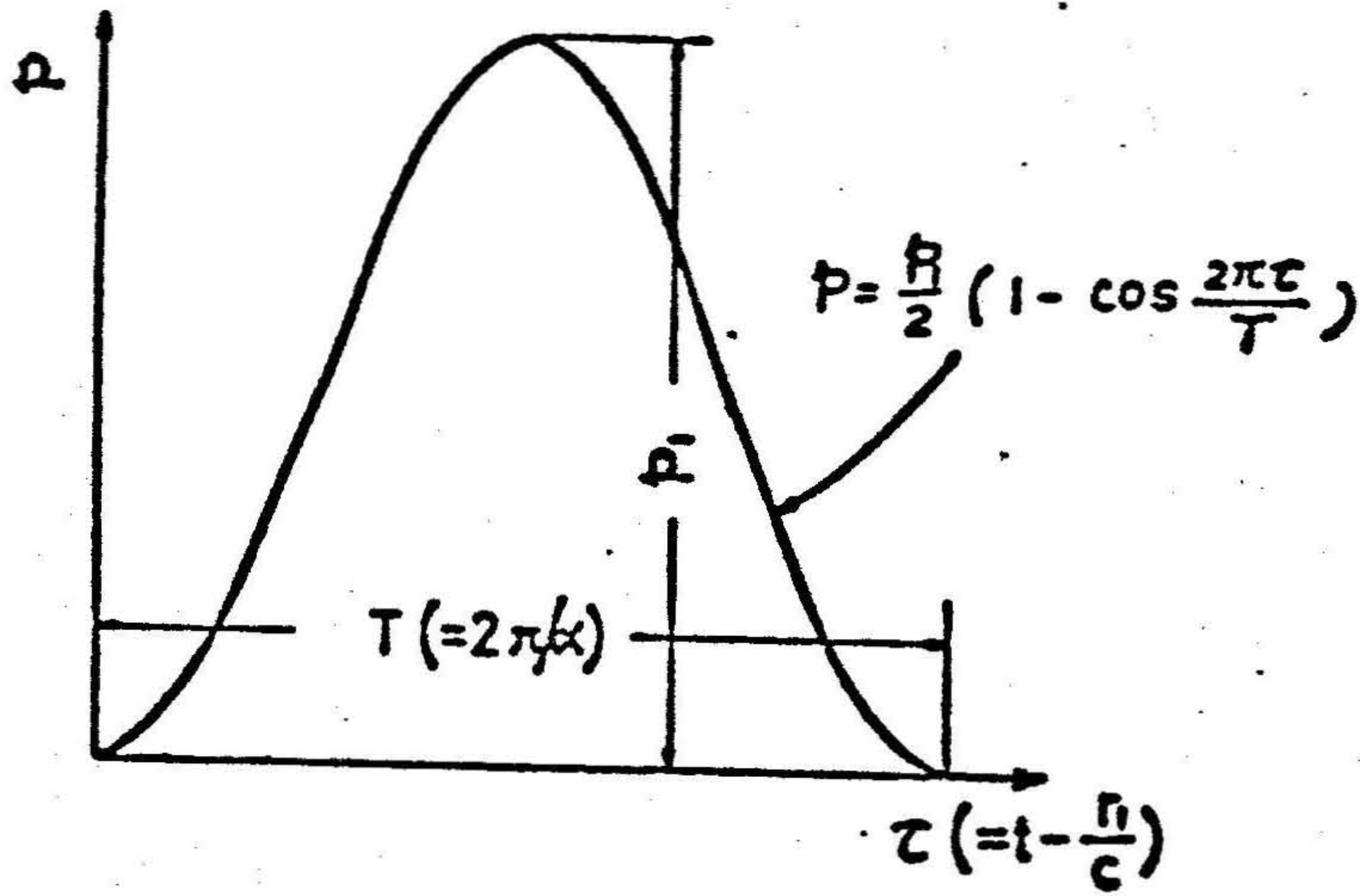
この関数のフーリエ積分については、関数の性質上 ω/α が一定ならば、 $F_s(\omega/\alpha)/F(0)$ 、 $F_c(\omega/\alpha)/F(0)$ および $F(\omega/\alpha)/F(0)$ も一定である。

ただし、

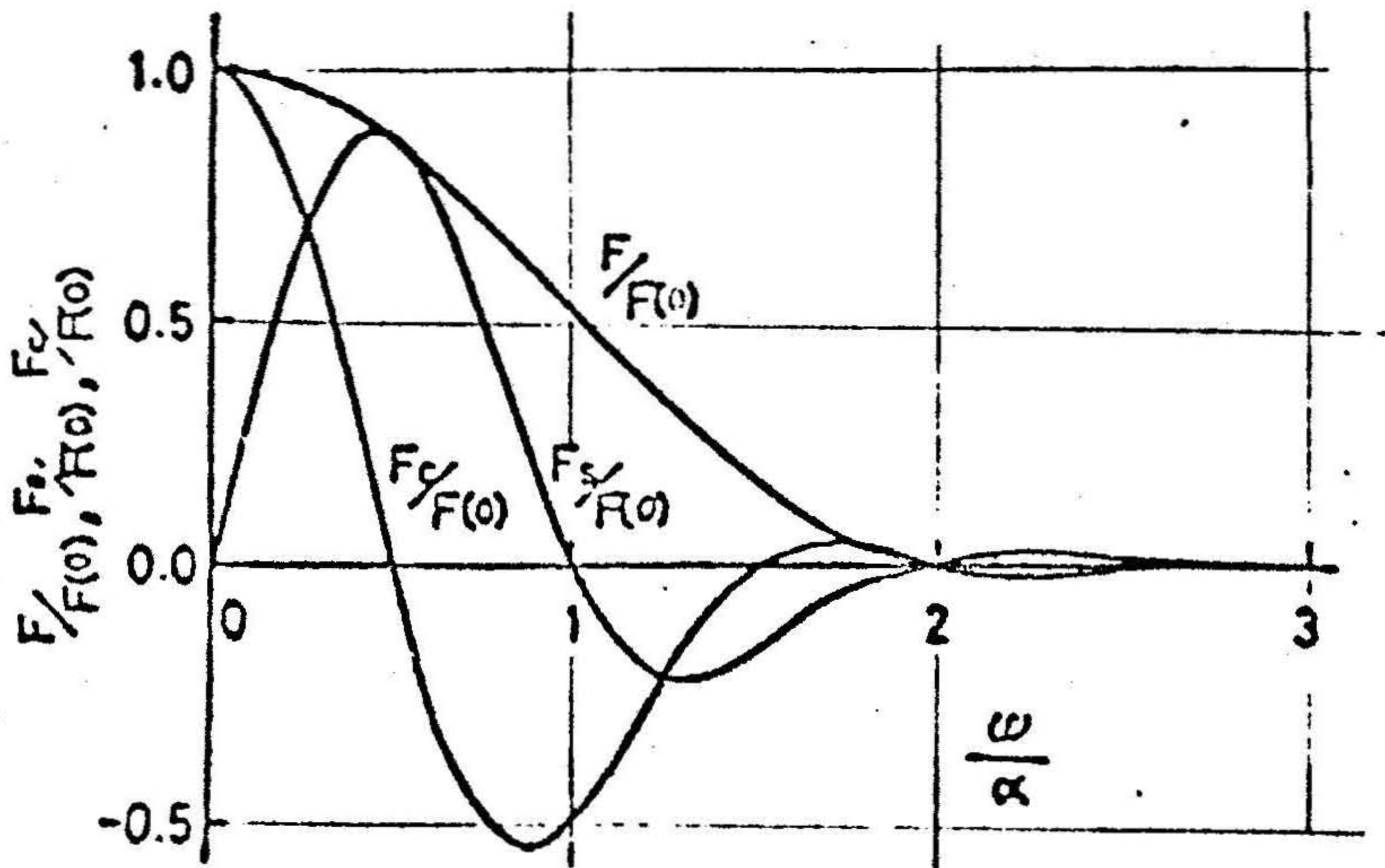
$$F\left(\frac{\omega}{\alpha}\right) = \sqrt{F_s\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^2 + F_c\left(\frac{\omega}{\alpha}\right)^2} \tag{3.20}$$

である。

いま、横軸に ω/α を、縦軸にそれぞれ $F(\omega/\alpha)/F(0)$, $F_s(\omega/\alpha)/F(0)$ および $F_c(\omega/\alpha)/F(0)$ の値をとってこれらの量の関係を図示すると、第3・3図のようになる。



第3・2図 (3・19)式で表わされる圧力波形

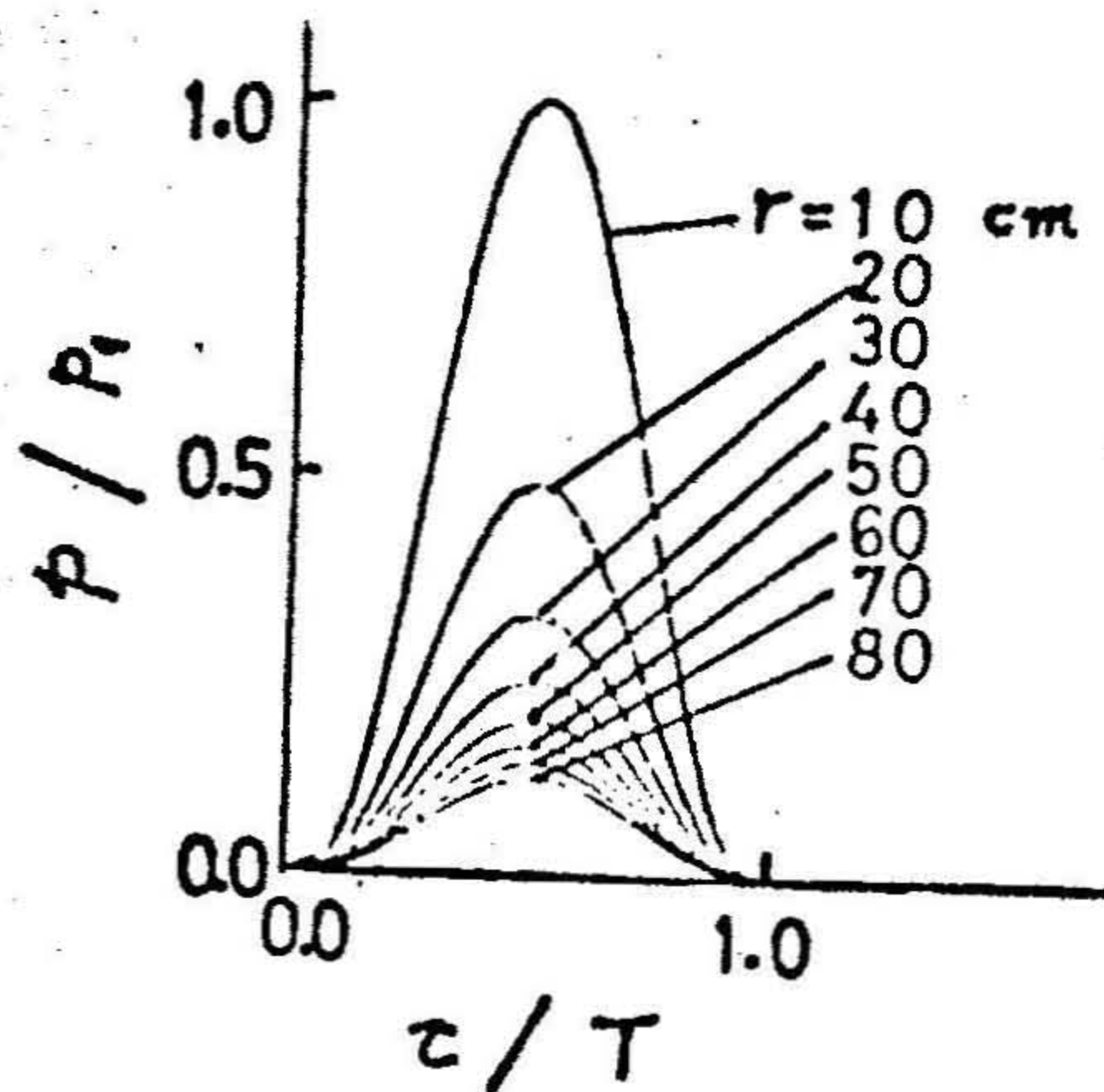


第3・3図 (3・19)式で表わされる圧力波形のフーリエ積分と ω/α との関係

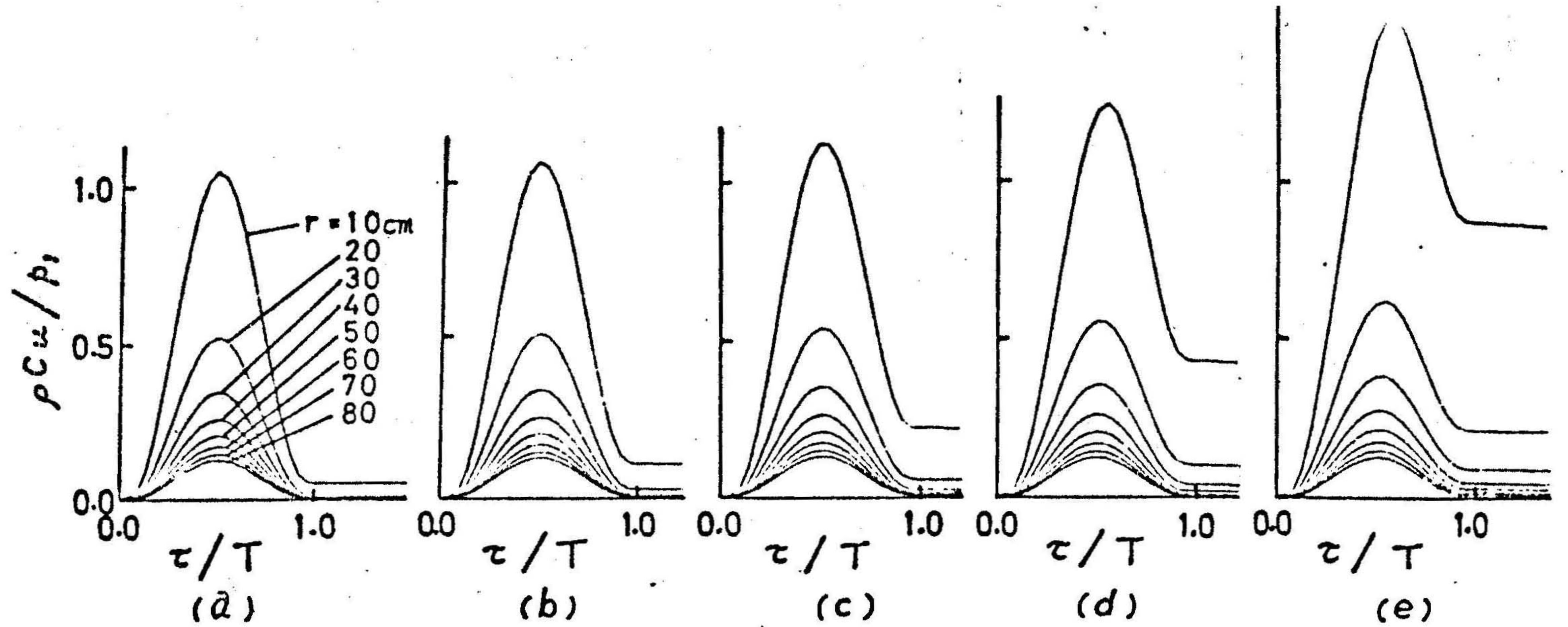
この結果を、(3・17)式および(3・18)式に代入して計算すれば、圧力波形が単一正弦波パルス波形である場合の任意の点の圧力と粒子速度の時間的变化を求めることができる。以上のようにして求めた二、三の例を第3・4図および第3・5図に示す。

第3・4図は、横軸には、その点に波が到達してからの経過時間 τ を圧力波形の持続時間 T で除した値 τ/T をとり、縦軸には、圧力 p を r_1 におけるピーク圧 p_1 で除した値 p/p_1 をとって、両者の関係を示したものである。なお、この表示法によると、 T の値の如何にかかわらず圧力波形と伝搬距離の関係はすべて第3・4図に示すような統一した形で表わすことができる。

また、第3・5図は、横軸には、第3・4図と同じく τ/T をとり、縦軸には粒子速度 u を $r_1 p_1 / \rho C$ で除した値 $\rho C u / r_1 p_1$ をとって、これら両者の関係を示したもので、(a), (b), (c), (d), (e)図はそれぞれ $T = 7.5 \mu \text{ sec}$, $T = 15 \mu \text{ sec}$, $T = 30 \mu \text{ sec}$, $T = 60 \mu \text{ sec}$, $T = 120 \mu \text{ sec}$ の場合についての図である。



第3・4図 伝搬距離 r の各点における圧力・時間曲線



第3・5図 伝搬距離 r の各点における粒子速度・時間曲線

(a) $T = 7.5 \mu \text{ sec}$

(b) $T = 15 \mu \text{ sec}$

(c) $T = 30 \mu \text{ sec}$

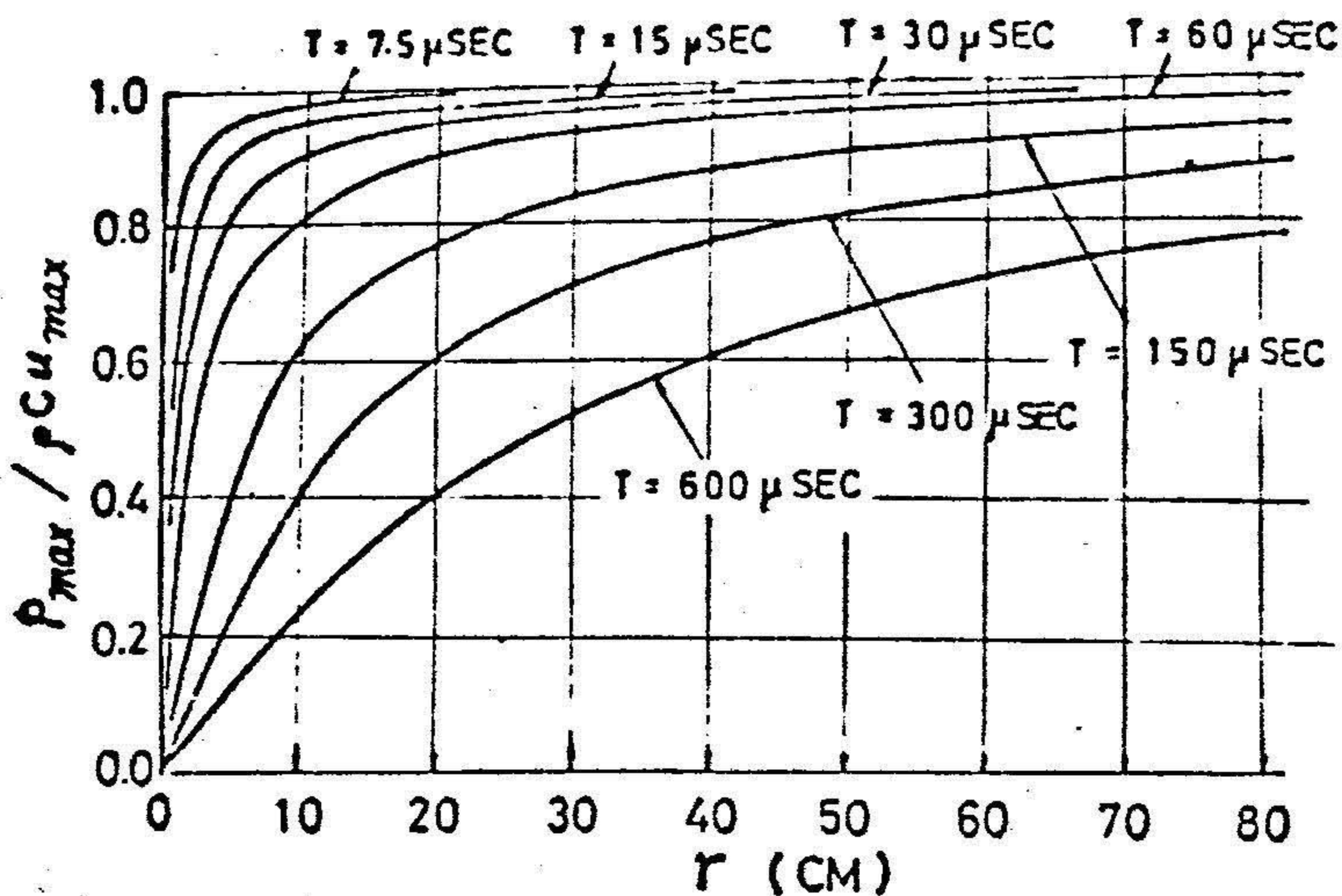
(d) $T = 60 \mu \text{ sec}$

(e) $T = 120 \mu \text{ sec}$

これらの図をみてもわかるように、波形の持続時間 T および伝搬距離 r が異れば粒子速度波形も異ってくるのがわかる。すなわち、爆源から遠い r が大きいところでは、粒子速度波形は、圧力波形とほとんど一致しているが、爆源に近づいて r が小さくなるにつれて、それらは一致しなくなる。この傾向は、圧力波形の持続時間 T が長いほど顕著に現われている。

いま、圧力波形のピーク値 p_{max} と粒子速度波形のピーク値 u_{max} に ρC を乗じたものとの比、すなわち $p_{max}/\rho C u_{max}$ の値と、爆源からの距離 r との関係をそれぞれの波形の持続時間について表わしてみると、第 3・6 図のようになる。

第 3・6 図から、 T が一定ならば r が大きいほど、また r が一定ならば T が小さく小さいほど、 $p_{max}/\rho C u_{max}$ の値が 1 に近づいていくことがわかり、この図からも T が一定ならば r が大きくなればなるほど、また r が一定ならば T が小さくなればなるほど、2・2 で述べた圧力波形が正弦波である場合と同様に、球面波であっても平面波的な挙動に近づいていくことが理解できる。



第 3・6 図 圧力波形の持続時間 T の各値におけるピーク圧力 p_{max} とピーク粒子速度 u_{max} との比と伝搬距離 r との関係 (エネルギー吸収のない場合)

3. 媒質によるエネルギー吸収がある場合の解析

一般に球面波は幾何学的な理由により伝搬距離に反比例して減衰してゆくことは(3・3)式からも理解できる。

しかし、このような幾何学的な理由のほか、球面波のエネルギーが媒質に吸収されることによっても減衰が助長される。たとえば、このようなエネルギー吸収は粘性によるもの、熱伝導によるもの、分子振動によるものなどの原因によって起るものである。³⁾

これらの影響による減衰係数は伝搬する波の波形の角速度 ω の自乗に比例するものとされている。⁴⁾したがって、圧力波形が正弦波である場合は(3・7)式はつぎのように書き直される。

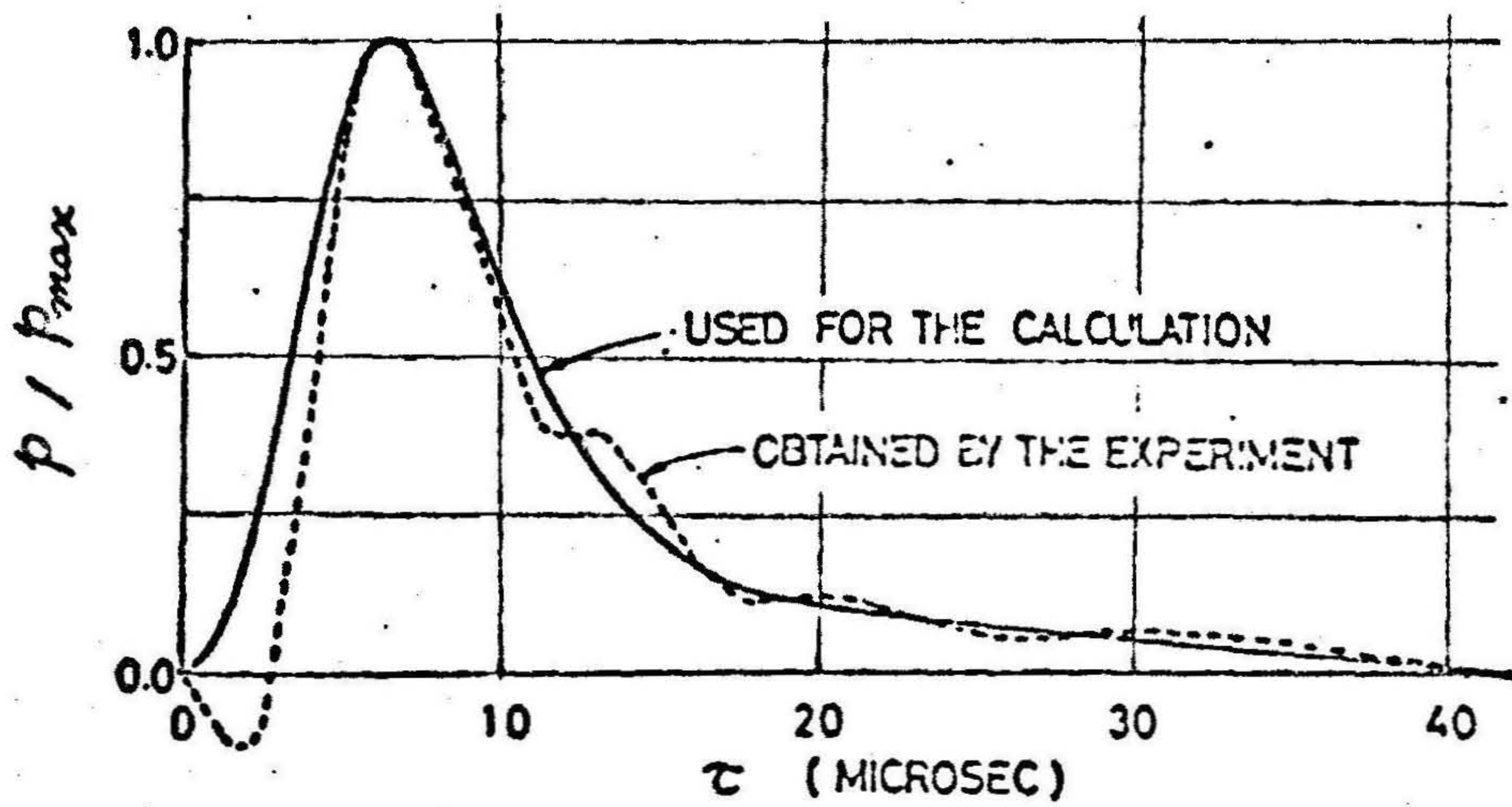
$$\begin{aligned} p(r, t) &= \frac{r_1 p_1}{e^{-k\omega^2 r_1}} \cdot \frac{e^{-k\omega^2 r}}{r} \sin \omega \tau \\ &= \frac{r_1 p_1}{r} e^{-k\omega^2 (r-r_1)} \sin \omega \tau \end{aligned} \quad (3\cdot21)$$

ただし、 k は定数であり、 p_1 は $r=r_1$ における圧力波形の振幅である。

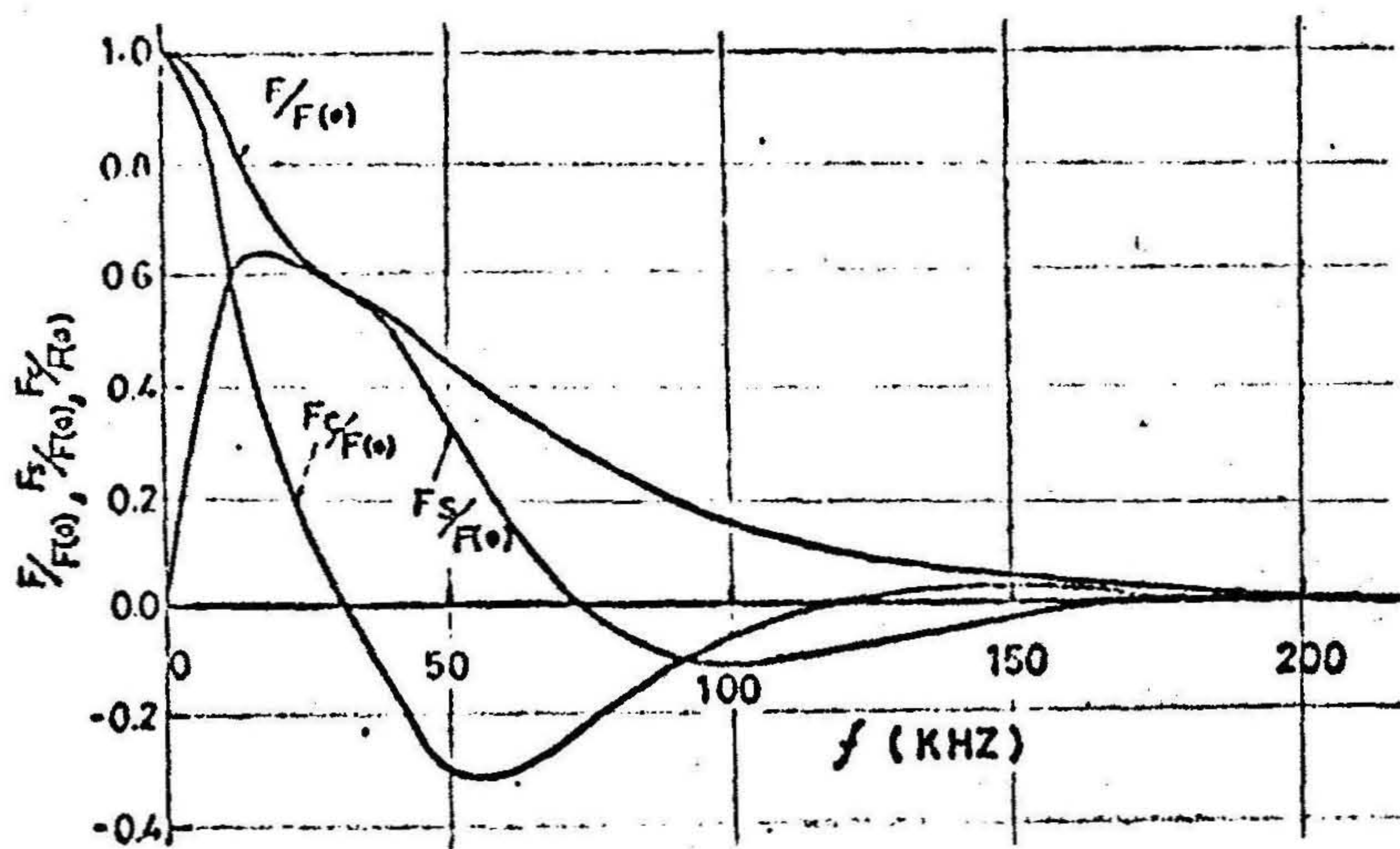
また、 $r=r_1$ における圧力波形が任意の波形である場合、その波形のフーリエ変換を $F_c(\omega)$ および $F_s(\omega)$ とすれば、(3・17)式はつぎのようになる。

$$\begin{aligned} p(r, t) &= \frac{1}{r\pi} \left\{ \int_0^\infty e^{-k\omega^2 (r-r_1)} F_c(\omega) \cos \omega \tau d\omega \right. \\ &\quad \left. + \int_0^\infty e^{-k\omega^2 (r-r_1)} F_s(\omega) \sin \omega \tau d\omega \right\} \end{aligned} \quad (3\cdot22)$$

さて、第2章で述べた実験の場合の $r=20$ cmにおける圧力波形(第2章第2・6図参照)を第3・7図に示す実線の曲線で近似した場合のこの波形に対するフーリエ変換を求め(第3・8図に表わす)、(3・22)式により k の値を種々変化させた場合の $p(r, t)$ の値を計算して、圧力波の伝搬による圧力振幅の減衰の様相を調べてみた。その結果を、 r の各値に対する圧力波形のピーク値 P_{max} を p_1 で除した値、すなわち P_{max}/p_1 と r との関係として第3・9図に示した。

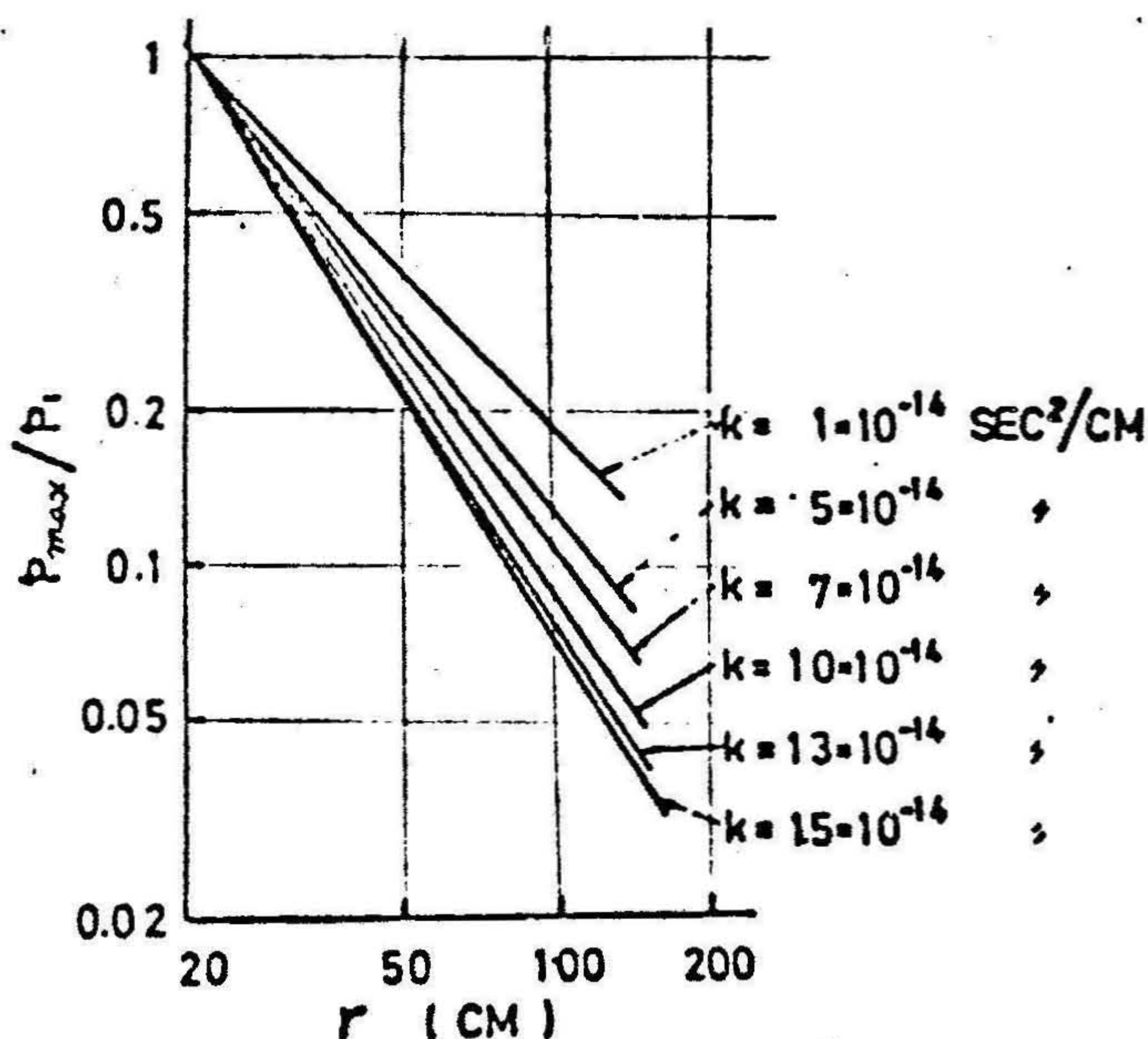


第 3・7 図 観測圧力波形および数値計算用修正曲線



第 3・8 図 第 3・7 図の実線で表わされる波形のフーリエ積分

すなわち、第3・9図は横軸に r の対数を、縦軸に P_{max}/P_1 の対数をとって、それぞれの k の値に対する両者の関係を示している。

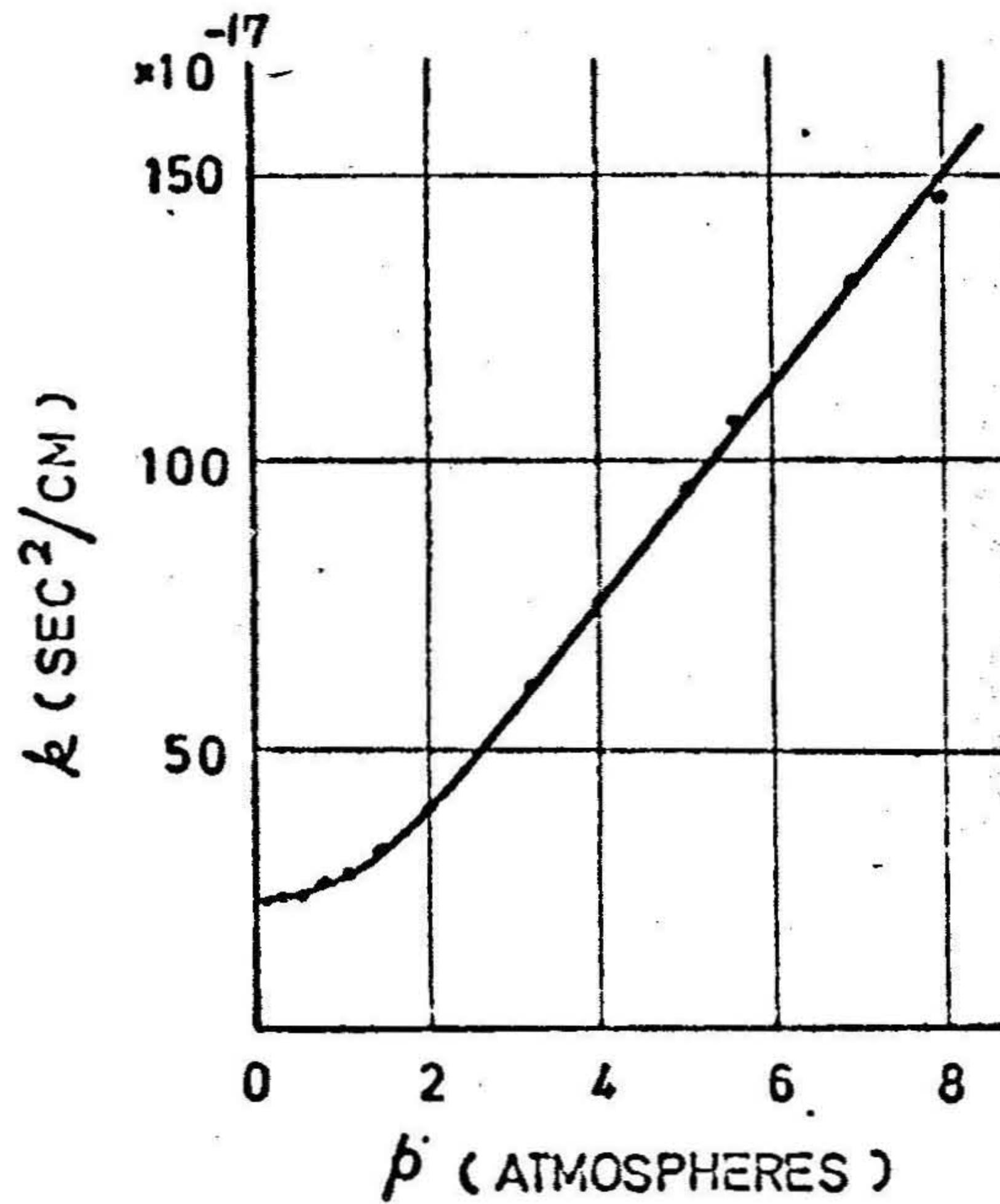


第3・9図 k の各値におけるピーク圧力 P_{max} と伝搬距離 r との関係

そこで、第3・9図と実験で得られた結果、すなわち第2章第2・7図とを比較してみると、 k の値が $7.0 \times 10^{-14} \text{ sec}^2/\text{cm}$ のときほぼ両者の曲線が一致していることがわかる。

さて、Fox-Rock らはクリスタル発振器による微小振幅の超音波を使用して常温の水について k の値を測定し約 $24 \times 10^{-17} \text{ sec}^2/\text{cm}$ という値を得ている。⁵⁾ また別に、D.M. Towle らが有限振幅の3~8 MHz の超音波を使用して同じく常温の水の k の値を求めているが、⁶⁾ その結果によると、第3・10図に示すように、音圧が大きくなるにつれて k の値が大きくなっていくことがわかる。

ちなみに、第3・10図を外そうして音圧が第2章で述べた実験結果に相当する200気圧のときの k の値を推定してみると $4.0 \times 10^{-14} \text{ sec}^2/\text{cm}$ となる。



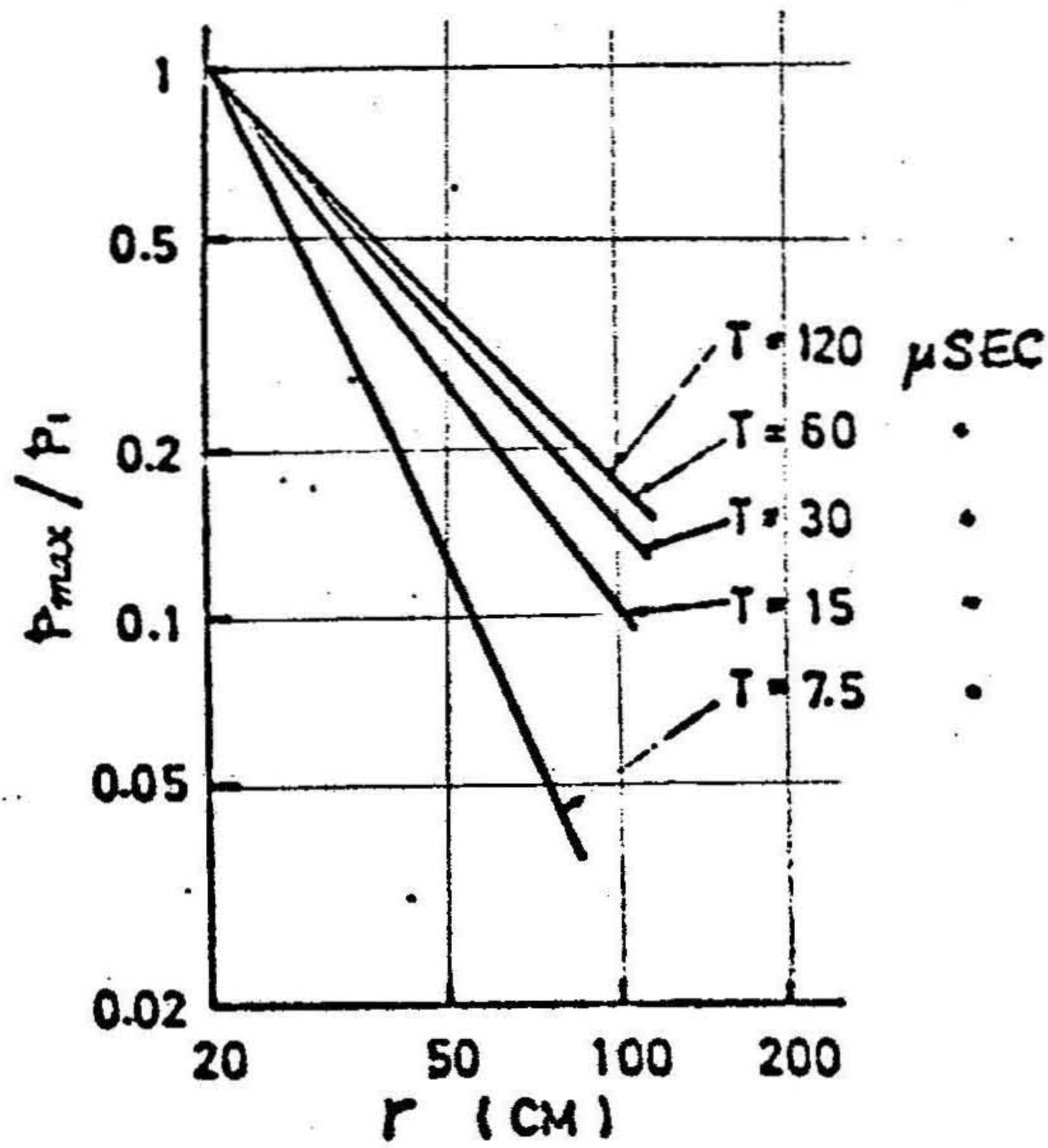
第3・10図 水中の有限振幅の音波吸収のピーク圧力依存特性 (R.T.Beyer による)

したがって音圧が高くなれば周波数によっても k の値が異なり、周波数が低くなるにつれて k の値が大きくなる傾向にあるという報告もあることを考慮すれば、⁷⁾ 筆者が求めた $k = 7.0 \times 10^{-14} \text{ sec}^2/\text{cm}$ という値は妥当なものと考えられる。

さて、ここで得た k の値 $7.0 \times 10^{-14} \text{ sec}^2/\text{cm}$ を用いて、 $r = 20 \text{ cm}$ において圧力波形が (3・19) 式で表わされる圧力波について、(3・22) 式により圧力値を計算した。第3・11図は、 r の各値におけるピーク圧 P_{max} と r との関係を持続時間 T をパラメータにとって表わしたものである。

第3・11図をみると、圧力波形の持続時間 T が $60 \mu\text{sec}$ 以上になれば、ピーク圧 P_{max} に関する限り、伝搬距離 r に対する減衰率の値は媒質によるエネルギー吸収を考えない幾何学的な考察のみによる減衰率 1.0 (すなわち $P_{max} \propto (1/r)^{10}$) とほとんど大差がなくなることがわかる。

つぎに、粒子速度に関する (3・8) 式および (3・18) 式についても媒質に



第 3・11 図 圧力波形の持続時間 T の各値におけるピーク圧力 P_{max} と伝搬距離 r との関係
 ($k = 7.0 \times 10^{-14} \text{ sec}^2/\text{cm}$)

よるエネルギー吸収が生ずる場合には、それぞれつぎの式が成立するものと仮定して粒子速度と圧力との関係を検討してみる。すなわち (3・8) 式に対しては

$$u(r, t) = \frac{r_1 P_1}{\rho C r} \sqrt{1 + \left(\frac{C}{\omega r}\right)^2} e^{-k\omega^2(r-r_1)} \times \sin \left\{ \omega \tau - \tan^{-1} \left(\frac{C}{\omega r}\right) \right\} + S(r) \quad (3.23)$$

また、(3・18) 式に対しては

$$u(r, t) = \frac{1}{\rho r \pi} \left\{ \int_0^\infty e^{-k\omega^2(r-r_1)} \left(\frac{F_c(\omega)}{C} - \frac{F_s(\omega)}{r\omega} \right) \cos \omega \tau d\omega + \int_0^\infty e^{-k\omega^2(r-r_1)} \left(\frac{F_s(\omega)}{C} + \frac{F_c(\omega)}{r\omega} \right) \sin \omega \tau d\omega \right\} + S(r) \quad (3.24)$$

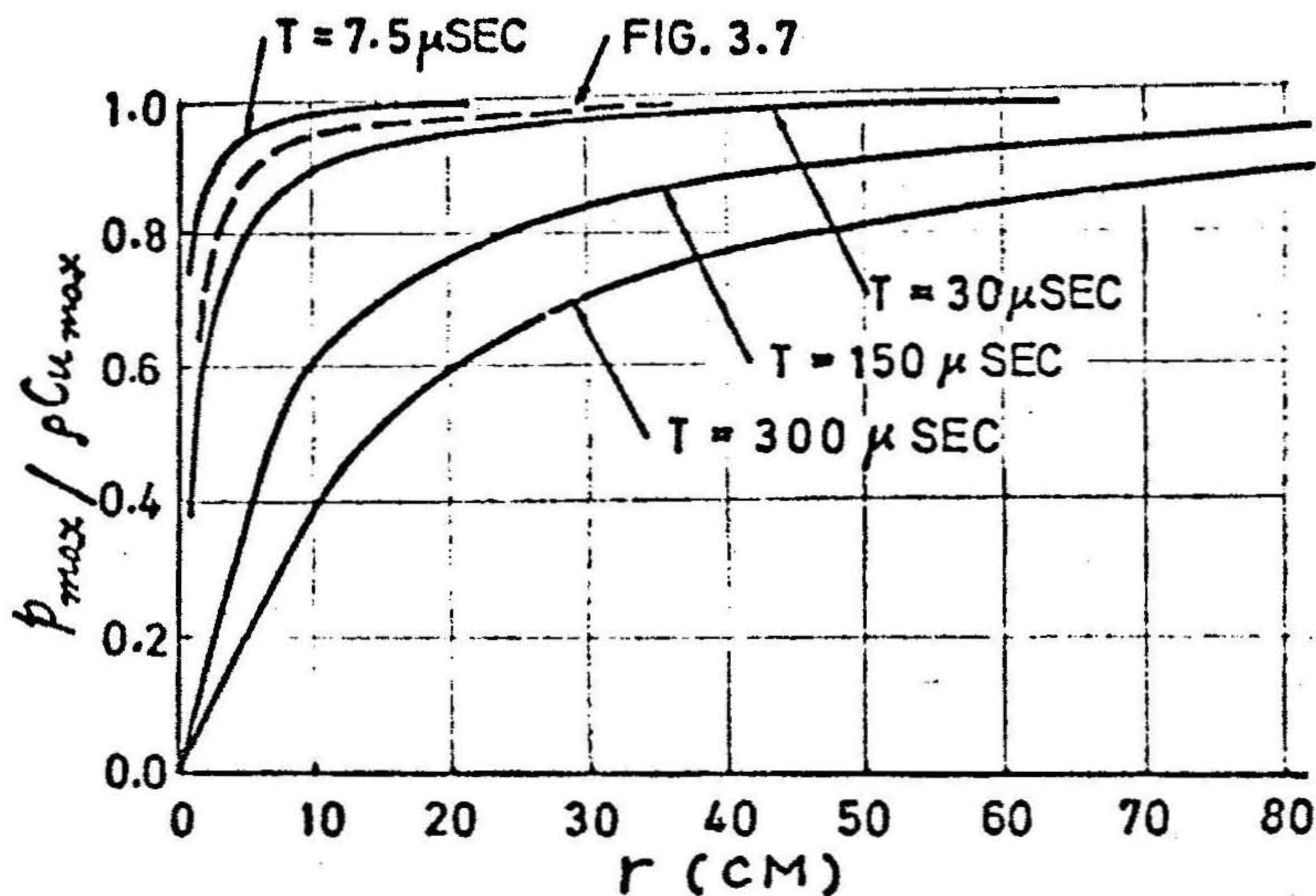
が成立するものとする。ただし、 $F_c(\omega)$ および $F_s(\omega)$ は $r = r_1$ における圧

力波形のフーリエ変換を表わす ((3・15)式および(3・16)式参照)。

さて, $r_1 = 20 \text{ cm}$ における圧力波形が(3・19)式の正弦波パルスで表わされる場合の任意の伝搬距離 r での粒子速度波形を求めるために, (3・24)式に(3・19)式を代入し, $k = 7.0 \times 10^{-14}$ として計算した。その結果から任意の伝搬距離 r における粒子速度のピーク値 u_{max} と ρC との積を求め, 先に(3・22)式より求めた各点に対応する圧力波形のピーク値 P_{max} といま求めた $\rho C u_{max}$ との比 $P_{max}/\rho C u_{max}$ と伝搬距離 r との関係をも求めた結果を第3・12図に示した。

さらに, 第2章で述べた実験で得られた波形の近似波形(第3・7図)を用いて上述の関係, すなわち $P_{max}/\rho C u_{max}$ と r との関係をも求めた結果を第3・12図に破線で示しておいた。

そこで, 第3・12図の前節の第3・6図とを比べてみると, その特性を表わす曲線の傾向はほとんど同じであることがわかる。すなわち $P_{max}/\rho C u_{max}$ と



第3・12図 圧力波形の持続時間 T の各値におけるピーク圧力 P_{max} とピーク粒子速度 u_{max} との比と伝搬距離 r との関係 (エネルギー吸収のある場合)

r との関係は媒質によるエネルギー吸収がある場合もない場合もほとんど差がなく、これら両者の関係は同じような特性で示すことができるということがわかる。

4. 結 言

本章においては、水中を伝搬する球面圧力波の粒子速度と圧力との関係について述べ、球面波の場合には平面波におけるように両者の関係が単なる比例関係にあるとは限らず、圧力波の波形や、伝搬距離の影響を受けて両者の関係がわかることを指摘し、それらの関係の一例を示した。

また、第2章の実験で得られた結果、すなわち、ピーク圧力の距離に対する減衰率が1.4以上という値が得られ、単なる幾何学的な関係のみから求められる減衰率の値1.0より大きいことについては、媒質内にエネルギーが吸収されることを考慮した解析により求められる減衰率の値と実験により得られた減衰率とが一致することを示し、減衰率の値の大きいことは媒質によるエネルギー吸収によって説明できることを述べた。すなわち、持続時間の短い高周波成分の多い圧力波では減衰が大きくなることを明らかにした。

以上のことから、本章で述べたことに留意すれば、粒子速度を測定することにより、水中での爆薬の爆轟に伴う圧力波のピーク圧力を充分正確に求めることが可能であると考えられる。

ただ、水中を伝搬する球面圧力波の粒子速度と圧力の大きさとの間の関係は、2節および3節で述べたとおり、圧力波の波形（とくに持続時間）および伝搬距離によって異なる。したがって、粒子速度を測定してピーク圧力を正確に求めるには、高い周波数特性のある圧電体（圧力校正が困難）で同時に圧力波形を正確に観測しておき、別に微小変位計（校正が行ない易い）などを用いて求められた粒子速度から第3・12図を参照してピーク圧力を算出するという方法が望ましいと考える。

参 考 文 献

- 1) 小橋 豊 : 音と音波, 裳華房, 132頁, 1969
- 2) 齊藤亥三雄 : 音響工学入門, オーム社, 24頁, 1957
- 3) 文献 1)
- 4) 文献 1)
- 5) F.F.Fox and G.D.Rock : Phys. Rev., no.70, p.68, 1946
- 6) D.M.Towle and R.B.Lindsay : J.Acous. Soc. Amer., vol. 27,
p.530, 1955
- 7) O.B.Wilson, jr. and R.W.Leonard : J.Acous. soc. Amer.,
vol. 26, p.223, 1954

第4章 差分方程式による水中圧力波の解析

1. 緒言

第3章では圧力波が無限に広がる均質な水中を球面波として伝搬して行く場合の解析を行なったが、伝搬する媒質の特性を考慮した解析を行なう場合や、波頭が球面でなかったり、媒質が不均質であったり、有限の大きさの媒質であったりする場合などや、構造物の近傍での圧力波の挙動などについては簡単な数式のみでは解析することはできない。

したがって、これらの場合の圧力波の挙動を解析するには、大型電子計算機を使用した数値解析に依らねばならない。

その一つの方法として、波動方程式を差分近似を用いて数値計算により解く方法がある。この方法は、最近多く使用されており、この方法を用いて行なった数多くの研究も発表されている¹⁾。しかし、この解法に含まれる個々の関係式や、係数の値などは、問題とする現象によって異なるため、問題の解法は一律に確立しているわけではない。

そこで著者は、本章3節および4節において、均質な無限の広がりをもつ水中圧力波について、この解法を用いたシミュレーションを行なって、得られた結果を第2章や第3章で得られた結果と対比して検討した。

2. 波動方程式の差分近似解法

2・1 概説

本節では、波動方程式の差分近似解法について述べる。この解法は電子計算機の発達により可能となったもので、膨大な数値計算によって解かれるものである。

この解法の特徴は次のようなものである。

- (1) 任意の形状の物体を対象にした解析が可能である。
- (2) 運動方程式や状態方程式などを任意に選べるので、弾性体のみならず、弾

塑性体や流体などについても容易に解析が可能である。²⁾

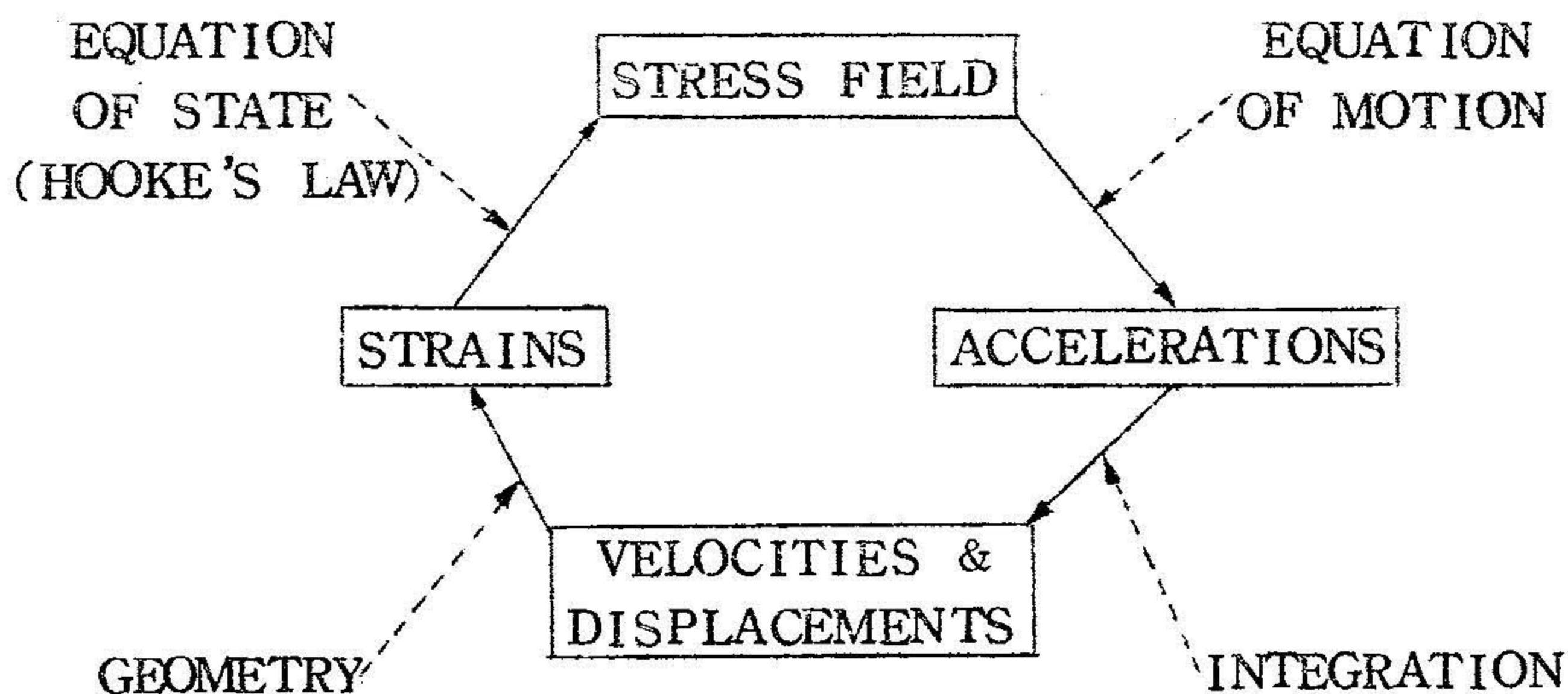
(3) 適当な条件を加えることによって、物体の破壊や降伏などを含む解析も可能である。

(4) 複雑な解析になればなる程計算時間が長くなり、計算機の記憶容量もたくさん占有する。

つぎに、この解法の内容を示すと以下のようになる。まず、解析の対象となる物体を適当に格子状に分割する。この解法に含まれる変化量のうち、変位、粒子速度、粒子加速度などは、格子点上での値を表わすものとし、応力、ひずみ、体積などは、格子内の値を表わすものとする。

さて、ある時刻における物体内の応力勾配、すなわち、隣りあった格子間の応力差から、その境界点における粒子加速度が運動方程式によって求められる。いま微小時間内では応力勾配が一定、すなわち加速度が一定と仮定すれば、その時刻から微小時間、経過した時刻におけるその点の変位量が求められる。

さらに、その変位量から状態方程式によりその新しい時刻における応力状態が得られ、これに対応して応力勾配を求めることができる。したがって、上述のループを繰り返すことにより、任意の時刻における変化量の値をすべて知ることができるわけである。この関係を第4・1図に示す。



第4・1図 波動方程式の差分近似による数値解法の説明図（一般の場合）

2・2 円筒座標による波動方程式の差分近似解法³⁾

一般に爆破現象の解析には軸対象問題として扱える場合が多いので、ここでは円筒座標 (r, θ, z) を用いて行なり波動方程式の差分近似解法について述べる。

また、材料内の応力の表示は、圧力 p と偏差応力 S_r, S_θ, S_z で表示する。すなわち、 r, θ および z 方向の応力をそれぞれ σ_r, σ_θ , および σ_z とすれば

$$p = -\frac{1}{3} (\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_z) \quad (4.1)$$

$$S_r = \sigma_r + p \quad (4.2)$$

$$S_\theta = \sigma_\theta + p \quad (4.3)$$

$$S_z = \sigma_z + p = - (S_r + S_\theta) \quad (4.4)$$

となる。ここに S_r, S_θ および S_z は偏差応力の r, θ および z 方向の成分である。ただし、 p は圧縮力を正とし、 $\sigma_r, \sigma_\theta, \sigma_z, S_r, S_\theta$ および S_z は引張応力を正とすることにする。このように応力を圧力と偏差応力とにわけて扱うことにより、材料の降伏や破壊の判定を容易に行なりことができ、後述するように流体中の圧力波についても解析が可能となる。

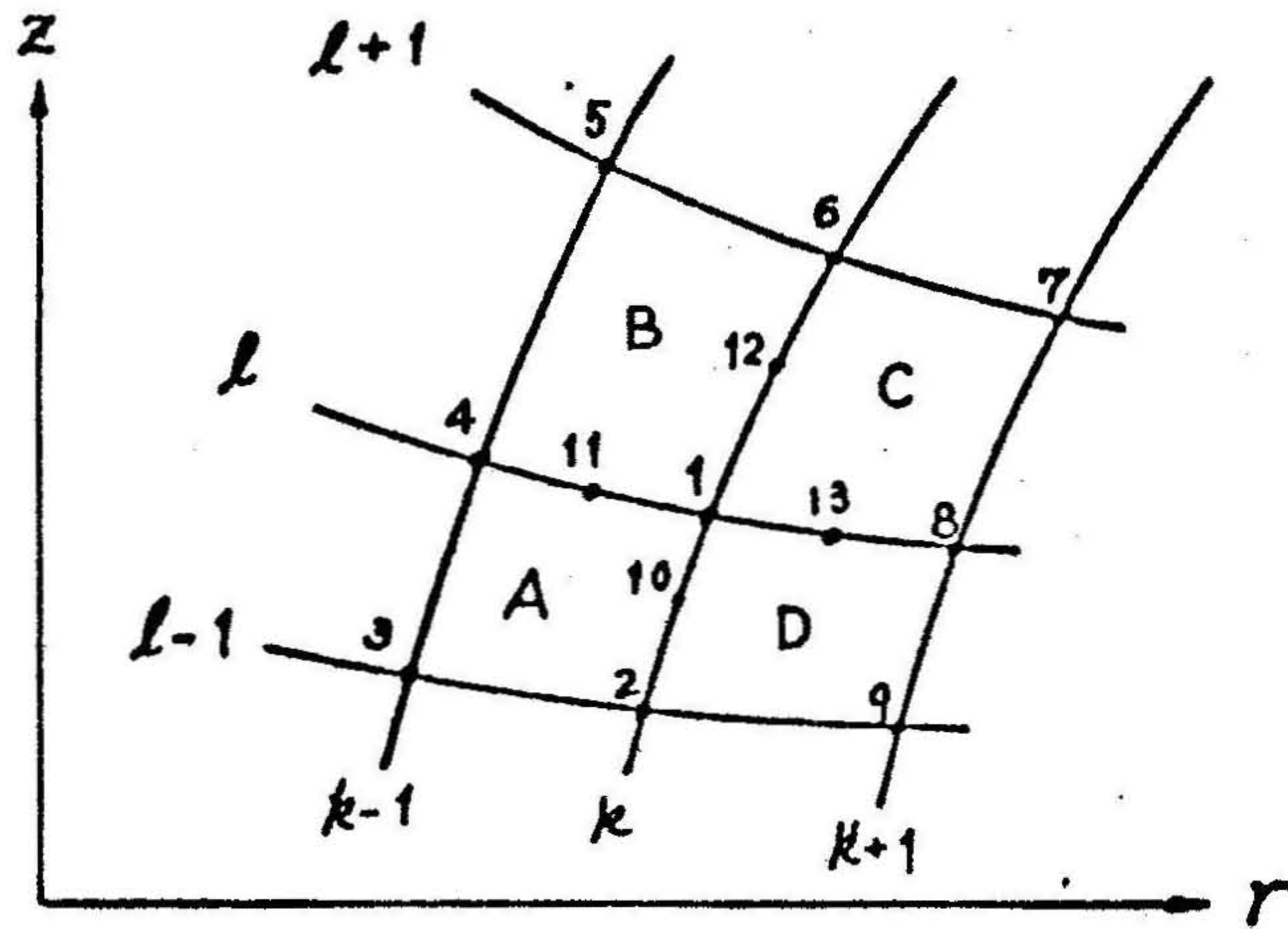
いま、変位加速度の r および z 方向の成分を \dot{u} および \dot{v} とすると、軸対称オイラー座標に対する運動方程式はつぎのようになる。

$$\dot{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p - S_r)}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{2S_r + S_z}{\rho r} \quad (4.5)$$

$$\dot{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (p - S_z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{\tau_{rz}}{\rho r} \quad (4.6)$$

ここに、 ρ は媒質の密度であり、 τ_{rz} はせん断応力を表わす。

つぎに、第4・2図に示すように、解析すべき材料を格子状に要素分割し、それぞれの格子点にラグランジュ座標 (k, θ, l) を対応させる。したがって、この座標は材料の変形などに伴なり移動とともに移動する。すなわち、この座標は材料に固定されておりおのおのの分割された要素は質量が不変であることになる。



第4・2図 差分近似法における格子点のオイラー座標 (r, z) と
ラグランジュ座標 (k, l) の関係

さて、軸対称問題では、一般に応力や変位などはオイラー座標 r, z および時間 t の関数であり、またオイラー座標 r, z はラグランジュ座標 k, l と時間 t との関数であるから、任意の関数を F とすると、

$$\frac{\partial F}{\partial k} = \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial k} + \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial F}{\partial l} = \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial l} + \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} \quad (4.8)$$

となり、これらを解くことによりつぎの関係が得られる。

$$\frac{\partial F}{\partial r} = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial F}{\partial k} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} - \frac{\partial F}{\partial l} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} \right) \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{1}{J} \left(\frac{\partial F}{\partial k} \cdot \frac{\partial r}{\partial l} - \frac{\partial F}{\partial l} \cdot \frac{\partial r}{\partial k} \right) \quad (4.10)$$

ここに、 J は座標変換のヤコビアンであり

$$J = \frac{\partial r}{\partial k} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} - \frac{\partial r}{\partial l} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} \quad (4.11)$$

である。

したがって、オイラー座標系で表わされている運動方程式 (4・5), (4・6) の偏微分の項を (4・9) 式および (4・10) 式を用いてラグランジュ座標系で表わすことができる。その結果はつぎのとおりである。

$$\begin{aligned} \dot{u} = & -\frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial (p - S_r)}{\partial k} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} + \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial (p - S_r)}{\partial l} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} \\ & - \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial k} \cdot \frac{\partial r}{\partial l} + \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial l} \cdot \frac{\partial r}{\partial k} + \frac{2S_r + S_z}{\rho r} \end{aligned} \quad (4 \cdot 12)$$

$$\begin{aligned} \dot{v} = & \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial (p - S_z)}{\partial k} \cdot \frac{\partial r}{\partial l} - \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial (p - S_z)}{\partial l} \cdot \frac{\partial r}{\partial k} \\ & + \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial k} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} - \frac{1}{\rho J} \cdot \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial l} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} + \frac{\tau_{rz}}{\rho r} \end{aligned} \quad (4 \cdot 13)$$

いま、第4・2図に示すように、ラグランジュ座標で区切られた要素内においては応力は一定であると考え、一つの格子点 (たとえば点10 (k, l)) における加速度を差分で表示する方法を述べる。

さて、(4・12) 式および (4・13) 式に含まれている応力に関する偏微分は、互いに隣接する要素の境界線の中央 (たとえば点10 ($k, l - \frac{1}{2}$) や点11 ($k - \frac{1}{2}, l$) など) で定義されるものとする。要素内では応力が一定と考えているから; 第4・2図に示す点10や点12などの点では、 k 微分のみが存在し、 l 微分は常に零であり、逆に点11や点13などの点では l 微分のみが存在し、 k 微分は常に零となる。たとえば、点10における応力 $\sigma (p, S_r, S_z$ および $\tau_{rz})$ についてはつぎの関係が成立する。

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial \sigma}{\partial k} \right]_{k, l - \frac{1}{2}} &= [\sigma]_{k + \frac{1}{2}, l - \frac{1}{2}} - [\sigma]_{k - \frac{1}{2}, l - \frac{1}{2}} \\ &= [\sigma]_D - [\sigma]_A \end{aligned} \quad (4 \cdot 15)$$

$$\left[\frac{\partial \sigma}{\partial l} \right]_{k, l - \frac{1}{2}} = 0 \quad (4 \cdot 16)$$

ただし、 $[\sigma]_A$ 、 $[\sigma]_D$ などは第4・2図に示したA、Dなどのそれぞれの要素内での応力を表わす。

このようにして、応力の k および l に関する偏微分は互いに接している要素内の応力の差で近似することができる。したがって、このような考え方を座標に関する他の微分項に対しても適用すれば、これらの他の微分項も同様にすべて差分近似で表現することができる。

以上のようにすれば、ある時刻 t における材料内のすべての格子点の加速度をそれをかこむ四つの要素内の応力を用いて差分近似で求めることができる。

したがって、微小な時間 Δt の間は、上記の応力状態、いかえれば加速度が保たれていると考えると、時刻 t における各点の加速度を Δt なる微小な時間で積分することによって、容易に時刻 $t + \Delta t$ における各点の変位速度を求めることができ、さらにこの変位速度を Δt なる微小な時間で積分することによって各点の変位を求めることができる。

このようにして、すべての格子点の変位速度および変位が求められると、四つの格子点に囲まれた要素内のひずみ速度を計算することができる。すなわち、体積ひずみ速度を $\dot{\theta}$ 、偏差ひずみ速度を \dot{e}_r 、 \dot{e}_z 、 \dot{e}_θ 、および \dot{e}_{rz} とすると、これらの値はつぎの関係式から求めることができる。

$$\dot{e}_r = \frac{1}{3} \left(2 \cdot \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{u}{r} \right) \quad (4 \cdot 16)$$

$$\dot{e}_z = \frac{1}{3} \left(-\frac{\partial u}{\partial r} + 2 \cdot \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{u}{r} \right) \quad (4 \cdot 17)$$

$$\dot{e}_\theta = -(\dot{e}_r + \dot{e}_z) \quad (4 \cdot 18)$$

$$\dot{\theta} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{u}{r} \quad (4 \cdot 19)$$

これらの式の右辺は、運動方程式の場合と同様に(4・9)式および(4・10)式を利用して差分形式で表現することができる。

つぎに、応力速度は (4・16) 式 ~ (4・19) 式によって得られた値から、つぎのフックの法則を用いて求めることができる。

$$\dot{p} = -K \dot{\theta} \quad (4 \cdot 20)$$

$$\dot{S}_r = 2\mu \dot{e}_r \quad (4 \cdot 21)$$

$$\dot{S}_z = 2\mu \dot{e}_z \quad (4 \cdot 22)$$

$$\dot{S}_\theta = 2\mu \dot{e}_\theta \quad (4 \cdot 23)$$

$$\dot{\tau}_{rz} = 2\mu \dot{e}_{rz} \quad (4 \cdot 24)$$

ただし、 K は媒質の体積弾性率であり、 μ は剛性率である。したがって、これらの式を Δt で積分すれば時刻 $t + \Delta t$ におけるすべての応力が求められ、新しい応力状態が得られることになり、第 4・1 図に示したループを一巡したことになる。したがって、またこの手順を何度も繰り返すことによって順々に各時刻における要素内の応力状態を求めることができる。

なお、本章では、水中での圧力波の伝搬についての解析をとり扱うので、この場合には $S_r, S_z, S_\theta, \tau_{rz}, \dot{e}_r, \dot{e}_z, \dot{e}_\theta$ および \dot{e}_{rz} などはすべて零とおくことができる。

また、(4・20) 式については、水中圧力波の伝搬の解析の場合に最も適当であると思われる別の異った関係式を採用する必要があるが、これについては 3 節 3・3 において述べる。

3. 運動方程式および状態方程式の修正

3・1 概 説

水中を伝搬する圧力波についての数値解析は、2 節で説明した差分近似による波動方程式の解法に、以下に述べる修正を加えることによって行なうことができる。

3・2 運動方程式の修正

一般に粘性を考慮しなければ、流体中での圧力はあらゆる方向に関して一定の

値 (p) であり, (4.2) 式 ~ (4.4) 式における偏差応力 S_r , S_θ , および S_z はすべて零であり, またせん断応力 τ_{rz} も零である。したがって, (4.5) 式および (4.6) 式に示す運動方程式はつぎのようになる。

$$\dot{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (4.25)$$

$$\dot{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (4.26)$$

ただし, ρ は水の密度, \dot{u} , \dot{v} はそれぞれ r , z 方向の粒子加速度である。

また, ラグランジュ座標系で表わした (4.12) 式および (4.13) 式はつぎのようになる。

$$\dot{u} = -\frac{1}{\rho J} \frac{\partial p}{\partial k} \cdot \frac{\partial z}{\partial l} + \frac{1}{\rho J} \frac{\partial p}{\partial l} \cdot \frac{\partial z}{\partial k} \quad (4.27)$$

$$\dot{v} = \frac{1}{\rho J} \frac{\partial p}{\partial k} \cdot \frac{\partial r}{\partial l} - \frac{1}{\rho J} \frac{\partial p}{\partial l} \cdot \frac{\partial r}{\partial k} \quad (4.28)$$

ただし, k, l はラグランジュ座標であり, J は (r, z) 座標から (k, l) 座標への変換のヤコビアンである。

3.3 状態方程式の修正

3.2 で述べたように, 偏差応力やせん断応力は存在しないから, この場合の状態方程式は (4.20) 式 ~ (4.24) 式からつぎの一つの式が得られる。

$$\dot{p} = -K \dot{\theta} \quad (4.29)$$

ただし, \dot{p} および $\dot{\theta}$ は単位時間当りの圧力変化および体積ひずみであり, K は水の体積弾性率である。しかし, (4.29) 式は, 圧力波の圧力の大きさが小さく, 圧力変化と体積ひずみとが比例する範囲では適当であっても, 爆薬の爆発により発生する圧力波のように圧力が大きい場合には, 正確な結果は得られない。すなわち, (4.29) 式をつぎのように変形して圧力 p と比体積 V との関係を求めてみる。すなわち,

$$\Delta p = -K \frac{\Delta V}{V} \quad (4.30)$$

この式を解いて、

$$p - p_0 = K \log \frac{V_0}{V} \quad (4.31)$$

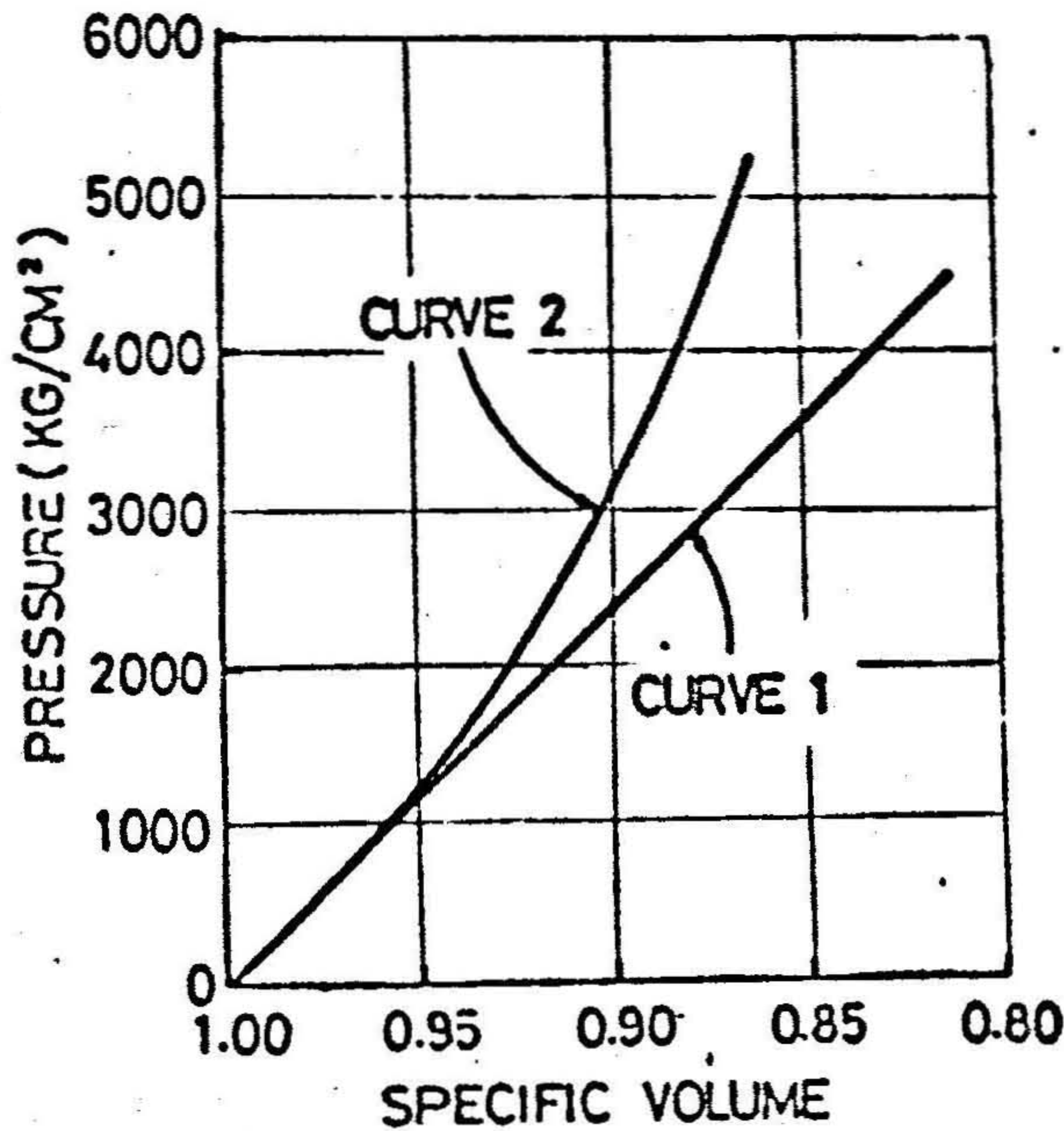
ただし、 $p = p_0$ のとき $V = V_0$ とする。

いま、 $p_0 = 0$ 、 $V_0 = 1$ とすれば、

$$p = -K \log V \quad (4.32)$$

となる。また、 $K = 2.25 \times 10^4 \text{ Kg/cm}^2$ (加圧力が $0 \sim 100 \text{ Kg/cm}^2$ のときの体積弾性率) として p と V との関係を表わすと、第4・3図の曲線1のようになる。

しかし、水の場合、体積弾性率は加圧圧力が大きくなればだんだんと大きくなっ



第4・3図 水(20℃)の圧力と比体積の関係($p \cdot V$ 曲線)
(P.W. Bridgman による)

てゆく傾向が著しいので、加圧圧力が大きい場合には、第4・3図の曲線1の関係を使うことができない。そこで、P.W. Bridgman が行なった水の圧縮率と加圧圧力との関係を求めた実験結果⁴⁾を利用して、圧力の大きさによる体積弾性率の変化を考慮した p と V の関係を求めてみる。

第4・1表 水(20°C)の圧力 p と $\frac{dV}{dp}$ および $\frac{dp}{dV}$ との関係

p (KG/CM ²)	$\frac{dV}{dp}$ ($\frac{CM^2/G}{KG/CM^2}$)	$\frac{dp}{dV}$ ($\frac{KG/CM^2}{CM^3/G}$)
500	453×10^{-7}	2.22×10^4
1000	381 "	2.63 "
1500	336 "	2.98 "
2000	298 "	3.36 "
3000	267 "	3.75 "
4000	223 "	4.48 "
5000	191 "	5.24 "
6000	166 "	6.02 "

(P.W. Bridgman による)

すなわち、第4・1表に示す水の圧縮率(dV/dp) およびその逆数(dp/dV) と圧力 p との関係から最小2乗法により多項式近似を行ない、つぎの関係を得た。すなわち、

$$\frac{dp}{dV} = -(ap + b) \quad (4.33)$$

ただし、

$$\begin{aligned} a &= 0.741 \times 10^7 \left(\frac{\text{dyne/cm}^2}{\text{cm}^3/\text{gr}} \right) / (\text{Kg/cm}^2) \\ &= 7.56 \left(\frac{1}{\text{cm}^3/\text{gr}} \right) \end{aligned}$$

$$b = 0.218 \times 10^{11} \left(\frac{\text{dyne/cm}^2}{\text{cm}^3/\text{gr}} \right)$$

$$= 2.22 \times 10^4 \left(\frac{\text{Kg/cm}^2}{\text{cm}^3/\text{gr}} \right)$$

したがって、(4.33)式を解けば圧力 p と比体積 V の関係を求めることができる。すなわち、

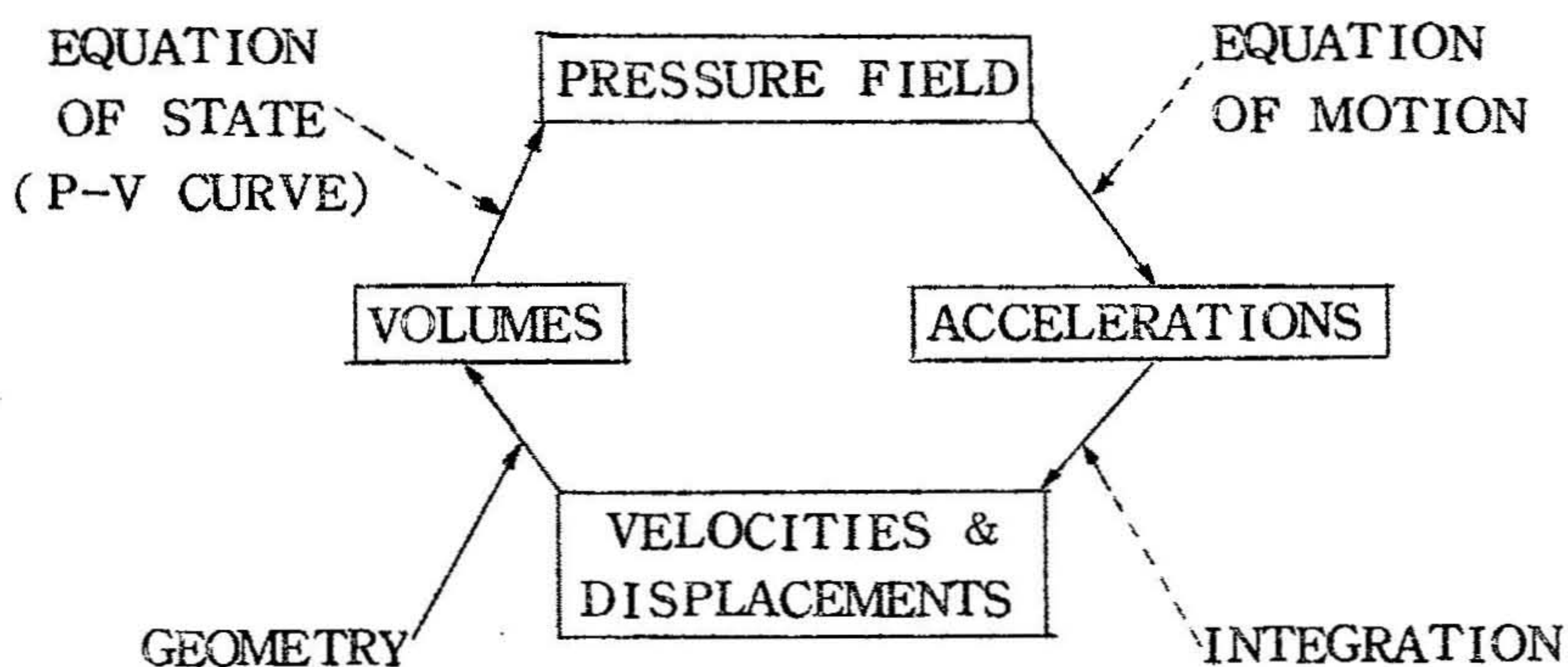
$$p = \frac{1}{a} \left[\exp \{ -a(V - V_0) \} (aP_0 + b) - b \right] \quad (4.34)$$

いま、 $P_0 = 0$ のとき $V_0 = 1$ とすると (4.34)式はつぎのようになる。

$$p = \frac{b}{a} \left[\exp \{ a(1 - V) \} - 1 \right] \quad (4.35)$$

この関係を図示すれば第4.3図の曲線2になる。

第4.3図の二つの曲線を比較すれば明らかなように、圧力 p が小さいときは2本の曲線はだいたい一致しているが、圧力 p が大きくなるにつれて異なっていくことが認められる。このようなことから、本研究においてはより現実的な曲線2の関係を採用した。したがって、(4.20)式～(4.24)式の状態方程式は(4.35)式により置きかえられ、第4.1図は第4.4図のように修正される。



第4.4図 波動方程式の差分近似による数値解法の説明図 (水の場合)

3・4 エネルギー吸収を考慮した場合の補正

第3章で述べたように、球面波の波長が短いときには、波内圧力の減衰は幾何学的理由によるもののほかに、エネルギーが媒質（水）に吸収されるために生ずる減衰も加味され、減衰率は一般に1.0より大きくなる。

しかし、前節（第4章2節）で述べた数値解析では、エネルギー吸収に関する項が入っていないので、減衰率は常に1.0になってしまう。そこで、以下に示すように減衰項 q を導入した。すなわち、(4・25)式および(4・26)式を次のように修正する。

$$\dot{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(p+q)}{\partial r} \quad (4\cdot36)$$

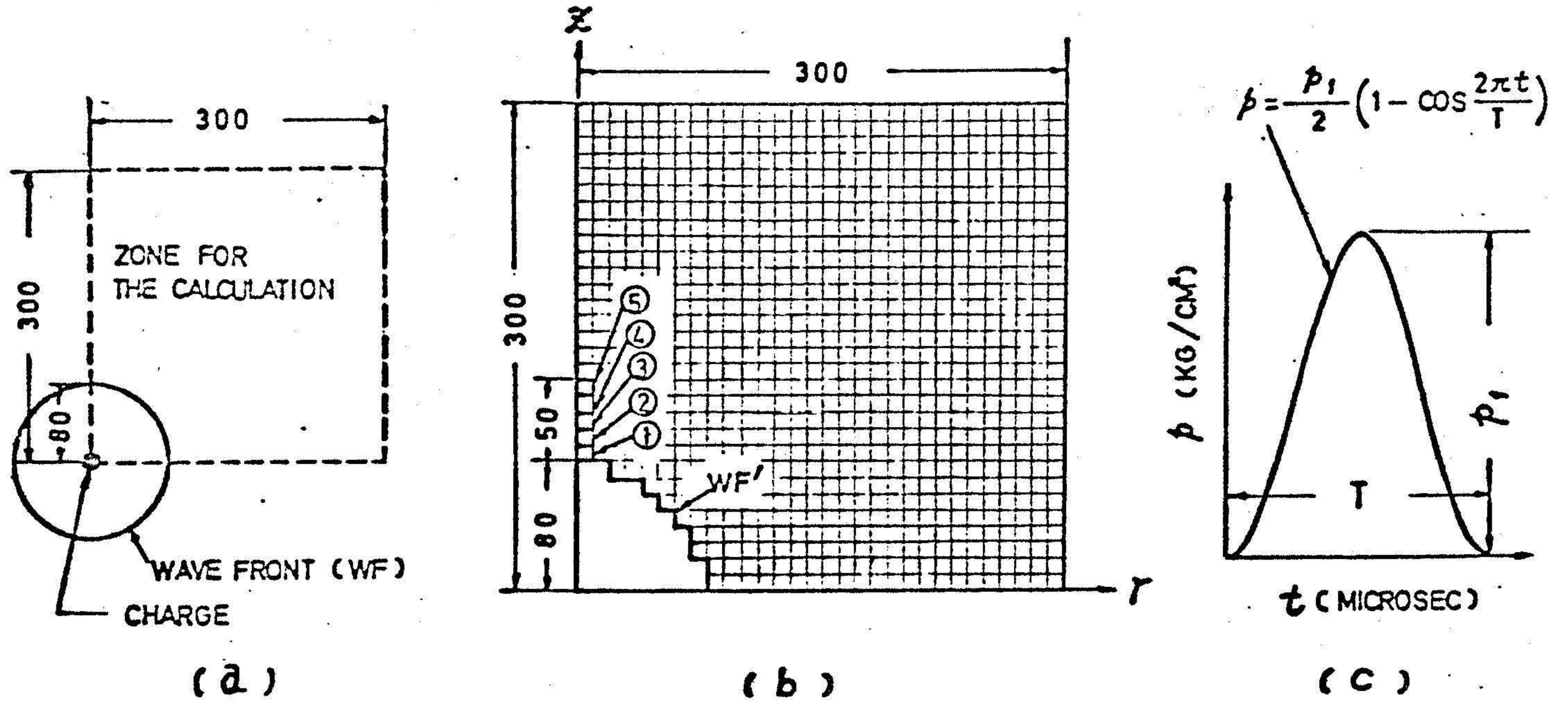
$$\dot{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial(p+q)}{\partial z} \quad (4\cdot37)$$

$$q = Cq \cdot \rho \cdot (\Delta U)^2 \quad (4\cdot38)$$

ただし、 Cq は定数、 ρ は要素の平均密度および ΔU はその要素を囲む節点間の相対速度の平均である。

(4・38)式は一般に Von Neumann のダンピング項⁵⁾といわれているものであって、数値計算上現われてくる無用の振動を少なくするために導入するものであり、 Cq の値を適当に選ぶことによってエネルギー吸収による減衰を考慮した解析ができる。

さて、以上に述べた解法によってシミュレーションを行なった方法について説明する。第4・5図(a)は、無限の広がりをもつ水中での爆薬の爆発に伴なり応力波の波頭面が円 WF で表わされるところに達した状態を表わしたものであるが、点線でかこまれた部分を数値解析ができるようにモデル化して要素分割した図が(b)図であり、折線 WF' を力に関する境界条件を与える境界面とし、ここに(c)図に示すような持続時間 T の単一正弦波パルスを加えた。したがって、(c)図に示す波形を持つ圧力波が(a)図の円 WF に到達した時刻から、その波の伝搬の様相を解析したことになる。



第4・5図 数値計算用モデルの説明図

(a) モデル化の概説図

(c) 境界条件として与える圧力波形

(b) モデル化部分の要素分割図の一例

以上に述べた方法により，要素の一辺の長さ l ，圧力波の立ち上り時間 t_p およびダンピング係数 C_q などの値を種々変化させてシミュレーションを行ない，第2章で述べた実験結果を参照して，それぞれの数値の関係や値などを明らかにした。それらの結果の主なものについて以下に述べる。

要素の形が正方形である場合，第4・4図に表わした計算サイクルのサイクルタイム Δt が一辺の長さの半分 $l/2$ をその媒質の縦波の伝搬速度 C_L で除した値と一致するようにとった場合が，能率よく正確に計算できるように思われる。

また，圧力波形の立ち上り時間 t_p がサイクルタイム Δt の2倍以上になるようにしなければ，計算上現われてくる無用の振動が大きくなり解析結果に誤りが生じるおそれがある。したがって，この解法を用いて波動の解析を行なうにあたって，第4・5図(b)に示すようなモデルを作成する場合，要素の大きさはつぎのようにして求めなければならない。

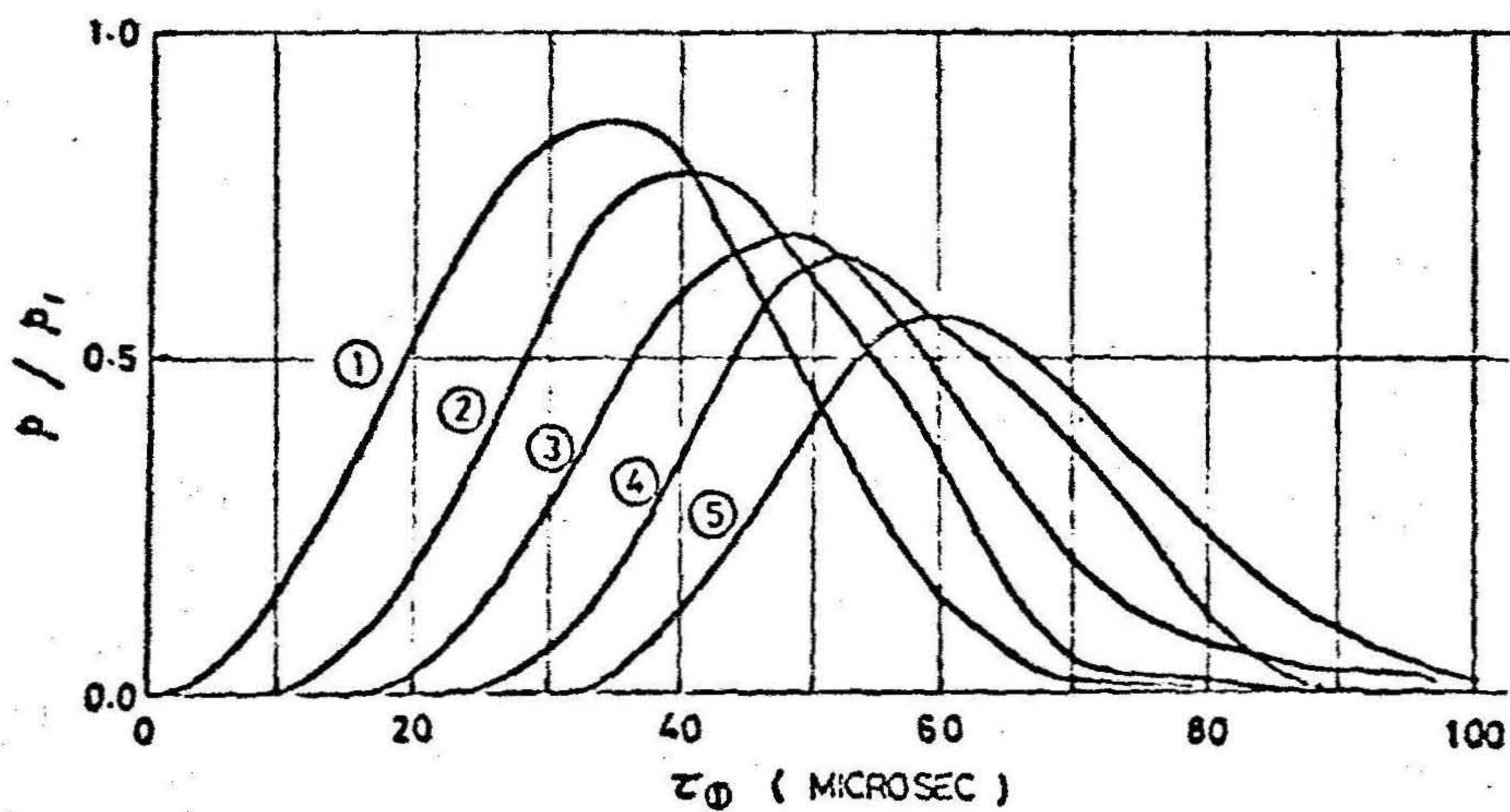
すなわち，まず伝搬する波の波形の立ち上り時間 t_p を求め，その時間の2分の1以下の時間をサイクルタイム Δt とする。さらに，その媒質の縦波の伝搬速度を C_L とすれば，正方形要素の辺の長さ l はつぎの式で求められる。すなわち，

$$\begin{aligned} l &= 2 C_L \cdot \Delta t \\ &= 2 C_L \cdot t_p / n \end{aligned} \quad (4.39)$$

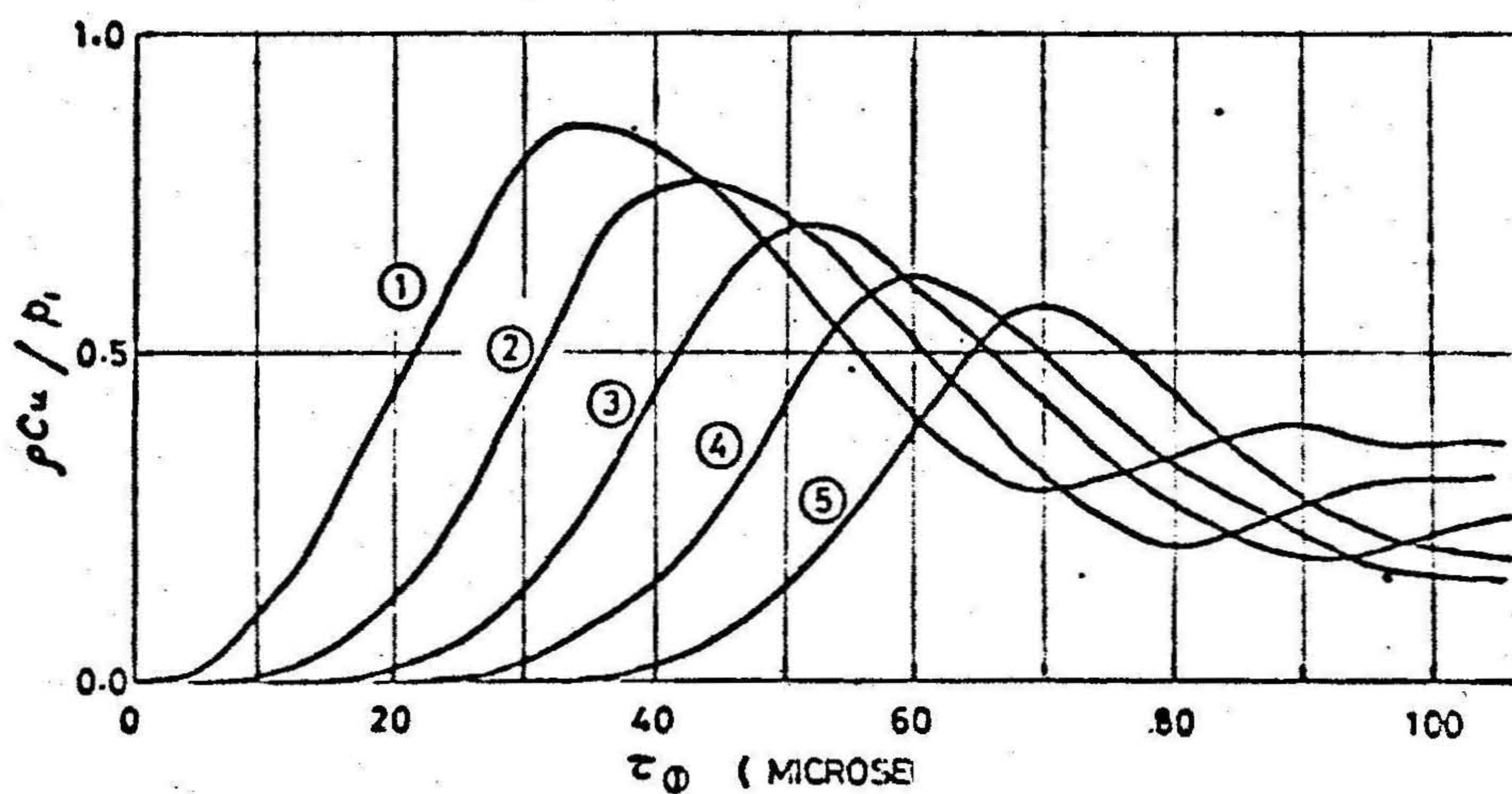
ただし， n は2より大きい数である。なお， Δt は小さい方が，すなわち n が大きい方が計算上現われる無用の振動は現われにくいだが，あまり Δt を小さくすれば， l も同時に小さくなり，全体の大きさが同じモデルで，同じ経過時間の解析をするには，1回の計算サイクルの計算時間が大きくなり，また計算サイクルの数も増すので， Δt を適当な大きさに選ぶことが無駄のない計算をするためにも大切なことである。

つぎに，ダンピング定数 C_q について考察を行なった結果について述べる。第4・6図および第4・7図は，第4・5図に示したモデルを使ったシミュレーション ($l = 1.0 \text{ cm}$, $\Delta t = 3.33 \mu \text{ sec}$, $C_q = 0.0$, $T = 16.7 \mu \text{ sec}$) の結果の一例を示したもので，第4・6図は圧力の時間的变化を表わしており，第4

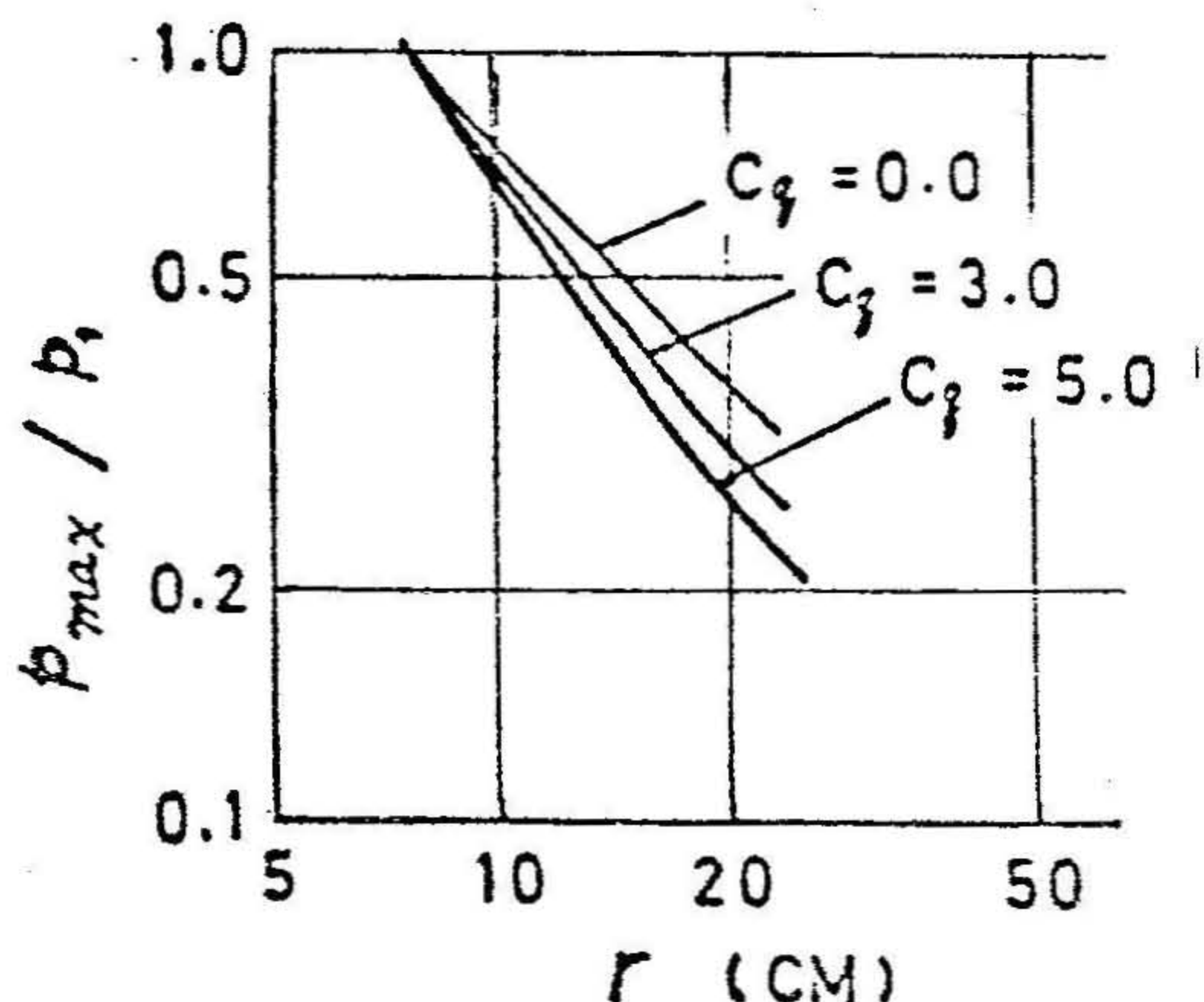
・ 7 図は z 方向の粒子速度の時間的变化を表わしている。なお、これらの図に示されている各曲線は、それぞれの曲線に付した数字が第 4・5 図 (b) における数



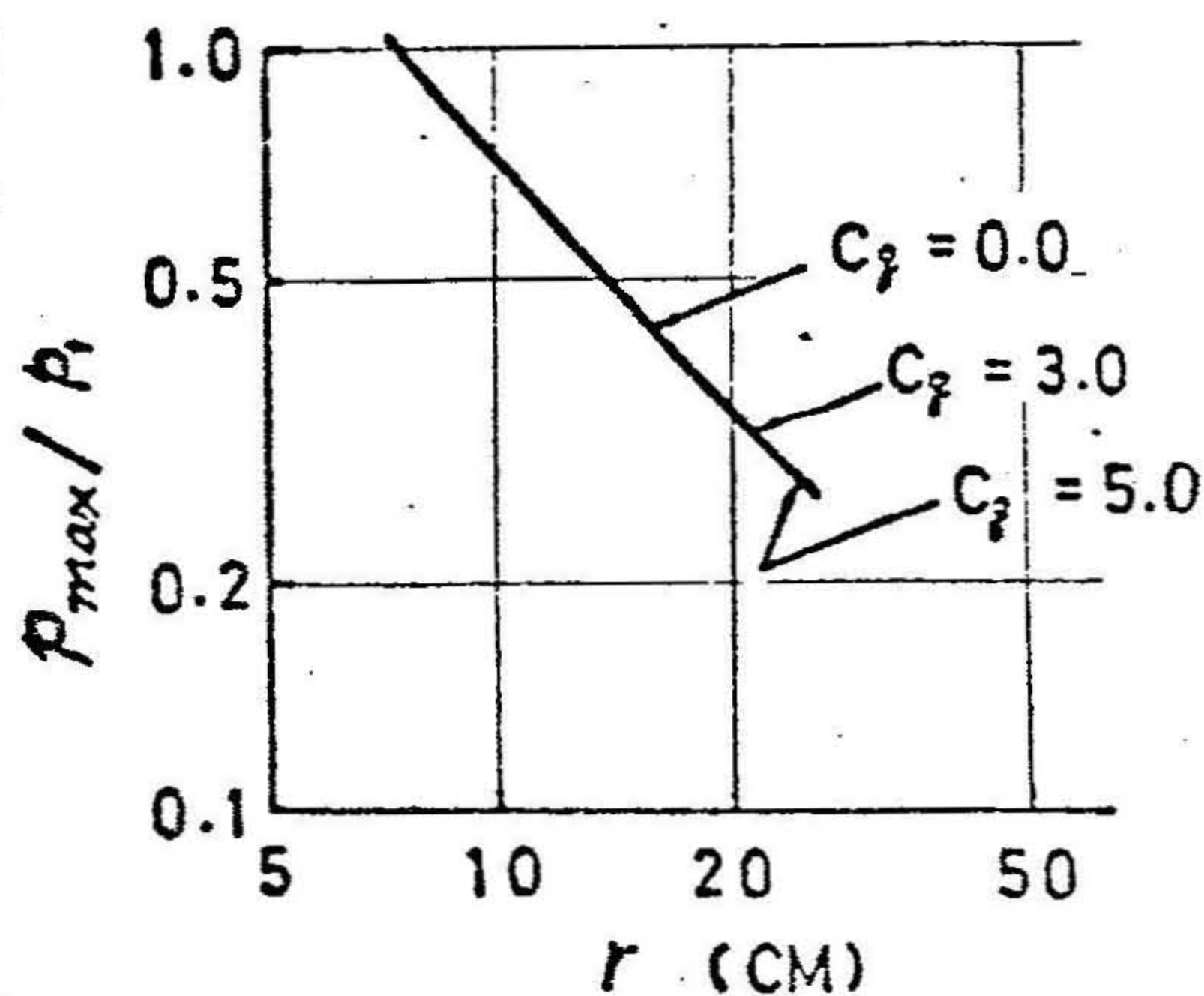
第 4・6 図 第 4・5 図 (b) に示した各点における圧力波形



第 4・7 図 第 4・5 図 (b) に示した各点における粒子速度波形



第4・8図 ピーク圧と爆源からの距離の
関係に及ぼす C_q の値の影響
($T = 16.7 \mu \text{ sec}$)



第4・9図 ピーク圧と爆源からの距離の
関係に及ぼす C_q の値の影響
($T = 66.7 \mu \text{ sec}$)

字に対応した要素および節点での値を示している。これらの図は、第3章で述べた無限媒質中での球面波の伝搬に関する理論解の結果(第3・4図および第3・5図)とよく一致していることがわかる。

さて C_q の値を種々変化させて第4・6図に示すような圧力の時間的变化を求め、そのピーク圧力と爆源からの距離との関係を表わしたものが第4・8図および第4・9図である。第4・8図は、第4・5図(c)に示す波形の持続時間 T が $16.7 \mu \text{ sec}$ の場合の結果を示したもので、第4・9図は T が $66.7 \mu \text{ sec}$ の場合の結果を表わしている。これらの図から明らかのように、 T が短いほど C_q の影響は大きく現われていることがわかる。また、第4・8図と第2章で述べた水中圧力波の圧力値の減衰に関する実験結果を表わした第2・8図とを比較すれば、水中圧力波の減

衰に対しては $Cq = 5.0$ が最も適当な値であると思われるので、今後の計算にはこの値を用いることにした。

4. 結 言

本章では、差分近似による波動方程式の数値解法に適当な修正を施せば水中を伝搬する圧力波の解析にも役立つことを明らかにした。本章で述べた事柄を要約すれば、つぎのとおりである。

- (1) 水の状態方程式としては、圧力値の高い圧力波が伝搬する場合には(4・35)式を使用するのが適当であると考えられる。
- (2) 波長のごく短い圧力波が伝搬する際に、水中にエネルギーが吸収されることによって生じる減衰を考慮するためには Von Neumann のダンピング項を導入すればよいことを明らかにした。

参 考 文 献

- 1) G.Maenchen and S.Sack : Methods in Computational Physics, vol. 3, p.181, Accademic Press, 1963
- 2) M.L.Wilkins : Methods in Computational Physics, vol. 3, p.211. Accademic Press, 1963
- 3) 文献 1)
- 4) P.W.Bridgman : Proceedings of the American Accademy of Arts and Sciences, vol. 48, p.309, 1912
- 5) J.VonNeumann and R.D.Richtmyer : J.Applied Phys., vol.21, p.232, 1950

第 5 章 モルタルブロックまたはコンクリート ブロックと水との境界面近傍における 圧力波の伝搬に関する基礎的研究

1. 緒 言

一般に異なる媒質の境界面を通る応力波の伝搬に関する研究は、小振幅の場合は音響学や地震学の領域において広くなされている。¹⁾ また爆薬の爆発による振幅の大きな応力波の場合についても、モアレひずみ計を使用し高速度撮影によって材質の異なる2種の合成樹脂の境界面を通過する応力波の応力状態を観測した結果が報告されている。²⁾

しかし、水中から他の媒質への応力波の伝搬、また逆に他の媒質から水中への応力波の伝搬に関する研究はあまり見当たらない。しかしながら、これらに関する現象をよく把握しておくことは、水中での爆破作業、とくに構造物の近傍における爆破作業の場合には重要なことであると思われる。

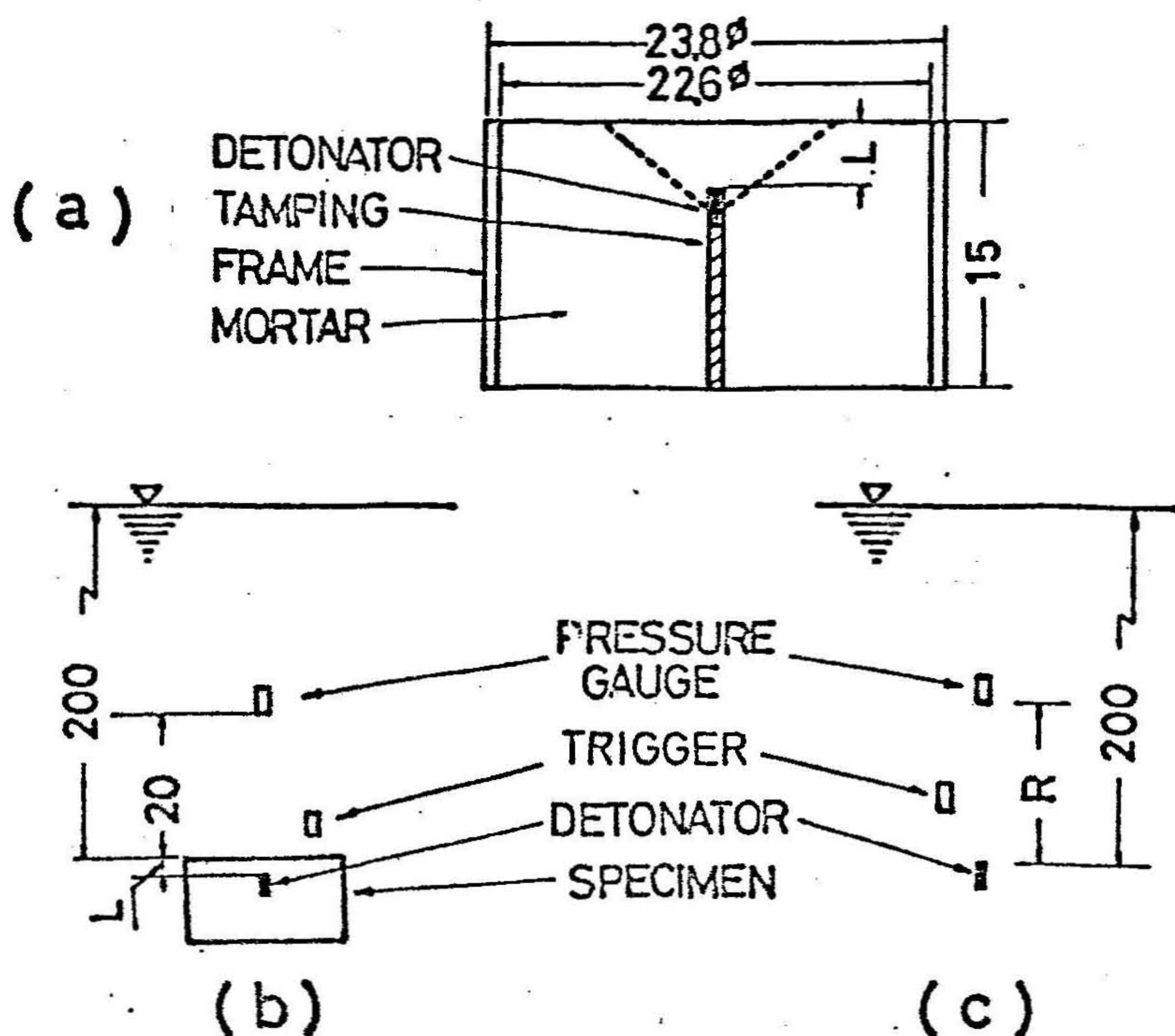
そこで本章においては、上に述べた条件を満す実験を行ない、その結果について検討を加え、応力波の伝搬の様相を明らかにしたので、その結果について述べる。

なお、2節ではモルタルブロックから水中への応力波の伝搬について述べ、3節では水中からコンクリートブロックへの応力波の伝搬について述べる。

2. モルタルブロックから水中への圧力波の伝搬

2・1 実験方法

第5・1図(a)に示すように、モルタルブロックの自由面近くに3号電気雷管を埋め込み、その爆発によって自由面にクレータが生成するようにした。この際、自由面と電気雷管の先端までの距離すなわち最小抵抗線 L の長さが約2cmから約6cmの間で変化させて以下に述べる種々の測定を行なった。なお、ブロックを構



第5・1図 測定方法の説明図

- (a) 供試体の断面図
- (b) 一自由面爆破における水中圧力波の測定
- (c) 水中における水中圧力波の測定

第5・1表 供試体を構成しているモルタルブロックの諸性質

密度	1.92 g/cm ³
圧縮強度	325 Kg/cm ²
引張強度*	24 Kg/cm ²
縦波伝搬速度**	2920 m/sec
横波伝搬速度**	1870 m/sec

* 圧裂試験による

** パルス法測定による

成しているモルタルの物理的および機械的性質は第5・1表に示すとおりである。

このモルタルブロックを第5・1図(b)に示すように水深約2mの水中に沈め、自由面から20cmはなれたところに圧力変換器を設置し、モルタルブロックの爆破の際に水中に投射されてくる圧力波の様相を観測した。また、第5・1図(c)に示すように、水中で3号電気雷管を爆発させたときの圧力も測定して、内部装薬爆破により水中に投射される圧力波が水中装薬の場合に比べてどの程度小さくなるかを比較するための資料とした。

2・2 圧力変換器について

この実験に用いた圧力変換器はダイヤフラム式のものであり、水中の圧力に応じてダイヤフラムがひずむことにより、ダイヤフラムの裏面に貼りつけられた半導体ピエゾ素子に抵抗変化が生じる。この変化を電氣的に計測することにより圧力の大きさを測定することができるものである。この変換器の特徴は、チタン酸バリウムなどの圧電型変換器とちがって、静的較正を容易に行なうことができ、第5・2図に示すように測定回路が比較的簡単なことである。しかし変換器の固有振動数はあまり大きくないので、高い周波数の現象についてその絶対値を正確に測定するには適当な補正を施す必要がある。

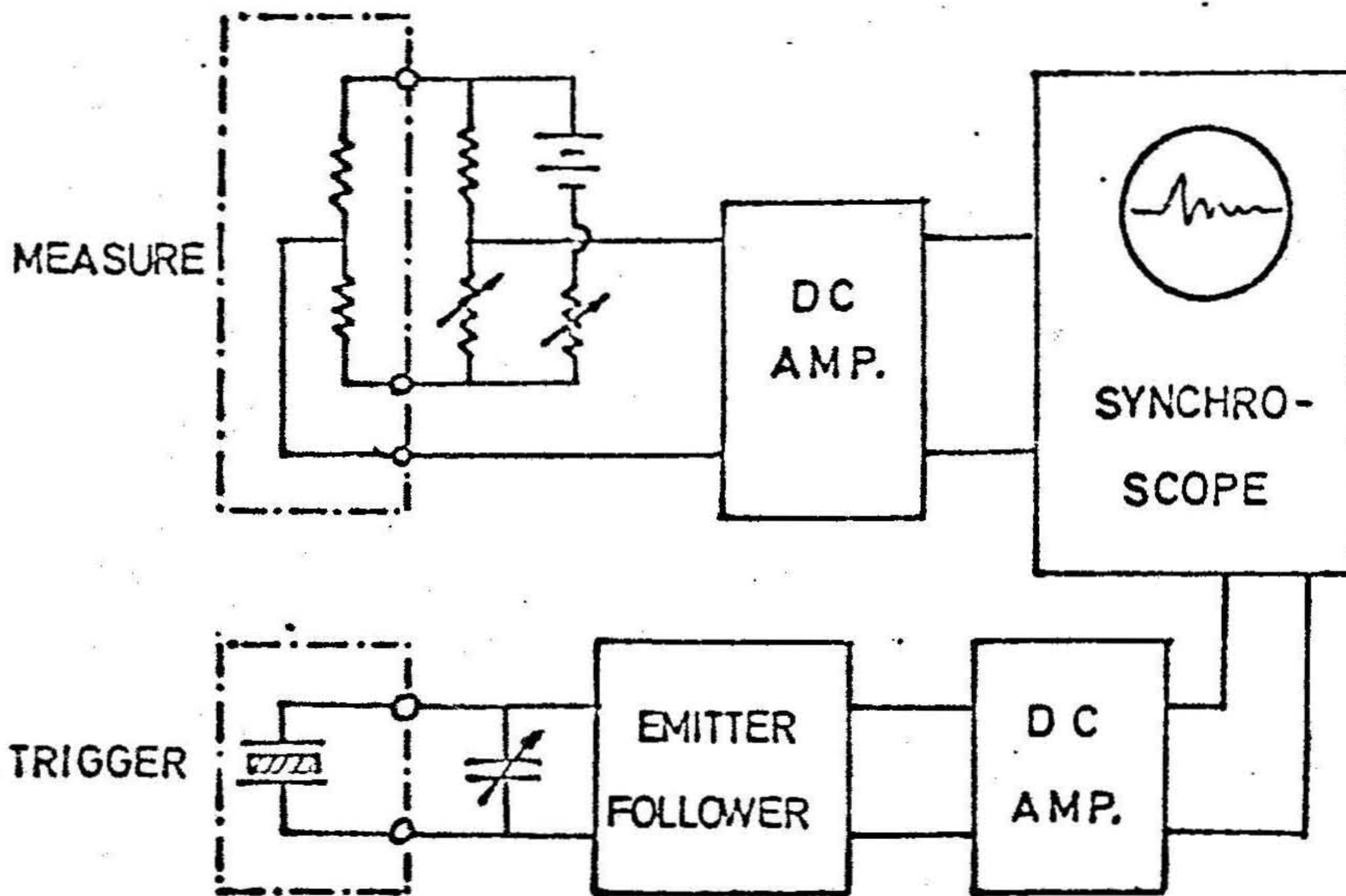
この実験で用いた変換器の固有振動数は150 KHz以上であるが、一方、予備実験から測定すべき現象は約20~50 KHz程度であることがわかっており、また、きびしい条件ではあるが測定すべき現象の波形はほとんど変化せず一定で、その大きさのみが変化するものと考えられるので、種々の条件下で測定された現象の相対的な関係を検討するには充分であると考えられる。

なお変換器は、圧力の測定範囲が100Kg/cm²までのものと、500Kg/cm²までのものの2種類を使用し、条件によって使いわけた。

2・3 測定回路について

この変換器を用いて行なった実験の測定回路を第5・2図に示す。なお、シン

クロスコープの単掃引起動用信号は第5・1図(b), (c)に示したトリガ用圧力変換器から得られる信号を用いた。



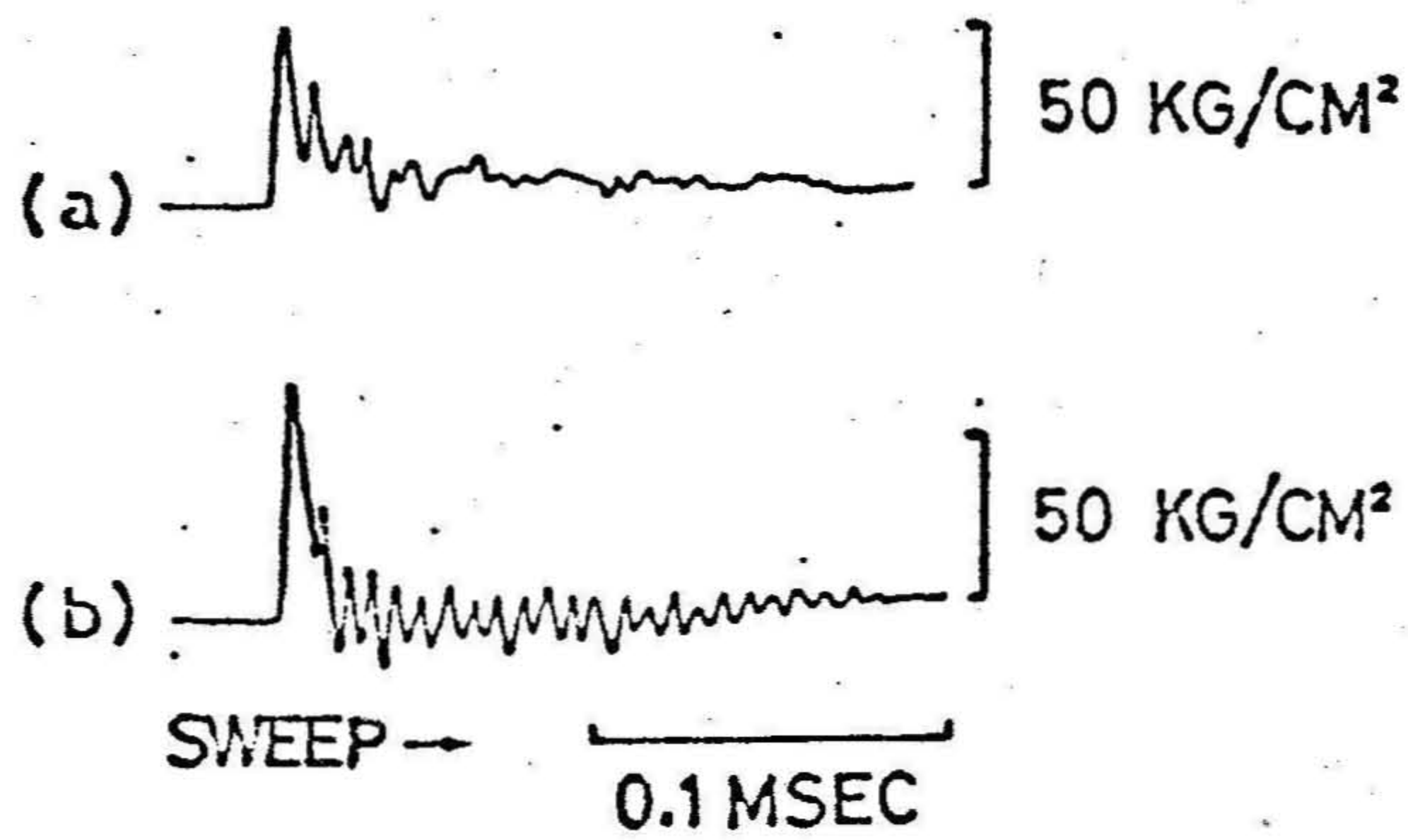
第5・2図 測定回路のブロックダイヤグラム

2・4 実験結果および考察

測定記録の一例を第5・3図に示す。第5・3図(a)は、モルタルブロックを3号電気雷管で爆破したときに水中に伝搬した圧力波をブロックの自由面から20 cmのところまで測定した記録であり、この図は最小抵抗線が45 cmのときの一例である。

また、第5・3図(b)は3号電気雷管のみを水中で爆発させたときに水中に伝搬した圧力波を測定した記録であり、この図は電気雷管と圧力変換器との距離が60 cmの場合の一例である。これらの記録を整理して得られた結果を第5・4図に示す。

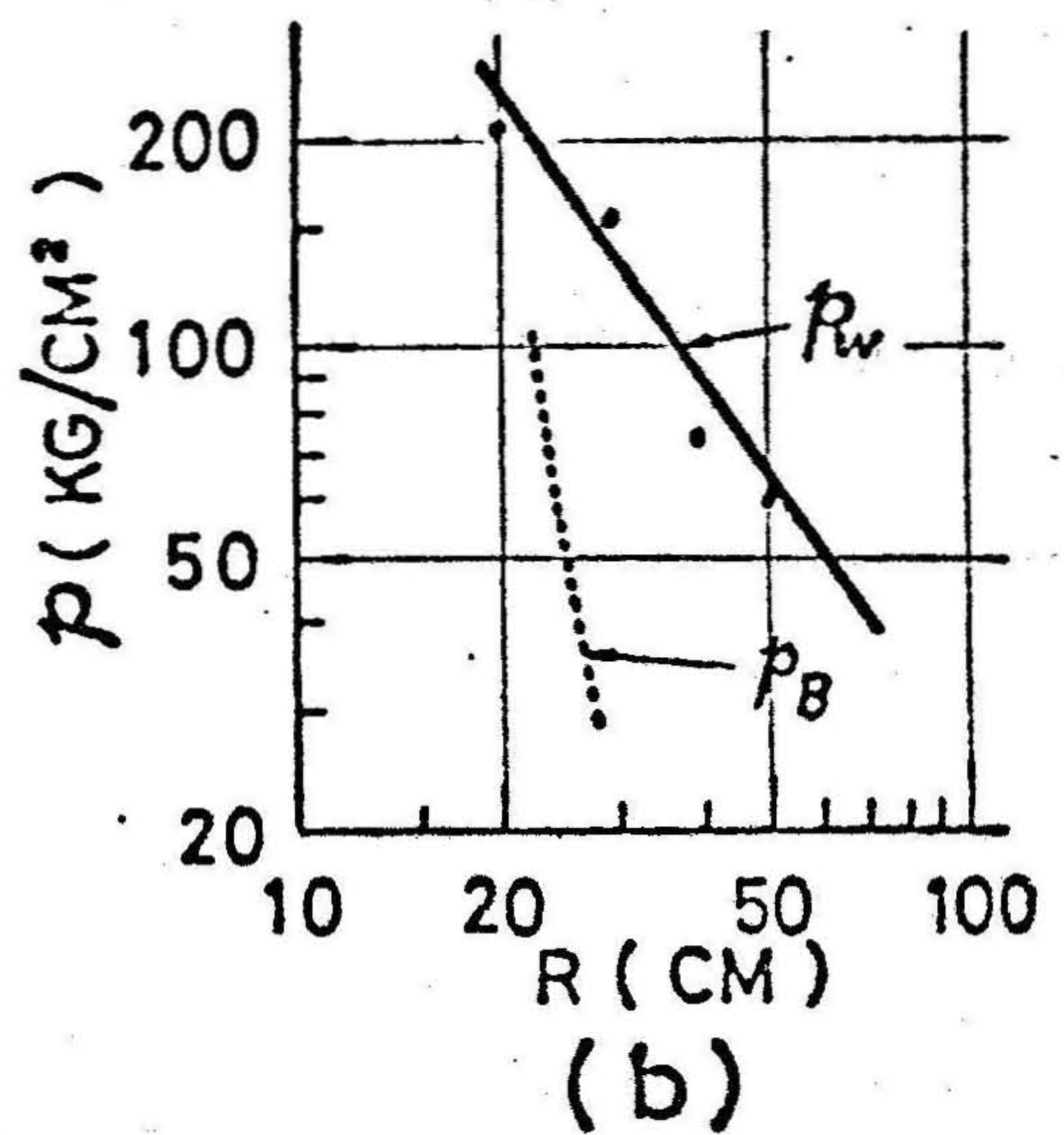
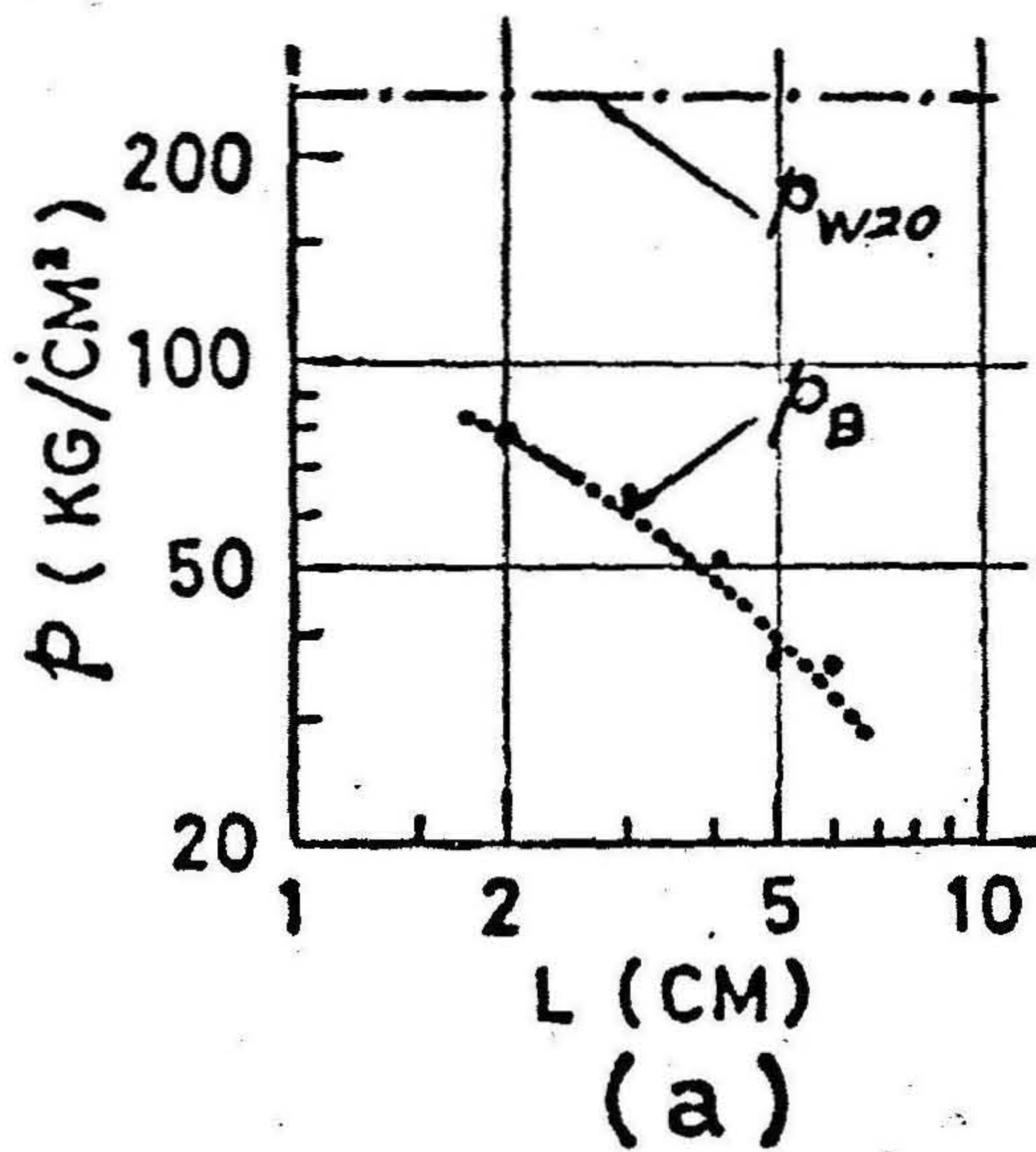
第5・4図(a)に示した点線は、内部装薬爆破の場合に水中に投射された圧力波をブロックから20 cmはなれたところで測定した波形について、そのピーク値 P_B



第 5 ・ 3 図 測定記録の一例

(a) 一自由面爆破の場合 ($L = 4.5 \text{ cm}$)

(b) 水中爆破の場合 ($R = 60 \text{ cm}$)



第 5 ・ 4 図 測定結果 (p_B …一自由面爆破, p_w …水中爆破)

(a) 最小抵抗線 L とピーク圧力 p との関係

(b) 爆源からの距離 R とピーク圧力 p との関係

と最小抵抗線の長さ L との関係を両対数グラフ上に表わしたものである。

なお、同図に示した鎖線は、3号電気雷管を水中で爆発させた場合の爆源から20 cmはなれた位置での圧力波のピーク値 p_{W20} を表示したものであり、最小抵抗線が小さくなるにつれて点線の曲線はこの値に限りなく近づくはずである。

また、第5・4図(b)は、水中で3号電気雷管を爆発させた場合の爆源からの距離 R と、それらの位置における圧力波のピーク値 p_W との関係を両対数グラフ上に実線で表わし、さらに点線は、内部装薬爆破の場合の爆源からの距離($R=L+20$)とそれらの位置での圧力波のピーク値 p_B との関係を示したものである。

この図において同じ R に対する p_B と p_W との値を比較してみると、明らかに p_B は p_W より小さく、最小抵抗線 L が大きくなれば急激にその差が広がっていく傾向がある。このことから、水中に投射される圧力波だけについていえば、同じ薬量であれば内部装薬爆破の方がはるかに他の構築物などに与える影響は少ないということがいえる。

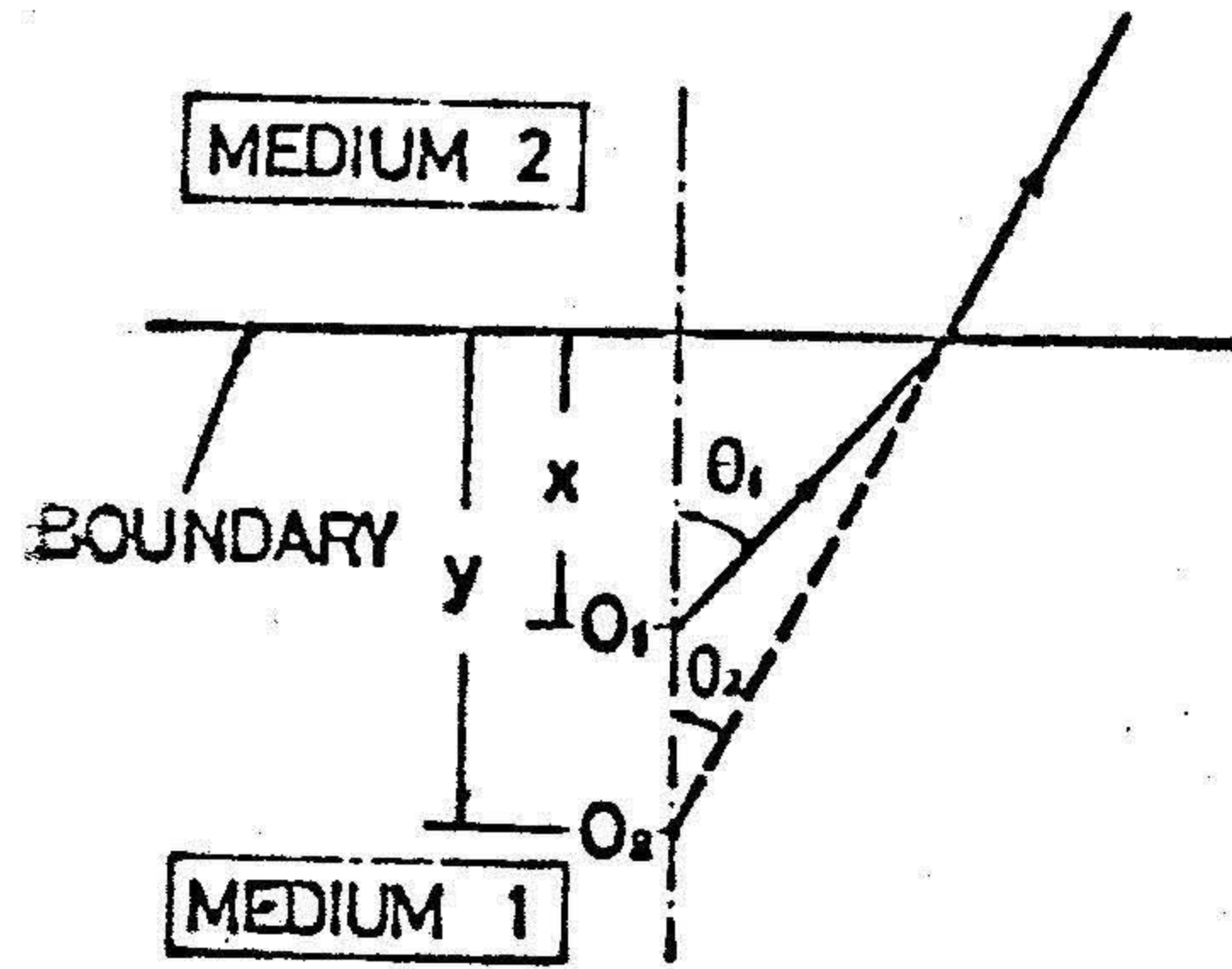
いま、以下に述べる仮定のもとに、第5・4図からモルタルブロックの中を伝搬する応力波の減衰率を求め、モルタルブロックと水との境界面に入射する応力波と、水中に透過される圧力波の値と最小抵抗線 L との関係を求めてみる。

仮定 1 水中を伝搬する圧力波の距離による減衰率は一定であるとする。

仮定 2 モルタルブロック中を伝搬する応力波の距離による減衰率は一定であるとする。

仮定 3 電気雷管の爆轟時には、それに接している部分の水は高圧になるので音響インピーダンスが大きくなり、モルタルブロックのそれと同じ大きさになるものとする。すなわち、電気雷管の爆轟時には、それに接している水およびモルタル内には同じ大きさの圧力が伝えられるものとする。

さて、一般に二つの異なった媒質の境界面を球面波が通過する場合、第5・5図に示すように O_1 を発生源として進んできた球面波は境界面を通過すると波頭は球面ではなくなり、波面の曲率は場所によって異なってきて、波面上のおのおの



第 5・5 図 境界面を通過する応力波の伝搬の様相についての説明図

の点にあたかもそれらの点の曲率中心を発生源とする波の如き挙動を示す。いま、 O_1 から角度 θ_1 の方向へ進んできた波面が境界面を過ぎると、あたかも O_2 を発生源とするかのように角度 θ_2 の方向へ進むものとする、図に示した x と y との関係および θ_1 と θ_2 との関係はつぎのようになる。³⁾

$$x \tan \theta_1 = y \tan \theta_2 \quad (5 \cdot 1)$$

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{C_{L1}}{C_{L2}} \quad (5 \cdot 2)$$

ただし、 C_{L1} および C_{L2} は媒質1および媒質2の中での縦波の伝搬速度である。

(5・1)式および(5・2)式から次の関係が得られる。

$$y = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1}}{\sqrt{1 - \sin^2 \theta_1}} \quad (5 \cdot 3)$$

$$\text{ただし、} \quad n = C_{L1} / C_{L2} \quad (5 \cdot 4)$$

したがって、 O_1 から境界面に垂直に進む波、すなわち $\theta_1 = 0$ の方向へ進む波については、境界面通過後のあたかも発生源であるとみなしうる点の y の値を y_0 とすると、 y_0 はつぎのようになる。

$$y_0 = \lim_{\theta \rightarrow 0} y = n x \quad (5 \cdot 5)$$

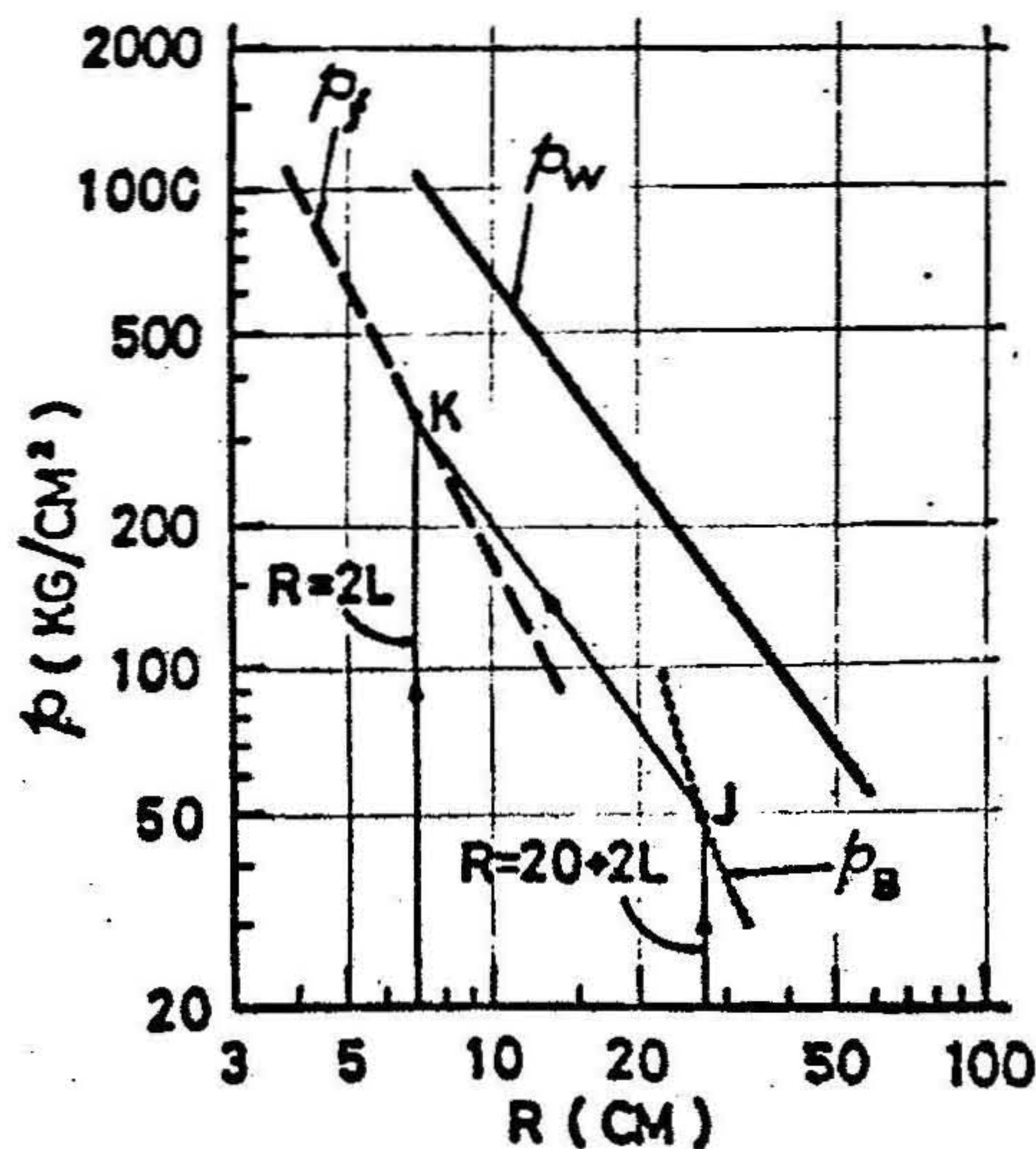
いま、媒質1をモルタルブロック、媒質2を水とすれば、 $C_{L2} \approx 1500 \text{m/sec}$,

および $C_{L1} \approx 3000 \text{ m/sec}$ であるから (5・4) 式より $n \approx 2$ となる。したがって、(5・5) 式より $x = L$ とすれば、

$$y_0 \approx 2L \quad (5 \cdot 6)$$

となる。すなわち、最小抵抗線 L の場合について自由面から 20 cm 離れた位置で測定したピーク圧は、あたかも水中にある爆源からの距離 R が $20 + 2L$ の位置でのピーク圧を測定したことになる。したがって、この値から水の減衰率を考慮して爆源からの距離 $R = 2L$ のところでのピーク圧、すなわち、モルタルブロックの自由面上で水中に伝搬されるピーク圧を推定することができる。

すなわち、第5・6図の点線で示した曲線 p_B は、上に述べたことを考慮して、ピーク圧の測定値と仮想爆源からの距離 ($R = 20 + 2L$) との関係を表わしたものであるが、この曲線と、水中での減衰率を示す曲線すなわち第5・6図の爆源からの距離とピーク圧の関係を表わした実線 p_W の勾配から、モルタルブロッ



第5・6図 モルタルブロック内を伝搬する応力波の減衰率を求める方法の説明図

クの自由面上で水中に伝搬されるピーク圧すなわち透過波のピーク圧 p_f を推定することができる。いま、最小抵抗線が L の場合についてその方法を説明すると、第5・6図の点線で表わした曲線 p_B と $R=20+2L$ なる直線との交点 J から実線 p_W と平行な直線を引き、その直線と、 $R=2L$ なる直線とが交わる点 K の圧力値が求める値 p_f である。

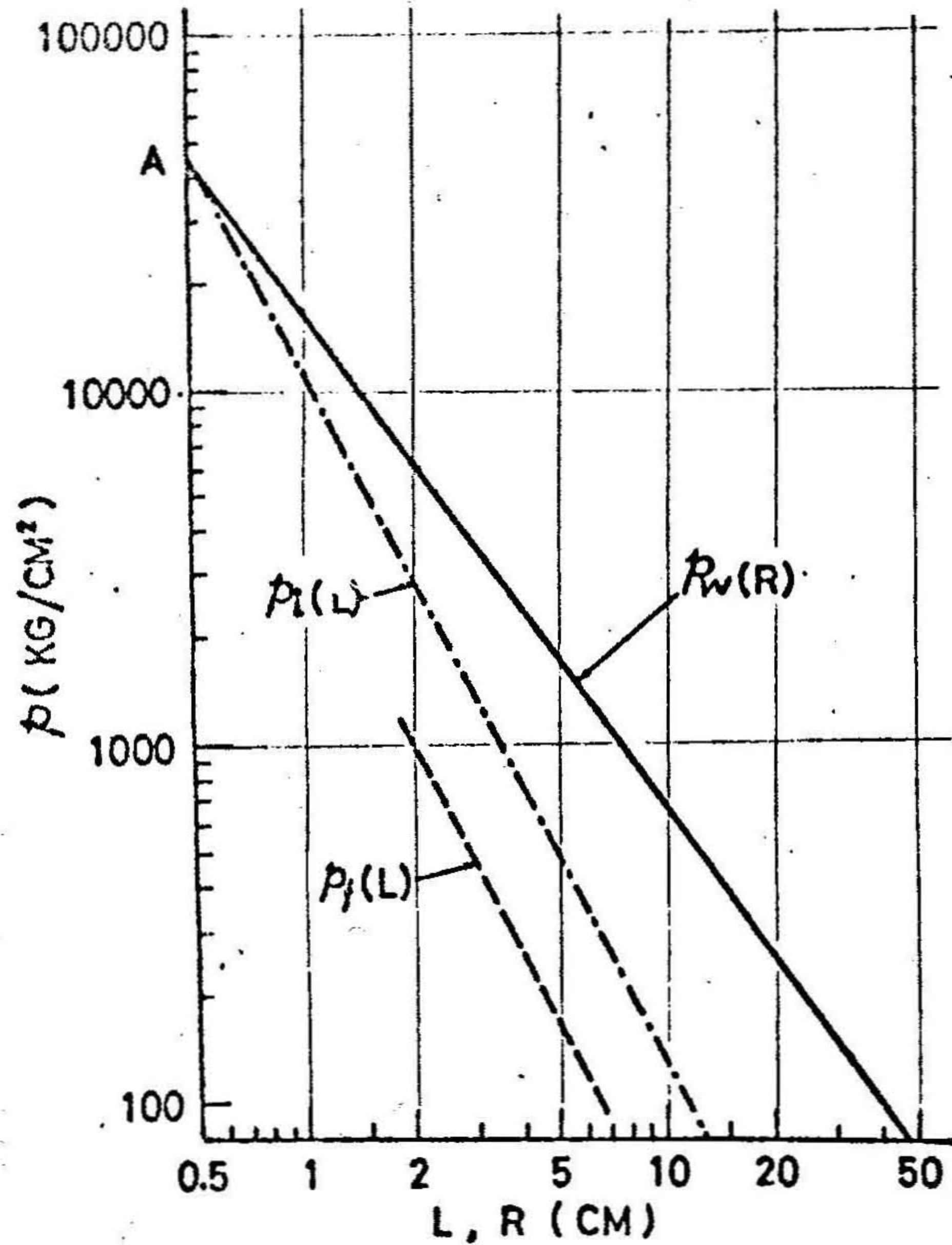
このようにして求めた圧力値と最小抵抗線 L との関係を図5・7の破線 $p_f(L)$ で表わす。したがって、この破線の勾配はモルタルブロック中を伝搬する応力波の減衰率を表わしていることになる。この図からその値は約1.9であることがわかる。

つぎに、このモルタルブロック中を伝搬する応力波の減衰率を用いて、自由面でのモルタルブロック側の入射波のピーク圧 p_i を推定してみる。

この考察の最初に述べたように、水中の場合もモルタルブロックの場合も電気雷管の壁面ではその圧力値は等しいものと仮定している。いま、電気雷管の壁面を $R=0.5$ cm とすれば、第5・7図に示すように、水中での爆源からの距離 R とピーク圧との関係を表わす実線 $p_W(R)$ と $R=0.5$ なる直線の交点 A から電気雷管の壁面でのピーク圧は約45,000気圧であるものと推測される。したがって、モルタルブロック内においても $L=0.5$ cm においては同じ圧力が伝えられると考えているから、爆源からの距離 L とピーク圧との関係を表わすグラフは、この A 点を通り勾配がモルタルの減衰率と等しい直線によって表わされることになる。第5・7図の鎖線 $p_i(L)$ はこの直線を表わしており、とりもなおさずこの直線は最小抵抗線 L と自由面への入射波のピーク圧 p_i の関係を表わすことになる。

この図より p_f と p_i の比の値を求めてみると約0.36となる。一方、音響理論によれば、密度が ρ_1 、応力波の伝搬速度が C_{L1} である媒質1から、密度が ρ_2 、応力波の伝搬速度が C_{L2} である媒質2へ応力波が入射するとき、媒質2へ透過してゆく応力波の圧力 p_f と入射応力波の圧力 p_i との関係は

$$\left(\frac{p_f}{p_i} \right)_{th} = \frac{2\rho_2 C_{L2}}{\rho_1 C_{L1} + \rho_2 C_{L2}} \quad (5 \cdot 7)$$



第5・7図 一自由面爆破の場合のモルタル・ブロック表面における入射波のピーク圧力(p_i)または透過波のピーク圧力(p_f)と最小抵抗線(L)との関係および水中爆発の場合のピーク圧力(p_w)と爆源からの距離(R)との関係

で与えられることが知られている。⁴⁾ そこでいま、モルタルブロックを媒質1に水を媒質2と考え、それぞれの媒質の密度およびそれらの媒質中での応力波の伝搬速度をそれぞれ $\rho_1 = 1.92 \text{ g/cm}^3$, $C_{L1} = 2920 \text{ m/sec}$, $\rho_2 = 1.0 \text{ g/cm}^3$, $C_{L2} = 1500 \text{ m/sec}$ として、上記の(5・7)式により $(p_f/p_i)_{th}$ の値を求めてみると約0.4となる。このように、実験結果から得られた p_f/p_i

の値と音響理論から算出したその値とはほぼ等しい。

したがって、内部装薬爆破の場合は、自由面に入射する応力波と、水中に透過される圧力波の関係はほぼ音響理論を満す関係にあることが実験的に確められ、すでに述べた仮定にあまり大きな誤りがなかったことが確められた。

3 水中からコンクリートブロックへの圧力波の伝搬

3・1 実験方法

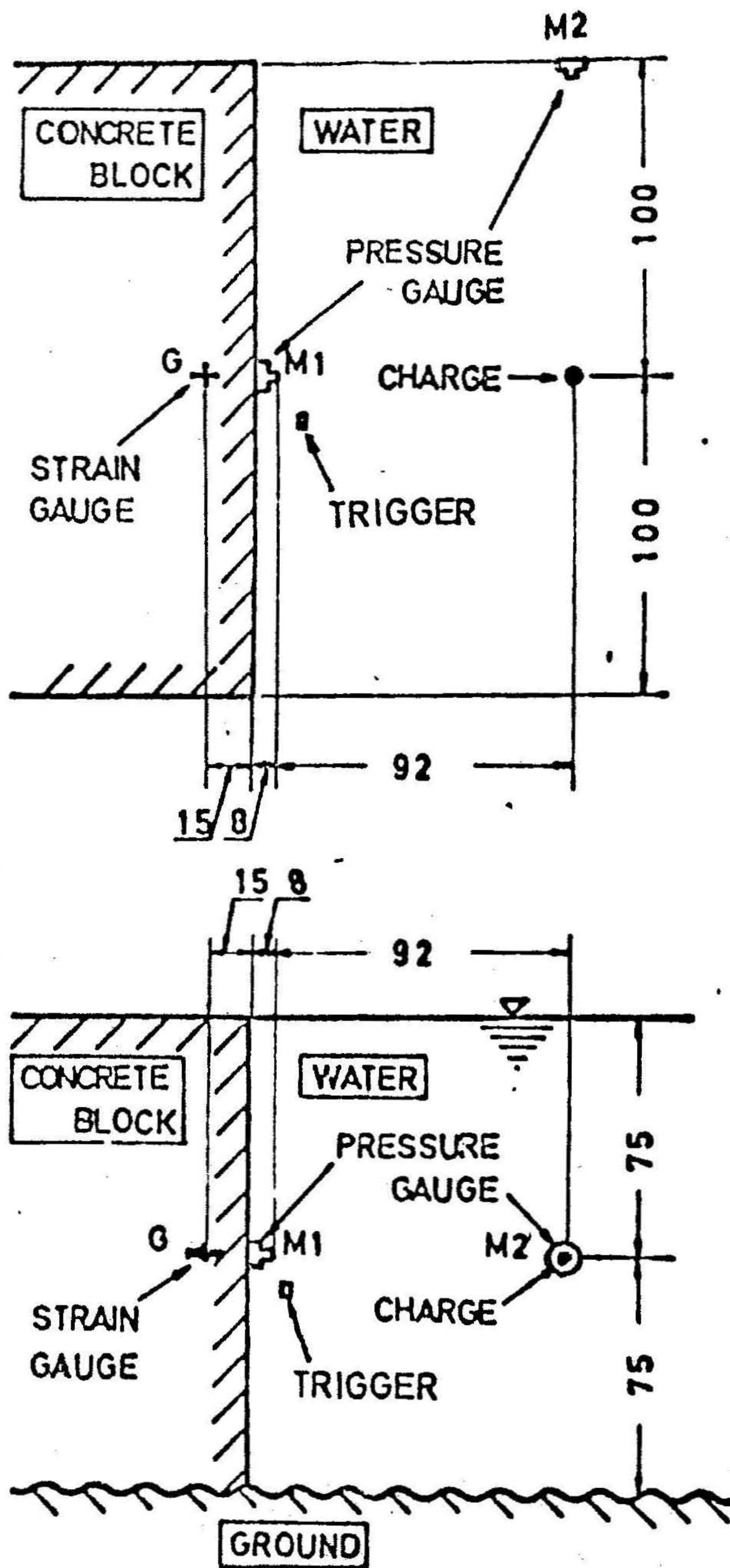
水中に打設したコンクリートブロックの近くの水中で各種の爆薬を爆発させ、その際に伝搬される圧力波をコンクリートブロックの壁面近傍の水中で測定するとともに、さらにコンクリートブロック内に透過した応力波によるひずみ波形をコンクリートブロックに埋設したひずみゲージによって測定した。

すなわち、第5・8図に示すように、コンクリートブロック壁面から1 mはなれたところに爆源をおき、コンクリートブロック壁面のごく近くに圧力変換器 M_1 を設置して、この場所における圧力 p_1 を測定した。

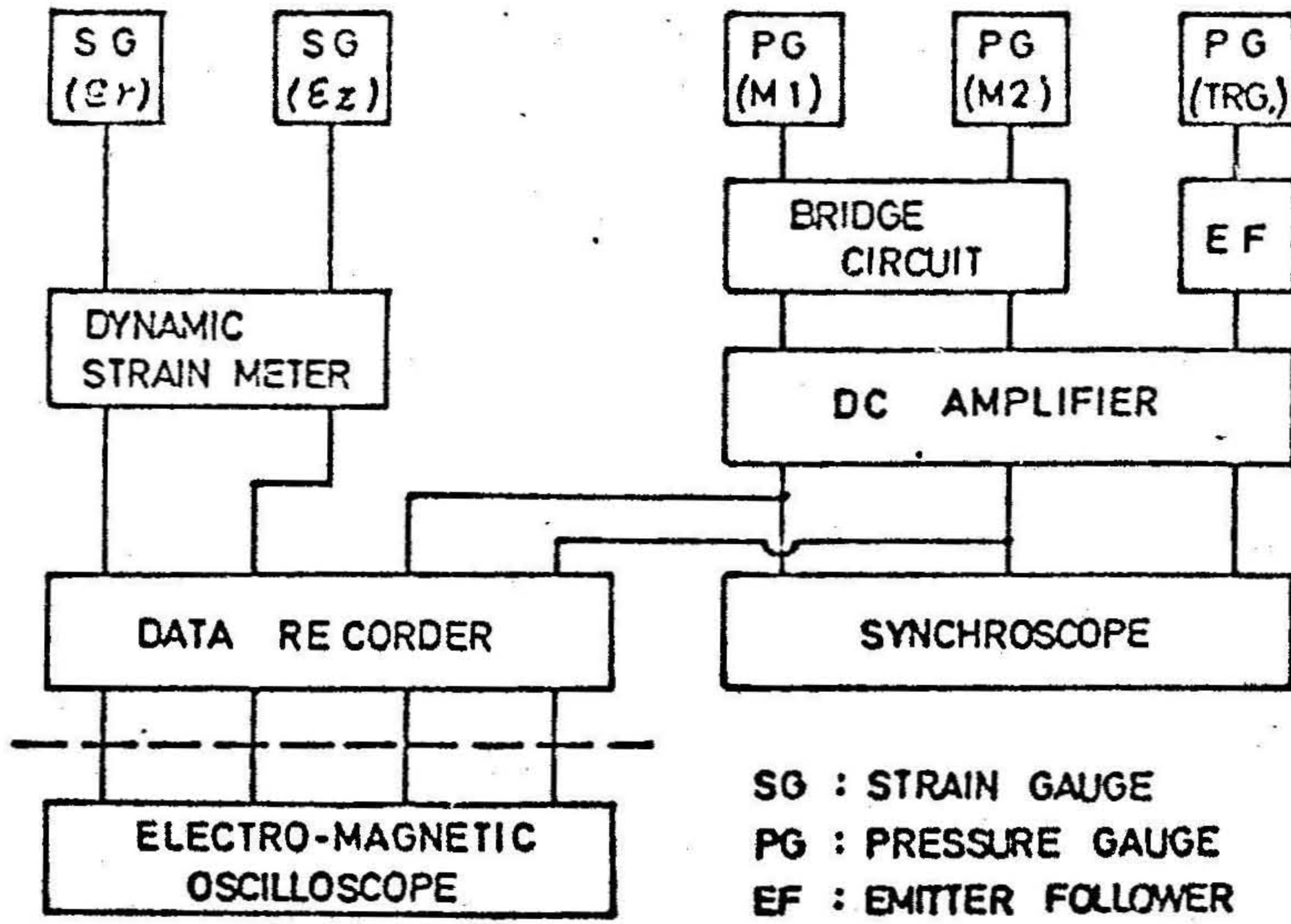
また、爆源から1 mはなれた壁面の影響のないと考えられるところにも圧力変換器 M_2 を設置して、この場所での圧力 p_2 を測定して p_1 との比較に供した。さらに、コンクリート内のひずみを測定するためにコンクリートブロックの壁面の近くに壁面と平行に適当な深さの円孔をあけ、その中に二つの円柱状のモルタルコアの間に2方向型ひずみゲージ(クロスゲージ)をはさみ込んで接着剤でかためた埋込み型ひずみゲージを挿入し、モルタルを流し込んで固定させた。なお、ひずみゲージの方向はクロスゲージの一つは、ゲージ位置の G と M_1 を結ぶ方向のひずみ ε_z を、もう一つは、それと垂直で水平方向のひずみ ε_r を測定できるように埋設した。これらの測定回路のブロック図を第5・9図に示す。

3・2 実験結果および考察

得られた記録の一例を第5・10図に示す。これはデータレコーダの再生出力を電磁オシログラフにより記録したものであり、図の上から順に p_1 、 p_2 、 ε_z

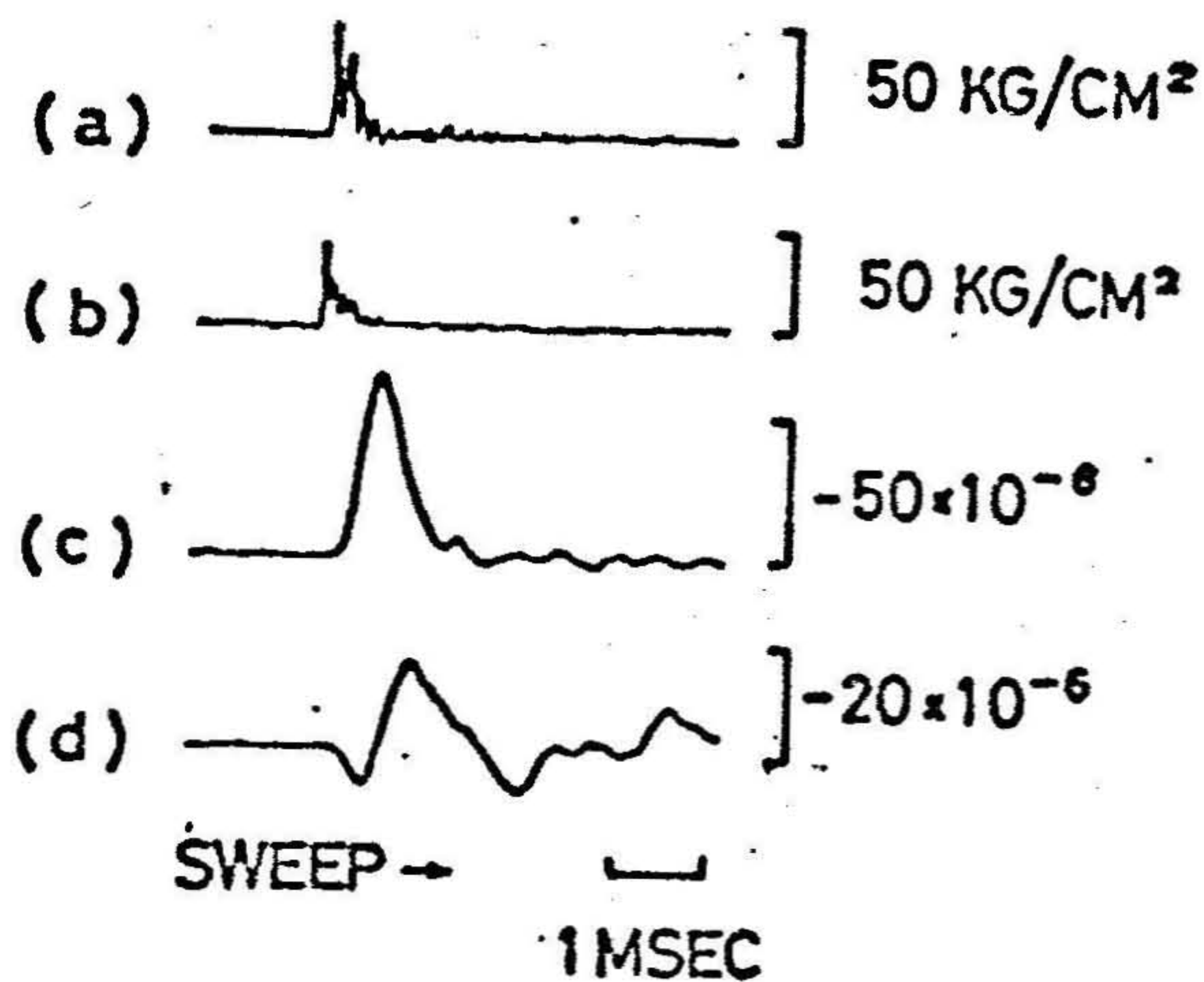


第5・8図 測定現場の概略図



第5・9図 測定回路のブロックダイヤグラム

および ϵ_r の記録を示す。この図から壁面近くの圧力波形すなわち p_1 にはピークが二つあるが、最初のピークは入射波のものであり、第2のピークは反射波によるものである。したがって、入射波と反射波の関係を調べるには、これらのピーク



第5・10図

測定記録の一例

(無煙火薬40g)

(a) M_1 における圧力波形

(p_1)

(b) M_2 における圧力波形

(p_2)

(c) G におけるひずみ波形

(ϵ_z)

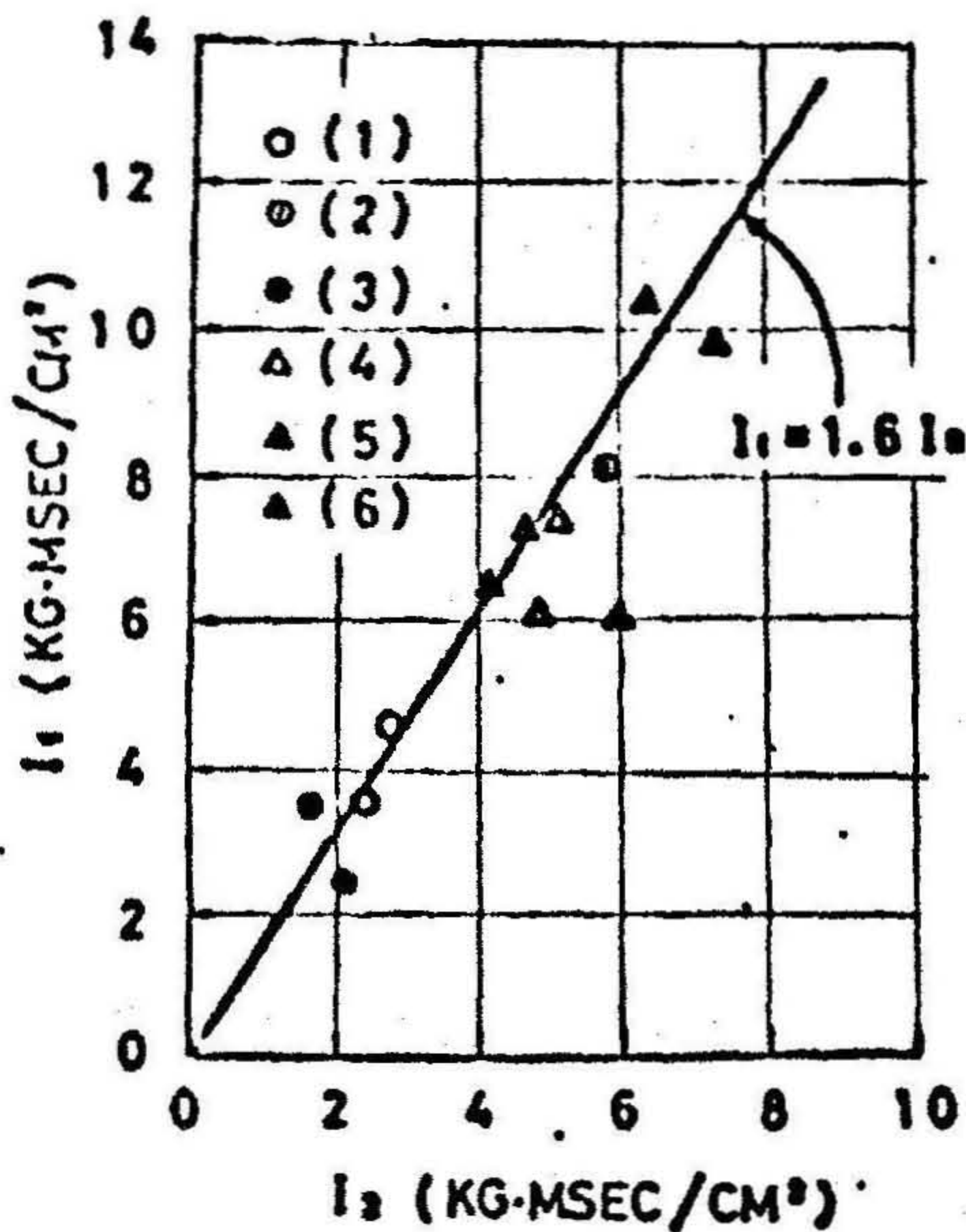
(d) G におけるひずみ波形

(ϵ_r)

値を比較すればよいことになるが、第2のピーク値は入射波に重畳しているし、ピークの先端もかなり鈍っているので、正確には比較しにくい。そこで、入射波と同じ波形を示すものと考えられる M_2 の圧力変換器で測定した圧力波形と M_1 で測定した圧力波形の力積を比較することにした。なお、一般に圧力波形 $p(t)$ の力積 I はつぎのように表わされる⁵⁾

$$I = \int_0^{\infty} p(t) dt \quad (5 \cdot 8)$$

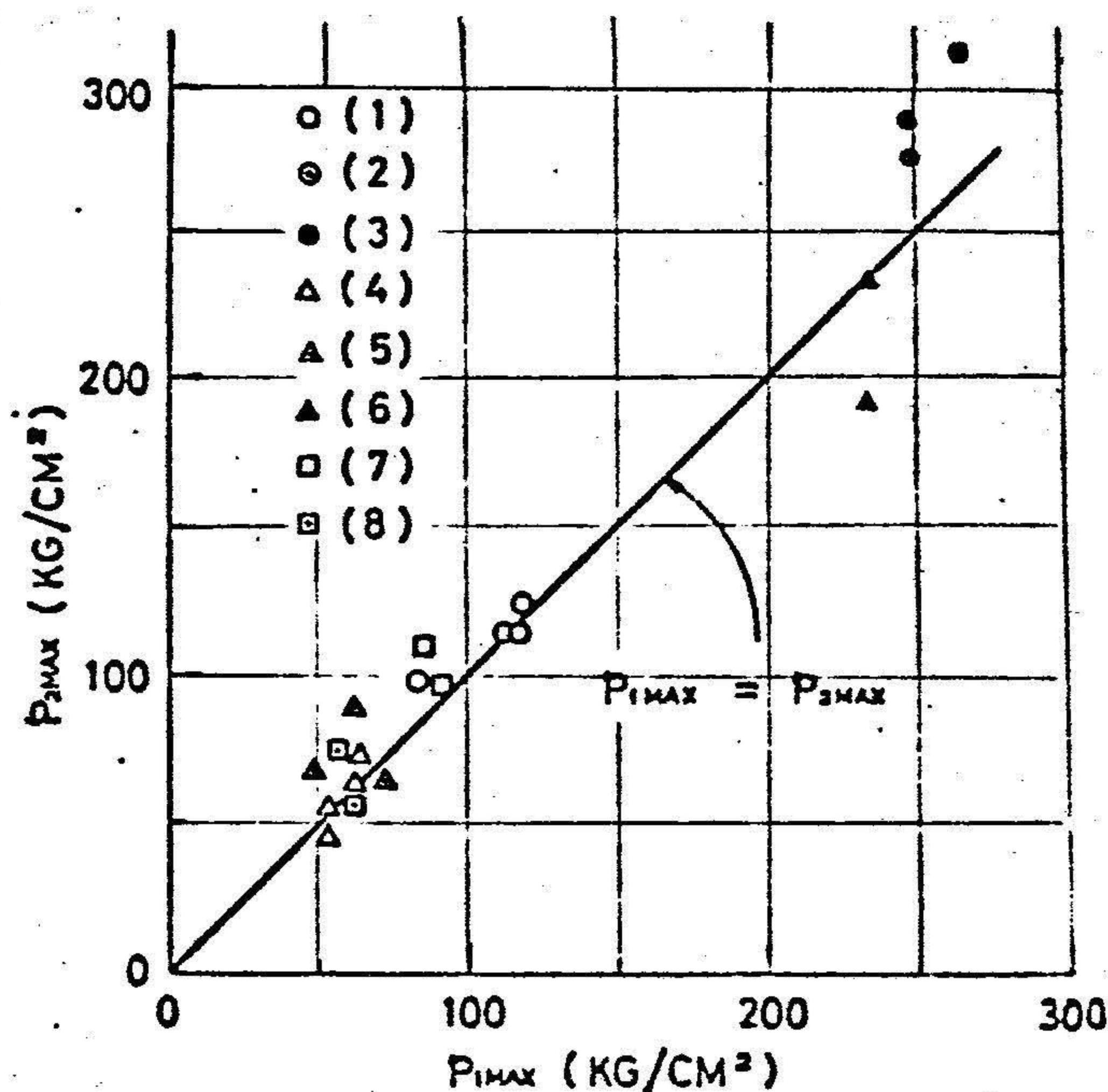
さて、第5・11図は M_1 および M_2 で測定した圧力波形の力積 I_1 および I_2 の関係を表わしたものであり、第5・12図は、 M_1 で測定した圧力波形の最初のピーク圧力 p_{1max} すなわちコンクリート壁への入射波のピーク圧力と、 M_2 で測定した圧力波形のピーク圧力 p_{2max} との関係を表わしたものである。これらの図から明らかのように、 p_{1max} と p_{2max} はほぼ等しいと考えるので、 M_2 で測定された圧力波形は、コンクリート壁へ入射する圧力波形を示すものと考えることができる。また、 M_1 で測定された圧力波形の力積 I_1 は、入射波の力積 I_i と反射波の力積 I_r との



- (1) 桐ダイナマイト 10 g
- (2) 桐ダイナマイト 40 g
- (3) ペンスリット 7 g
- (4) 黒色火薬 40 g
- (5) コンクリート破砕薬 40 g
- (6) 無煙火薬 40 g

第5・11図 M_1 における力積 I_1 と M_2 における力積 I_2 との関係

和であり，これは透過波の力積 I_f に等しい。したがって，第5・11図は入射波の力積と，透過波の力積の関係を示しているものと考えることができる。



第5・12図 M_1 におけるピーク圧力 p_{1max} と M_2 におけるピーク圧力 p_{2max} との関係

- | | |
|-------------------|--------------------|
| (1) 桐ダイナマイト 10g | (2) 桐ダイナマイト 40g |
| (3) ペンスリット 7g | (4) 黒色火薬 40g |
| (5) コンクリート破碎薬 40g | (6) 無煙火薬 40g |
| (7) 6号電気雷管のみ | (8) 6号電気雷管(ビニール筒内) |

さて，一般に音響インピーダンスが R_1 なる媒質1から音響インピーダンスが R_2 なる媒質2へ圧力波が境界面に垂直に伝搬してゆくとき，入射波の力積を I_i とすれば，反射波の力積 I_r および透過波の力積 I_f はつぎのように表わされる。

$$I_r = \frac{R_2 - R_1}{R_2 + R_1} I_i \quad (5 \cdot 9)$$

$$I_f = I_r + I_i = \frac{2R_2}{R_2 + R_1} I_i \quad (5 \cdot 10)$$

ただし、 R_1 および R_2 はそれぞれ媒質1および媒質2の音響インピーダンスである。いま、(5・10)式において、水を媒質1、コンクリートブロックを媒質2と考える、それぞれの媒質の密度およびそれらの媒質中での応力波または圧力波の伝搬速度の値には前述の値を用いることにすれば、

$$R_1 / R_2 = 0.25 \quad (5 \cdot 11)$$

となるから

$$I_f = 1.6 I_i \quad (5 \cdot 12)$$

となる。この関係を示したのが第5・11図における実線である。この図から、実験で得られた入射波と透過波の関係は、音響理論から得られたそれらの関係とほぼ一致することがわかる。したがって、水中爆発による圧力波の反射および透過などの現象は、ここで述べた実験による圧力の大きさのレベルでは、音響理論を満たすということが実験的に確められた。

つぎにひずみ記録について考察してみよう。第5・10図に示したのは無煙火薬40gを爆発させた場合のひずみ記録であるが、この一例をみれば明らかなように、ひずみ波形は水中での圧力波形よりかなり滑らかになっており、持続時間も長く記録されているが、これは測定器の電気的あるいは、機械的な周波数特性によるものと思われる。

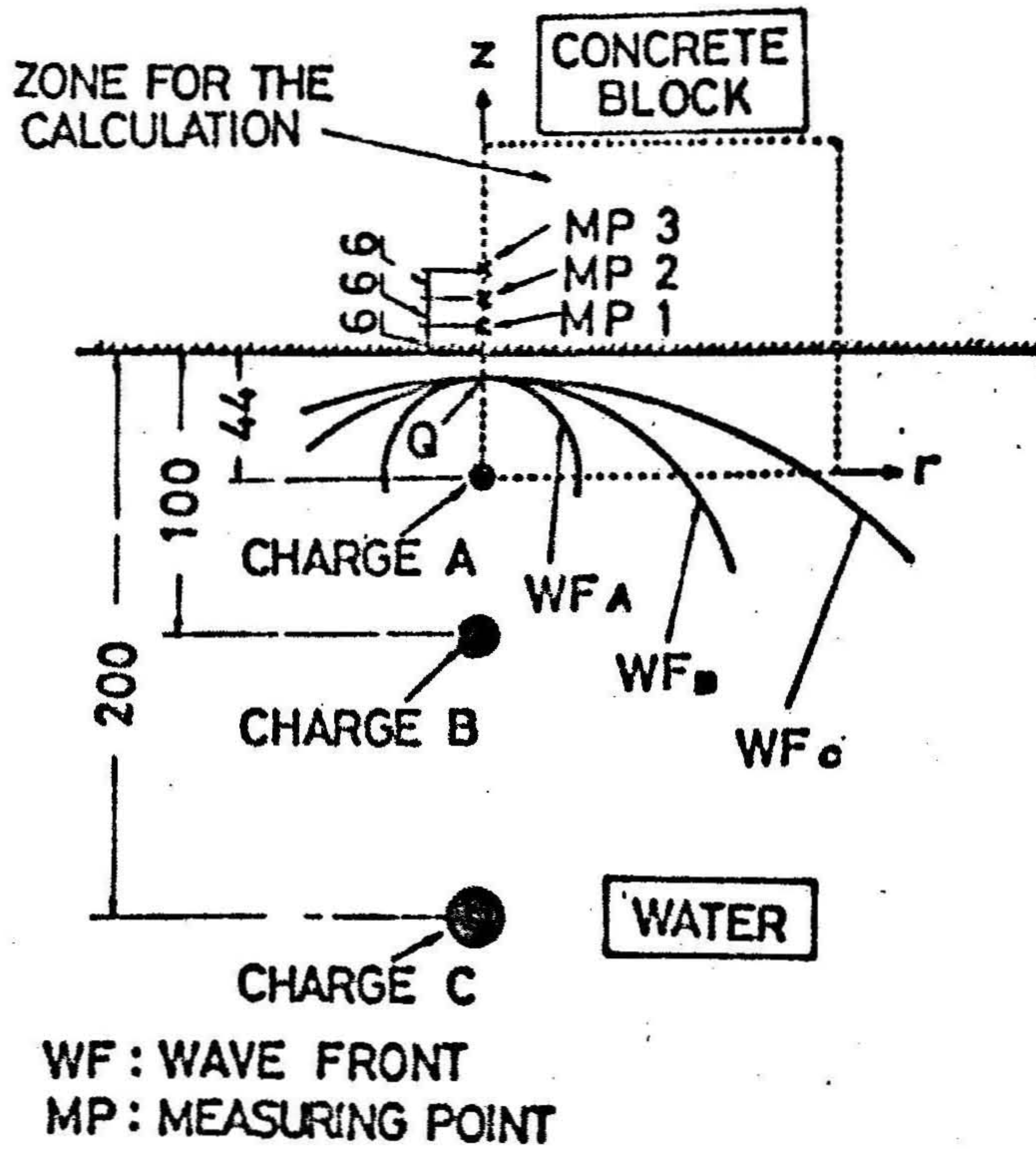
このことは、ペンスリットを爆発させた場合のように、水中でのピーク圧力は大きいにもかかわらず、ひずみは小さく記録されていることから察せられる。すなわち、ペンスリットの場合は第5・12図に示すようにピーク圧力 p_{max} は極めて大きいにもかかわらず、第5・11図に示すように力積 I はきわめて小さい。このことは、測定された圧力の持続時間が極端に短かったことを物語っており、圧力波形には高い周波数成分を多く含んでいると考えられるが、ひずみ計

がこのような高い周波数成分に対しては追従しえなかったことによるものと考えられる。したがって、ひずみ記録についての定量的な考察はこの場合、あまり大きな意味をもたないことになる。そこで、ひずみ測定点Gでのひずみ記録を考慮して、数値解析によるシミュレーションを行ない、ひずみと応力の関係が、とくに爆源からの距離の大小によってどのように異なるかを検討してみる。

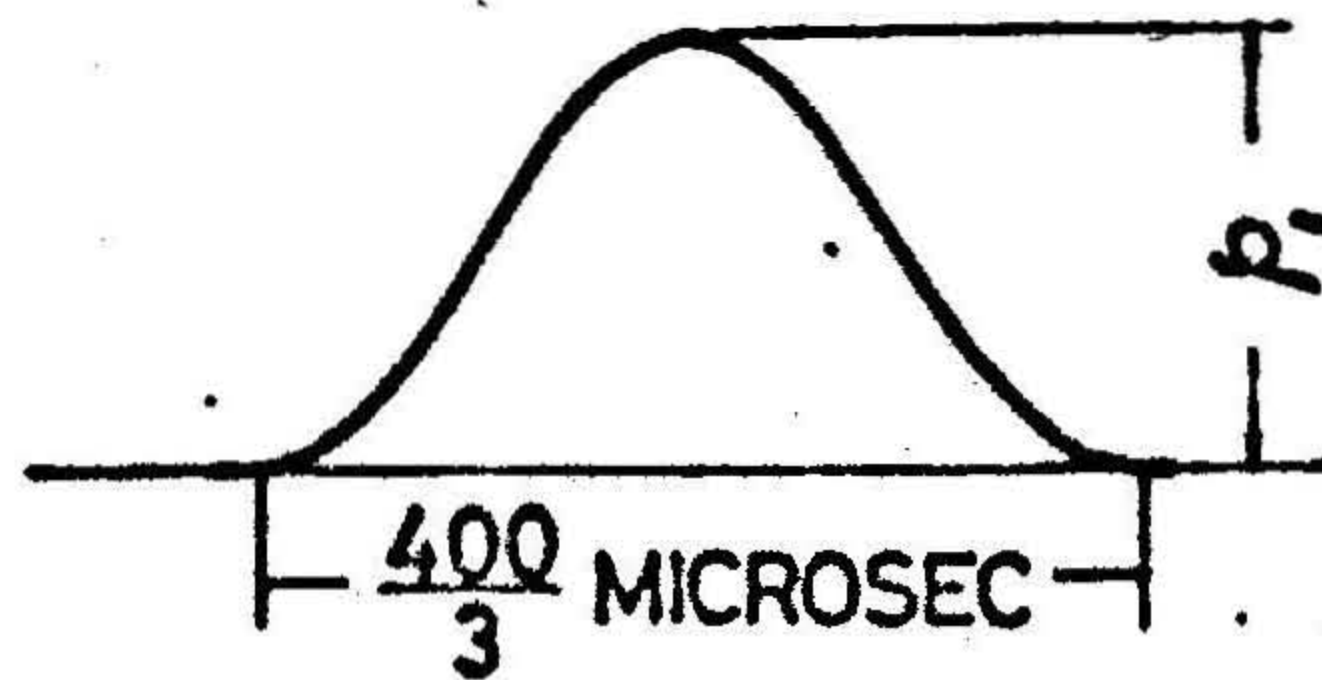
すなわち、第5・13図(a)に示すように、コンクリートブロックの壁面からそれぞれ異なった距離だけ離れた水中に爆源A, B, Cを考える。また、それぞれの爆源から伝搬された波の波頭が同図に示すQ点(壁面から6cmのところ)に到達した時点での波頭の形状の一部をそれぞれ WF_A , WF_B , WF_C で表わす。すなわち WF_A の場合は、コンクリートブロックにかなり小さい曲率の波面で入射するが WF_C の場合は平面波に近い形状で入射する。さて、Q点の周辺では水中の圧力状態およびコンクリートブロック中の応力状態は爆源を通りコンクリートブロックの壁面に垂直な線を軸とする軸対称であると考えられるので、同図において点線で囲まれた部分について応力解析を行なえば充分である。なお、 r および z の方向は同図に示すとおりである。したがって、軸対称波動方程式を点線でかこまれた部分について差分形式で表現し、数値計算により解けば任意の時刻における応力状態が求められる。

いま、計算の便宜上、外力に関する境界条件を図に示す各波頭面すなわち WF_A , WF_B , WF_C に与え、かつ、それぞれの場合についてすべて同じ大きさの圧力および波形を境界条件として与える。したがって、それぞれの爆源では大きさの異なる薬量の爆薬が爆発していることになる。なお、境界条件として与える圧力波形を第5・13図(b)に示す。また、計算に使用した物理定数は、コンクリートブロックでは、密度 $2\text{gr}/\text{cm}^3$ 、縦波の伝搬速度 $3000\text{m}/\text{sec}$ 、横波の伝搬速度 $1900\text{m}/\text{sec}$ を、また水では密度 $1\text{gr}/\text{cm}^3$ 、圧力波の伝搬速度 $1500\text{m}/\text{sec}$ を用いた。

さて、計算結果の一例を第5・14図～第5・16図に示す。これらの図は爆源がそれぞれA, B, Cの位置にある場合のものであり、またそれぞれの図において(a)図は z 方向の応力(σ_z)およびひずみ(ϵ_z)の時間的变化を、(b)図は r 方向



(a)



(b)

第5・13図 数値計算用モデル

(a) 実験条件のモデル化の説明図

(b) 境界条件として用いる圧力波形

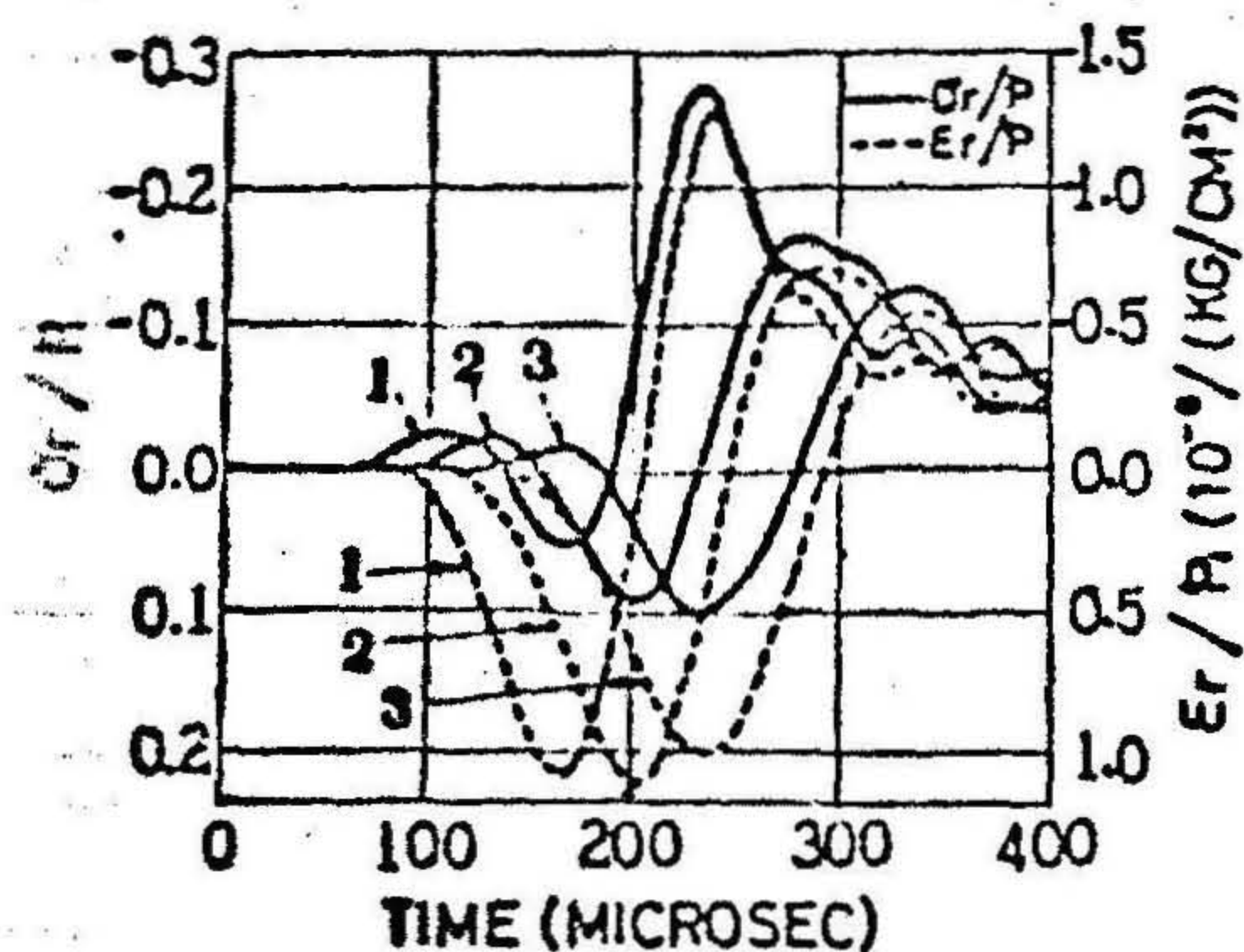
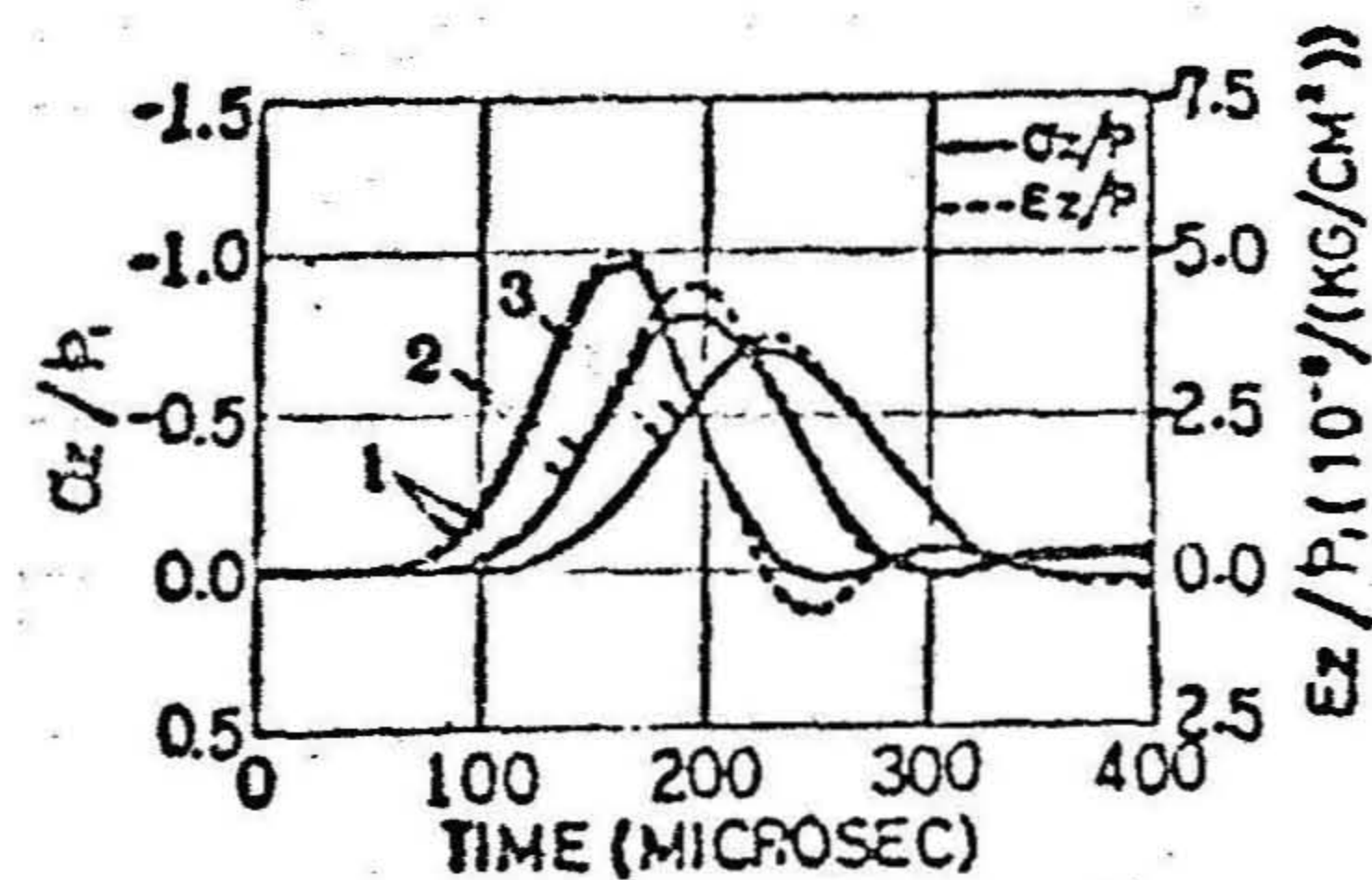
の応力 (σ_r) および (ε_r) の時間的変化を示したのである。なお、横軸の時間は圧力波が壁面に到達してからの経過時間をとっている。また、数字 1, 2, 3 で印されたそれぞれの曲線は、第 5・13 図に示した MP_1 , MP_2 , MP_3 の点での応力およびひずみの変化を表わしている。

さて、第 5・14 図、第 5・15 図および第 5・16 図から次のようなことがわかる。すなわち、境界条件を与える面が WF_A , WF_B , WF_C いずれの場合であっても、 z 方向の応力波形とひずみ波形は同じような形状を示しており、コンクリートブロックに入射した圧力波の波形とよく似た形状をしている。しかしながら、 r 方向の応力波形とひずみ波形は異なった様相を示しており、その傾向は境界条件を与える面が WF_C の場合が最も著しい。すなわち、第 5・16 図(b)に示すようにひずみ波形としてはかなり大きな引張ひずみを示しているにもかかわらず応力波形では逆に圧縮応力を示している。

また、第 5・14 図(b)では、応力波形とひずみ波形はかなりよく似た傾向を示しているが、応力波の到着直後、応力は圧縮応力であるにもかかわらず、ひずみは引張ひずみを示している。これらの傾向はポアソン比の値に左右されることはもちろんであるが、さらにここで示した図からわかるように、爆源からの距離によっても異なる。したがって、 z 方向、すなわち、応力波の進行方向の応力値は、実験による z 方向のひずみ記録からかなり正確に推測できるが、 r 方向すなわち、応力波の進行方向と垂直な方向の応力値は実験で得られた r 方向のひずみ記録からは一概に推測することはできないものと思われる。たとえば、第 5・10 図(d)に示した r 方向のひずみ記録は第 5・15 図(b)の破線 2 の曲線に担当するが、この場合の応力波形は実線 2 の曲線に示すように、ほとんど圧縮応力のみで引張応力が生じていないことがわかる。

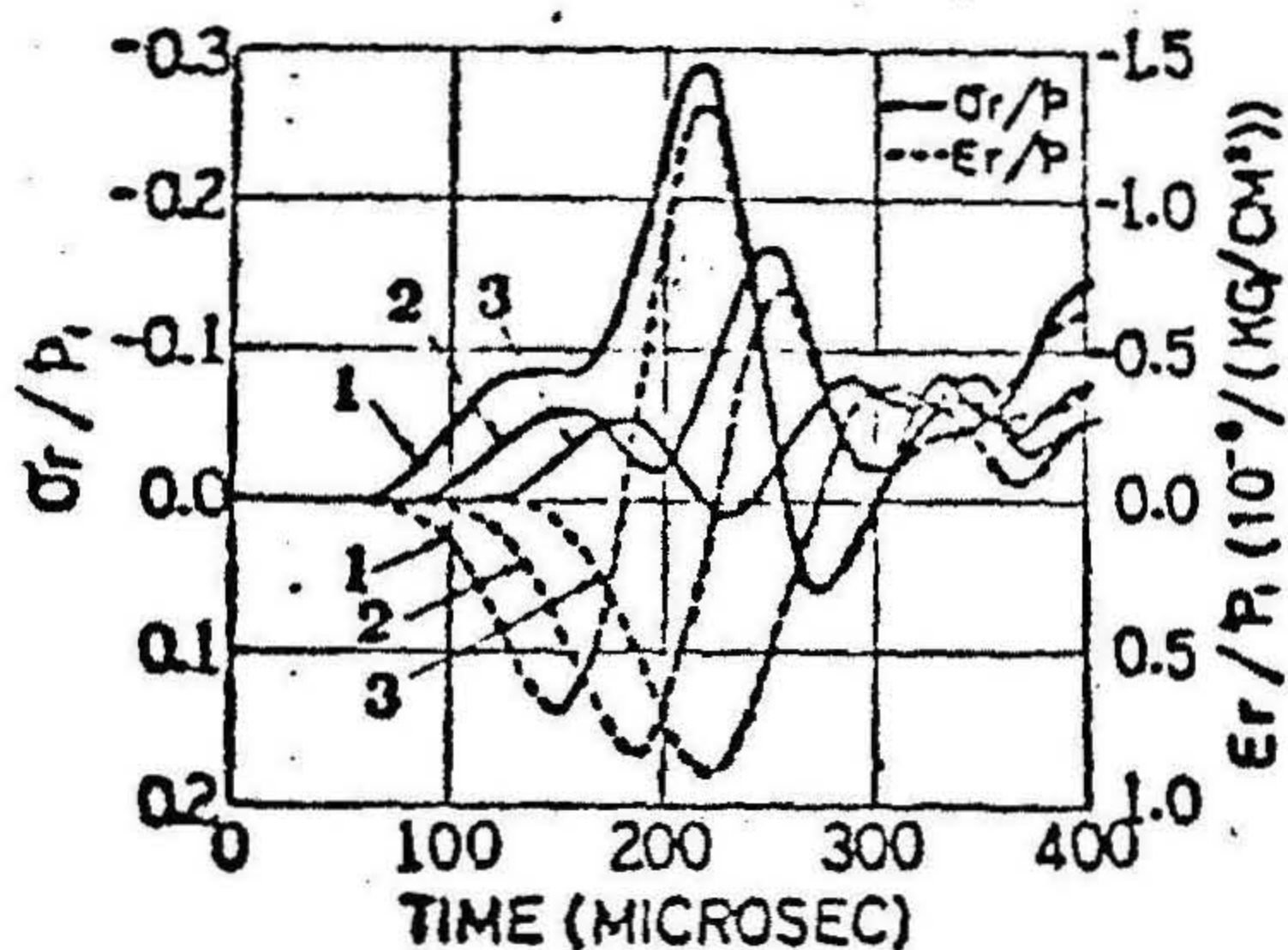
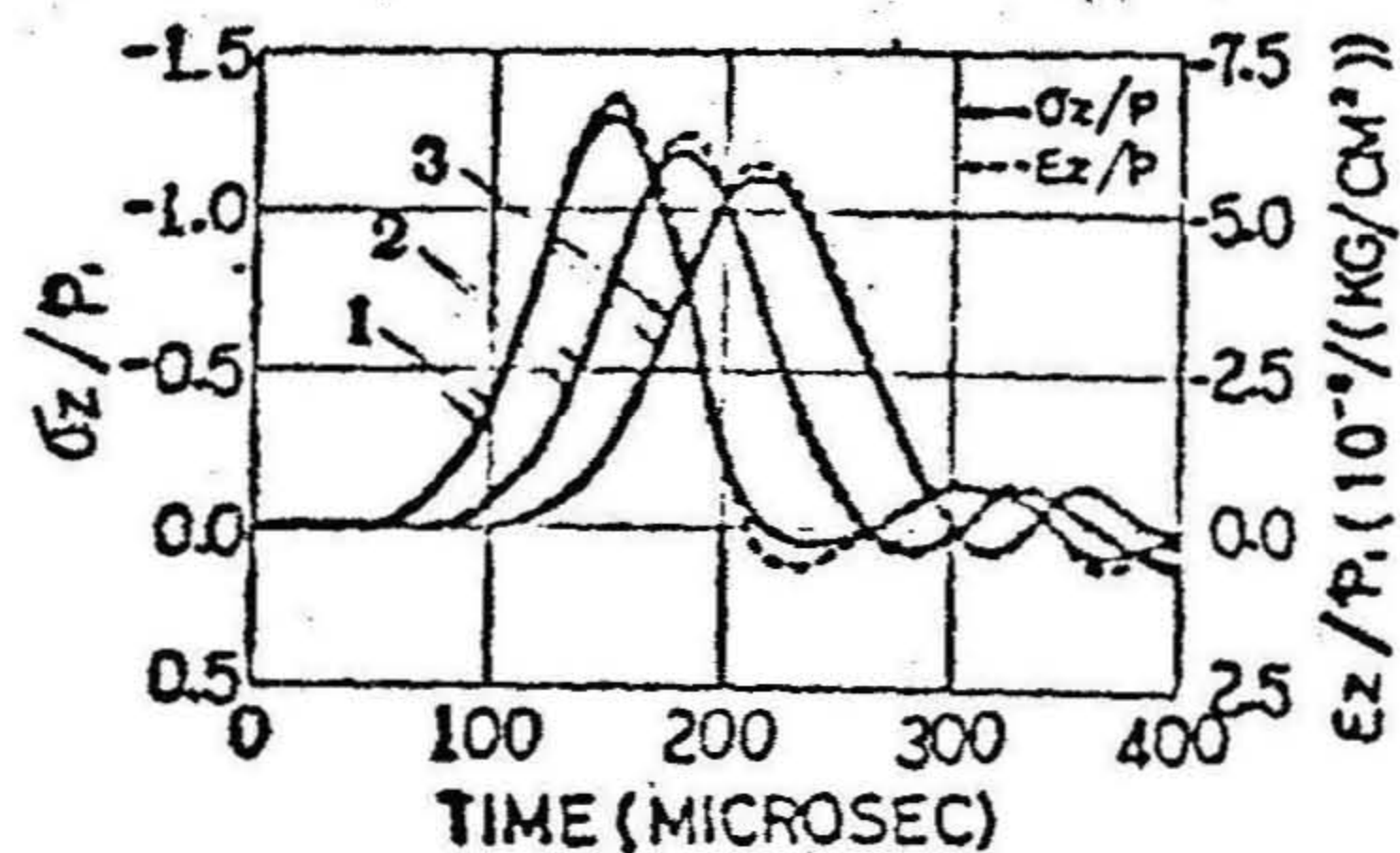
4 結 言

以上に述べた実験結果および考察から次のようなことが明らかになった。すなわち、水とモルタルブロックなどとの境界面での圧力波の伝搬に関する現象は、



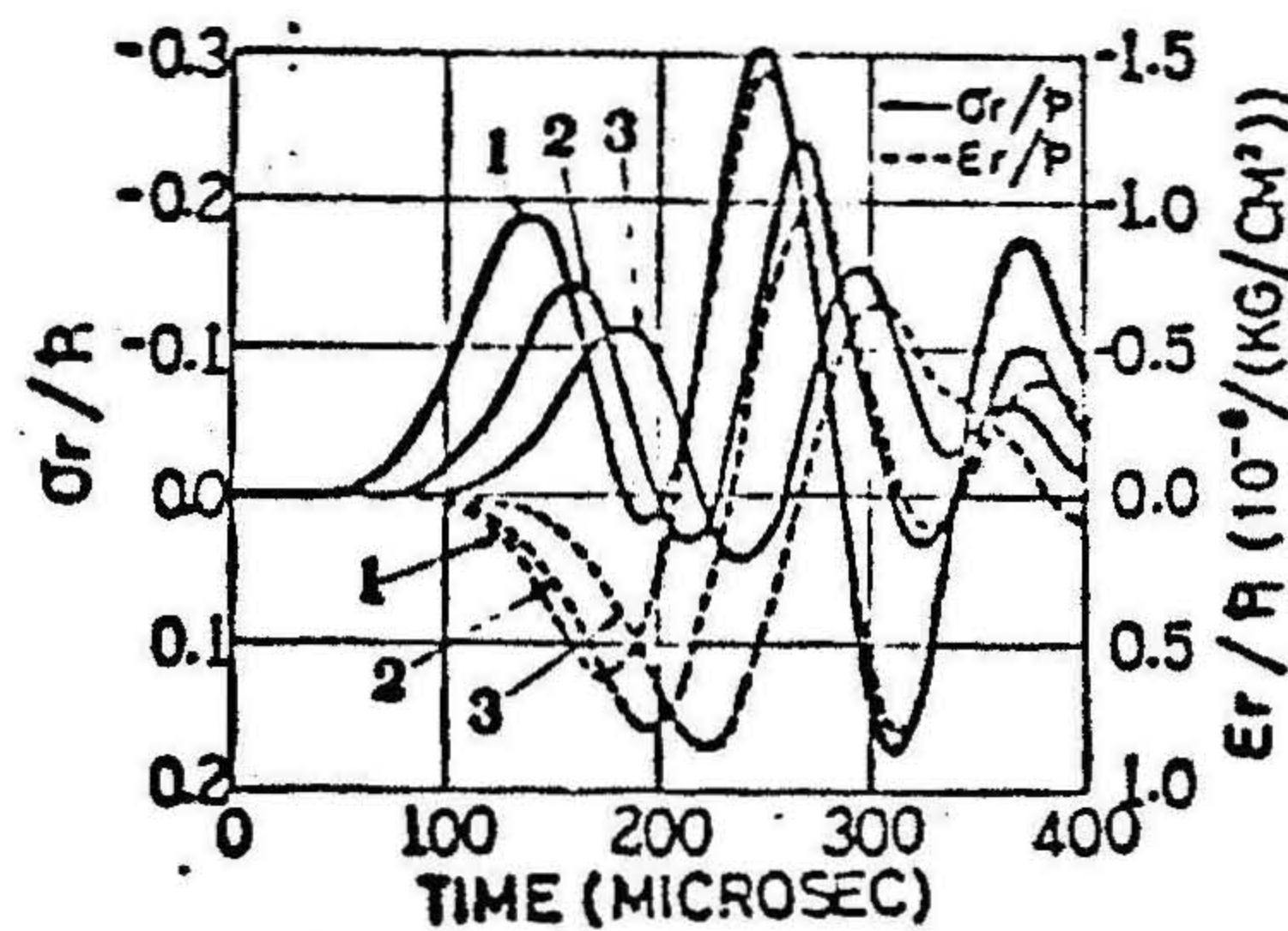
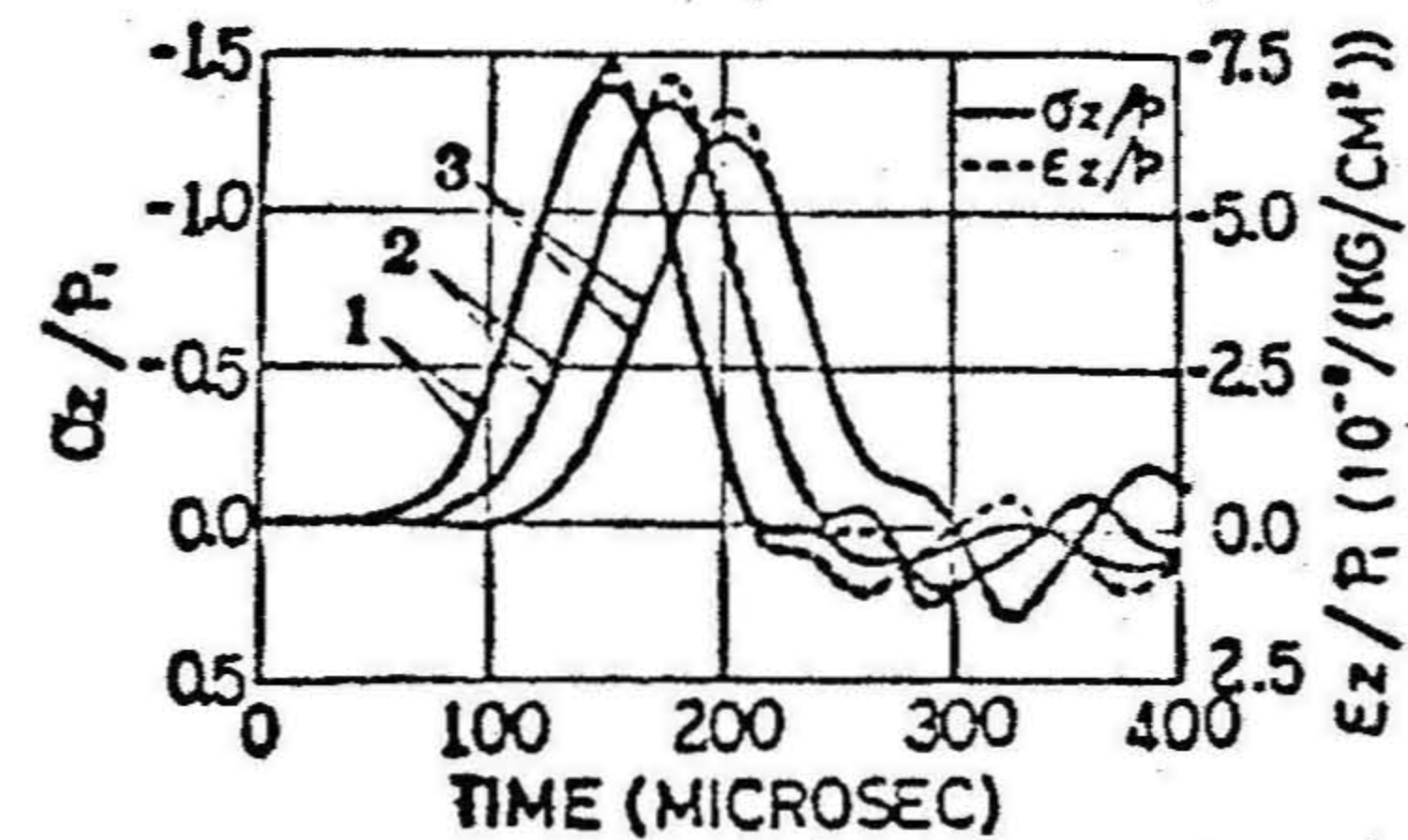
第5・14図

数値計算による応力波形
およびひずみ波形
(WF_A の場合)



第5・15図

数値計算による応力波形
およびひずみ波形
(WF_B の場合)



第5・16図

数値計算による応力波形
およびひずみ波形
(WF_C の場合)

ほぼ音響理論で説明されるような様相を示すことが実験的に確められた。

したがって、水中における岩石の内部装薬爆破では、水中に投射される圧力波はかなり軽減されて、他の構造物に与える影響も少なくなることが考えられる。また、水中から圧力波が他の媒質に入射する場合は、逆に圧力の上昇が見られ、媒質内の波の進行方向の応力は入射波の波形とほぼ同じであるが、それと直角な方向の応力はポアソン比の影響のほか、さらに爆源からの距離の大小によっても圧縮応力になったり引張応力になったりし、その値の大きさも変わる。したがって、爆源から近いところでは、もともと圧力の大きいところへ、さらに上述のような原因により引張応力が生じる可能性もあるので、引張強度の小さい材質でつくられた構築物の近くでの水中爆破作業は、特に慎重に実施されなければならない。

参 考 文 献

- 1) W.T.Thomson : Journal of Applied Physics, vol. 21, p.89, Feb.1950
- 2) I.M.Daniel and R.L.Marino : Experimental Mechanics, p.210, May, 1971
- 3) 有山正孝 : 振動・波動, 裳華房, 204頁, 1970
- 4) 斎藤玄三雄 : 音響工学入門, オーム社, 1957
- 5) R.H.Cole : Underwater Explosions, Chapter 5, Princeton Univ.Press, 1948

(空 白)

第6章 エア・カーテン法による水中圧力波の 軽減に関する研究

1. 緒言

近年海底の開発や利用がさかんに行なわれつつあり、水中爆破による作業についても各方面で研究されてきている。しかしながら、作業場の近くに、水中爆破により生ずる水中圧力波によって損傷を受ける構造物などが存在する場合、あるいは水産資源を保護するためには、水中圧力波を軽減しなければならない。この方法として、エア・カーテン法が効果的であるといわれ、実際にも行なわれつつある。^{1), 2)}

しかし、現状では、このエア・カーテン法も主として経験にもとづく設計により実施されており、必ずしも効率のよい設計と実施が行なわれているとはいえないようである。そこで著者は、この方法を効率よく実施するための一資料に資する目的でエア・カーテン法による水中圧力波の軽減効果について基礎的な研究を行なった。

すなわち、水槽の中の水を伝わる圧力波がエア・カーテンの存在によってどのような影響を受けるかを観測し、その結果と第4章で述べた差分近似による波動方程式の数値解析法によりシミュレーションを行なった結果とを比較して、両者がかなりよく一致することを確めた上で、さらに条件を一般化したシミュレーションを行ない、エア・カーテンの存在と圧力波の減衰性との定量的な関係を明らかにするように努めた。そして、これらの結果を考慮して、実際の作業を効果的に行なうための設計に対する示唆を与えた。

2. エア・カーテン法について

一般に波動の伝搬を阻止したり、減衰させるためには、その波動が伝搬している媒質とは異なった音響インピーダンスをもつ媒質でその波動の進行径路を遮えざる方法が考えられ、それらの音響インピーダンスの違いの程度により、波動の

伝搬を減衰させたり、あるいは完全に阻止したりすることができる。

たとえば、音響インピーダンスが R_1 なる媒質 1 にはさまれて、音響インピーダンスが R_2 なる媒質 2 が第 6・1 図に示すように存在している場合に、図の左側から波頭圧力が P_1 なる波動が進んでゆく場合について、図に示したそれぞれの位置での波頭圧力を P_1, P_2, P_1' (すべて正とする) とすれば、これらの間には近似的につぎのような関係が成立する。³⁾

$$P_2 = \frac{2R_2}{R_1 + R_2} P_1 \quad (6 \cdot 1)$$

$$P_1' = \frac{2R_1}{R_1 + R_2} P_2 = \frac{4R_1 R_2}{(R_1 + R_2)^2} P_1 \quad (6 \cdot 2)$$

また、(6・2) 式からつぎの関係が得られる。

$$\frac{P_1'}{P_1} - 1 = \frac{4R_1 R_2}{(R_1 + R_2)^2} - 1 = - \frac{(R_1 - R_2)^2}{(R_1 + R_2)^2}$$

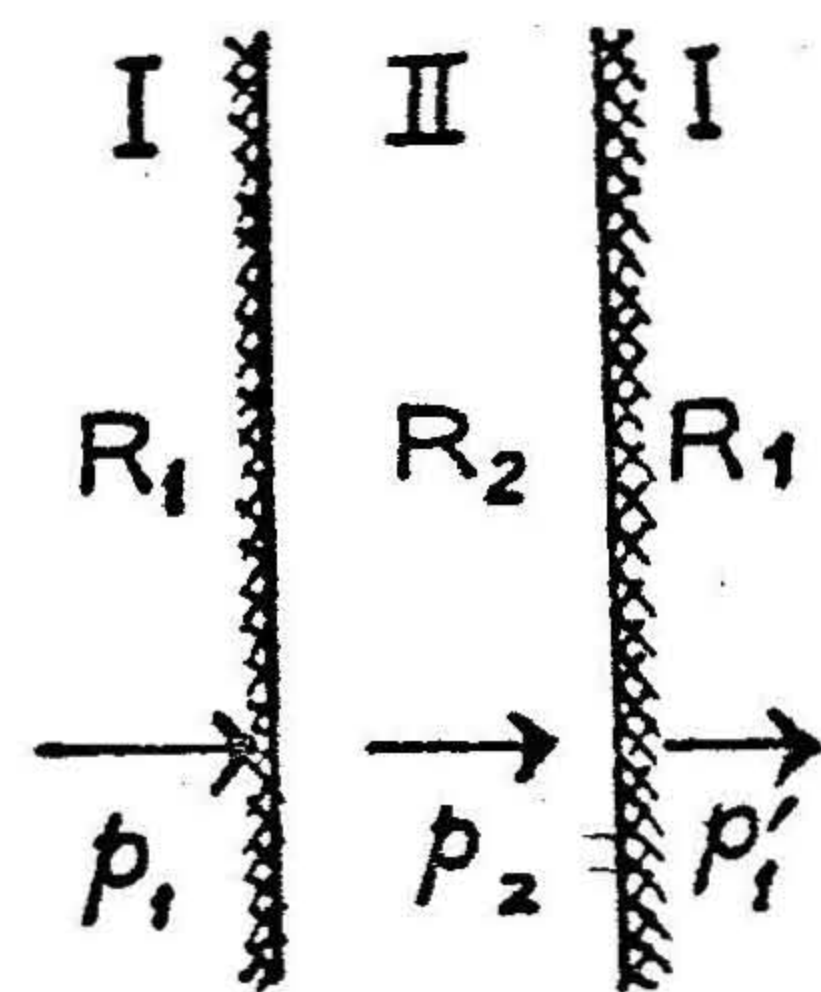
ゆえに、

$$\frac{P_1'}{P_1} \leq 1 \quad (\text{等号は } R_1 = R_2) \quad (6 \cdot 3)$$

したがって、媒質 1 と媒質 2 の音響インピーダンスが異れば必ず P_1' の値は P_1 より小さくなることがわかる。

さて、いま水中を伝搬する波動について考えると、音響インピーダンスが水に比べてほとんど零とみなしうる空気の層が、波動の進行径路上にあれば、その背後には波動はほとんど伝搬しないことが容易にわかる。

すなわち、第 6・1 図において媒質 1 を水とし、媒質 2 を空気とすれば、



第 6・1 図
異質媒体中を伝搬する波の説明図

$R_1 = 1.5 \times 10^5 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$, $R_2 = 4.2 \times 10 \text{ g/cm}^2 \cdot \text{sec}$ であるから、⁴⁾
 $P_1' = 0.0012 p$ となる。

したがって、なんらかの方法で水中に空気層を設ければ、それによって圧力を軽減させるという目的を果すことができる。現在多く用いられている方法は、数多く小さな穴をあけたパイプを水中に沈め、その中に圧縮空気を送りこんで多くの気泡を発生せしめて空気層の代用とするものであり、バブリング法と呼ばれている。

この他、気泡をたくさん含んだプラスチックのシートまたはパネルや、空気が密入されたやわらかい筒などを用いることが考えられているが、これらの方法はバブリング法に比べて実用上便利な点も多いので、今後、これらを用いた水中圧力波の軽減法の研究がなされることと思う。

3. エア・カーテン法による水中圧力波の軽減効果に関する実験

3・1 実験方法

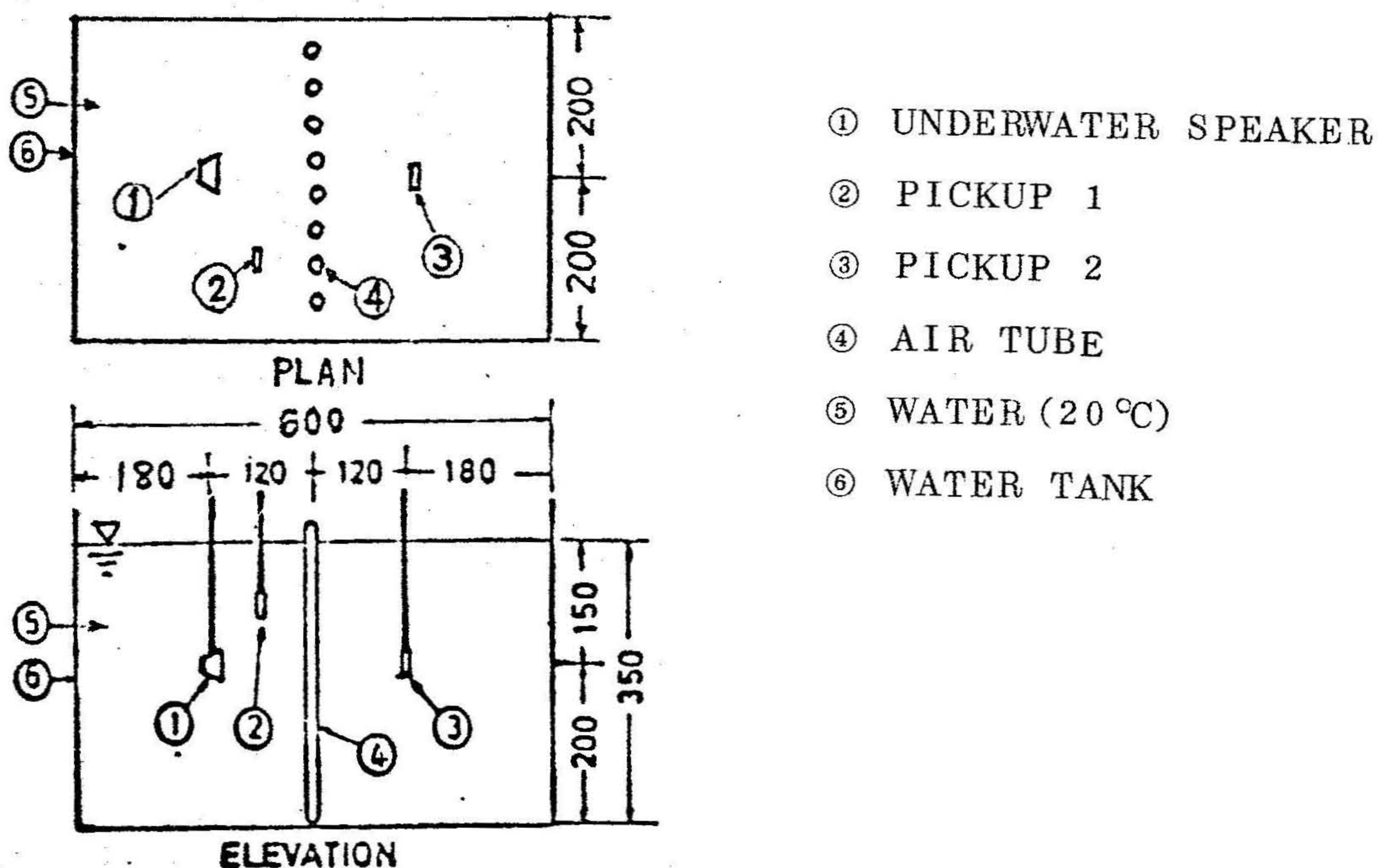
水槽中の水の中を伝搬する圧力波の径路上にエア・カーテンを設けることによって生じる圧力波の圧力軽減効果を観測した。

なお、エア・カーテンとしては、定量的な扱いを容易にするために、円筒状の気柱を圧力波の進行方向と垂直な直線上に等間隔に一系列に並べたもの（以下気柱列と呼ぶ）を用いた。

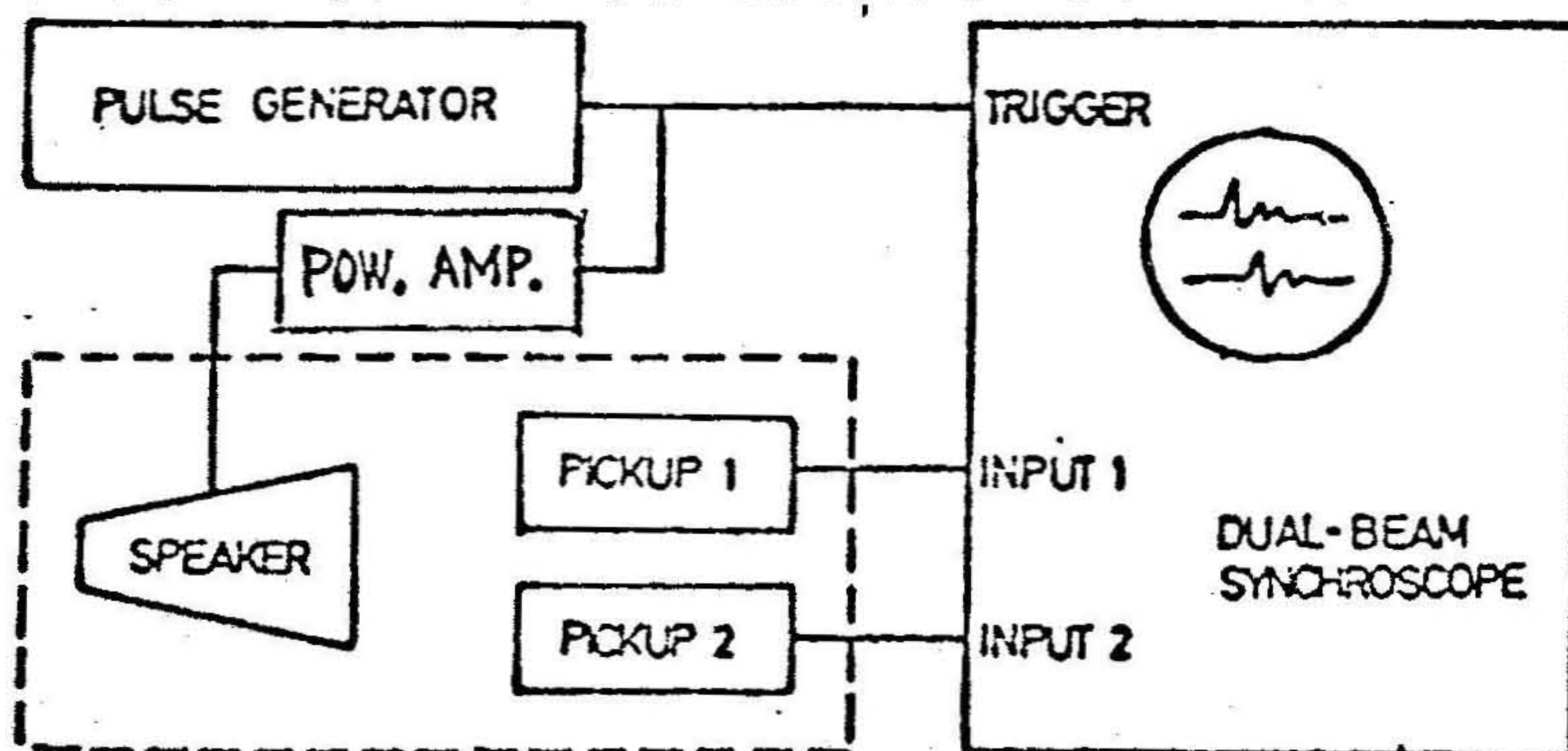
3・2 実験装置

実験装置は水を満した水槽の中に圧力波の発振器として水中スピーカを、またピックアップとしてチタン酸バリウム磁器圧電体を第6・2図に示すように配置し、ピックアップ1とピックアップ2との間に気柱列を設けたものを用いた。したがって、ピックアップ1は気柱列の有無に無関係な圧力波を受信できる位置にセットされているので、これによって得られる圧力値を基準にしてピックアップ2で得られる気柱列を通過した圧力波の圧力値を比較することができる。

また、気柱列としては、厚さ 0.04 mm のポリエチレンフィルムを断面積 1 cm^2 または 4 cm^2 、長さ 40 cm の円筒状の袋にし、その中へ空気を入れて密閉したものを、所定の等間隔で直線上に一系列に並べたものを用いた。なお、計測回路のブロック図を第 6・3 図に示す。



第 6・2 図 実験装置の概念図



第 6・3 図 測定回路のブロックダイヤグラム

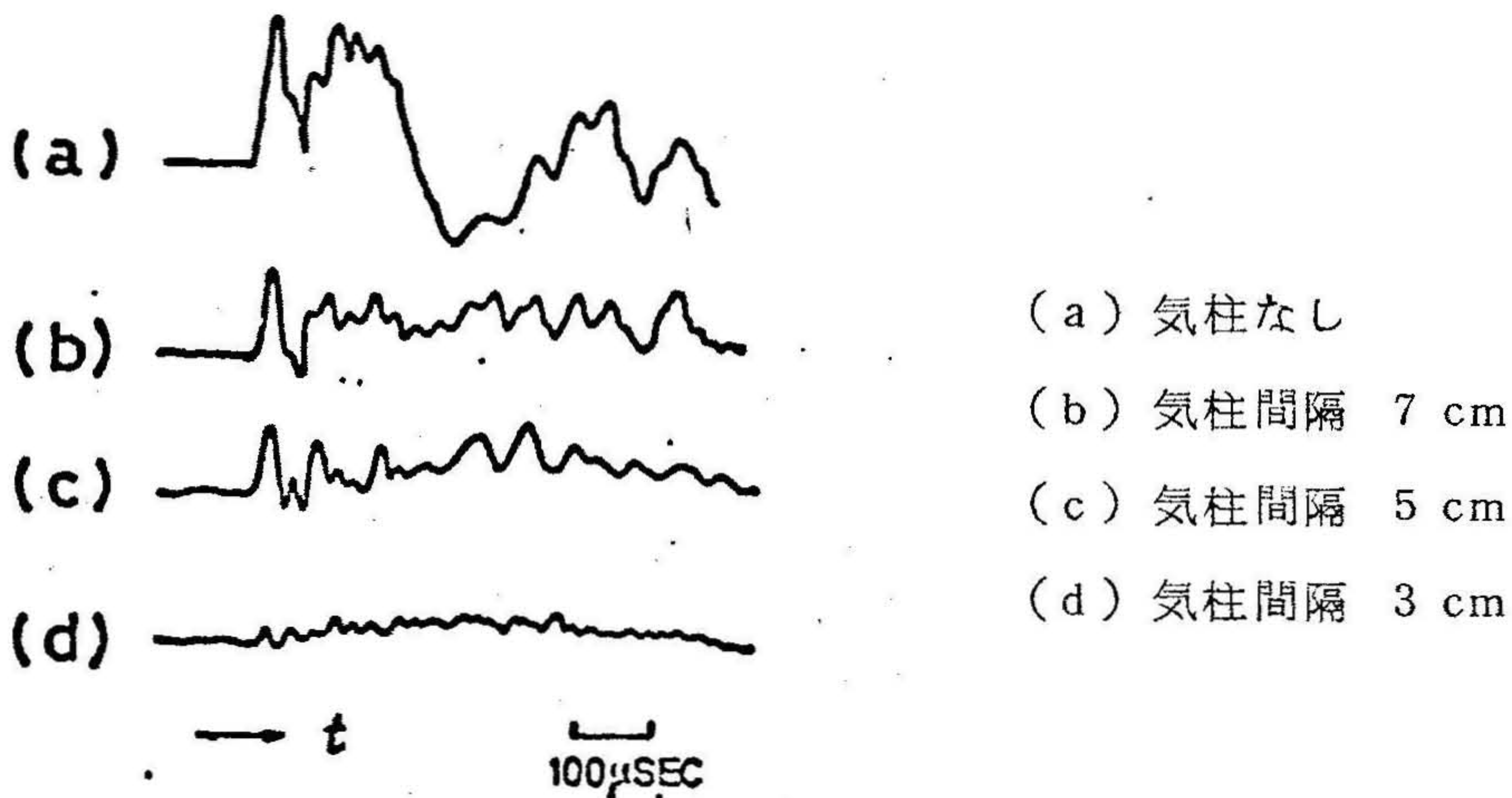
3・3 実験結果

3・2で述べた水中スピーカに矩形パルス発振器からの一定の波形の信号（パルス幅 1 m sec の単一矩形波信号）を与え、気柱列がない場合および種々のパターンの気柱列が存在する場合について、ピックアップ2で得られる圧力波を観測した。

なお気柱列としては第6・1表に示すような組合せのものについての実験を行った。

第6・4図は、気柱断面積が 1 cm^2 の場合のピックアップ2で得られた波形の一例を示したものであって、(a)図は気柱列がない場合のもので、(b)図、(c)図および(d)図はそれぞれ気柱間隔が 7 cm , 5 cm , 3 cm の場合に得られた波形である。

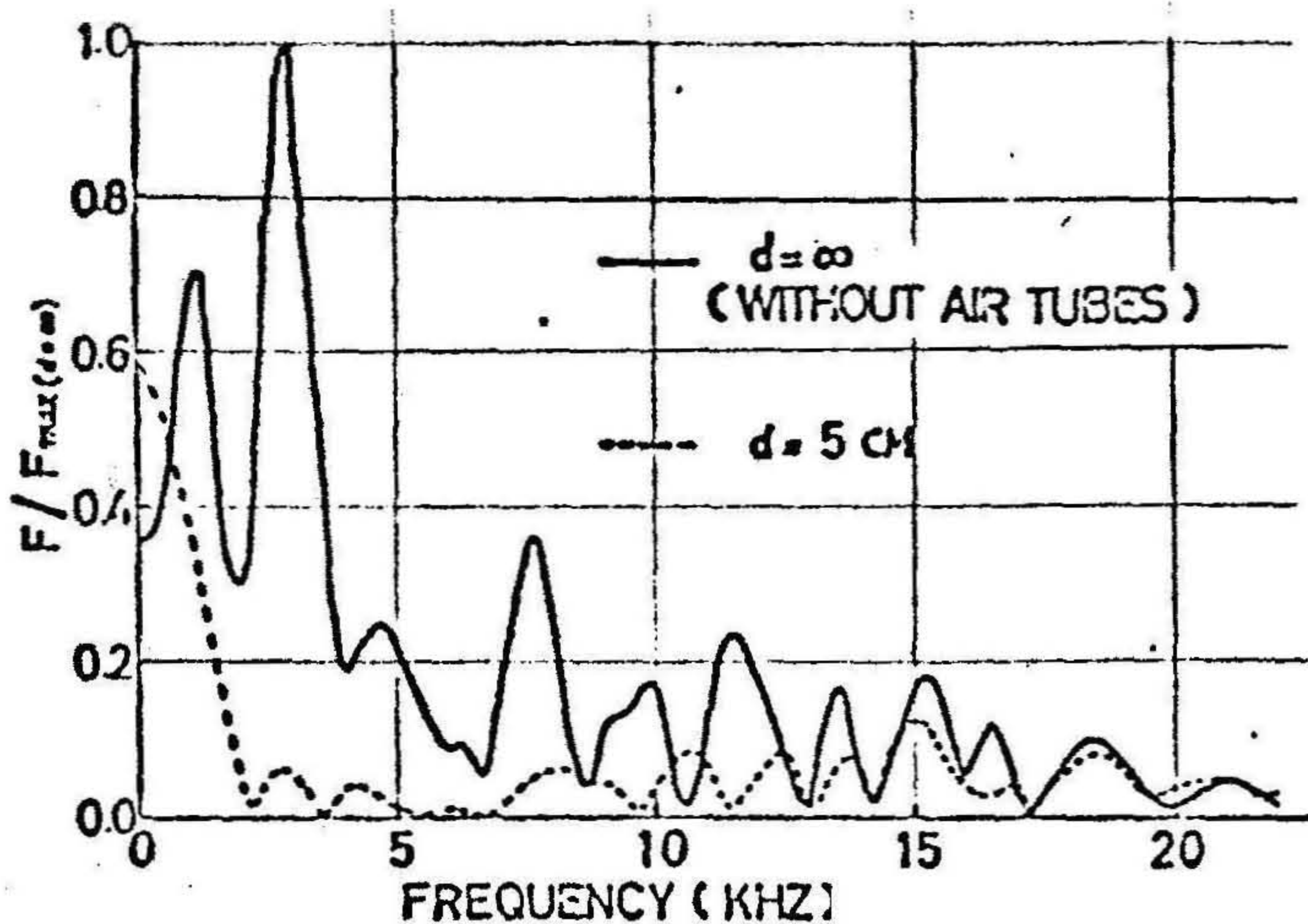
第6・4図(a)から明らかなように、水中スピーカに与えた単一矩形波の電気信号と著しく異った波形が受信されているが、これは、第6・3図に示す電力増幅器の電氣的周波数特性および水中スピーカの振動膜の機械的周波数特性の影響や水中スピーカの振動膜と水との波動のカップリングの関係などの影響によるものと思われる。



第6・4図 測定記録の一例（気柱断面積 1 cm^2 ）

しかし、本節の目的であるところの気柱列の有無や寸法の違いによる水中圧力波の軽減効果に関する解析や考察に際しては、スピーカに加える電気的入力信号と圧力計による受信信号とが著しく異なることはなんら不都合を生じるものではなく、第6・4図(a), (b), (c)および(d)などの波形のみを比較して論じることが可能である。

さて、第6・4図のそれぞれの図を比較してみると明らかのように、気柱間の間隔が狭くなるにつれてピックアップ2で受信された圧力波のピーク圧力値が小さくなっていくことがわかる。さらに、圧力波形の最初に現われる立ち上りの速い1次ピークと、それよりやや遅れて現われる立ち上りのゆるい2次ピークとに注目して細かく調べれば、気柱間の間隔が狭くなるにつれて、ピークの減衰する割合は2次ピークの方が1次ピークよりも大きいことがわかり、いかえれば、波長の長い波は波長の短い波より減衰する割合が大きいことがわかる。このことは、第6・4図(a)および(c)の波形についての周波数スペクトル分布を表わした第6・5図を見ればさらに明確になる。すなわち、第6・5図に点線で表わ



第6・5図 測定記録の周波数スペクトル分布

した気柱間の間隔が5 cm の場合の周波数スペクトル分布および実線で表わした気柱がない場合の周波数スペクトル分布を比較すると、周波数の低い部分のスペ

クトルの減少の割合が周波数の高いスペクトルの部分の減少の割合に比べてはるかに大きいことがわかる。なお、気柱間隔 5 cm の場合に、周波数の低いところのスペクトルが大きくなっているのは、後述するように気柱で回折した波の干渉により波長の長い波が合成されたことに起因するものと思われる。さらに、第 6・1 表には、各条件における 1 次ピークおよび 2 次ピークの減衰率 P_a/P_0 を求めた結果を示す。

第 6・1 表 実験から得られた気柱間隔と圧力減衰率との関係

$d \backslash a$	1 cm ²		4 cm ²	
	1ST PEAK	2ND PEAK	1ST PEAK	2ND PEAK
22 cm	—	—	0.99	0.71
21 "	0.99	0.80	—	—
10 "	—	—	0.58	0.28
9 "	0.67	0.56	—	—
7 "	0.57	0.38	—	—
6 "	—	—	0.24	0.06
5 "	0.39	0.24	—	—
4 "	—	—	0.07	0.00
3 "	0.16	0.08	—	—

一印の位置の組合せの測定は行っていない

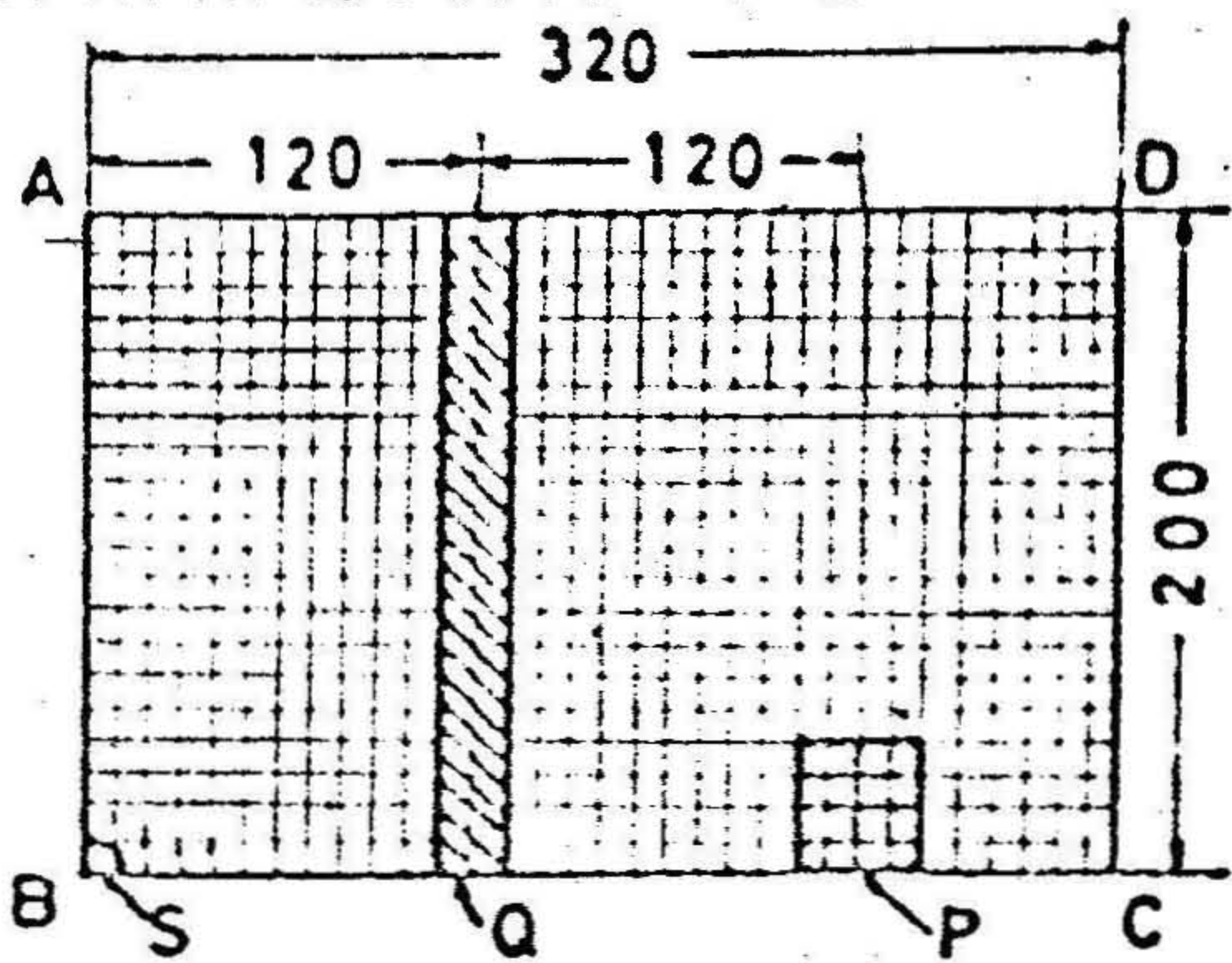
4. 数値計算による圧力軽減効果の検討

4・1 数値解析用モデル

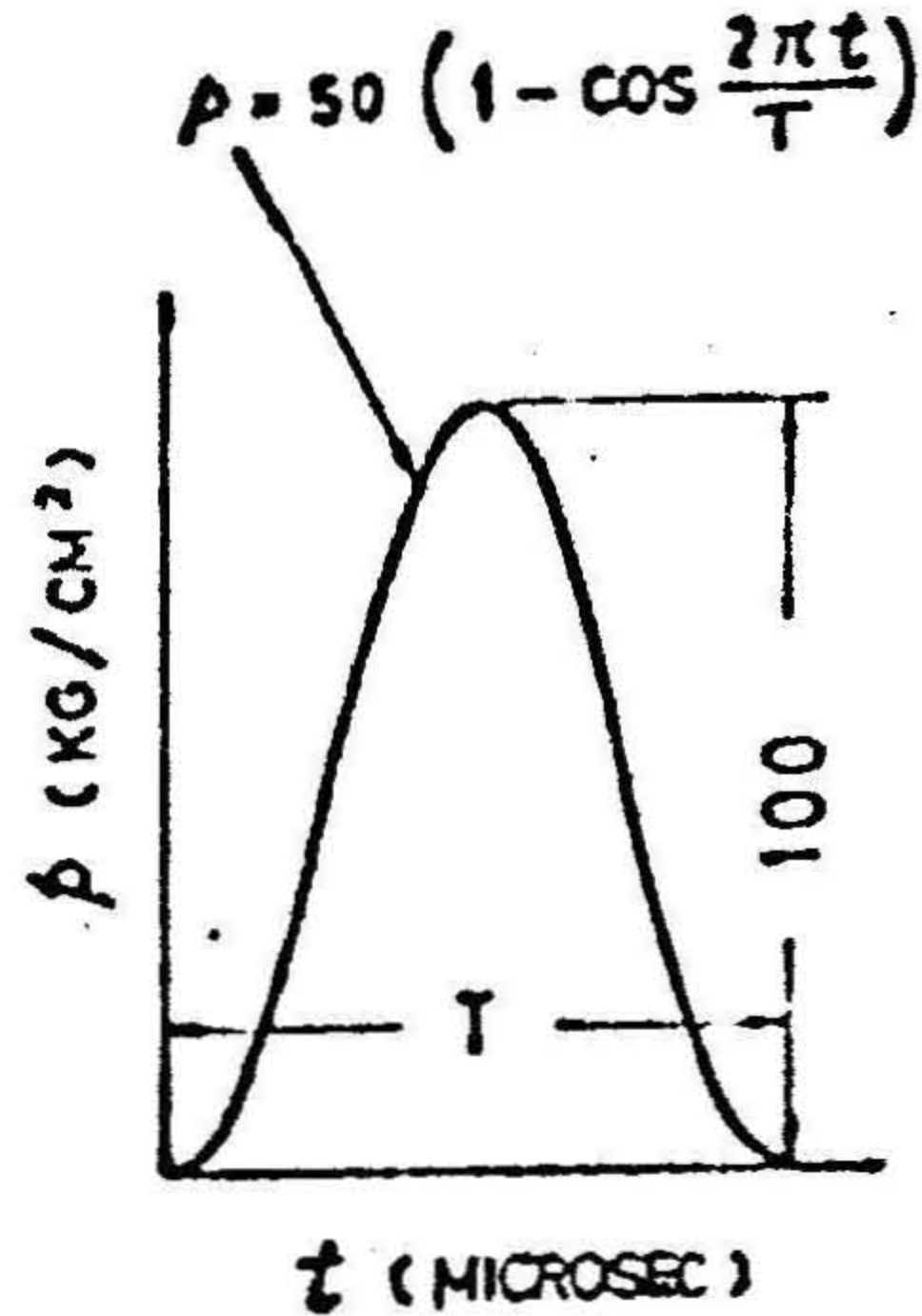
第 4 章で述べた差分近似による波動方程式の解法を用いて、本章 3 節で述べた実験の条件をほぼ満すモデルについての解析を行なった。

第 6・6 図は、その数値解析モデルを示している。すなわち、四角形 ABCD の内部は Q の部分の一部を除いてすべて水とみなし、Q の部分には気柱の配列に応じたパターンで空気が存在するという条件を与え、さらに \overline{AB} を軸とする軸対称、および \overline{BC} を含む \overline{AB} に垂直な面で面对称とする問題として解いた。したが

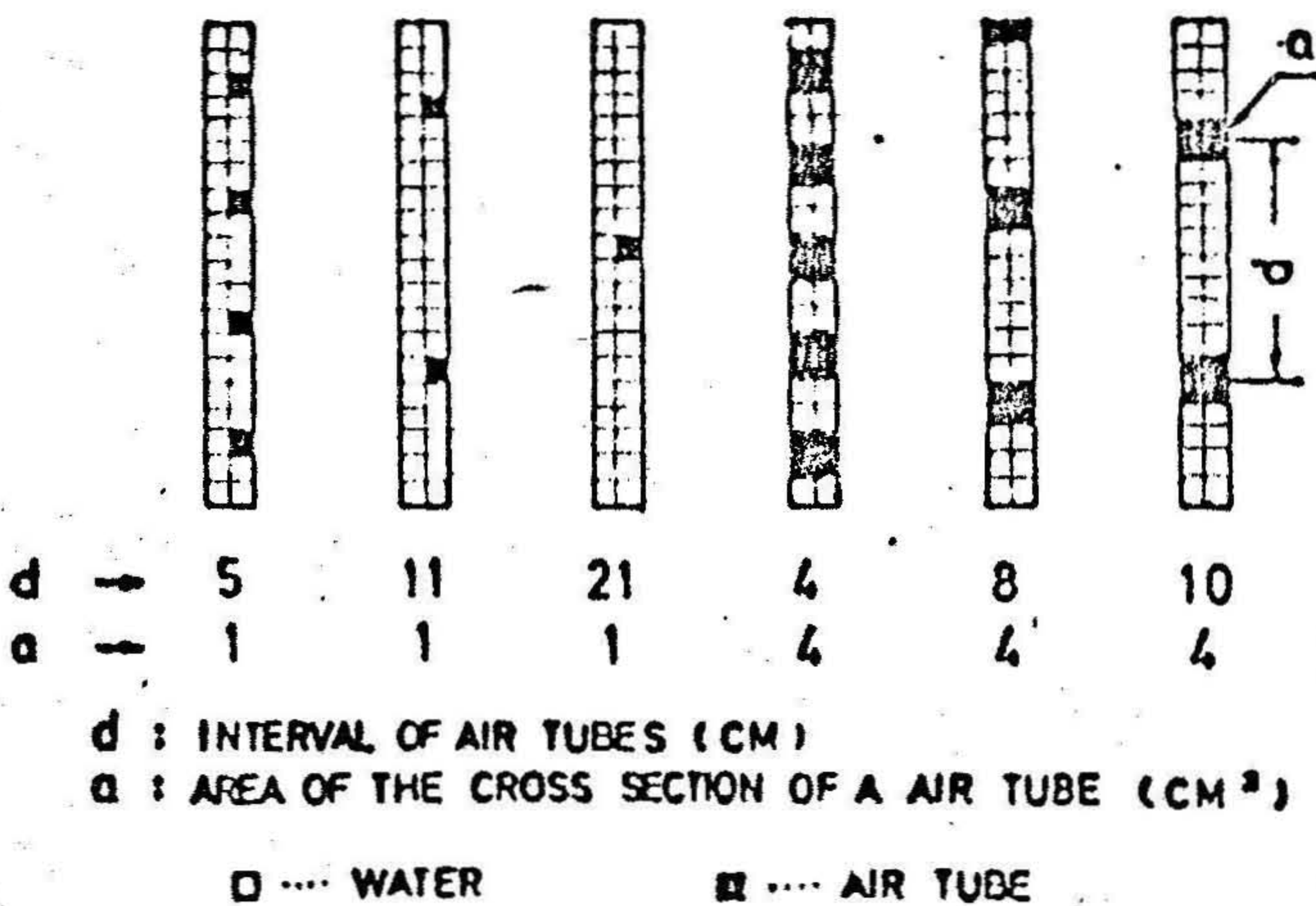
って、気柱が \overline{AB} を中心とする円環となり、その断面が正方形となることを除けば、ほぼ本章 3 節で述べた実験条件と一致する。そこで、第 6・6 図の S の部分に第 6・7 図に示すようなパルス幅 T をもった正弦波波形の圧力が加わった場合に、P の部分で観測されている圧力波形を求め、両者の圧力の大きさについて比較した。なお、第 6・6 図に Q の部分に設けた気柱の具体的な配列と形状の例を示す。



第 6・6 図 数値解析モデル
(球面波の場合)



第 6・7 図
数値解析に用いた圧力波形

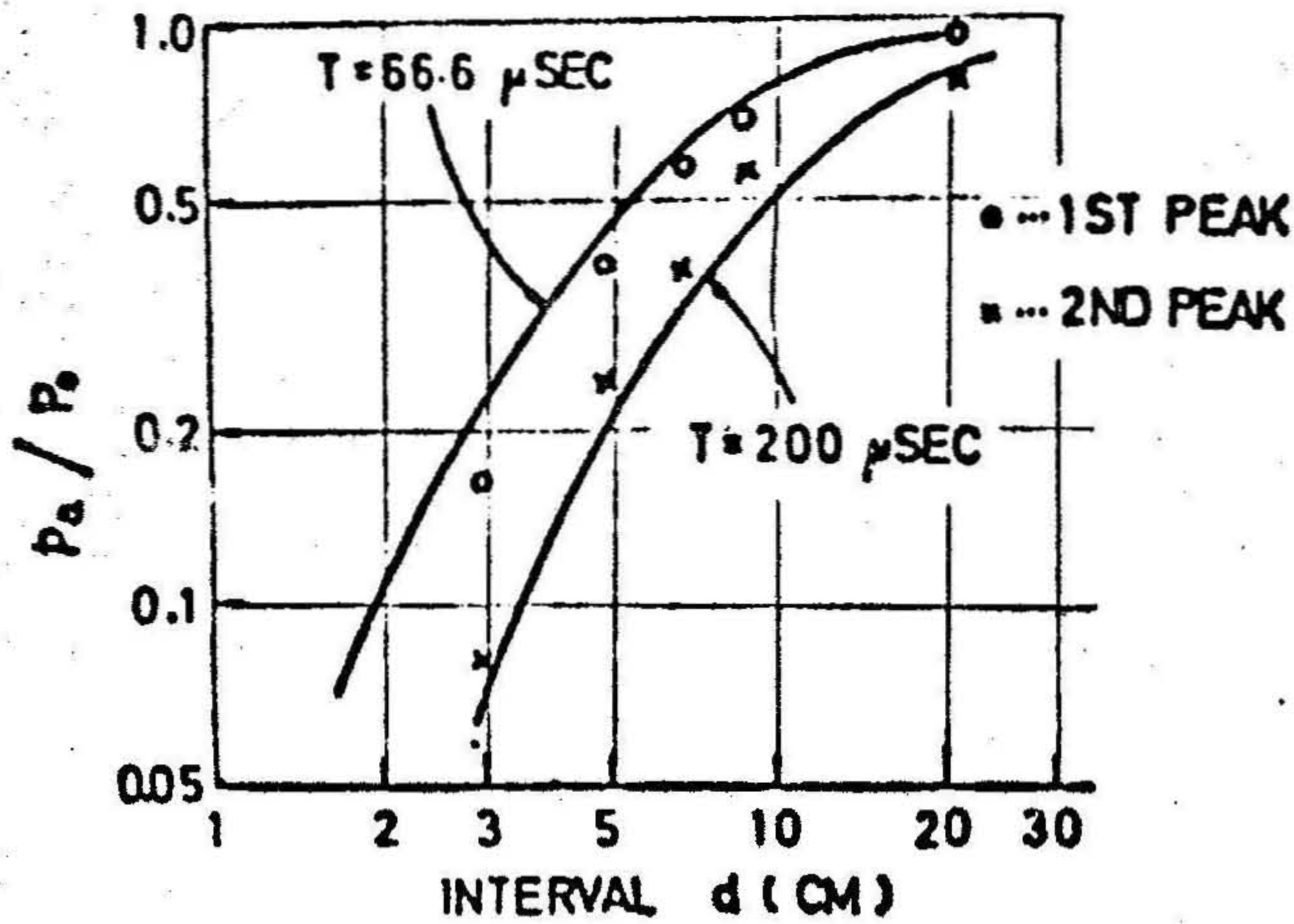


第 6・8 図 第 6・6 図における Q の部分に設けた気柱の具体例

4・2 解析結果および考察

4・1で述べた解法によって得られた第6・6図に示したPの部分での圧力波のピーク値についてQの部分に気柱が存在しない場合のピーク値 P_0 と、第6・8図の例に示したような配置などで気柱が存在する場合のピーク値 P_a との比を求めた結果と気柱間隔との関係を第6・9図および第6・10図の曲線1, および曲線2に示す。第6・9図は気柱断面積が 1 cm^2 の場合に得られた結果であり、第6・10図は気柱断面積が 4 cm^2 の場合に得られた結果であって、それぞれの図において曲線1および曲線2は第6・7図における圧力波形のパルス幅 T がそれぞれ $66.7\text{ }\mu\text{sec}$ の場合および $200\text{ }\mu\text{sec}$ の場合について得られた関係を表わしている。また、それぞれの図には本章の3・3で述べた実験結果、すなわち第6・1表に示した結果もあわせて示してある。

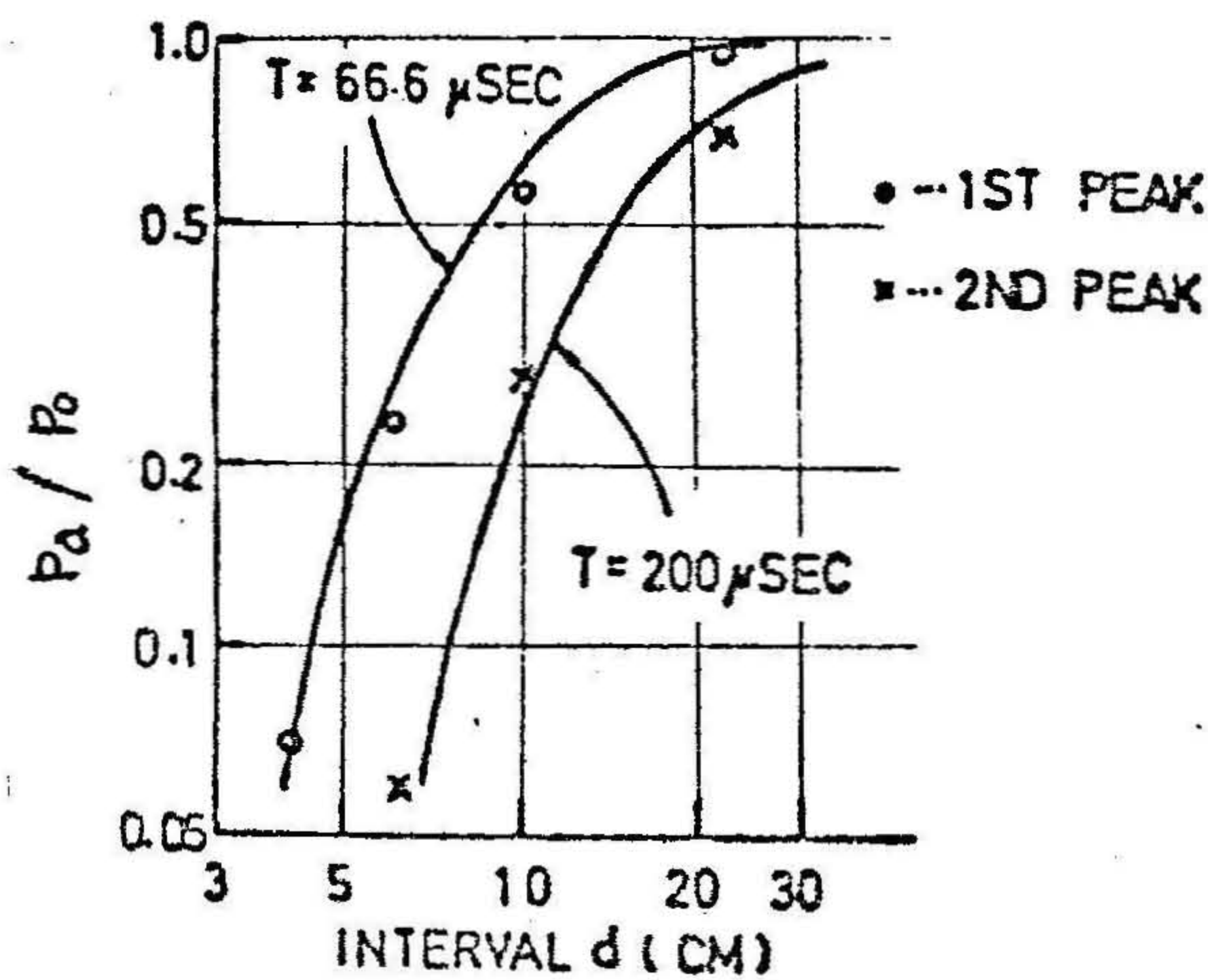
さて、第6・4図(a)から、1次ピークが含まれているパルス状の波形の持続



第6・9図 気柱間隔 d と圧力減衰率 P_a/P_0 との関係
(気柱断面積 1 cm^2 の場合)

時間はほぼ $50\text{ }\mu\text{sec}$ 前後とみなすことができ、また2次ピークが含まれている波形部分の波長を $200\text{ }\mu\text{sec}$ 前後とみなすことができることを考慮して、第6・9

図および第6・10図に示した結果を対比してみると、数値解析の結果と実験結果とがかなりよく一致していることがわかる。したがって、差分近似を用いた数値解析によっても、エア・カーテンによる水中圧力波の軽減効果について十分な検討が行なえるものと考えられる。よってさらに、より一般的な平面波の伝搬についてのシミュレーションを行なうことにした。そしてそのシミュレーションで得られた結果を次節（5節）で述べ、それらの結果についての考察およびエア・カーテン法的设计に対する著者の考えを述べることにする。



第6・10図 気柱間隔 d と圧力減衰率 P_a/P_0 との関係
(気柱断面積 4 cm^2 の場合)

5. 平面波に対するエア・カーテンの圧力軽減効果についてのシミュレーション

5・1 概 説

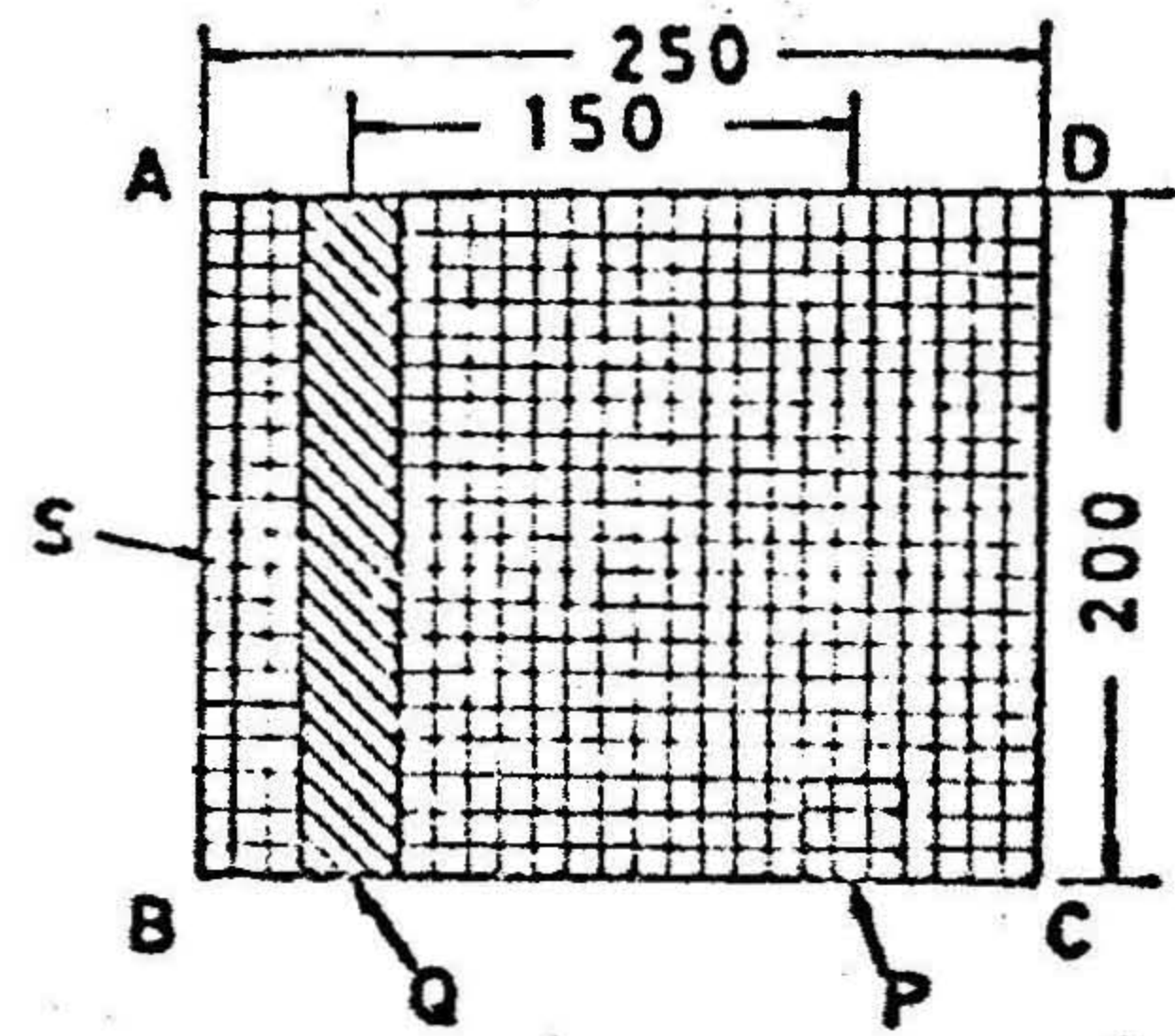
実際的な規模での水中爆破作業においては、エア・カーテンを設置する位置は爆薬の寸法に比べてかなり遠くはなれているので、その位置では伝搬してくる波はほとんど平面波とみなせる場合が多い。

したがって、本節では平面波に対するエア・カーテンの圧力軽減効果についてのシミュレーションを行なったので、その結果について述べる。

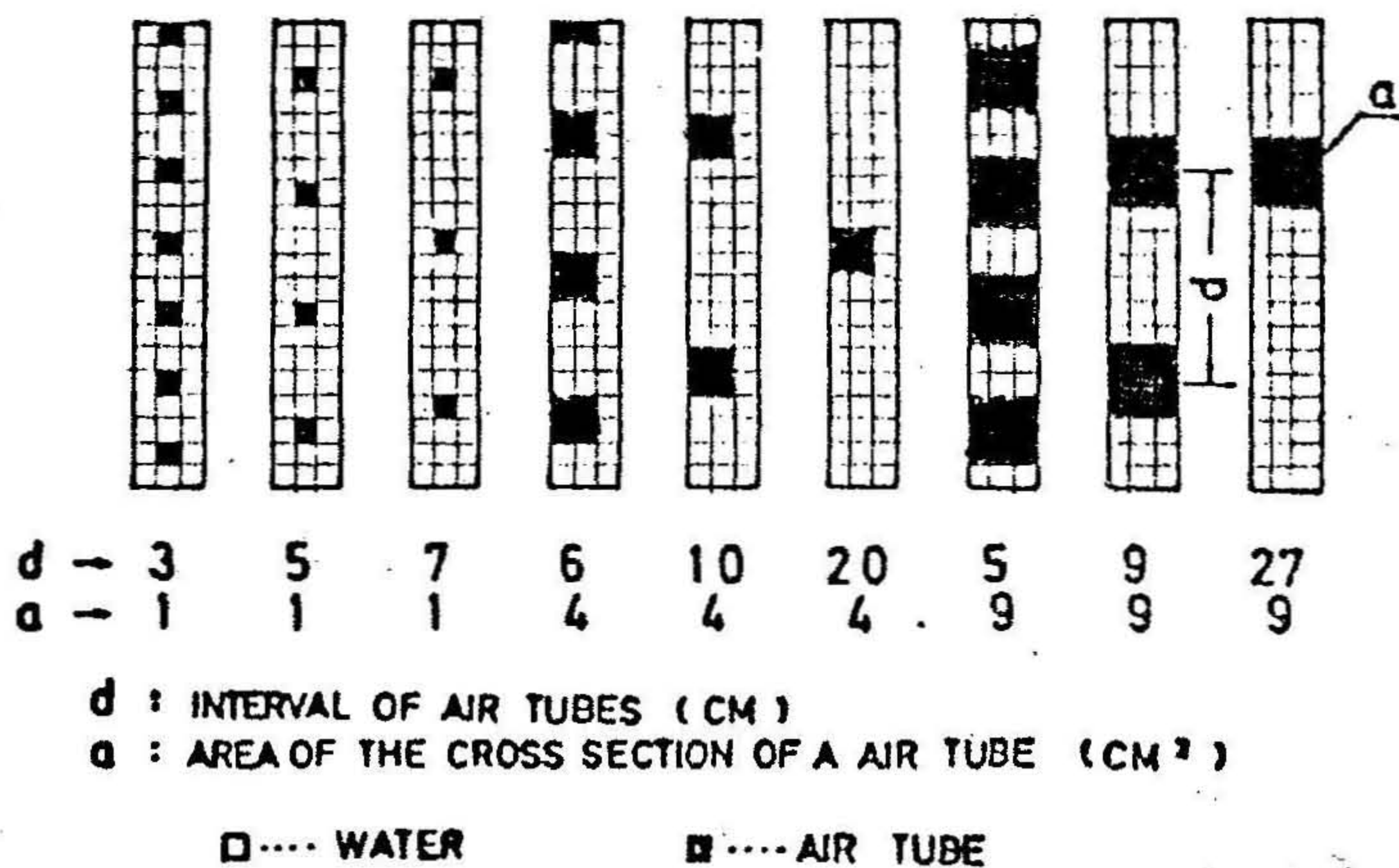
5・2 数値解析用モデル

第4章で述べた円筒座標による数値解析法を用いて平面波の解析を行なうには、シミュレーションに用いるモデルを半径方向の座標すなわち r 座標の充分大きいところで仮定すればよい。すなわち、第6・11図に示すように、AおよびBの r 座標を \overline{AD} または \overline{BC} の長さに比べて充分大きくとり、 \overline{AB} に垂直な \overline{AD} および \overline{BC} を含む二平面を対称面とする条件のもとに、Sの部分に圧力を加えると、 \overline{AB} から \overline{DC} に向かって \overline{AD} に垂直な平面波が伝搬する場合の解析を行なうことができる。

さて、Qの部分に第6・12図に例示した配列と形状の種々の気柱列を設定すると、これらの気柱列はすべて平面波の波面に平行であるとみなすことができ、水中圧力波の進行方向に垂直にエア・カーテンが設置された場合の解析を行なうことができる。



第6・11図 数値解析モデル (平面波の場合)



第6・12図 第6・11図におけるQの部分に設けた気柱の具体例

5・3 解析結果および考察

第6・11図に示すSの部分に第6・7図に示した正弦波パルスの波形をもつ圧力を加えた場合に、第6・11図に示すPの部分に伝搬してくる圧力波について、Qの部分に気柱が存在しないときのピーク値 P_0 と、Qの部分に気柱が存在するときのピーク値 P_a を求め、 P_a/P_0 の値と気柱間隔との関係を求めて示したのが、第6・13図、第6・14図、第6・15図であって、それぞれ気柱の断面積が 1 cm^2 、 4 cm^2 および 9 cm^2 の場合について得られた結果を示したものである。

なお、いずれの場合もSに加えた圧力波形のパルス幅 T が $33.3\text{ }\mu\text{sec}$ 、 $66.7\text{ }\mu\text{sec}$ 、 $100\text{ }\mu\text{sec}$ および $133.3\text{ }\mu\text{sec}$ の4種類の場合についての解析結果を示しておいた。これらの図からつぎのことがわかる。

- (1) 同一気柱断面積の場合には、気柱間隔が狭くなるほど P_a/P_0 の値は小さくなっていく。
- (2) 同一気柱間隔の場合には、気柱断面積が大きくなるほど P_a/P_0 の値は小さくなっていく。
- (3) 伝搬する波のパルス幅（波長）が長くなるほど P_a/P_0 の値は小さくなっていく。

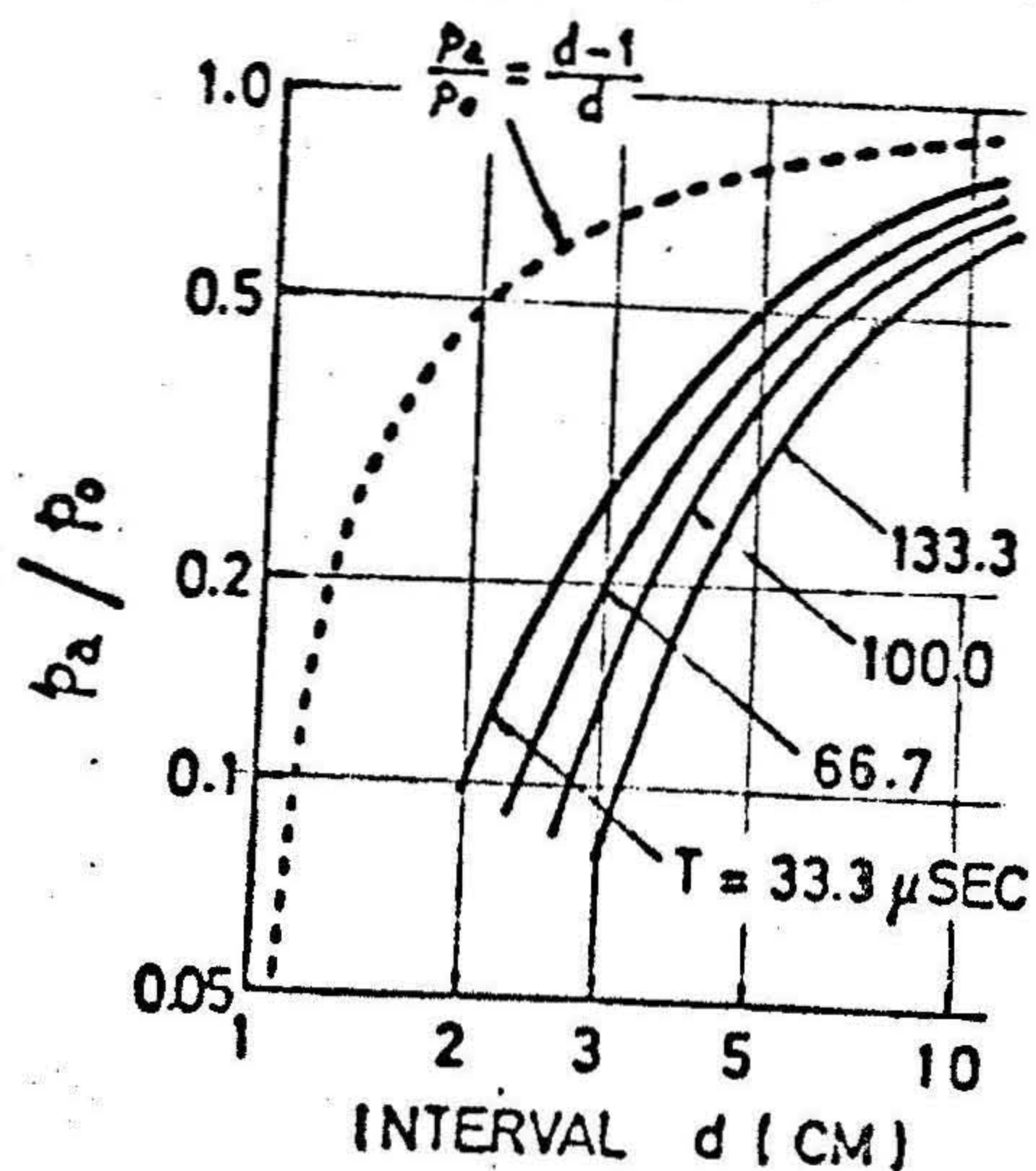
つぎに、上記のような特性が生ずる理由について考察してみる。まず(1)についてであるが、これは本章2節で述べたように、圧力波が空気層を通過するときはいちぢるしくその圧力を減少することを考えれば、気柱間隔が狭くなって水の部分が少くなり、空気の部分が多くなれば、 P_a/P_0 の値が小さくなることはよく理解できる。すなわち、第6・13図～第6・15図において点線で示した曲線は、それぞれ

$$P_a / P_0 = (d - 1) / d \quad (6 \cdot 4)$$

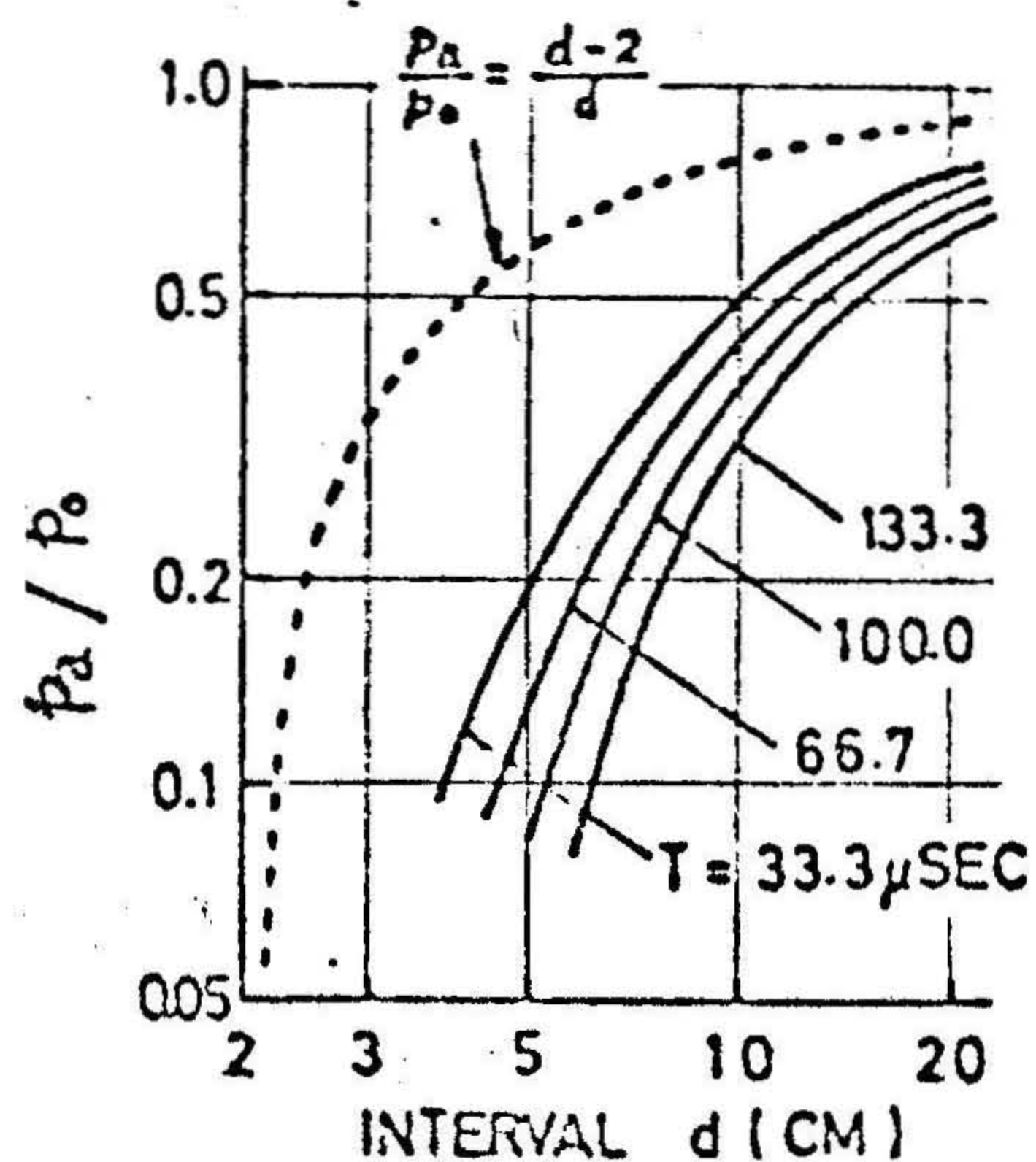
$$P_a / P_0 = (d - 2) / d \quad (6 \cdot 5)$$

$$P_a / P_0 = (d - 3) / d \quad (6 \cdot 6)$$

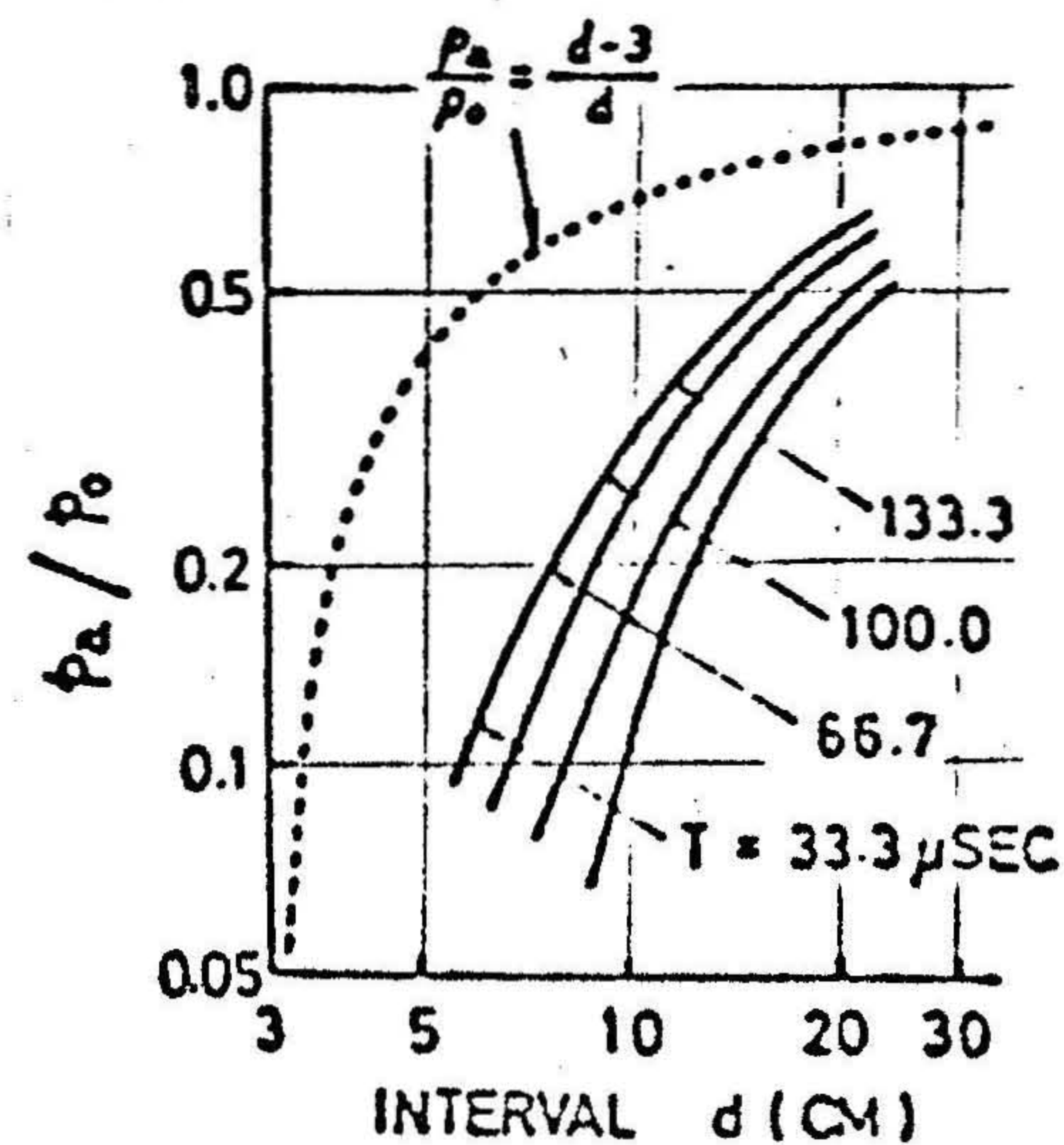
（ただし、 d は気柱間隔（cm）を表わす）で表わされる関係を示したものであるが、これらの式の右辺で示される値はそれぞれの気柱間隔のもとで気柱列



第6・13図
 気柱間隔 d と圧力減衰率
 P_a/P_o との関係
 (気柱断面積 1 cm^2 の場合)



第6・14図
 気柱間隔 d と圧力減衰率
 P_a/P_o との関係
 (気柱断面積 4 cm^2 の場合)



第6・15図
 気柱間隔 d と圧力減衰率
 P_a/P_o との関係
 (気柱断面積 9 cm^2 の場合)

の中心を通る断面で占める水の部分の面積の割合を表わしている。したがって、上記の式で表わされる関係は、エア・カーテンによる圧力軽減の割合が気柱列で占める水の部分の面積の割合に比例することを示していることになる。このことを考慮して、解析結果を示した曲線の傾向とこれらの点線で示した曲線の傾向とを対比してみると、両者の傾向がかなりよく似ていることがわかるが、両者にはなお定量的にかなりの隔りがある。この理由は(3)の理由の考察で明らかになる。

つぎに、(2)で示した特性の生ずる理由についてであるが、これは(1)の場合と同じ理由にもとづくものと思われるが、第6・13図に示した解析結果のグラフを対数目盛で2倍および3倍の距離だけ右へ平行移動すれば、第6・14図および第6・15図に示した解析結果のグラフとほとんど一致することがわかる。これはとりもなおさず第6・13図の横軸に示した気柱間隔の値を2倍および3倍にとり、気柱断面の一边も2倍および3倍、したがって断面積は4倍および9倍になるようにすれば、第6・14図および第6・15図に示した圧力軽減効果と同じ効果が得られることを示している。したがって、気柱間隔と気柱断面の寸法

(たとえば、正方形なら一边、円なら半径など)との比が同じであれば、圧力波の減衰については、ここで解析した波長に関しては、ほぼ同じ効果をもたらすといえることになる。このことは実際上の作業を行なうに当っては注目すべきことである。たとえば、断面積 4 cm^2 の気柱を気柱間隔 10 cm でならべた場合の、 P_a/P_o の値は $T = 100 \mu \text{ sec}$ のとき約 0.35 であるが、断面積 1 cm^2 の気柱列で同じ効果を得るためには気柱間隔 5 cm で列べればよいことになるから、必要な空気量は全体で約半分でよいことになり、より経済的な実施が可能となる。

つぎに、(3)に示した特性の生ずる理由としては、波長の大小が影響していることから判断すれば、波の回折現象がその主な理由として挙げられるのではないかと思われる。一般に波長が長い波ほど回折現象が著しく現われて遮へい物体の背後にまわり込みやすい⁵⁾。したがって、波長が長い波ほど、平面波として伝搬してきた波が遮へい物の間を通り抜けた後では球面波となりやすく、球面波として伝搬してきた波は遮へい物の間を通り抜けたあとさらに曲率半径の小さい球面波に

なりやすい。したがって、第3章で述べたように球面波の圧力は、その球面波の波源とみなされる点すなわちその波面の曲率中心からの距離に反比例して小さくなってゆくため、いまかりに、遮へい物の間を通り抜けた直後の点における球面波の圧力が同じ大きさであるとすれば、その点から同じ距離だけ伝搬した点においては球面波の曲率半径が小さいほど球面波の圧力は、曲率半径が大きい場合に比べてより小さくなることになる。また、逆に波長の短かい波はあまり回折することなく、平面波で伝搬してきた波は、ほぼ平面波の状態を保って遮へい物の間を通り抜けることができるものと思われる。したがって、上に述べた回折の影響による圧力の減衰は少なくなり、波長がさらに短かくなってゆけば、第6・13図～第6・15図に示すように、 P_a/P_0 と気柱間隔 d との関係は同図に表わした点線の曲線に近づいてゆくものと思われる。

6 エア・カーテン法の設計に対する示唆

本章で述べた研究では、エア・カーテンとしては細長い円筒状の空気袋を念頭において行なったが、本章第2節で触れたバブリング法による場合にも、ある程度以上の量の気泡を噴出させれば、それぞれの気泡が連続した気柱とみなせる状態を呈すると思われるので、本研究で得られた結果はバブリング法に対しても定性的にあてはまるものと思われる。さて、本研究から得られた結果を考慮して実操業におけるエア・カーテン法の設計に対する示唆を述べる。

- (1) 気柱は気柱間隔を大きくして重点的に配置するよりも、細かく分散させて気柱間隔を小さくして配置した方がより経済的である。すなわち5・3の考察のところで述べたように、同じ効果をもたらすのに、気柱を細かく分散させて配置した方が全体の空気量が少なくてすむので、空気袋を用いたエア・カーテンの場合では気柱の浮力が小さくなり、扱いやすく、バブリング法によるエア・カーテンの場合では消費空気量が少なくて済み、いずれにしてもより経済的である。
- (2) 圧力波の波長によって圧力の軽減効果が異なってくるので、薬種、薬量、

装填状態などの差異によって生ずる水中圧力波の波長の長短に気を配る必要がある。

- (3) エア・カーテンとしてどのようなものを選ぶかはその場の条件に左右されるが、海底の凹凸のはげしいところや、潮流のきついところでは、空気袋なども有用であるように思われる。

7. 結 言

本章においては、エア・カーテン法による水中圧力波の圧力軽減効果に関する基礎的な研究を行ない、効率よく水中圧力波を軽減するための最適設計を行なうに必要な資料を求めるよう努めた。すなわち、エア・カーテン法による水中圧力波の圧力軽減効果に関する実験の結果と数値解析の結果とがほぼ一致することを確めた上で、さらに一般化した条件のもとでのシミュレーションを行ない、エア・カーテンによる圧力波の軽減機構を究明し、6節で述べたような結果を得た。さらにその結果に基づきエア・カーテン法の最適設計に対する示唆を行なったが、この研究はあくまで爆薬の爆発により水中に投ぜられる水中圧力波がほぼ平面波とみなせるまで伝搬してからの解析であるので、爆薬の至近距離でのエア・カーテンによる圧力軽減効果についてはさらに検討が必要である。

参 考 文 献

- 1) 若園吉一，小川輝繁，沢田保夫，阪口清次：工業火薬，31巻，131号，81頁，1970
- 2) R. C. Jacobsen：Ontario Hydro Reserch News, vol. 6, №2 p. 14, 1954
- 3) 小橋 豊：音と音波，裳華房，94頁，1965
- 4) 文献3) 96頁
- 5) 文献3) 120頁

第7章 水中における一自由面爆破に関する実験的研究

1. 緒言

海底における地下資源の開発や、海洋開発にともなう土木工事を行なう場合などでは、海水に接している岩石の爆破作業が必要となってくることが多いものと思われる。しかしながらこの種の爆破作業は、とくに水深の深いところでは、空中における岩石の爆破作業とはその条件が非常に異なるため、作業を能率よく有利に行なうためには特別の考慮が必要であると思われる。

本章においては、水中において、一自由面爆破を行なう場合の破壊機構を究明するための基礎研究として、水圧の大きさが、漏斗孔の大きさや形状に与える影響を調べる実験を行なった結果について述べる。

2. 実験方法および実験装置

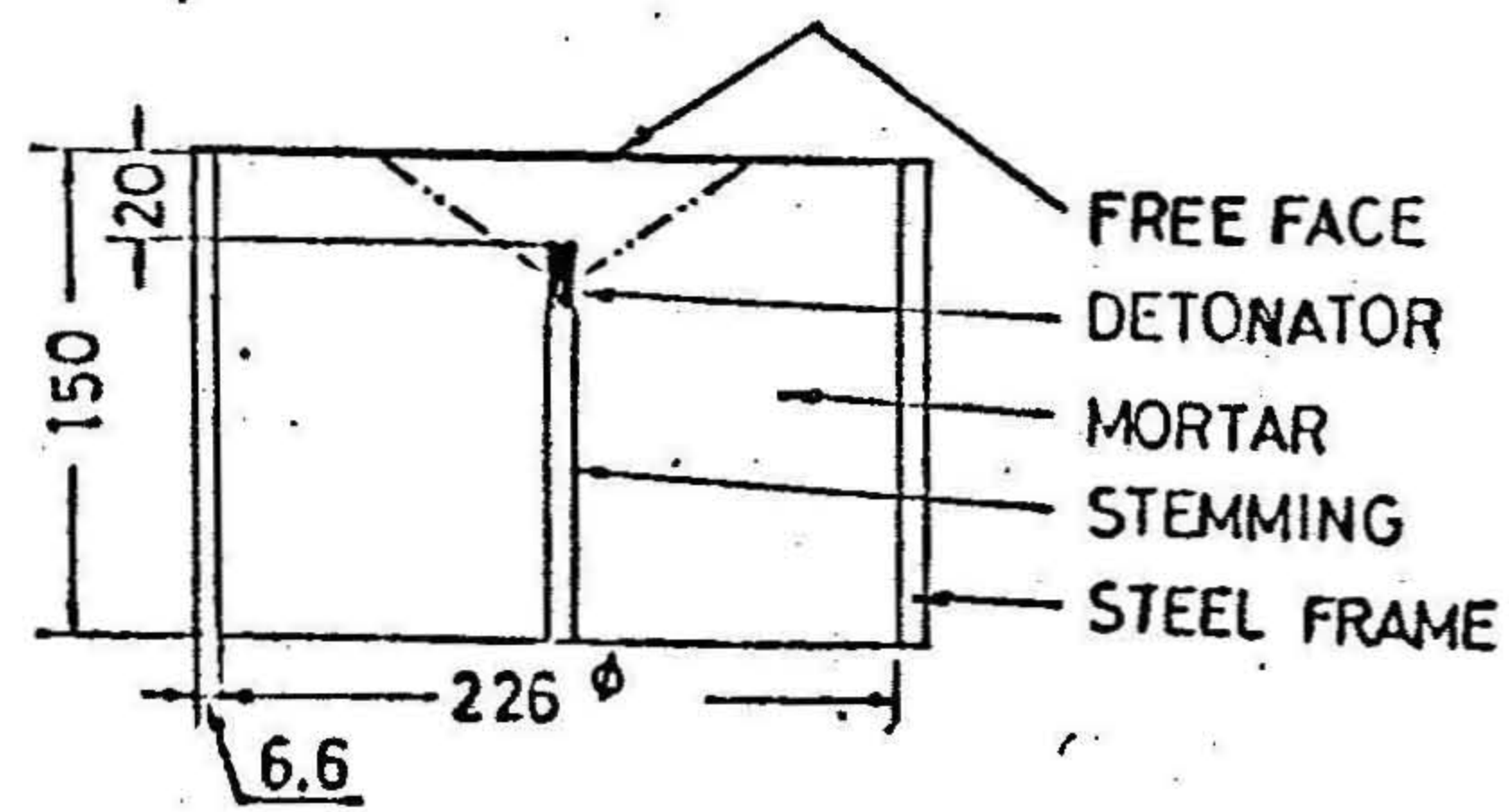
2・1 供試体

本実験に用いた供試体は、セメント/砂比が $1/2$ のセメントモルタルを内径229mm、肉厚6mm、高さ150mmの円筒型の鋼鉄枠の中に流し込んで1ヶ月以上養成したものであり、鋼鉄枠はそのままはずさずに用いた。実験に際しては、第7・1図(a)に示すように、モルタルブロックのクレータを生成させる面の反対側から所定の長さだけ表面に垂直に穿孔し、その孔に3号平底電気雷管を挿入して急結セメントによりタンピングを施した。

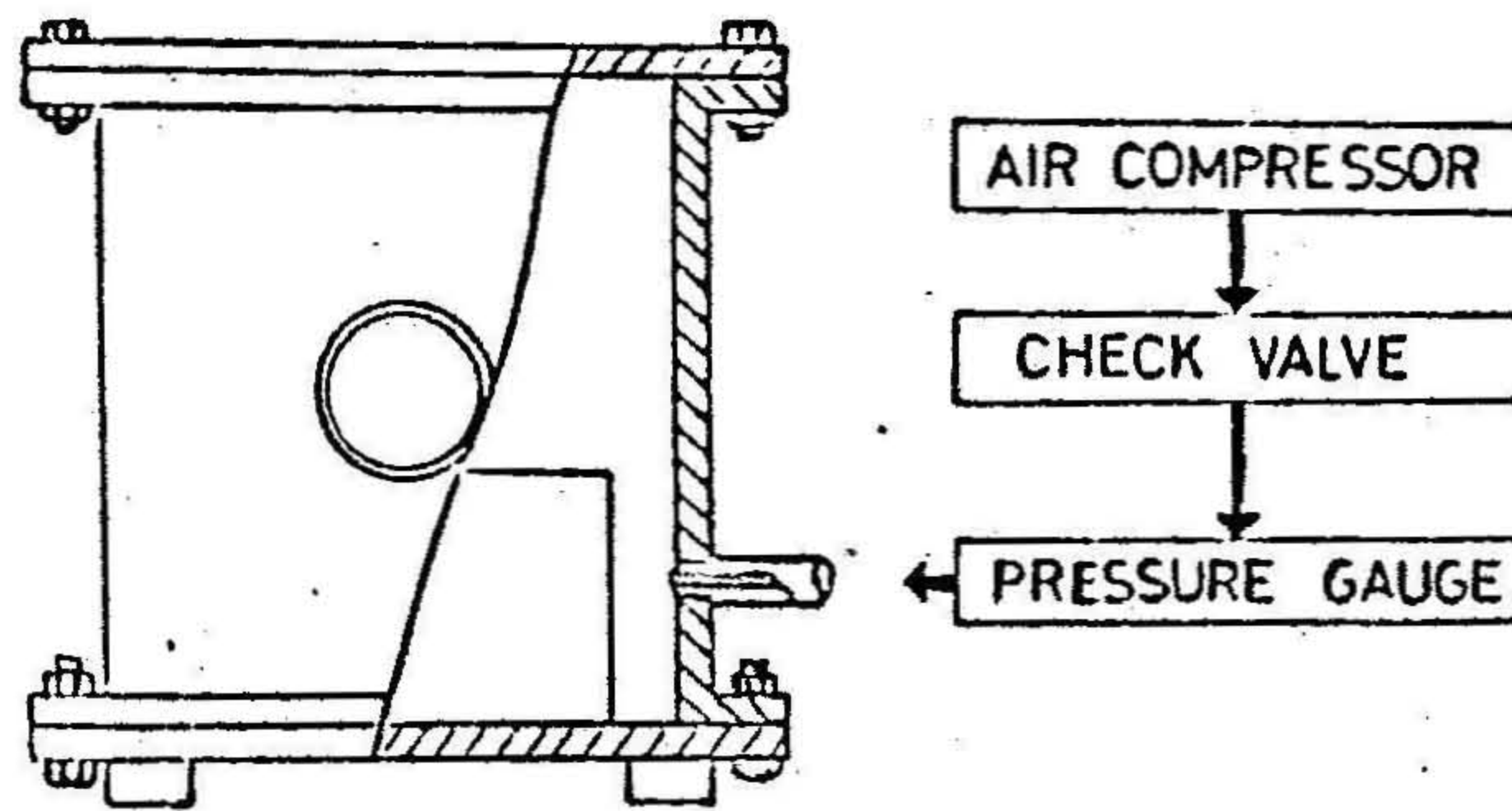
2・2 実験方法

2・2・1 井筒内での実験について

水深が約170m、直径が7mの立坑井筒の中へ3号電気雷管を装填した供試体を所定の位置まで沈め、クレータを生成させる面から水面までの距離を確認する。しかるのち、電気雷管を起爆させてクレータを生成させる。



(a)



(b)

第7・1図 実験装置の説明図
 (a) 供試体断面図
 (b) 高圧容器 (矢印は圧縮空気の流れを示す)

第7・1表 高圧容器での実験に用いた供試体の力学的性質

セメント砂比	1 : 2
密度	2.09 g/cm ³
圧縮強度	482 kg/cm ²
引張強度※	29.5 kg/cm ²
縦波伝搬速度※※	3050 m/sec
横波伝搬速度※※	1990 m/sec

※圧裂試験法による ※※パルス法による

なお、井筒の水の比重は、浅い部分では約 1.005、深いところで約 1.01 であり、ほとんど 1.0 とみなしてさしつかえない。すなわち、電気雷管の起爆時におけるクレータの生成面（自由面）から密度 $\zeta g/cm^3$ の水の水面までの距離を $D m$ とすれば、そのクレータ生成面に加わる圧力 $P kg/cm^2$ はつぎの式で表わされる。

$$P = \frac{\zeta D}{10} + 1 \quad (7 \cdot 1)$$

なお、この実験で用いた供試体のセメントモルタルの力学的性質は第 7・2 表に示すとおりである。

2・2・2 高圧容器内での実験について

実験室において、供試体を加圧しながら、3号電気雷管によりクレータを生成させることができるよう、特別に高圧容器を試作した。その概念図を第 7・2 図 (b) に示す。

実験に際しては、3号平底電気雷管を装填した供試体を高圧容器の中へ入れて、そのまま密閉するか。あるいは供試体上端から高さ 10 cm 程度まで水を容器内に満してから密閉し、チェックバルブを通じてコンプレッサーから容器内部へ空気を送り込んで、容器の内部を所定の圧力に昇圧する。しかるのち電気雷管を起爆してクレータを生成させる。なお、高圧容器に水を満して加圧した場合と、水を入れないで空気のままで加圧した場合との二つの条件を設けたのはつぎの理由による。

すなわち、供試体の自由面が空気で覆われている場合と、水で覆われている場合との比較を行なうために設けたものであって、このちがいによる影響は主としてつぎのようなものが考えられる。

- (1) 電気雷管の起爆により、供試体内に伝搬する応力波が自由面で反射する際反射係数（入射応力波の振幅と反射応力波の振幅の比）の違いにより、反射後、供試体内に伝わる反射波の大きさが異なることによる応力状態へ与える影響。
- (2) 供試体内にき裂が生じ、クレータ部分のモルタルを爆発ガスが押しつける

際にしなければならぬ仕事の量へ与える影響。

などが主に考えられるが、これらの影響は(1)、(2)とも自由面が水で覆われている場合の方が、空気で覆われている場合よりもクレータの体積を小さくする方向に働くものと予想される。なお、この実験で用いた供試体のセメントモルタルの力学的性質は第7・1表に示すとおりである。

第7・2表 井筒内での実験に用いた供試体の力学的性質

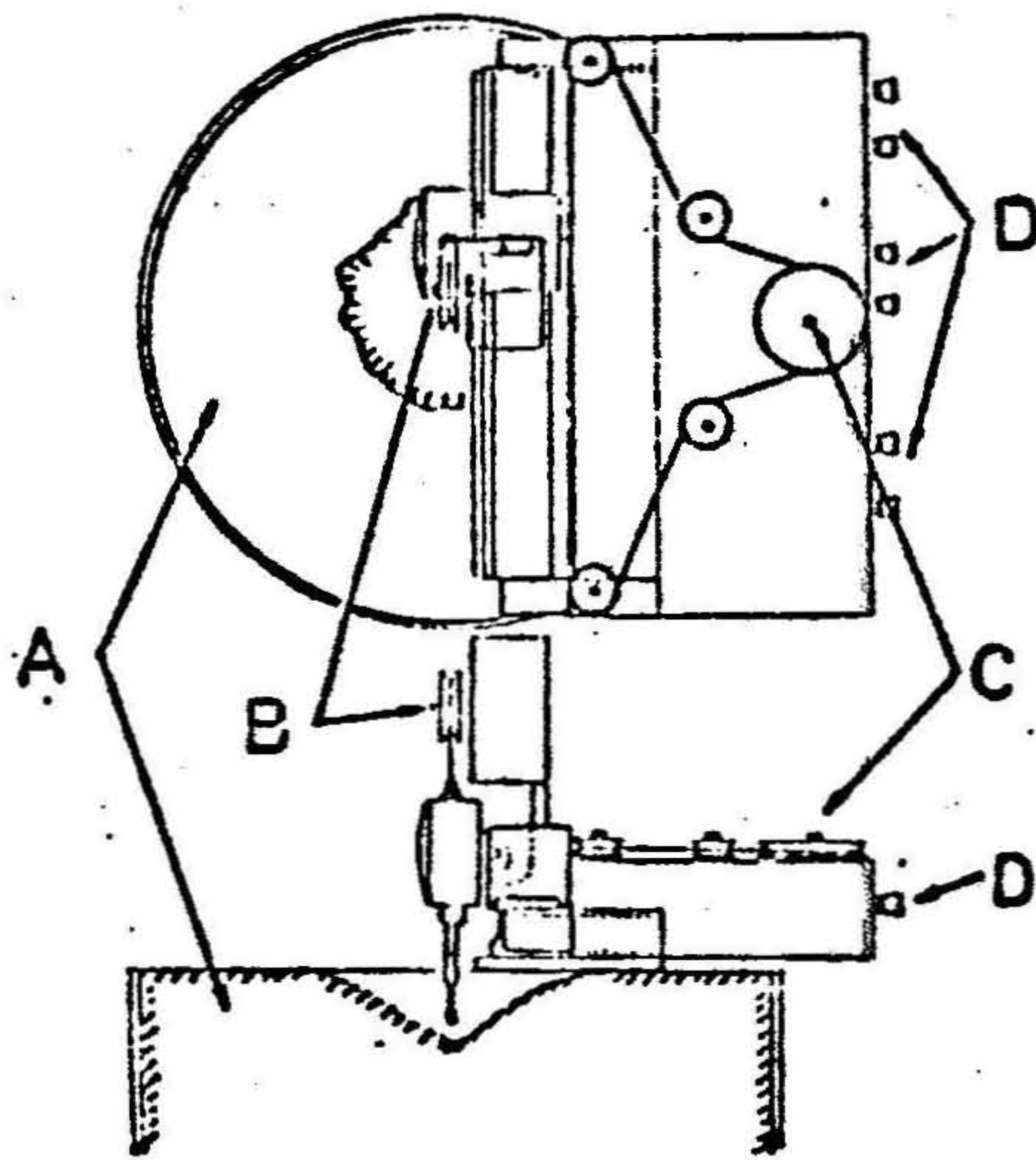
セメント砂比	1 : 2
密度	2.17 g/cm ³
圧縮強度	404 kg/cm ²
引張強度※	24.7 kg/cm ²
縦波伝搬速度※※	3920 m/sec
横波伝搬速度※※	2050 m/sec

※圧裂試験法による ※※パルス法による

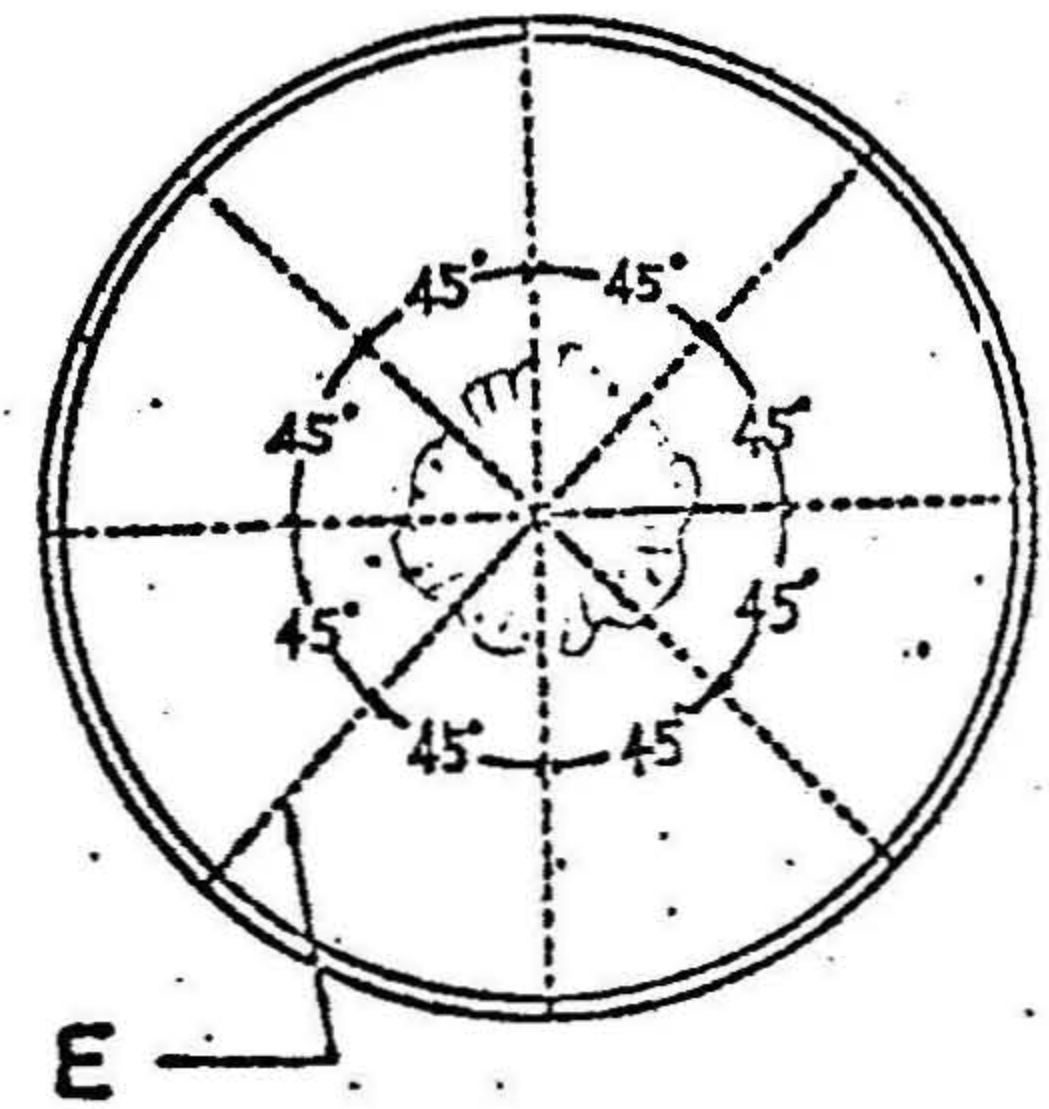
2・3 データ処理方法について

2・2に述べた方法によって行なった実験により得られたクレータの形状を機械的に簡単に求められるように、第7・2図(a)に示すような断面形状読取装置を試作し、第7・2図(b)に示すように、1試供体につき45°間隔の四つの断面についての断面図を描いた。

なお、この断面形状読取装置は二つの可変抵抗器と電源回路および機械機構部分からなっており、一つの可変抵抗器はダイヤルゲージによる、上下方向の距離(深さ)を、もう一つの可変抵抗器はダイヤルゲージをとりつけた台を水平方向にスライドさせることにより生じた距離(半径)を、それぞれ抵抗変化としてとらえるようにし、この抵抗変化を電圧変化にかえてX・YレコーダのX方向およびY方向の入力とすることによって、クレータの断面図を図示するように工夫したものである。



(a)



(b)

第 7 ・ 2 図 クレータ断面の測定方法

(a) 断面形状読取装置

A .. 供試体 B, C .. 可変抵抗器 D .. ターミナル

(b) 供試体の測定線の数および方向

E .. 測定線の一例

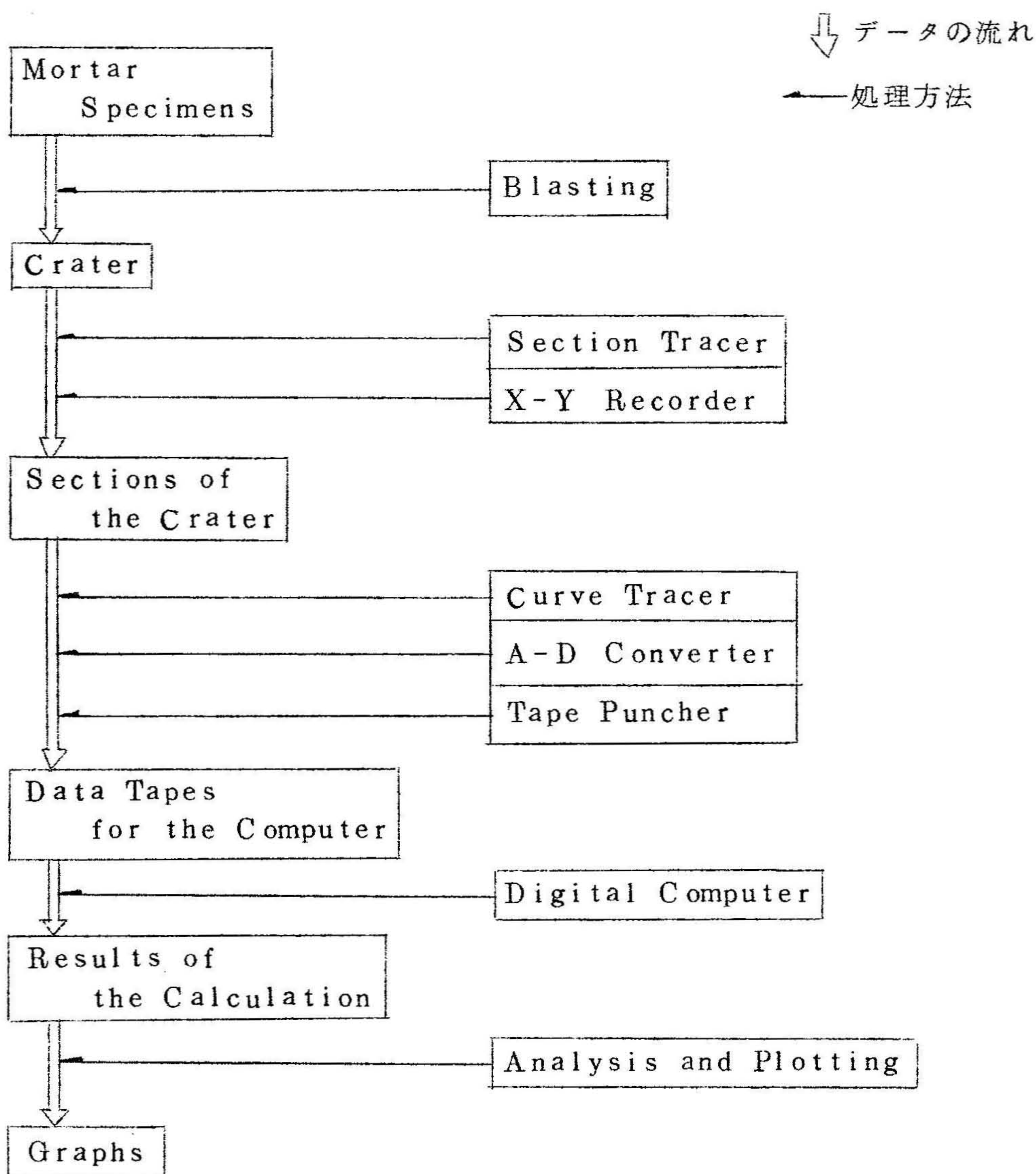
このようにして得られた断面図を図形読取装置および AD 変換器により処理することによって電子計算機で直接処理できる紙テープを作成することができる。第 7 ・ 3 図は、以上に述べたようなこの実験におけるデータ処理の流れ図を示したものである。

3. 実験結果および考察

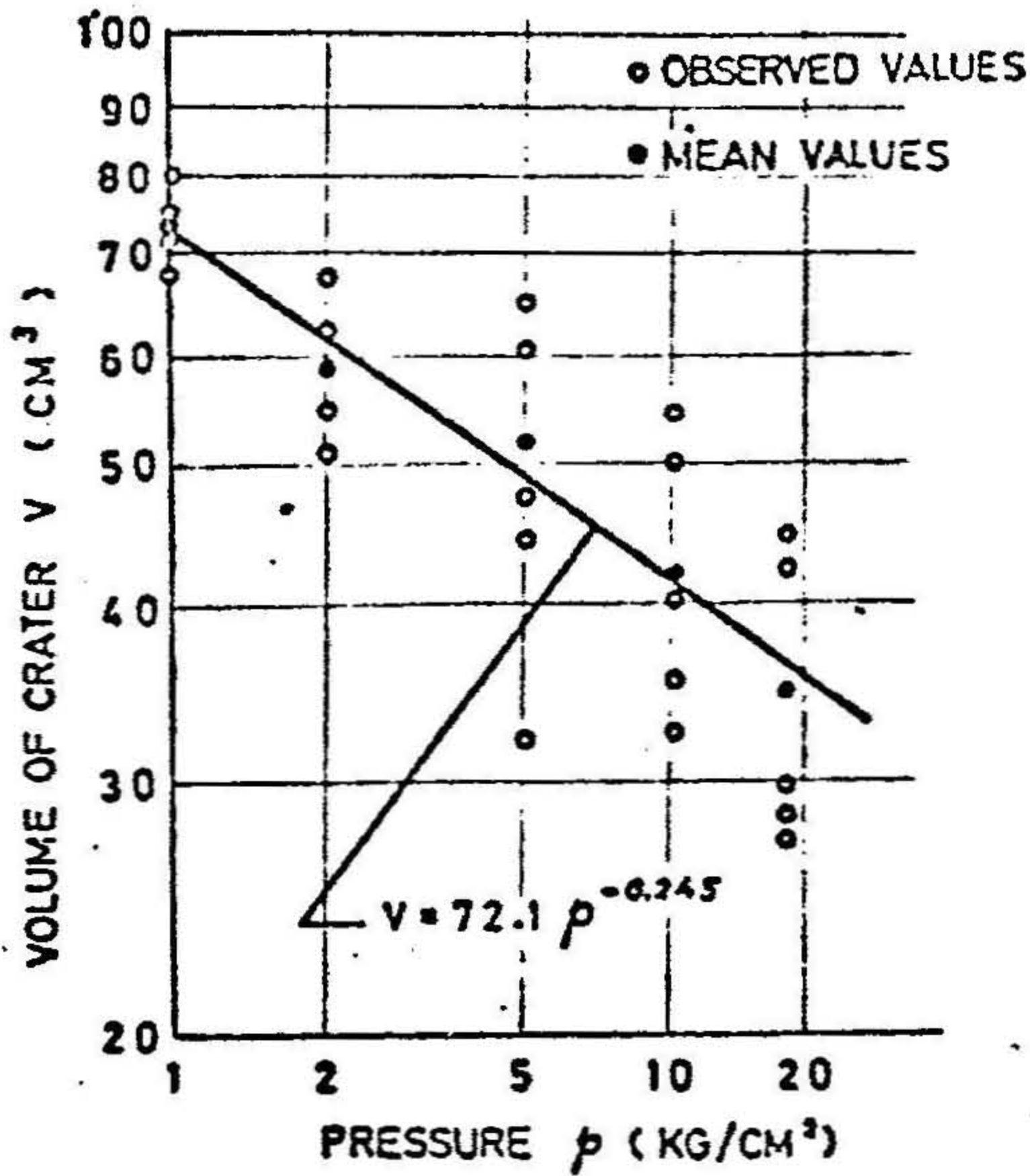
第 7 ・ 4 図は、2 ・ 2 ・ 1 で述べた井筒内での実験から得られたクレータの体積 V と自由面に加わる圧力 P との関係を第 7 ・ 3 図で示した手順を用いてプロットしたものである。この実験結果にはかなりのばらつきが認められるが、これは供試体作成時に設定した最小抵抗線に $\pm 1.0 \text{ mm}$ 程度の誤差が生じていることやモルタルの不均質さなどの影響が現われたり、また、実験時における水深の測定

の誤差が影響してきたものと思われる。しかし第7・4図から明らかなように、水深が大きくなるにつれて、すなわち自由面に加わる圧力が大きくなるにつれて、クレータの体積 V が小さくなっていく傾向ははっきり認められる。なお、同図に実線で示した直線は次の式で表わされる関係を示したものである。

$$V = 72.1 \times P^{-0.245} \quad (7 \cdot 2)$$



第7・3図 データー処理の流れ図



第7・4図 自由面に加わる圧力 P と生成されるクレータの体積との関係
(井筒内での実験結果による)

つぎに、第7・5図は、2・2・2で述べたように、実験室において高圧容器を用いて供試体を加圧して実験を行なった場合の、クレータの体積 V と高圧容器の圧力 P との関係を第7・3図に示した手順を用いてプロットしたものである。また同図に実線で示した直線は高圧容器に水を満して行なった実験の場合に得られた結果の平均値を近似的に表わす直線で、破線で表わした直線は高圧容器に水を入れずに圧縮空気のみで加圧した実験の場合に得られた結果の平均値を近似的に表わす直線であり、

それぞれ以下の式で表わされる関係を示している。

$$\text{水中} \quad V = 69.5 \times P^{-0.264} \quad (7 \cdot 3)$$

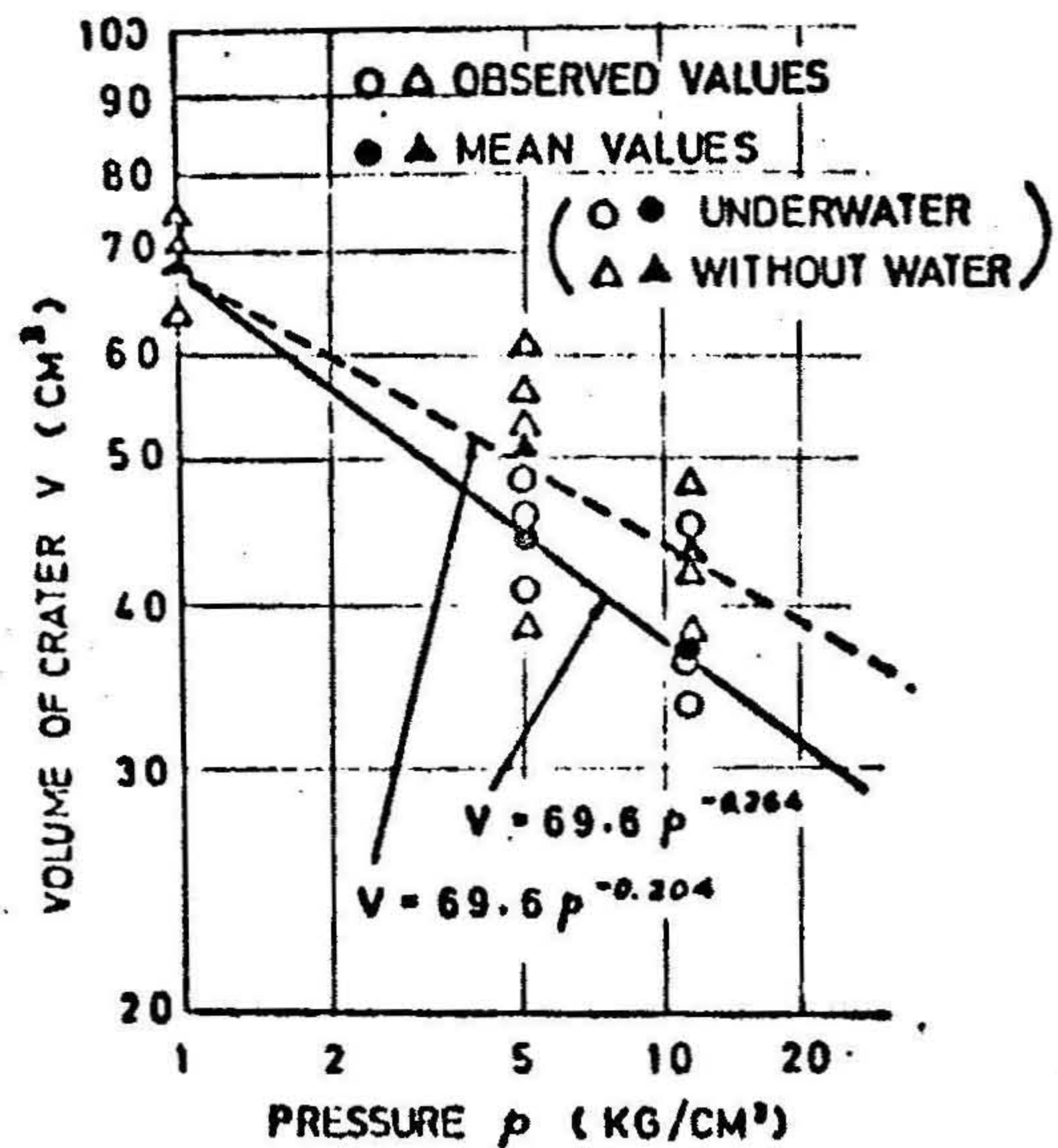
$$\text{空気中} \quad V = 69.5 \times P^{-0.264} \quad (7 \cdot 4)$$

さて、第7・4図と第7・5図に示した三本の直線を比較してみると、つぎのようなことがわかる。すなわち、全般に供試体表面に加わる圧力が大きくなるにつれてクレータの体積が小さくなっていく傾向が認められ、いずれもそれぞれの図に示したように、クレータ体積 V は圧力 P のべき乗に反比例することがわかる。

なお、クレータの断面形状は、一般に第7・6図に示すように、自由面に加わる圧力が小さいときは、クレータの周縁では朝顔型のように自由面と小さい角度で交わっているが、自由面に加わる圧力が大きくなるにつれて、クレータの周縁ではおわん型のように自由面と大きな角度で交わるようになる。

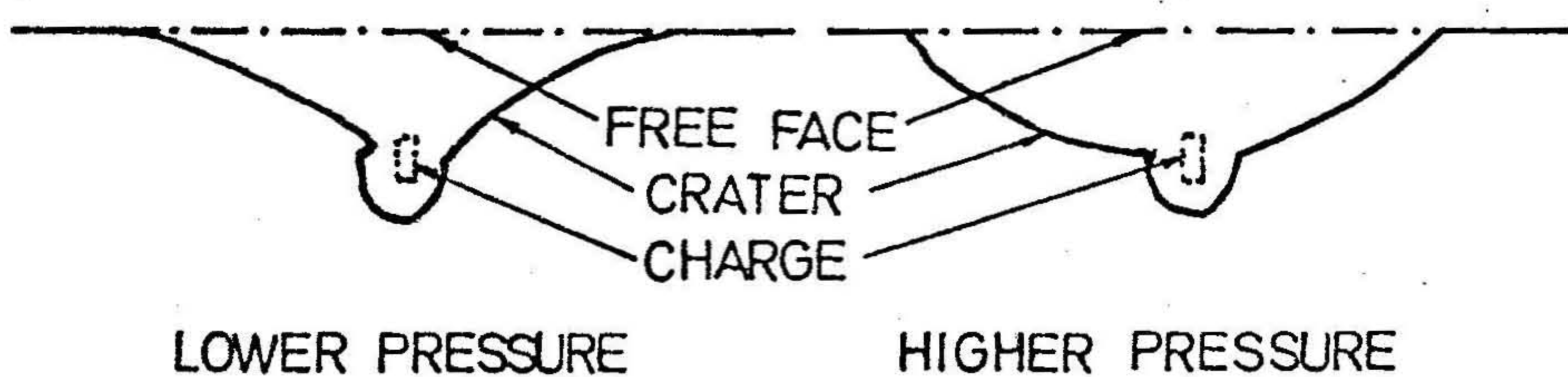
つぎに、第7・5図に示すように、供試体表面に加わる圧力の大きさが同じで

あっても、供試体表面が水と接している場合と、空気と接している場合とではクレータの体積にちがいが認められ、後者の場合の方がクレータの体積は大きくなること
 がわかる。このことは、第7・4
 図に示したように、水深が大きくなるにつれて、クレータの体積が
 小さくなるという理由が、単に供
 試体内に水深に応じた水圧による
 初期応力が存在しているからとい
 うだけではなく、2・2・2の(1)
 で示したように、爆破の際に発生
 する応力波の動的な要因にもとづ
 く破壊に対しても、クレータの生
 成される面（自由面）上の水の存在がかなり大きな影響を与えているものと考え
 る。この理由についてさらにくわしく言及してみよう。



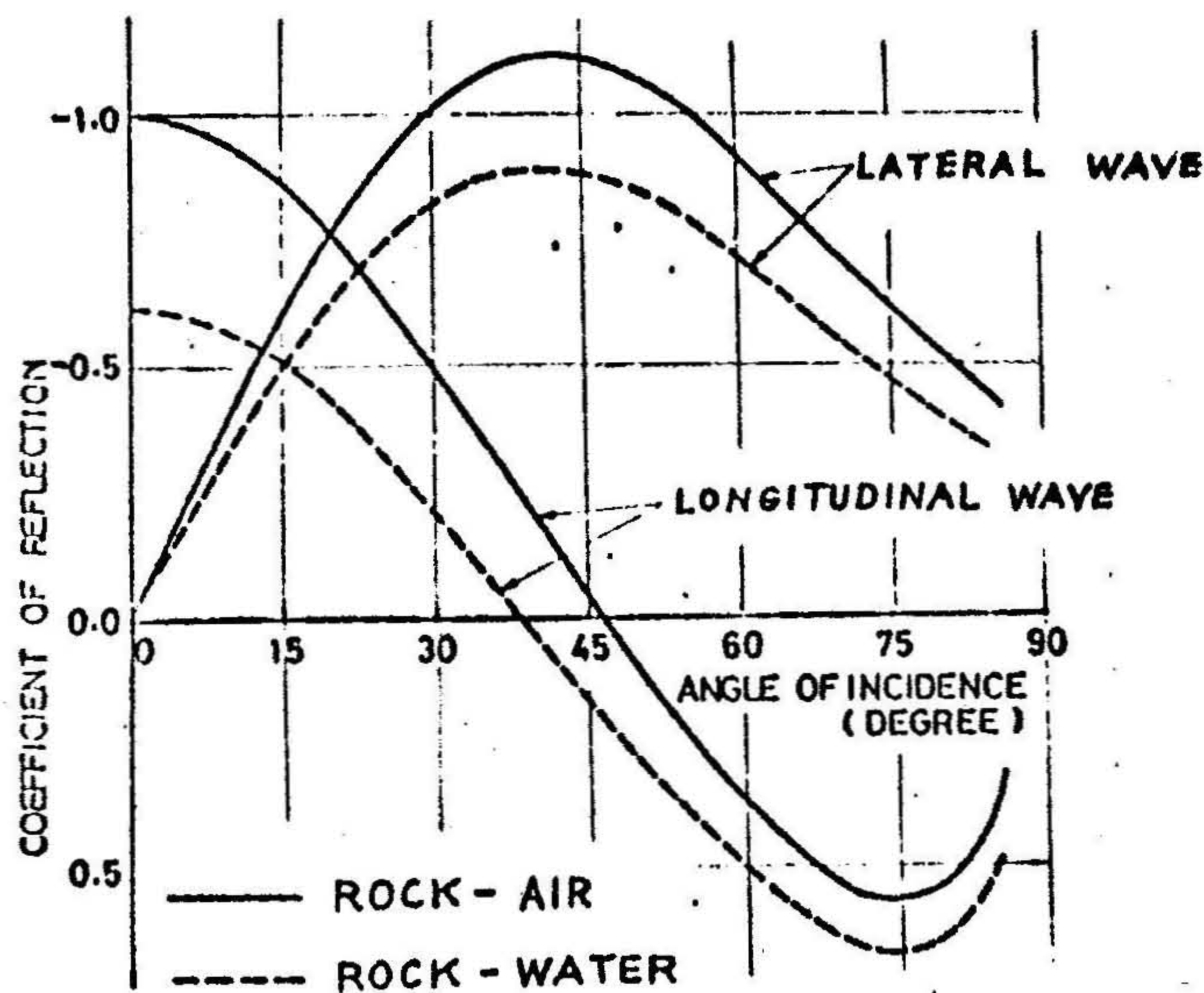
第7・5図 自由面に加わる圧力 P と生成されるクレータの体積との関係
 （高圧容器内での実験結果による）

一般に、今回の実験に供した供試体のセメントモルタルと同じ音響学的性質（密度，縦波伝搬速度，横波伝搬速度）をもつ物質と空気または水との境界における平面応力波の反射の様子を表わしたのが第7・7図である¹⁾。すなわち，横軸



第7・6図 自由面に加わる圧力の大小によるクレータ断面形状の差異

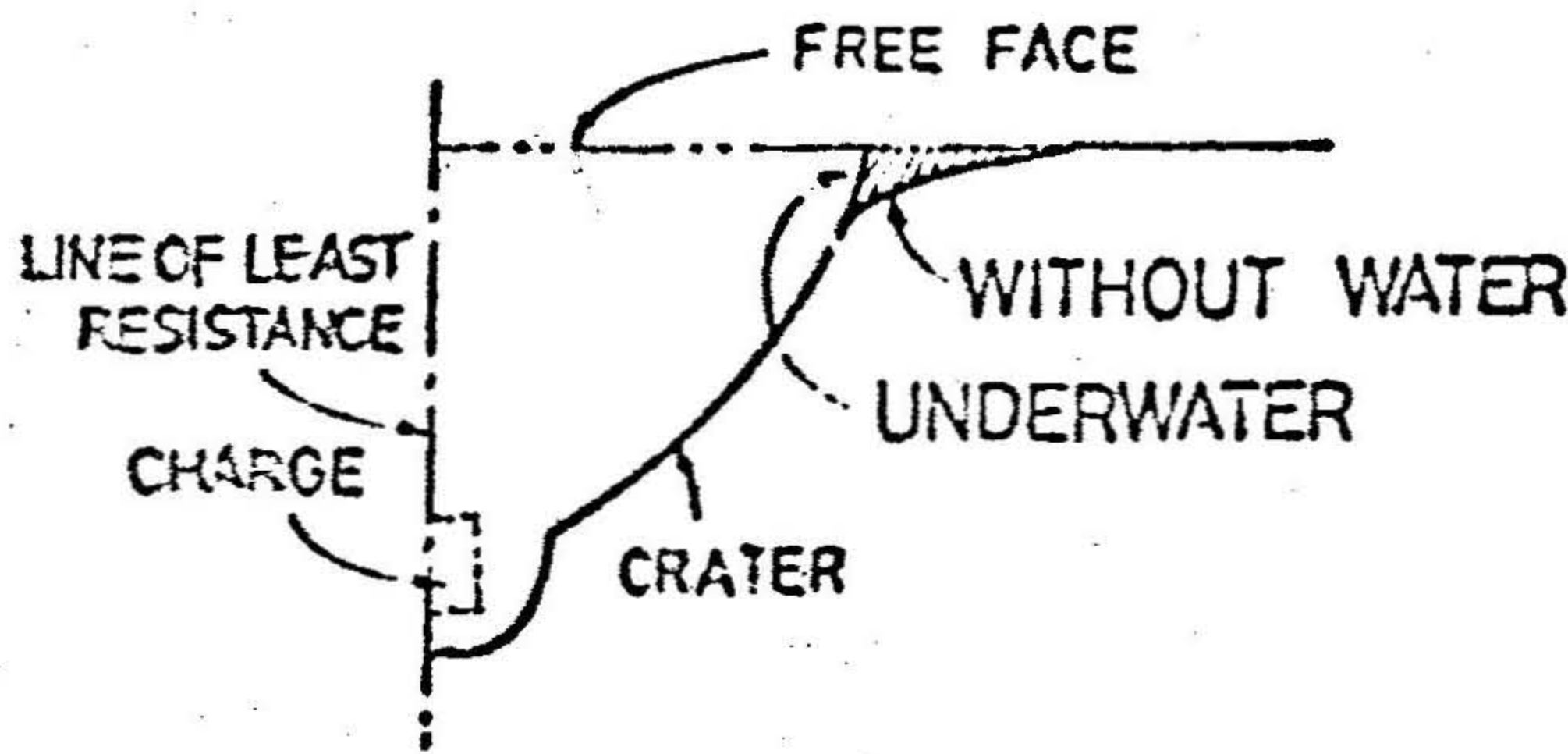
には平面波が境界面に入射する角度を表わし、縦軸には縦波および横波の反射係数を表わしている。なお、片側の媒質が空気の場合を実線で、また水の場合を破線で表わしている。この図から明らかなように、セメントモルタルと空気または水との境界面で極性を変えて反射してくる応力波の大きさは、水の場合より空気の場合の方が大きい。したがって今回の実験の場合のように、爆源から圧縮応力波が境界面（自由面）に向かって入射するときは、反射波は引張応力波となるから自由面が水で覆われている場合よりも空気で覆われている場合の方が、大きな引張応力波が生じることになる。また一般に、この自由面で反射してくる引張応力波の応力が物質の引張強度を越える大きさであれば、自由面近傍で自由面と平行なはく離現象（ホプキンソン効果）⁽²⁾が現われるものであるが、今回の実験では完全なはく離は起らないまでも、自由面近傍のセメントモルタルにはこの自由面で反射してくる引張応力波によりかなり多くの潜在的なき裂が生じているものと考えられ、この潜在的なき裂の数は自由面が空気で覆われている場合の方が水で覆われている場合よりも多いということが容易に想像される。



第7・7図 岩石中を伝わる応力波が自由面に入射する際の入射角と反射係数との関係

したがって、第 8 章 7 節で述べるように、爆源から発達してきた開放的き裂が自由面近くに達したときに、潜在的き裂の多い自由面が空気中被覆されている場合の方が水中被覆されている場合よりも大きな体積をもつクレータができる方向に、その開放的き裂が進み、最終的に自由面に到達してクレータが完成するものと思われる。

ちなみに、第 7・8 図は今回の実験で得られたクレータの断面の模式図である。図からわかるように、自由面が空気中被覆されている場合は自由面近傍で自由面と平行な破断面が生じており、クレータの体積は斜線の部分の体積だけ自由面が水中被覆されている場合より大きいことが認められ、上述の推論の妥当性を裏づけているものと思われる。



第 7・8 図 自由面が空気または水中被覆されている場合のクレータ断面の相違

4. 水中爆破の設計についての所見

本章 3 節において自由面上に作用する圧力の大小に応じて作成するクレータの体積が異なってくることを明らかにしたが、さらに二、三の検討を加え、あわせて水中爆破の設計について所見を述べる。

まず、クレータの体積と自由面上に作用する圧力との関係を表わす式すなわち (7・2) 式および (7・3) 式において比例係数および指数係数の値が異なっていることがわかるが、これは、第 7・1 表および第 7・2 表に示したように、

供試体の強度などの力学的性質のちがいで生じているものと思われる。したがって、爆破の対象となる岩石の種類や使用する火薬類の種類などによって当然これらの係数は異なるものと思われるが、指数係数はほぼ $-0.2 \sim -0.3$ の範囲にあるものと推測される。

また、(7・2)式などの比例係数は空気中でのクレータ試験により生じるクレータの体積を表わしているので、爆破の対象となる岩石に対して空気中においてクレータ試験を行なって比例係数を求めておき、さらに指数係数を $-0.2 \sim -0.3$ の範囲の値に採れば(7・2)式と同様の式が得られるので、任意の水深でクレータ試験を行なった場合に生ずるであろうクレータの体積は(7・2)式を考慮すれば計算によって推定することができる。ただし、ここで注意しなければならないことは、(7・2)式で計算されたクレータ体積の値がある極限值よりも小さいと、開放的き裂が自由面まで到達せず事実上クレータ面が生成しなくなると考えられることである。この極限值は、当然最小抵抗線の大きさによって異なるものと思われるが、今回行なった実験では、自由面の開口部分の直径が最小抵抗線 W の2倍より小さいクレータが生成されたことがなかったことから考えると、水中爆破により生ずるクレータの場合も、いわゆる標準爆破と考えられている場合のクレータの体積、すなわち W の2倍を直径とする円を底面とする高さ W の円錐の体積を一応の極限值と考えて差し支えないものと思われる。したがって、(7・2)式などの式は

$$V \geq \frac{\pi}{3} W^3 \quad (7 \cdot 5)$$

を満たす範囲でのみ成立するものと思われる。

つぎに、本章3節では、自由面が水で覆われている場合と空気で覆われている場合との爆破効果の違いとして、生成されたクレータの体積や形状の違いについての考察を述べたが、この他に、2・2・2の(2)で示した影響によるものと思われる現象も認められる。すなわち、爆破が完了してクレータ部分が破壊されて生じたセメントモルタルの破片が、自由面が空気で覆われている場合は完全に吹き

飛ばされ、クレータ面が露出しているが、自由面が水で覆われている場合は水の抵抗が大きいため、その破片はあまり飛散しないでクレータの部分にかなり多く残る³⁾ことになり、それを取り除かないとクレータ面が露出しないことになる。しかしながら、今回の実験に用いた供試体と同じ供試体と3号平底電気雷管とを用いて、最小抵抗線を種々の大きさに変化させた場合の水中でのクレータの生成状況を調べた予備実験の結果では、最小抵抗線が大きいときは、クレータの内部に残存するセメントモルタルの破片はかなり多かったが、最小抵抗線が小さくなって過装薬気味になるにつれて、クレータ内部に残存するセメントモルタルの破片は少なくなっていく傾向がみられた。

したがって、実際の水中爆破に際しては、その目的、周囲の条件あるいは、破壊された岩石片の処理方法などに応じてクレータ面を露出させなければならないのか、あるいは、クレータ部分に破壊された岩石片が残存しても支障がないのかが決まるが、このいずれかによって過装薬気味にするか、または弱装薬気味にするかを考慮しなければならないものとする。

5. 結 言

本章2節および3節においては、自由面上に圧力が作用している場合のクレータ試験を行ない自由面上の加圧力の影響を調べ、その結果、自由面を覆っている媒質の違いによって影響の現われ方が異なるが、いずれにしても、自由面上に加わる圧力が大きくなればなるほどクレータの形状は小さくなることが確められた。したがって、海底などにおいて実施する一自由面爆破は空気中において同一条件で実施した場合に比べてかなり違った破壊効果を示すことになるので、作業の実施に当っては、本章4節で述べたことを考慮して行なう必要がある。

なお、自由面上に圧力が作用している場合のクレータ試験における供試体内部の応力状態などについては、第8章7節でさらに詳しい考察を行なうことにする。

参 考 文 献

- 1) 有山正孝 : 振動・波動, 裳華房, 208頁, 1970
- 2) H. K. Kutter, C. Fairhurst : Int. J. Rock. Min. Sci.
vol. 8, No 3, p. 181, 1971
- 3) 山口 勉, 井上 徹, 伊藤一郎 : 日本鉱業会誌, 85卷, 972号,
237頁, 1969

第8章 自由面上に圧力を受けている一自由面爆破の 場合の応力解析

1. 緒言

ふつうの一自由面爆破の場合の応力解析はすでに多くの研究者によってなされている。すなわち、静的な応力解析としては、村田¹⁾や Porter²⁾などの研究があり、動的な応力解析は伊藤、佐々³⁾らによってなされている。しかし、自由面が加圧されている場合の一自由面爆破についての応力解析は今までのところみあたらない。そこで本章においては、爆発生成ガスによる準静的な圧力が装薬孔に作用し、自由面に水圧などによる圧力が加わっている場合の一自由面爆破について、媒質内に生ずる静的な応力分布を調べるために、一直線の近傍に存在する円または矩形の内面に圧力が作用する場合に、この一直線と円または矩形を境界としてもつ媒質内に生ずる応力の解析を行なった。

なお、このようなモデルについて平面ひずみ問題として解析を行なえば、自由面に平行に装填した長孔装薬による一自由面爆破の場合の応力分布を求めることができ(2節および3節)、また円の中心から直線に下した垂線を軸とする軸対称問題として解析すれば、球状装薬による一自由面爆破の場合の応力分布を求めることができる(5節および6節)。

また、この解析結果と実際の実験により得られた現象と比較するため、第7章で述べた実験結果および別に行なったコンクリート破砕薬によるクレータテストの結果と本章2節、3節および5節、6節で述べる応力解析結果とについて対比しつつ検討を加えた(4節および7節)。

2. 自由面近傍の円孔の周辺における応力解析

2・1 双極座標による応力解析法の概念

G.B. Jeffery⁴⁾によれば、双極座標(α, β)を用いた二次元弾性問題におけ

る Airy の応力関数を F で表わすと, F はつぎの式を満足する。

$$\left(\frac{\partial^4}{\partial \alpha^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial \alpha^2 \partial \beta^2} + \frac{\partial^4}{\partial \beta^4} - 2 \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} + 1 \right) F = 0 \quad (8.1)$$

また, 問題に適合し, しかも $\alpha = \text{const.}$ なる曲線 (円) に境界条件が与えられる (8.1) 式の一般解としてつぎの式を与えている。

$$F = \{ B_0 \alpha + K \log (\cosh \alpha - \cos \beta) \} (\cosh \alpha - \cos \beta) + \sum_{n=1}^{\infty} \{ \varphi_n(\alpha) \cos n\beta + \phi_n(\alpha) \sin n\beta \} \quad (8.2)$$

ただし,

$$\begin{aligned} \varphi_n(\alpha) = & A_n \cosh (n+1)\alpha + B_n \cosh (n-1)\alpha \\ & + C_n \sinh (n+1)\alpha + D_n \sinh (n-1)\alpha \quad (n \geq 2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_n(\alpha) = & A'_n \cosh (n+1)\alpha + B'_n \cosh (n-1)\alpha \\ & + C'_n \sinh (n+1)\alpha + D'_n \sinh (n-1)\alpha \quad (n \geq 2) \end{aligned}$$

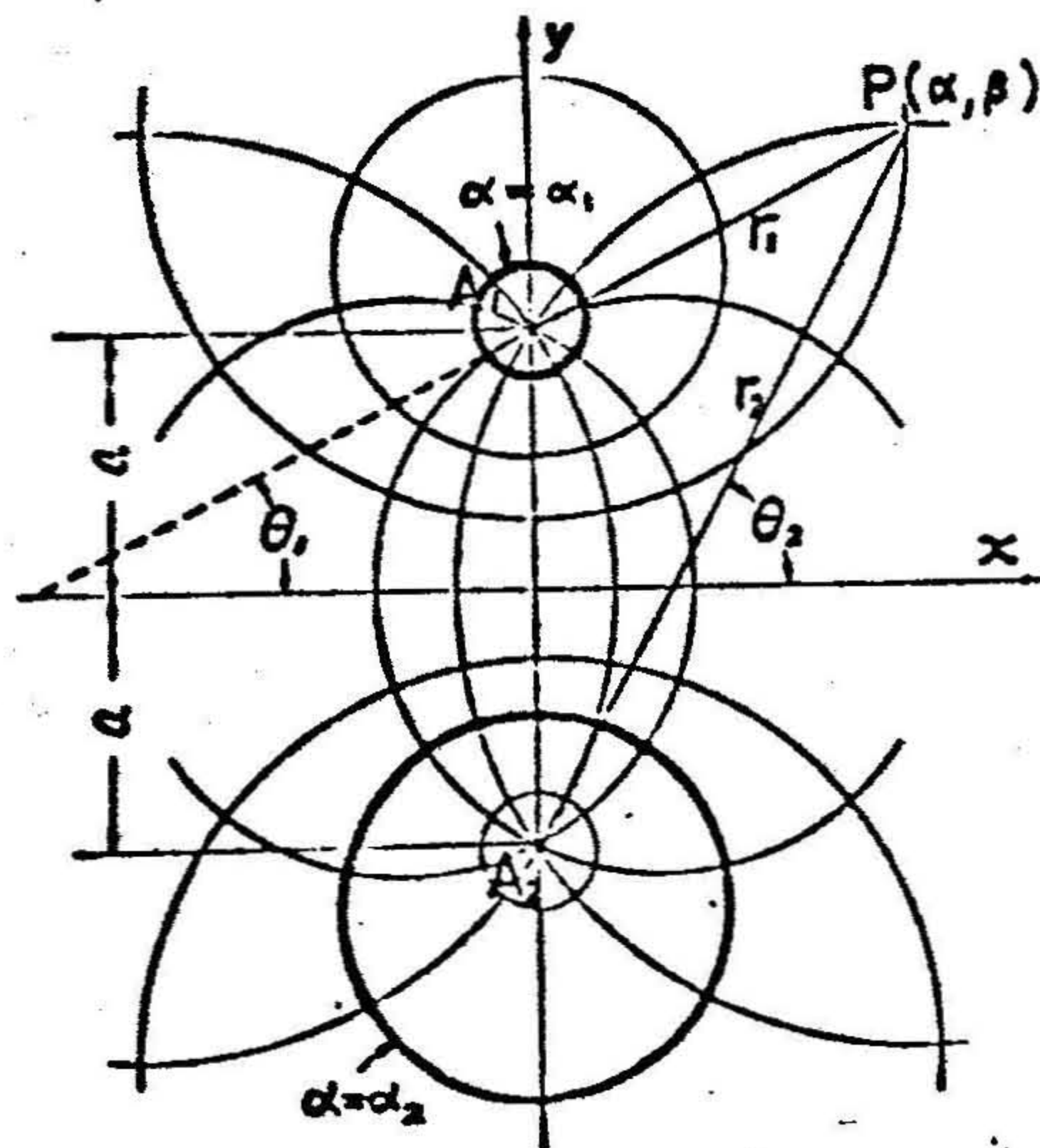
$$\varphi_1(\alpha) = A_1 \cosh 2\alpha + B_1 + C_1 \sinh 2\alpha$$

$$\phi_1(\alpha) = A'_1 \cosh 2\alpha + C'_1 \sinh 2\alpha$$

(8.2) 式に含まれる定数は与えられた境界条件によって一義的に決定される。また, 次式によって任意の点 $P(\alpha, \beta)$ における応力成分を求めることができる (第 8.1 図)。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\alpha &= \frac{1}{a} \left\{ (\cosh \alpha - \cos \beta) \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} - \sinh \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \right. \\ &\quad \left. - \sin \beta \frac{\partial}{\partial \beta} + \cosh \alpha \right\} F \\ \sigma_\beta &= \frac{1}{a} \left\{ (\cosh \alpha - \cos \beta) \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} - \sinh \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \right. \\ &\quad \left. - \sin \beta \frac{\partial}{\partial \beta} + \cos \beta \right\} F \\ \tau_{\alpha\beta} &= -\frac{1}{a} (\cosh \alpha - \cos \beta) \frac{\partial^2 F}{\partial \alpha \partial \beta} \end{aligned} \right\} \quad (8.3)$$

ただし、 a についてはつぎの 2・2 において説明する。



第 8・1 図 隣接する 2 円孔の双極座標における表示法

2・2 2 円孔の双極座標による表現

周知のように、双極座標においては、 x, y を直角座標、 α, β を双極座標とすれば、これらの間にはつぎの関係がある。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{a \sin \beta}{\cosh \alpha - \cos \beta} \\ y &= \frac{a \sinh \alpha}{\cosh \alpha - \cos \beta} \end{aligned} \right\} (8 \cdot 4)$$

ただし、 a は第 8・1 図に示すように、直角座標の原点と双極座標の二つの極 A_1, A_2 との距離を表わす。また、 A_1 および A_2 から任意の点 $P(\alpha, \beta)$ に至る線分の長さをそれぞれ r_1, r_2 とし、これらが x 軸の正の方向となす角を θ_1, θ_2 とすれば、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \log \frac{r_2}{r_1} \\ \beta &= \theta_2 - \theta_1 \end{aligned} \right\} \quad (8.5)$$

の関係がある。したがって、 $\alpha = \text{const.}$ の線は、 A_1, A_2 を極とするアポロニウスの円群を表わし、 $\beta = \text{const.}$ の線はこれらに直交し、かつ A_1, A_2 を通る共軸の円弧群を表わしている。

2・3 円孔周縁における境界条件を満足する解

円孔 $O_1(\alpha = \alpha_1)$ 、円孔 $O_2(\alpha = \alpha_2)$ ($\alpha_1 > 0 > \alpha_2$) の内部にそれぞれ P_1, P_2 なる圧力を加えた場合の Airy の応力関数として、つぎに述べる応力関数を使用してみる。すなわち、G.B. Jeffery が内周 α_1 、外周 α_2 ($\alpha_1 > \alpha_2 > 0$) にそれぞれ内圧 P_1 、外圧 P_2 を受ける偏心円筒の解として得たつぎの応力関数である。

$$\begin{aligned} F &= B_0 \alpha (\cosh \alpha - \cos \beta) \\ &\quad + (A_1 \cosh 2\alpha + B_1 + C_1 \sinh 2\alpha) \cos \beta \end{aligned} \quad (8.6)$$

ただし、

$$\begin{aligned} B_0 &= 2aM (P_1 - P_2) \cosh (\alpha_1 - \alpha_2) \\ A_1 &= -aM (P_1 - P_2) \sinh (\alpha_1 + \alpha_2) \\ B_1 &= aM \{ P_1 \cosh (\alpha_1 - \alpha_2) \sinh 2\alpha_2 \\ &\quad - P_2 \cosh (\alpha_1 - \alpha_2) \sinh 2\alpha_1 + (P_1 + P_2) \sinh (\alpha_1 + \alpha_2) \} \\ C_1 &= aM (P_1 - P_2) \cosh (\alpha_1 + \alpha_2) \\ M &= \frac{1}{2 (\sinh^2 \alpha_1 + \sinh^2 \alpha_2) \sinh (\alpha_1 - \alpha_2)} \end{aligned}$$

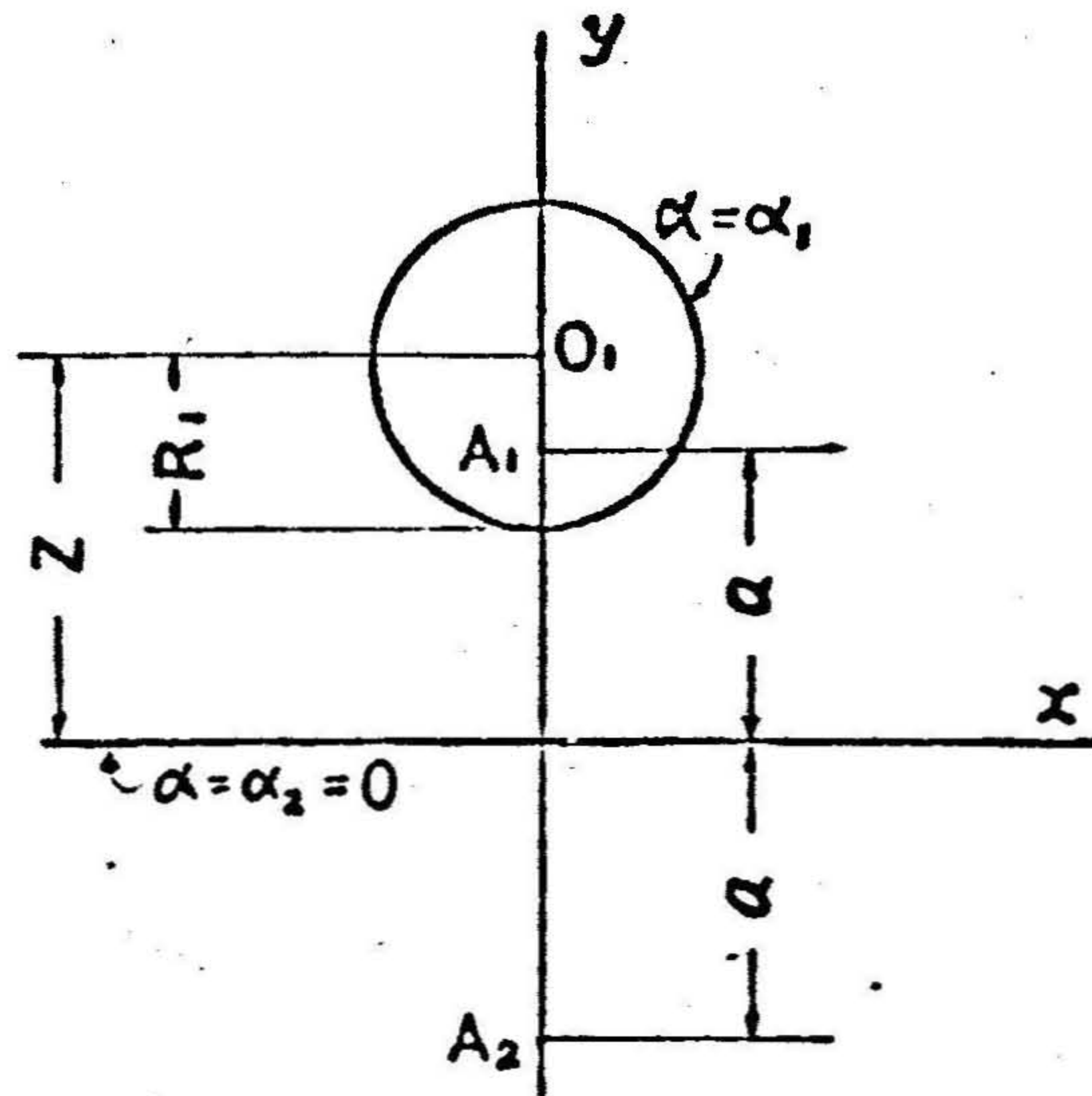
いま、8・2図に示すように、半無限媒質内に境界面から中心までの距離が z で、半径が $R_1 (< z)$ なる円孔が存在する場合には、この円孔は極間距離を $2a$ とする双極座標において、 $\alpha = \alpha_1$ なる円で表わすことができ、境界面は $\alpha = 0$ なる直線（半径無限大の円）で表わすことができる。

ただし、

$$\alpha = \log \frac{a + (z - R_1)}{a - (z - R_1)} \quad (8.7)$$

$$a = \sqrt{z^2 - R_1^2}$$

したがって、(8.6)式に $\alpha_2 = 0$ を代入することにより、円孔周縁における境界条件を満足する解を求めることができる。



第8.2図 境界面(直線)と円孔(円)の双極座標における表示法

2.4 円孔の内部のみに加圧した場合

この場合は $p_2 = 0$ である。したがって(8.6)式において、 $\alpha_2 = 0$ 、 $p_2 = 0$ とおくことにより応力関数が簡単に求まる。すなわち、その結果はつぎのようになる。

$$F = B_0 \alpha (\cosh \alpha - \cos \beta) + (A_1 \cosh 2\alpha + B_1 + C_1 \sinh 2\alpha) \cos \beta \quad (8.8)$$

ただし、

$$B_0 = 2M \cosh \alpha_1$$

$$A_1 = -M \sinh \alpha_1$$

$$B_1 = M \sinh \alpha_1$$

$$C_1 = M \cosh \alpha_1$$

$$M = ap_1/2 \sinh^3 \alpha_1$$

この応力関数はもちろん円孔周縁，および境界面では境界条件を満しており，また無限遠における応力も (8・3) 式より

$$\sigma_\alpha = \sigma_\beta = [F]_{\alpha=\beta=0} = \frac{1}{a} (A_1 + B_1) = 0 \quad (8\cdot9)$$

となり，無限遠における境界条件を満している。したがって，(8・8) 式を (8・3) 式に代入して求められる応力がこの場合の解となる。

2・5 円孔の内部および境界面に圧力が加わる場合

(8・6) 式において， $\alpha_2 = 0$ とおいて得られる応力関数から求めた応力は，円孔周縁および境界面での境界条件を満している。また，無限遠点では

$$\sigma_\alpha = \sigma_\beta = [F]_{\alpha=\beta=0} = \frac{1}{a} (A_1 + B_1) = -P_2 \quad (8\cdot10)$$

となるから，各方向に圧縮応力 ($-P_2$) が加わっていることになる。ところが一般に，ポアッソン比を ν とすれば無限遠点での応力状態はつきのようにならなければならない。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_\alpha &= -P_2 \\ \sigma_\beta &= -\frac{\nu}{1-\nu} P_2 \end{aligned} \right\} \quad (8\cdot11)$$

したがって，(8・11) 式と (8・10) 式からわかるように，(8・6) 式に $\alpha_2 = 0$ を代入して得られる解は，無限遠点において β 方向すなわち，境界面に平行な方向の主応力に S なる余分な圧縮力が加わっていることになる。ただし，

$$S = -P_2 - \left(-\frac{\nu}{1-\nu} P_2 \right) = \frac{2\nu-1}{1-\nu} P_2 = -S' \quad (8\cdot12)$$

したがって、 β 方向のみに $S' (= -S)$ なる応力が作用する場合の応力値を求め、上述の解に重ね合わせるにより題意の応力値を得ることができる。

さて、半無限媒質中に一つの円孔が存在し、無限遠点において、境界面に平行な方向のみに一様な応力 S' を受けている場合の応力関数 F はつぎのような関係にある。⁵⁾

$$\begin{aligned} \frac{F}{\alpha S'} = & \frac{1}{2} \sinh \alpha \left\{ 1 + 2 \sum_{n=2}^{\infty} e^{-n\alpha} \cos n\beta \right\} \\ & + B_0 \alpha (\cosh \alpha - \cos \beta) + A_1 (\cosh 2\alpha - 1) \cos \beta \\ & + \sum_{n=2}^{\infty} \left\{ A_n [\cosh (n+1)\alpha - \cosh (n-1)\alpha] \right. \\ & \left. + C_n [(n-1) \sinh (n+1)\alpha - (n+1) \sinh (n-1)\alpha] \right\} \cos n\beta \end{aligned} \quad (8 \cdot 13)$$

ただし、

$$A_1 = \frac{1}{2} e^{-2\alpha_1} \operatorname{sech} 2\alpha_1$$

$$B_0 = \operatorname{sech} 2\alpha_1$$

$$A_n = - \frac{n^2 \sinh^2 \alpha_1 - n \sinh \alpha_1 \cosh \alpha_1 + e^{-n\alpha_1} \sinh n\alpha_1}{2 (\sinh^2 n\alpha_1 - n^2 \sinh^2 \alpha_1)} \quad (n \geq 2)$$

$$C_n = \frac{n \sinh^2 \alpha_1}{2 (\sinh^2 n\alpha_1 - n^2 \sinh^2 \alpha_1)} \quad (n \geq 2)$$

したがって、(8・6)式に $\alpha_2 = 0$ を代入して得られる応力関数から(8・3)式を使って得られる応力値と、(8・13)式で表わされる応力関数から(8・3)式を使って得られる応力値を加え合わせるにより、境界面および円孔内壁に加圧した場合の任意の点の応力値を求めることができる。

3. 平面ひずみ問題としての解析

3・1 概 説

一般に長孔装薬爆破などの場合の静的な応力解析は、その装薬孔の軸に垂直な

面上での平面ひずみ問題として解くことができる。したがって、いま同一面上にある1本の直線とそれと交わらない一つの円を境界線とする平面ひずみ解析は、ベンチカット工法などのように自由面に平行に装薬孔が穿孔されている爆破の場合の応力解析に相当することになる。

3・2 計算方法

二つの円孔が存在する均質な無限弾性体に対する応力解析は、本章2節に説明したように双極座標を用いて解くことができる。すなわち、G.B. Jeffery は偏心円環の外周と内周に圧力が加わる場合の応力解を与えている⁶⁾が、この場合の外周の円の半径を無限大にすれば、自由面と円孔に圧力が加わった場合の応力解が得られる。

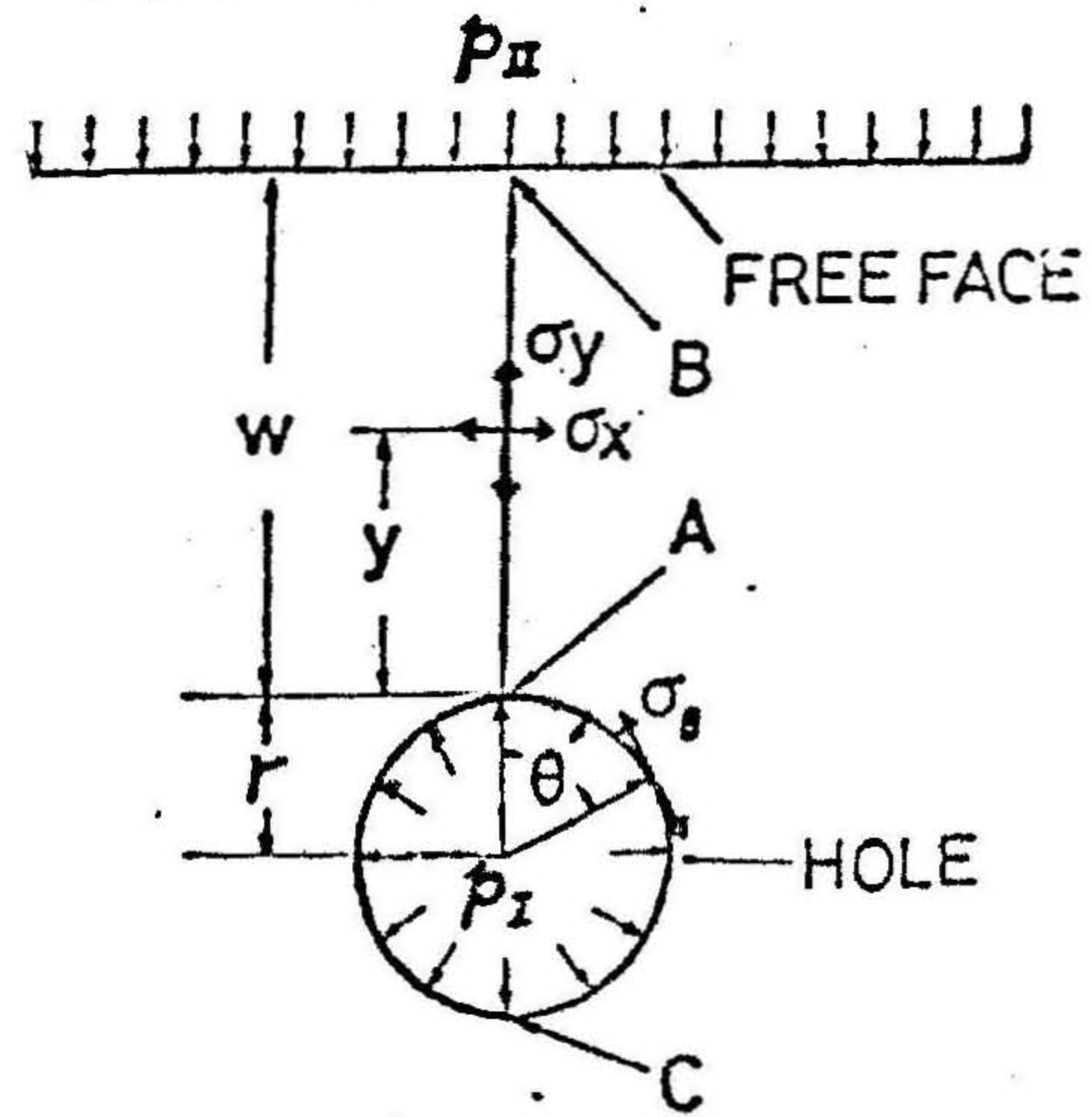
3・3 解析結果および考察

3・3・1 円孔壁面のみに加圧されている場合

第8・4図および第8・5図は、第8・3図に示すように、円孔壁面から自由面までの距離 W と円孔の半径 r との比 W/r が第8・1表に示すそれぞれの場合について、円孔のみに圧力 p が加わる場合（すなわち $p_1 = p$, $p_2 = 0$ の場合）の応力解析の結果の一例を示したものである。すなわち、第8・4図は、第8・3図に示す最小抵抗線上に生ずる主応力 σ_x , σ_y と加圧力 p との比の値と、 y/W との関係を示したものであり、第8・5図は円孔壁面に生ずる主応力 σ_θ と加圧力 p との比の値と、 θ の値との関係を示したものである。

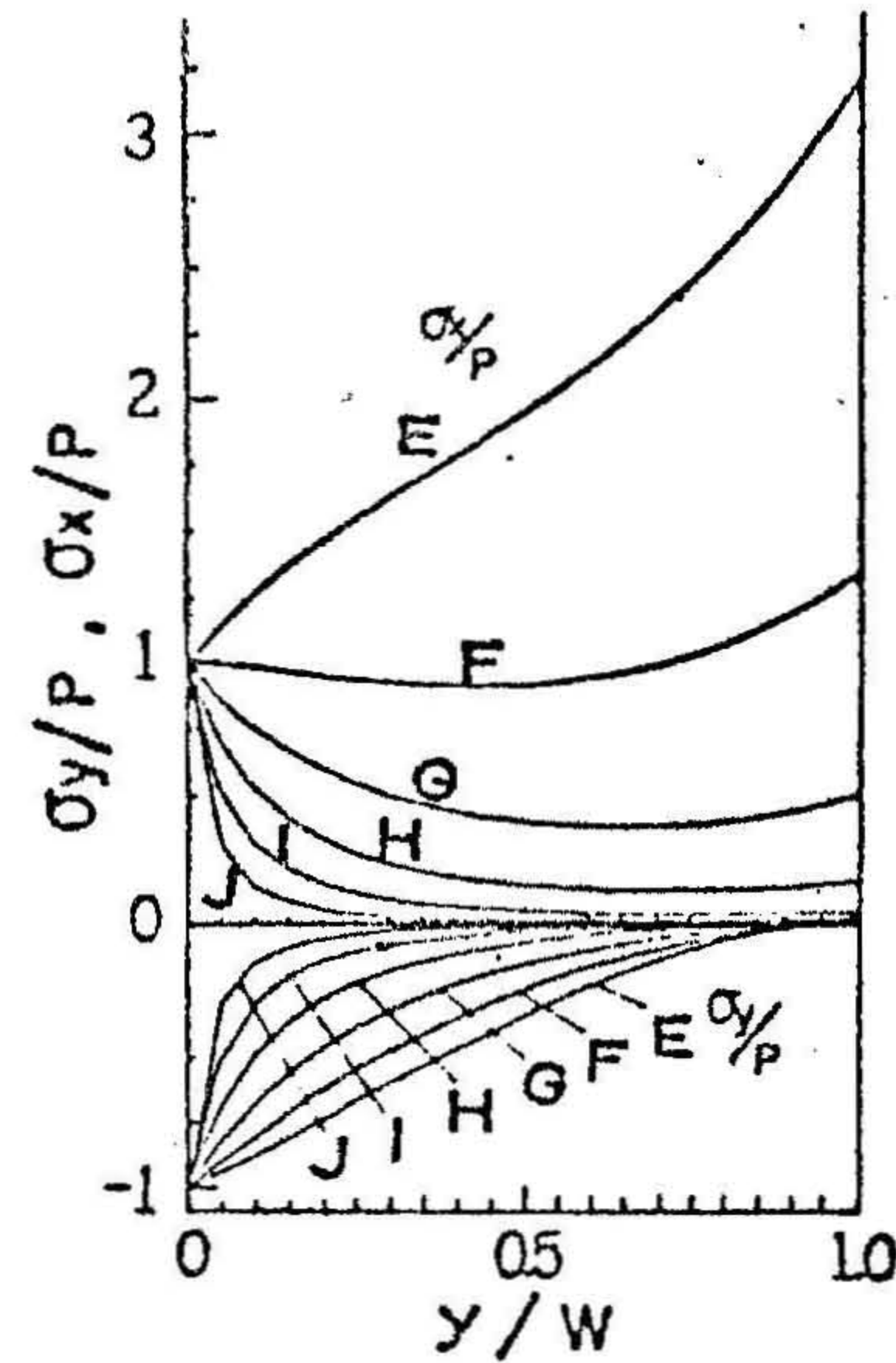
第8・1表 W/r の値と記号 (E~J) との対応表

	E	F	G	H	I	I'	J
W/r	0.5	1	2	4	8	9	16



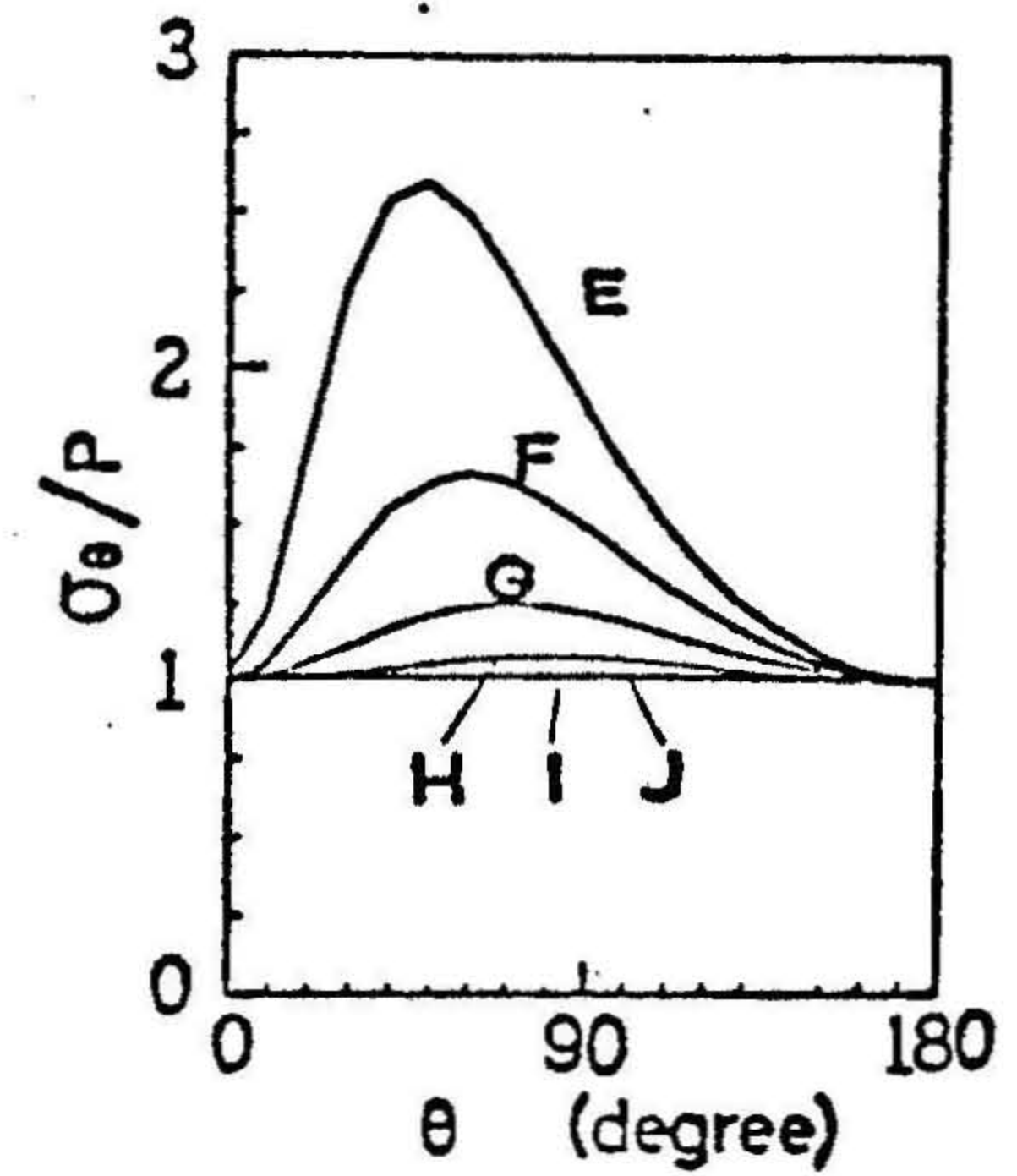
第 8・3 図

境界面と円孔に加圧される場合の
応力解析の境界条件および応力表
示法の説明



第 8・4 図

第 8・3 図に示す直線
AB 上の応力分布

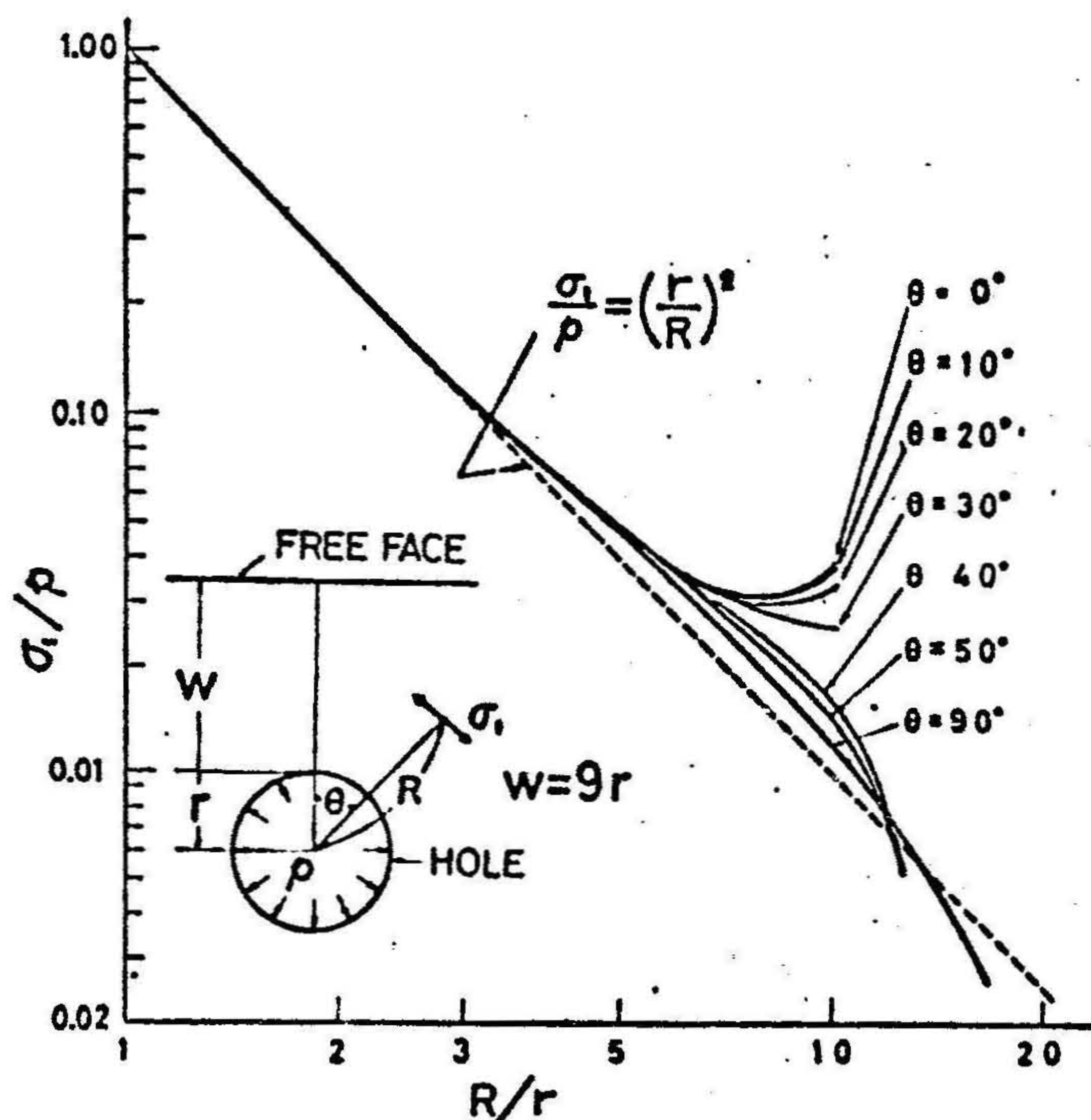


第 8・5 図

円孔壁面上の応力分布

第8・4図をみると、 W/r が小さいときは円孔から自由面にかけて引張力が単調に増加してゆくが、 W/r が大きくなると円孔と自由面の中間の点では円孔壁面（A点）や自由面（B点）よりも小さい引張応力が生じている。また、第8・5図によれば、円孔壁面上で最大の引張応力が生じる点の θ の値は、 W/r の値が大きいときは 90° に近いが、 W/r の値が小さくなるにつれて θ の値は 90° よりは小さくなっていくことがわかる。

また、第8・6図は、 $W/r = 9.0$ の場合の円孔中心から R だけ離れたところでの最大主応力 σ_1 と加圧力 p との比の値と R/r の値との関係を θ の値をパラメータにして表わしたものであるが、この図をみれば、 $R/r < 2$ の位置では θ の値のいかんにかかわらず σ_1/p の値は同じ値を示し、しかも破線で表わした $\sigma_1/p = (r/R)^2$ という直線上にあることがわかる。この破線は、無限媒質中に存在する半径 r の円孔内壁に圧力 p が加わった場合の中心から R だけ離れた点に生ずる



第8・6図 円孔付近の引張応力の状態

最大主応力 σ_1 と加圧力 p との関係を表わすものであるから、上に述べた $R/r < 2$ の位置では、無限媒質中の応力状態と同じ応力状態にあることがわかる。換言すれば、これらの位置での応力状態に対しては自由面の存在の影響はほとんど受けていないことがわかる。

以上に述べたことに関連した一考察を一自由面爆破の立場から具体例を挙げて以下に述べる。すなわち、第 8・7 図、第 8・8 図および第 8・9 図は、装薬孔壁面から自由面までの最短距離 W が装薬孔半径 r の 9 倍に相当する場合 ($W=9r$) について、装薬孔壁面に内圧 p が作用したときの応力状態を求めた結果を表わしたものである。すなわち、第 8・7 図は媒質内の各点に生ずる主応力 σ_1, σ_2 ($\sigma_1 \geq \sigma_2$) の大きさを表わしたものである。ただし、これらの応力値は $10000/p$ 倍の値で示されている。また、第 8・8 図は最大主応力 σ_1 が作用する面を表わしたものである。したがって、第 8・7 図および第 8・8 図からわかるように、装薬孔近傍においては、この主応力の作用面は引張応力の作用する面を表わしているので、引張破壊によるき裂の入る可能性のある面の接線を表わしていることになる。

また、第 8・9 図は自由面が存在する場合の応力状態を、自由面が存在しない場合、いかえれば無限媒質内に存在する半径 r の円孔壁面に内圧 p が作用した場合の応力状態と比較した結果であって、図に示した値はそれぞれ二つの場合に各点に生ずる応力値の比、すなわち応力集中度 h_1 および h_2 を表わしている。ここに、 h_1 および h_2 はつぎの式で表わされる値である。

$$h_1 = \frac{\sigma_1}{\left(\frac{r}{R}\right)^2 p} \quad (8 \cdot 14)$$

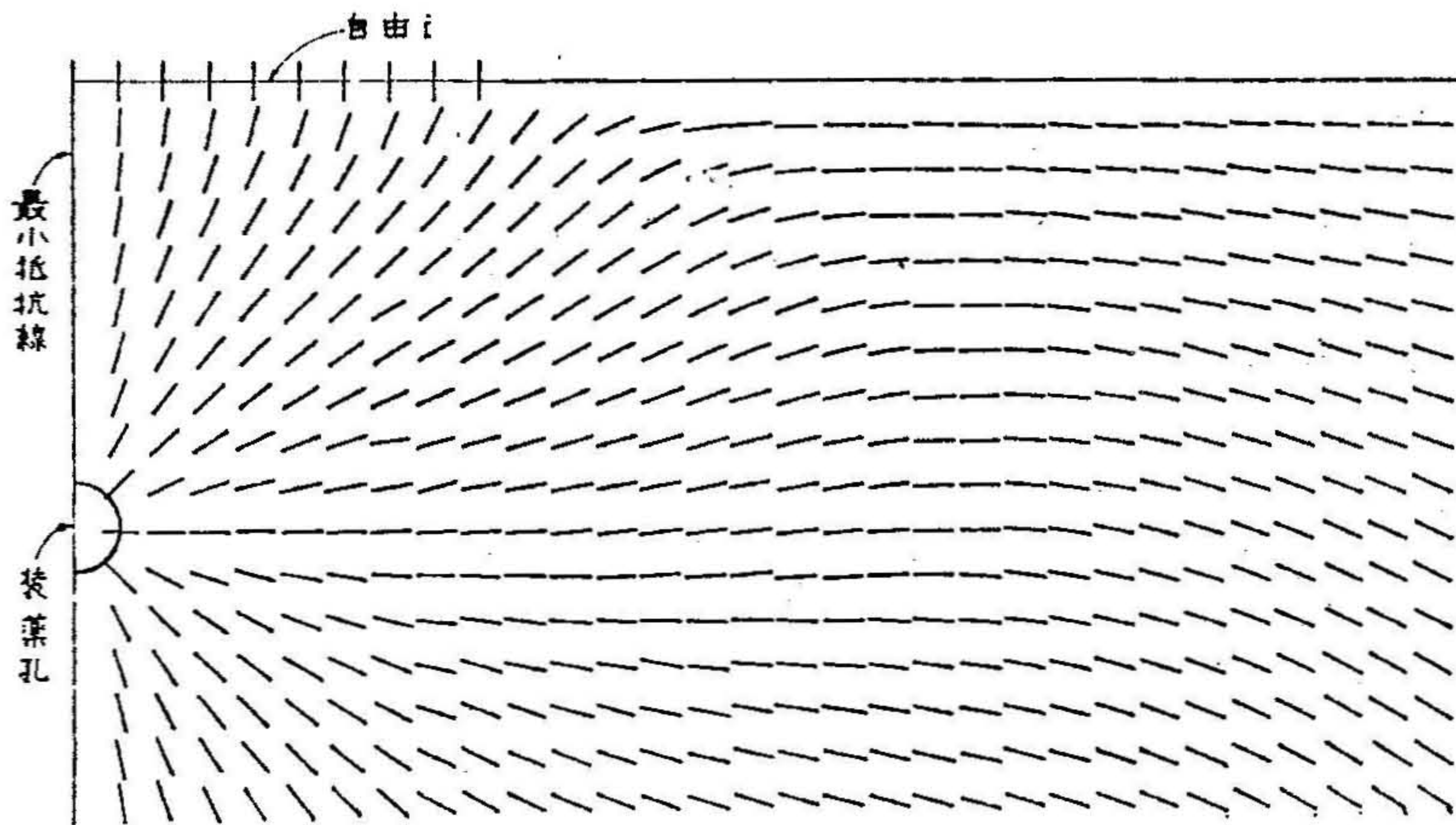
$$h_2 = - \frac{\sigma_2}{\left(\frac{r}{R}\right)^2 p} \quad (8 \cdot 15)$$

ただし、 R は装薬孔中心からの距離を表わす。

	101	158	251	138	52	0	自由面									
	0	0	0	0	0	-1.0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
最小抵抗線	320	299	241	168	102	52	22	7.9	3.0	1.3	0.7	0.4	0.3	0.2	0.1	0.1
	-41	-42	-40	-34	-128	-23	-23	-26	-31	-34	-36	-35	-34	-32	-30	-28
	374	351	289	211	141	87	49	25	12	5.5	2.8	1.6	1.0	0.7	0.5	0.4
	-171	-159	-128	-92	-63	-43	-31	-25	-23	-25	-26	-26	-27	-26	-25	-23
	637	578	398	263	171	109	67	39	22	11	6.0	3.4	2.1	1.5	1.1	1.0
装束孔	-526	-430	-267	-158	-95	-59	-39	-27	-22	-19	-19	-20	-21	-20	-21	-20
	2546	1327	580	313	180	120	76	48	29	17	9.5	5.5	3.4	2.4	1.8	1.4
	-2444	-1207	-470	-224	-119	-69	-43	-28	-21	-17	-15	-15	-16	-17	-17	-16
	2589	691	328	191	121	79	51	33	20	12	7.6	4.9	3.4	2.5	2.0	
	-2455	-595	-248	-127	-72	-43	-28	-19	-14	-12	-12	-12	-13	-13	-14	
2524	1289	540	284	172	112	75	51	34	22	14	9.2	6.1	4.3	3.2	2.5	
装束孔	-2455	-1208	-460	-215	-114	-66	-40	-25	-17	-12	-10	-9.1	-9.3	-10	-11	-11
	639	517	334	212	141	97	68	48	33	23	16	10	7.7	5.1	3.8	3.0
	-576	-452	-269	-154	-90	-55	-34	-22	-15	-20	-8.0	-7.0	-7.0	-7.5	-8.3	-9.0
	287	260	204	151	110	80	59	43	31	22	16	11	7.7	5.7	4.3	3.5
	-230	-204	-149	-100	-65	-42	-27	-17	-12	-7.9	-6.0	-5.1	-5.1	-5.6	-6.3	-7.0

第8・7図 主応力の大きさ

上段…… $10^4 \times \sigma_1 / p$, 下段…… $10^4 \times \sigma_2 / p$



第8・8図 最大主応力 (σ_1) の作用する面

	4.04	3.73	2.91	1.88	0.86	0	自由面	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	0	0	0	0	0	0.02	0.74	1.32	1.77	2.13	2.42	2.65	2.83	2.98	3.11	3.21	
最小抵抗線	2.05	2.03	1.93	1.68	1.30	0.86	0.46	0.21	0.09	0.05	0.03	0.02	0.02	0.01	0.01	0.01	
	0.26	0.29	0.32	0.34	0.35	0.38	0.47	0.68	1.00	1.34	1.65	1.92	2.16	2.37	2.54	2.69	
	1.34	1.40	1.50	1.52	1.41	1.18	0.88	0.59	0.35	0.20	0.12	0.08	0.06	0.05	0.04	0.04	
	0.62	0.64	0.67	0.66	0.63	0.58	0.56	0.54	0.69	0.88	1.13	1.38	1.63	1.86	2.06	2.24	
	1.10	1.16	1.28	1.37	1.37	1.26	1.07	0.83	0.59	0.39	0.25	0.17	0.13	0.10	0.09	0.08	
0.96	0.86	0.86	0.82	0.76	0.68	0.62	0.58	0.54	0.66	0.81	1.00	1.22	1.45	1.66	1.85		
0.98	0.97	0.94	0.89	0.81	0.72	0.63	0.57	0.53	0.54	0.62	0.75	0.92	1.12	1.32	1.52		
装薬孔	1.04	1.10	1.18	1.22	1.21	1.13	1.01	0.84	0.66	0.50	0.37	0.28	0.23	0.20	0.18		
	0.99	0.95	0.89	0.81	0.72	0.62	0.55	0.49	0.47	0.50	0.57	0.70	0.87	1.06	1.24		
	1.01	1.03	1.08	1.13	1.17	1.17	1.11	1.02	0.89	0.74	0.58	0.45	0.35	0.29	0.25	0.23	
	0.99	0.97	0.92	0.86	0.78	0.69	0.56	0.51	0.45	0.41	0.40	0.45	0.54	0.68	0.84	1.01	
	1.02	1.04	1.07	1.10	1.13	1.13	1.09	1.01	0.91	0.78	0.64	0.52	0.42	0.35	0.31	0.28	
0.92	0.90	0.86	0.80	0.72	0.63	0.54	0.46	0.39	0.35	0.33	0.35	0.41	0.52	0.66	0.82		
0.93	1.04	1.06	1.08	1.10	1.09	1.06	1.00	0.91	0.80	0.68	0.57	0.47	0.40	0.36	0.33		
0.93	0.82	0.78	0.72	0.65	0.56	0.48	0.40	0.34	0.29	0.26	0.27	0.31	0.40	0.52	0.66		

8-9

第8・9図 応力集中度

上段 …… h_1 , 下段 …… h_2

さて、第8・9図の装薬孔附近の応力集中度に注目すれば、 R が r の2倍のところでは±(1~4)%程度の変化しか認められない。このことについては、第8・6図の説明においてもすでに述べたことである。さらに、装薬孔壁面から自由面までの距離 W と装薬孔の半径 r の和、すなわち最小抵抗線の長さ L を一定に保ち、 W と r との比の値を種々変化させて、装薬孔壁面上には、同一圧力 p が作用した場合の応力状態について検討した結果、 $L \geq 10r/2$ なる関係を満す場合の応力状態は、 $L=10r$ (すなわち $W=9r$)のときの応力状態、いかえれば、第8・8図および第8・9図に示した応力状態とほとんど一致し、第8・7図については、媒質内の各点に生ずる応力の大きさがそれぞれ第8・7図に示した数値の $(10r/L)^2$ 倍となることが判明した。

そこで、いまかりに、無限媒質内に存在する半径が $L/10$ の円孔にある大きさの圧力 P_x を加え、半径 r なる円周上の各点において半径方向に生ずる圧縮応力を $-P$ となさしめるときの P_x の値を求めてみると、つぎのようになる。

$$-p = - \left(\frac{L}{10r} \right)^2 P_x$$

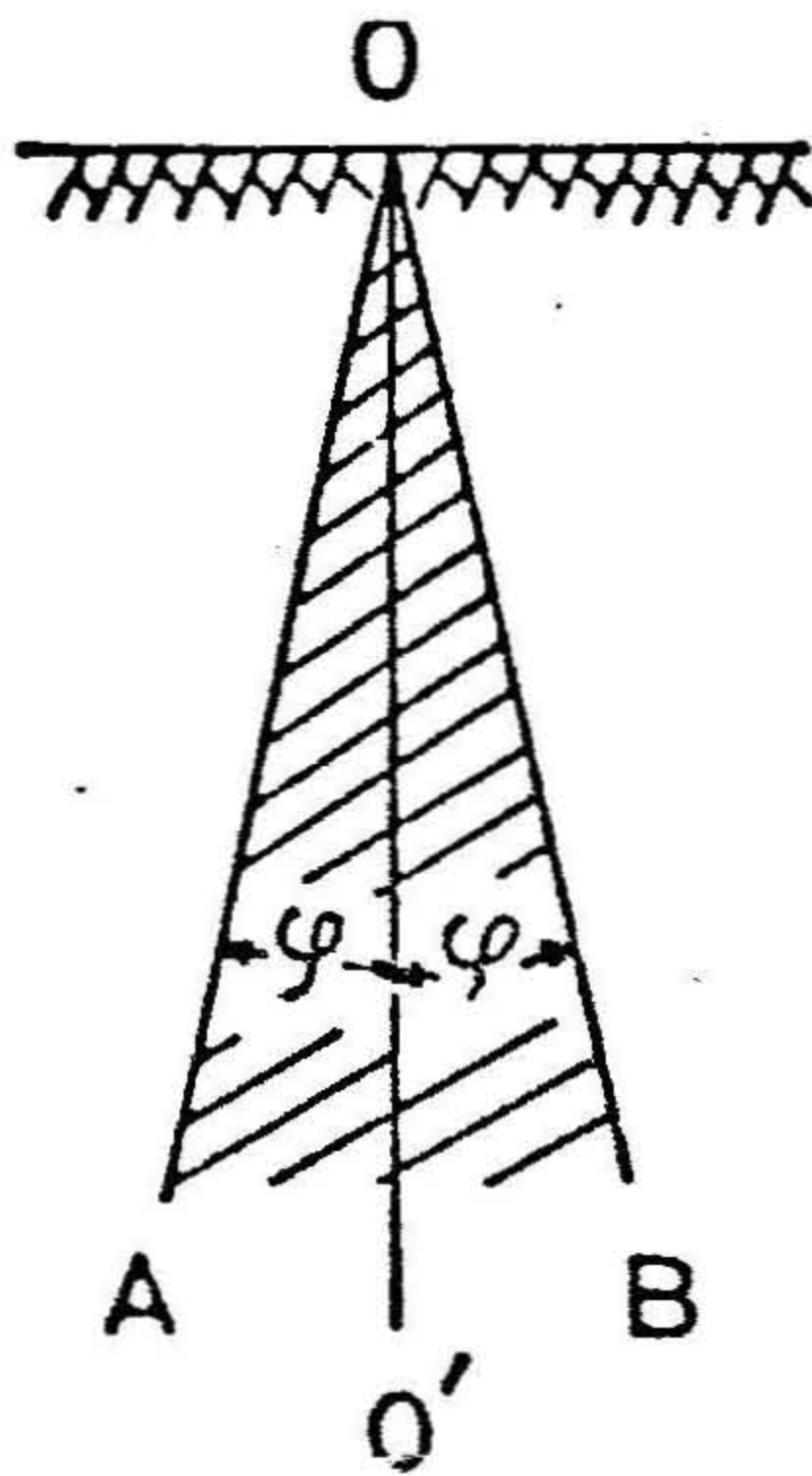
$$\therefore P_x = \left(\frac{10r}{L} \right)^2 p \quad (8.16)$$

したがって、 $L \geq 10r/2$ なる条件を満す場合に、装薬孔壁面に内圧 p が加えられたときの応力状態は、半径 r が $L/10$ (すなわち $\mu = 9r$) の装薬孔内に圧力 $(10r/L)^2 p$ が加わったときの応力状態と同値であるといふことができる。

これらのことから、装薬孔の半径 r と最小抵抗線の長さ L との関係が

$$L \geq \frac{10}{2} r \quad (8.17)$$

という条件を満す場合の応力状態を表わすには、第 8・7 図、第 8・8 図および第 8・9 図をそのまま用いることができることがわかる。ただし、第 8・7 図については、上述したように応力値をすべて $(10r/L)^2$ 倍しなければならない。



第 8・10 図

第 8・7 図～第 8・9 図に示す応力分布状態と相似となりうる場合の円孔の存在する範囲 (斜線の部分)

以上の考察によりつぎのようないえる。すなわち、第 8・10 図に示すように、装薬孔の中心が $\overline{OO'}$ の線上にあるとすれば、装薬孔壁が、半直線 \overline{OA} および \overline{OB} ではさまれた斜線部分をはみださないかぎり、そのいづれの装薬孔内に内圧 p が作用した場合に対応する応力分布をとってみても、すべて第 8・7 図、第 8・8 図および第 8・9 図と相似の形で表わされることがわかる (ただし、第 8・7 図については、その応力値を $(10r/L)^2$ 倍しなければならない)。

なお、第 8・10 図において $\angle AOO'$ と $\angle BOO'$ は等しく、その角度 ϕ はつぎの式で表わされる。

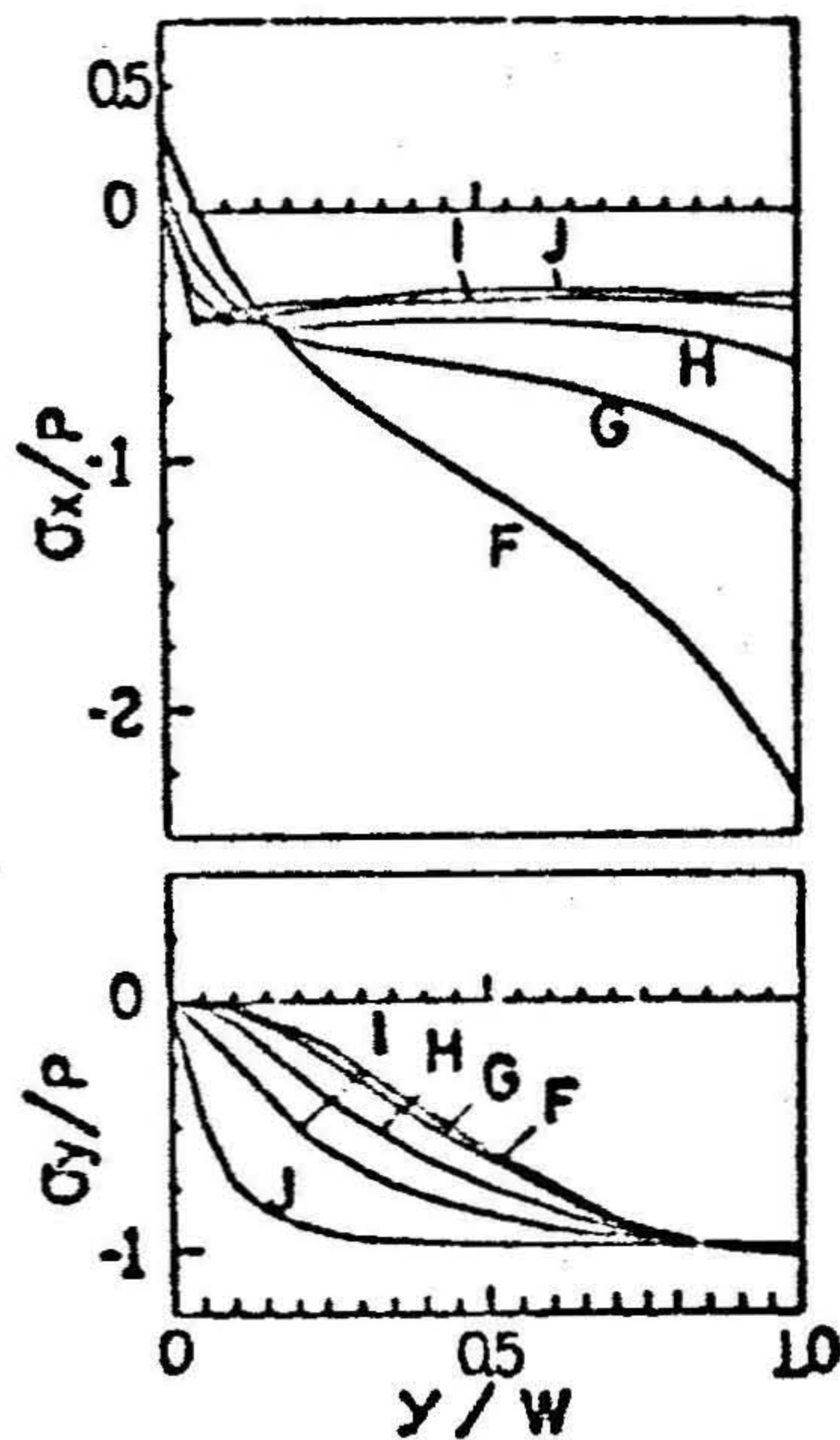
$$\varphi = \sin^{-1} \frac{2}{10} \quad (8.18)$$

さて、この節で述べた解析にあてはまるような、一般に実施されている一自由面爆破（たとえば、長孔装薬のベンチカット爆破など）は、ほとんど(8.17)式を満足していると考えられるので、このような際に媒質内に生じている準静的な応力の分布状態はすべて第8.7図、第8.8図および第8.9図に示した状態と相似であるといえる。したがって、本章4節で述べるように、第8.8図に示した最大主応力の作用する面に添ってき裂が生じると仮定するならば、一自由面爆破によって生成されるクレータの断面図は、第8.8図で示される線分を順次滑らかに結んで得られる数多くの曲線のうちのいずれかに一致するということができる。

3.3.2 自由面のみに加圧されている場合

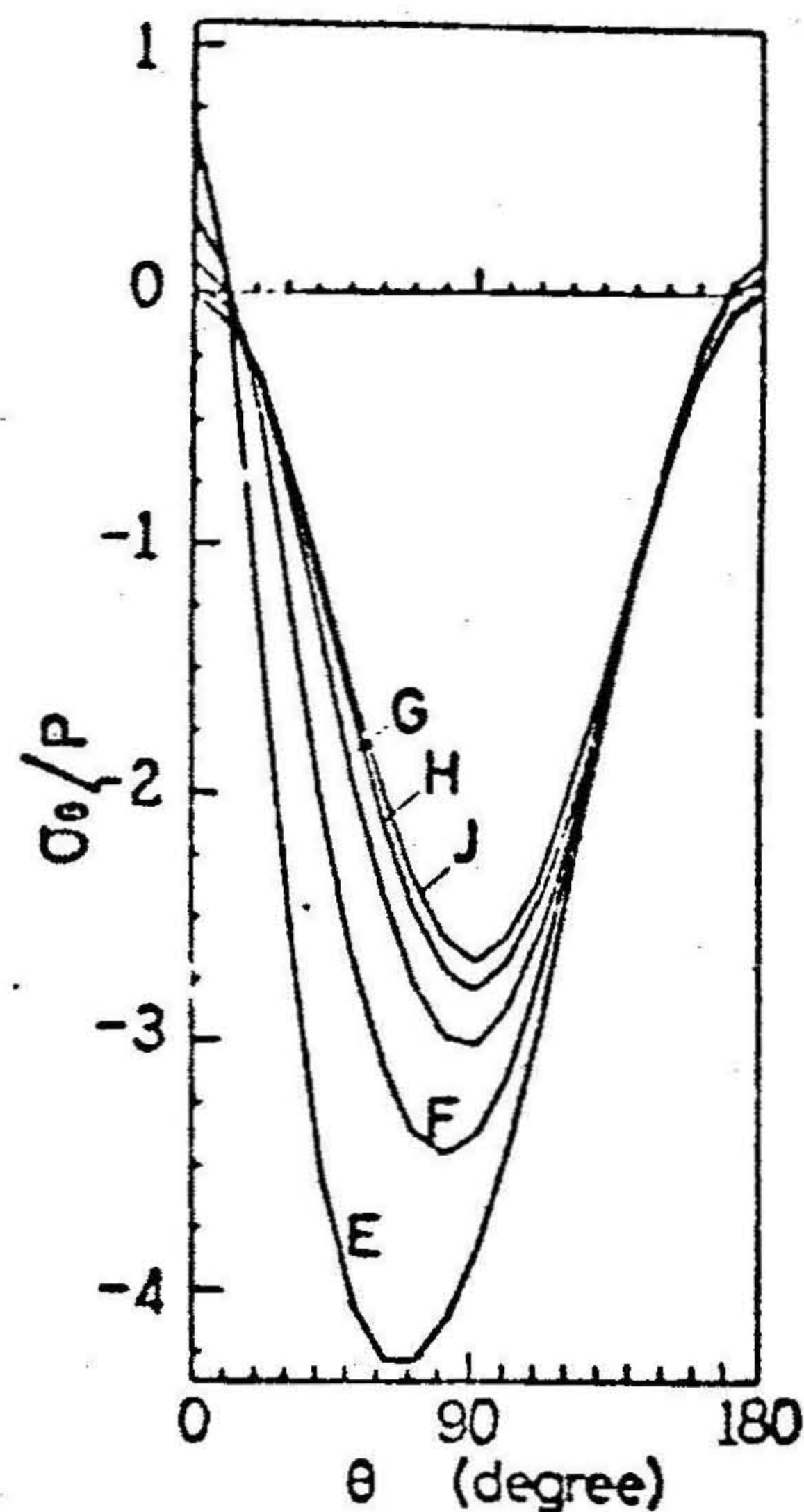
自由面に加圧されている場合は、無限遠点においては有限の応力が生じるからその応力状態を定めなければならないが、これは自由面の加圧力と媒質のポアッソン比によって定まる（本章2節2.5参照）。

第8.11図および第8.12図は、媒質のポアッソン比を0.25とし、第8.3図に示すように円孔の半径 r と壁面から自由面までの距離 W との比が第8.1表に示すそれぞれの場合について、自由面のみに圧力 P が加わる場合（すなわち $P_I = 0$, $P_{II} = P$ ）の応力解析の結果の一例を示したものであって、その表現方法はそれぞれ第8.4図および第8.5図と同じである。これらの図からわかるように、引張応力が現われるのは、 W/r が小さいときの第8.3図に示すA点付近とC点付近のみであり、他の点に生ずる応力はすべて圧縮応力であることがわかる。また、 $W = 16.0 r$ のときは、無限媒質内に一つの円孔が存在し、無限遠点で一方向に一樣な圧縮応力を受けている場合の円孔付近の応力状態とほとんど一致しておりこのような場合には円孔付近の応力状態に対しては自由面の影響をほとんど受けないものと考えてよいことがわかる。



第 8・11 図

第 8・3 図に示す直線
AB 上の応力分布



第 8・12 図

円孔壁面上の応力分布

3・3・3 円孔壁面および自由面の両方に加圧されている場合

円孔壁面および自由面にそれぞれ異った大きさの圧力で加圧されている場合は、3・3・1 および 3・3・2 で得られた応力解を重ね合せて求めることができる。この場合の例として、ポアッソン比が 0.25 の媒質で、 $W/r = 9.0$ という条件のもとで、円孔壁面に圧力 P_I および自由面に圧力 P_{II} を加えた場合の円孔周辺と自由面近傍に生ずる応力状態を求めた結果を第 8・14 図～第 8・18 図に示す。なお、これらの図においては、応力状態は円孔中心を通り自由面に垂直な直線を軸として左右対称であるので、第 8・13 図に示す斜線の部分のみについて

の応力状態を示してある。それぞれの図において (a) 図は等最大主応力線を示しており、また (b) 図は最大応力の作用する面を滑らかな曲線で結んだものである。この (b) 図の曲線はつぎのような方法で求めることができる。

一般に、媒質内に選んだ任意の点を原点とする直角座標において、ある点 (x, y) に生ずる最大主応力が作用する面と座標の x 軸とのなす角を α とすれば、 α は位置座標 x および y の関数であるから、

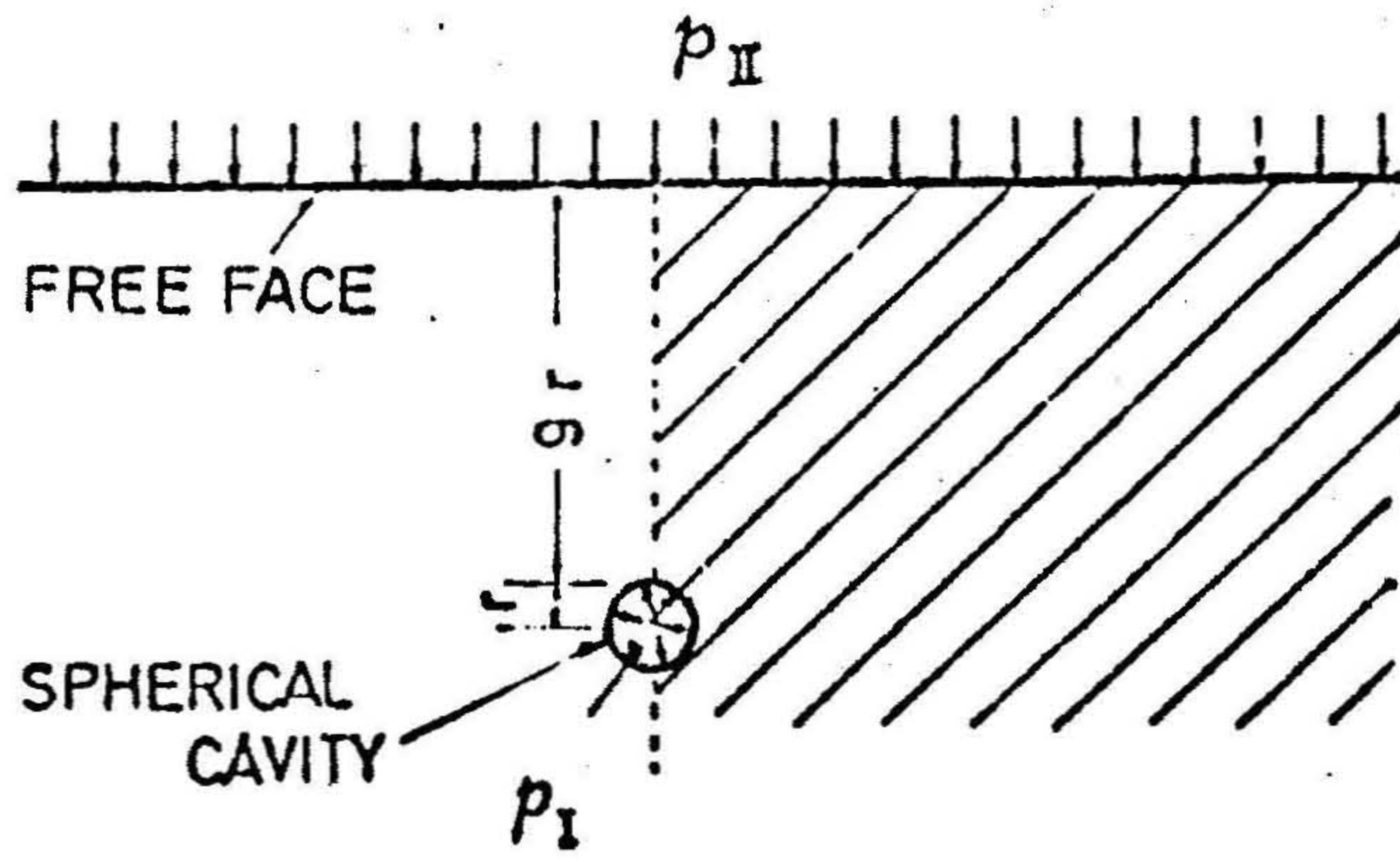
$$\begin{aligned} \tan \alpha &= f(x, y) \\ \therefore \frac{dy}{dx} &= f(x, y) \end{aligned} \quad (8 \cdot 19)$$

という関係が成立することがわかる。したがって、(8・19) で示される微分方程式の解として得られる積分曲線は、最大主応力の作用する面を順次滑らかに結んでできる曲線と一致する。したがって、適当な任意の座標点 (x_0, y_0) を初期値として数値計算 (ルンゲ・クッタ法) により (8・19) 式を解けば、その点 (x_0, y_0) を通る 1 本の積分曲線が得られる。

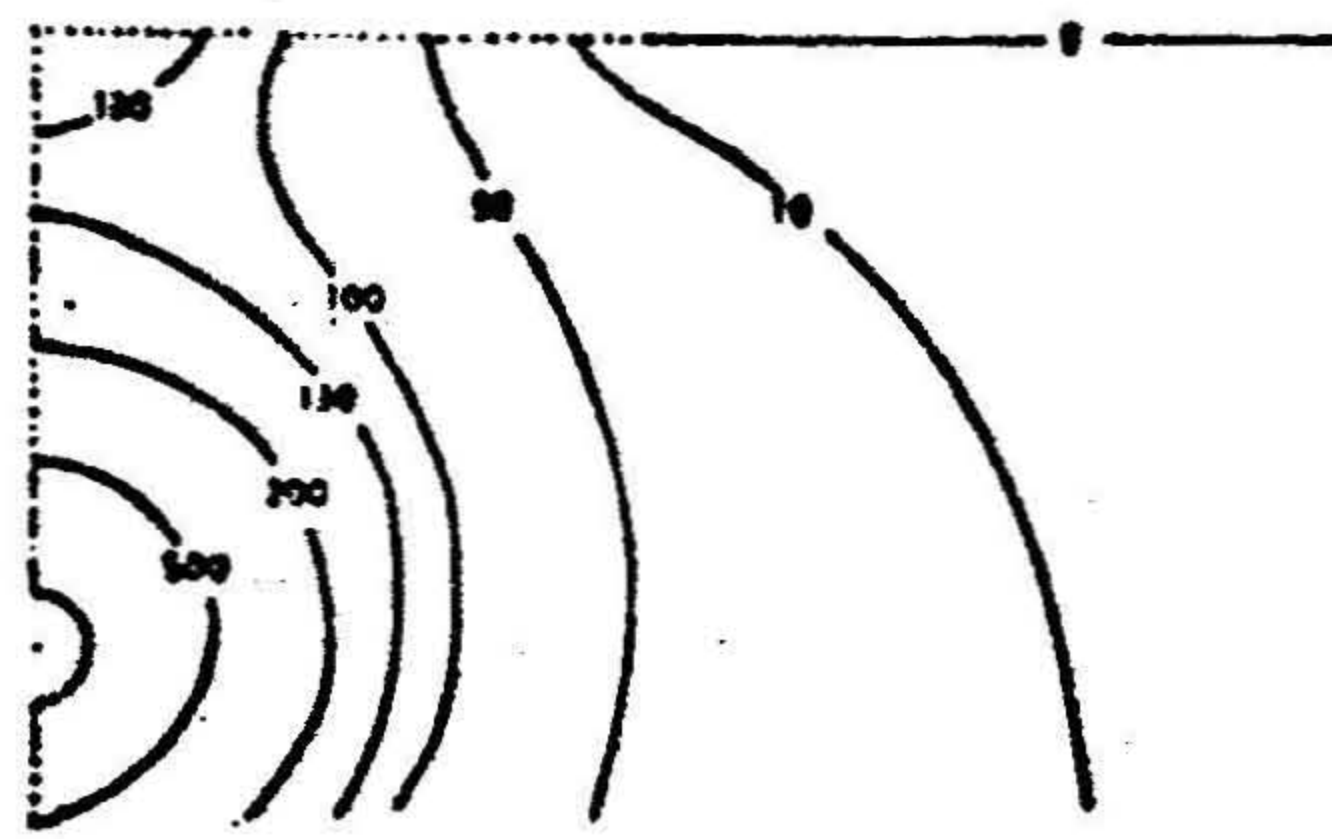
第 8・14 図～第 8・18 図の (b) 図は、この方法により円孔壁面上を 5° 間隔で区切った各点を初期値として求めた積分曲線群である。

なお、第 8・14 図～第 8・18 図では、 P_I の値はすべて $P_I = 4000$ の一定値であって、 P_{II} の値が変化した場合の解析結果を示したもので、それぞれ、第 8・14 図は $P_{II} = 0$ 、第 8・15 図は $P_{II} = 10$ 、第 8・16 図は $P_{II} = 20$ 、第 8・17 図は $P_{II} = 50$ および第 8・18 図は $P_{II} = 100$ の場合について得られた結果を示したものである。すなわち、第 8・14 図は自由面には圧力を加えない場合であり、第 8・15 図から第 8・18 図までは自由面に加わる圧力が順次大きくなった場合の解析の結果を示している。

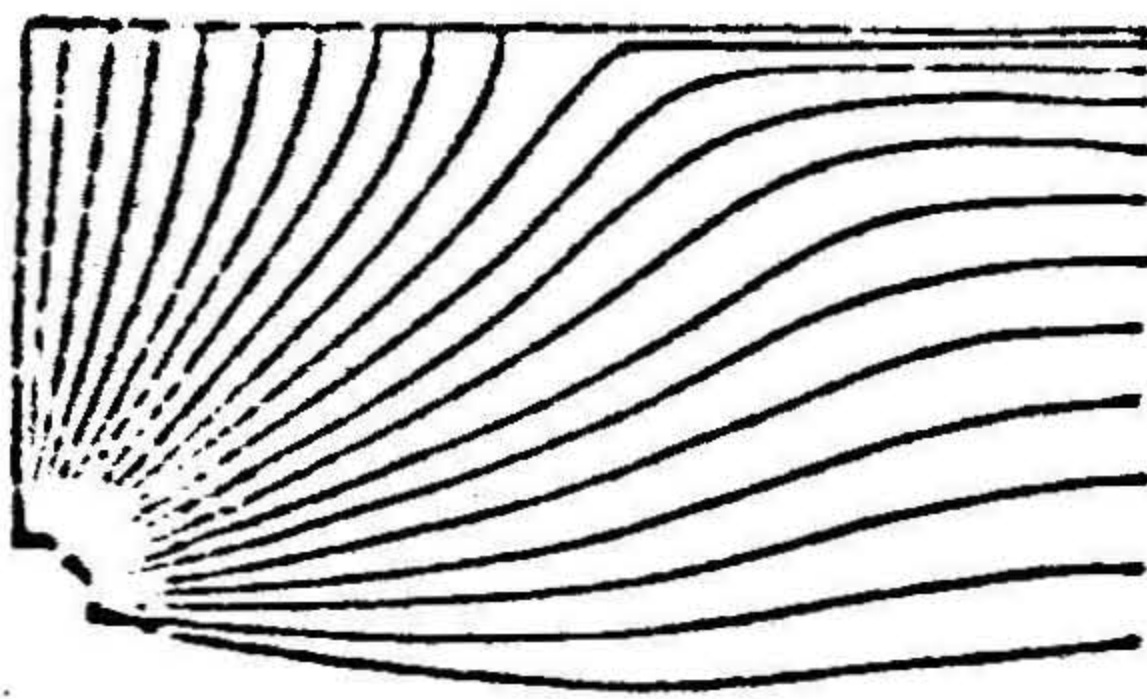
これらの図をみれば明らかなように、自由面に加わる圧力が大きくなれば、引張応力が生じる範囲が順次狭まってくるとともに、最大主応力の作用する面は全体的に自由面と鋭角をなすように変化していくことがわかる。したがって、岩石のように引張強度の小さい媒質の場合には、引張応力の生ずる範囲が大きいほど



第 8・13 図 平面ひずみ応力解析の境界条件および解析範囲（斜線の部分）



(a)



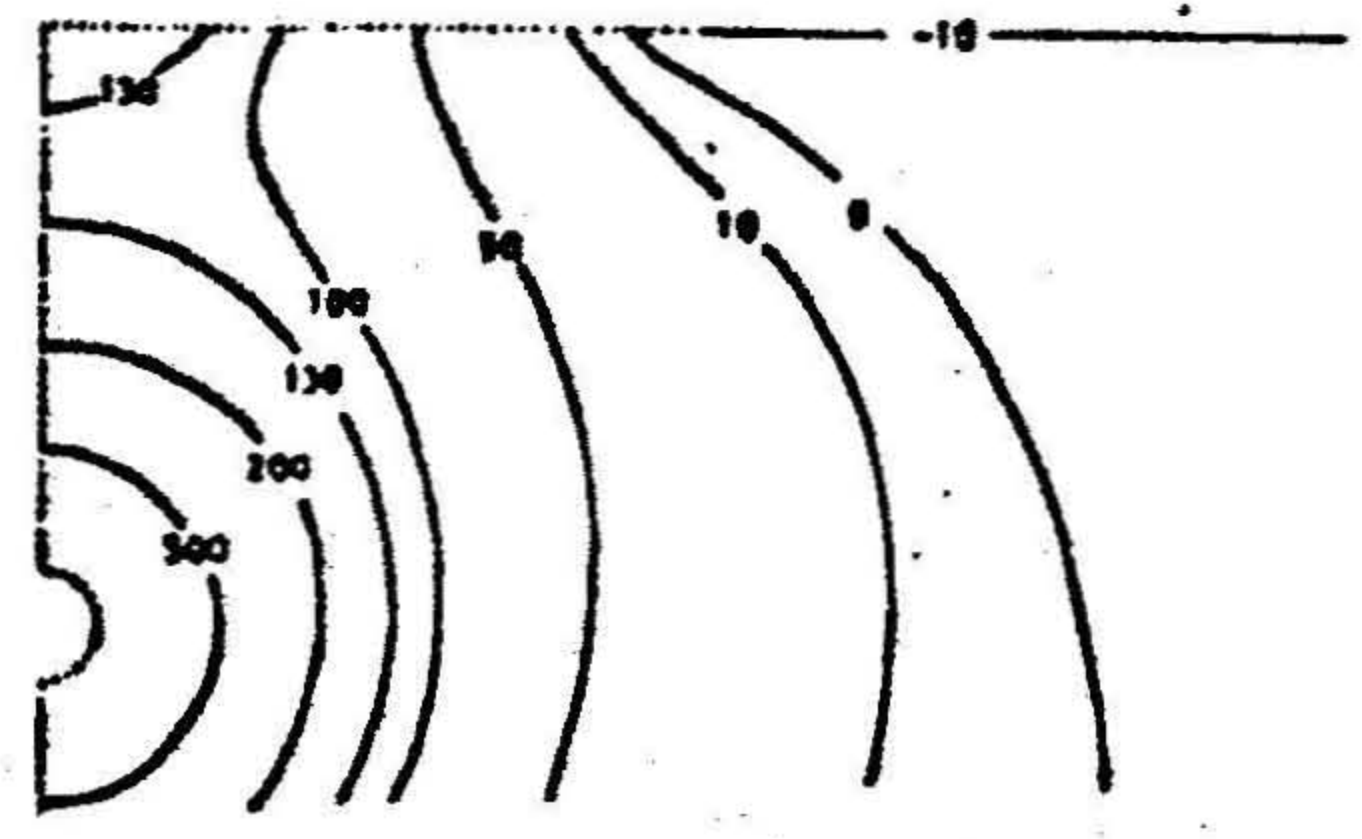
(b)

第 8・14 図 解析結果

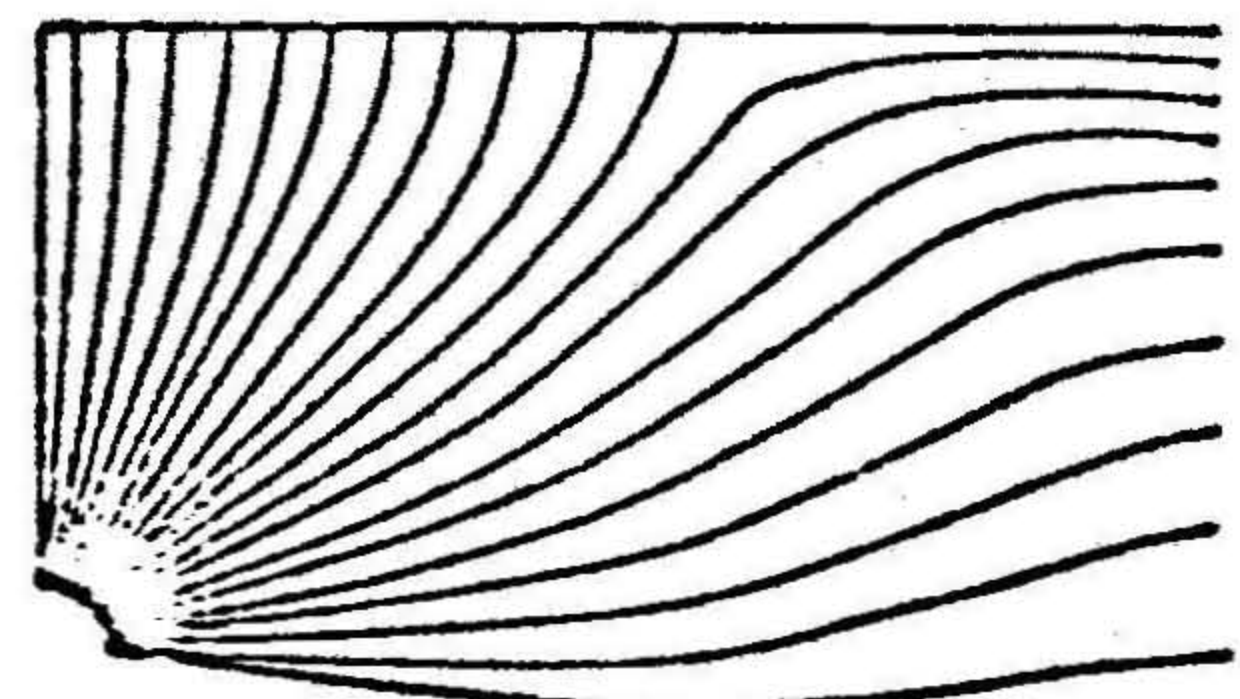
$$P_I = 4000, P_{II} = 0$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



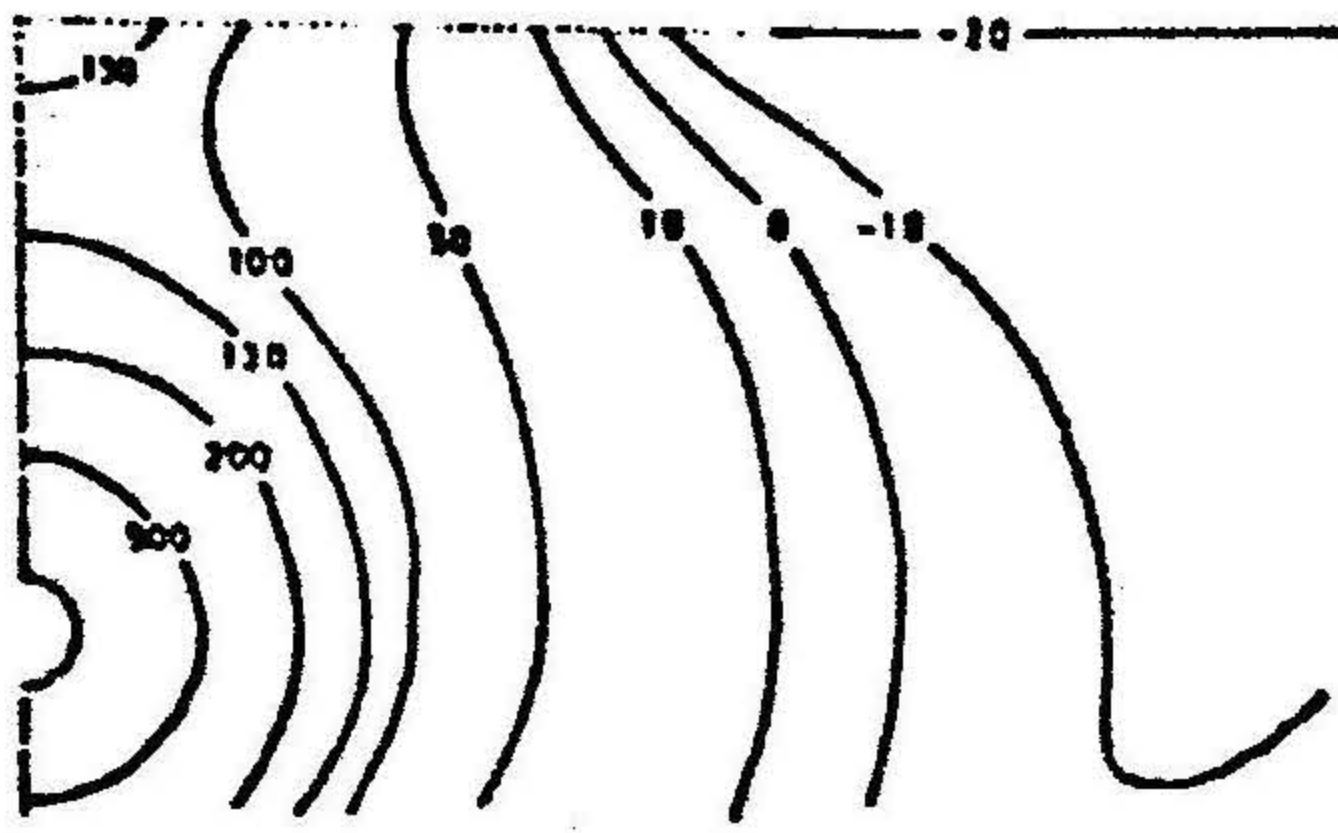
(b)

第 8・15 図 解析結果

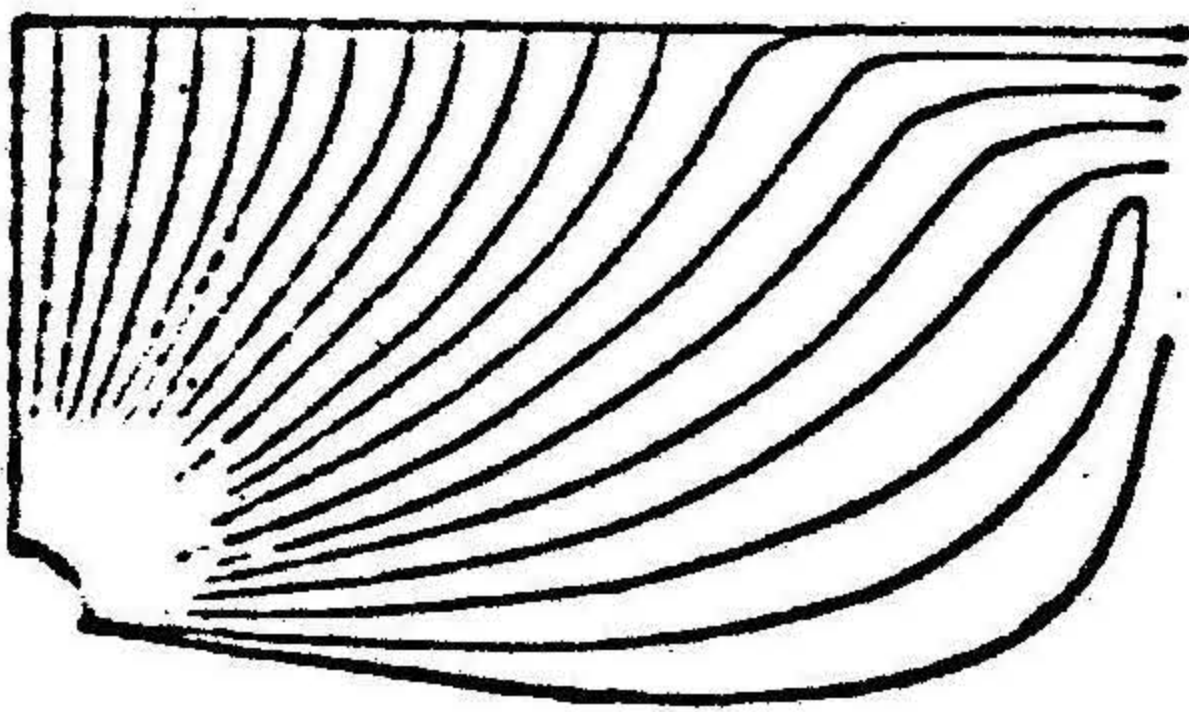
$$P_I = 4000, P_{II} = 10$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



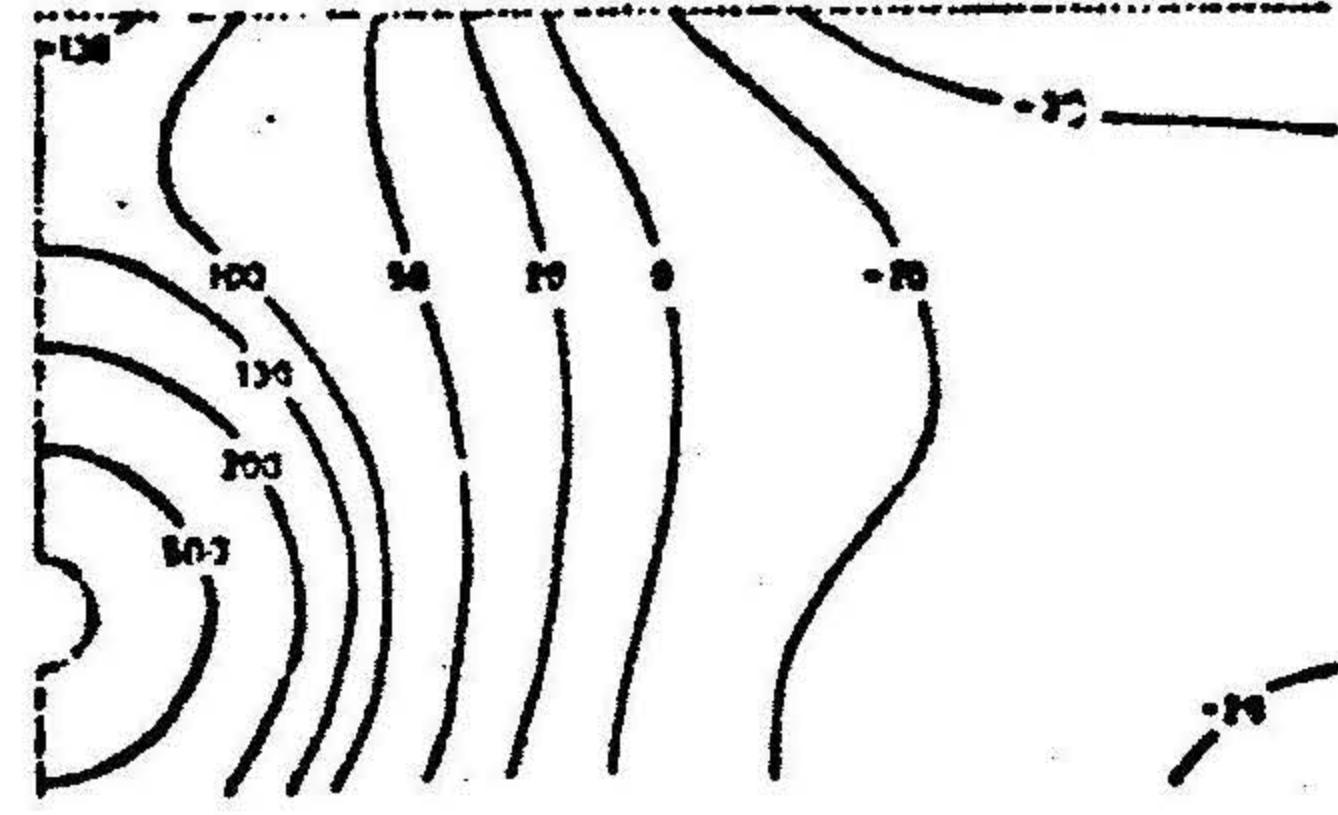
(b)

第8・16図 解析結果

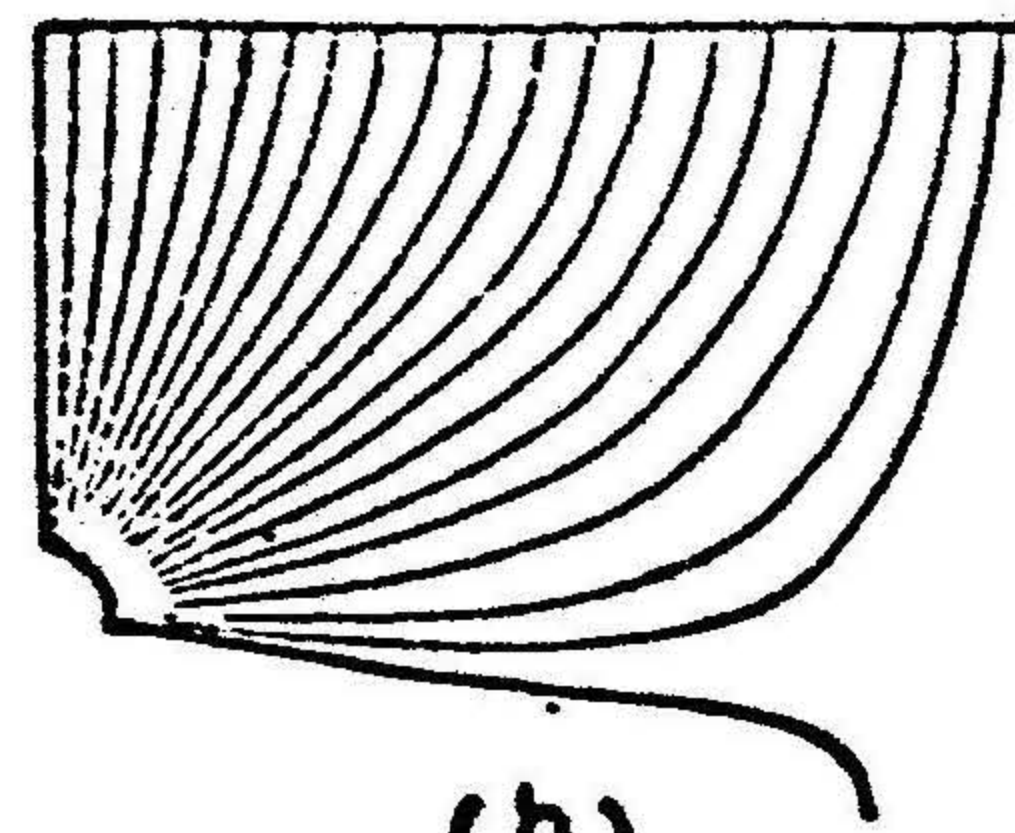
$$P_I = 4000, P_{II} = 20$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



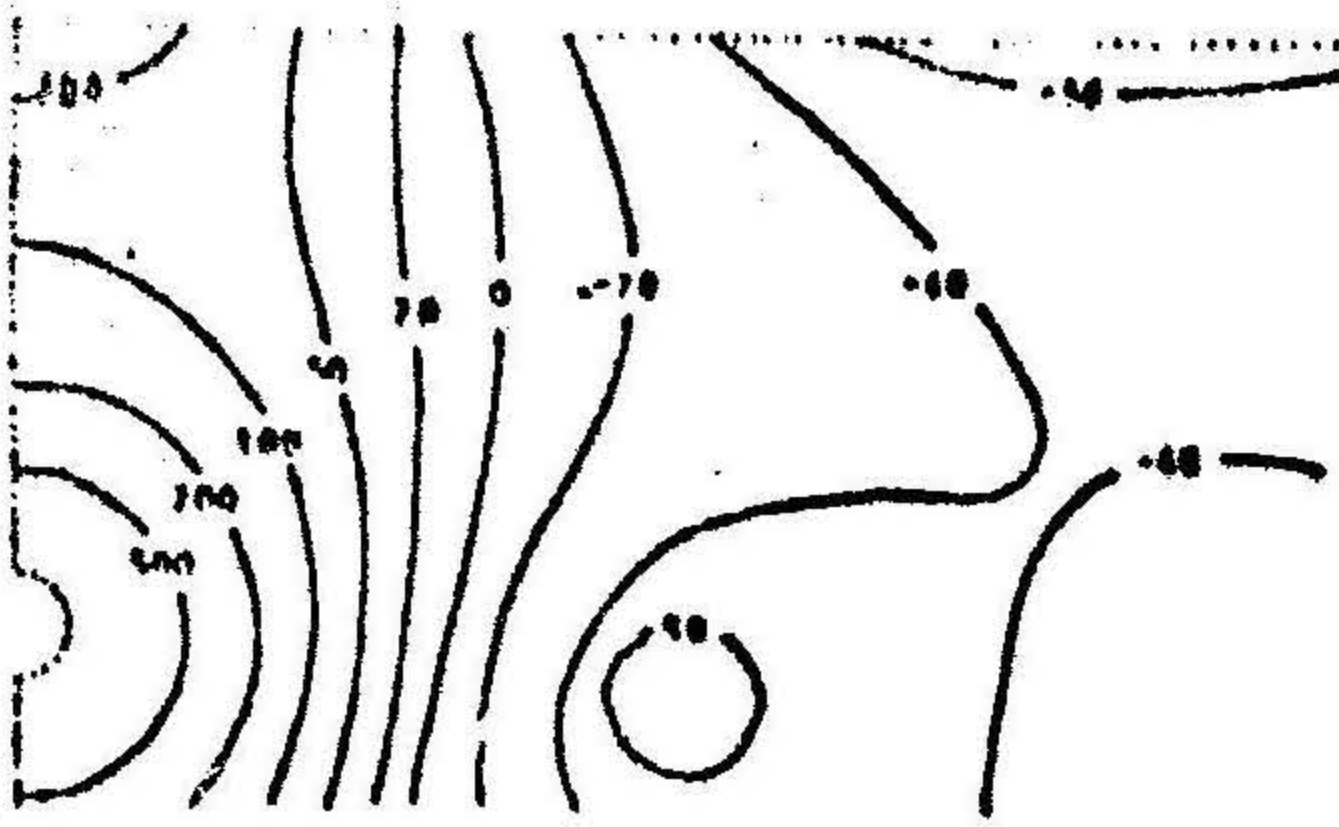
(b)

第8・17図 解析結果

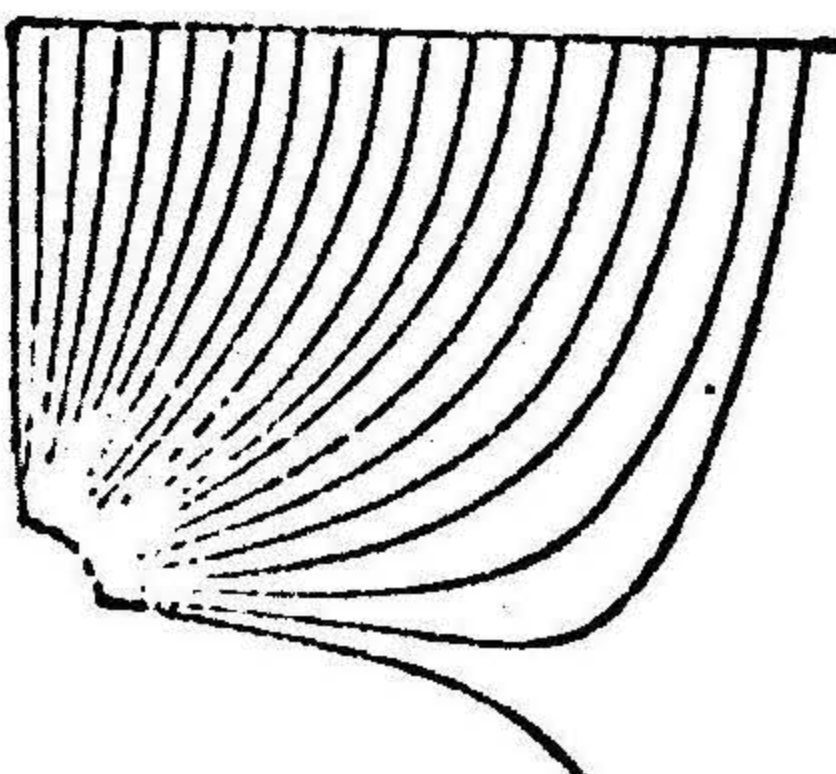
$$P_I = 4000, P_{II} = 50$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



(b)

第8・18図 解析結果

$$P_I = 4000, P_{II} = 100$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面

破壊される部分が大きくなり、また逆に引張応力の生ずる範囲が小さいほど破壊される部分が小さくなることは容易に想像できることである。

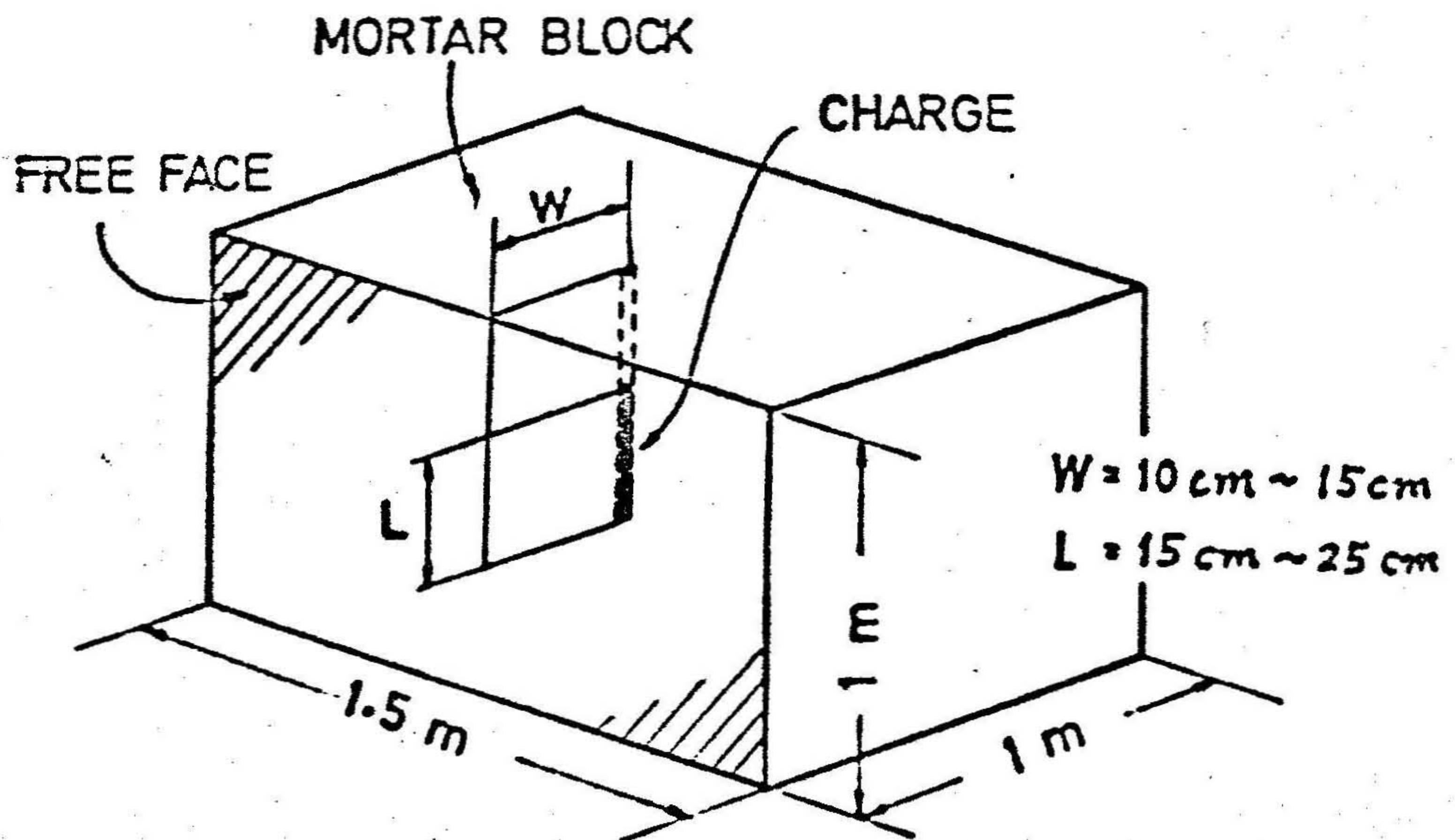
すなわち、この解析に用いたモデルに相当する水中爆破においては、自由面に加わる圧力が大きくなるほど、いかえれば水深が深くなればなるほど破壊される範囲が小さくなることがわかる。

4. 平面ひずみ問題としての解析結果と実験結果との対比

4・1 コンクリート破砕薬によるクレータテスト

4・4・1 実験方法

第3・19図に示すように、高さ1 m、幅1.5 m、奥行1 mのモルタルブロック（セメント1，砂2の配合比）を打設し、前面の壁面から W cm だけブロック内へ入ったところに直径約40 mmの孔を壁面に平行に約50 cmの深さまで穿孔し、しかるのちに直径7 mmの紙筒の中へ5 g～10 gのコンクリート破砕薬を封入したものをその孔へ装填し、急結モルタルでタンピングを施してから点火



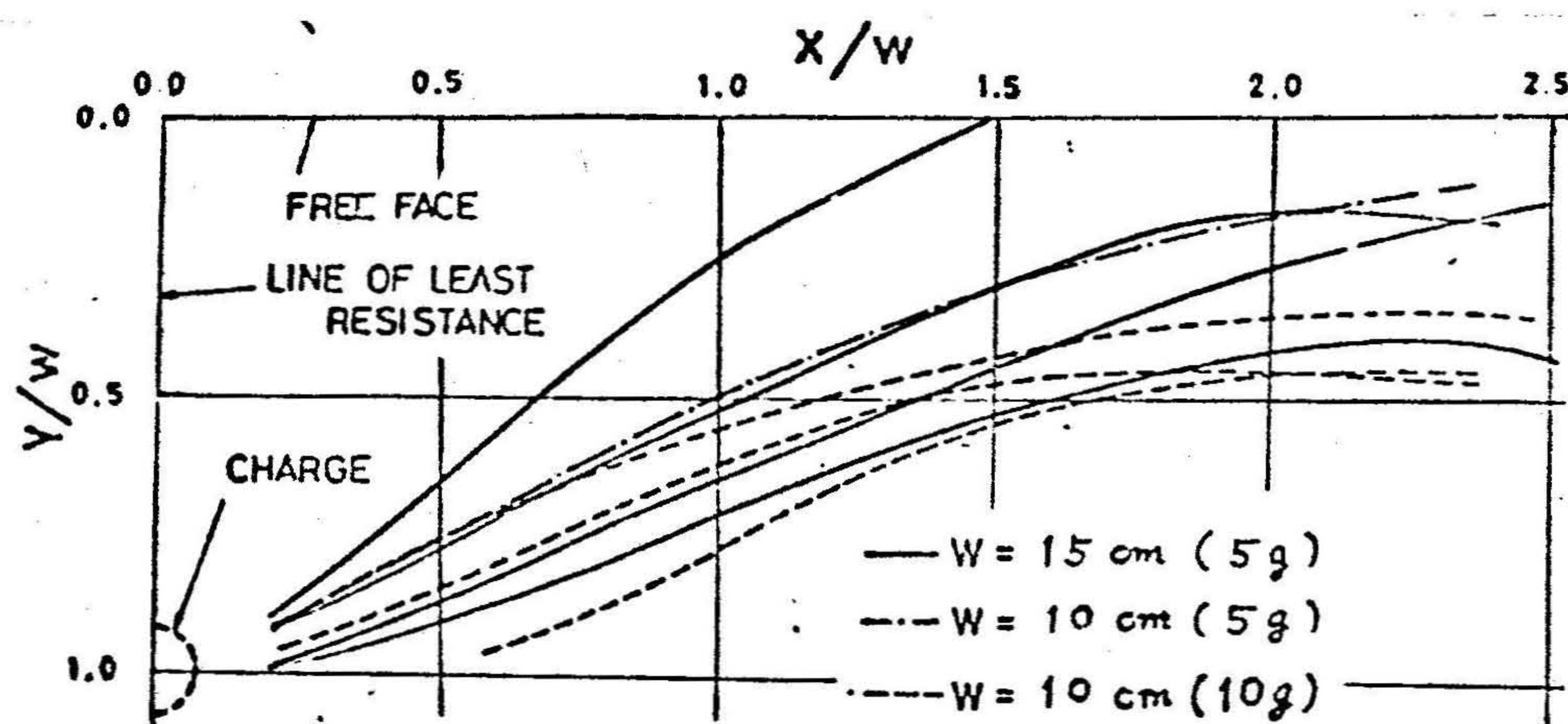
第8・19図 コンクリート破砕薬によるクレータ試験の試料の見取り図

し、モルタルブロックの前面にクレータを生じさせた。したがって、これらの実験の場合の最小抵抗線の長さは W cm であり、装薬室の長さは 15 cm ~ 25 cm である。

4・1・2 実験結果

4・1・1 で述べた方法で行なった実験により生成したクレータの断面を図示した二・三の例を第 8・20 図に示す。第 8・20 図の横軸にはクレータの壁面上の点から最小抵抗線までの距離を W で除した値を、また縦軸にはクレータの壁面上の点からクレータ生成前の自由面までの距離を W で除した値をとっており、クレータの壁面の各点についてのこれらの値をプロットし、滑らかな曲線で結んだものである。したがって、この曲線はクレータの断面と相似形であり、横軸は、クレータ生成前の自由面を、また縦軸は、最小抵抗線を表わしている。なお、これらの断面図は、装薬室の中心を通り、装薬室の軸に垂直な面内での断面を示したものである。

さて、この実験に用いたコンクリート破砕薬はその燃焼速度が爆薬の爆速に比



第 8・20 図 クレータの断面形状

- X …… クレータ壁面から最小抵抗線までの距離
- Y …… クレータ壁面から自由面までの距離
- W …… 最小抵抗線の長さ

べればきわめて遅く、したがってその爆発によって生ずる圧力は装薬室に対してはほとんど静的な作用のみを及ぼすものと考えることができる。このことを考慮すれば、3節で述べた静的な平面ひずみ問題としてこの断面についての応力解析を行なうことにより、第8・20図に示した実験結果について検討を加えることができる。これについてはつぎの4・2で述べる。

4・2 実験結果と解析結果との対比

本章3節で述べた平面ひずみ問題としての解析に対応する実際例は、4・1で述べた実験の場合に相当する。ただし、この実験では自由面には圧力が加わっていないから、この場合の応力分布は第8・14図に示したそれに対応することとなる。そこで第8・20図に示したクレータの断面図と第8・14図(b)に示した最大主応力の作用する面の断面図とを比較してみると、お互いにかなりよく似た形をしていることがわかる。この事実は、この場合の最大主応力はほとんど引張応力であるので、モルタルブロックのように引張強度の小さい媒質であれば第8・14図(b)に示した曲線にそってき裂が生じる可能性があることを考慮すれば妥当であるように思えるが、実際に破壊の様相をつぎのように考えると必ずしもそのように単純なものではない。

すなわち、爆薬の爆発と同時に装薬孔の壁面は圧潰されておし上げられ、爆発ガスがその中に充満し高圧になり、壁面上の最も引張応力の大きいところ(第8・5図参照)にき裂が生じるものと考えられる。しかるに、その状態になってしまえば、すでに媒質内での応力分布状態は第8・14図に示した状態とは異なってくるであろうし、き裂先端における応力集中により、き裂が大きくなっていく過程でも当然異なった応力分布を示すものと思われる。それにもかかわらず、き裂は最大引張応力の作用する面に生ずると単純に考えて、破壊を考慮しないで求めた応力分布(第8・14図)の状態から、クレータの形状をある程度予想できるということは、上に述べたき裂の発達してゆく方向が破壊を考慮しない初期の応力分布状態(第8・14図)によってほとんど定まってしまいうほど、初期の応力分

布状態がかなり大きな影響をおよぼしているように考えられる。このことは、本章6節において述べる軸対称問題として解析した球状装薬および円筒装薬の場合にも同じことがいえる。なお、自由面が加圧された場合についての考察は本章7節において述べることにする。

5. 有限要素法による応力解析法

5・1 有限要素法の概念^{8),9)}

有限要素法においては、応力解析の対象となる物体を個々の独立した有限個の要素の集合体と考え、それぞれの要素は弾性率、ポアッソン比、密度などの物質定数とその要素の形状で表わされる特性マトリックスをもつものとする。

このマトリックスをスティフネスマトリックス $[K]$ と呼ぶが、これは、節点(各要素が互いに結合されていると考える点)に作用する力ベクトル $\{F\}$ と、それによって生ずる節点の変位ベクトル $\{u\}$ とを(8・20)式で示される関係で関係づけるものである。

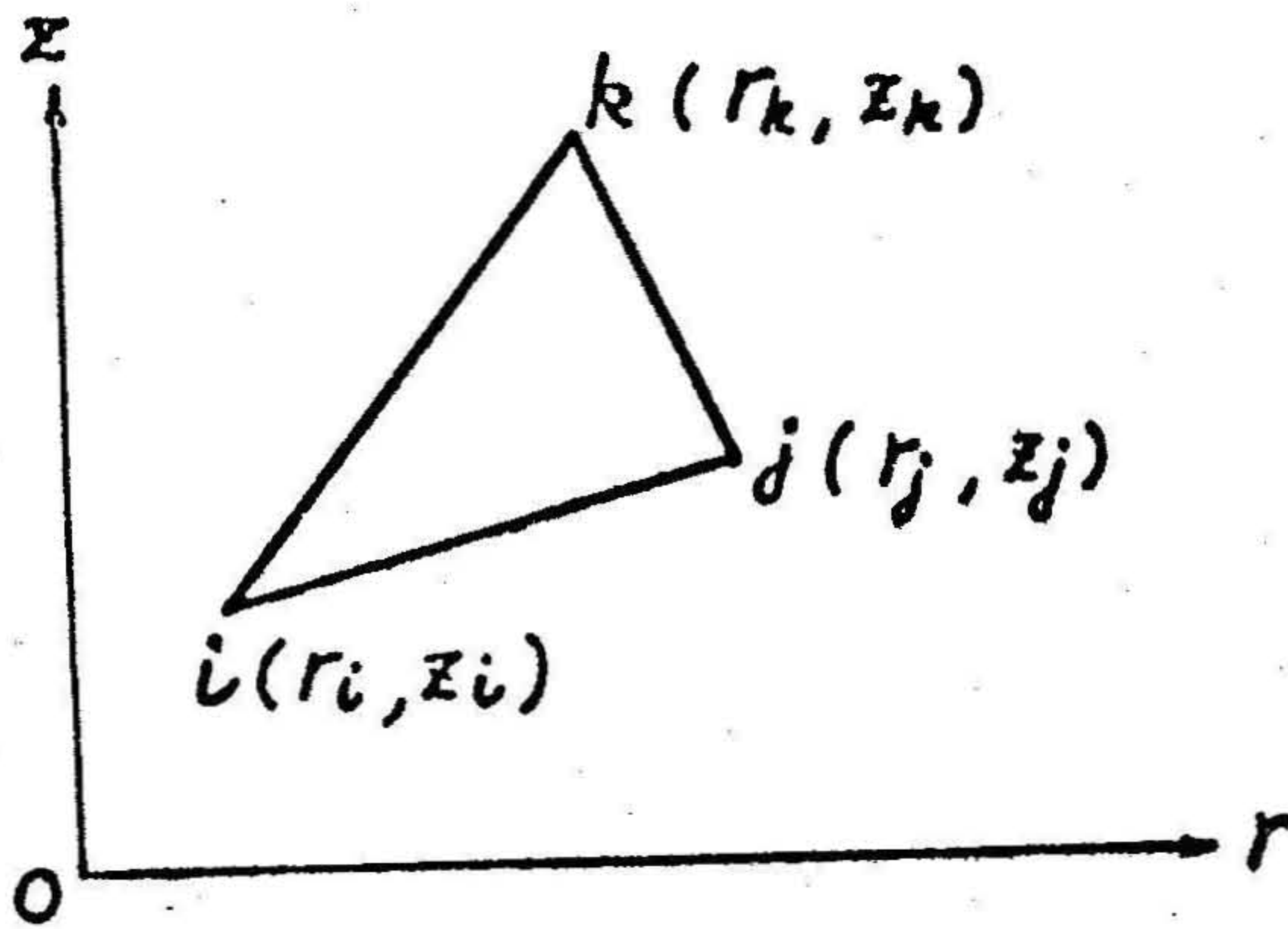
$$\{F\} = [K]\{u\} \quad (8 \cdot 20)$$

したがって、 $\{F\}$ および $\{u\}$ の要素の中に含まれる未知数の数と、(8・20)式で表わされる一次式のうち独立な関係式の数とが一致すれば、それらの多元連立一次方程式を解くことにより一意的に未知数の値を求めることができる。

このように有限要素法では多元連立方程式を解くことが主な手順となり、その係数行列の要素が非常に多いことと、計算時間が長くかかることなどから、種々の工夫を施して計算の簡略化につとめているが、それでも、大型の電子計算機を使用しなければ精度のよい計算は期待できない。

5・2 スティフネスマトリックスについて

ここでは、三角形要素に分割した場合の軸対称問題におけるスティフネスマトリックスの誘導について述べる。さて、第8・21図に示すように、一つの三角形要素の頂点(節点)を i, j, k とし、各点の座標を図に示すように表示する。



第 8・21 図 三角要素の座標

いま、一つの要素内では、その内部の点での応力、ひずみはすべて一定であると考え、また、その内部の点での変位は、その点の座標 (r, z) の関数で表わされるものとし、その関数の形は一つの要素内では一定であると考え、いま、この関数がつぎのような形で表わされるものとする。
すなわち、

$$\left. \begin{aligned} u &= c_1 + c_2 r + c_3 z \\ v &= c_4 + c_5 r + c_6 z \end{aligned} \right\} \quad (8 \cdot 21)$$

ただし、 u, v はそれぞれ r, z 方向の変位を表わし、 c_1, \dots, c_6 は定数である。これらの式から第 8・21 図の三角形要素の節点の変位と座標との関係を表わすとつぎのようになる。すなわち、

$$\{u\} = [C] \{c\} \quad (8 \cdot 22)$$

ただし、

$$\{u\} = \begin{pmatrix} u_i \\ v_i \\ u_j \\ v_j \\ u_k \\ v_k \end{pmatrix} \quad [C] = \begin{pmatrix} 1 & r_i & z_i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & r_i & z_i \\ 1 & r_j & z_j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & r_j & z_j \\ 1 & r_k & z_k & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & r_k & z_k \end{pmatrix} \quad \{c\} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ c_5 \\ c_6 \end{pmatrix}$$

また、(8・22) 式を変形することによつてつぎの関係が得られる。

$$\{c\} = [A] \{u\} \quad (8 \cdot 23)$$

ただし,

$$[A] = \begin{pmatrix} r_j z_k - r_k z_j & 0 & r_k z_i - r_i z_k & 0 & r_i z_j - r_j z_i & 0 \\ z_j - z_k & 0 & z_k - z_i & 0 & z_i - z_j & 0 \\ r_k - r_j & 0 & r_i - r_k & 0 & r_j - r_i & 0 \\ 0 & r_j z_k - r_k z_j & 0 & r_k z_i - r_i z_k & 0 & r_i z_j - r_j z_i \\ 0 & z_j - z_k & 0 & z_k - z_i & 0 & z_i - z_j \\ 0 & r_k - r_j & 0 & r_i - r_k & 0 & r_j - r_i \end{pmatrix} \times \frac{1}{H}$$

$$H = \begin{vmatrix} 1 & r_i & z_i \\ 1 & r_j & z_j \\ 1 & r_k & z_k \end{vmatrix}, \quad \{c\} = \begin{pmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ c_5 \\ c_6 \end{pmatrix}$$

つぎに、ひずみと変位の関係はつぎのように表わされる。すなわち,

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= \frac{\partial u}{\partial r}, & \epsilon_z &= \frac{\partial v}{\partial z}, & \epsilon_\theta &= \frac{u}{r} \\ \tau_{rz} &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r}, & \tau_{\theta z} &= \tau_{r\theta} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (8.24)$$

(8.24) 式を (8.21) 式に代入すればつぎの関係が得られる。すなわち,

$$\{\epsilon\} = [B]\{c\} \quad (8.25)$$

ただし

$$\{\epsilon\} = \begin{pmatrix} \epsilon_r \\ \epsilon_z \\ \epsilon_\theta \\ \tau_{rz} \end{pmatrix}, \quad [B] = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1/r & 1 & z/r & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

つぎに、応力とひずみとの関係はヤング率 E 、およびポアソン比 ν を使ってつぎのように表わされる。すなわち、

$$\{\sigma\} = [D]\{\varepsilon\} \quad (8.26)$$

ただし

$$\{\sigma\} = \begin{pmatrix} \sigma_r \\ \sigma_z \\ \sigma_\theta \\ \tau_{rz} \end{pmatrix}, \quad [D] = \begin{pmatrix} 1 & P & P & 0 \\ P & 1 & P & 0 \\ P & P & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-P}{2} \end{pmatrix} \times Q$$

$$P = \frac{\nu}{1-\nu}, \quad Q = \frac{E(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

以上に述べた (8.23), (8.25), (8.26) 式の関係を用いて、外力と変位との関係式を誘導する。すなわち、仮想変位の原理を用いて応力 $\{\sigma\}$ と仮想変位 $\{\bar{u}\}$ による要素体積内の内部仕事 W_i は、 $\{\bar{\varepsilon}\}$ を仮想変位による仮想ひずみとし、 V を要素体積とすればつぎのように表わされる。すなわち、

$$W_i = \int_V \{\bar{\varepsilon}\}^T \{\sigma\} dV \quad (8.27)$$

また一方、外力 $\{F\}$ による外部の仮想仕事 W_e はつぎのように表わされる。すなわち、

$$W_e = \{\bar{u}\}^T \{F\} \quad (8.28)$$

したがって、内部仕事 W_i と外部仕事 W_e とが等しいこと、要素内ではひずみおよび応力は一定であること、および (8.23), (8.25), (8.26) 式を参照して、行列の演算を行なえばつぎの関係が得られる。すなわち、

$$\begin{aligned} \{\bar{u}\}^T \{F\} &= \int_V \{\bar{\varepsilon}\}^T \{\sigma\} dV \\ &= \{\bar{\varepsilon}\}^T \{\sigma\} V \\ &= ([B][A]\{\bar{u}\})^T [D][B][A]\{u\} \cdot V \\ &= \{\bar{u}\}^T [A]^T [B]^T [D][B][A]\{u\} V \end{aligned} \quad (8.29)$$

したがって、

$$\{F\} = V \cdot [A]^T [B]^T [D][B][A]\{u\} \quad (8 \cdot 30)$$

となり、(8・20)式を考慮すれば

$$[K] = V \cdot [A]^T [B]^T [D][B][A] \quad (8 \cdot 31)$$

という関係が得られ、右辺はすべて、三角形要素の座標および、物質特性で表わされているから、 $[K]$ を求めることができる。

このようにして、一つの三角形要素についてのスティフネスマトリックスが求められれば、解析の対象となる部分全体については、各節点上において、それぞれの要素のスティフネスマトリックスを重ね合わせることによって、全体のスティフネスマトリックスを求めることができる。

5・3 境界条件について

5・1で述べたように、 $\{F\}$ および $\{u\}$ の要素の中の未知数は(8・20)式の独立な一次式の数と一致しなければ(8・20)式を解くことができない。したがって、 $\{F\}$ および $\{u\}$ の要素の半分は既知の数でなければならない。一般には $\{F\}$ のある要素が既知であれば、それに対応する $\{u\}$ の要素は未知数になり、逆に $\{u\}$ のある要素が既知であれば、それに対応する $\{F\}$ の要素は未知数となる。

なお、スティフネスマトリックス $[K]$ の行列式 $|K|$ はその性質上零であるから、 $\{u\}$ の要素がすべて未知数の場合は解は不定になり、解けないことになるので、 $\{u\}$ の要素の一つは必ず既知数としておかねばならない。

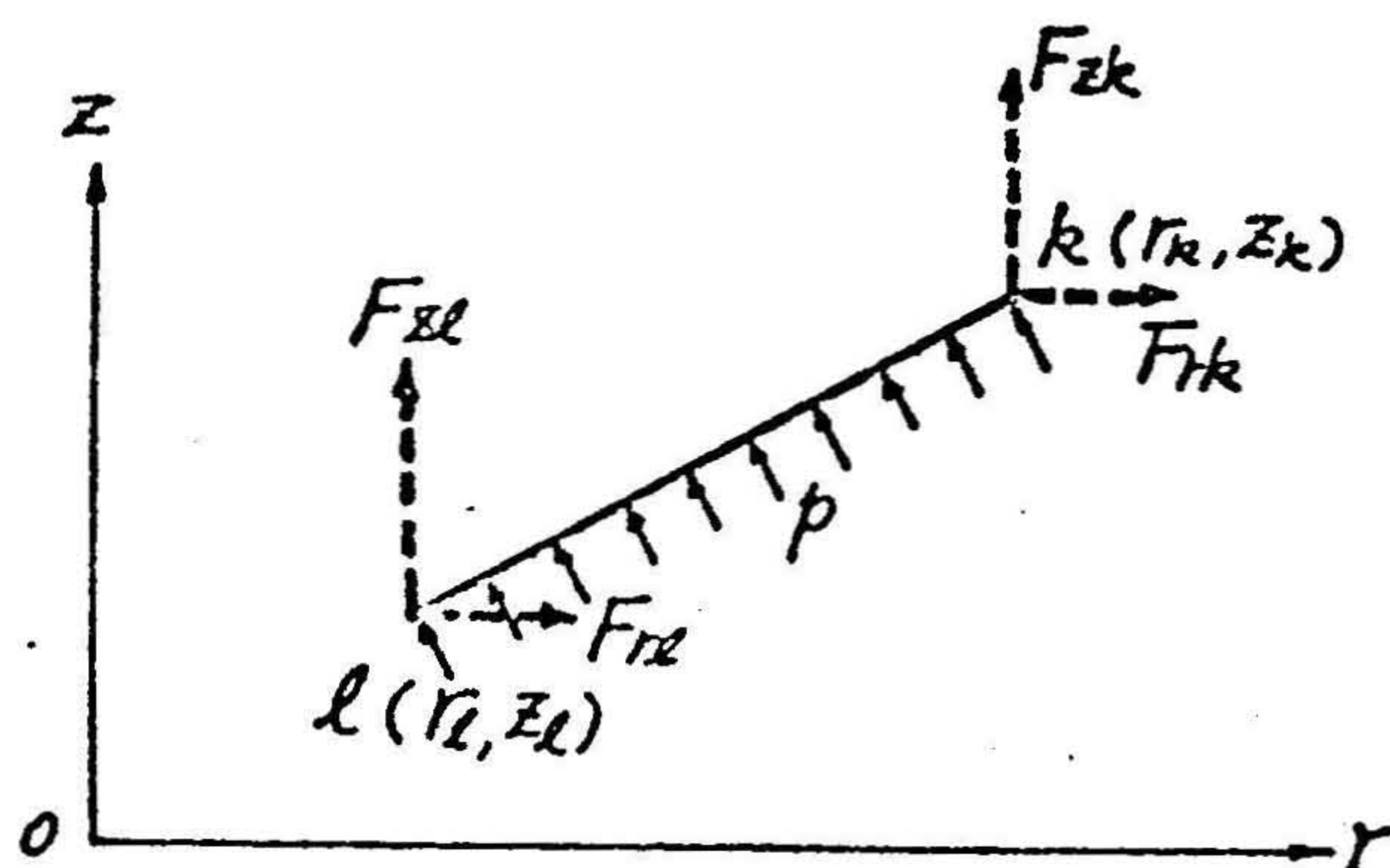
5・3・1 外力に関する境界条件

ある点に集中荷重が加わっている場合は、その点を節点に選び、 r 方向、 z 方向の分力を $\{F\}$ のそれらに対応する要素に与えればよい。また、三角形の辺に当る部分に分布荷重が加わる場合には、つぎに示す F_{rk} , F_{zk} , F_{rl} および F_{zl} を $\{F\}$ のそれぞれに対応する要素の値とすればよい。すなわち、

$$F_{rk} = F_{rl} = \frac{-p(r_k + r_l)(z_k - z_l)}{2} \quad (8.32)$$

$$F_{zk} = F_{zl} = \frac{p(r_k^2 - r_l^2)}{2}$$

ただし、 r_k, z_k, r_l, z_l は、第 8・22 図に示すように、それぞれ節点 k, l の座標であり、 p は分布荷重である。



第 8・22 図 分布荷重から集中荷重への変換方法の説明図

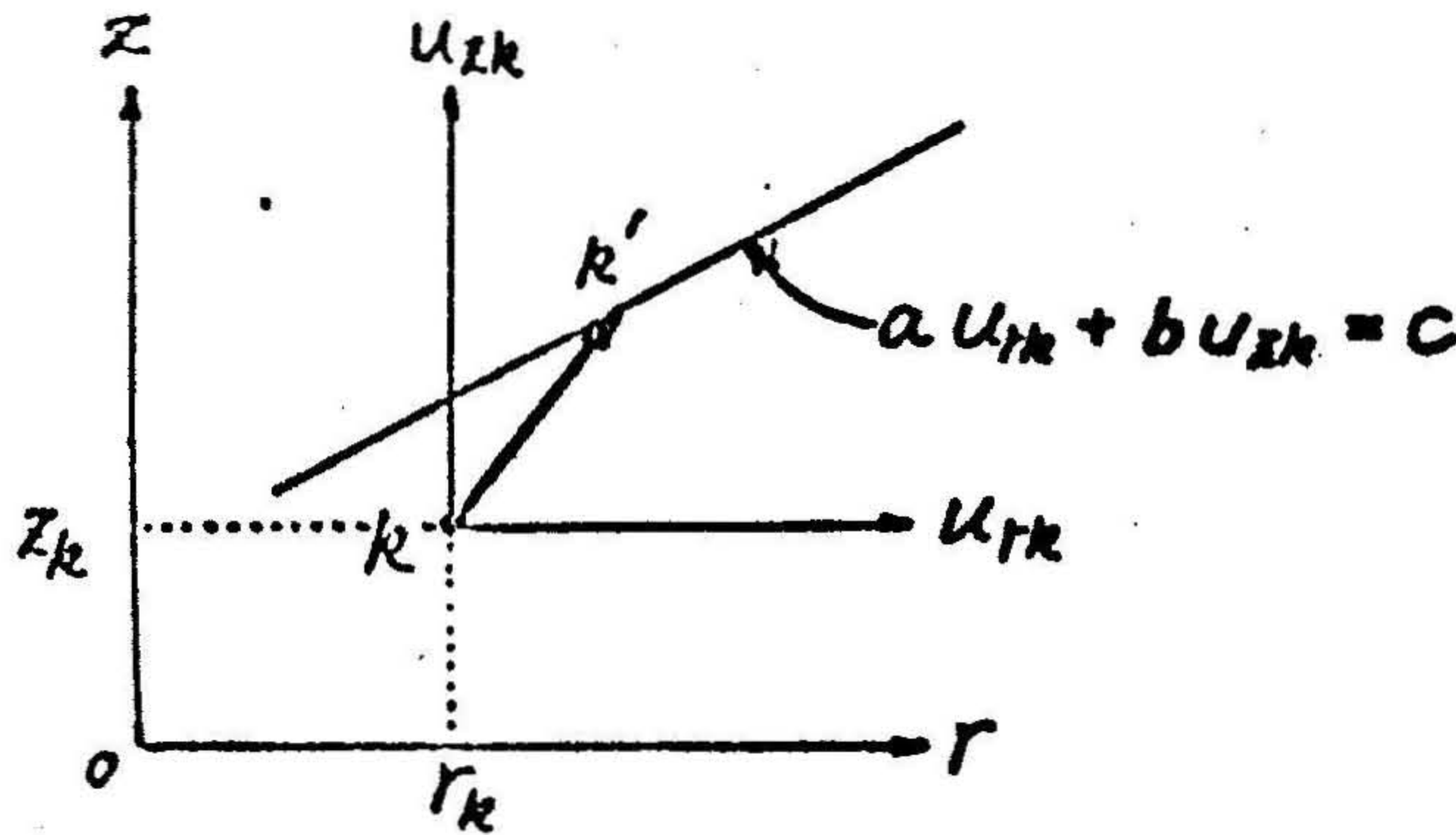
なお、同じ節点に多くの荷重がかかっている場合はそれらを重ね合せばよい。たとえば、節点 k にさらに集中荷重が加わっている場合や、節点 k を含む他の辺に分布荷重が加わっている場合には、 F_{rk} や F_{zk} はそれらのすべての和として $\{F\}$ に与えればよい。

5・3・2 変位に関する境界条件

ある節点の r および z 方向の変位が既知である場合は、(8・20) 式の $\{u\}$ のその点に対応する要素にその値を与えればよいが、ここでは一般的に変位 u_r, u_z が一次式を満足する場合の境界条件について述べる。いま、第 8・23 図に示すように、節点 k の r 方向の変位を u_{rk} 、 z 方向の変位を u_{zk} とすれば、 u_{rk} と、 u_{zk} は次式を満すものとする。すなわち、

$$a u_{rk} + b u_{zk} = c \quad (8 \cdot 33)$$

(8・33)式における係数 a, b, c の値を適当に与えることによって、節点 k にはつぎのような拘束条件 (境界条件) を与えたことになる。



第 8・23 図 節点の拘束条件の説明図

- (i) $a = 0, b \neq 0, c = 0$ のとき ($u_{zk} = 0$)
 r 方向のみに自由な変位が許されて、 z 方向には変位しない。
 (u_{rk} 軸上でスライド可能)
- (ii) $a \neq 0, b = 0, c = 0$ のとき ($u_{rk} = 0$)
 z 方向のみに自由な変位が許されて、 r 方向には変位しない。
 (u_{zk} 軸上でスライド可能)
- (iii) $a = 0, b \neq 0, c \neq 0$ のとき ($u_{zk} = \frac{c}{b}$)
 r 方向には自由な変位が許され、 z 方向には $\frac{c}{b}$ だけ変位する。
 (直線 $u_{zk} = \frac{c}{b}$ 上でスライド可能)
- (iv) $a \neq 0, b = 0, c \neq 0$ のとき ($u_{rk} = \frac{c}{a}$)
 z 方向には自由な変位が許され、 r 方向には $\frac{c}{a}$ だけ変位する。
 (直線 $u_{rk} = \frac{c}{a}$ 上でスライド可能)
- (v) $a \neq 0, b \neq 0$ ($a u_{rk} + b u_{zk} = c$)

座標軸と平行でない直線 ($a u_{rk} + b u_{zk} = c$) 上でスライド可能である。

なお、完全に固定される節点には(i)および(ii)を同時に満足し、また強制変位(特定の位置へ変位する)を与えられた節点については(iii)および(iv)を同時に満足することになる。

以上に述べた(i)~(v)のうち、(i)~(iv)についてはこの小節(5・3・2)の最初で述べたように、単に(8・20)式の $\{u\}$ の要素を条件に応じて与えることによって連立方程式を解くことができる。しかし、(v)の場合には、 u_{rk}, u_{zk} が未知数であると同時に F_{rk}, F_{zk} も未知数になり、(8・20)式だけでは二つ足りなくなる。したがって、(8・33)式と節点 k での力のつり合いから得られる次式(8・34)式とを(8・20)式に組み入れれば連立方程式を解くことができる。

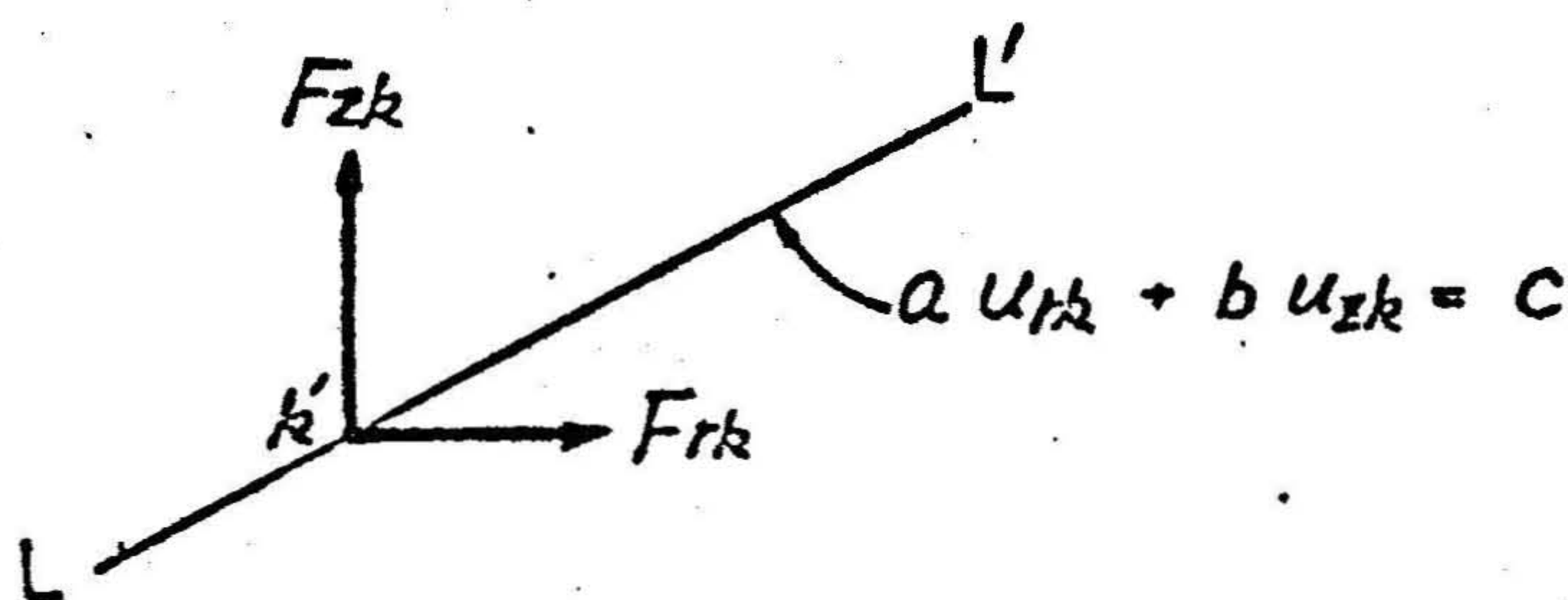
$$b F_{rk} - a F_{zk} = 0 \quad (8 \cdot 34)$$

(8・34)式はつぎのようにして導くことができる。すなわち、第8・24図に示すように、節点 k が直線 LL' ($a u_{rk} + b u_{zk} = 0$)上でスライド可能であるから、その節点に加わる外力の LL' に平行な方向の分力の総和は零とならなければならない。したがって、 F_{rk}, F_{zk} の間にはつぎの関係が成立する。すなわち、

$$\frac{b}{a^2 + b^2} \cdot F_{rk} + \frac{-a}{a^2 + b^2} \cdot F_{zk} = 0 \quad (8 \cdot 35)$$

$$b F_{rk} - a F_{zk} = 0 \quad (8 \cdot 36)$$

の関係が得られる。



第8・24図 節点に動く外力の表示

5・4 変位，応力およびひずみの計算

変位ベクトルは，これまでに述べた連立方程式を解くことによって求めることができる。有限要素法では一般に，スティフネスマトリックスは，対角要素が他の要素より優越しているので，ガウスザイデル法による解法が，（境界条件の与え方などの点においても）有利であるものと思われる。

さて，ひずみおよび応力は，これまでに述べたようにして求められた変位を用いて求めることができる。すなわち，得られた変位ベクトルを $\{u\}$ とすれば，(8・23)式および(8・25)式を用いてひずみベクトル $\{\varepsilon\}$ を求めることができる。さらに(8・26)式を用いて応力ベクトルを求めることができる。

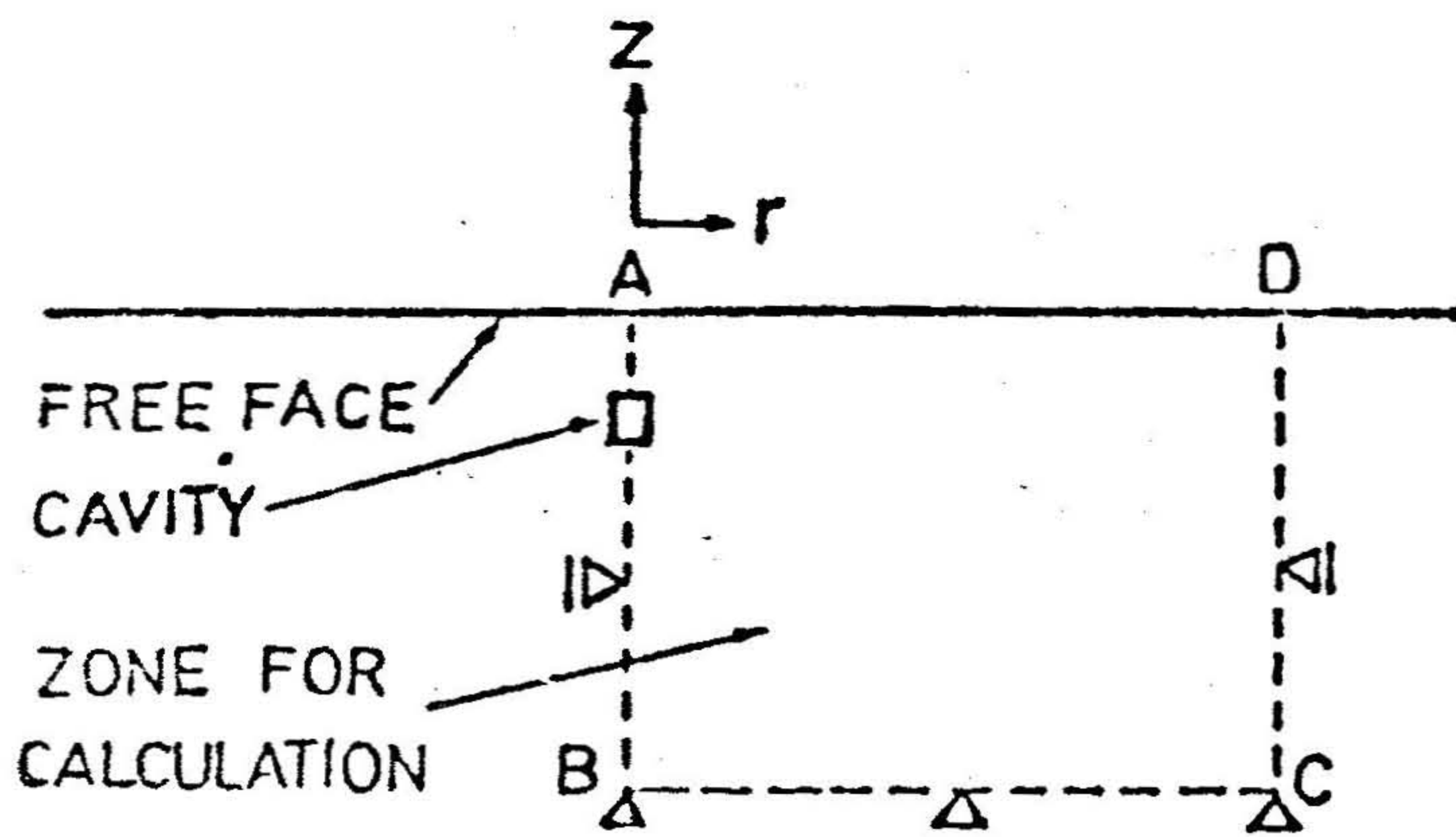
6. 軸対称問題としての解析

6・1 概 説

球状装薬や円筒状装薬による一自由面爆破の場合の静的な応力解析は，装薬室の中心を通り自由面に垂直な線を軸とする軸対称問題として取り扱うことができる。

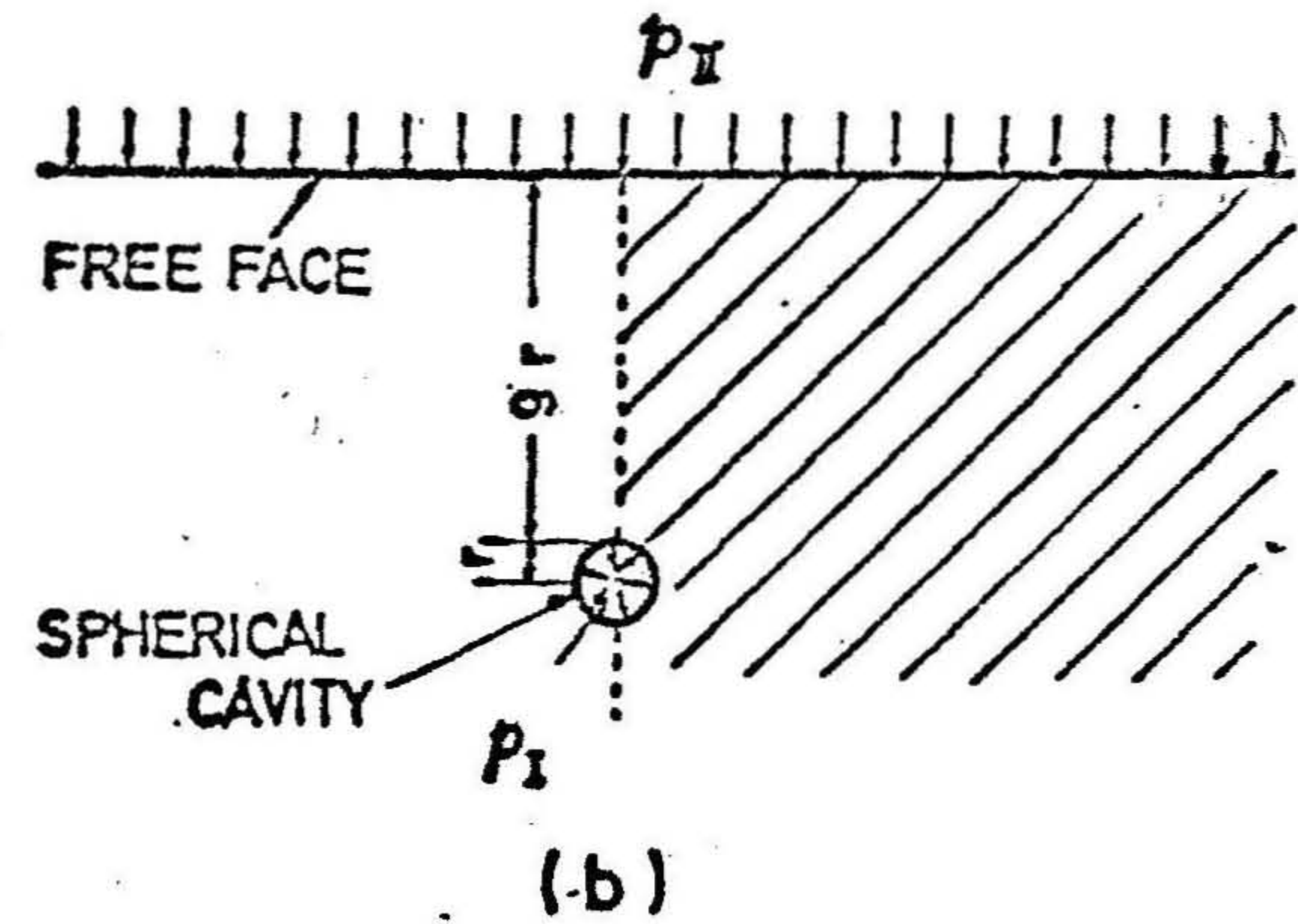
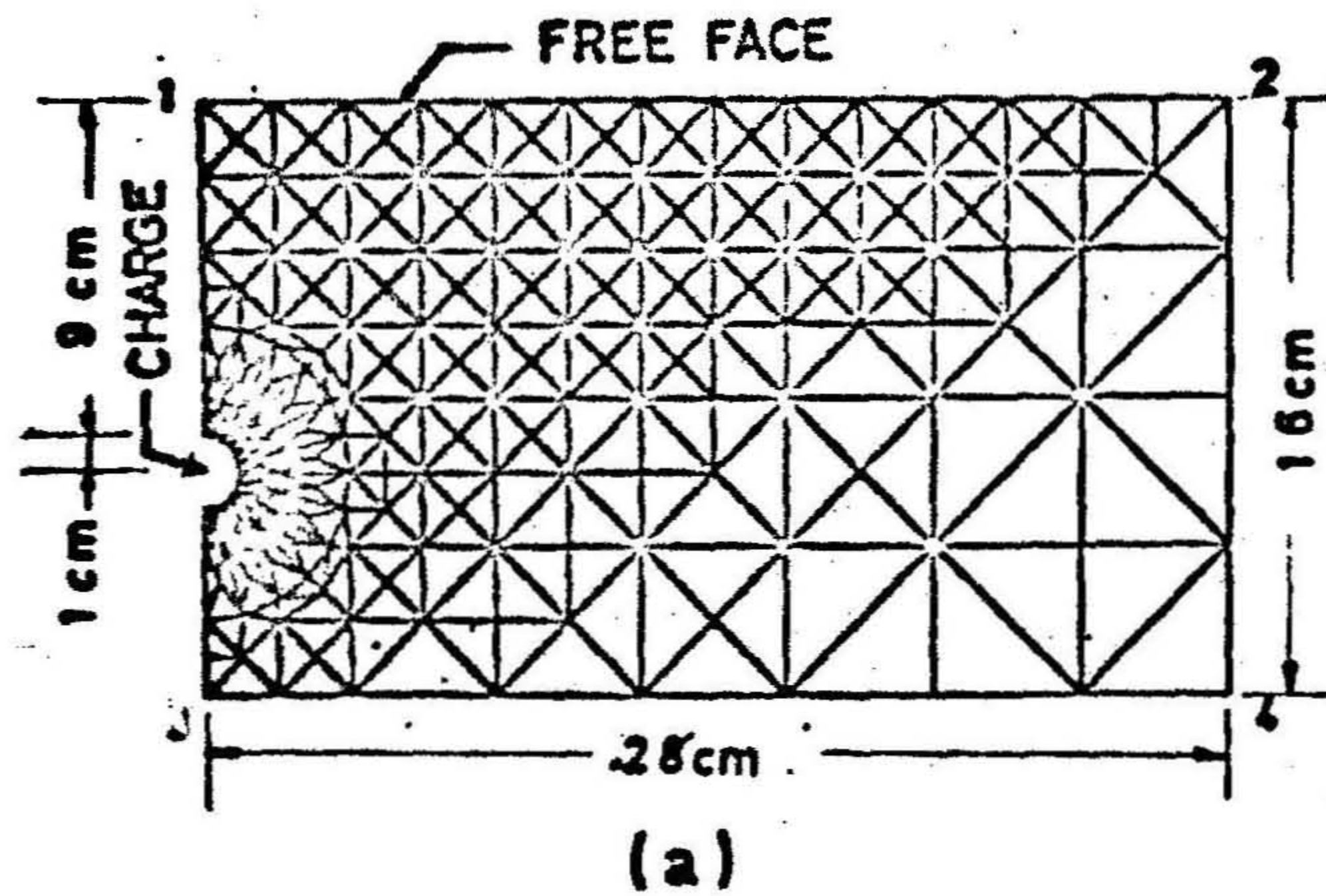
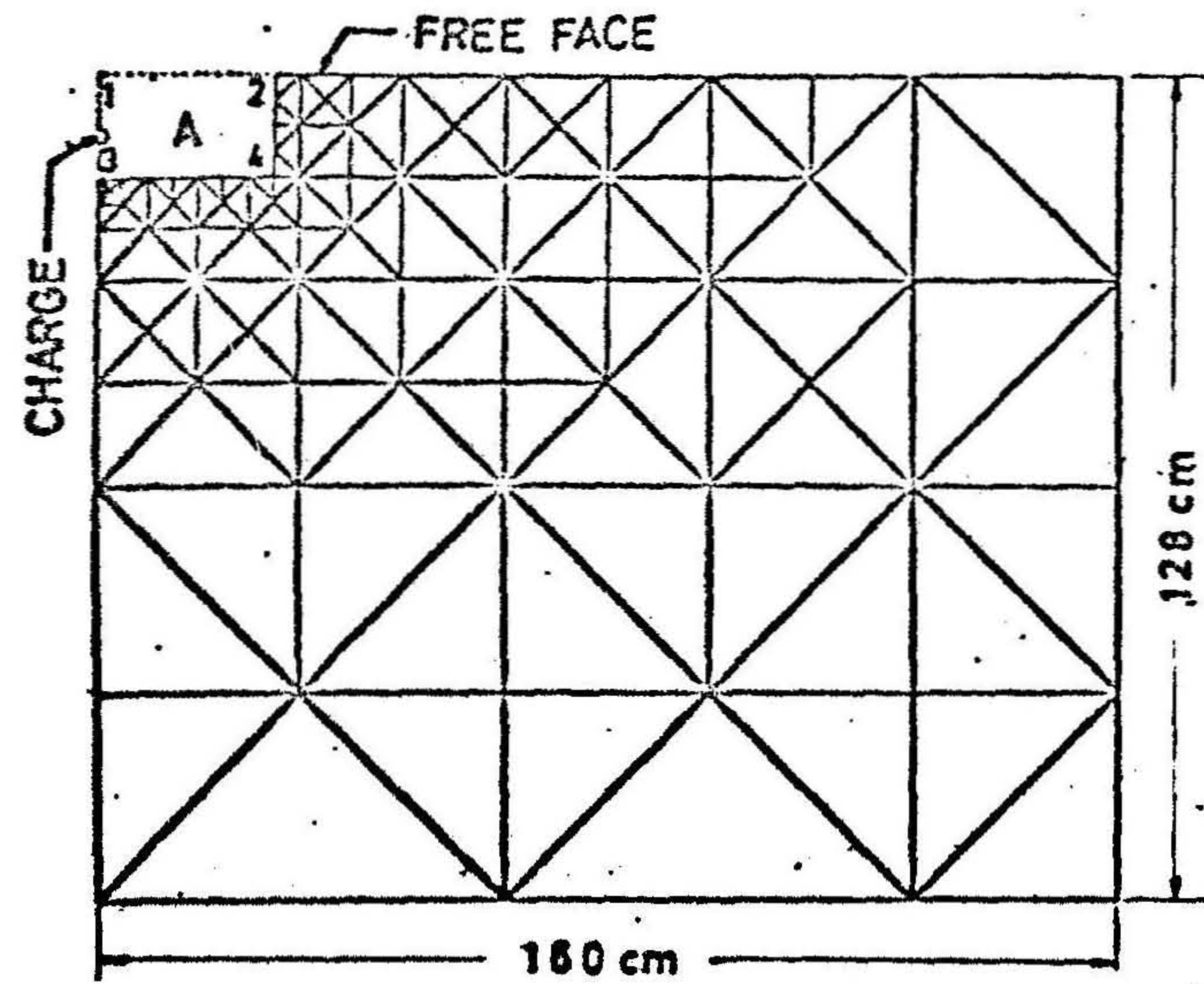
6・2 計算方法

本節では，応力解析の対象部分を適当に要素分割して，5節において述べた有限要素法により応力の計算を行なった。すなわち，第8・25図に示す破線で囲まれた部分を三角形の要素に分割し，また，空洞の形状は球状空洞の場合および円筒状空洞の場合について解析を行なった。なお，同図においてABは対称軸であるから，AB上の各点は θ 方向には移動するが r 方向には移動しない。また，BC上の各点はまったく移動せず固定されていると考えるもさしつかえのない程度に空洞から離れた点をとっており，CD上の各点では r 方向には移動しないと考えるもさしつかえのない程度に空洞から離れた点をとっている。したがって，応力解析の対象となる部分の周縁の境界条件としては，AB上およびCD上の点は可動支持，BC上の点は完全固定，AD上の点は自由可動点という境界条件になる。



第 8・25 図 有限要素法による軸対称応力解析の境界条件
および解析範囲（破線で囲まれた部分）

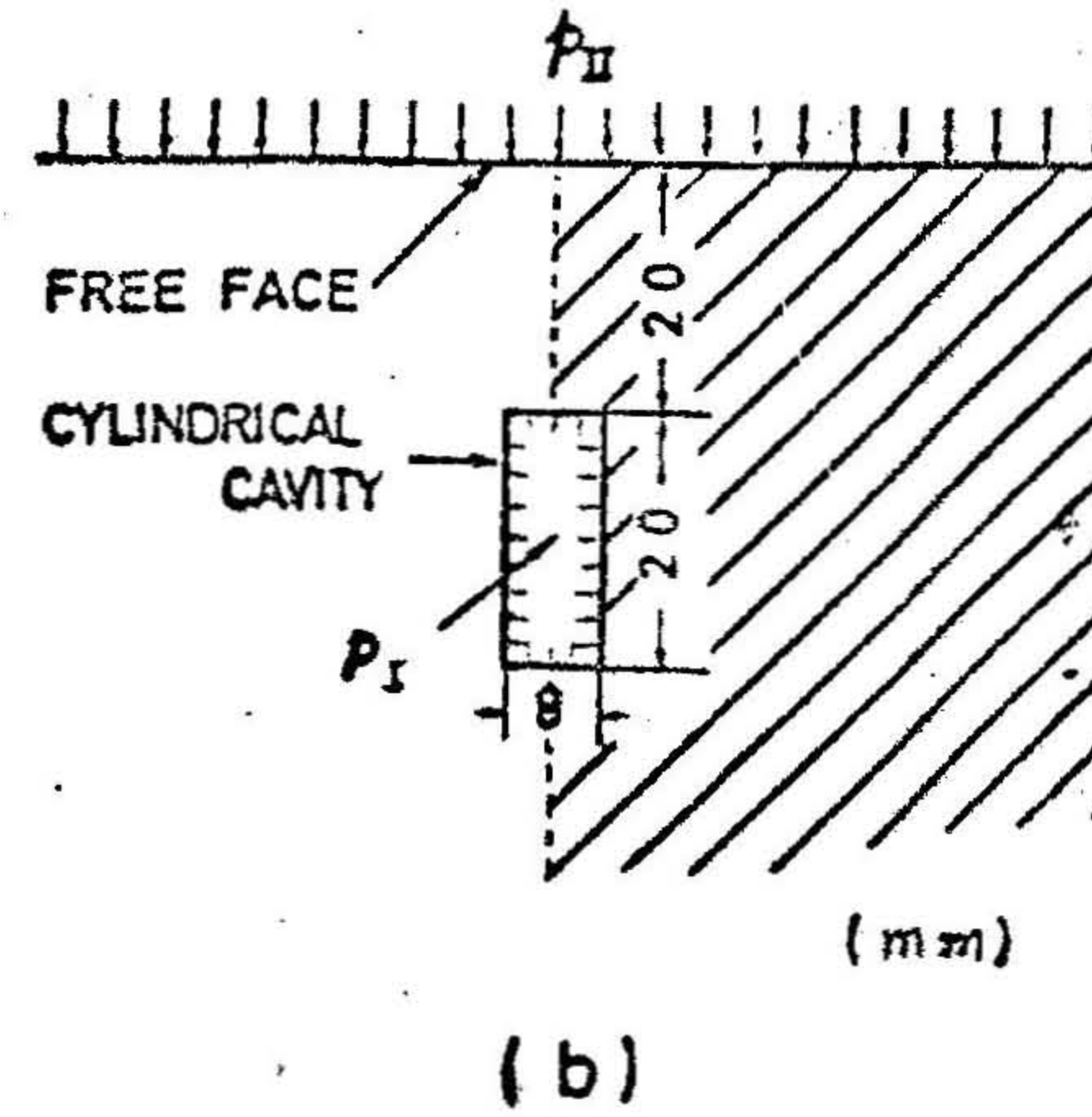
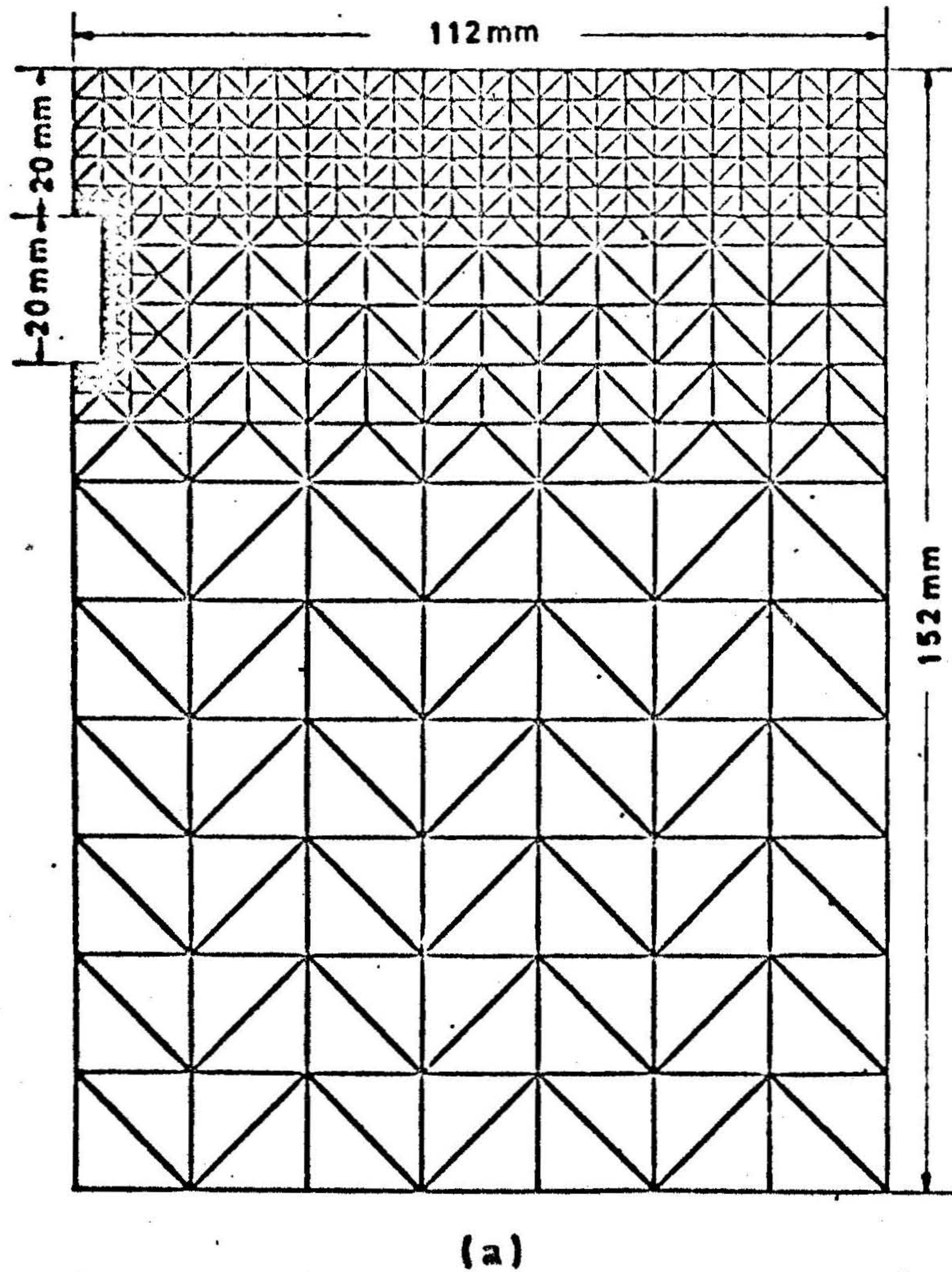
第 8・26 図(a) および第 8・27 図(a) は、球状空洞および円筒状空洞のそれぞれの場合について、第 8・25 図の破線で囲まれた部分の要素分割を表わしたものであり、具体的にはそれぞれの(b)図で表わした条件の解析に用いるものである。



第 8・26 図

有限要素法による応力解析モデル
(球状空洞の場合)

- (a) モデルの要素分割図
- (b) モデルの概念図



第 8・27 図

有限要素法による応力解析モデル
(円筒空洞の場合)

- (a) モデルの要素分割図
- (b) モデルの概念図

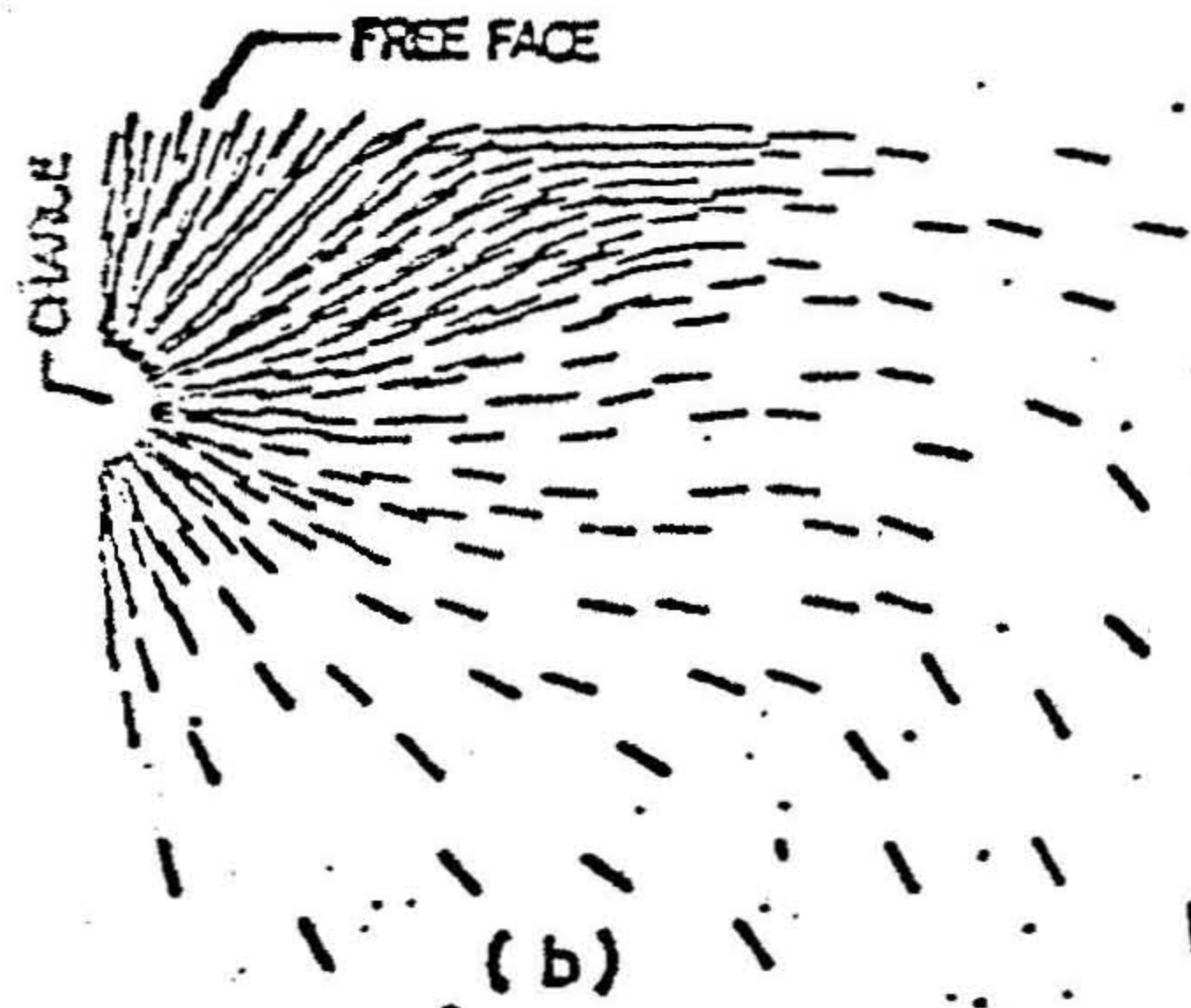
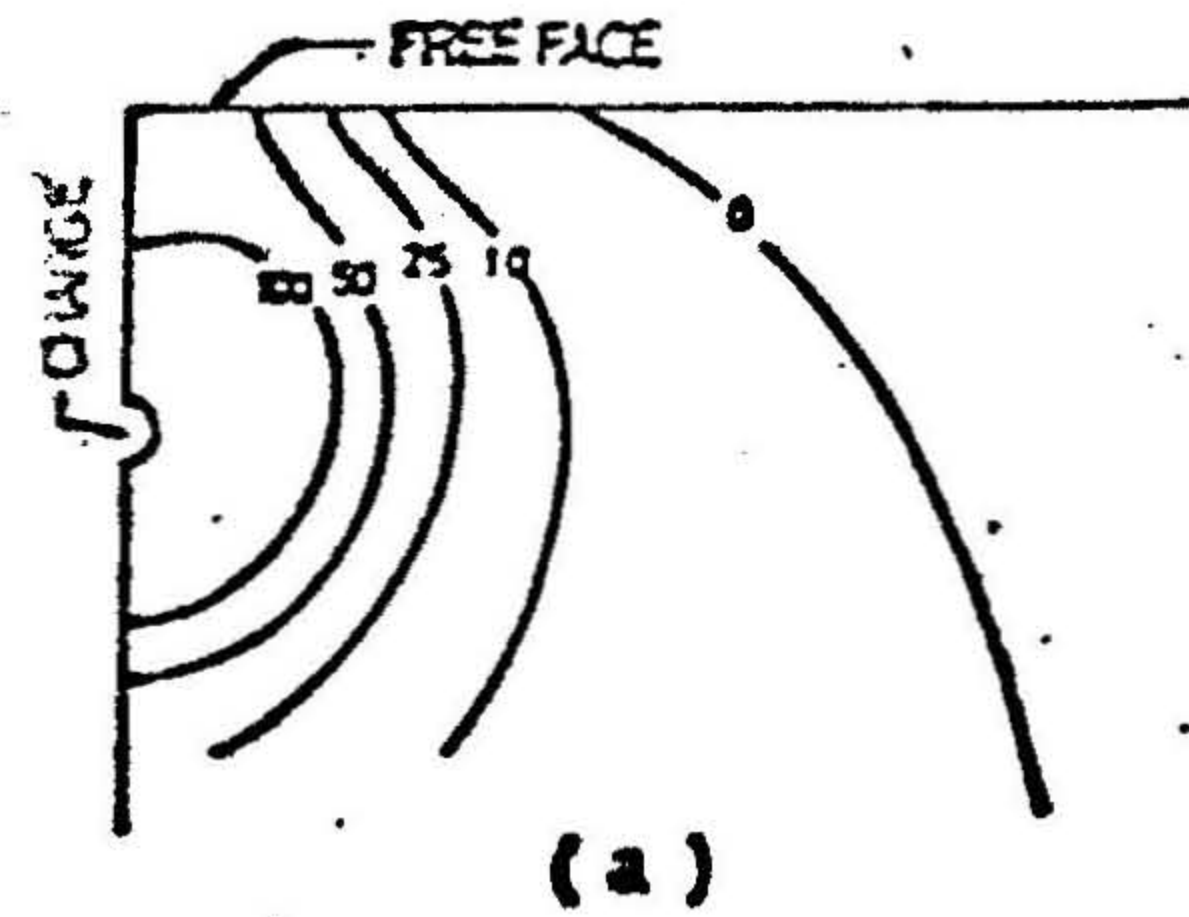
6・3 解析結果および考察

第8・28図～第8・33図は、第8・26図(b)に示す条件の場合の斜線の部分についての応力解析結果の一例を示したものである。いずれの図の場合も P_I の値は $P_I = 50000$ の一定値であり、 P_{II} の値はそれぞれの図に示した大きさである。また、それぞれの図の(a)図は等最大主応力線を表わし、(b)図は最大主応力が作用する面を線分で表わしたものである。

また、第8・34図～第8・38図は、第8・27図(b)に示す条件の場合の斜線の部分についての応力解析結果の一例を示したものである。いずれの図の場合も P_I の値は $P_I = 50000$ の一定値であり、 P_{II} の値はそれぞれの図に示した大きさである。これらの図では最大主応力が作用する面を線分で表わし、最大主応力が引張応力を示す領域と圧縮応力を示す領域の境界線を実線の曲線で示してある。

さて、これら一連の図(第8・28図～第8・33図、第8・34図～第8・38図)を見てみると、媒質内に生ずる応力分布の状態は前節で述べた平面ひずみの場合の解析結果とよく似た傾向を示している。ただ平面ひずみ問題の場合は応力は距離の2乗に反比例して小さくなり、軸対称問題では3乗に反比例して小さくなることを考慮すれば当然のことであるが、自由面に加わる圧力の大きさが応力分布におよぼす影響は本節で述べた軸対称問題の場合の方が大きいことがわかる。

なお、ここに述べた解析に用いたモデルは水中の岩石を内部装薬により爆破する場合に相当している。したがって、第7章で述べたように、水深が大きく、自由面に加わる圧力が大きい場合には、破壊される部分が小さくなるという理由が準静的な爆発ガスにより岩石内部に生ずる応力の解析結果からも説明することができることが判明した。

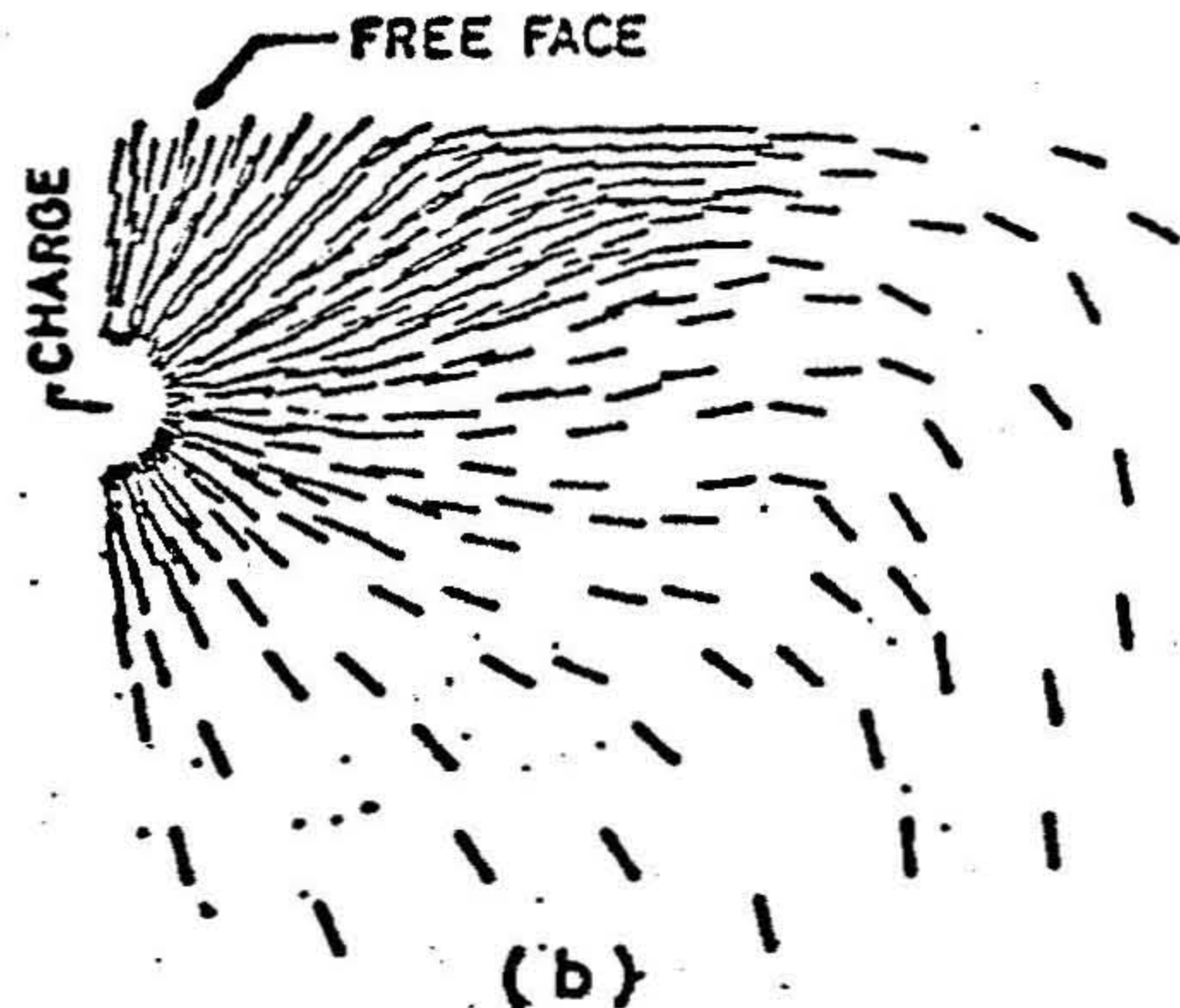
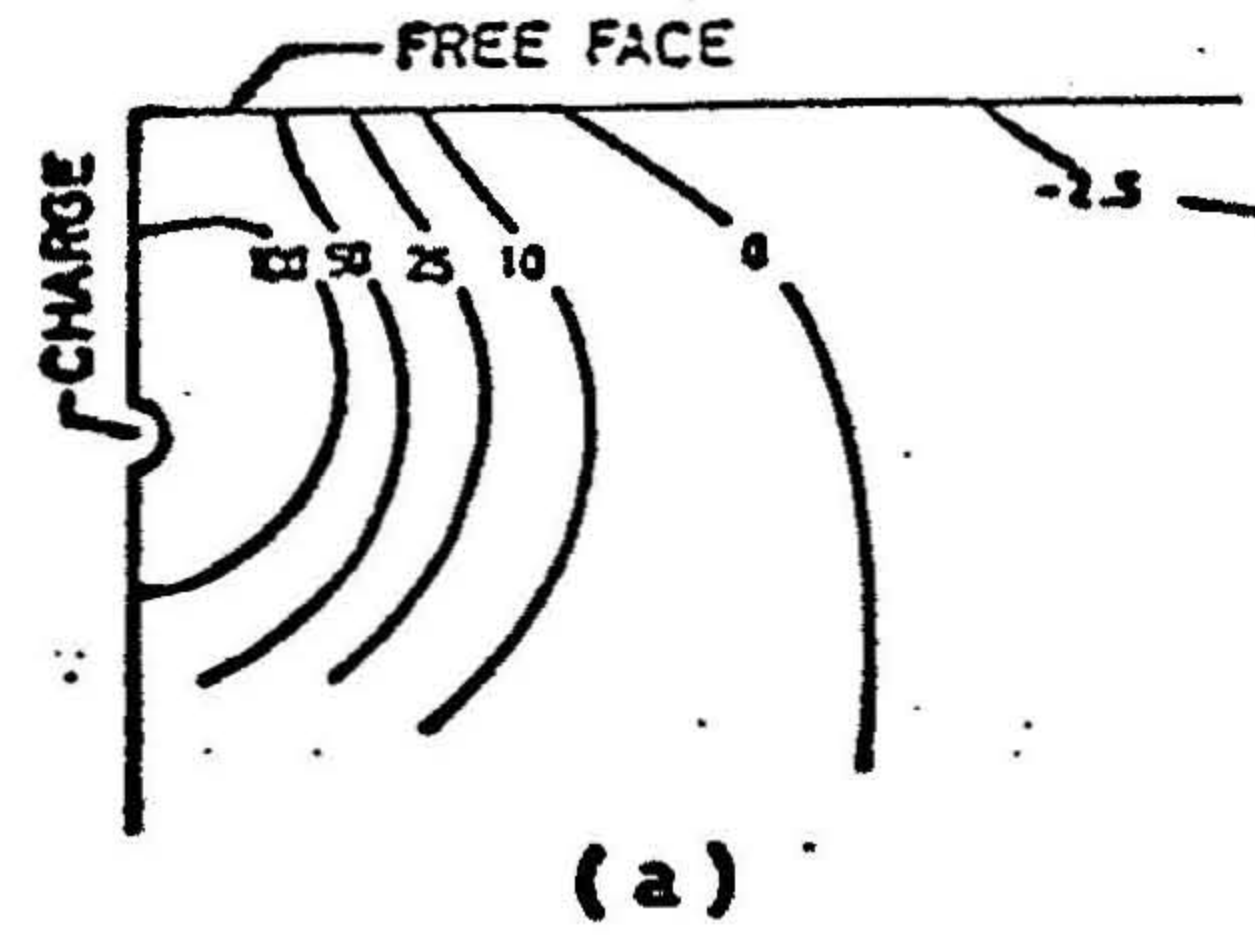


第8・28図 解析結果

$P_I = 50000, P_{II} = 0$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面

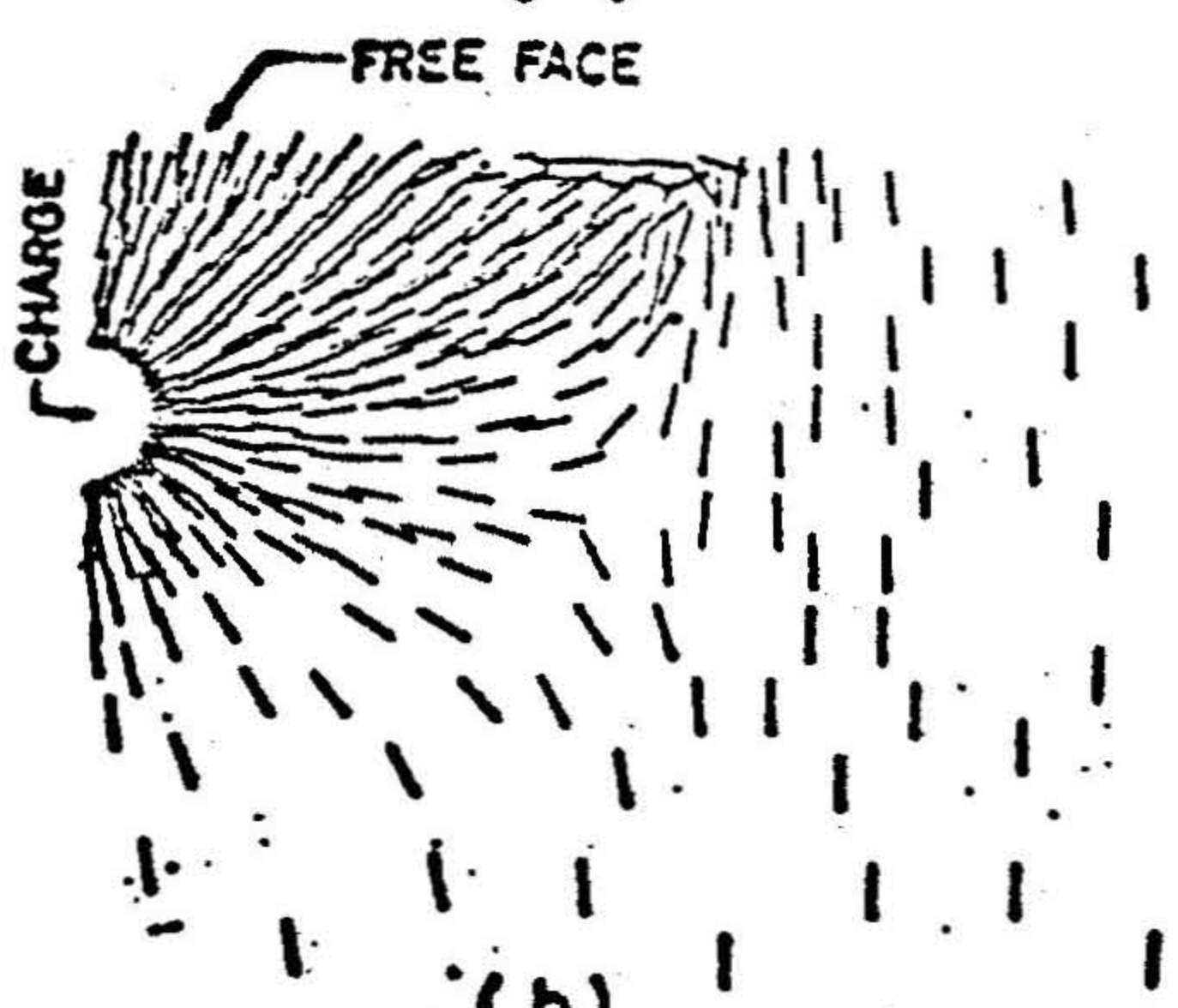
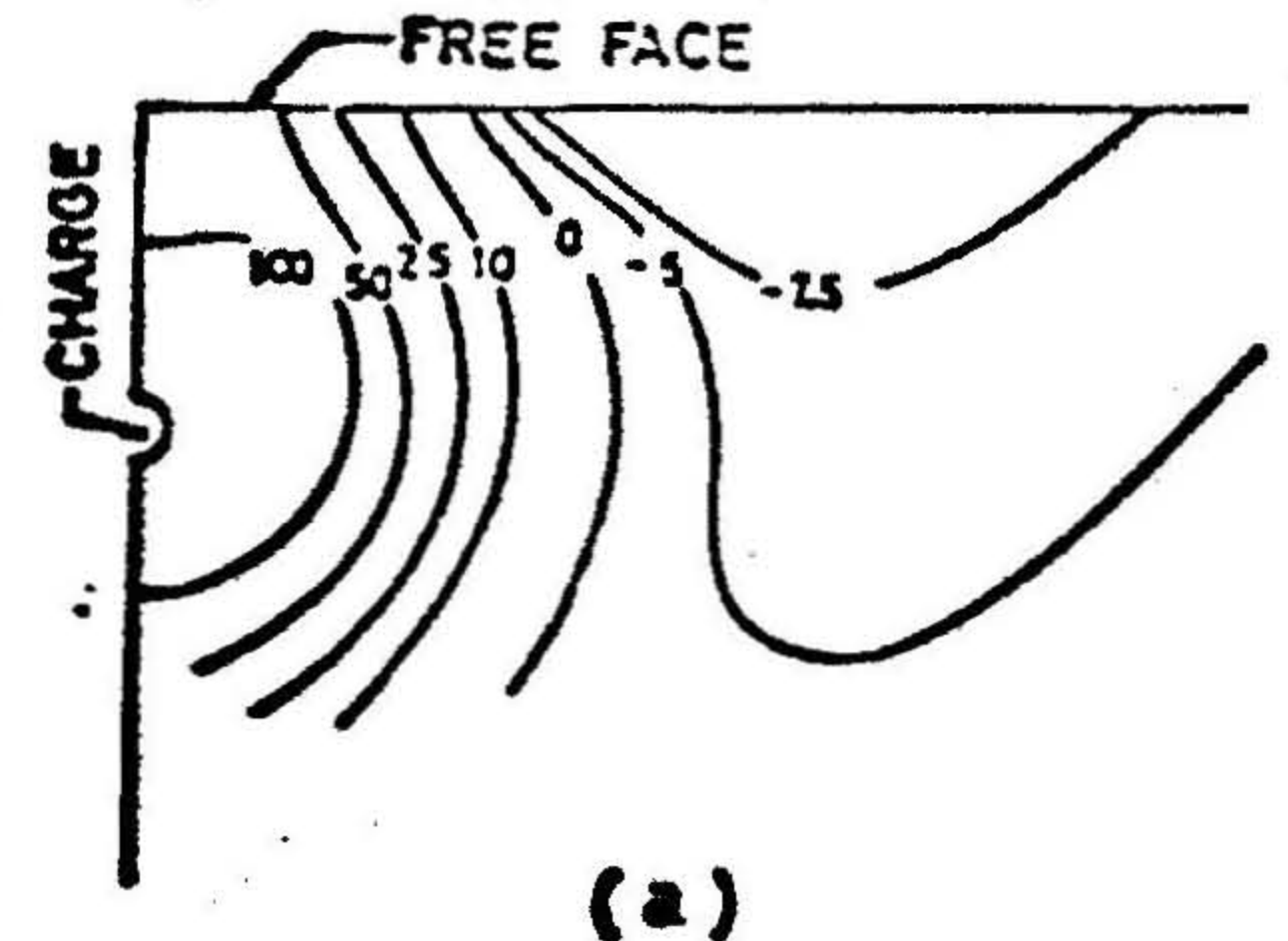


第8・29図 解析結果

$P_I = 50000, P_{II} = 2.5$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面

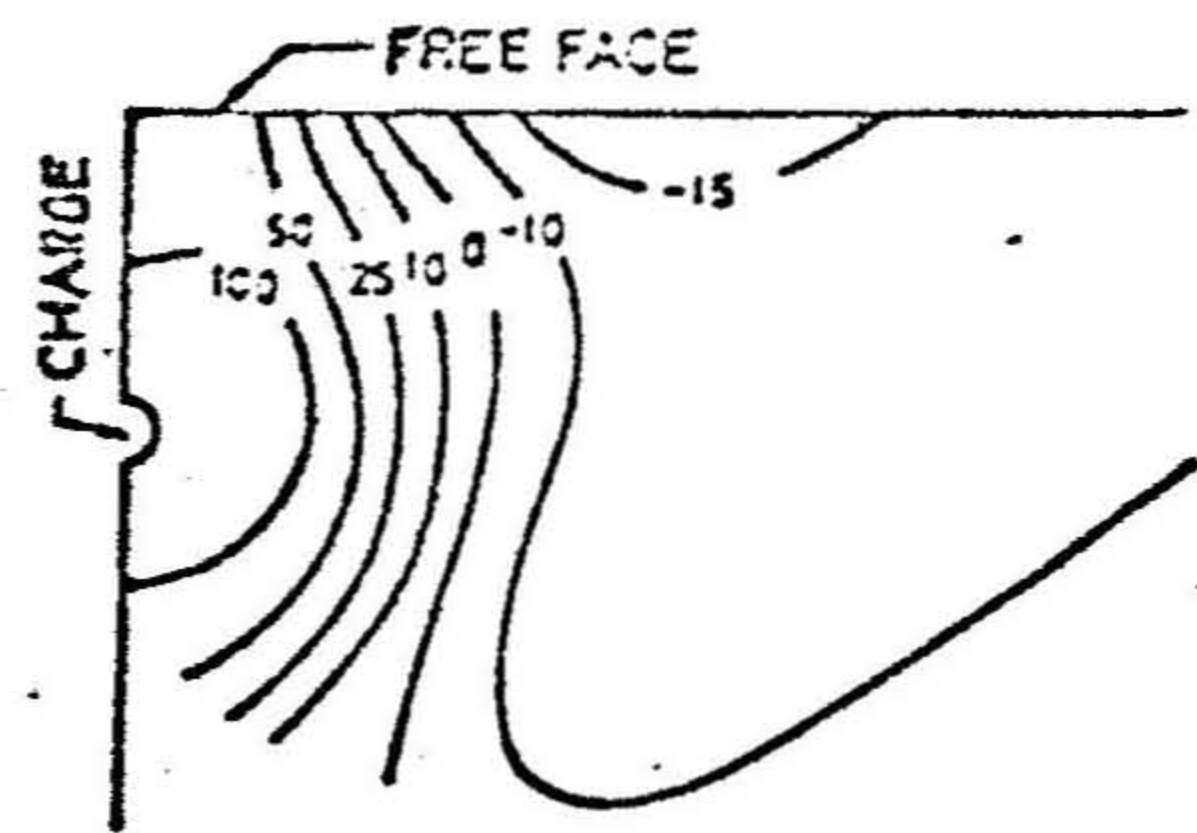


第8・30図 解析結果

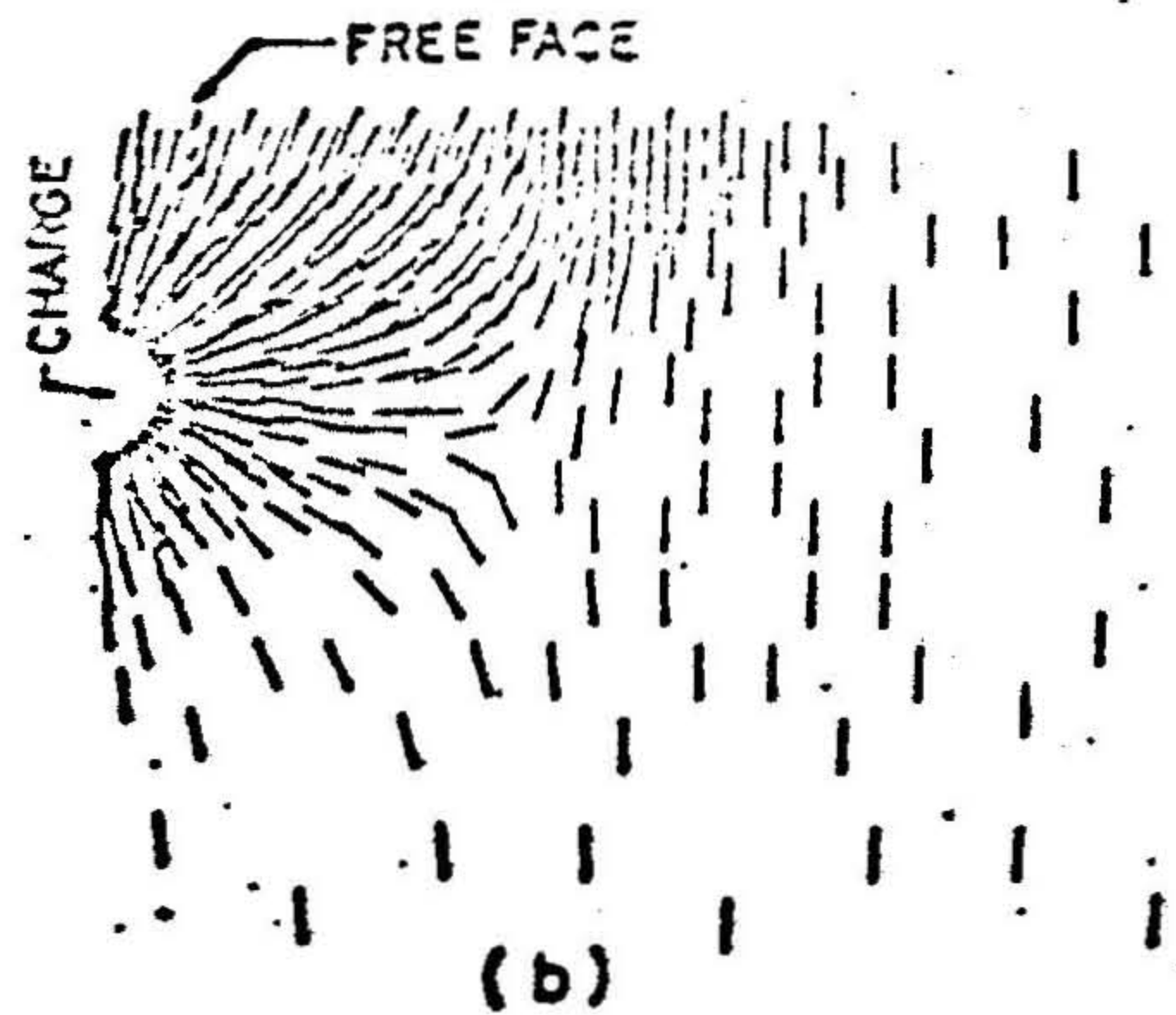
$P_I = 50000, P_{II} = 10$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



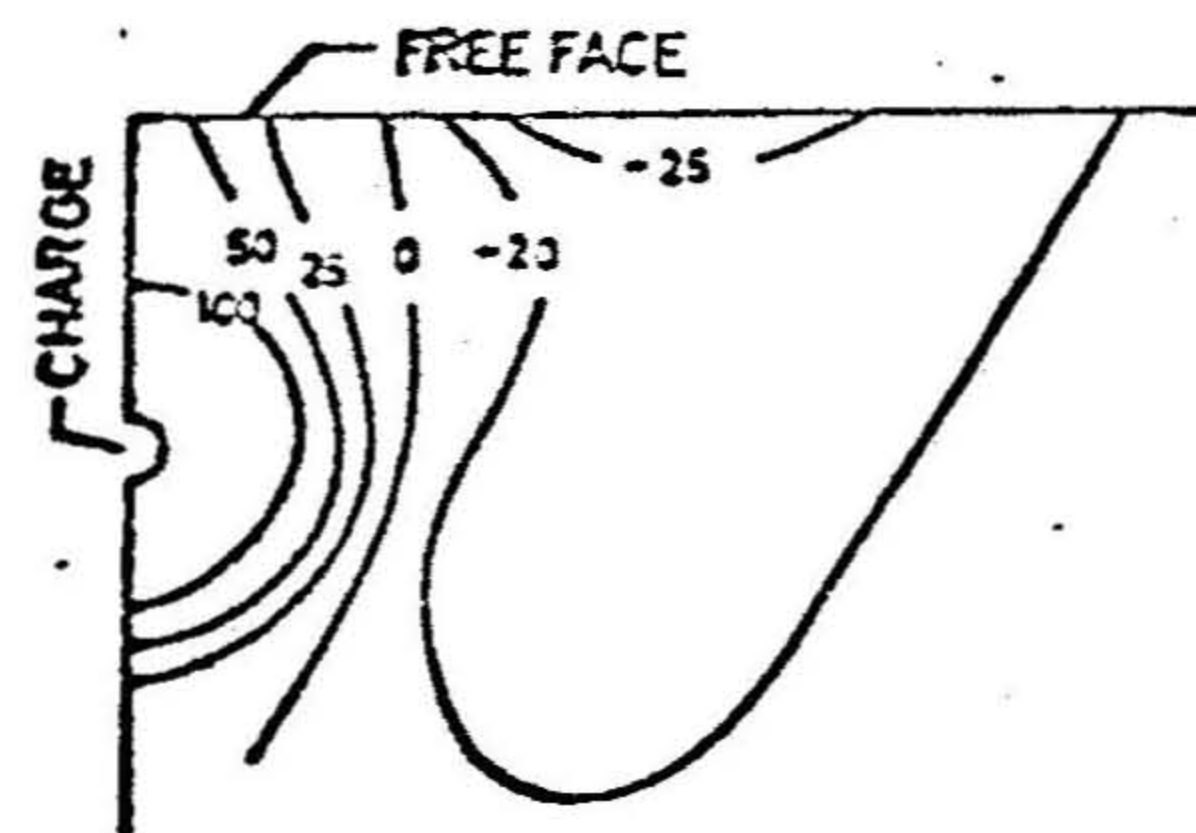
(b)

第8・31図 解析結果

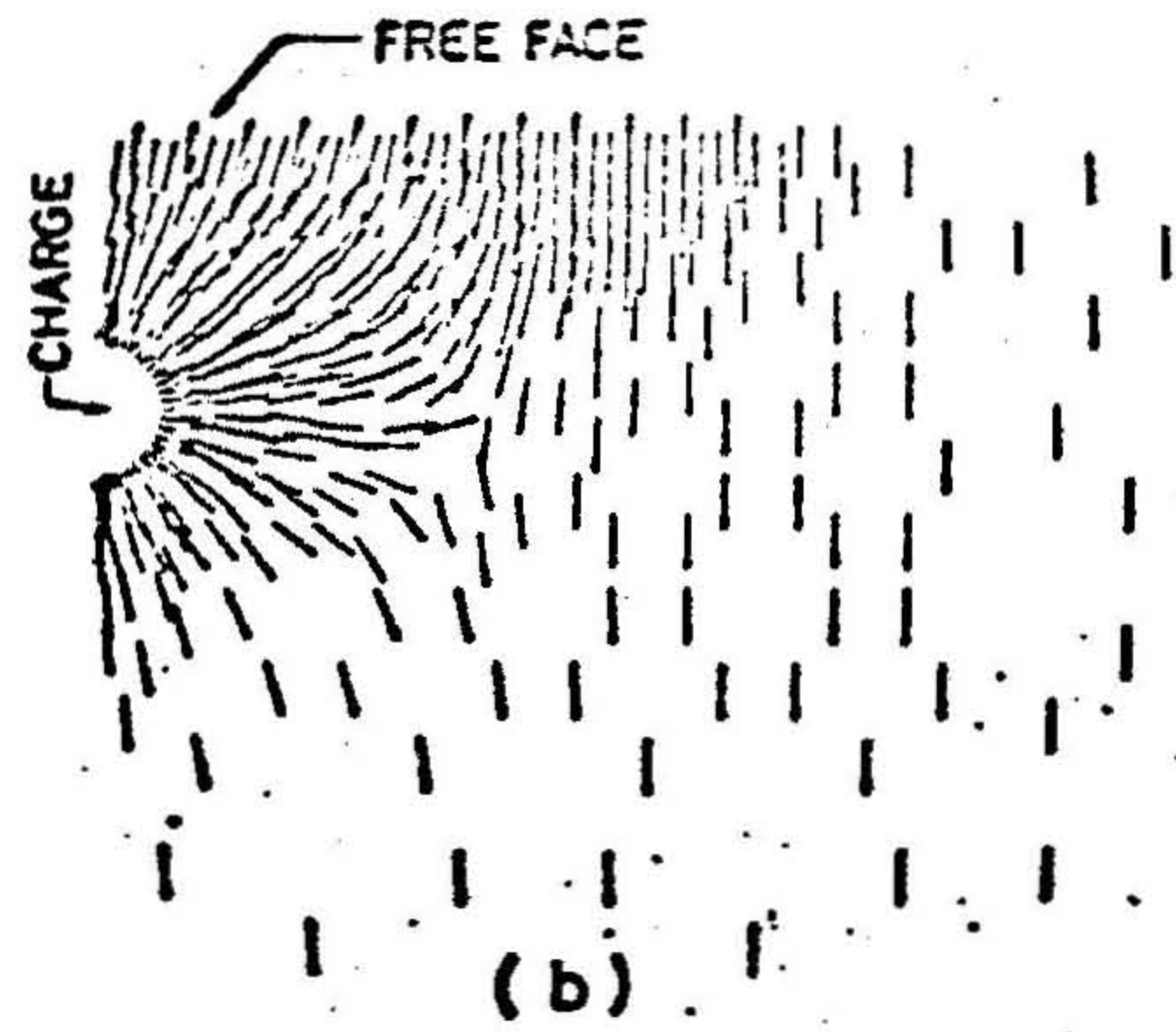
$$P_I = 50000, P_{II} = 25$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



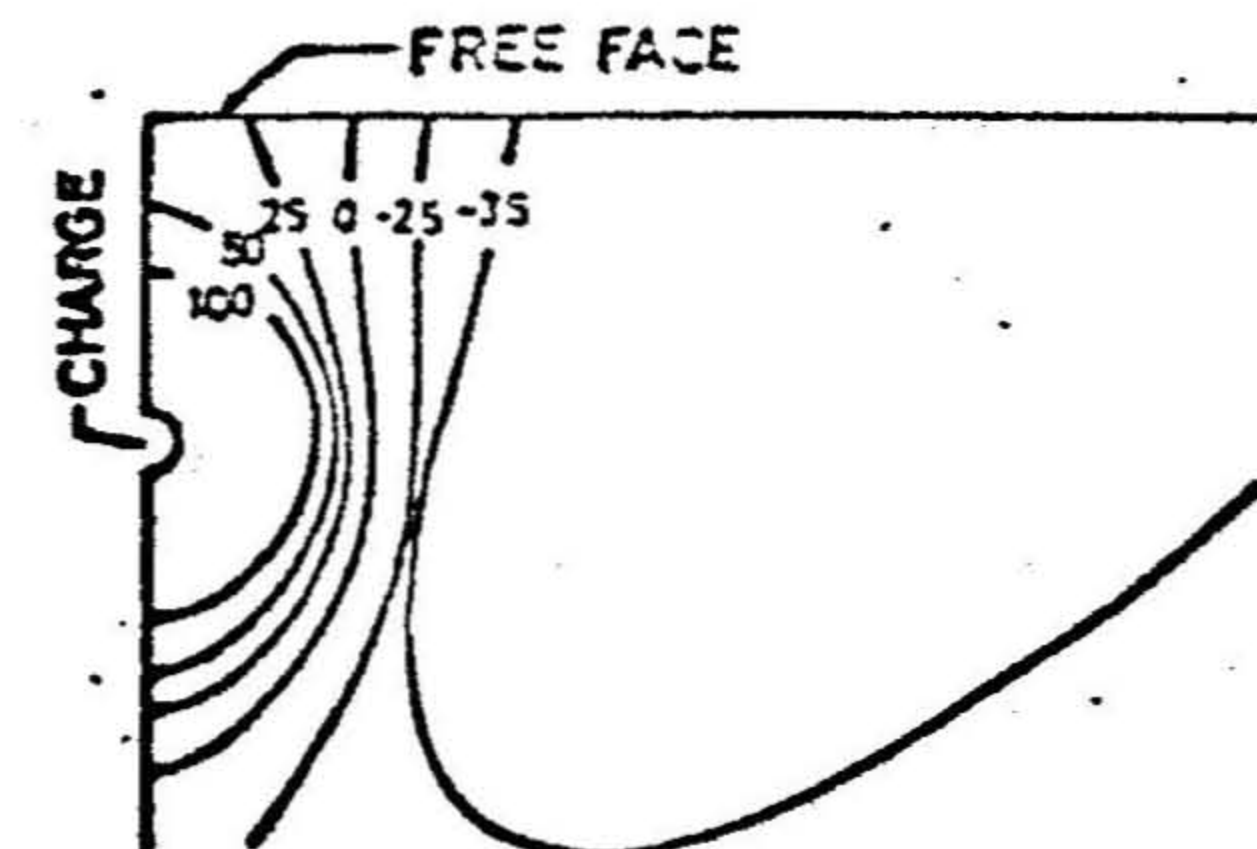
(b)

第8・32図 解析結果

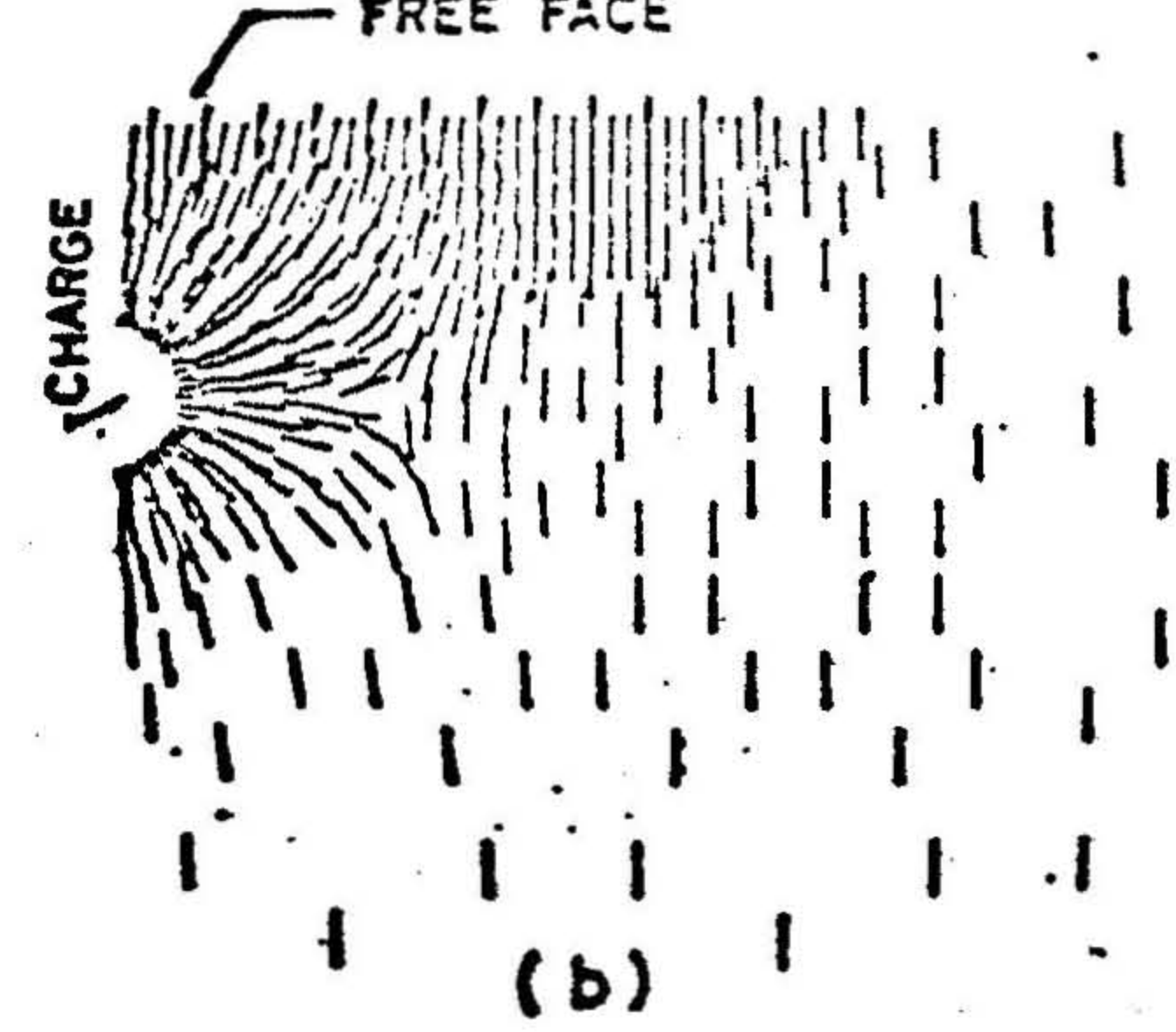
$$P_I = 50000, P_{II} = 50$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



(a)



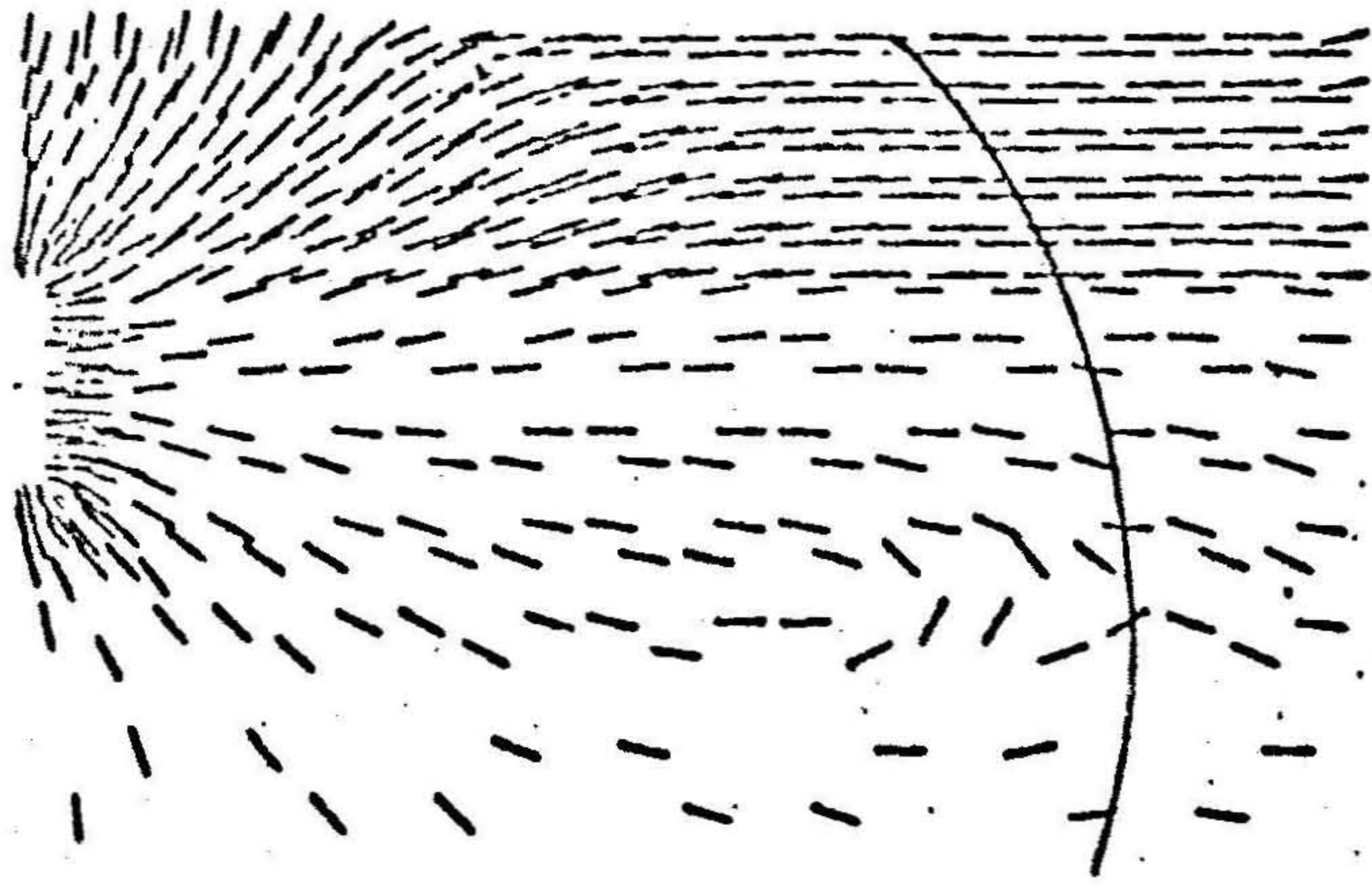
(b)

第8・33図 解析結果

$$P_I = 50000, P_{II} = 100$$

(a) 等最大主応力線図

(b) 最大主応力の作用面



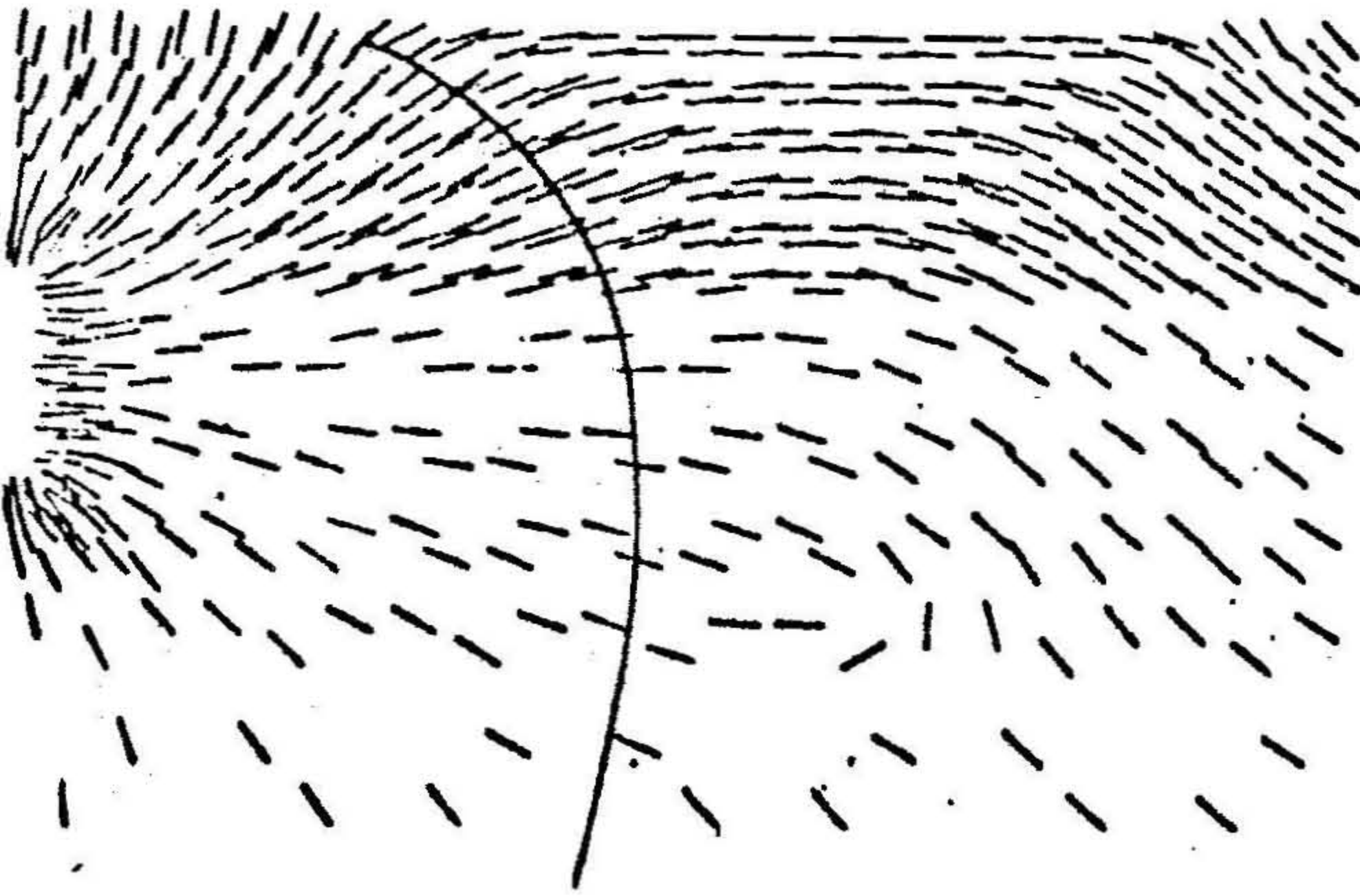
第 8・34 図

解析結果

(最大主応力の作用面)

$$P_I = 50000$$

$$P_{II} = 0$$



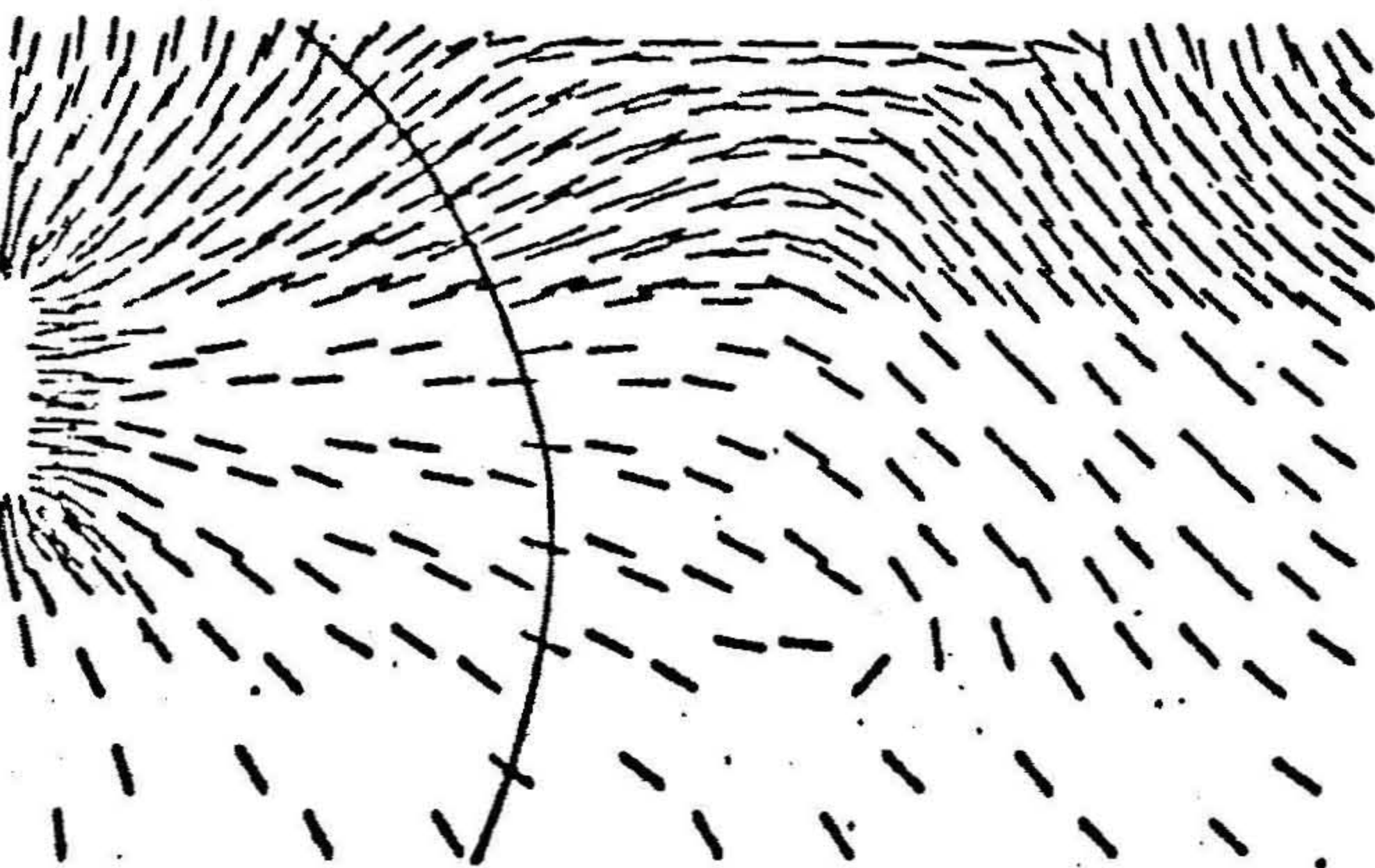
第 8・35 図

解析結果

(最大主応力の作用面)

$$P_I = 50000$$

$$P_{II} = 50$$



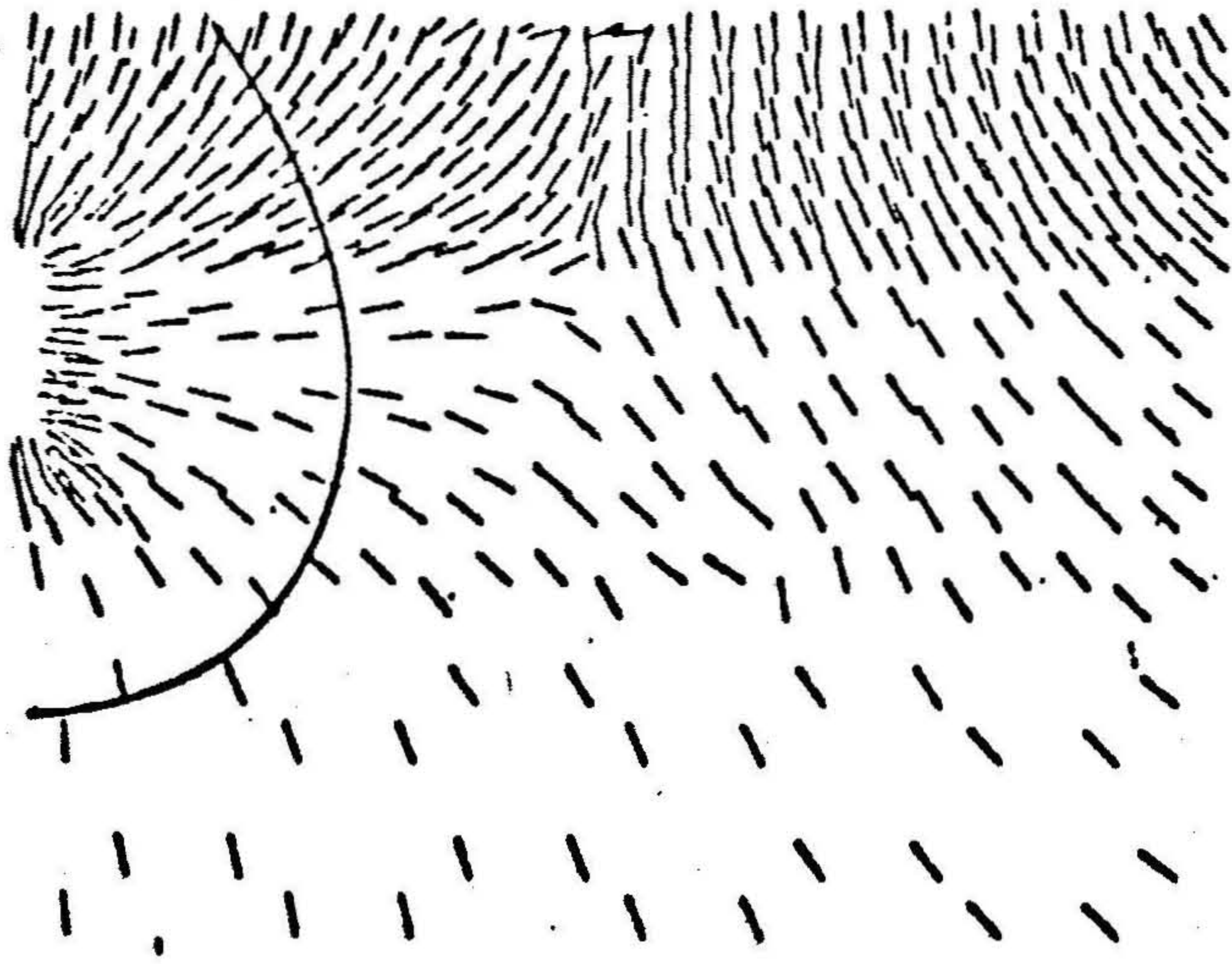
第 8・36 図

解析結果

(最大主応力の作用面)

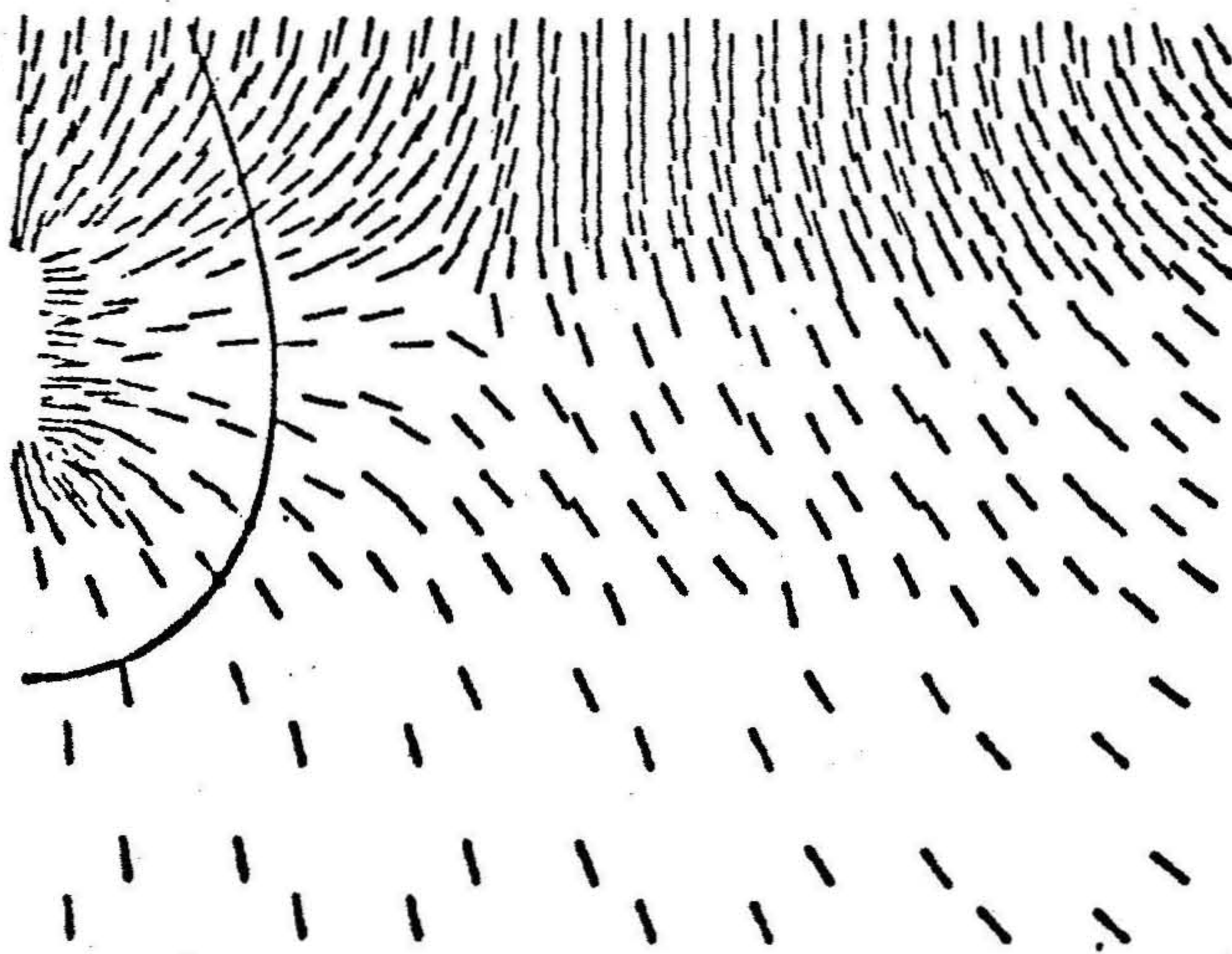
$$P_I = 50000$$

$$P_{II} = 100$$



第 8・37 図 解析結果 (最大主応力の作用面)

$$P_I = 50000, P_{II} = 250$$



第 8・38 図 解析結果 (最大主応力の作用面)

$$P_I = 50000, P_{II} = 500$$

7. 軸対称問題としての解析結果と実験結果との対比

本章6節で述べた軸対称問題としての解析に対応する実際例は、第7章2節および3節で述べた実験の場合に相当する。さて、第8・28図～第8・33図のそれぞれの(a)図を、または第8・34図～第8・38図を相互に比較すると明らかかなように、最大主応力が引張応力を示す領域は、自由面に加わる圧力が大きくなるにつれてだんだん小さくなっていくことがわかる。したがって、岩石やモルタルブロックのように圧縮強度に比べて引張強度の小さい媒質では、自由面に加わる圧力が小さいほど大きなクレータを生じ、自由面に加わる圧力が大きいほどクレータが小さくなることが推測できる。

一方、第7章における第7・4図および第7・5図をみれば明らかかなように、実験結果においても上述のことが認められる。また、第8・28図～第8・33図のそれぞれの(b)図を、または第8・34図～第8・38図を相互に比較すれば明らかかなように、自由面に加わる圧力が小さいときは、最大主応力が作用する面は自由面の近くではほとんど自由面と平行に近いが、自由面に加わる圧力が大きくなれば、最大主応力の作用する面は、自由面ではほとんど直角に近い角度で交わっていることがわかる。したがって、本章4節4・2で述べたように、最大主応力の作用する面にそってき裂が生じると考えれば、第7章における第7・6図に示した実験結果の現象を説明することができる。なお、第8・14図～第8・18図に示した平面ひずみ問題としての解析結果についても同様のことがいえる。ただし、円孔のまわりの応力は距離の2乗(軸対称の場合は3乗)に反比例して小さくなるので、自由面に加わる圧力の影響は軸対称の場合より少ない。

また、第7章3節で述べた高圧容器での実験結果において、自由面上における一自由面爆破による破壊の最終的な形状、すなわちクレータの形状が、第8・28図～第8・33図に示した静的な応力解析による応力分布状態にかなり密接な関係をもっているということは興味深いことである。

そこで、以下に述べるような仮説をたてることによって、一自由面爆破の場合の岩石の破壊機構を説明することができるのではないかと思われる。

すなわち、

- (1) 爆薬の爆発により発生する高圧高温のために、装薬孔壁が圧潰されより大きな空洞ができると同時に、応力波が岩石内に伝搬される。この応力波は岩石の引張強度を越える応力を伝搬すると考えられるが、波長が短かいため、この時期には岩石内には大きなき裂は発達せず、単にき裂の核ともいべき岩石内の欠陥が増殖されるにとどまる。¹⁰⁾
- (2) 一方、拡大された装薬孔内には爆轟生成ガスが充満するが、その圧力の立ち上り速度が非常に速いため、瞬時にして岩石内の応力が第8・14図～第8・18図、第8・28図～第8・33図および第8・34図～第8・38図などに示す状態を呈するようになり、この段階ではすでに増殖されて数多く分布しているき裂の核が各図に示す最大主応力が作用する面に添って閉き裂に発達していく。
- (3) したがって、拡大された装薬孔壁上の最も引張応力の大きい点¹¹⁾（たとえば第8・5図参照）からき裂が発達していくが、それは、すでに発生している閉き裂を単に結んでゆき開き裂に発達させるだけである。

以上のように考えると最終的なき裂面、すなわち、クレータ面は各点における閉き裂の方向、すなわち、その点での最大主応力が作用する面を滑らかに結んでできる曲面になることが説明できる。

また、第7章3節で述べた高圧容器での実験結果において、自由面上に同じ圧力が加わっていても、自由面が水で覆われている場合と空気で覆われている場合とではクレータの形状が異なっていることを述べたが、この理由としては、上述の仮説のうち(3)の段階での様相が異なっているものと考えられることは第7章3節で述べたとおりである。

8. 水中爆破の実施についての示唆

まず、水中における岩盤の爆破効果という観点から述べる。同一装薬量に対する爆破効果が最もよいのは内部装薬爆破による場合である。

しかし、陸上での一自由面爆破に比べれば、水中爆破の際の爆破効果は水深が深くなるにつれて小さくなっていくので、第7章で述べた水深とクレータ体積との関係を考慮して装薬量を算定しなければならない。たとえば、Hauserの公式¹²⁾を用いて装薬量の算定を行なうならば、その爆破係数、すなわち、装薬孔と最小抵抗線の長さの3乗の値との比例係数を、(7・2)式～(7・4)式を参考にし、水深に応じて大きい値にしなければならない。

また、はりつけ爆破あるいは、吹きこわしと呼ばれる外部装薬爆破の場合は、水の密度が空気のそれに比べてはるかに大きいために、空気中におけるそれらよりも効果が大きいことになる。

したがって、これらの方法は水中の場合はかなり有効であるが、つぎにのべる爆薬の爆轟に伴なり水中圧力波の影響がとくに大きくなるので、保安、防災上十分な注意を要する。

つぎに、爆薬の爆轟に伴なり衝撃波の爆破対象物以外の物体へおよぼす影響という観点から考察してみる。具体的には、この影響の主なものとして、水中を伝わる圧力波による影響と岩盤内を伝わる応力波による影響の両者を考えねばならない。

内部装薬爆破の場合は、第5章で述べたように、岩盤内より水中に投射される圧力波の圧力はかなり減少するが、外部装薬爆破の場合は、爆破対象物での反射波が爆源からの直接波に重畳してまわりの水中に伝搬されるので水中にある他の構築物や水産資源へ与える影響も大きいことになる。

また、岩盤内を伝わる応力波の影響は内部装薬爆破の場合の方が外部装薬爆破の場合よりも大きいものと思われるが、この関係はさきにのべた爆破効果と相関関係にあり、いかえれば、爆破効果が大きければ応力波による影響も大きく爆破効果が小さければ応力波による影響も小さいという関係にあるために、外部装薬爆破または内部装薬爆破のどちらを採用しても爆破効果に対する岩盤を伝わる応力波の影響の割合に関しては大きな相違はないものと思われる。

したがって、以上の考察からは、爆破効果がよくしかも爆破対象物以外の物体

に対する圧力波の影響も比較的少ないと考えられる内部装薬爆破が水中爆破法としては最も有効な方法であることがわかる。

しかし、緒論で述べたように、内部装薬爆破は外部装薬爆破に比べて装薬孔の穿孔などの機械作業はるかにめんどうであり、能率のよい穿孔機の開発が待たれている現状である。したがって、実際に爆破設計を行なうにはこの点も考慮して、爆破作業の目的や地理的条件や周囲の環境などに応じて最も適当な方法を選択すべきである。

また一方、水中に投射される圧力波の軽減に関しては、空気層を水中に設けるエア・カーテン法が効果的であり、実施にあたってはエアバブルを用いた方式が現在行なわれつつあるが、その他の方式によるエア・カーテンも研究開発されてくるものと思われる。

いずれにしても、今回の研究で明らかになったように、同量の空気量であれば、間隔を細かくとり分散して配置させた方が集中的に配置するよりも効果的である。

9. 結 言

本章では、第7章で述べた実験で得られた結果について、さらに解析的な側面からの考察を行なうために、いろいろな条件の場合の一自由面爆破における静的な応力解析を行なった。

すなわち、2節、3節、4節では、平面ひずみ問題としての解析方法およびその結果について述べ、さらにこの解析の条件を満す条件で行なった実験結果と解析結果とを対比して検討した結果、一自由面爆破で生じるクレータの形状は、爆破時に媒質内に生じる静的応力の分布状態にかなり大きな関係があることを明らかにした。

また、5節、6節、7節では、軸対称問題としての解析方法およびその解析結果、さらに第5章で述べた実験結果との対比を述べ、自由面上に加わる圧力が大きくなるにつれて生成されるクレータ体積が小さくなる理由は、応力の分布状態が異なることが主な原因であるものと推定し、一自由面爆破における岩石の破壊

機構についての筆者の見解を述べた。

参 考 文 献

- 1) 村田 勉, 田中一三 : 工業火薬, 15巻, 46号, 294頁, 1954
- 2) Porter : Dynamic Rock Mechanics, 12th. Symposium on Rock Mechanics, A.I.M.E, 1971
- 3) 伊藤一郎, 佐々宏一 : 日本鉱業会誌, 79号, 898号, 261頁, 1963
- 4) G.B. Jeffery : Phil. Trans. R.S.London, vol. 221-A 590, p.265, 1920
- 5) 文献 4) p.288
- 6) 文献 4) p.283
- 7) 倉西正嗣 : 応用弾性学, 共立全書, 131頁, 1955
- 8) O.C.ツィエンキーヴィッツ, Y.K.チューン : マトリックス有限要素法, 培風館, 1970
- 9) 井上達雄 : 材料, 18巻, 193号, 944頁, 1969
- 10) 山口梅太郎, 西松裕一 : 岩石力学入門, 東京大学出版会, 168頁, 1967
- 11) 勝山邦久, 佐々宏一, 伊藤一郎 : 日本鉱業会誌, 87巻, 1000号, 471頁, 1971

第 9 章 結 論

本研究は、水中爆破に関連する種々の基礎的な問題について、実験的あるいは理論的に究明するとともに、いままでほとんど行なわれていなかった数値解析による研究手段を水中爆破の研究に適用し、数多くの数値解析を行なうことによつて得られた結果を上記の実験的および理論的研究の成果と対比して検討することによつて、水中爆破における問題点の解明に努めたものである。

いまここで、本研究において得られた主な成果を結論的に要約して示すと、つぎのとおりである。

- (1) 水中を伝搬する圧力波の大きさやその伝搬特性を把握することは、水中爆破の研究においては欠かすことのできない重要な問題であるから、水中圧力波を正確に測定するための測定法について検討し、十分な精度での測定が可能と考えられる測定法を提案した。すなわち、周波数応答のよい圧電体を用いて水中圧力波の波形を観測し、一方水面での変位を測定して圧力波のピーク圧力を算出するという方法である。この方法を用いた水中圧力波の測定については、第 2 章で述べたが、この測定により水中圧力波の波頭圧力の距離による減衰特性についての知見を得ることができた。

また、第 3 章においては、水中圧力波の伝搬特性について理論的な考察を行ない、媒質によるエネルギー吸収がある場合とない場合の双方についての水中圧力波の伝搬特性を明らかにした。

- (2) 第 4 章では、波動方程式を差分方程式により解く方法を用いて水中を伝搬する圧力波の伝搬特性を解明する方法について詳しく考察し、Von Neumann のダンピング項を導入してこの方法による解析を行なえば、媒質にエネルギー吸収がある場合に実験的に求められている水中圧力波の減衰特性を解析的にも裏づける結果が得られることを明らかにし、水中圧力波の伝搬特性の解明にこの解析方法が有用な手段として用いることを指摘した。さらにまた、水中圧

力波の解析に必要な各種の定数の値を明らかにした。

- (3) 第5章では、水中爆破により生じた水中圧力波がコンクリートブロックなどの水中構築物に入射する場合や、逆に水中に存在する構築物内で内部装薬による爆破作業が行なわれた際に構築物内に生じた応力波が水中に投射される場合について実験的に究明し、水と構築物の境界面における圧力の受授は、音響理論から導かれる関係をほぼ満足する状態で行なわれることを確かめた。また、このような場合に種々の条件のもとで生起する現象を電子計算機によるシミュレーションを用いて解明し、それらの結果について考察を行なった。
- (4) 第6章では、水中を伝搬する圧力波の圧力軽減法の一つとしてエア・カーテン法をとり上げ、これに関する模型実験を行なうとともに、第4章で述べた差分近似による波動方程式の解法を用いてエア・カーテンによる圧力軽減効果について解析的に検討し、それらの結果からエア・カーテン法による水中圧力波の圧力軽減の機構を解明した。

さらにまた、エア・カーテン法の実施についても、たとえば気柱を集中的に並べるよりも、分散させて並べた方がより有利であるなど、効果的な実施に対する示唆を与えた。

- (5) 第7章および第8章では、水中で実施する岩石爆破効果について基礎的な研究を行ない、海底岩盤を対象とした掘さく工事の計画および施行に対して有用と考えられる資料を提示した。すなわち、第7章では、モルタルブロックを用いて種々の条件のもとでの水中でのクレータ試験を行なった結果から、同一の爆破条件で爆破を行なっても水深が深くなるにつれて爆破効果が小さくなることを示し、水深と生ずるクレータの体積との相関関係を実験的に明らかにした。

また第8章では、双極座標における Airy の応力関数を用いた理論的な方法、および有限要素法を用いた解析方法により、第7章で述べた水中でのクレータ試験の条件とほぼ同一条件のもとでの水中爆破について、岩盤内の応力解析を行ないそれらの結果と実験結果とを対比して検討することによって、水中におけるクレータの生成機構を究明し、さらに大気中におけるクレータの生成と水

中におけるクレータの生成との相違点について明らかにした。

謝 辞

本研究を行なうに当り、御指導と御鞭撻を賜った京都大学教授伊藤一郎先生に感謝をささげ厚く御礼を申し上げます。さらに折りにふれ御教示と激励を賜った資源工学教室の諸先生方に厚く御礼申し上げるとともに、直接実験を援助して下さった開発工学研究室の諸先生方および学生諸氏に深く感謝する次第である。

また、本研究のための実験場所を提供していただいた日本化薬株式会社姫路工場および日鉄鉱業株式会社有明炭鉱開発事務所に対して厚く感謝する次第である。