



制御爆破に関する基礎的研究

1973. 1.

勝山邦久



# 制御爆破に関する基礎的研究

1973. 1.

勝 山 邦 久



# 目 次

第1章 緒 論	1
1.1 緒 言	1
1.2 本研究に関連した従来の研究	2
1.3 本研究の目的と内容	6
第2章 応力波の伝播にともなうき裂の生成機構	10
2.1 緒 言	10
2.2 無限媒質と考えられる材料内に生ずる応力波形	10
2.3 応力波の伝播にともなうき裂の生成機構に関する一考察	14
2.4 走査型電子顕微鏡および光学顕微鏡によるき裂面の観察	16
2.4.1 静的応力状態と考えられる場合に生成するき裂面の 光学顕微鏡による観察	16
2.4.2 応力波の伝播にともなうて生成したき裂面の顕微鏡 による観察	18
2.5 放射線状模様作図	22
2.6 放射線状模様の形状	26
2.7 脆性破の場合の $\sigma_r, \sigma_\theta$ の時間的変化状態	28
2.8 核の分布密度	31
2.9 結 言	31
第3章 一自由面爆破におけるき裂およびクレータの生成機構	33
3.1 緒 言	33

3.2	動的応力の解析方法	34
3.2.1	解析方法の概略	34
3.2.2	破壊を計算に導入する方法	36
3.2.3	プログラムのフローチャート	38
3.3	破壊を考慮しない場合の応力状態	41
3.3.1	数値解析に用いた条件	41
3.3.2	応力解析結果	42
3.4	き裂の成長過程のシミュレーション	49
3.5	破断面上に現われるリップルマークについて	54
3.6	結 言	56
第4章	空孔の存在による動的応力のじょう乱に関する数値解析	59
4.1	緒 言	59
4.2	円柱状空孔の存在する媒質内を応力波が伝播する場合に 発生する応力状態	60
4.2.1	数値解析に用いた条件	60
4.2.2	波長 $\lambda$ と空孔の直径 $d$ の比 $\lambda/d$ が 2 の場合の解析 結果	61
4.2.3	波長 $\lambda$ と空孔の直径 $d$ の比 $\lambda/d$ の値が応力状態に およぼす影響	65
4.2.4	理論解との対比	72
4.3	断面が正方形の角柱状空孔の存在する媒質内を応力波が 伝播する場合に発生する応力状態	73
4.3.1	数値解析に用いた条件	73

4.3.2	解析結果	74
4.4	疎水トンネルの周囲における爆破振動	77
4.4.1	爆破振動の測定の方法	77
4.4.2	振動測定結果と数値解析結果との対比	80
4.5	結 言	83
第5章	スムーズ・ブラスティングの場合の破壊機構と最適	
	爆破条件の検討	85
5.1	緒 言	85
5.2	数値解析に用いた条件	85
5.3	一孔のみが暴轟した場合の応力状態とき裂のシミュレーション	89
5.3.1	破壊を考慮しない場合	89
5.3.2	破壊を考慮する場合	94
5.4	$n, n+2, \dots$ の爆薬が完全に斉発した場合のシミュレーション	99
5.5	すべての爆薬が完全に斉発した場合のシミュレーション	101
5.6	堅装薬の効果について	104
5.7	結 言	106
第6章	スムーズ・ブラスティングにおけるガイドホール	
	の効果	108
6.1	緒 言	108

6.2	き裂からの応力解放波	110
6.2.1	単軸引張試験で材料が破断した際に発生する 応力解放波について	110
6.2.2	hoop stressの解放波について	114
6.3	ガイドホールによるき裂の抑制効果	118
6.3.1	ガイドホール近傍の応力計算の一方法	118
6.3.2	応力解析結果	120
6.3.3	ガイドホールによるき裂の抑制効果	121
6.4	スムーズ・プラスチックに関する現場実験	126
6.4.1	実験現場附近の見取図と岩石の物理的性質	126
6.4.2	実験方法	127
6.4.3	実験結果	129
6.5	結言	134
第7章	特殊形状薬包によるき裂方向の制御	135
7.1	結言	135
7.2	特殊形状薬包	135
7.3	応力解析条件および解析結果	137
7.4	特殊形状薬包を用いてセメントモルタルブロック を切断する実験	145
7.4.1	実験方法	145
7.4.2	実験結果	147
7.5	結言	153



第 8 章	ブリスブリッキングにおけるブリスブリット	
	の効果	154
8.1	緒言	154
8.2	ブリスブリットが本爆破にともなう波動を軽減 させる効果について	154
8.2.1	き裂が存在する岩盤を弾性定数を変化させ ることにより，き裂を表現する方法	155
8.2.2	き裂が存在する岩盤には空孔があるものと してき裂を表現する方法	158
8.2.3	Air gap として，き裂を表現する方法	161
8.4	結言	171
第 9 章	結論	172
	謝辞	178



# 第 1 章

## 緒 論

### 1.1 緒言

爆破作業は鉱山，土木などの分野では欠くことのできない作業の一つであり，建築の分野でも必要な作業となりつつある。爆破は，熱力学的に非常に不安定な物質である爆薬を用いて岩盤などの材料を目的に応じた大きさに破壊することを主な目的として実施されることは過去，現在ともに変わっていない。また，爆破作業の良否が操業能率に大きな影響を与えることは周知のとおりであるし，爆薬が爆轟を開始すると途中で爆轟を止めることはできないために，従来より保安の面からも合理的な爆破設計が望まれている。

最近では，爆破により破壊させたくない部分には損傷を与えず，こわしたい部分のみを破壊したいという要望が高まってきており，そのために種々の制御爆破工法が開発されてきている。そして，このような制御爆破についても良好な施工例が報告されつつあるが，爆破による破壊現象が非常に短時間に終了してしまうことと，動的な要素と静的な要素とが複雑にからみ合った現象であるために，制御爆破については，その破壊機構を理論的に検討しているものは少ないようである。

以上のような事情を考慮して，本研究は，制御爆破に際しての材料の破壊機構を明らかにし，制御爆破の合理的な設計に対して有用な資料を提供することを目的として行なったものである。すなわち，合理的な制御爆破の設計を行なうためには，まず，基本的な爆破条件のもとでの爆破による材料の破壊機構を明らかにする必要があるため，本研究は，まず基本的な爆破条件のもとにおける材料の破壊機構を理論的，実験的に究明し，その結果をふまえて制御爆破工法における材料の破壊機構について，理論的，実験的に究明したものである。

## 1.2 本研究に関連した従来の研究

爆破に関する基礎的な研究は、その重要性のために古くから多くの研究者によって行なわれてきており、制御爆破工法に関してもいくつかの報告がなされているので、本節では爆破に関連した従来の研究の概要を示すことにする。

爆薬の爆轟にもなつて装薬孔内壁に作用する圧力は、衝撃的に作用する圧力と、静的に作用する圧力とが相連続しているため、材料内に生ずる応力状態も、爆轟衝撃によって材料内に投射された強力な応力波による動的な応力状態と、ガス圧の作用にもとづいて生ずる準静的な応力状態とに分けて考えることができる。したがって、従来より発表されている爆破に関する研究においても、主として動的な応力状態と破壊について論じているものと、主として静的な応力状態と破壊について論じているものとに分けることができる。

基本的な爆破条件である一自由面爆破を対象にして論じている理論についてみると、動的な爆破理論として、自由面におけるホブキンソン効果による引張応力の発生をとくに重視して、爆破による破壊は主としてこの作用のもとに行なわれるというものがあり、日野により提唱されている<sup>1)</sup>この理論は、爆薬の爆轟にもなつて岩盤内に投射され、自由面方向に伝播していく圧縮衝撃波が自由面で反射すれば、引張衝撃波としてふたたび岩盤中を引き返していくが、その際この引張衝撃波の作用によってクレータが生成するという考え方にもとづくものである。これによれば、まず反射引張衝撃波によって自由面近傍に Slabbing と呼ばれている平板状の引張破壊が生じ、ついでこの破断面を新しい自由面として衝撃波が反射し、同様の平板状の破壊を生成し、順次このような破断と反射とが繰り返えされてクレータが生成するというものである。したがって、この理論ではクレータは自由面から爆源に向つて生成することになる。

一自由面爆波の際に応力波の伝播にもなつて岩盤内に生ずる応力状態は、

伊藤，佐々によって理論的に解析されている<sup>2)</sup>。これは，爆源から周囲の岩盤内へ投射された縦波が自由面へ入射した場合には，自由面から新たに反射縦波と反射横波とが岩盤内へ投射されるために，自由面近傍の任意の点に発生する応力は，爆源から直接その点に入射する縦波による応力と，反射縦波による応力および反射横波による応力との三つの応力の合成値となるという考えにもとづくものである。

また，爆破現象を静的にとらえて一自由面爆破について論じたものに村田，田中による研究がある<sup>3)</sup>。これは，岩盤中に密閉状態でおかれた球状爆薬が爆轟した場合には，装薬室周囲の岩盤は衝動効果によって粉碎されて装薬室の容積は拡大されるが，この拡大した装薬室内部には爆発によって生成したガスが密封され，したがって装薬室内壁には時間には無関係な一様な圧力が作用するという考えのもとに，岩盤内の応力状態を理論的に解析したものであって，引張主応力破壊説と呼ばれている。

また，一自由面爆破における破壊現象と岩盤内に生じている応力状態との関係を静的な問題としてとらえた最近の研究では，Jeffreyによって求められた応力関数を用いた解析結果が花崎，伊藤<sup>4)</sup>とD.D.Porter, C. Fairhurst<sup>5)</sup>とによって別個に報告されている。さらに，水中に存在している岩盤が水圧を受けている場合の一自由面爆破の際の岩盤内の応力状態を有限要素法を用いて解析した結果が花崎，伊藤によって報告されている<sup>6)</sup>。

以上に示したように，もっとも基本的な爆破である一自由面爆破の際の岩盤の破壊機構に関して理論的に研究された結果はかなり多く報告されている。

つぎに，制御爆破工法に関連した従来の研究の概要を示すことにする。

制御爆破工法と呼ばれる工法にはいくつかの工法が含まれており，たとえばLine Drilling, Cushion Blasting, Smooth Blasting, Pre-shearing, Pre-splitting, Sculpture Blasting, Perimeter Blasting, Coutour Blasting などの名称で呼ばれている。これらを整理すれば，(1)ラインドリリング法，(2)ブリスブリッティング法，(3)スムーズ

ブラスティング法の三つに分類できるであろう。

第1のラインドリリング法は、切断予定線に沿って多数のボアホールを狭い一定の孔間隔で穿孔し、ボアホールには爆薬は装填せず、爆破に起因する振動やき裂は切断予定線上に設けたこれらのボアホールによって遮断し、それらより奥にはあまり伝わらないようにする方法である。この方法はボアホール間隔を小さくする必要があり、穿孔時間を多く必要とすることからあまり実施されていないようであるが、ラインドリリング法をテネシー川のウィルソンドムに大規模に適用した例が J.E. Mc Clinton によって報告されている。<sup>7)</sup>

第2のプリスプリッティング法も切断予定線に沿って多くの装薬孔を穿孔するが、これらの孔には爆薬は軽装填され、切断予定線上にあるこれらの装薬は他の装薬よりも時間的に早く起爆される。したがって、切断予定線に沿って装薬孔を結ぶき裂が生じ、ラインドリリング法と同様に岩盤内に不連続面ができることになる。爆破によりこのような不連続面をつくるため、切断予定線上の穿孔間隔は、ラインドリリング法に比較して大きくすることができ、経済的となる。この工法の大規模な実施例は、1960年頃に実施されたナイアガラ発電所建設計画におけるプリスプリッティングが有名であって、R.S.Paine, D.K.Holmes, H.E.Clark によって報告されている。<sup>8)</sup> また、この報告で Paine らは、切断予定線上に存在する装薬孔間隔のみ、どうして大きなき裂が生成するかについて述べており、主な原因として、装薬孔の接線方向に主として引張応力として作用する応力波が、互いに干渉することによって切断予定線上に大きな引張応力が生ずることをあげている。J. J. Ludwig, A.K.Smith は、Plexiglass を用いたプリスプリッティングの実験で高速度写真を撮影した結果、一つの装薬が爆轟した場合には、この装薬孔壁面からき裂が生成すると同時に、隣接した装薬孔壁面からも切断予定線に沿ってき裂が生成することを指摘し、隣接した装薬孔周辺に生ずる応力集中の効果<sup>9)</sup>をあげている。また、同様に、U.Langefors, B.Kihlström

は、装薬孔に隣接して穿孔したガイドホールの効果について検討し、ガイドホールの影響が大きいことを指摘している。<sup>10)</sup>さらに、H, K. Kutter, C. Fairhurstは、隣り合った装薬が同時に爆轟した場合、少しの時間差を持って爆轟した場合、それぞれが別個に爆轟した場合などについて実験的に検討し、またガス圧の役割についても言及している。<sup>11)</sup>

第3のスムーズ・ブラスティング法も、切断予定線に沿って多くのボアホールを設け、これらのボアホールにはブリスブリッティング法と同様に爆薬が軽装填される。しかし、ブリスブリッティング法と異なるところは、これらの軽装填された装薬が最後に起爆されることである。ブリスブリッティング法、スムーズ・ブラスティング法は、いずれも元来スウェーデンで開発されたものであって、スムーズ・ブラスティング法の大規模な実施例はスウェーデンの Stronorrfors Power Station の建設工事においてみられる。<sup>12)</sup>スムーズ・ブラスティング法の場合の岩盤の破壊機構は、ブリスブリッティング法の場合とほぼ同じと考えられるが、スムーズ・ブラスティング法を実施する場合は、切断予定線に平行な自由面がすぐ近くに存在することがブリスブリッティング法の場合とは異なる。スムーズ・ブラスティング法における破壊機構については、伊藤、佐々によって動的な応力解析の結果より考察した研究が発表されている。<sup>13)</sup>この研究では、装薬孔壁面から材料内に投射される応力波の波長が、隣接して設けられた装薬孔の直径に比較して長い場合に、この隣接した装薬孔壁面と切断予定線との交点に生ずる応力集中を重視して応力解析を行なっている。また、静的な応力解析結果からスムーズ・ブラスティングにおける破壊機構を論じたものに下村、山口の研究がある。<sup>14)</sup>この研究では、切断予定線上にある二つの装薬孔の中心を原点とする双曲座標を用いて、切断予定線上に生ずる応力を解析し、隣接した装薬孔の存在による応力集中を重視して、スムーズ・ブラスティングの際の破壊機構について検討している。

### 1.3 本研究の目的と内容

前節に示したように、一自由面爆破については、理論的なものに限っても従来から多くの研究者によって研究されてきており、かなりの成果があげられている。とくに、難解な爆破現象は伊藤らによって系統的に解明されつつあるが、しかし一つ一つの現象をとってみるとまだ明らかでない点が多く、このことが爆破による破壊機構についても種々の考え方が存在する理由でもある。また、前節において制御爆破工法についてはその実施例を多くあげていることからわかるように、制御爆破工法についての理論的研究はようやくその緒についたものといえる段階であって、現場における実施にあたっては今のところ試行錯誤の段階といえるであろう。制御爆破工法に関する理論的研究が遅れている最大の理由は、なんといってもこの工法を対象にした応力解析が困難であったことをあげることができる。しかし、近年、電子計算機の発達により、複雑な境界条件を含む問題に対しても、動的あるいは静的な応力解析ができるようになってきたため、条件が複雑な制御爆破工法における破壊機構について、理論的な研究を行なうことができるようになってきた。

以上のような事情を考慮して、本研究は、基礎的な爆破現象のうちでまだ明らかにされていない事柄を究明しつつ、その成果をふまえて、制御爆破工法による材料の破壊機構について研究し、それを明らかにするとともに、装薬孔周辺に放射状に生成するき裂をいかにして制御して希望する方向にのみき裂を生成させるかについて検討し、合理的な制御爆破の設計を行なうための資料を得ることを目的として行なったものである。

さて、制御爆破工法による破壊現象を考察するためには、まず、なんらの制御を行なわないで爆破を実施した際に生ずるき裂の生成機構、およびき裂が生成する方向性などについて検討しておかなければならない。そこで本研究においては、まず第2章において、無限媒質と考えられる媒質内で一つの装薬が爆轟した場合に装薬孔から材料内に投射される応力波の伝播にもなっ

って放射状に生成するき裂の生成機構について検討し、準静的な応力状態の



もとで生成したき裂の生成機構との差について述べた。また、第3章においては、爆破の基礎の一つである一自由面爆破について、電子計算機を用いて引張破壊を考慮に入れた応力解析を行ない、き裂の成長過程をシミュレートした結果と実験結果とを対比することにより、一自由面爆破の際の破壊機構について考察を行なった。

制御爆破を実施する場合には、多くの装薬孔を穿孔するが、とくに相隣り合う装薬孔同士はたがいに空孔として作用するため、それがき裂制御に大きな影響をおよぼすものと思われる。しかしながら、空孔周辺の過渡的応力状態はまだ充分解析されていないように思われるため、第4章においては、動的応力が空孔の存在によってどのように乱されるかについて理論的に検討するとともに、一実験例を引用して実験的に検討した結果と理論的な研究で得られた結果とを比較検討した。

以上の研究により、なんらの制御をも行なわない爆破によって生ずるき裂の生成機構およびき裂が生成する方向など、制御爆破を検討する際に必要となる基礎的な点が明らかとなったので、つぎに、制御爆破を実施した場合の材料の破壊機構などについて検討した。第5章では、スムーズ・プラスチックを実施した場合の材料の破壊機構について、引張破壊を考慮に入れて応力解析を行なった結果から考察を行ない、さらに最適爆破条件を得るために、一、二の検討を行なった。

第6章では、スムーズ・プラスチックにおけるガイドホールの効果について、ガイドホールの方向に生成したき裂面から材料内に投射される応力解放波の影響を重視して理論的、実験的に検討し、さらに、実作業規模の現場実験を行ない、有効と考えられるスムーズ・プラスチックの工法を提示した。

制御爆破工法の進歩は、爆薬そのものにも変化を与えてきており、最近ではガス圧の作用を重視し、爆破による振動を少なくして市街地でも使用できる爆薬、すなわちコンクリート破碎薬が開発されてきている。そこで、第7

章では、コンクリート破砕薬を特殊な形状をした薬包に入れ、この薬包を装填して爆破を実施した場合の材料内に生ずる応力状態を有限要素法を用いて解析し、その結果と大きなコンクリートブロックをこの特殊形状薬包を用いて切断した実験結果とから、き裂の方向を制御する特殊形状薬包の効果について述べた。

第8章は、制御爆破工法の一つであるブリスブリッティング法について検討したものであって、ブリスブリットが本爆破によって生ずるき裂を制御し、ブリスブリットよりも奥に生長しようとするき裂を抑制する効果について理論的、実験的に考察し、合理的なブリスブリッティング法を実施するために有用と考えられる一、二の資料を提示した。

なお、第1章は緒論で、制御爆破工法に関する従来の研究の概要および本研究の目的と内容とについて簡単に述べ、第9章は結論で、本研究の結果を総括して示したものである。

参 考 文 献

- 1) 日野熊雄：工業火薬協会誌，15-4(1954)，233
- 2) 伊藤一郎，佐々宏一：日本鉱業会誌，79-898(昭38)，261
- 3) 村田 勉，田中一三：工業火薬協会誌，15-4(昭29)，294  
村田 勉，田中一三：工業火薬協会誌，16-1(昭30)，32  
村田 勉，田中一三：工業火薬協会誌，17-1(昭31)，19
- 4) 花崎紘一，伊藤一郎：水曜会誌，17-2(昭45)，61
- 5) D.D.Porter,C.Fairhurst:Dynamic Rock Mechanics, Twelfth  
Symposium on Rock Mechanics.(1971)497
- 6) 花崎紘一，伊藤一郎：工業火薬協会誌，33-144(昭47)
- 7) J.E.Meclinton:The Explosives Engineer,1959 January  
-February P.5
- 8) R.S.Paine,D.K.Holmes,H.E.Clark:The Explosives  
1961, May-June P.71
- 9) J.J.Ludwig,A.K.Smith:Mining Congress Journal,1965  
October, P.66
- 10) U,Langefors,B.Kihlström:The Modern Technique of Rock  
Blasting, John Wiley & Sons,1963, P.296
- 11) H.K.Kutter,C.Fairhurst:Proceedings of the Ninth Rock  
Mechanics Symposium, Chap.14, Colorado School of Mines,  
Golden AIME,New York (1968) P.265
- 12) 文 献 10)
- 13) 伊藤一郎，佐々宏一：日本鉱業会誌，84-964(1968)，1059
- 14) 下村弥太郎，山口梅太郎：工業火薬協会誌，30-2(1969)71

## 第 2 章

### 応力波の伝播にともなうき裂の生成機構

#### 2.1 緒言

合理的な爆破設計を行なうためには、爆破にともなう媒質の破壊現象を的確にとらえておく必要があるが、爆破による破壊現象は動的な要素と静的な要素とが互いに影響しあうことなどで、大変複雑である。また、この現象が非常に短時間に終了してしまうために、簡単にその過程を観察することはできない。しかしながら、爆薬の爆轟にともなう、媒質内にはまず最初は動的な応力状態が生ずるのであろうし、また、爆破の主な対象物である岩石は引張りに弱いことを考慮すれば、装薬孔周辺の破壊圏の外周は引張破壊によって生じたき裂によって定まるものと思われる。したがって、装薬孔内壁から投射された応力波の伝播にともなう放射状に生ずるき裂の生成機構について検討することは重要である。

また、ある材料が爆薬の爆轟による衝撃を受けた場合には、材料内へ投射された球面状応力波により、応力波の伝播方向に沿うき裂が生成することはよく知られているが、このようなき裂の生成機構についてはなお明らかでない点が多い。

そこで本章では、爆薬が無限媒質と考えられる材料内で爆轟した場合に材料内に生じた破断面を、光学顕微鏡および走査型電子顕微鏡を用いて観察した結果をもとにして、き裂の生成機構について検討した。なお、今回の研究の対象に選んだ材料は、光学顕微鏡により容易に破断面を観察することのできるメタアクリル酸樹脂板である。

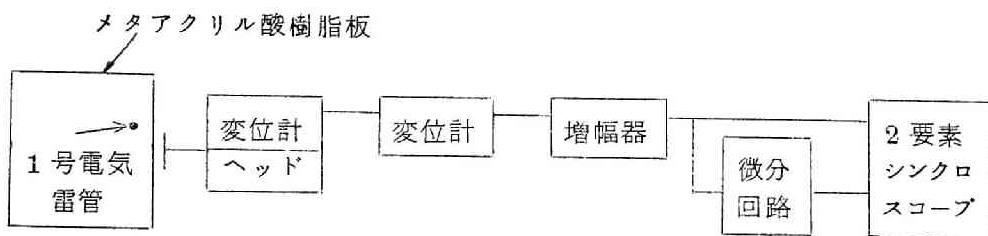
#### 2.2 無限媒質と考えられる材料内に生ずる応力波形

無限媒質内で爆薬が爆轟した場合に、弾性体とみなされる媒質内に投射さ

れる応力波によって媒質内に生ずる応力の計算方法は、すでに伊藤、佐々木によって発表されている。<sup>1)</sup>それによれば、無限に長いと考えられる円柱状の装薬孔内に装填された爆薬が爆轟した場合には、装薬の軸と直交する面内へ投射される主な波動は縦波であって、装薬の軸をz軸とする円筒座標( $r, \theta, z$ )を用いると、この縦波の伝播によって爆源から $r$ の点に生ずる応力 $\sigma_r(\tau)$ ,  $\sigma_\theta(\tau)$ ,  $\sigma_z(\tau)$ は(2.1)式で表わされる。

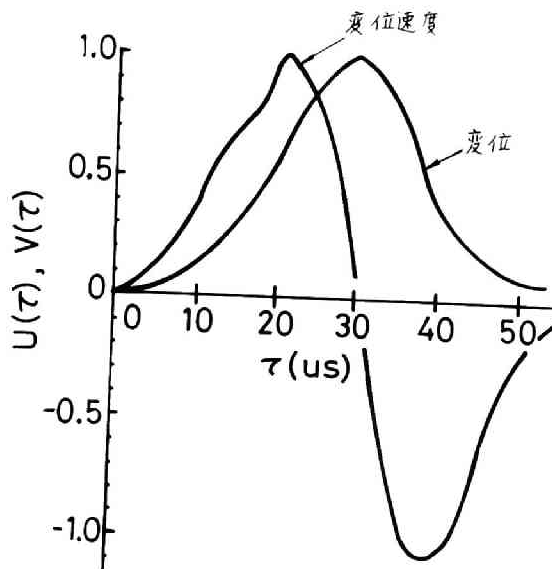
$$\left. \begin{aligned} \sigma_r(\tau) &= (\lambda + 2\mu) \left\{ -\frac{n A_0 U(\tau)}{r^{n+1}} - \frac{B_0 V(\tau)}{r^m C_L} \right\} + \lambda \frac{A_0 U(\tau)}{r^{n+1}} \\ \sigma_\theta(\tau) &= (\lambda + 2\mu) \frac{A_0 U(\tau)}{r^{n+1}} + \lambda \left\{ -\frac{n A_0 U(\tau)}{r^{n+1}} - \frac{B_0 V(\tau)}{r^m C_L} \right\} \\ \sigma_z(\tau) &= \lambda \left\{ -\frac{n A_0 U(\tau)}{r^{n+1}} - \frac{B_0 V(\tau)}{r^m C_L} + \frac{\Lambda_0 U(\tau)}{r^{n+1}} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots (2.1)$$

ただし、 $\tau = t - r/C_L$ ,  $\lambda, \mu$  はラメの定数,  $C_L$  は縦波の伝播速度,  $n, m$  はそれぞれ媒質粒子の変位および変位速度の距離による減衰指数,  $A_0, B_0$  はそれぞれ  $r = 1$  での変位および変位速度の値,  $U(\tau), V(\tau)$  はそれぞれ爆源



第 2.1 図 メタアクリル酸樹脂板を1号電気雷管で衝撃した場合に粒子の変位、変位速度を測定する方法

ら  $r$  の点における変位および変位速度の時間的変化を表わす。計算に必要なこれらの諸数値は第 2.1 図にその方法を示す実験により求めることができる。すなわち、厚さ 1.8 cm のメタアクリル酸樹脂板に設けた直径 0.7 cm の装孔内で 1 号電気雷管を爆轟させ、樹脂板内に投射された応力波の伝播によって、板の端面に生ずる変位の時間的変化状態を、岩崎通信機製の容量微小変位計 MD-12 型またはブリモ社製 FM 振動計 FV-805 型を用いて測定し、その信号を増幅器で増幅し、変位に対応して生ずる信号電圧の時間的変化状態、およびその信号を微分回路を通すことにより端面の変位速度に対応する電圧の時間的変化状態をそれぞれ 2 要素シンクロスコープにより録する。ただし、この測定は、媒質の端面で測定するために、媒質内に生



第 2.2 図 メタアクリル酸樹脂板を 1 号電気雷管で衝撃した際に材料内に生ずる粒子の変位および変位速度の時間的変化状態

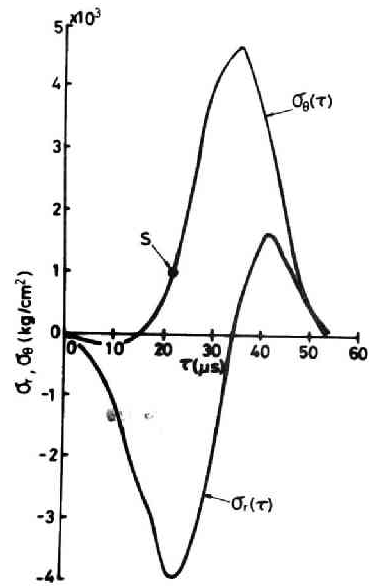
ずる値の2倍の大きさの値を記録していることになる。このようにして得られた変位および変位速度の時間的変化状態の一例を示したのが第2.2図であって、変位および変位速度のいずれも、それらの最高値を1として表わしてある。第2.2図より、波動の主な部分が媒質端面に作用している時間はほぼ50 $\mu$ sであることがわかる。このような測定を数個所の測点について実施して求めたその他の数値はつぎのとおりである。

$$C_L = 3 \times 10^3 \text{ m/s}, \quad n = 0.9, \quad m = 0.9, \quad Ar = 0.0876 \text{ cm}$$

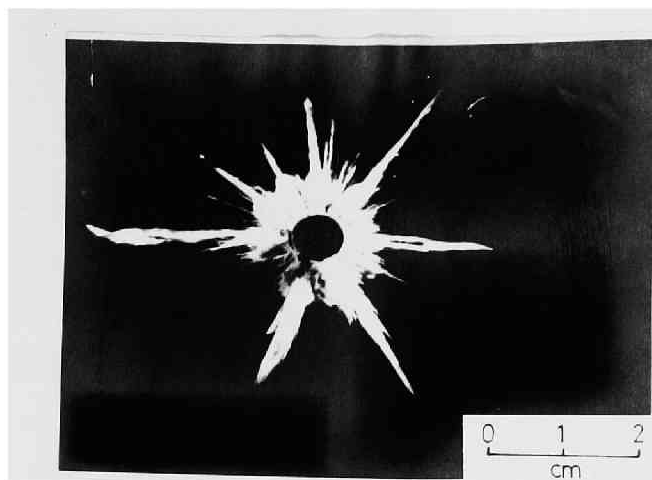
$$B_0 = 6 \times 10^3 \text{ cm/s}, \quad \lambda = 738 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^2, \quad \mu = 183 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^2$$

これらの値を(2.1)式に適用して、材料内に生ずる応力を計算した。その一例を示したのが第2.3図である。第

2.3図は材料が破壊しないと仮定した場合に、装薬孔の中心より1cmの点に生ずる応力 $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ の時間的変化状態を示したものである。この図より明らかのように、爆源から材料内に投射される応力波の伝播方向、すなわち、波面に直角な方向の応力 $\sigma_r$ は主として圧縮応力として作用し、接線方向の応力 $\sigma_\theta$ は主として引張応力として作用する。ただし、この点では、波動が到達してから15 $\mu$ s程度の間は $\sigma_\theta$ が圧縮応力として作用するので、波動がこの点に到達してから15 $\mu$ s以内の時間では、あらゆる方向に圧縮応力が作用していることになる。また、応力の生じている時間は約50 $\mu$ sである。このように $\sigma_\theta$ の大きな引張応力によ



第2.3図 爆源から1cmの点に生ずる主応力 $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$ の時間的変化状態



第 2.4 図  $\sigma_{\theta}$  の引張応力によって生成する放射状のき裂

って、装薬孔周辺には第 2.4 図に示すような爆源を中心とする放射状のき裂が生成する。

### 2.3 応力波の伝播にともなうき裂の生成機構に関する一考察

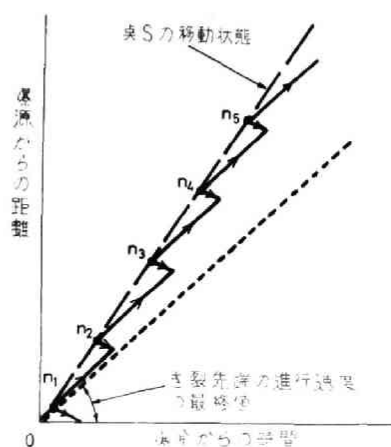
いま、応力波の伝播により生ずる接線方向の応力  $\sigma_{\theta}$  の値がその材料の動的な引張強度に達したとき、すなわち、第 2.3 図に示した  $\sigma_{\theta}$  の時間的変化状態を表わす曲線上に示した B 点においてその材料にき裂が生成すると仮定する。一方、爆薬の爆轟によって材料内へ投射される応力波は、応力最高値の減衰および波形の変化をとめないながら縦波の伝播速度で材料内を伝播してゆくので、B 点に対応する応力値も爆源近傍では縦波の伝播速度に近い速度で材料内を進行することになる。したがって、爆源近傍の材料内を破壊が進行する速さも縦波の伝播速度に近い値をとるものと考えることができる。ところが他方では、従来から行なわれてきた理論的および実験的検討の結果によれば、材料内に生成するき裂の先端が進行する最終速度は、ほぼレーリ



一波の伝播速度に近い速度であることが示されている。<sup>2), 3), 4)</sup>

以上の2点を合わせて考えれば、爆薬の爆轟によって材料内へ投射された応力波に起因して生ずる放射状のき裂は、爆源から連続的に生成するのではないことがわかる。そこでいま、応力波の伝播にもなって材料内にはまず多くのき裂の核が生成し、それらの個々の核から生成する別個のき裂がつながり合っ一つの大なき裂を形成するものと考えてみる。このような考え方を図示したのが第2.5図である。

第2.5図に示した破線は、第2.3図に示した点S、すなわち、接線方向に生ずる引張応力が材料の動的引張強度に達する点が応力波の伝播にもなって材料内を移動する状況を示したものであり、点線の傾斜はき裂先端の進行速度の最終値を示したものである。実線は上記の推論にもとづいて描いたき裂の生成状況を示したものであって、図に示すように、まず、応力波の伝播にもなって $n_1, n_2, n_3, n_4, n_5$ で示したような点にき裂の核が生成すると考える。こ

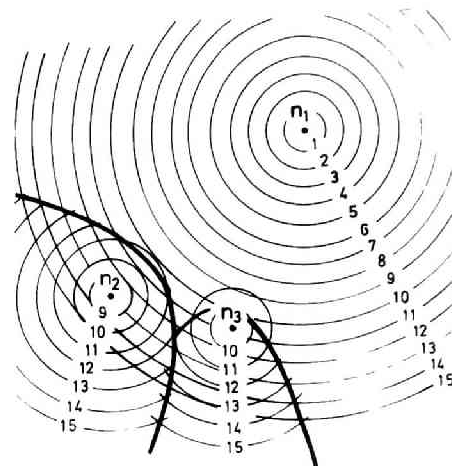


第2.5図 応力波によるき裂の核の生成を核を中心とするき裂の結合によって完成するき裂の生成機構

のように、応力波の伝播にもなって作用する引張応力によってき裂の核が生成すると、核の周辺部には応力集中が発生するので、応力波による引張応力の作用方向に直交する面内にそれぞれの核を中心とし、その先端が同心円状に発達していくき裂が生成するものと考えられる。これらの核を中心とする別個のき裂は発達するにつれて互いに結合することになるので、これらの別個のき裂の結合によって一つの長いき裂が生成することになる。このよう

な核を中心とし、その先端が同心円状に発達するき裂の進行速度の最終値は、レーリー波の伝播速度に近い値であろうと推定されるから、第 2.5 図に示す実線の傾斜は、点線の傾斜と一致することになる。

以上のことを模式的に描いたのが第 2.6 図であって、それぞれの核  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  を中心として描いた多くの同心円は時間の経過とともに発達していくき裂の先端の位置を示したものである。なお、それぞれの同心円上に示した数字は時間に対応するものであって、数字の値が大きい程遅い時間を示している。さて、第 2.6 図において、核  $n_1$  を中心とする同心円状のき裂面と、核  $n_2$  を中心とする同心円状のき裂面とは必ずしもつねに同一



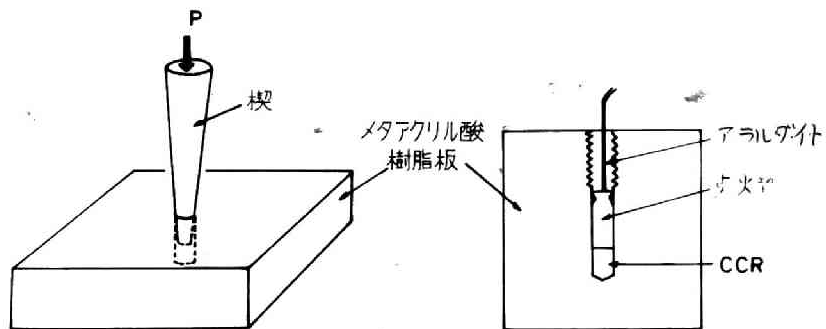
第 2.6 図 応力波によるき裂の生成機構に関する説明図

平面内にあるとは考えられないので、核  $n_1$  からのき裂と核  $n_2$  からのき裂とが結合して生成したき裂面においては、両者の結合点に段が付き不連続となるものと思われる。したがって、それぞれの核から発達してきたき裂の結合点の軌跡は、発生した長いき裂の面上に一種の模様となって現われ、かつ、その模様は第 2.6 図の太い実線で示したような放物線状の曲線となるものと推論することができる。

## 2.4 走査型電子顕微鏡および光学顕微鏡によるき裂面の観察

### 2.4.1 静的応力状態と考えられる場合に生成するき裂面の光学顕微鏡による観察

まず、応力波の伝播にともなうて生成するき裂の生成機構と静的応力によって生成するき裂のそれとの差を明瞭に理解するために、応力波の伝播にともなうて生成したき裂面の観察結果を示す前に、荷重が静的と考えられる場合に生成したき裂面を観察した結果を示すことにする。今回は、強力な波動は発生しないような荷重速度で、しかも時間とともに増大する外力によって材料を破壊する方法として、第2.7図(a), (b)に示す2種類の方法を用いて



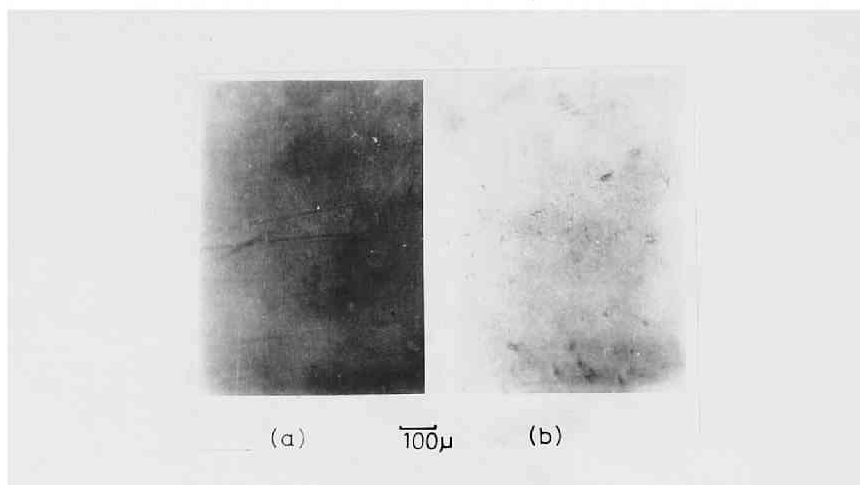
(a)メタアクリル酸樹脂板  
を楔で割る方法

(b)メタアクリル酸樹脂板  
をCCRで割る方法

第2.7図 準静的に加えた荷重により材料  
を破壊させる実験方法

材料を破壊し、その場合に生成したき裂について検討した。すなわち、第2.7図(a)に示す方法は、厚さ1.8cmのメタアクリル酸樹脂板に直径0.7cmの穴を設け、その穴に楔を押し込んで板を二つに割る方法であり(b)に示す方法は、圧力の立ち上り時間が比較的遅いため、爆発しても材料内には波動が発生せず、ガス圧のみで材料を破壊するようにつくられているコンクリート破砕薬の一種であるCCRをメタアクリル酸樹脂板内に装填し、アラリダ

イトで密閉して爆発させ、板を割る方法である。このような2種類の方法でメタアクリル酸樹脂板を割った場合に生成したき裂面を光学顕微鏡で観察した結果は、それぞれ第2.8図(a)および(b)に示すとおりである。



第2.8図 準静的に加えた荷重によりメタアクリル酸樹脂板を破断して得られたき裂面の光学顕微鏡写真

第2.8図(a)は、楔を押し込んで得たき裂面の観察結果であるが、破断後に傷つけた傷以外には、不連続的な模様は何も見つけれない。また、第2.8図(b)に示したCCRの爆発により得たき裂面の場合も、本章の2.3節で推定したような放物線状の模様はみとめられない。このように、強力な波動が発生しないような準静的な荷重によってメタアクリル酸樹脂板を破壊させた場合には、そのき裂面上に放物線状の模様が発生しないということを明らかにすることができた。

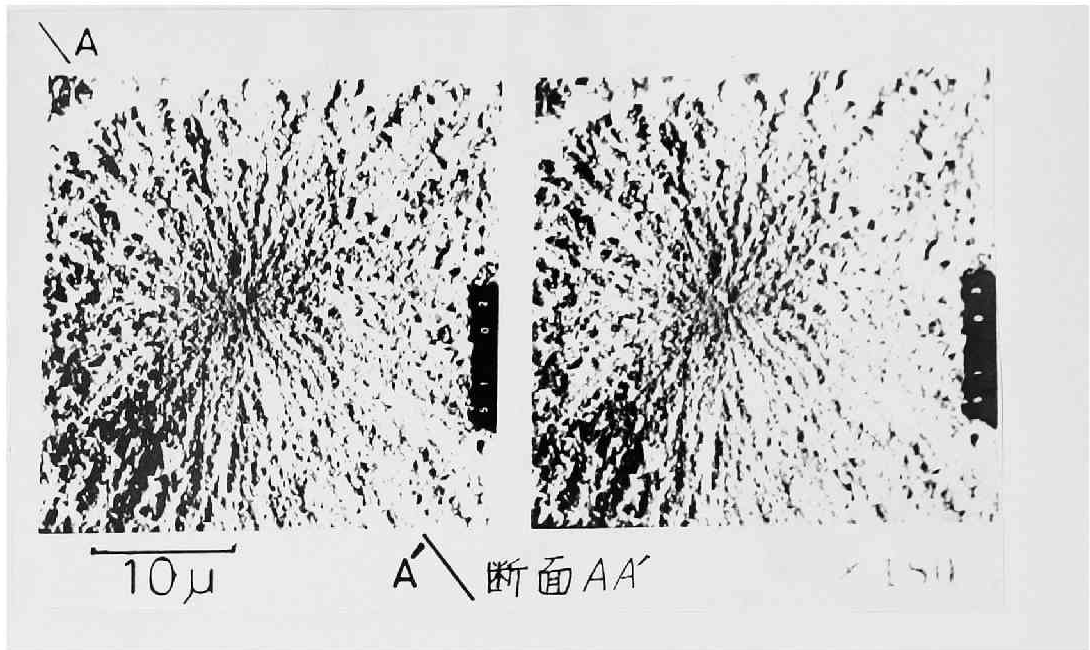
2.4.2 応力波の伝播にもなって生成したき裂面の顕微鏡による観察  
つぎに、応力波の伝播にもなって生成したき裂面の顕微鏡による観察結果を示すことにする。今回観察したき裂面は、厚さ1.8 cmのメタアクリル酸

樹脂板に直角に設けた孔内で1号電気雷管を爆轟させた場合に生成した放射状き裂(第2.4図参照)の面である。まず、第2.9図は、応力波の伝播にもなって生成した上記の放射状き裂の表面を、走査型電子顕微鏡で観察した場合に得られた顕微鏡写真の一例であるが、この写真よりき裂面上に存在する放物線状の模様を明瞭に認めることができる。また、この放物線状の模



第2.9図 応力波の伝播にもなって生成したき裂面の走査型電子顕微鏡写真

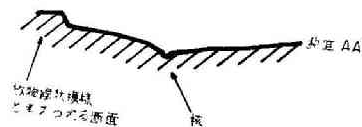
の焦点の位置を中心として放射状に伸びる細かいすじが数多く認められ、さらにその中心に小さくほみを認めることができる。このくぼみの中心がきの核である。第2.10図は、第2.9図と同じ試料の他の部分を拡大して写した写真であって、爆源からほぼ1.5 cmの位置の立体写真である。左右の写



第 2.1 0 図 核の近傍の立体写真

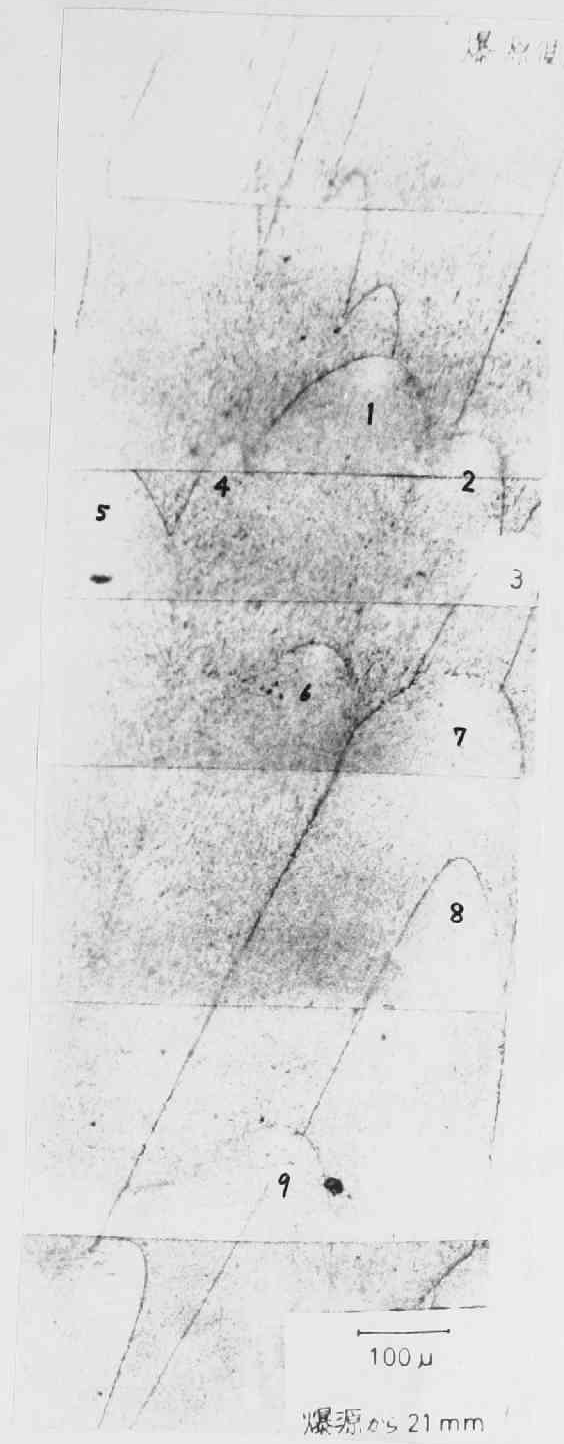
の相対的な傾斜角は約  $5^\circ$  である。

第 2.1 0 図を立体写真用眼鏡で観察すると、第 2.1 0 図の線分 AA' の断面は第 2.1 1 図のようになっていることがわかる。すなわち、き裂の核のところはへこみ、き裂の核から離れるにしたがって盛り上り、放物線



第 2.1 1 図 第 2.1 0 図に示した断面 AA' の観察図

状模様として認められるところは不連続的にとび出しているのが観察できる。これは、放物線状模様が、それぞれの核から同心円状に発達するき裂の結合点の軌跡であるという前節で示した推定を裏づけている。



第 2.1 2 図 き裂面の光学顕微鏡写真

## 2.5 放物線状模様之作図

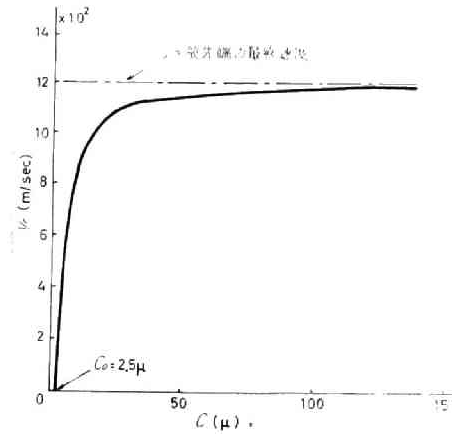
第 2.1 2 図は、爆源から放射状に生成したき裂の一つをとり出し、爆源から 2.1 cm の点の附近でのき裂の表面を光学顕微鏡で観察した結果を示したものであって、走査型電子顕微鏡による観察で得られた第 2.9 図の写真と同様に、放物線状模様を明瞭に認めることができる。このような放物線状模様は、2.3 節で推定したように、核を中心とするき裂の結合点の軌跡であると考えることができるので、核を中心として同心円状に拡がるき裂の進行速度がときの (2.2) 式を満足するものと仮定して、計算によってき裂の結合点の軌跡を求め、その形と実際に生成した放物線状模様とを対比してみた。

$$v_c = \sqrt{\frac{2\pi}{K} \frac{E}{\rho}} \left(1 - \frac{C_0}{C}\right)^{1/2} \left\{1 - (n-1) \frac{C_0}{C}\right\}^{1/2}$$

$$= v_m \left(1 - \frac{C_0}{C}\right)^{1/2} \left\{1 - (n-1) \frac{C_0}{C}\right\}^{1/2} \dots \dots (2.2)$$

ただし、 $v_c$  : 核から拡がるき裂先端の進行速度、 $K$  : 定数、 $E$  : ヤング率、 $\rho$  : 密度、 $C_0$  : 核の半径、 $C$  : 核を中心とするき裂の長さ、 $n = \frac{4\gamma E}{\pi C_0 \sigma_0^2}$ 、 $\gamma$  : 比表面エネルギー、 $\sigma_0$  : 場の応力、 $v_m$  : き裂先端の進行速度の最終値である。今回は、 $v_m = 1.2 \times 10^3 \text{ m/s}$ 、 $C_0 = 2.5 \mu$ 、 $n = 1.6$  として計算を行なったが、これらの値はメタアクリル酸樹脂板の物性および顕微鏡観察の結果を考慮して定めた妥当な値である。まず、2.1 3 図は、(2.2) 式より求めたき裂先端の進行速度とき裂の長さとの関係を示したものであって、図より明らかなように、場の応力が一定の場合には、き裂の先端の進行速度は、核からのき裂の長さが長くなるにしたがって速くなり、最終速度に漸近的に近づくことがわかる。なお、最終速度の 90% の速さになるのに必要な時間は  $2.5 \times 10^{-3} \mu\text{s}$  である。第 2.1 4 図は、第 2.1 2 図に示した写真に現われているき裂の核の直径を  $5 \mu$  とし、その核から

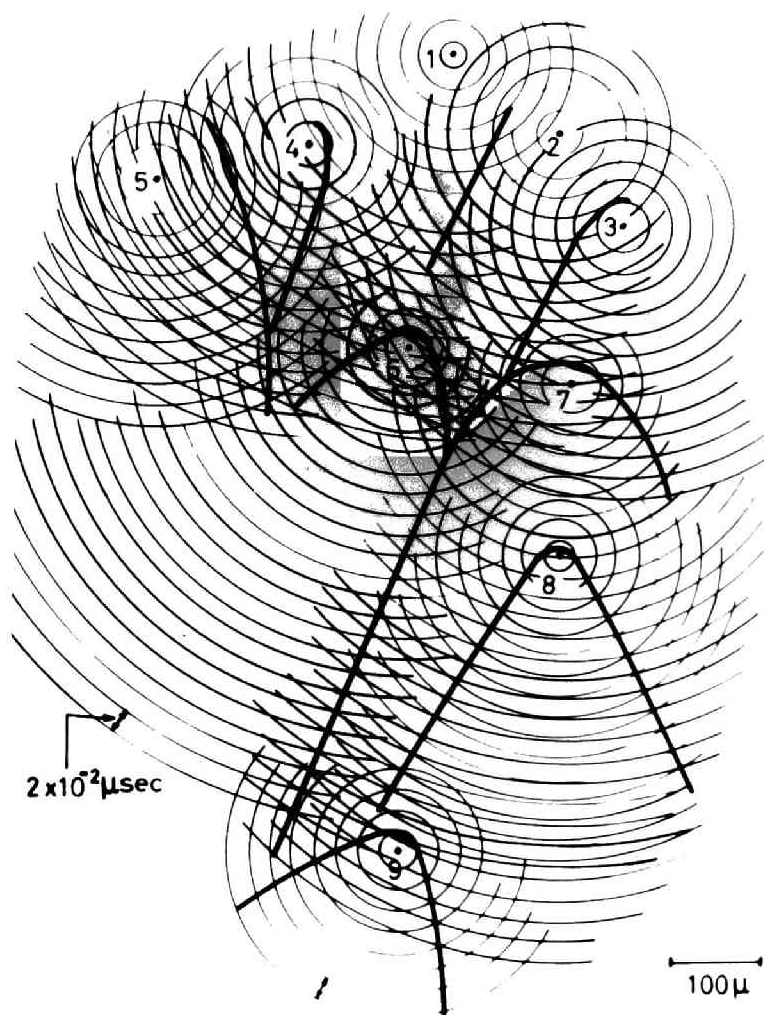




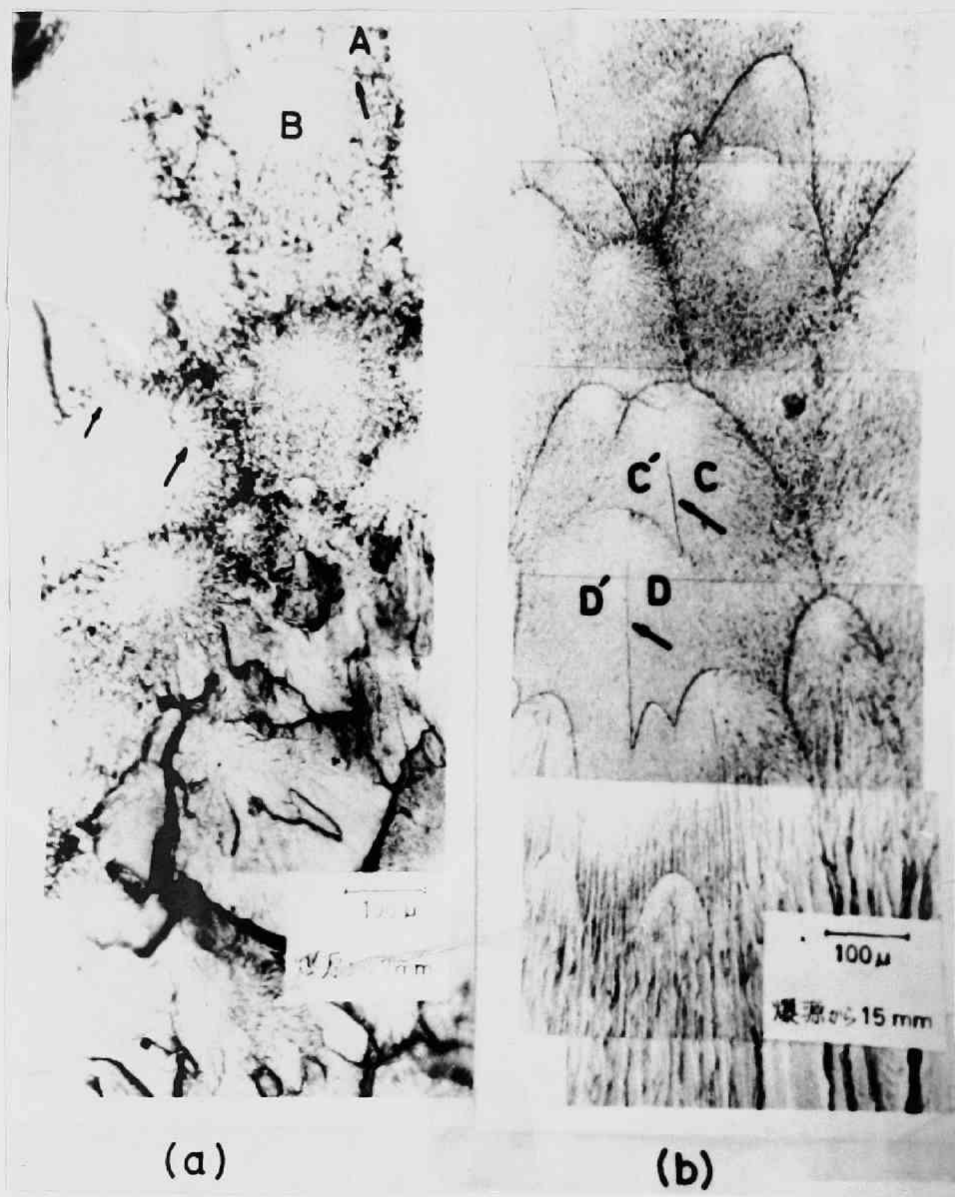
第 2.1 3 図 き裂先端の進行速度とき裂の長さとの関係

第 2.1 3 図に示した関係をもつ進行速度でき裂が進行するものとして、それぞれの核から進行してきたき裂の結合点の軌跡を求めて示したものである。第 2.1 4 図に示した 1, 2, …… 9 の数字は、第 2.1 2 図の写真に示した 1, ~ 9 の数字に対応している。第 2.1 2 図と第 2.1 4 図に示した 6, 7, 8, 9 の数字の周囲の放物線状模様を比較すれば明らかなように、両者は比較的よく一致している。数字 8 で示した両者の放物線状模様は少し異なっているが、これは実際には理論的に核が生成すると思われる時間よりも遅れて核が生成したためと思われる。また、数字 9 で示した放物線状模様において、第 2.1 2 図では核から生ずる明瞭な一本の筋が観察されるが、第 2.1 4 図では作図されていない。これは、この筋の成因が、放物線状模様の成因とは異なるためと思われる。このように、実際に顕微鏡観察で得られた放物線状模様と作図によって求めたそれらとが比較的よく一致していることは、2.3 節

で述べた推論が妥当であることを意味している。



第 2.1 4 図 作図により求めたき裂の結合点の軌跡



第 2.1 5 図 第 2.1 2 図と同じき裂面の顕微鏡写真

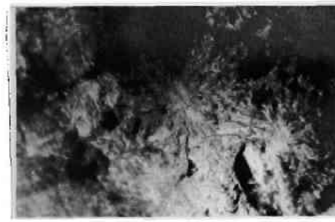
## 2.6 放物線状模様の形状

第 2.1 5 図(a), (b)は、それぞれ第 2.1 2 図で示したものと同じき裂面で爆源から 0.7 cm および 1.5 cm の近くの光学顕微鏡写真である。これらから、放物線状模様の曲率は爆源から離れるにしたがって大きくなり、模様は細長くなる傾向が認められる。また、核の近傍では核から離れたところより白っぽい、これは第 2.1 3 図に示したように、核の近傍ではき裂先端の進行速度が小さいために滑らかな面、いわゆる鏡面が生成したためと思われる。

今回用いたメタアクリル酸樹脂板は均質であると考えられるから、多くの部分で、第 2.5 図に示したように、爆源からの距離に応じた時間に対応して核が生成するという関係が成立すると思われるが、応力状態がなんらかの原因で乱れたり、また材料の強度にばらつきがあるところでは、爆源からの距離が近い点でも、それより遠くにある点より遅れてき裂の核が生成することもあると思われる。したがって、その場合には放物線状模様は逆の方向に向かって形成されるであろう。そのようにして形成されたとみなされる放物線状模様を、第 2.1 5 図(a)に矢印で示した。そのうちのもっとも爆源側に近い放物線状模様を一例としてみると、一般的には面 B を含む放物線状模様より面 A を含む放物線状模様の方の核が早く生成するが、ここでは B の方の核が早く生成したために、面 A を含む放物線状模様は下に凸になったものと思われる。また、第 2.1 4 図(b)に示した面 C, C' を含む放物線状模様や面 D, D' を含む放物線状模様には、矢印で示したように、それぞれの核から生成している一本の筋が明瞭に観察される。これらの筋は、面 C と面 C' が、また面 D と面 D' とが異なった平面上に存在するために生ずることが、他の立体写真から明らかとなっている。そして、面 C と面 D が同一平面上に存在するために、その境界となるべき放物線状模様は明瞭な線としては現われていない。このような数個の核が同一平面上に存在するという傾向は、爆源から離れるにしたがって顕著となる。したがって、放射状に生じたき裂の先端に近くなるほどき裂の幅は細くなることになる。つぎに、爆源至近点に生ずる

き裂面を観察した結果を示したのが第 2.1 6 図であって、第 2.1 6 図(a)は細長い楕円形をした核、第 2.1 6 図(b)は円形の核が 2 個連なっているものであって、これらの例は極く少数しか観察されないが、爆源から離れた点のき裂面上に生ずる核と比較すると、爆源近傍ではこのようなめずらしい形のき裂の核が観察される割合が多い。これは、爆源近傍では、応力波の伝播にともなり断熱圧縮により材料の温度が上昇し、その結果材料の延性が増し、爆源から離れた点に比較してき裂の核が生成する時に多くの抵抗を受けやすいために、種々の形をしたき裂の核が生成するのではないかと思われる。

なお、装薬孔壁面のごく近傍のき裂面には、第 2.1 7 図の写真に示すように、メタアクリル酸樹脂が一度溶けた後に再び凝固したと思われる部分が認められ、材料内の温度が上昇したことを裏づけている。



(a)



(b)

第 2.1 6 爆源至近点で観察されためずらしい形の核

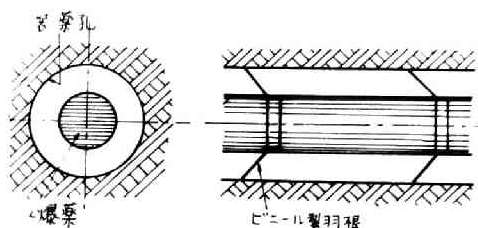


第 2.1 7 図 爆源至近点で観察される破断面の一例

## 2.7 爆薬を軽装填した場合の $\sigma_r$ , $\sigma_\theta$ の時間的変化状態

以上は、現在普通に使用されている破壊工法の場合について述べたが、ここでは制御爆破工法を実施する際に使用されている爆薬を軽装填した場合について述べる。

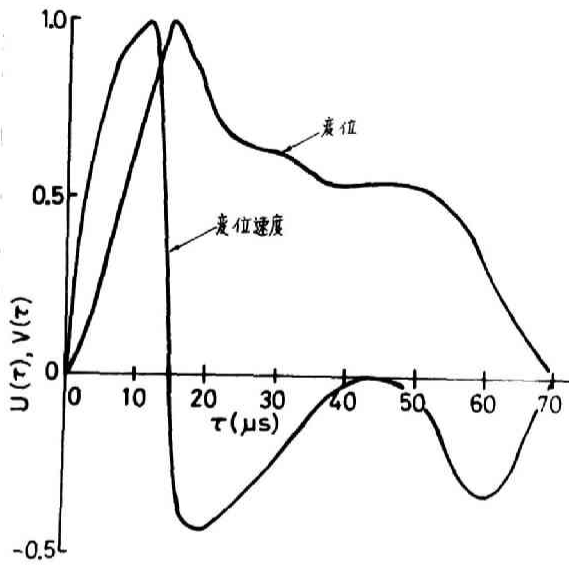
爆薬を軽装填する方法の一つは、第2.18図に示すように、装薬孔の直径より小さい直径の爆薬を、ビニール製の羽根などを用いて、装薬孔の軸と爆薬の軸とが一致するように装填する方法である。この方法を用いれば、爆薬と装薬孔壁面との間に空隙が存在するために、爆薬の爆轟にと



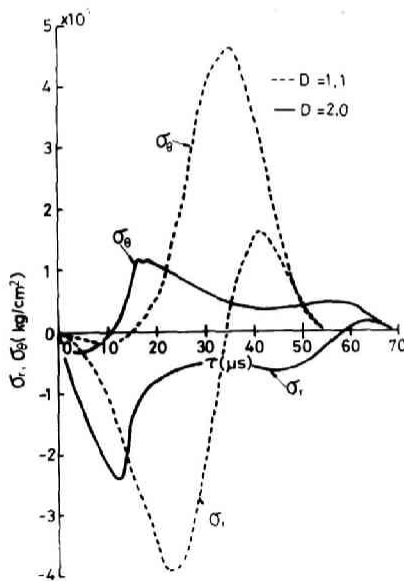
第2.18図 爆薬を軽装填する方法

もなり尖頭圧が消滅し、装薬孔壁面に作用する圧力は準静的な圧力により近くなり、装薬孔壁面近くに生ずる粉碎圏を小さくすることができると考えられている。装薬孔の直径を爆薬の直径で除した値  $D_e$  は、デカップリング係数と呼ばれており、 $D_e$  の値が1のときは密装填の場合であり、 $D_e$  の値が1より大きくなると軽装填したことになる。

さて、デカップリング係数を2.0にとり、1号電気雷管を用いてメタアクリル酸樹脂板を衝撃した際に、爆源から4 cmの点に生ずる材料粒子の変位および変位速度の時間的変化状態を求めてみると、それらはそれぞれ第2.19図に示すとおりである。ただし、この図には最初に現われるピークを1として表わしてある。この  $V(r)$  ,  $U(r)$  の値と、2.2節で述べた他の諸数値などを(2.1)式に適用して、爆源から1 cmの点に生ずる応力  $\sigma_r$  ,  $\sigma_\theta$  の時間的変化状態を求めて示したのが第2.20図である。比較のために、 $D_e = 1.1$  の場合に爆源から1 cmの点に生ずるこれらの応力の時間的変化状態を点線の曲

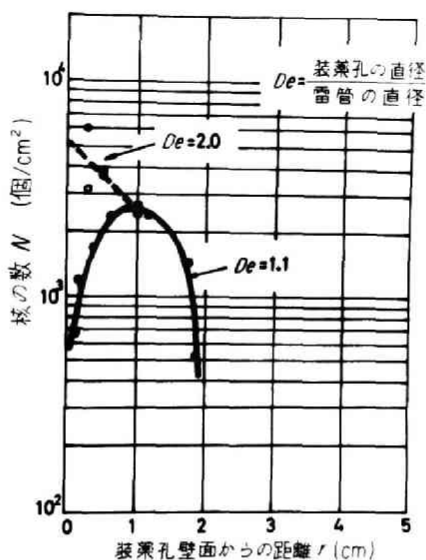


第 2.19 図  $D_e = 2.0$  の場合に爆源から  $4\text{ cm}$  の点に生ずる変位および変位速度の時間的变化状態



第 2.20 図  $D_e = 2.0$  1.1 の場合に爆源から  $1\text{ cm}$  の点に生ずる主応力  $\sigma_r$ ,  $\sigma_\theta$  の時間的变化状態

線で示した。図より明らかなように、 $De = 2.0$  の場合は、 $De = 1.1$  の場合に比べて、 $\sigma_r$  のピークの値は約  $1/2$ 、 $\sigma_\theta$  のピークの値は約  $1/5$  にそれぞれ減少している。また、この  $\sigma_r$  の値から、 $De = 2.0$  の場合の装薬孔内壁に作用する圧力の最大値は  $De = 1.1$  の場合のそれに比べて約  $1/4.5$  に減少しているものと推定できる。さらに、 $De = 2.0$  の場合に、応力が作用している時間は  $De = 1.1$  の場合に比べて  $1.5$  倍と長くなっている。このように、デカップリング係数を大きくした場合に媒質内に生ずる応力については、応力の値が小さくなり、作用する時間が長くなる、ということがいえる。つぎに、 $De = 2.0$  の場合でも、 $\sigma_\theta$  の引張応力の大きさのいかんによっては、爆源から放射状に発達するき裂が生成し、このき裂面上にも放物線状模様が現われるが、 $De = 2.0$  と  $De = 1.1$  のそれぞれの場合に示す応力状態の差違が、き裂生成時にどのような影響を与えるかを検討することにする。



第 2.2.1 図 核の数と装薬孔壁面からの距離との関係



## 2.8 核の分布密度

第2.2.1図は、き裂中に単位面積当りに存在している核の数  $N$  を縦軸にとり、装薬孔壁面からの距離  $r$  を横軸にとって、核の分布密度が距離とともにどのように変化するかを示した図である。図より明らかなように、 $De=1.1$  の場合には、装薬孔壁面近傍では  $N \doteq 6.6 \times 10^2$  個/ $cm^2$  であるが、 $r < 1.0$  cm の範囲では、 $r$  の増加とともに  $N$  は順次増加し、 $r \doteq 1.0$  cm 近傍では  $N \doteq 2.5 \times 10^3$  個/ $cm^2$  の最大値となり、 $r > 1.0$  cm の範囲では  $r$  の増加とともに  $N$  は減少している。しかるに、 $De=2.0$  の場合には、装薬孔壁面近傍では  $N \doteq 5 \times 10^3$  個/ $cm^2$  という大きな値を示し、 $r$  が大きくなるにしたがって  $N$  は順次減少している。一方、装薬孔内壁では、 $De=1.1$  の場合の圧力は  $De=2.0$  の場合の圧力に比較して約 4.5 倍であるにもかかわらず、装薬孔壁面近傍の核の数は、 $De=1.1$  の場合の方が、 $De=2.0$  の場合よりも少なくなっている。これは、すでに述べたように、応力波の伝播にもなう断熱圧縮により材料内の温度が上昇し、延性が増したことなどに起因しているものと思われる。また、 $r > 1$  cm の範囲では、 $r$  が大きくなるにしたがって  $N$  の値が小さくなるという現象については、応力波の伝播とともに波頭応力が減衰するため、材料内に生ずる応力が小さくなり、核になりにくい材料内の欠陥は、核にまで成長せず、核になりやすい欠陥だけが核になるために、 $r$  の増加とともに  $N$  の値が減少すると解釈すれば説明することができる。

## 2.9 結言

本章においては、無限媒質と考えられる媒質内で爆薬を爆轟させた場合に、爆薬の爆轟により媒質内に投射される応力波の伝播にもなって、装薬孔を中心として放射状に生ずるき裂の生成機構を、雷管衝撃によってメタアクリル酸樹脂板に生じたき裂面を、走査型電子顕微鏡および光学顕微鏡で観察した結果を用いて考察した。

その結果、第 2.4 図に示した写真のように、爆破後、き裂が完成した時には一つの大きなき裂であっても、このき裂は爆源側から連続的に生成するのではなく、応力波の伝播にともない、まず多くのき裂の核が生成し、このようなき裂の核から同心円状にそれぞれ別個に生成する小さなき裂が結合し合っ一つ一つの大きなき裂になることを示した。また、き裂上におけるき裂の核の分布状態を調べた結果、今回の実験で得られたき裂の場合には、核の分布密度は最大約  $6 \times 10^3$  個/cm<sup>3</sup> であった。また、この核の分布状態は、爆源からの距離に応じて種々の変化を示し、核の生成には材料内に発生する応力状態が大きな要素として考えられることを示した。さらにまた、核の分布状態および放射線状模様的大小などの関係から、材料内に潜在的に存在する欠陥には、小さな応力状態のもとで核からき裂へと成長する欠陥。および小さな応力状態のもとでは核になり得ない欠陥などがあるであろうということも推論できた。最後に、本章で提示した走査型電子顕微鏡写真は日本電子株式会社の御協力を得て撮影したものである。ここに記して感謝の意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) 伊藤一郎, 佐々宏一: 日本鉱業会誌, 84 卷, 964 号(昭 43) 8 月 1059
- 2) E.M.Pugh: J. Applied Phys., 22, 487, (1951)
- 3) 桜井武尙: 工業火薬協会誌, 19, 181, (昭 33)
- 4) Sh. A. Manbetov, V. N. Mosinets: Soviet Mining science 3, 232, (1965)
- 5) J. C. Jager and N. G. W. Cook: Fundamental of Rock Mechanics, Methuen and CO. L. T. D, London, 1969

## 第 3 章

### 一自由面爆破におけるき裂および クレータの生成機構についての一考察

#### 3.1 緒言

合理的な爆破設計を行なうためには、爆破にともなう媒質の破壊現象を的確にとらえる必要がある。そこで前章では、もっとも基本的な爆破条件の場合、すなわち、無限媒質内で爆薬を爆轟させた場合に、応力波の伝播にともなって爆源から放射状に生ずるき裂の生成機構について検討した。

しかし、実操業では、無限媒質内で爆破を実施することはなく、少なくとも一自由面を有する媒質内で爆破を行なう。したがって、一自由面爆破の際の破壊現象を的確にとらえておくことが必要である。

近年、電子計算機の発達によって、破壊現象を逐次破壊現象としてとらえ破壊の進展にともなう材料内の応力状態の変化が解析されるようになってきた。波動の伝播にともなう材料の破壊に関しても、ラグランジュ座標で表示した運動方程式を差分近似を用いて解くという手法を用いて、爆源近傍の破壊の様相や一自由面爆破の場合の破壊圏の大きさを、破壊を考慮した応力解析結果から推定しようとする研究が行なわれている<sup>1), 2), 3)</sup>。

そこで本章では、この手法を用いて、まず材料の破壊を考慮しない場合について、一自由面爆破の際に媒質内に生ずる応力状態を求め、その結果と、材料内の応力状態が、爆源から媒質内に投射された縦波による応力、すなわち(21)式で表わされる応力と、その縦波が自由面で反射することによって生成する反射縦波と反射横波とによる応力の三つの応力の合成値となるという

考え方に基づいて解析された結果<sup>4), 5)</sup> とを対比して検討し、ついで破壊を考慮した応力解析を行なって、き裂の成長過程を推定し、その推定したき裂の進展状態と実際に実施した小規模の爆破試験によって生成したき裂の様相とを対比するとともに、さらに破断面上に生成するリップルマークの生成機構をシミュレーションの結果を用いて検討した。

### 3.2 動的応力の解析方法<sup>6)</sup>

#### 3.2.1 解析方法の概略

今回採用した動的応力の解析方法は、本章における研究のみならず、第4章、第5章および第8章に述べる研究においても用いるために、本節でこの方法について述べておく。

この解析方法、G. Muechen と S. Sack によって示されている Tensor Code を少し修正したものである。実作業においては、装薬孔はその直径に比較して長い円筒状であることが多いこと、および電子計算機の容量および計算時間の節約などの理由により、平面ひずみ問題として応力解析を行なった。

直交座標  $(x, y, z)$  において、 $x, y, z$  方向の応力をそれぞれ  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  とし、 $x, y, z$  方向の偏差応力を  $S_x, S_y, S_z$  とすると、

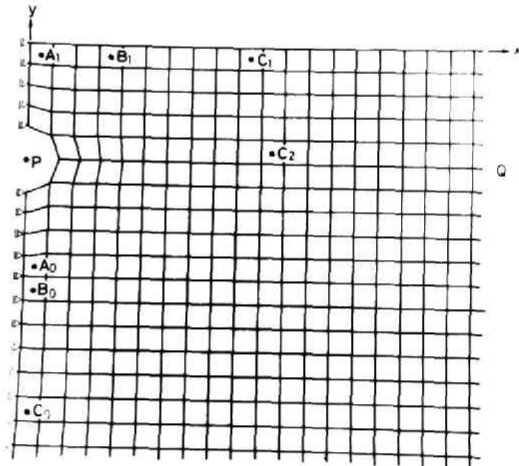
$$\begin{aligned}
 P &= (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) / 3 \\
 S_x &= \sigma_x + P \\
 S_y &= \sigma_y + P \\
 S_z &= \sigma_z + P
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} P \\ S_x \\ S_y \\ S_z \end{aligned}} \right\} (3.1)$$

となる。ただし、 $P$ は圧縮を正とし、 $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$ 、 $\sigma_z$ は引張りを正とする。

いま、変位加速度の $x$ 、 $y$ 方向の成分を  $a_x$ 、 $a_y$  とすると、オイラー座標系における運動方程式はつぎのようになる。

$$\left. \begin{aligned} a_x &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial(P-\sigma_x)}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \\ a_y &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial(P-\sigma_y)}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} \end{aligned} \right\} \dots\dots (3.2)$$

ここに  $\rho$  は密度、 $\tau_{xy}$  はせん断応力である。つぎに、たとえば第3.1図に示すように、ラグランジュ座標  $(k, l)$  を考えると、(3.2)式はラグランジュ座標系で表示でき、つぎのようになる。

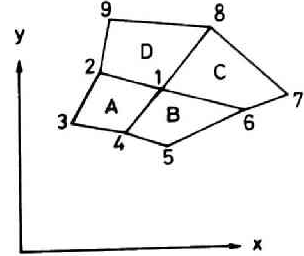


第3.1図 数値解析のための模型

$$\left. \begin{aligned} a_x &= -\frac{1}{\rho J} \left\{ \frac{\partial(P-\sigma_x)}{\partial k} \cdot \frac{\partial y}{\partial l} - \frac{\partial(P-\sigma_x)}{\partial l} \cdot \frac{\partial y}{\partial k} \right\} - \frac{1}{\rho J} \\ &\quad \left\{ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial k} \cdot \frac{\partial x}{\partial l} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial l} \cdot \frac{\partial x}{\partial k} \right\} \\ a_y &= -\frac{1}{\rho J} \left\{ \frac{\partial(P-\sigma_y)}{\partial k} \cdot \frac{\partial x}{\partial l} - \frac{\partial(P-\sigma_y)}{\partial l} \cdot \frac{\partial x}{\partial k} \right\} + \frac{1}{\rho J} \\ &\quad \left\{ \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial k} \cdot \frac{\partial y}{\partial l} - \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial l} \cdot \frac{\partial y}{\partial k} \right\} \end{aligned} \right\} (3.3)$$

ここで、 $J$ は座標変換のヤコビアンである。

第3.2図に示したラグランジュ座標で区切られた四辺形要素A, B, C, D内では、応力一定であるとする。また、点1のx方向の加速度 $a_x$ は、それぞれ線分81, 21, 41, 61の中央の点における加速度 $a_{x_{81}}, a_{x_{21}}, a_{x_{41}}, a_{x_{61}}$ から線分の長さの長短を考慮して求めることができる。



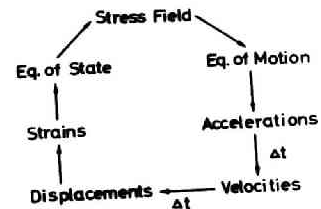
第3.2図 計算方法の概念図

ただし、偏微分項は要素の境界線の中央で定義されるために、 $a_{x_{81}}$ は

$$a_{x_{81}} = -\frac{1}{\rho J} \left\{ \frac{\partial(P-S_x)}{\partial k} \cdot \frac{\partial y}{\partial l} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial k} \right\} \quad (3.4)$$

となり、 $a_{x_{81}}$ を求めるときは、 $\frac{\partial(P-S_x)}{\partial l} \cdot \frac{\partial y}{\partial k} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial l} \cdot \frac{\partial x}{\partial k}$ の項はなくなる。

ある時間( $t=t_0$ )に媒質内に応力場が存在していると、(3.3)式などを用いてラグランジュ座標の節点の加速度を、その節点を囲む四つの四辺形要素の応力から求め、 $\Delta t$ なる微小な時間間隔で2回積分することにより、 $t=t_0+\Delta t$ 時間における各節点の変位を求め、ついでラグランジュ座標で囲まれている要素内のひずみを、それを取り囲んでいる四つの節点の変位より求め、そのひずみに材料の状態方程式を適用して、 $t=t_0+\Delta t$ 時間に対応する材料内の応力状態を算出するというように、第3.3図に示したループを材料内の各点について $\Delta t$ なる時間間隔でまわすことによって、応力波の伝播にもなり動的応力を計算できる。



第3.3図 動的応力解析方法説明図

### 3.2.2 破壊を計算に導入する方法

爆轟衝撃に起因する応力波の伝播にも

なり材料の破壊の形態としては、降伏またはせん断破壊，および引張破壊が存在し、降伏またはせん断破壊圏は爆源のごく近傍に発生し、その外側に引張破壊圏が発生する<sup>7)</sup>。しかし、破壊圏の外周は引張破壊によって規定されること、および引張破壊によって生ずるき裂を制御することが本研究の大きな課題の一つであることを考慮して、本研究においては、引張破壊に注目して応力解析を行ない、降伏、せん断破壊は考慮しなかった。

材料の引張破壊を応力解析に導入する方法としては種々の方法が考えられるが、今回は、とりあえず四辺形要素内の最大主応力 $\sigma_1$ が引張強度 $S_t$ に達した瞬間( $t = t_c$ )にその要素内の最大主応力の作用する面内の一点にき裂が生成し、それが有限の速さで進展するとみなすことにした。すなわち、引張き裂が生成すればその瞬間に、き裂面に作用していた引張応力は零となるであろう。しかし、き裂先端の進行速度の大きさは有限であるために、四辺形要素をき裂が横切るためには数 $\mu S$ の時間が必要となる。さらに、き裂の影響が四辺形要素全体に現われるためにもわずかの時間が必要であると考えることができる。そこで、この応力解析では、これらのことを考慮して、 $t = t_c$ に最大主応力が作用していた面に生じていた引張の直応力がその後直線的に減少し、 $t = t_c + 5 \mu S$ で零となるようにした。すなわち、 $t = t_c$ で $\sigma_1 \geq S_t$ となった要素の応力値を、まず $\sigma_1' = 0.9 S_t$ とし、最小主応力 $\sigma_2$ の値を、改めて $\sigma_2' = \sigma_2 + \{-\lambda(\sigma_1 - 0.9 S_t) / (\lambda + 2\mu)\}$ として次の時間サイクルの応力計算を実施し、 $t = t_c + \Delta t$ では、 $t = t_c$ で最大主応力が作用していた面に生ずる直応力 $\sigma_{1n}'$ を、改めて $\sigma_{1n}' = 0.8 S_t$ とし、これと直交する直応力 $\sigma_{2n}$ を、改めて $\sigma_{2n}' = \sigma_{2n} + \{-\lambda(\sigma_{1n} - 0.8 S_t) / (\lambda + 2\mu)\}$ とするというように、徐々に $\sigma_{1n}$ の値を低下させ、 $t = t_c + 9 \Delta t$ ではその面に生ずる $\sigma_{1n}$ の値は零となるようにした。そして $t \geq t_c + 10 \Delta t$ の時間で $\sigma_{1n}$ の値が正の場合には、改めて $\sigma_{1n}' = 0$ とし、 $\sigma_{2n}$ の値を改めて $\sigma_{2n}' = \sigma_{2n} + \{-\lambda \sigma_{1n} / (\lambda + 2\mu)\}$ とし、 $\sigma_{1n}$ の値が負の場合には、そのままの値にしておくこととした。ここで、 $\sigma_1'$

$\sigma_2'$ ,  $\sigma_{1n}'$ ,  $\sigma_{3n}'$  は補正された応力である。したがって,  $t \geq t_c + 1.0 \Delta t$  すなわち, 破壊を考慮した場合は  $\Delta t = 0.5 \mu s$  であるため,  $t \geq t_c + 5 \mu s$  の時間では,  $t = t_c$  で最大主応力が作用していた面には引張りの直応力は生じないことになる。以上のようにして, 破壊現象を計算に導入することによって破壊を考慮した応力計算を行なった。なお、破壊した要素の弾性定数は、破壊しない場合の定数と同じ値を用いた。

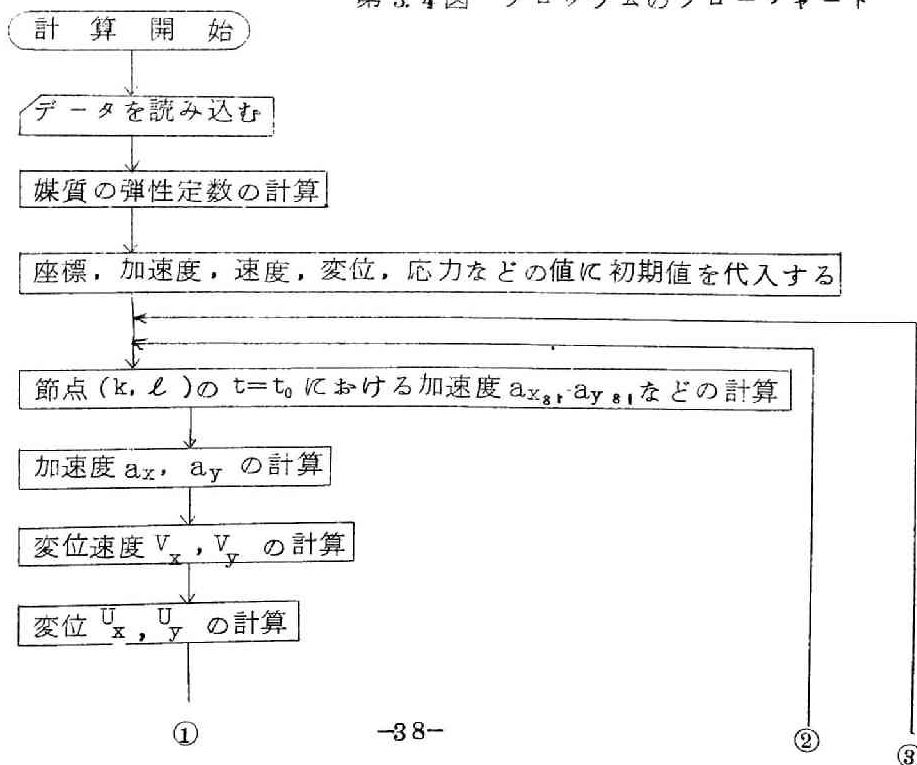
### 3.2.3. プログラムのフローチャート

この解析方法で媒質内の動的応力状態を解析するために用いた電子計算機は、京都大学大型計算機センターの FACOM230-60 である。

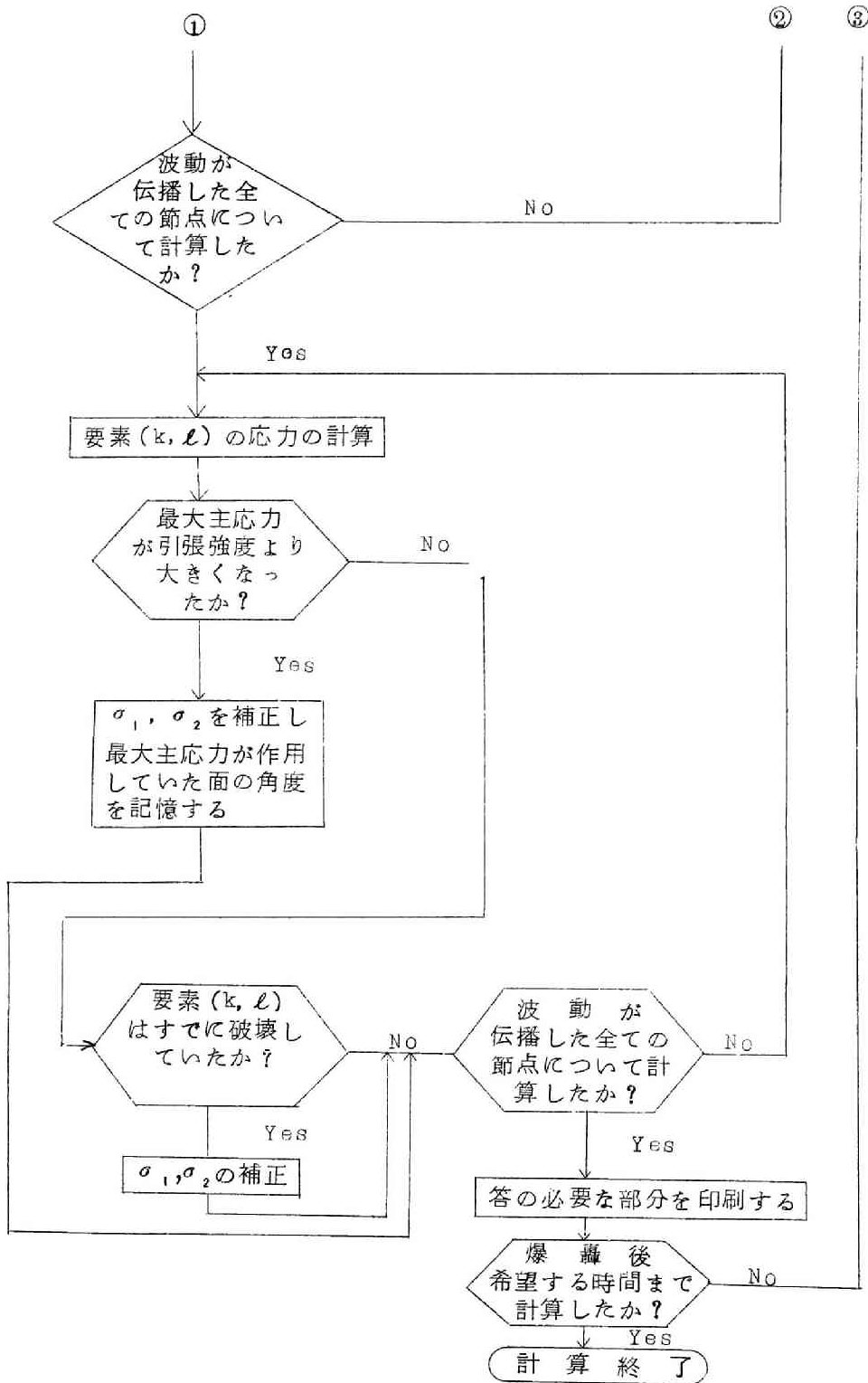
FORTRAN 言語による今回のプログラムは、ほぼ 500 語の命令語からなるものであるが、以下にその概要を簡単に示す。

このプログラムは、第 3.4 図にも示したように、まず、時間  $t$  に関する一

第 3.4 図 プログラムのフローチャート







つの大きなループと、その中に変位加速度、変位速度、変位と応力とを計算するラグランジュ座標( $k, l$ )に関する二つの小さなループとから成り立っている。まず、装薬孔内壁に圧力が作用するまでは、媒質が運動もせず、また媒質内には応力も生じていないとするならば、変位加速度、変位速度、変位および応力などの値はすべて零となる。爆薬の爆轟後  $t = \Delta t$  の時間では、装薬孔とみなした要素に隣接した要素と、これらの要素の境界となる節点とに変化が生ずる。爆源から離れた他の要素や節点の部分には、波動はまだ到達していないから、計算をしても変位加速度などの値はすべて零となるので、実際に計算をする節点や要素は、波動が到達した範囲内にある節点や要素が対象になる。したがって、 $t = \Delta t$  の時間に波動が到達している部分にある節点の変位加速度を求め、つぎに、これらの節点の変位状態から要素内の応力を求め、最大主応力が媒質の引張強度より大きくなったかどうかを調べ、もし破壊していなかったなら、得られた結果をそのまま印刷し、つぎの  $t = 2 \cdot \Delta t$  の時間における変位加速度などを求めるために、時間に関する大きなループをまわる。したがって、一度時間に関する大きなループをまわると、すべての要素の応力の値が求まることになる。そして、爆薬の爆轟後の時間  $t$  が希望する時間になるまでループはまわり続ける。

なお、カードリーダーで読み込んだ人間に理解できる FORTRAN 言語を、電子計算機が理解できるような機械語に変換するのに必要な、いわゆるコンパイルタイムは約 17.2 秒であり、計算機の中で印刷形式などを指定したりするところの編集に必要な、いわゆるエディットタイムは約 6.3 秒である。

また、実際に計算を実行して最終的な解を得るまでの計算時間は、当然解析しようとする模型の大きさと、 $\Delta t$  の大きさによって大きく異なるが、時間に関する大きなループを一回まわって一つの要素内の応力を求めるのに必要な計算時間の平均値は、約 4.4 ms である。

### 3.3 破壊を考慮しない場合の応力状態

#### 3.3.1 数値解析に用いた条件

前節で述べた方法を用いて、一自由面爆破の際に媒質内に生ずる応力状態を解析するために、媒質をラグランジュ座標  $(k, l)$  で第 3.1 図に示すように分割した。問題の対称性を利用して、媒質の  $1/2$  の部分のみについて平面ひずみ問題として解析を行なった。したがって、応力解析は、円柱状の長装薬を用いたベンチカット爆破の場合とほぼ同じ条件で行なったことになる。想定した模型は、アクリル酸樹脂板を 1 号電気雷管を用いて衝撃した場合に生成するき裂の様相と計算結果とを対比して検討するために、第 3.1 図に示した点 P を中心とする内圧が作用する円柱孔の半径を  $0.60\text{ cm}$ 、点 P から自由面までの距離、すなわち、最小抵抗線の長さ  $(W)$  を  $2\text{ cm}$ 、正方形の部分の四辺形要素の一边の長さを  $0.42\text{ cm}$  とした。模型の大きさはよこ×たてが約  $4.0\text{ cm} \times 2.5\text{ cm}$  であるので、今回の場合は、爆破によってクレータが生成してしまいうまで、自由面以外の端面からの反射波によって媒質内の応力状態が影響されることはない。四辺形要素数は約 6000、破壊を考慮しない場合の時間間隔  $\Delta t$  は  $1\ \mu\text{s}$  であって、80 回繰り返して  $t = 80\ \mu\text{s}$  まで計算するのに必要な計算時間は約 770 秒である。上記のように、き裂の成長過程をシミュレートするために、模型の弾性定数はメタアクリル酸樹脂板の値を用いた。前章でも述べたように、縦波の伝播速度は  $3.0 \times 10^3\ \text{m/s}$ 、横波の伝播速度は  $1.22 \times 10^3\ \text{m/s}$ 、密度は  $1.2\ \text{g/cm}^3$  である。また、引張強度は  $7.5 \times 10^2 \sim 1.0 \times 10^3\ \text{kgf/cm}^2$  であるので、今回は  $9.0 \times 10^2\ \text{cm}$  という値を採用した。

円柱孔 P の内壁には、(3.5) 式で示されるパルス的な変化をする圧力を作用させた。

$$P(t) = P_0 N (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

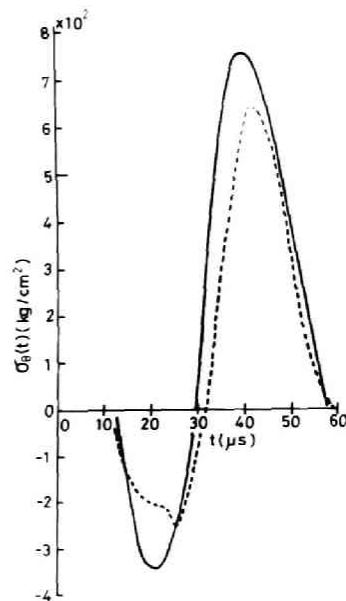
ただし、 $P_0$  は圧力最高値、 $N$  は定数、 $\alpha$ 、 $\beta$  は圧力波形を定める定数、

$t$  は時間である。なお、 $P_0$ 、 $\alpha$ 、 $\beta$  の値は爆源から  $4\text{ cm}$  の位置における応力状態が、1号電気雷管を用いて試料を衝撃した場合に発生した粒子の変位速度などの実測結果を(2.1)式に適用して算出した応力状態とほぼ同一となるように定めた。

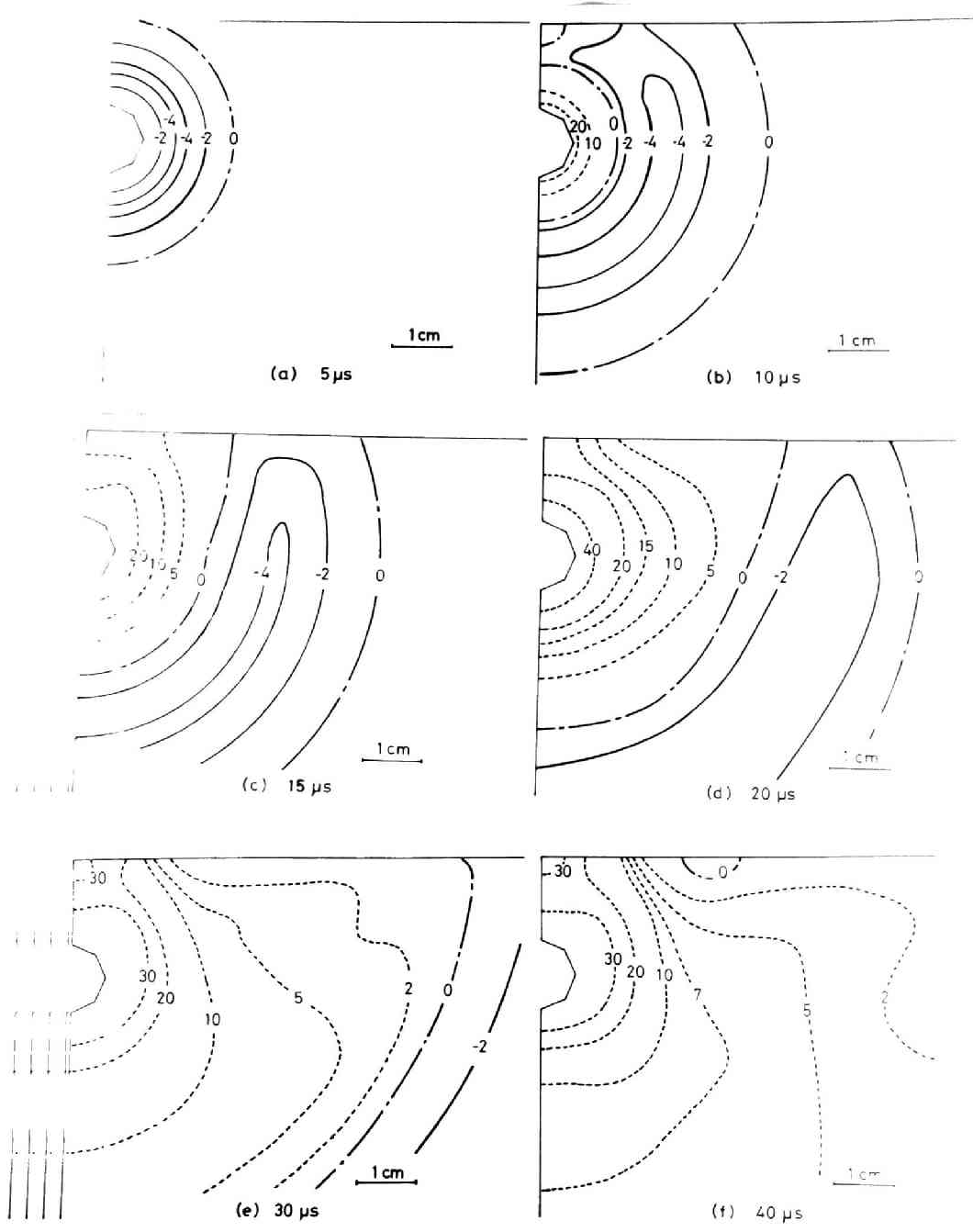
### 3.3.2 応力解析結果

まず、自由面が存在しないと仮定した場合に、爆源から  $4\text{ cm}$  の距離の点に生ずる接線方向の主応力  $\sigma_\theta$  の時間的变化状態を示したのが第3.5図である。第3.5図には、比較のために、厚さ  $1.8\text{ cm}$  のアクリル酸樹脂板に設けられた直径  $0.7\text{ cm}$  の装薬孔内で1号電気雷管を爆轟させた場合に材料内に生ずる応力状態を、材料粒子の変位速度などの実測結果を(2.1)式に適用することにより算出した結果を点線で示しておいた。第3.5図に示した  $\sigma_\theta$  の時間的变化状態は、両者ともほぼ同一である。ただし、今回の解析では、媒質を完全弾性体として解析を行なったために、応力波の伝播にもなり  $\sigma_\theta$  の最高値の減衰指数が  $0.98$  であり、(2.1)式より算出した現実に近い  $\sigma_\theta$  の減衰指数が  $1.42$  であって、両者は少し異なる。

つぎに、このような応力波が爆源から投射された場合に、自由面が存在する媒質内ではどのような応力状態になるかを、等最大主応力線を用いて各時間ごとに示したのが第3.6図であって、引張応力は点線で、圧縮応力は実線で示してある。第3.6図(a)に示すように、 $t = 5\ \mu\text{s}$  では、応力波の波頭がちょ



第3.5図 爆源から  $4\text{ cm}$  の点に生ずる  $\sigma_\theta$  の時間的变化状態

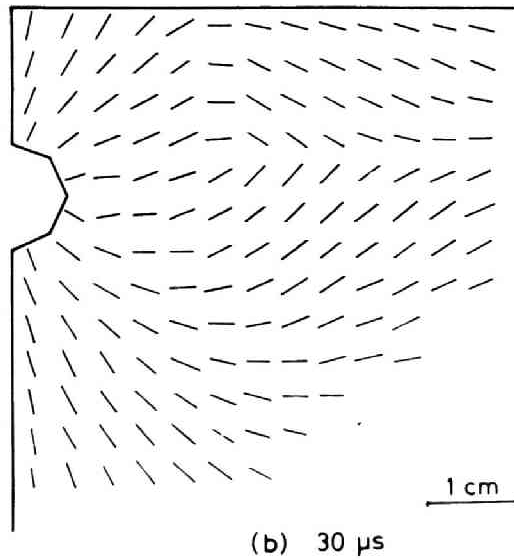
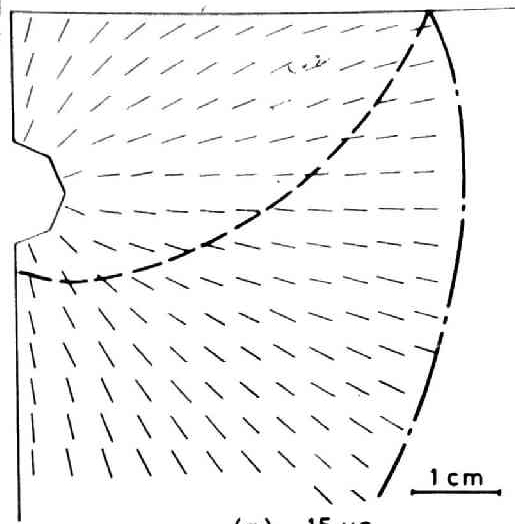


第 3.6 図 等最大主応力線図 ( 数字 :  $\times 10^2 \frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$  )

うど自由面に達したところであって、応力分布にはまだ自由面の影響は現われておらず、等最大主応力線は同心円状で、かつ波動の影響を受けているすべての部分で圧縮応力である。したがって、この部分のすべての点では、三つの主応力とも圧縮応力であることになる。 $t = 10 \mu s$  になると、装薬孔周辺に引張応力が生じ始め、最小抵抗線近傍の応力状態は、自由面からの反射波によって大きく乱れ始める。その結果、最小抵抗線と自由面との交点近傍にも、小さな値ではあるが引張応力が生じ始める。 $t = 15 \mu s$  では、装薬孔周辺および自由面近傍で応力が引張応力となる範囲が急速に広がっている。いま、引張応力として  $1 \times 10^3$  あるいは  $2 \times 10^3$  を示す等最大主応力線についてしてみると、最小抵抗線から少し離れた点ではこの等最大主応力線が自由面により近くまでのびている。このことは興味あることであって、自由面で反射した応力波と装薬孔から投射された応力波との干渉によって、このような状態が生じたものと考えられる。なお、このような傾向はさきに実施された応力解析結果<sup>8)</sup>でも認められている。 $t = 20 \mu s$  では、最小抵抗線と自由面との交点近傍に引張応力の集中がみられ、また、自由面上では  $x < 2w$  の広い範囲で引張応力となっているが、 $w < x < 2w$  では引張応力の値は小さく、自由面から応力が解放されやすいことを示している。したがって、 $x > w$  の範囲では、自由面上よりはむしろ自由面から離れた第 3.1 図に示した P Q 線上の近傍で引張応力が大きくなっている。 $t = 30 \mu s$  では、 $t = 20 \mu s$  で認められた傾向がさらに強まっている。 $t = 40 \mu s$  となると、自由面上の  $x \approx 1.5w$  近傍で小さな絶対値ではあるが圧縮応力が現われてくる。これ以後は、波動のピークは爆源から離れて行き、媒質内の応力の絶対値は小さくなっていく。

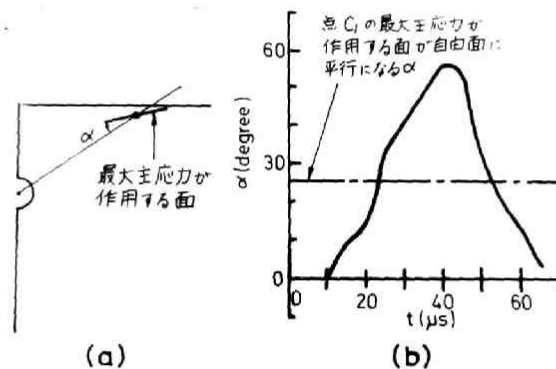
第 3.7 図(a), (b)は、それぞれ  $t = 15 \mu s$  および  $t = 30 \mu s$  における最大主応力が作用する面の方向を示した図であって、もし引張破壊によるき裂が生ずるとすれば、この面に沿って生ずるものと考えることができる。

第 3.7 図(a)において、一点鎖線で示した曲線は、この時点での波頭の位置を



第 3.7 図 最大主応力が作用する面の方向

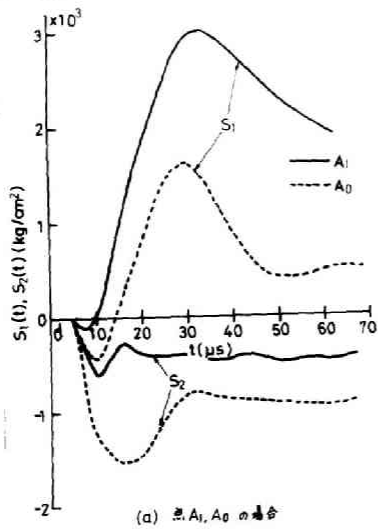
示したものであって、自由面と破線で囲まれた部分は自由面からの反射波の影響を受けている部分、破線と一点鎖線で囲まれた部分は、まだ反射波の影響を受けていない部分である。したがって、破線と一点鎖線で囲まれた部分では、最大主応力の作用する面の方向は装薬孔の半径方向と一致している。第3.7図(b)に示した  $t = 30 \mu\text{s}$  となると、図に示した部分はすべて反射波の影響を受けており、この時点になれば、最小抵抗線よりかなり離れた自由面近傍の各点での最大主応力の作用する面の方向に特異性がみられるようになる。第3.8図は、第3.1図に示した点C<sub>1</sub>に生ずる最大主応力について、それが作用する面の方向が時間とともにどのように変化するかを示した図である。すなわち、第3.8図(a)に示したように、一自由面爆破の際に生ずる最大主応力が作用する面が、自由面が存在しないと仮定した場合に最大主応力が作用する面から変化する角度を  $\alpha$  度とし、第3.8図(b)では、この  $\alpha$  の値を



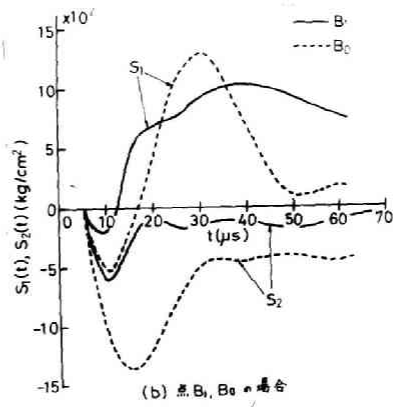
第3.8図 第3.1図の点C<sub>1</sub>に生ずる最大主応力が作用する面の方向の時間的変化状態

縦軸にとり、時間を横軸にとって図示した。したがって、反射波の影響が現われるまでは  $\alpha = 0$  の値となるはずであるが、点C<sub>1</sub>は自由面に一番近い要素の一つであるため、波頭が到達する時間 ( $t \doteq 12 \mu\text{s}$ ) と同時に反射波

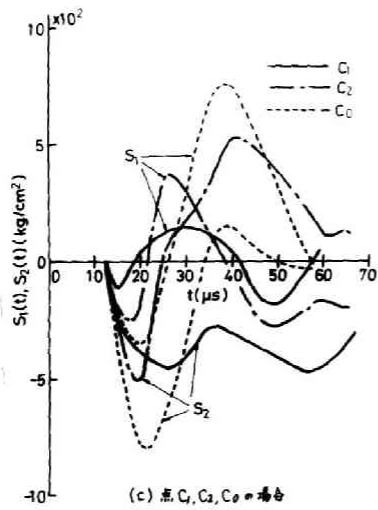




(a) 点  $A_1, A_0$  の場合



(b) 点  $B_1, B_0$  の場合



(c) 点  $C_1, C_2, C_0$  の場合

第 3.9 図 主応力  $S_1, S_2$  の時間的変化状態

の影響が現われている。波動がこの点に到達すると、同時に $\alpha$ は正の値をとるようになり、 $t = 23 \mu s$ で $\alpha = 25.4^\circ$ となる。これは、この時間で、最大主応力が作用する面が自由面と平行になることを意味している。これ以後、 $\alpha$ の値はさらに大きくなり、波動がさらに伝播すると、再びこの面は自由面と平行となり、波動が点 $C_1$ を通過してしまふころには、 $\alpha$ の値は再び零となる。

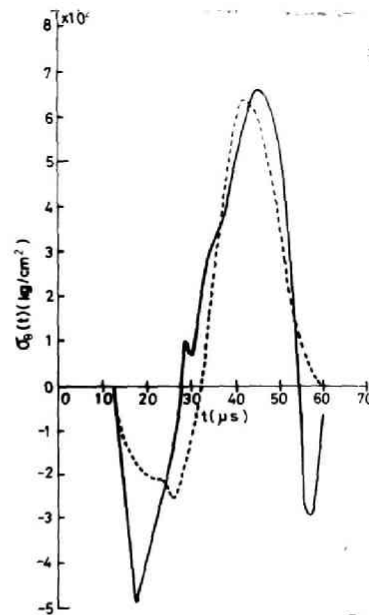
第 3.9 図(a), (b), (c)は、それぞれ自由面の影響を著しく受けると考えられる第 3.1 図に示した点 $A_1$ 、点 $B_1$ および点 $C_1$ 、 $C_2$ における主応力の時間的変化状態を示した図であるが、さらにこれらの図には比較のために、自由面の影響が少ないと考えられる点 $A_0$ 、 $B_0$ 、 $C_0$ における主応力の時間的変化状態をも示しておいた。なお、点 $A_0$ と点 $A_1$ 、点 $B_0$ と点 $B_1$ 、点 $C_0$ と点 $C_1$ 、 $C_2$ はいずれも爆源から等距離に選んだ点である。これらの図において、主として引張応力として作用する主応力を $S_1$ 、主として圧縮応力として作用する主応力を $S_2$ とする。第 3.9 図(a)より、点 $A_1$ に生ずる $S_1$ の最大値は点 $A_0$ に生ずる $S_1$ の最大値の約 2 倍となっていることがわかる。また、第 3.9 図(b)より、点 $B_1$ に生ずる $S_1$ の最大値は、点 $B_0$ に生ずるそれより小さいが、引張応力として作用する時間は点 $B_1$ の方が点 $B_0$ よりも長いことがわかる。第 3.9 図(c)より、点 $C_1$ に生ずる $S_1$ は、点 $C_0$ に生ずる $S_1$ に比べて早い時間で引張応力となるが、 $S_1$ の引張応力の最大値は小さく、またすぐ圧縮応力となり、振動性を帯びてくる。このことは、点 $C_1$ 近傍では引張破壊が発生しにくい傾向を示すものと考えられる。また、全体として、自由面近傍の点に生ずる $S_2$ の最大値は、自由面から離れた点に生ずる $S_2$ の最大値よりも小さい。以上の結果と第 3.6 図および第 3.7 図に示した結果とを合わせ考えれば、自由面近傍において、最小抵抗線の近くでは引張主応力は大きな値を示すが、 $X > W$ の範囲では引張主応力は小さくなり、引張破壊は発生しにくくなるものと思われる。以上に、一自由面爆破の場合に材料内に発生する動的応力状態を差分近似を用いて解析した結果を示したが、これらの結果はすべて、材料内の動的応力状態は爆源から投射された縦

波に(2.1)式を適用して求まる応力状態と、その縦波が自由面で反射して生成する反射縦波および反射横波による応力状態との合成値であると考えて求められた応力解析結果<sup>9)</sup>とよく一致している。そこで、つぎに材料の破壊を考慮した応力解析を実施して、き裂の成長状況について検討することにした。

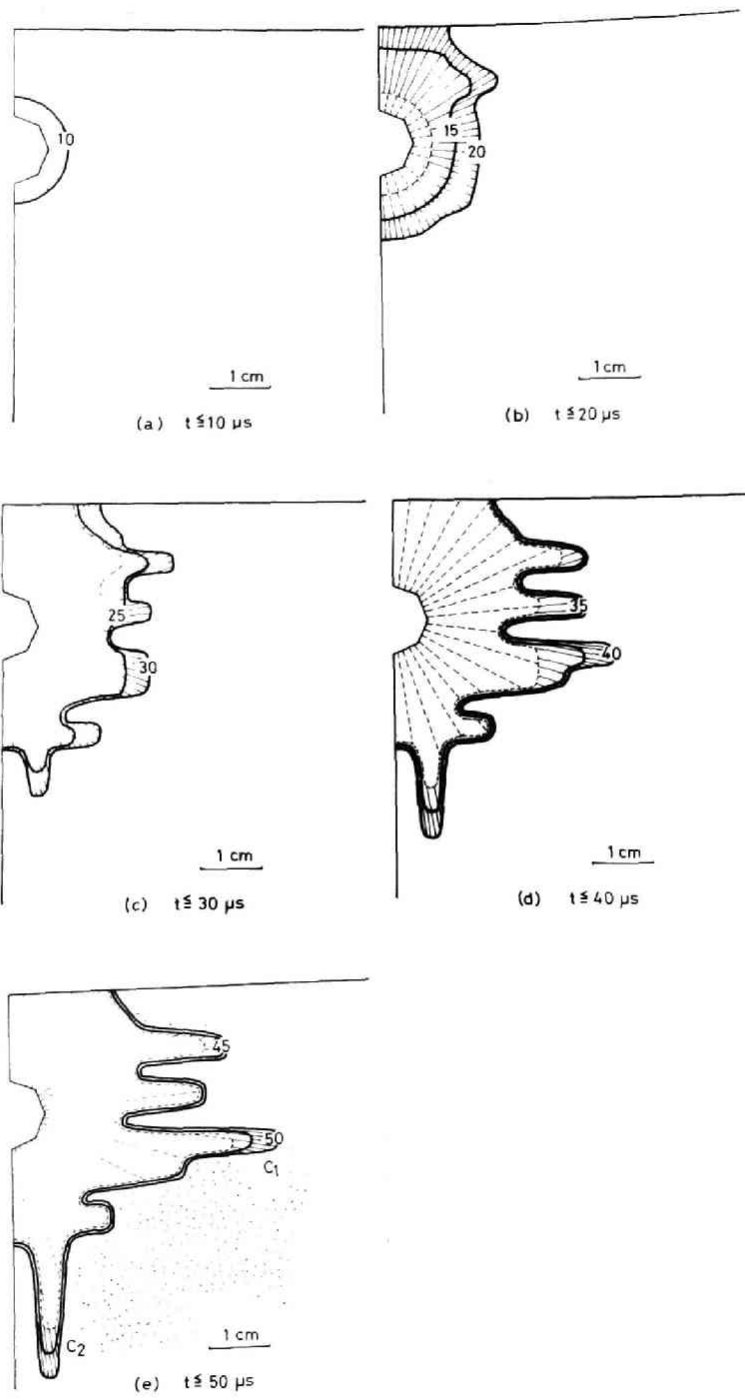
### 3.4 き裂の成長過程のシミュレーション

まず、第3.10図に実線で示した曲線は、引張破壊を発生させつつ伝播してきた応力波によって、第3.1図に $\sigma_0$ で示した爆源から4cm離れた点において接線方向に作用する主応力の時間的な変化状態を示したものであり、比較のために、試料を1号雷管で衝撃した場合に得られた変位速度などの実測結果を、(2.1)式に適用して求めた結果を点線で示しておいた。このように、

試料を1号雷管で衝撃した場合に得られた変位速度などの実測結果を用いて算出した応力状態と、実測結果を用いずに、上記の解析方法を用いて算出した応力状態とがほぼ一致するということは、今回実施した応力解析によって、実際に爆破を行なった場合に材料内に発生する応力状態が的確に解析されているということを示しており、以後に説明する破壊のシミュレーションの結果についても、その妥当性を裏づけているものと考えられる。



第3.10図 爆源から4cmの点に生ずる $\sigma_{\theta}$ の時間的な変化状態(引張破壊圈を通過してきた場合)

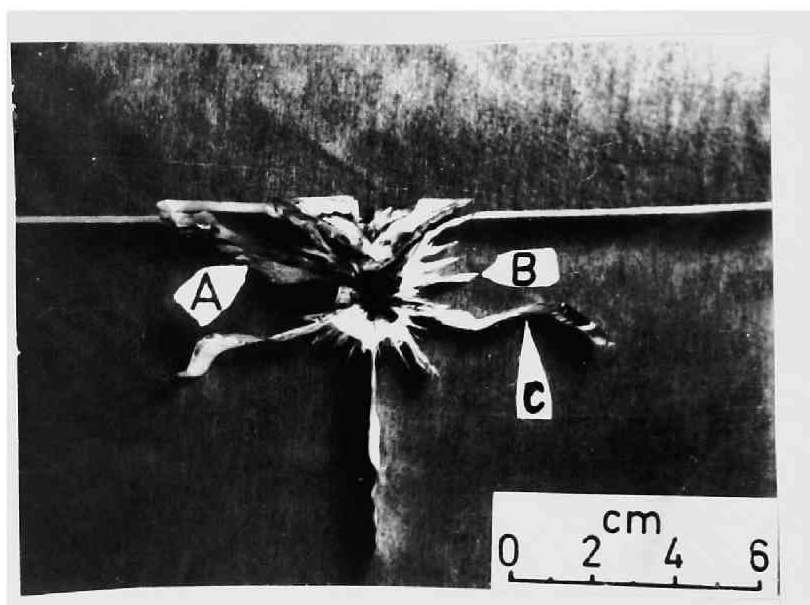


第 3.1.1 図 き裂の成長過程のシミュレーション

第3.1.1図は、装薬孔壁面から成長する半径方向のき裂の先端（要素内の主応力が仮定した引張強度に達したとき、その要素にき裂の先端が到達したと考える）が、爆轟後ある時間でどこまで進展するかを示した図であって、たとえば、第3.1.1図(b)には、 $t = 15 \mu s$  および  $t = 20 \mu s$  の場合のき裂の先端の位置が実線で示してあって、破線は(a)における  $t = 10 \mu s$  の場合のそれである。図より明らかなように、 $t = 10 \mu s$  では、爆源から放射状に生成するき裂の先端は、爆源からの距離  $r$  が  $1 \text{ cm}$  のところまで成長している。 $t = 15 \mu s$  では、自由面の影響によって自由面に近い方のき裂の進展は他の方向のそれよりも卓越し、 $t = 20 \mu s$  では、自由面方向に進行したき裂は自由面に達しているが、他の方向へのき裂の先端はまだ  $r = 1.6 \text{ cm}$  の位置にしか達していない。 $t = 25 \mu s$  で注目すべき点は、自由面近傍の  $x < w$  の範囲の破壊がほぼ終了してしまっていると同時に、き裂の先端を結ぶ曲線がこの時間までは比較的滑らかな曲線であったのが、凹凸のある曲線になってきたことである。すなわち、 $t < 25 \mu s$  では、自由面近傍を除いたすべての方向でほとんど同じ程度にき裂が成長してきたが、 $t = 25 \mu s$  頃から、そのまま成長するき裂と、成長の程度が遅くなるき裂とに分れるようになる。なお、 $t = 25 \mu s$  でのき裂先端は  $r \doteq 2 \text{ cm}$  の位置にある。 $t = 30 \mu s$  ではき裂先端を結ぶ曲線の凹凸の傾向はさらに強くなり、これ以後にき裂が成長する方向が暗示されるようになる。そして  $t \geq 30 \mu s$  では、第3.1図に示したPQ方向および最小抵抗線と逆のPQ<sub>0</sub>方向の三つの方向へき裂は成長するようになるが、第3.1.1図(e)に点点で示した部分にはき裂は生成しない。今回は、き裂内へのガスの進入を考慮しなかったが、このガス圧の作用を考慮すれば、PQ方向およびPQ<sub>0</sub>方向に生成したき裂はさらに成長するであろうし、ガスの進入する程度やガスがどのき裂に進入するかによっては、PQ方向に成長したき裂はさらに自由面方向に向って成長する場合も生じ、大きなクレータを形成することもあるであろう。なお、PQ<sub>0</sub>方向に成長したき裂は、本来ならば対称軸上に生成するべきものと考えられるが、今

回の計算に用いた要素分割が粗いためと、装薬孔が八角形をしているために、すこし対称軸から離れて生成したものである。

第 3.1 2 図は、数値解析を行なった条件とほぼ同じと考えられる条件で、アクリル酸樹脂板を用いて行なった実験により得られたき裂の様相を示した写真である。第 3.1 1 図および第 3.1 2 図を比較することによって、数値解



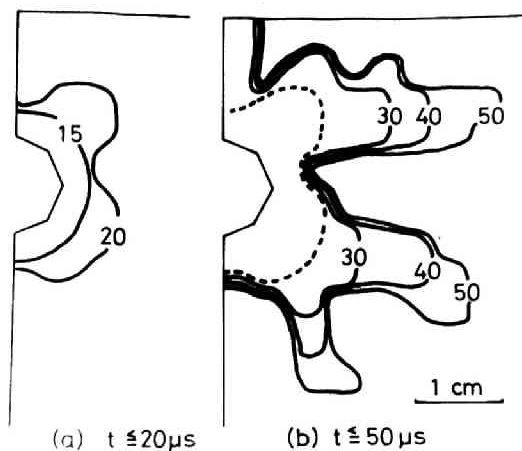
第 3.1 2 図 一自由面爆破によって生成したき裂の様相

析によるシミュレーションで推定したき裂の様相と、実験によって生成したき裂の様相とは、第 3.1 2 図に A で示した自由面に達しているき裂を除けば、かなりよく一致していることがわかる。

いま、装薬孔壁面から幾何学的にはほぼ同じ位置から生成した A で示したき裂と B で示したき裂とを比較してみると、A で示したき裂のみが、最小抵抗線を対称軸とした場合に、B で示したき裂とは非対称に大きく成長しているのがわかる。A で示したき裂は、第 3.1 1 図のシミュレーションの結果と

比べてみても、応力波の伝播だけでは生成しないものと思われる。さらに、第 3.1.2 図に示したき裂の破断面をよくみると、B で示したき裂の破断面においては、装薬孔壁面から 1.2 cm の位置まで黒く着色していて、この位置までガスが進入していることがわかる。一方、A で示したき裂の破断面においては、装薬孔壁面から 3.2 cm の位置まで黒く着色していて、B で示したき裂に比較して爆源から非常に離れた位置にまでガスが進入しているのが観察される。また、PQ 方向および P<sub>0</sub> 方向に大きく成長したき裂の破断面は、いずれも 1.5 cm の位置まで黒く着色されている。このように、A で示したき裂は、他のき裂より、より多くのガスがき裂先端まで進入したために自由面にまで達したものと思われる。また逆に、A で示したき裂の方に多くのガスが流れ込んだため、他のき裂が生成した部分にはガス圧の作用が少なく、応力波の伝播によって生じたき裂のみが顕著となり、シミュレーションの結果とよく一致することになったとも考えられる。いずれにしても、巨視的にみれば、実験の結果とシミュレーションの結果とはかなりよく一致しているといえることができる。

第 3.1.2 図より明らかなように、爆源近くでは放射状に生成したき裂の数は多く、爆源から離れるにしたがってき裂の数は少なくなっていくことがわかる。このことは、第 3.1.1 図に示した解析結果でも明瞭に示されており、き裂の数が少なくなっていく程度は、 $r \div 2$  cm 頃から顕著となっている。爆源から離れるにしたがってき裂の数が少なくなる大きな要因の一つに、破壊をともなって伝播する波動の伝播距離が長くなるにつれて波長が順次長くなることがあげられる。波長が長いと、き裂の数が少なくなる理由については第 6 章で述べるので、ここでは、圧力波形を変化させて、第 3.1 図に C<sub>0</sub> で示した点に生ずる応力波の波長が、第 3.1.0 図で示した波長の約 2 倍になるようにして、破壊を考慮して応力解析を行なった結果を示しておく。その結果を示したのが第 3.1.3 図であるが、第 3.1.3 図(a)より明らかなように、圧力の立ち上り時間が遅いため、壁面近傍に生ずる接線方向の主応力の立ち上り



第 3.1.3 図 応力波長が実際の場合の 2 倍の長さで仮定した場合のき裂のシミュレーション

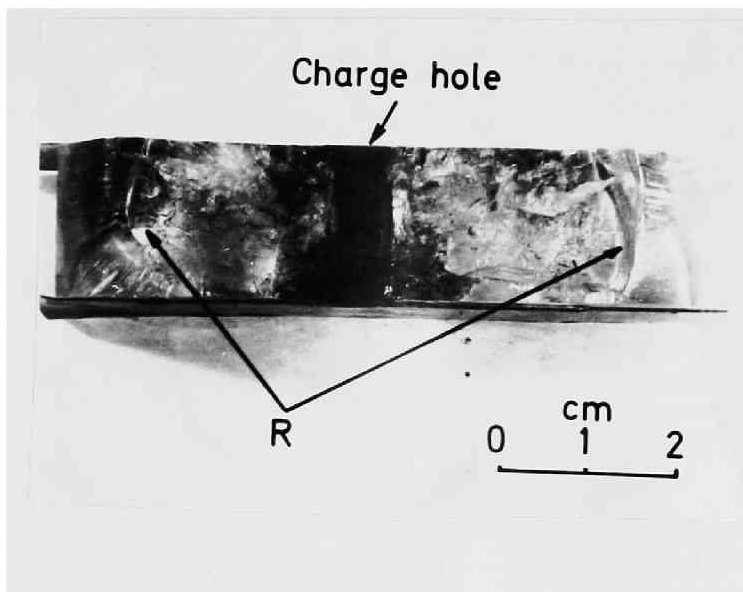
時間も遅くなり、き裂の先端が  $r \approx 1\text{cm}$  まで進行するのは  $t = 15\mu\text{s}$  の時であって、第 3.1.1 図にその結果を示した場合に比べて  $5\mu\text{s}$  も遅くなっている。それにもかかわらず、 $t = 20\mu\text{s}$  では、き裂の先端を結ぶ曲線にはすでに凹凸が現われ始めており、き裂先端の進行に方向性が生じている。そして、第 3.1.3 図(b)に示した  $t \leq 50\mu\text{s}$  では、その方向性がさらに顕著になることがわかる。このように、圧力の立ち上り時間が遅く、材料内に生ずる応力波の波長が長くなると、爆源近傍でも放射状に生ずるき裂の数は少なくなることをわかる。

### 3.5 破断面上に現われるリップルマークについて

第 3.1.2 図に示した破壊の様相の写真より、爆源近傍に生ずる数多くのき裂は巨視的にみればほぼ直線的に成長しているが、爆源から離れた部分にまで大きく成長した数本のき裂は、曲りながら成長しているのがわかる。さらに、き裂の先端に近くなるほど曲がる回数が増えるようであるが、大きな数本のき裂のいずれにしても、爆源から  $r \approx 2.5\text{cm}$  程度まではほぼ直線的に



成長しており、 $r \doteq 2.5 \text{ cm}$ の近傍で第1回目の曲折があるのがわかる。そこで、例として第3.12図にCで示したき裂をとり出し、その破断面を観察してみると、第3.14図にRで示したように $r \doteq 2.5 \text{ cm}$ の近傍に波打ったような模様がみられる。この模様がリップルマークと呼ばれていることはよく知られており、その生成機構についても一、二の考察がすでに発表されている。<sup>10)11)</sup>



第3.14図 破断面Cの写真

ここでは、前節に述べたき裂の成長過程のシミュレーションの結果から、リップルマークの生成機構を検討してみよう。第3.11図(e)に $C_1$ 、 $C_2$ で示したき裂において、 $C_1$ では $t \leq 30 \mu\text{s}$ の範囲、 $C_2$ では $t \leq 20 \mu\text{s}$ の範囲では、き裂は同じ程度の速度で成長し、その時のき裂の先端は $C_1$ では $r \doteq 2.4 \text{ cm}$ 、 $C_2$ では $r \doteq 1.6 \text{ cm}$ まで達している。ところが、 $C_1$ では $t$ が $30 \mu\text{s} \sim 35 \mu\text{s}$ 、 $C_2$ では $t$ が $20 \mu\text{s} \sim 25 \mu\text{s}$ の間でき裂はそれまでの2倍の速度で成長しており、それ以後はまたもとと同じ速度にもどっている。このように、 $r = 2$

～3 cmの附近でき裂が成長する速度は速くなっているが、この位置は第3.1.3図にRで示したリップルマークの位置と一致している。このことから、き裂の先端が成長する速度が急激に大きくなると、その点にリップルマークが生成するのではないかと思われる。また、成長が停止していたき裂に再び外力を加え、そのき裂を成長させた時、古いき裂と新しく生成したき裂の境界にリップルマークが生成することは、実験的にも容易に証明できることである<sup>12)</sup>。以上のことから、き裂の先端が成長する速度が停止しているか、またはある速度で成長している状態から、さらに大きな速度でき裂が成長する状態に移行するとその点にリップルマークが生成するものと思われる。

### 3.6 結言

本章においては、一自由面を有する媒質内で爆薬を爆轟させた場合に、媒質内に生ずる応力状態と破壊との関係について検討した。

まず、ラグランジュ座標系で表示した運動方程式を差分近似を用いて解くことにより、波動による動的応力を解析するという方法を用いて、一自由面を有するアクリル酸樹脂を爆破した際の応力状態を解析した。その結果、ここで取り扱ったような波長の長い応力波の場合には、自由面近傍における応力状態の特徴の一つとして、最小抵抗線近傍に生ずる引張応力の値は、自由面がないと仮定した場合に比べて約2倍の値を示すこと、また、最小抵抗線から少し離れた $x < w$ の範囲内に生ずる引張応力の値は、自由面がないと仮定した場合に比べて小さくなるが、引張りとして作用する時間は長くなり、さらに $x > w$ の範囲では引張応力の値も小さくなるとともに引張りとして作用する時間も短くなり、振動性を帯びてくること、などを明らかにした。

つぎに、引張破壊を考慮に入れた解析を行なってき裂の成長過程をシミュレートし、実験によって得られたき裂の様相およびクレータの形と比較検討した。その結果、実験によって得られたき裂の様相とクレータの形を数値計算によりよくシミュレートすることができたが、それによれば、まず爆源近

傍では数多くのき裂が生成し、爆源から離れるにしたがって放射状に生成したき裂の数は減少することが明らかとなった。そして、メタアクリル酸樹脂を用いた一自由面爆破によって生ずる引張破壊は、まず、最小抵抗線近傍に生じ、すべての方向に $r \div w$ の範囲内で引張破壊が生成するころには、自由面近傍の $x < w$ の範囲での破壊はすでに終了している。それ以後は、主としてPQ方向およびP<sub>0</sub>方向にき裂が大きく成長し、ガス圧の作用の仕方、あるいは、どのき裂にガスが進入するかによって、PQ方向に伸展したき裂は自由面に達し、大きなクレータを形成する場合も起こりうることになる。

さらに、破断面上に生ずるリップルマークの生成機構についてシミュレーションの結果から検討し、リップルマークは、き裂の成長する速度が停止しているか、またはある速度で成長している状態からさらに大きな速度で成長する状態に移行する点において生成するものと思われることを示した。

参 考 文 献

- 1) G. Maechen , S.Sack : Methods in Computational Physics  
vol.3.P.121
- 2) 佐々宏一, 伊藤一郎:材料, 21卷, 221号(昭47)123
- 3) J.T.Cherry.: Int.Rock Mech. Min. Sin. Vol. 4, No.1, P. 1
- 4) 伊藤一郎, 佐々宏一:日本鉱業会誌, 79-898(昭38), 261
- 5) K.Sassa,G.E.Larocgue,D.E.Ccates,J.A.Darling:Department  
of Energy Mines and Resouces, Canada. Research Report.  
R-192, (1966)
- 6) 文献 1)
- 7) 文献 2)
- 8) 伊藤一郎, 佐々宏一:工業火薬協会誌, 29, 4, (1968), 274
- 9) 文献 4), 5) および 8)
- 10) J.B.Murgatroyd:J.Soc.Glass.Tech:26(1942)156
- 11) 和田八三久編:力学物性, 共立出版社(昭43)324
- 12) 文献 10)

## 第 4 章

### 空孔の存在による動的応力の じょう乱に関する数値解析

#### 4.1 緒言

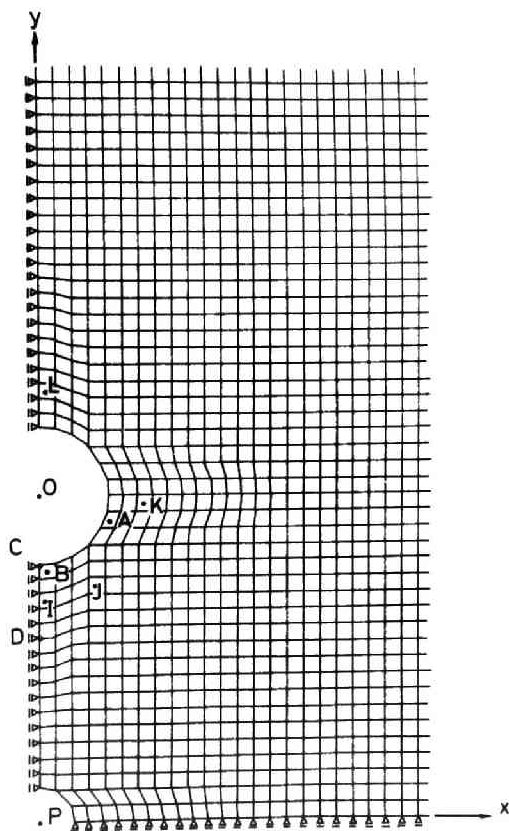
実操業の爆破作業では装薬孔が一つであるということはほとんどなく、多くの装薬孔が設けられる。そしてそれらの装薬孔内の爆薬は瞬発雷管や段発雷管を用いて起爆される。また、瞬発雷管を用いて同時に起爆しようとする場合でも、雷管の点火時間のばらつきのために、同時に起爆されないことも多く、ある装薬孔内の爆薬が爆轟した時でも、隣接孔内の爆薬はまだ爆轟せず、そのために、先に起爆された爆薬の爆轟にもなり現象に対しては、この隣接孔は空孔としての役割を果たすことになる。したがって、合理的な爆破設計を行なうためには、応力波の伝播にもなって生ずる動的応力が、空孔の存在によってどのように乱されるかを知る必要がある。

そこで本章では、まず第 3 章 3.2 節で述べた動的応力の解析方法を用いて、空孔の存在による動的応力のじょう乱について数値解析を行ない、主として伝播する応力波の波長と空孔の直径との比の値と応力状態の関係について検討した。そして、これとよく似た問題を、伝播する応力波が定常波の場合について M.T.Jakub と C.C.Mow が理論的に解析しているので、その結果と本研究で得た結果とを比較検討した。また、別に、空孔の断面が正方形の場合についても検討した。最後に本研究の結果を、国鉄湖西線長等山トンネルの掘削の際に生ずる爆破振動がすぐ近くにある疎水トンネルによってどのように変化するかという問題に応用し、比較検討した。

## 4.2 円柱状空孔の存在する媒質内を応力波が伝播する場合に発生する応力状態

### 4.2.1 数値解析に用いた条件

無限の広がりをもつと考えられる媒質内に存在する円柱状空孔周辺の波動の挙動を、第3章3.2節で示した方法を用いて解析するためには、無限媒質をラグランジュ座標 $(\xi, \eta)$ で区切られた数多くの四辺形要素に分割する必要がある。そこで、第4.1図に示すような要素分割を用い、問題の対称



第4.1図 動的応力解析に用いた模型

性を利用して無限媒質の $1/4$ の部分のみについて解析を行なった。第4.1図において、点Oを中心とする円が、その周囲の応力状態を解析しようとする空孔Oであり、下方の点Pを中心とする円孔内に内圧を作用させて、媒質内に円柱面波を投射した。空孔Oの直径をd、内圧を作用させる円孔Pのそれを $d/2$ とし、それらの中心間距離OPを $2.5d$ とした。数値計算に用いた数値は $d = 8\text{ cm}$ であって、模型の大きさは、模型の端面からの反射波によって空孔周囲の応力状態が乱されないようにするため、たて×よこを $9.4\text{ cm} \times 6.6\text{ cm}$ の大きさとした。したがって、応力解析は無限の拡がりをもつと考えられる材料内に内圧が作用する1個の円孔があり、その両側に空孔が存在する場合の応力解析となる。また、正方形要素の一边の長さは $0.943\text{ cm}$ であって、要素の数は約6900である。模型の弾性定数は、ヤング率を $5.3 \times 10^5$ 、ポアソン比を0.25とし、密度 $2.5\text{ g/cm}^3$ とした。したがって、これらの値を用いて求めた縦波の伝播速度は $5.0 \times 10^3\text{ m/s}$ 、横波の伝播速度は $2.9 \times 10^3\text{ m/s}$ となる。時間間隔 $\Delta t$ は $1.0\text{ }\mu\text{s}$ であって、60回繰り返して $t = 60\text{ }\mu\text{s}$ まで計算するのに必要な計算時間は約710秒である。

円孔Pの内壁に作用する圧力波形としては、(4.1)式で示される波形を用いた。

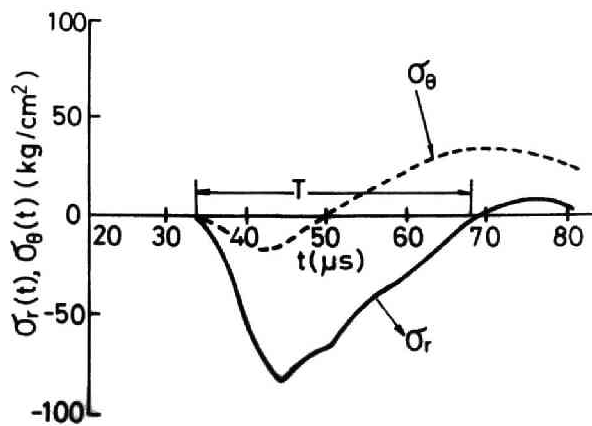
$$P(t) = P_0 N (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

ただし、 $P_0$ は圧力最高値、 $N$ は定数、 $\alpha$ 、 $\beta$ は圧力波形を変化させるための定数、 $t$ は時間であって、 $\alpha$ 、 $\beta$ に適当な値を代入することにより、媒質内に生ずる応力波の波長を任意の長さにする事ができる。

#### 4.2.2 波長 $\lambda$ と空孔の直径dの比 $\lambda/d$ が2の場合の解析結果

まず、設定した模型内に空孔Oが存在しないと仮定した場合について、応力波を投射する円孔内に(4.1)式の $\alpha$ を $1.0 \times 10^4/\text{s}$ 、 $\beta$ を $3.0 \times 10^4/\text{s}$ とした場合の圧力が作用した際に、それによって発生する円柱面波

の伝播にもなって、媒質内に空孔が存在するときの空孔位置と同じ位置である点Oの近傍に発生する主応力の時間<sup>的</sup>変化状態を、第3章3.2節で示した動的応力の解析方法を用いて計算した。その結果を示したのが第4.2図である。なお、空孔が存在しない場合の主応力は、内圧の作用する円孔の軸をZ軸とする円筒座標( $r, \theta, z$ )の $r, \theta, z$ 方向と一致するから、図には

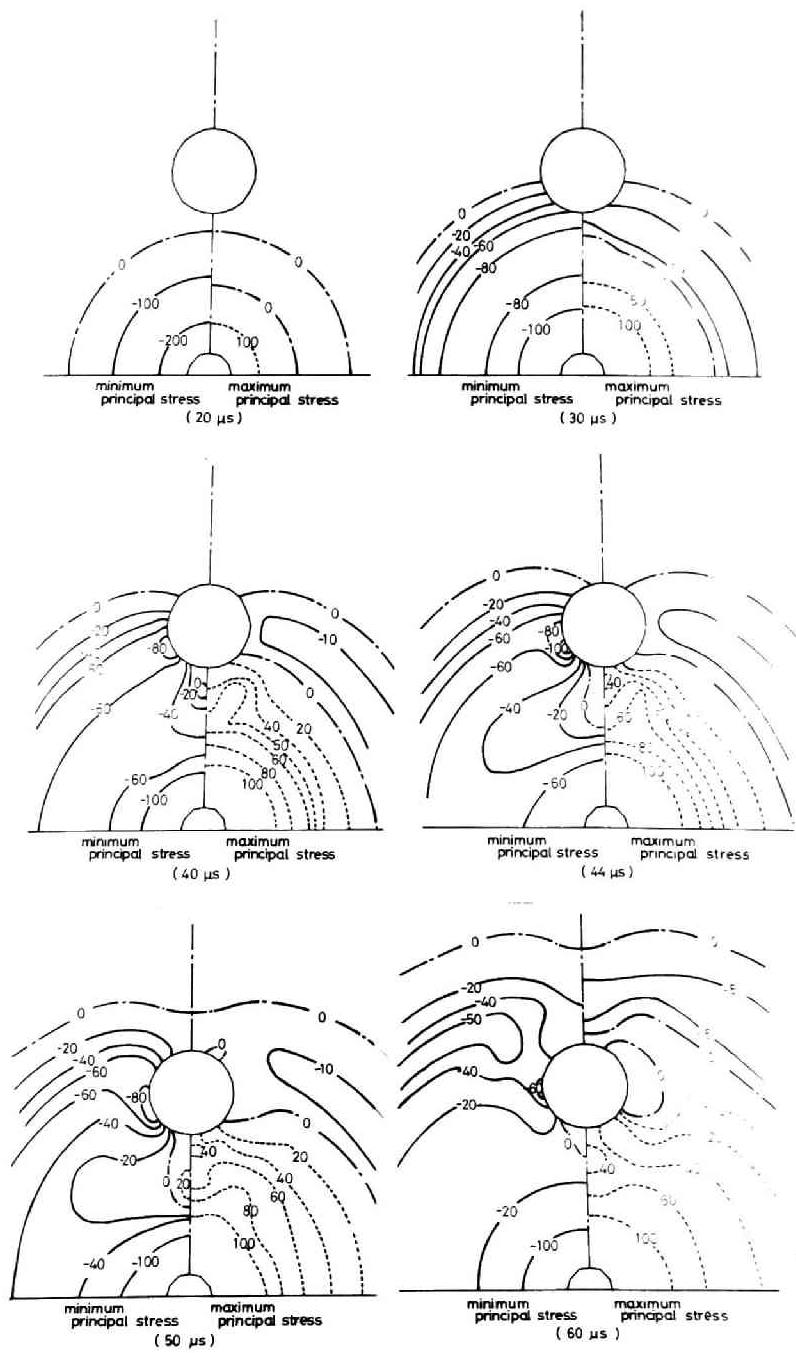


第4.2図 空孔がないと仮定した場合に第4.1図の点Oに生ずる応力 $\sigma_r, \sigma_\theta$ の時間的变化状態

主応力 $\sigma_r$ と $\sigma_\theta$ の時間的变化状態のみを示しておいた。また、応力波の波長 $\lambda$ としては、応力波がその点に到達してから、その点において半径方向に作用する主応力 $\sigma_r$ が最高値に達し、再び零になるまでの時間 $T$ に縦波の伝播速度を乗じた値を用いた。

つぎに、主応力が第4.2図に示したような時間的な変化を示す場所に、円柱状空孔を設けた場合について解析を行なった結果を第4.3図に示した。第4.3図は、ある時間ごとの等主応力線図を示したものであって、それぞれの図の左半分が等最小主応力線図を、右半分は等最大主応力線図を表わしてお

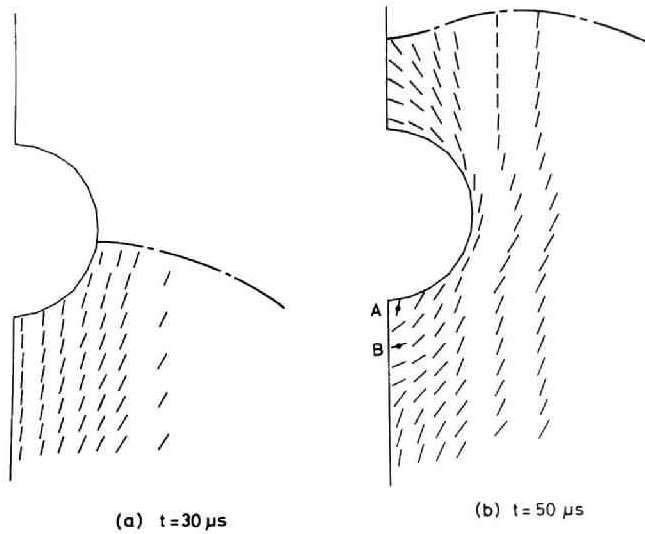




第 4.3 図 空孔周辺の動的応力の分布状態

り、実線は圧縮応力を、また点線は引張応力を示している。まず、 $t = 20 \mu\text{s}$ では、波頭はまだ空孔の位置まで到達していないが、 $t = 30 \mu\text{s}$ となると、波頭は空孔のほぼ中央部附近まで到達している。しかし、応力状態にはまだそれほど大きな乱れは認められない。 $t = 40 \mu\text{s}$ となると、空孔近傍の応力状態はかなり乱れてきて、空孔壁面に応力集中が発生しはじめ、空孔壁面近傍の第 4.1 図に示した点 A に最小主応力が  $-100$  髷という値の圧縮応力の集中がみられる。しかし、もう一つの主応力である最大主応力の応力集中は、壁面上ではまだ認められない。しかしながら、 $50$  髷の等最大主応力線から明らかなように、対称軸である OP 線上から少し離れた位置に引張応力の集中が認められる。そして  $t = 44 \mu\text{s}$ では、空孔と OP との交点の壁面上（第 4.1 図に示した点 B）に引張応力が  $45$  髷という値の応力集中が生じるようになる。 $t = 50 \mu\text{s}$ では、波動はちょうど空孔全体を覆いかぶさるようになり、空孔の裏側にもわずかの引張応力が生ずるようになる。しかし、この場合も対称軸上から生ずるのではなく、少し軸から離れた位置にまず応力集中が発生する。 $t = 60 \mu\text{s}$ では、波動の後部の部分が空孔を覆っているだけとなるが、空孔の裏側にはまだ明瞭な引張応力は集中していない。

第 4.4 図は  $\lambda/d = 2$  の場合に空孔周辺に生ずる最大主応力が作用する面の方向を示したものであって、(a)は  $t = 30 \mu\text{s}$ 、(b)は  $t = 50 \mu\text{s}$  の場合である。 $t = 30 \mu\text{s}$ では、上に述べたように、波頭が空孔に達してからあまり間もないので、等主応力線図の場合と同様に、まだ面の方向にも大きな乱れはない。したがって、面の方向はいずれも点 P を中心とした放射状の方向を示している。 $t = 50 \mu\text{s}$ では、面の方向は複雑な様相を示すようになり、図(b)に A で示した点では、 $t = 30 \mu\text{s}$  のときに生じていた面の方向と大差はないが、B で示した点では、 $30 \mu\text{s}$  のときに生じていた面の方向と約  $70^\circ$  の角度で交わる方向になっている。このように、 $\lambda/d = 2$  の場合には、空孔壁面に向かって進行していく圧縮応力波が空孔壁面において反射し、

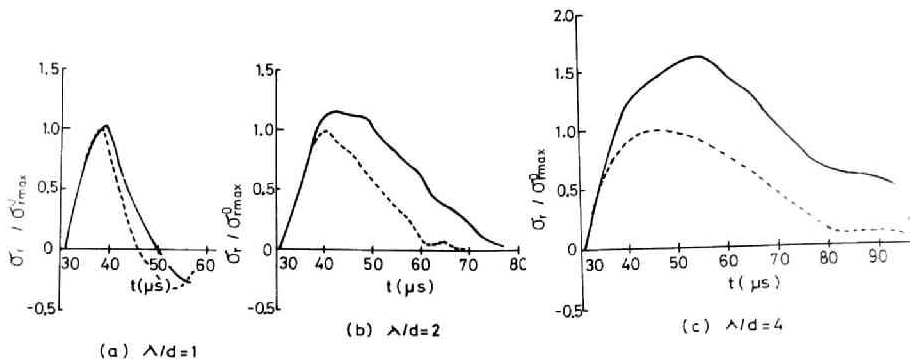


第 4.4 図  $\lambda/d=2$  の場合の最大主応力が作用する面の方向

引張応力波となって引き返えしてくる。この影響で点 B に生ずる最大主応力の作用する面は、対称軸と交わる方向に生ずる。ただし、 $t=50 \mu s$  のときに点 B に生ずる引張応力の大きさは、第 4.3 図からわかるように 40% 以下の値を示し、空孔壁面近傍の点 A に生ずる引張応力の値よりも小さい。

#### 4.2.3 波長 $\lambda$ と空孔の直径 $d$ との比 $\lambda/d$ の値が応力状態におよぼす影響

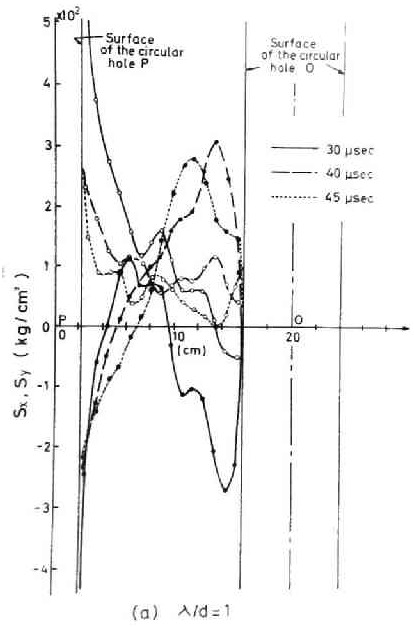
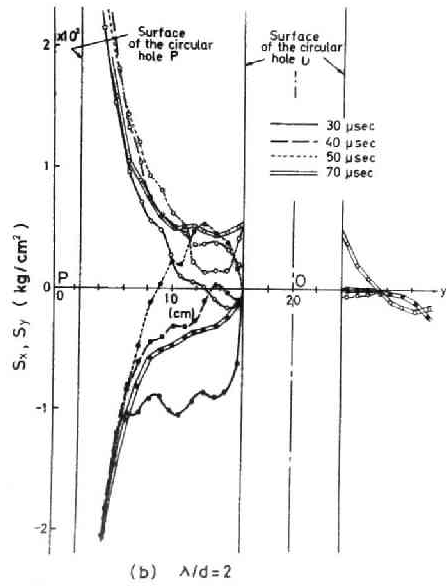
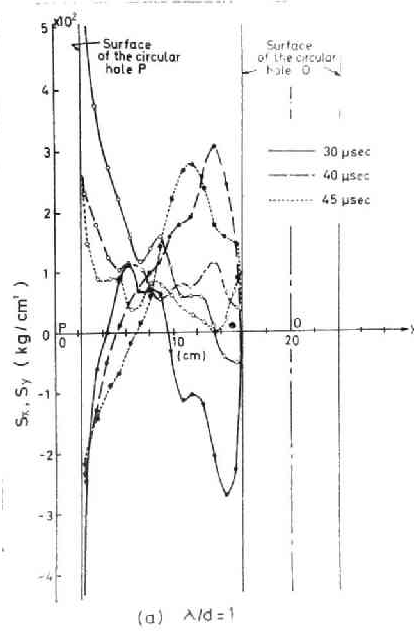
第 4.5 図(a), (b), (c)の実線は、それぞれ  $\lambda/d=1, 2, 4$  の場合に、第 4.1 図に示した点 A において空孔の接線方向に作用する主応力の時間的な変化状態を示したものである。ただし、いずれも空孔が存在しないと仮定した場合に、点 A において主として圧縮として作用する  $\sigma_r$  の絶対値の最大値を 1 として表わしてある。なお、比較のために、空孔が存在しないと仮定した場合に点 A において空孔の接線方向に作用する主応力の時間的な変化状態を点線の曲線で示してある。図より明らかなように、 $\lambda/d=1$  では、空孔が存



第 4.5 図 第 4.1 図における空孔の接線方向に作用する主応力の時間的変化状態

在しない場合と比較して主応力の大きさはほとんどが変化しないが、 $\lambda/d = 2$  では、空孔が存在する場合の主応力の値は、存在しない場合のその約 1.15 倍、 $\lambda/d = 4$  では約 1.6 倍となっており、 $\lambda/d$  の値がこれらの値の付近では、波長が長くなるにしたがって点 A に圧縮応力が集中する程度は大きくなることがわかる。また、この図より、空孔が存在すると応力の大きさだけでなく応力波形にも変化が生じてくること、すなわち、 $\lambda/d = 1, 2, 4$  のいずれの場合にも、 $t$  が約  $30 \sim 35 \mu s$  の約  $5 \mu s$  の間は、空孔が存在しないと仮定した場合と空孔が存在する場合とでは波形の変化がみとめられないが、それ以後の時間で、 $\lambda/d = 1$  の場合は  $2 \sim 3 \mu s$  程度、 $\lambda/d = 2$  では  $10 \mu s$  程度、 $\lambda/d = 4$  では  $15 \sim 20 \mu s$  程度応力が作用する時間が長くなることがわかる。

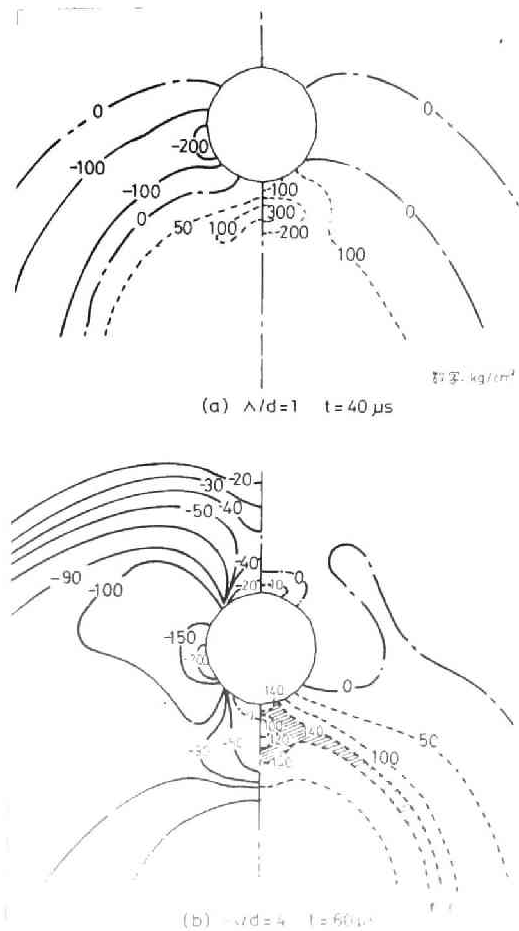
第 4.6 図(a), (b), (c)は、それぞれ  $\lambda/d = 1, 2, 4$  の場合に、点 O P を結ぶ線上、すなわち、第 4.1 図に示した Y 軸上の各点に生ずる主応力状態を、横軸には各点の Y 座標を、縦軸には主応力の値をとって、各時間ごとに示したものである。黒丸は Y 軸方向に作用する主応力  $S_y$  であり、白丸は Y 軸と直交する X 軸方向に作用する主応力  $S_x$  である。まず、第 4.6 図(a)、すなわ



第 4.6 図 O P 線上に生ずる応力の分布状態

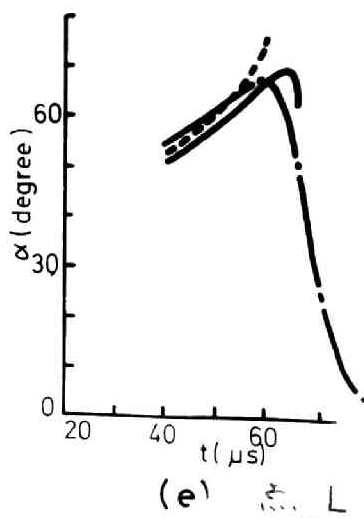
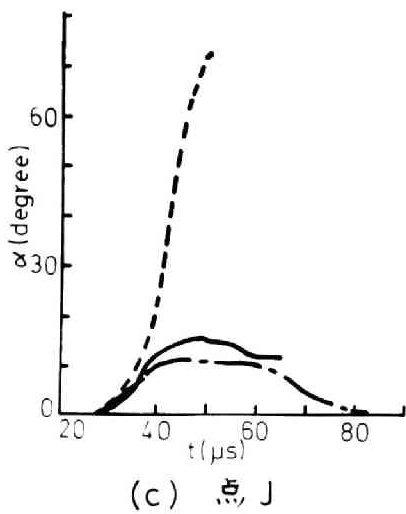
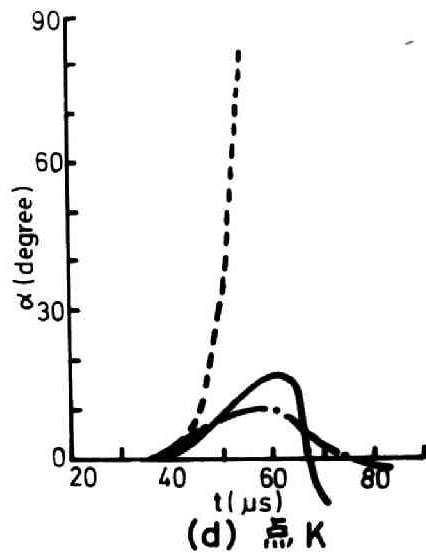
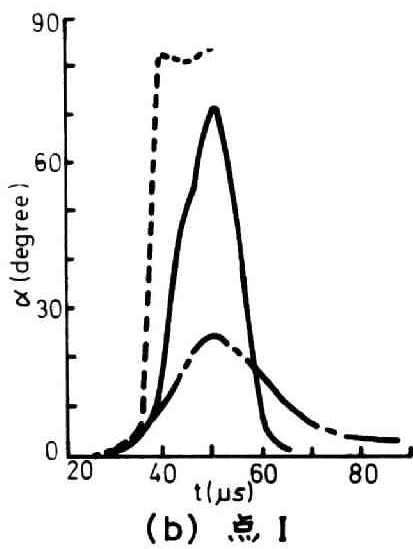
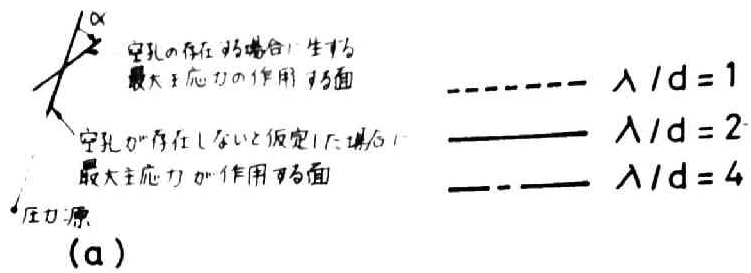
ち、 $\lambda/d = 1$  の場合をみると、 $t = 30 \mu\text{s}$  では、波頭はすでに空孔壁面に到達しているが、波動で覆われているほとんど大部分の点に生ずる主応力  $S_y$  は、圧縮応力を示している。ところが、 $t = 40 \mu\text{s}$  では、この圧縮応力波が空孔壁面で引張応力波として反射してくるので、波動で覆われた部分の  $S_y$  は引張応力となり、 $t = 45 \mu\text{s}$  ではこの反射引張応力波による  $S_y$  のピークは減衰をともないながら空孔から離れていくことが認められる。また、 $\lambda/d = 1$  の場合には、空孔壁面上では X 軸方向に作用する主応力  $S_x$  による大きな応力集中は生じない。なお、この時間ではまだ空孔の裏側には波動は到達していない。つぎに、第 4.6 図(b)，すなわち、 $\lambda/d = 2$  の場合をみる。上記のように、 $\lambda/d = 1$  の場合には、Y 軸上を伝播してきた波動の大部分が空孔壁面で反射し、空孔壁面があたかも平面の自由端であるかのような応力状態を示したが、 $\lambda/d = 2$  の場合には、その傾向は薄れている。すなわち、 $t = 50 \mu\text{s}$  では、反射波による影響により、主応力  $S_y$  に引張応力が生じているが、その値は小さい。また、 $\lambda/d = 2$  の場合には、第 4.3 図でも示したように、空孔壁面上で X 軸方向に応力集中を生じるが、その傾向は  $\lambda/d = 4$  の場合に比べて顕著ではない。さらに、第 4.6 図(c)，すなわち、 $\lambda/d = 4$  の場合をみる。この場合の特徴は、主応力  $S_x$  に現われており、 $S_y$  はいずれの時間においても空孔壁面に向かって大きな圧縮の値から零へと滑らかに分布する様相を示しているが、 $S_x$  は壁面上で大きな引張応力の集中を示しており、壁面から少し離れた位置で引張応力の極小値を持つようになる。このように、 $\lambda/d = 2 \sim 3$  前後で、 $S_x$  および  $S_y$  の分布に大きな変化がみとめられる。

つぎに、第 4.7 図(a)，(b)はそれぞれ  $\lambda/d = 1$ ， $\lambda/d = 4$  の場合について、波動がちょうど空孔を覆った頃の応力状態の例を、等主応力線を用いて示したものである。第 4.7 図(a)，(b)および第 4.3 図の  $t = 44 \mu\text{s}$  の図の等最小主応力線図より明らかなように、 $\lambda/d$  の値が大きくなるにしたがって、空孔壁面から離れた部分にまで圧縮応力が集中する範囲が広がる傾向がみら



第 4.7 図 空孔周辺の等主応力線図の一例

れる。また、等主応力線図より明らかなように、 $\lambda/d$  の値が大きくなるにしたがって、空孔の裏側にも引張応力が集中し、その範囲も広くなり、静的な応力状態の様相に近くなるものと思われる。さらに、最大主応力が 120 ㎏と 140 ㎏の間の値となる部分は、第 4.7 図(b)に斜線で示すような範囲となり、対称軸上では 120 ㎏より小さな値をとる部分が生ずる。このような傾向は、第 3 章の一自由面爆破の際の応力状態にもみられた。



第 4.8 図 主応力方向の時間的变化状態



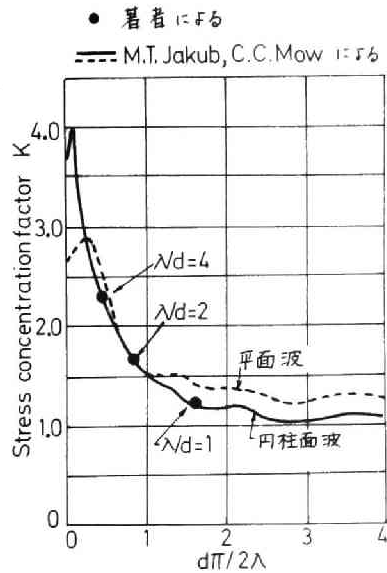
第4.8図は、第4.1図にI, J, K, Lで示した点に生ずる最大主応力が作用する面が、 $\lambda/d = 1, 2, 4$ のそれぞれの場合に、時間 $t$ とともにどのように変化するかを示したものである。第4.8図(b), (c), (d), (e)の縦軸に示した $\alpha$ の値としては、第4.8図(a)に示したように、空孔が存在しないと仮定した場合に生ずる最大主応力の作用する面から変化した角度の大きさを示す値をとった。

第4.8図(b)より明らかなように、対称軸に近い点Iでは、 $t < 35 \mu s$ で、 $\lambda/d = 1, 2, 4$ のいずれの値をとる場合であっても、 $\alpha$ の値に大差はなく、最大主応力が作用する面はほぼ対称軸に平行な方向を示している。ところが、 $t > 35 \mu s$ では、 $\alpha$ の値はそれぞれ大きな変化を示すようになり、 $\lambda/d = 1$ の場合は $\alpha \doteq 80$ 度、 $\lambda/d = 2$ の場合は $\alpha \doteq 70$ 度にまで変化するようになる。したがって、 $\lambda/d = 1, 2$ の場合、最大主応力が作用する面は、対称軸と直角に近い角度で交わる方向になることになる。ところが、第4.8図(c)より明らかなように、対称軸から少し離れた点Jでは、 $\alpha$ の値が時間とともに大きく変化するのは、 $\lambda/d = 1$ の場合だけであって、 $\lambda/d = 2, 4$ の場合はあまり変化しない。また、 $\lambda/d = 2$ の場合でも、波長が長い $\lambda/d = 4$ の場合に比べて $\alpha$ の値は大差はない。第4.8図(b), (c)に示した結果において、時間とともに $\alpha$ の値が大きく変化するのは、第4.6図からわかるように、いわゆるホブキンソン効果に基づくものと考えられる。したがって、第4.8図(b)と(c)との差違は、波長が少し長くなると、対称軸から離れた点にはホブキンソン効果の影響が急激に減少することを示していることにあると思われる。つぎに、点Kにおける $\alpha$ の値の時間的変化状態を示した第4.8図(d)をみてみると、この場合も、 $\lambda/d = 1$ の場合は時間とともに $\alpha$ が急に大きな値を示すようになり、また、 $\lambda/d = 2$ の場合は $\alpha$ の値が負になるといふ(b), (c)では認められなかった現象が認められる。空孔壁面で反射して生じた反射縦波が点Kに伝播してきたとしても、その縦波の点Kに入射してくる径路は、線分PKとそれほど大きな角度では交わらないものと思われ

る。したがって、 $\lambda/d = 1$  の場合に点 K において  $\alpha \doteq 80$  度という大きな値をとるのは、圧力源からの応力波が空孔壁面で反射することにより生じた横波の影響によるものと思われる。また、空孔の裏側の点 L における  $\alpha$  の時間的变化を示した第 4.8 図(e)をみてみると、 $\lambda/d = 1, 2, 4$  のいずれの場合も、 $\alpha$  の変化のしかたには大差はないが、波長が長い場合は、遅い時間で  $\alpha$  の値は零に近くなり、最大主応力が作用する面が、対象軸と交わる方向から次第に軸と平行になるようになる。

#### 4.2.4 理論解との対比

つぎに、第 3 章 3.2 節で述べた近似解法による今回の計算結果と理論解とを対比して検討したいが、空孔の存在によるパルス状の波動のじょう乱についての理論解はみあたらないようである。そこで、今回はとりあえず上記の解析条件に比較的近い条件の場合について求められている M. T. Jakub<sup>1)</sup> と C. C. Mow による理論解と対比することとした。M. T. Jakub と、C. C. Mow は、線状の応力波源および平面状の応力波源を考へ、それらから正弦波的に変化する円柱面波および平面波が材料内へ連続的に投射されている場合について、その材料内に存在する円孔周辺の応力状態を理論的に解析している。今回はとりあえず、円孔の中心軸を通り Y 軸と直交する面と円孔壁面との交点に発生する接線方向 (Y 方向) の応力の大きさ  $S_h$  と、円孔が存在しないと仮定した場合にその位置に発生する  $r$  方向の応力の大きさ  $S_0$  との比  $K = S_h / S_0$  の値について比較してみることにした。なお、係数  $K$  を応力集中係数とよぶことにする。第 4.9 図は、円孔の直径  $d$  と波長との比に対応する  $d\pi/2\lambda$  の値を横軸にとり、縦軸に応力集中係数  $K$  の値をとって、今回用いた近似解法による解析結果と M. T. Jakub らが上記の解析条件とはほぼ同一で定常波の場合について求めた理論解とを対比して示したものである。第 4.9 図より、今回実施した近似解法による計算結果と理論解とはかなりよく一致していることがわかる。



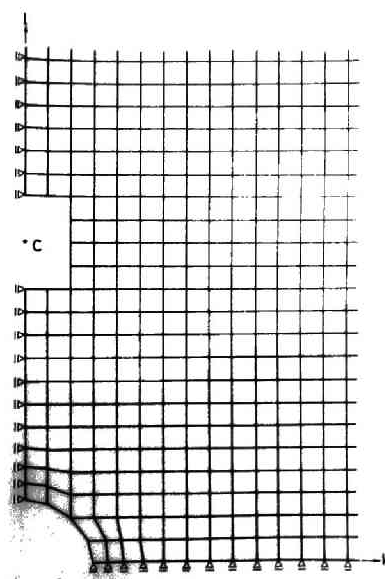
第 4.9 図 応力集中係数  $K$  と  $d\pi/2\lambda$  との関係

#### 4.3 断面が正方形の角柱状空孔が存在する媒質を応力波が伝播する場合に発生する応力状態

##### 4.3.1 数値解析に用いた条件

今回用いた動的応力の解析方法によれば、任意の断面を有する空孔の周囲の動的応力状態が解析できるが、ここでは第 4.10 図に示すように、断面が正方形の角柱状の空孔が存在する場合の解析について簡単に述べる。空孔の断面が正方形の場合には、定常解さえもみあたらないようである。したがって、断面が正方形の場合には、応力波のじょう乱の傾向を調べ、静的な場合の応力状態と比較できるように波長は長くした。波長が長い場合の応力状態を解析するにはそれだけ長い時間と、大きな模型が必要となる。そこで、円孔の場合に比較して精度は悪くなるが、粗い四角形要素で解析を行なった。空孔の断面の一辺の長さを  $1.2\text{ cm}$ 、媒質内に円柱面波を投射するための円孔

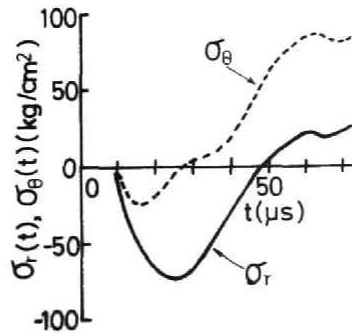
の直径を  $1.7\text{ cm}$  とした。正方形の部分の四辺形要素の一辺の長さは  $0.3\text{ cm}$  で、要素数は約  $1500$  である。 $\Delta t$  は  $0.5\ \mu\text{s}$  であって、 $120$  回繰り返して  $t = 60\ \mu\text{s}$  まで計算するのに必要な計算時間は約  $280$  秒である。なお、模型の弾性定数は、ヤング率を  $3.0 \times 10^4$  髣，ポアソン比を  $0.4$ ，密度を  $1.2\ \text{g/cm}^3$  とした。この場合の縦波の伝播速度は  $3.0 \times 10^3\ \text{m/s}$ ，横波の伝播速度は  $1.2 \times 10^3\ \text{m/s}$  である。円孔内に加えた圧力波形は、圧力最高値が  $1 \times 10^3$  髣， $1$  周期が  $2 \times 10^2\ \mu\text{s}$  の正弦波の半周期だけを取り出したパルス状の波形である。



第 4.1.0 図 角柱状空孔が存在する場合の模型

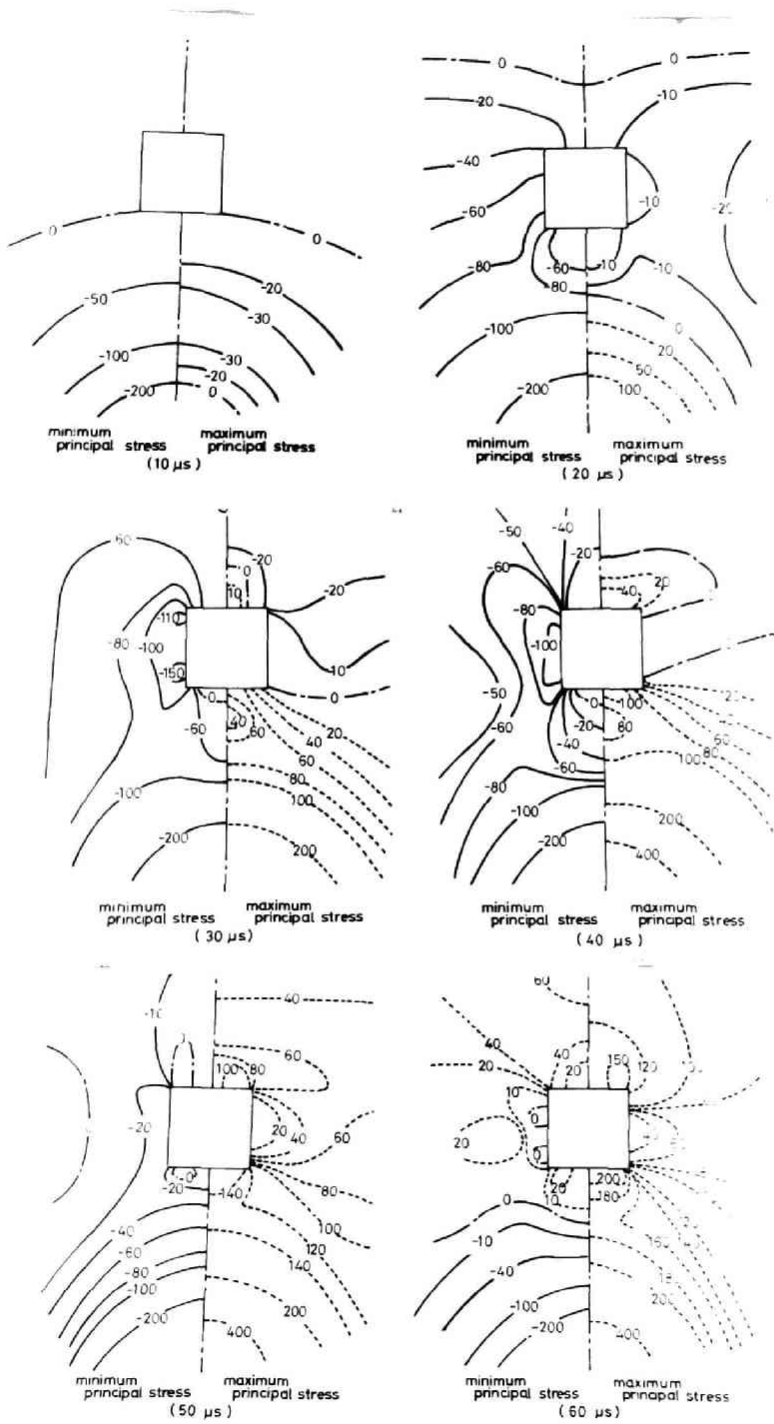
#### 4.3.2 解析結果

まず、設定した模型内に正方形の角柱状空孔が存在しないと仮定した場合について、円柱面波の伝播にもなって媒質内の空孔となるべき点近傍に生ずる主応力の時間的変化状態を計算し、それを示したのが第 4.1.1 図である。第 4.1.1 図に示すように、この点に生ずる応力波の波長は  $1.1\text{ cm}$  となるので、空孔断面の一辺の長さのほぼ  $10$  倍の長さをもつ波長の応力波と考えることができる。このような応力波が生ずる点に、断面が正方形の角柱状空孔を設けた場合の解析結果を、第 4.3 図と同じあらし方で等主応力線として示したのが第 4.1.2 図である。



第 4.1.1 図 空孔が存在しないと仮定した場合に第 4.1.0 図の点 C に生ずる応力  $\sigma_r$  ,  $\sigma_\theta$  の時間的变化状態

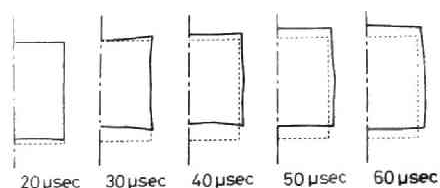
この場合には、 $t = 10 \mu s$  で波頭が空孔に到達する。 $t = 20 \mu s$  では、応力のじょう乱が現われはじめ、 $-80$  程度の値の等最小主応力線を見てみると、正方形の隅の部分に圧縮応力が集中しはじめるのがわかる。さらに、 $t = 30 \mu s$  における等最小主応力線図をみてみると、圧縮応力が大きく集中しているのが認められ、その点は正方形の四つの隅の近傍に分れている。また、等最大主応力線図より、 $t = 30 \mu s$  程度の時間が経つと、正方形の裏側に引張主応力が生じはじめているのがわかる。 $t = 40 \mu s$  では、正方形の裏側に生じた引張応力の最大値は  $40$  以上の値を示すようになり、引張の生じている範囲も  $t = 30 \mu s$  のときに比べて大きくなっている。この時刻での主応力線図は、G. N. Savin<sup>2)</sup> が静的な応力場の問題として求めた主応力線図と比較的よく近似している。



第 4.1 2 図 角柱状空孔周辺の動的応力の分布状態

さて、等主応力線図にみられるように、圧縮応力は4個所に集中するが、このことは円柱空孔の場合にはみられなかった現象である。

第4.1.3図は、点線で正方形断面をもつ空孔の最初の位置および形を示し、実線で応力波が投射されたのちの各時間に対応する空孔各点の変位を



100倍に拡大して変位の状況をわかりやすく図示したものであるが、正方形断面の空

第4.1.3図 角柱状空孔壁面の変位

孔周辺の応力状態にみられる上記の特徴は、 $t = 30 \mu s$  以後の変位の状態にもよく現われてきている。すなわち、圧縮応力が集中する4点は空孔の内側に向って変位し、断面の形状は凹凸の多い形となっている。

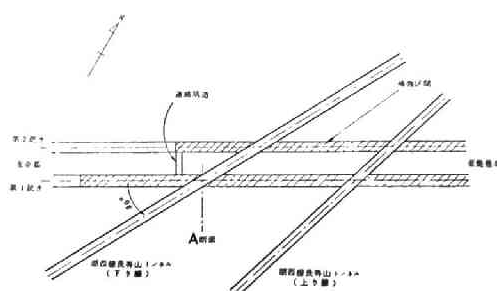
#### 4.4 疎水トンネルの周囲における爆破振動<sup>3)</sup>

##### 4.4.1 爆破振動の測定方法

本節では、以上に述べてきた解析結果を、地下にある大規模な構造物の近くで実施された爆破による振動測定の解析に応用した例について説明する。なお、本節での説明に用いた爆破振動の測定データは、1968年11月頃から1969年初めにかけて京都大学工学部資源工学教室開発工学研究室と京都市水道局とが行なった測定によって得られたデータの一部であることを記しておく。

国鉄湖西線長等山トンネル下り客車線の導坑掘さく爆破に起因する爆破振動によって、長等山トンネルと立体交差する疎水トンネルにどのような影響が発生するかを検討するために、第1疎水トンネルと長等山トンネル(下り客車線)との交差点近傍の岩盤内および第1疎水トンネルのコンクリートライニングに接している岩盤面において、爆破振動の測定が実施された。第4.

14図は、疎水トンネルと長等山トンネルとの交差部近傍の概念図を示したものであって、長等山トンネルは疎水トンネルと30度の角度をもって立体交差し、第1疎水トンネルの頂部と長等山トンネル（下り線）の床面との間の距離は6.43mである。



第4.1.4図 疎水トンネルと長等山トンネルとの立体交差部概念図

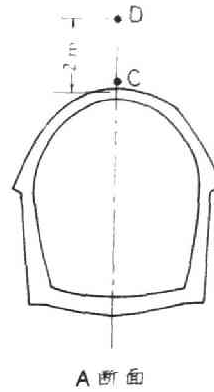
測定に使用された振動計は、日本測器株式会社製541A型および543A型圧電型加速度計である。541A型は1成分加速度計あり、543A型は541A型加速度計を3個組み合わせ3成分型としたものである。

今回使用したデータは、長等山トンネル（下り線）と第1疎水トンネルとの交差部であるA断面内に設置された振動計によって得られたものであって、断面Aにおける振動計取り付け位置は、第4.1.5図に示すとおりである。疎水トンネル頂部より上方に向って穿孔されたボーリング孔内で、ライニング頂部より2m上方の位置が第4.1.5図に示した点Dであって、ここには541A型加速度計3個をその受感方向が互いに直交するようにつけられている。また、ライニングの頂部にあたる第4.1.5図に示した点Cには、543

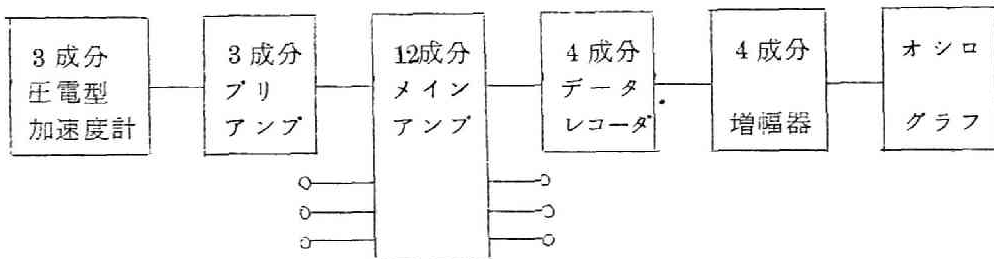


A型3成分加速度計が取り付けられている。なお、疎水トンネルの断面を円とみなしたときの直径の大きさは約4mである。

また、点C、Dなどで受信された爆破振動は、第4.1.6図に示すような信号系統でデータレコーダに記録された。すなわち、圧電型加速度計はそのインピーダンスが高いためその出力信号を長い電線で送ることができない。



第4.1.5図 第4.1.4図のA断面の振動測定点の位置



第4.1.6図 測定方法概念図

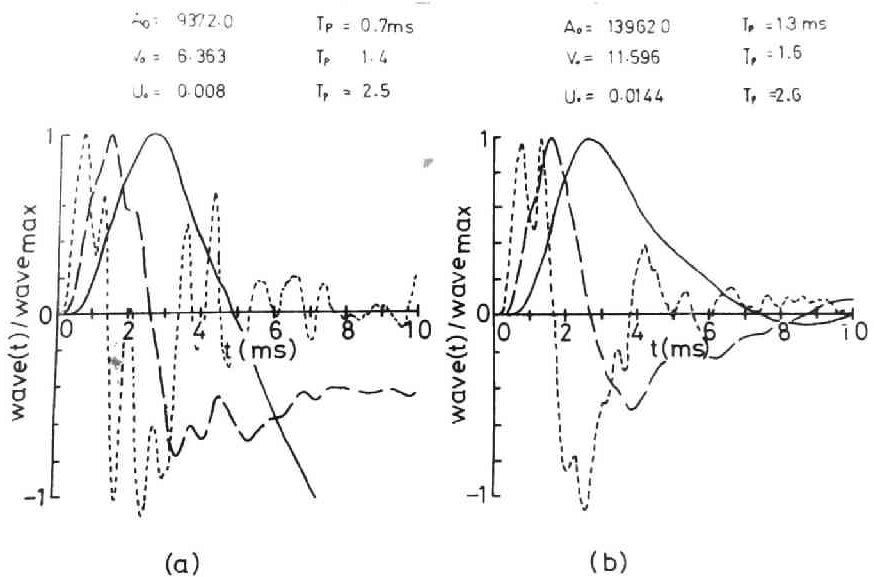
そのため、測定点のすぐ近くに3成分のプリアンプ（インピーダンスコンバータ）を置き、これでインピーダンスを下げたのち、同軸ケーブル（302V）を用いて測定室内に設置された12成分のメインアンプまで信号を伝送し、メインアンプで信号電圧を増幅（1000倍）したのち、3台の4成分データレコーダを用いて記録された。したがって、データレコーダの磁気テ

ープに記録された信号は振動測定点の変位加速度に対応する信号が記録されている。

#### 4.4.2 振動測定結果と数値解析結果との対比

この測定で、点C、Dで得られた爆破振動の測定結果と4.2節で示した数値解析結果とを対比して検討するためには、まず、数値解析の模型と幾何学的にもっとも近いと考えられる位置関係となる、長等山トンネル導坑掘削工事の切羽がちょうどA断面内に存在する場合に行なわれた爆破による振動を受信した結果を検討する必要がある。

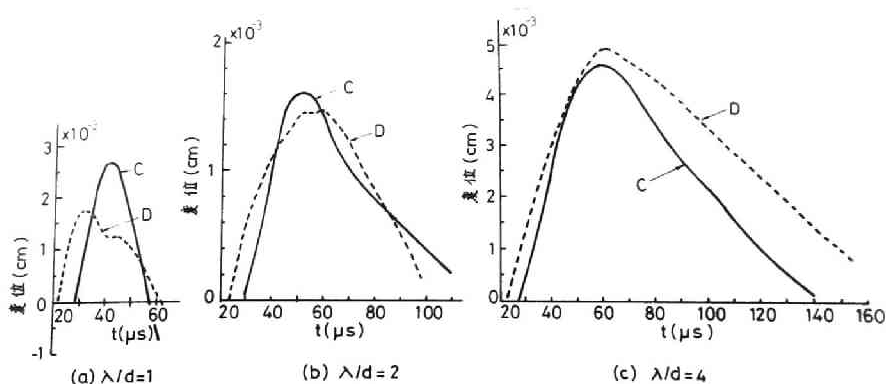
この場合の測定結果の一例を示したのが第4.17図(a)、(b)で、(a)は点Cで測定された結果であり、(b)は点Dで測定された結果であって、いずれも振動の鉛直方向の成分を示したものである。また、点線で示した曲線は、測定された信号である変位加速度の、破線は変位加速度を数値積分して得られた変位



第4.17図 実験で得られた結果の一例

速度の、実線は変位速度をさらに積分して得られた変位の時間的な変化状態を示したものである。ただし、これらの曲線はいずれも、それぞれの時間的な変化状態を示す曲線において最初に現われるピークの値を1として、他の時間における振幅をこの値との比をとって表わされている。第4.17図に示した記録が得られた場合の実際のピークの大きさとしては、点Cに生じた変位加速度のピーク値は $9372\text{ cm/S}^2$ 、変位速度のピーク値は $636\text{ cm/S}$ 、変位のピーク値は $0.00804\text{ cm}$ であって、また、点Dに生じた変位加速度のピーク値は $13960\text{ cm/S}^2$ 、変位速度のピーク値は $11.6\text{ cm/S}$ 、変位のピーク値は $0.0145\text{ cm}$ であった。

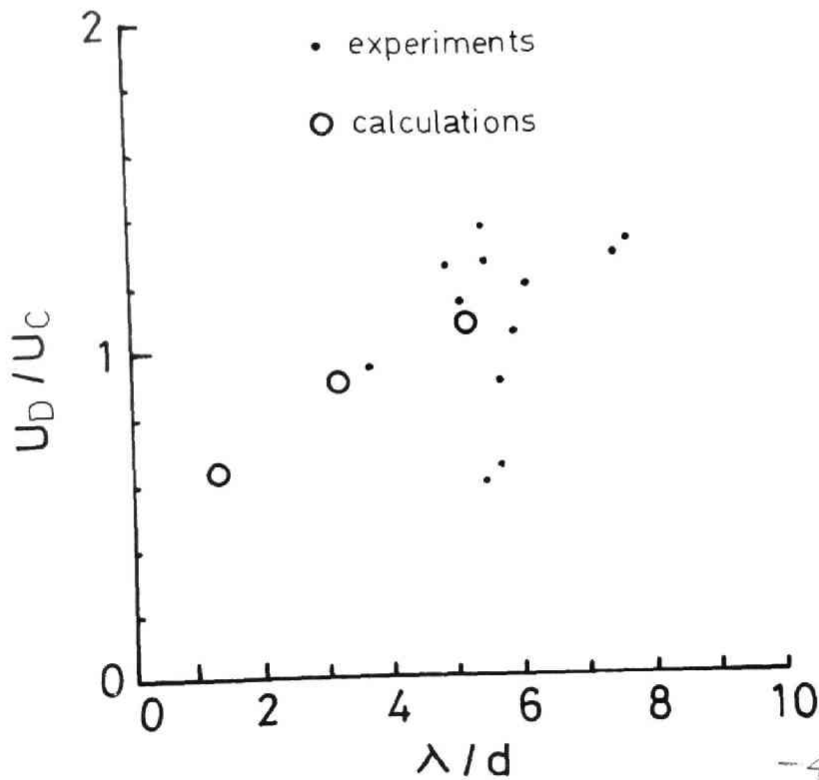
さて、数値解析結果と測定結果とを対比するまえに、疎水トンネルの大きさと測定点C、Dとの間の幾何学的な位置関係が同一とみなされる、第4.1図に示した点C、Dに生ずる変位の時間的な変化状態を第4.18図に示す。



第4.18図 第4.1図の点C、Dの変位の時間的な変化状態

第4.18図より明らかなように、波長が短いと、空孔壁面上にある点Cの変位が点Dの変位よりも大きいですが、波長が長くなると、点Cの変位の方が点Dの変位よりも小さくなるのがわかる。これは4.2節でも述べたように、波長が短いと空孔壁面があたかも平面であるかのように作用するからである。

つぎに、空孔または疎水トンネルの頂部にある点Cの変位の最大値を  $U_c$  とし、空孔から離れた点Dあるいは疎水トンネルから離れた位置にある測点Dの変位の最大値を  $U_D$  とし、縦軸に  $U_D/U_c$  の値をとり、横軸に波長  $\lambda$  の値を空孔または疎水トンネルの直径  $d$  の値で除した値をとり、数値解析結果と測定結果とを対比して図示したのが第4.19図ある。ただし、第4.17図に示した変位の時間的変化状態からわかるように、測点C、Dにおける変



第4.19図 空孔またはトンネルの付近に生ずる変位の最高値の比  $U_D/U_c$  と変位波動の波長との関係

位波動の波長は異なり、データのばらつきにより定まった傾向はみあたらない。したがって、変位波動の波長としては、測定 C の変位が零から最高値に達し再び零になるまでの時間と、測点 D の変位が零から最高値に達して再び零になるまでの時間との平均値に、疎水トンネル周辺の岩盤を伝わる縦波の伝播速度（約  $4 \times 10^3 \text{ m/s}$ ）を乗じたものを採用した。数値解析結果の場合も同様にして変位波動の波長を決定した。また、数値解析では完全弾性体として解析を行なったために、伝播距離による変位波動の最高値の減衰指数はほぼ 0.70 となったが、実測の場合の変位波動の最高値の減衰指数はほぼ 2.0 程度と思われる。したがって、図には実測の場合の  $U_D/U_C$  の値を補正した値を黒丸でプロットし、数値解析結果は白丸でプロットした。ただし実測結果を補正する際、減衰指数が変化しても、応力集中係数や空孔の存在による変位の増加の割合などは変化しないものと仮定した。

プロットした実測値は、1968年12月24、25日に行なわれた爆破の際に記録されたものであるから、波動の伝播径路はほぼ等しいと考えられるにもかかわらず、実験結果にはかなりのばらつきがみられる。とくに同じ爆薬を使用しているにもかかわらず、横軸に示した  $\lambda/d$  の値でも大きくばらついていることが注目される。これは、装薬孔近傍の岩盤の状態により、装薬孔周辺の破壊圏の大きさなどが異なり、そのため、波長に大きな変化が生じたものと思われる。このように測定結果にはばらつきがみられるが、測定結果に示された  $U_D/U_C$  と  $\lambda/d$  の関係を示す傾向は、数値解析結果に示されているそれと比較的よく一致しているものといえることができる。

したがって、疎水トンネルの A 断面附近では、第 4.3 図や第 4.7 図に示したような応力状態が生じていると考えてもよいと思われる。

#### 4.5 結言

本章では、円柱状または断面が正方形の角柱状の空孔が存在している無限媒質中をパルス状の応力波が伝播する場合に、空孔の周囲に生ずる応力状態

を第3章3.2節で述べた動的応力の解析方法を用いて検討した。その結果、応力波の波長 $\lambda$ と円柱状の空孔の直径 $d$ との比 $\lambda/d$ の値が2~3の近傍では、応力波の挙動に大きな差違が認められ、この値より $\lambda/d$ の値が小さいときは、波動が円柱状空孔の壁面に達したとき、壁面があたかも平面であるかのように反射し、空孔周辺はそれに応じた応力状態を示すが、この値より $\lambda/d$ の値が大きいときは、波動による動的な応力状態が静的な応力状態に近い状態を示すようになることを示した。したがって、一般的に $\lambda/d$ の値が2~3より小さければ、波長は直径に比べて短いと伝え、2~3より大きければ、波長は直径に比べて長いと言えるであろう。

また、M.T.JakubとC.C.Mowによって理論的に求められた定常解と、著者の行なった数値解析結果とを対比して、両者が比較的よく一致することを示した。

さらに、国鉄湖西線長等山トンネルの導坑掘進爆破が、疎水トンネルにおよぼす影響を調べた振動測定データを利用し、大規模な振動の実測結果からの推論と数値解析結果からの推論とが比較的よく一致することを示し、その結果、爆破振動によって疎水トンネルの周辺に生じている応力状態が第4.3図および第4.7図に示した応力状態に近似したものであろうと推定した。

#### 参 考 文 献

- 1) M.T.Jakub,C.C.Mow:J.Appllied Mechanics 1967, 6,359~364
- 2) G.N.Savin:Stress Concentration Around Holes,VED, Verlag Berlin ,1956,58
- 3) 伊藤一郎,寺田孚,佐々宏一:国鉄湖西線長等山下り線トンネル掘進爆破が疎水トンネルにおよぼす影響調査総括報告書

## 第 5 章 スムース・ブラスティングの場合の破壊機構 と最適爆破条件の検討

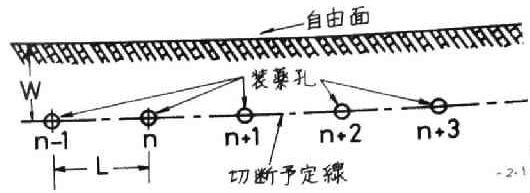
### 5.1 緒言

第 2, 3, 4 章では, 合理的な爆破設計を行なうために必要と考えられる二, 三の問題についての基礎的な研究結果について述べてきたが, 本章では, さらにすすんで実際に工事現場で施工されつつある一種の制御爆破工法について考察を行なうことにする。

近年, 火薬類を用いて岩石などを破壊する場合に, 破壊しないで残しておきたい部分をできるだけ損傷せずに, 希望する部分のみを破壊したいという要望が高まっており, そのためにスムース・ブラスティングと呼ばれる特殊な制御爆破工法が開発されてきている。この工法は, 幾何学的には単純な設計によって施工されるが, 実際には使用する雷管のばらつきのために岩盤内に生ずる動的な応力状態は複雑となる。したがって, スムース・ブラスティングによる破壊の機構も各装薬孔に装てんされた装薬の爆発の状況に応じて少しずつ異なってくるものと考えられる。そこでこの研究では, 第 3 章 3.2 節で述べた電子計算機を用いる動的応力の解析方法を用いて, スムース・ブラスティングによるき裂の生成状況をシミュレートすることにより, 一, 二の条件の場合の破壊機構について検討し, さらに, より有効なスムース・ブラスティングを実施するための適当な装薬孔間隔について検討した。

### 5.2 数値解析に用いた条件

スムース・ブラスティングは, 第 5.1 図に示すように, 自由面から  $W$  だけ離れた切断予定線上に等間隔  $L$  で設けた装薬孔内に爆薬を軽装填し, それらを同時に起爆するのが一般的な方法である。しかしながら, 瞬発雷管を使用して起爆したとしても, 雷管の点爆時間のばらつきのために, 媒体内には

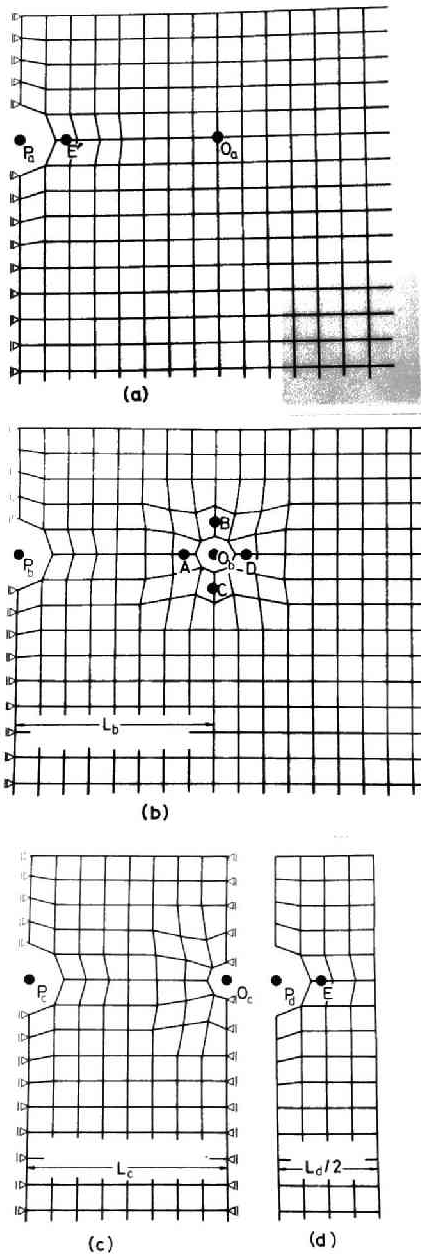


第5.1図 スムース・ブラस्टィングの概略図

種々の応力状態が生ずるものと考えられる。たとえば、第5.1図に示した  $n$  番目の装薬が起爆され、応力波が媒体内に投射された時に、わずかな点爆遅れのために他の装薬孔内の爆薬はまだ起爆されていなければ、最初は  $n$  番目の装薬の爆発により投射された応力波のみによる応力状態が支配的となる。また、 $n, n+2, n+4, \dots$  などの1孔おきの装薬が起爆した瞬間には、 $n-1, n+1, \dots$  などの装薬はまだ起爆していない場合や、 $n-1, n, n+1, n+2, \dots$  などの装薬がすべてまったく同時に起爆される場合や、その他にも互いに少しの時間だけ、ずれて起爆される場合などが種々考えられる。したがって、スムース・ブラस्टィングを行なった際に媒体内に生ずる動的応力状態を解析するためには、種々の模型を考える必要がある。

そこで今回は、第5.2図、(b)、(c)、(d)に示すようなラグランジュ座標で分割した3種類の模型を考えて、動的な応力解析を行なった。なお、第5.2図、(a)は、比較のために行なった一自由面爆破の際の模型である。第5.2図(b)は、第5.1図に示した  $n$  番目の装薬だけが爆発し、他の装薬はまだ爆発していない場合、第5.2図(c)は、 $n, n+2, n+4, \dots$  などの1孔おきの装薬が同時に爆発し、他の装薬はまだ爆発していない場合、第5.2図(d)は、すべての装薬がまったく同時に爆発した場合のそれぞれについて、動的な応力状態を解析するために用いた模型である。想定した模型は、メタアクリル酸樹脂板を1号電気雷管を用いて衝撃した場合に生成するき裂の様相と計算結果とを対比して検討するために、 $W = 2\text{ cm}$ 、点  $P_a, P_b, P_c, P_d$  を中心





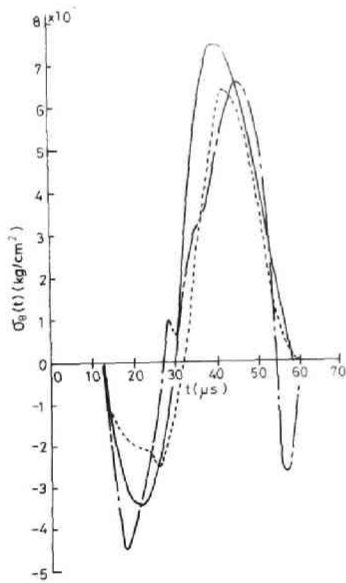
第5・2図 動的応力解析の模型

装薬孔  $P_a, P_b, P_c, P_d$  の内壁には、つぎの(5・1)式で示されるパルス状に変化する圧力を作用させた。

とする内圧が作用する円柱孔の半径を  $0.6 \text{ cm}$ ，点  $O_b, O_c$  を中心とする円柱孔の半径を  $0.35 \text{ cm}$ ，正方形の部分の四辺形要素の一辺の長さを， $0.42 \text{ cm}$  とした。模型の大きさは，(a),(b) の場合はたて×よこが約  $4.0 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm}$  であって，四辺形要素数は約  $6000$ ，応力計算を行なった時間間隔  $\Delta t$  は  $1 \mu\text{s}$  であって，80回繰り返して  $t = 80 \mu\text{s}$  まで計算するのに必要な計算時間は約  $770$  秒であった。また，いずれの場合も平面ひずみの問題として解析を行なった。また，き裂の成長過程をシミュレートするために，模型の弾性定数はメタアクリル酸樹脂のそれらの値を用いた。すなわち，縦波の伝播速度は  $3.0 \times 10^3 \text{ m/s}$ ，横波の伝播速度は  $1.2 \times 10^3 \text{ m/s}$ ，密度は  $1.2 \text{ g/cm}^3$  である。また，引張強度は約  $7.5 \times 10^2 \sim 1.0 \times 10^3 \times \text{Kg/cm}^2$  であるため，今回は  $9.0 \times 10^2 \text{ Kg/cm}^2$  という値を採用して計算を行なった。

$$P(t) = P_0 N \cdot (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}) \quad \dots \dots (5 \cdot 1)$$

ただし、 $P_0$  は圧力最高値、 $N$  は定数、 $\alpha$ 、 $\beta$  は圧力波形を定める定数、 $t$  は時間である。これらの  $P_0$ 、 $N$ 、 $\alpha$  および  $\beta$  の値としては、自由面が存在しないと仮定した場合に、厚さ、 $1.8 \text{ cm}$  のメタアクリル酸樹脂板に設けられた直径  $0.7 \text{ cm}$  の装薬孔内で1号電気雷管を爆轟させた場合に、爆源から  $4 \text{ cm}$  離れたメタアクリル酸樹脂板内の点に生ずる接線方向の主応力  $\sigma_\theta(t)$  の値を、材料粒子の変位や変位速度などの実測結果を(2・1)式に適用することによって算出した結果と、今回の数値計算により求めた結果とがほぼ一致するよう値となるように選定した。第5・3図は、上に述べたそれぞれの



第5・3図 爆源から  $4 \text{ cm}$  の点に生ずる主応力  $\sigma_\theta$  の時間的変化状態

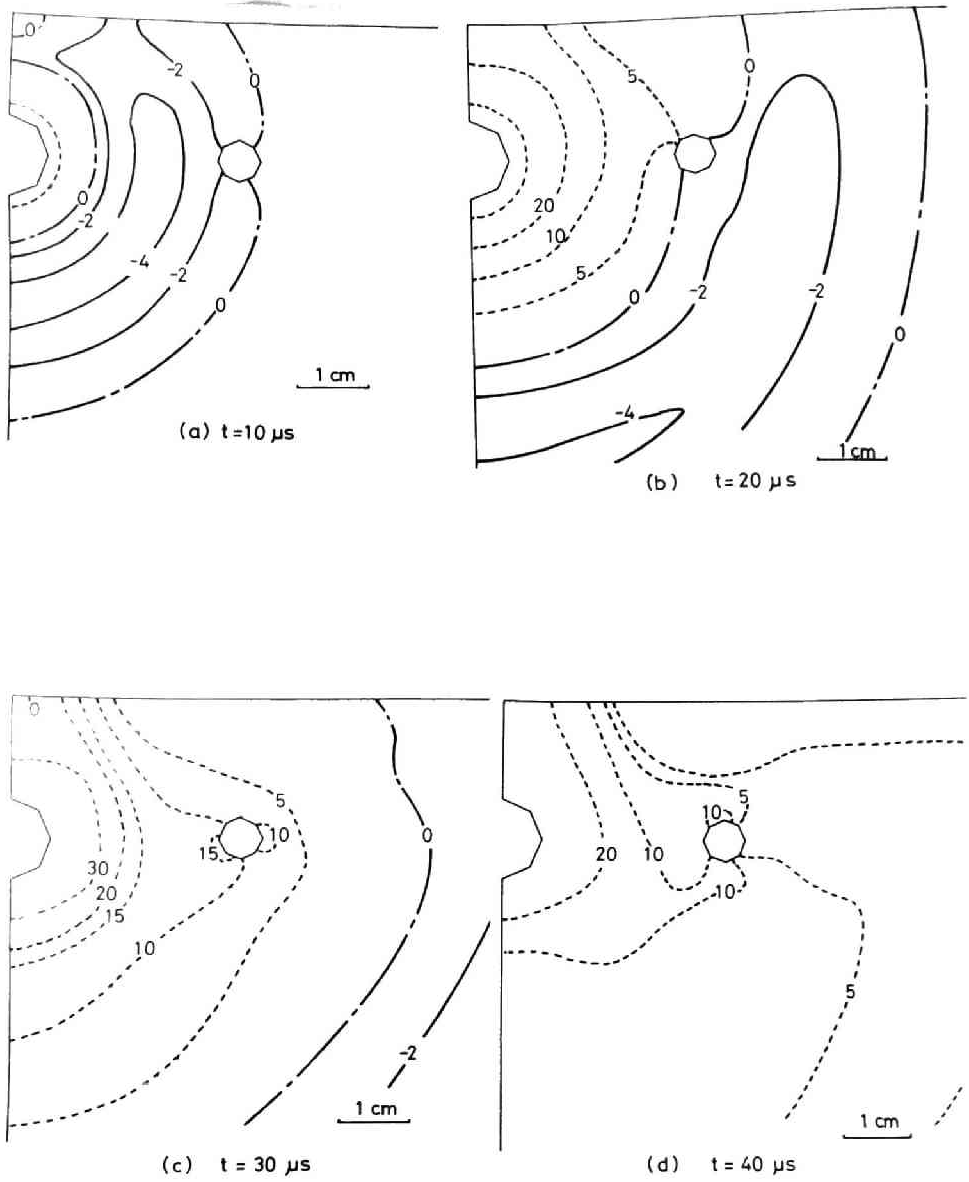
方法で計算した結果を示したものであって、点線で示した曲線が、変位速度などの実測結果に弾性理論を適用して得られた  $\sigma_\theta$  の時間的変化を示す曲線で、実測値に対応すると考えられるものである。また、実線および一点鎖線で示した曲線が、今回の解析方法を用いた数値計算により得た結果であって、実線で示した曲線は破壊を考慮しない場合、一点鎖線で示した曲線は破壊を考慮した場合に得られた結果である。ただし、破壊をともしないながら応力波が伝播する場合には、応力波はその波形を変化させながら伝播するので、第5・3図に示したように、爆源から  $4 \text{ cm}$  離れた点、すなわち、今回の応力解析の対象とした範囲のほぼ中央に位置する点に生ずる応力の時間的変化状態を、材料の破壊を考慮した場合およ

び考慮しない場合のいずれの場合についても，実測値から求めた応力の時間的変化状態と一致するようにするためには，それぞれの場合に作用させる圧力の時間的変化状態を変化させて作用させなければならない。そのために，(5・1)式に示した $\alpha$ ， $\beta$ ， $P_0$ の値は，破壊を考慮した場合と考慮しなかった場合とではそれぞれ異なった値が採用されている。なお，異なった方法で求めたこれらの応力状態がほぼ一致しているということは，実際に爆破を行なった場合に材料内に発生している応力状態が今回実施した応力解析によつて的確に解析されているということを示しており，以後に説明する破壊のシミュレーションの結果の妥当性を裏づけているものと考えられる。

### 5.3 1孔のみが爆轟した場合の応力状態とき裂のシミュレーション

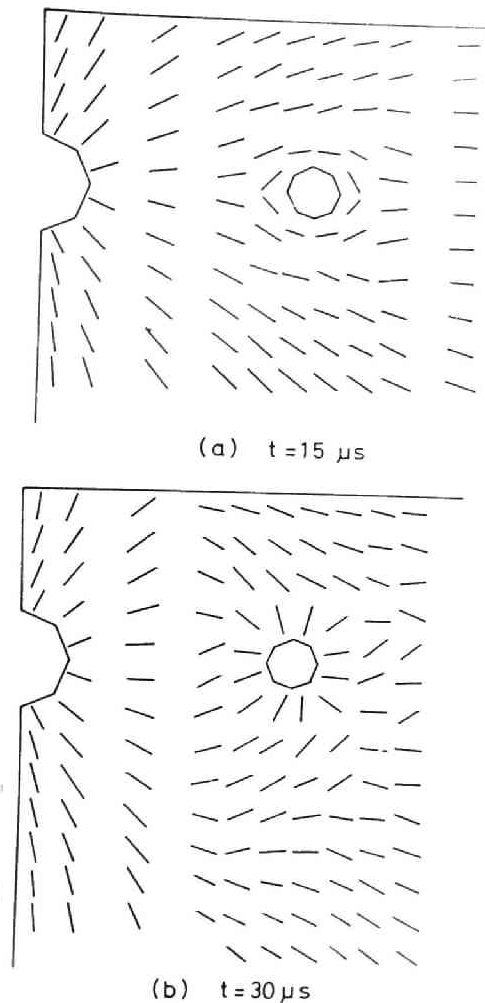
#### 5.3.1 破壊を考慮しない場合

瞬発雷管の点爆時間のばらつきにより，一つの装薬孔内の爆薬が，他の装薬孔内のものより早く爆轟した場合には，まだ爆薬が起爆されていない装薬孔は空孔とみなされる。そこで，まず，空孔とみなされる装薬孔周辺の応力状態を，破壊を考慮しないで解析してみる。ここで応力解析に用いた模型は，第5・2図(b)に示した模型であつて，とりあえず，装薬孔間隔 $L_D$ が1.6 Wの場合について解析を行なった。得られた結果は，第5・4図に示すとおりであつて，実線は圧縮の値をとる等最大主応力線であり，点線は引張の値をとる等最大主応力線である。 $t = 10 \mu s$ で波頭は隣接孔 $O_D$ に達しているが，空孔 $O_D$ の存在による応力状態の乱れはまだ大きくは現われていない。 $t = 20 \mu s$ では，空孔 $O_D$ の周辺の等最大主応力線は複雑な様相を示すようになるが，それでも第3・6図(d)に示した空孔が存在しない場合の一自由面爆破の際に生ずる応力状態を比較してき裂の生成状況に影響をおよぼすほどの大きな差違は認められない。ところが， $t = 30 \mu s$ では，第3・5図に示した応力状態とは大きく異なる。すなわ



第 5.4 図 一孔のみが爆轟した場合の等最大主応力線図

ち，第5・2図(b)に示した点A，点Dに大きな引張応力が生ずるようになり，これらの点で引張破壊が生じやすいことを示している。なお，これらの点に引張応力が集中することは，第4章で示した空孔の直径に比べて波長が長い場合の応力解析結果からも明らかなことである。t = 40  $\mu$ s では点A，点Dにおける引張応力の集中はなくなっているが，第5・2図(b)に示した点B，点Cで大きな引張応力が生じていて，この時間では，点B，点Cにも引張破壊が生ずる可能性があることを示している。第5・5図は

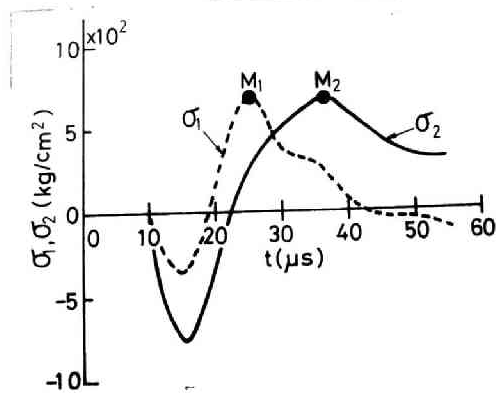


第5・5図 最大主応力が作用する面の方向

最大主応力が作用する方向を示した図であって、引張破壊により材料内  
き裂が生ずるとすれば、この方向に生ずるといふ方向を示している。空孔  
 $O_b$  の周辺に注目してみると、 $t = 15 \mu s$  では、最大主応力が作用する方  
向は、空孔周辺のすべての点で、空孔  $O_b$  の壁面に沿った方向を示してい  
る。ところが、空孔周辺で引張破壊が生ずるであろうという応力の大きさ  
になるころの  $t = 30 \mu s$  では、最大主応力が作用する方向は空孔壁面と直  
交する方向を示すようになる。したがって、第 5・4 図および第 5・5 図  
から明らかなように、空孔  $O_b$  の存在によって生ずる応力集中のために、  
装薬孔  $P_b$  の壁面から放射状に生ずるき裂とは別個に空孔壁面から新しい  
き裂が生ずる可能性がある。そして、この新しいき裂が生ずるとすれば切  
断予定線  $P_b - O_b$  上にある点 A、点 D では、切断予定線に沿って生成し、  
 $P_b - O_b$  と直交する線上にある点 B、C では、切断予定線と直交する方  
向に生成することになる。

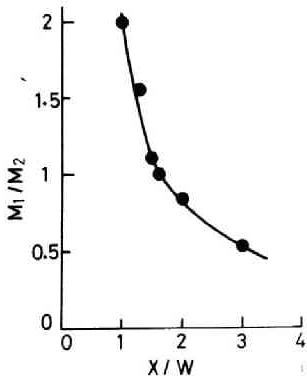
つぎに、空孔として作用していた装薬孔  $O_b$  内の装薬が爆轟すると、切断  
予定線方向に生じていたき裂が助長されると同時に、切断予定線と直交す  
る方向に生じていたき裂も助長され、損傷させたくない部分にまでき裂は  
生成することになる。効果的なスムーズ・ブラスティングを実施するため  
には、空孔壁面から別個に生ずるき裂のうち、点 B、C を結ぶ方向に生ず  
るであろうき裂をなくし、点 A、D において切断予定線上に生ずるであろ  
うき裂を長くすることが好ましい。そのためには、 $P_b$  と  $O_b$  との間隔  $L_b$   
をどの程度にしなければならぬかについて検討しなければならない。

さて、第 5・6 図は、第 5・2 図(a)に示した隣接孔がない場合の模型に  
おいて、装薬孔  $P_a$  に作用する内圧により、切断予定線上で爆源から  $x =$   
 $1.6 W$  の距離にある点  $O_a$  に生ずる主応力の時間的変化状態を示したもので  
あって、主として接線方向に作用する主応力を  $\sigma_1$ 、半径方向に作用する主  
応力を  $\sigma_2$  とし、それぞれの引張応力の最大値を  $M_1$ 、 $M_2$  として表わして



第5.6図 切断予定線上で  $x=1.6w$  の点に生ずる  $\sigma_1, \sigma_2$  の時間的变化状態

ある。図より明らかなように、この点においては、 $M_1 \approx M_2$  であるが、爆源からの距離  $x$  を横軸にとり、直線  $P_a - O_a$  上の任意の点に生ずる主応力の  $M_1/M_2$  の比の値を縦軸にとって示した第5.7図より明らかなように、 $M_1/M_2$  の比の値は爆源からの距離によって変化し、爆源から離れるにしたがって、 $M_2$  の値の割合が大きくなることがわかる。すなわち、 $x >$

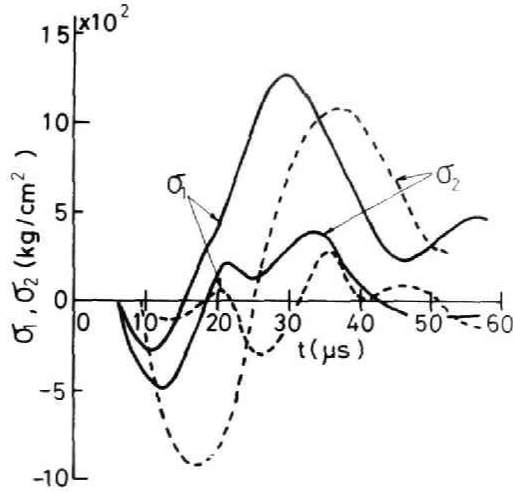


第5.7図  $\sigma_1$  の最大値と  $\sigma_2$  の最大値との比  $M_1/M_2$  との爆源からの距離  $x$  との関係

$1.6w$  では  $M_2 > M_1$  となってしまう、 $\sigma_1$  で引張破壊をしなくても、 $\sigma_2$  で引張破壊をしよう場合が生じてくる。切断予定線  $P_a - O_a$  近傍において、 $\sigma_1$  により引張破壊が生ずる場合はほぼ切断予定線に沿ってき裂が生成するが、 $\sigma_2$  により引張破壊が生ずる場合は切断予定線と交わる方向にき裂が生成することになる。したがって、 $L/b > 1.6$

$w$  の範囲に装薬孔  $O_b$  を設けておくと、スムーズ・ブラスティングにとっては好ましくないことになる。この観点から装薬孔間隔がこれ以上大きく

ては好ましくないとと思われる。 $L_b = 1.6 w$ の場合の等最大主応力線図を第5.4図に示しておいた。つきに、第5.8図は、空孔 $O_b$ が存在する場合に、



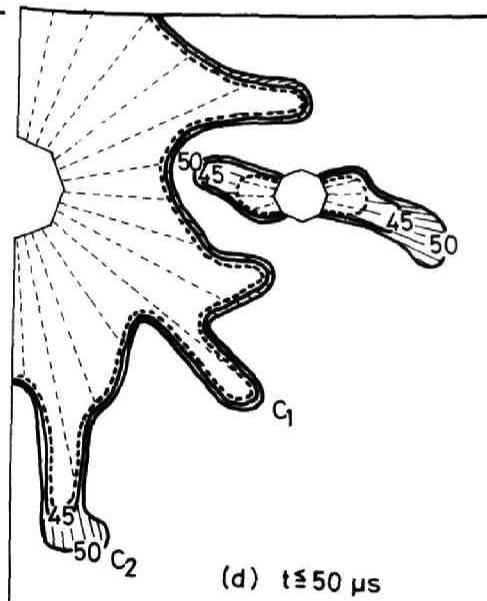
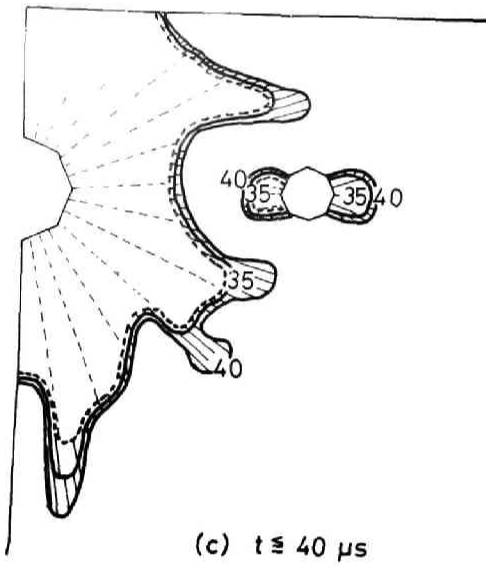
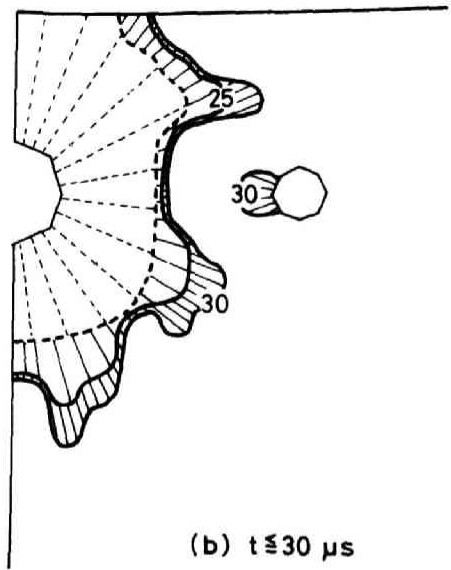
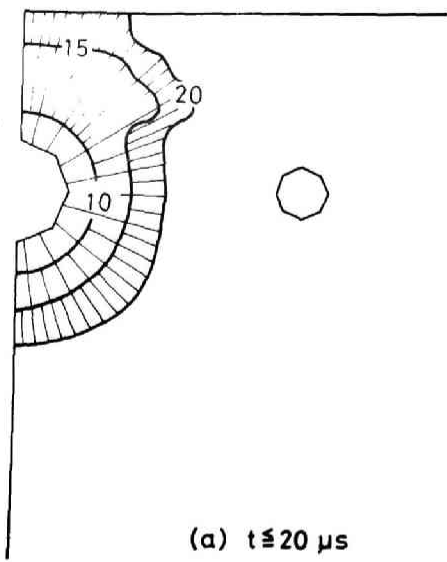
第5.8図 空孔 $O_b$ が存在する場合に  
空孔近傍の点に生ずる主応力 $\sigma_1$   
 $\sigma_2$ の時間的变化状態

第5.2図(b)に示した点A、点Bに生ずる主応力の時間的变化状態を示したものであって、実線で示した曲線は点Aに生ずる主応力であり、点線で示した曲線は点Bに生ずる主応力である。

点Aに生ずる $\sigma_1$ の最大値および点Bに生ずる $\sigma_2$ の最大値は、空孔がない場合の爆源から同じ距離にある点について示した第5.6図の $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ の最大値に比べて、それぞれ、1.83倍、および1.56倍となっており、点A、点Bでは空孔がない場合に比べて引張破壊を生じやすくなっているのがわかる。しかし、点Bでは点Aよりも遅れて引張応力が生ずるために、き裂が生成するとすれば、まず点Aから生じ、このき裂面から応力解放波が投射されるために、点Bには、き裂が生成しにくくなるものと考えられる。

### 5.3.2 破壊を考慮した場合

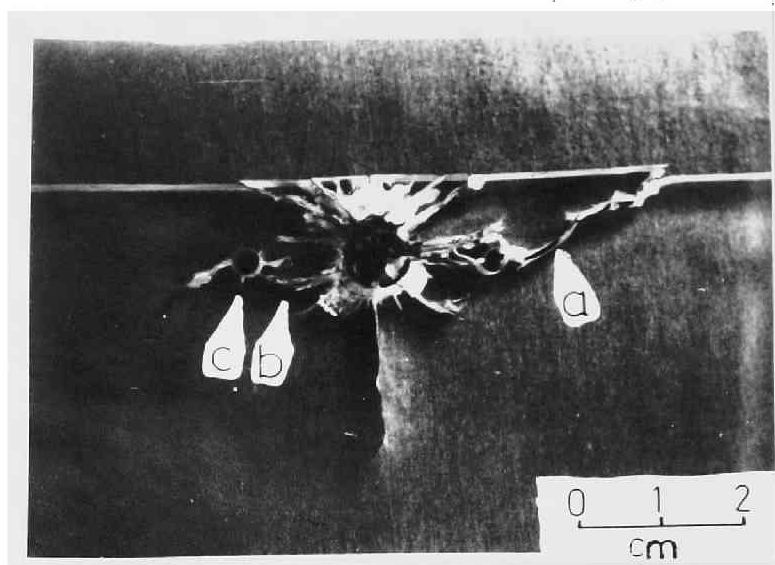




第5・9図 き裂の成長過程のシミュレーション

つぎに、破壊を考慮した場合の応力解析結果を第5・9図に示す。第5・9図は装薬孔壁面から成長するき裂の先端および空孔 $O_b$ の壁面から別個に成長するき裂の先端が、爆轟後、ある時間経てばどこまで進展しているかを示した図であって、たとえば、第5・9図(b)には $t = 25 \mu s$ 、 $t = 30 \mu s$ の場合のき裂の先端の位置が実線で示してある。なお、破線は第5・9図(a)に示した $t = 20 \mu s$ のときの状態を表わす曲線と同じものである。 $t = 25 \mu s$ 以下では、爆源から放射状に生成するき裂のみしかみられないが、 $t = 26 \mu s$ ではじめて空孔 $O_b$ の壁面から切断予定線に沿い爆源に向う新しい別個のき裂が生成しはじめる。 $t = 35 \mu s$ では、爆源とは反対側の空孔壁面からもき裂が生成する。そして空孔壁面から生成した上記の2本のき裂はほぼ切断予定線に沿って時間とともに成長していくが、その途中で、あるいはその生長後においても、空孔として作用していた装薬孔 $O_b$ 内の爆薬が爆轟すれば、それまでにすでに $O_b$ の壁面から生成している2本のき裂はさらに助長されて破断面を形成するので、良好なスムーズ・ブラッシングが実施されることになるであろう。

第5・10図は、上記の応力解析を行なった場合とほぼ同じと考えられ

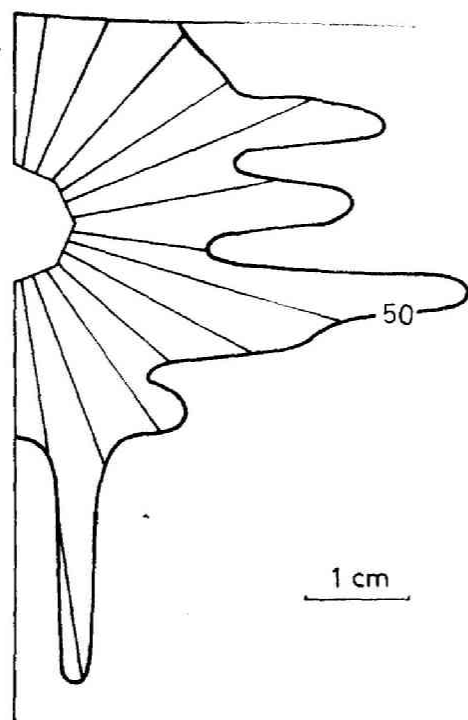


第5・10図 一孔のみが爆轟した場合に生成したき裂の様相

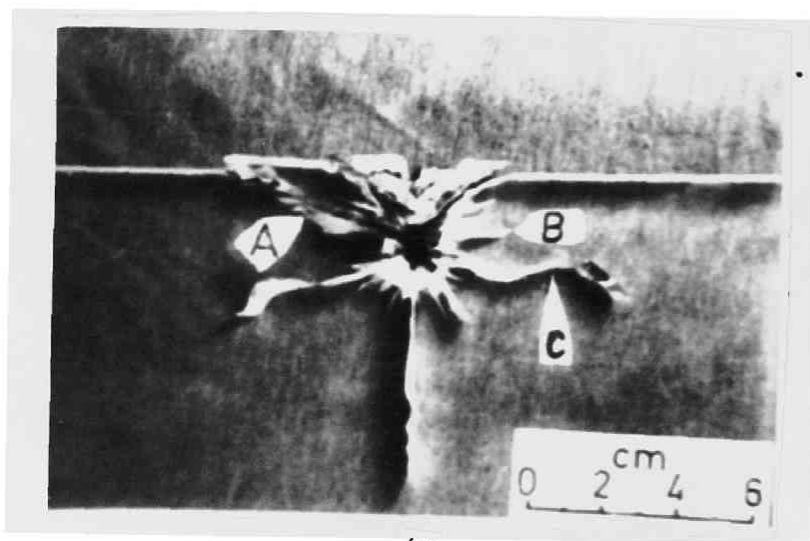
る条件で、メタアクリル酸樹脂板を用いて実験を行なった結果生成したき裂の様相を示したものである。第5・9図、第5・10図を比較すれば明らかのように、計算によるシミュレーションの結果と実験によって得られたき裂の様相とはよく一致していることがわかる。第5・10図の右半分の部分に生じたき裂のうち、aで示したき裂は空孔を通り自由面にまで到達していて、シミュレーションの結果とは一致していない。これは、第3章の一自由面爆破の場合にも述べたように、ガス圧の作用に基づくものと思われる。すなわち、空孔を通り、自由面にまで到達しているき裂aの面は、装薬孔壁面から2.5cmのところまでガスにより黒く着色されているがbで示したき裂の面は、装薬孔壁面から1.2cmまでしか黒く着色されていない。このように、き裂aにはガスがより先端の方まで進入しており、逆にこの影響を受けて、左半分の部分にはガス圧の影響が少なくなったものと思われる。したがって、左半分に対しては動的な要素が強く現われるようになり、シミュレーションの結果とよく一致しているものと思われる。また、第5・10図にcで示したように、空孔壁面から切断予定線と交わる方向に小さなき裂が生成しているが、これはシミュレーションの結果では現われていない。その理由は、今回実施した応力解析では、空孔の直径に比べて四辺形要素が大きいために、応力集中の程度が小さく計算されているためと、計算では直接空孔壁面上の応力が算出されていないためによるものと思われる。

第5・10図からも、 $L_b = 1.6W$ では、空孔壁面から第5・2図(b)に示した点B、C方向にき裂が生成する危険性があることがわかる。

第5・11図は、比較のために、空孔 $O_b$ がない場合について、すなわち、第3章で述べた一自由面爆破の場合についてのシミュレーションの結果と実験結果とを示したものであって、第5・11図(a)は $t = 50 \mu s$ におけるき裂先端の位置を示し、(b)は実験によって得られたき裂の様相を示したものである。第5・9図、第5・10図および第5・11図をそれぞれ



(a)



(b)

第 5・11 図 一自由面爆破の際のシミュレーションとき裂の様相

れ対比すると、第5・9図(d)に $C_1$ で示したき裂が長く生長するのがスムーズ・プラスチックを行なった場合の特徴の一つであることが、シミュレーションの結果からも実験結果からも明らかである。

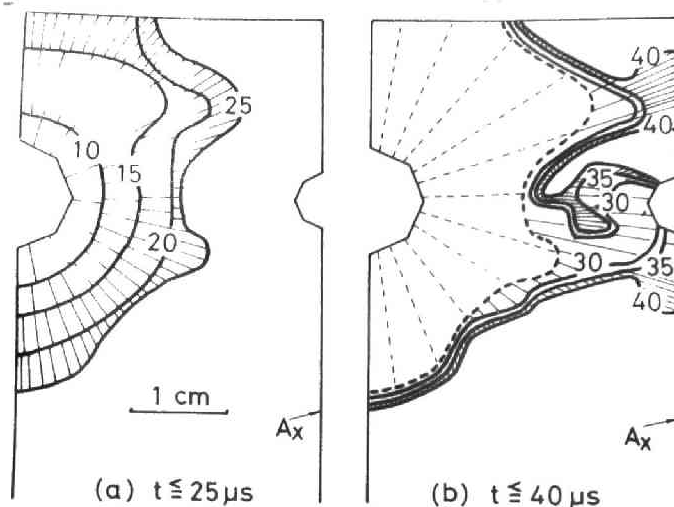
以上に述べたように、き裂の成長過程のシミュレーションの結果と、実験によって得られたき裂の様相とは、スムーズ・プラスチックの場合も一自由面爆破の場合もよく一致していることがわかる。そこでつぎに、雷管の点爆時間のばらつきのために、雷管を用いて実施することは困難と考えられる完全斉発という現象を、数値解析によってシミュレートし、その結果から、そのような条件で起爆した場合のスムーズ・プラスチックによる破壊状況について検討してみる。

#### 5.4 $n, n+2, \dots$ の装薬が完全に斉発した場合のシミュレーション

瞬発雷管を用いてすべての装薬を完全に斉発させることはむずかしいことは上にも述べたが、いま、点爆時間のばらつきの最大値を $T$ とし、斉発しようとする装薬孔の数を $n_0$ とすると、隣接孔相互の、点爆時間のばらつきの平均値は $T/n_0$ とみなすことができる。したがって、 $n_0$ が大きくなれば、それだけ隣り合った装薬の点爆時間のばらつきの差は小さくなり完全に斉発する場合に近くなると考えられるので、実操業のように、数多くの装薬孔を設けてスムーズ・プラスチックを実施する場合には、いくつかの装薬孔から投射される応力波の干渉によって、き裂がどのように生成するかを検討しておかなければならない。

ここでは、 $n, n+2, n+4, \dots$  の装薬がまったく同時に爆轟し他の $n-1, n+1, \dots$  の装薬はまだ爆轟しない場合に、媒体内に生ずる動的な応力状態はどのようになるかを考えてみる。このような場合についての解析は、第5・2図(c)に示した装薬孔 $P_0$ の内壁にのみ圧力を作用させ、装薬孔 $O_0$ は空孔とすることにより解析できる。この場合も、 $P_0, O_0$ 間の距離 $L_0$ は $1.6W$ であると考え破壊を考慮して応力解析を行なっ

た。この解析で得られた、き裂の進展状況のシミュレーションの結果を示したのが第5・12図である。第5・9図に示した結果と比較して、第5



第5・12図 一孔おきに曝露した場合に生成するき裂の成長過程のシミュレーション

・12図に示されている結果には三つの大きな特徴が認められる。その一つは、切断予定線に沿って、空孔壁面から別個に生ずるき裂が生成する時間は  $t = 26 \mu\text{s}$  と同じであるが、それらが、さらに成長していく時間は、第5・9図では  $t = 45 \mu\text{s}$  であったが、第5・12図では  $t = 35 \mu\text{s}$  と短くなっており、この条件の場合の方が切断予定線に沿って空孔壁面から生ずるき裂先端の進行速度が速くなっているということである。第二の特徴は、第5・9図(d)に  $C_1$ ,  $C_2$  で示したき裂が第5・12図では生成していないことである。これは、いま装薬孔  $P_n$  を第5・1図における  $n$  番目の装薬孔とすると、第5・9図に示した  $C_1$ ,  $C_2$  のき裂は、 $n$  番目の装薬孔を中心として接線方向に生ずる引張応力によって生成したものであるが  $C_1$ ,  $C_2$  のき裂を生じさせる原因となった  $n$  番目の装薬孔の接線方向とは、 $n + 2$  番目の装薬孔を中心として考えれば、その半径方向とほぼ一致する

方向である。したがって、第5・12図に解析結果を示した条件の場合には、 $n+2$ 番目の装薬孔から投射され、しかも主としてその半径方向に圧縮として作用する応力波が干渉することにより、第5・9図に解析結果を示した条件の場合よりも $C_1$ 、 $C_2$ のき裂を発達させるべき引張応力の値を減少させるためと考えられる。他の一つの特徴は、第5・9図、第5・12図のそれぞれについて、 $t=40\mu\text{B}$ におけるき裂先端の位置をみれば明らかのように、第5・12図の場合には、空孔として作用する装薬孔 $O_0$ の存在する側の対称軸Ax近傍でかつ切断予定線近くでき裂が多く生成していることである。以上に述べた特徴は、いずれも、2孔以上の装薬孔から投射された応力波の干渉により、生成するき裂が切断予定線附近に集中するよう特徴を示していて、スムーズ・プラスチックにとって好ましいき裂の発生状況を示しているものといえる。

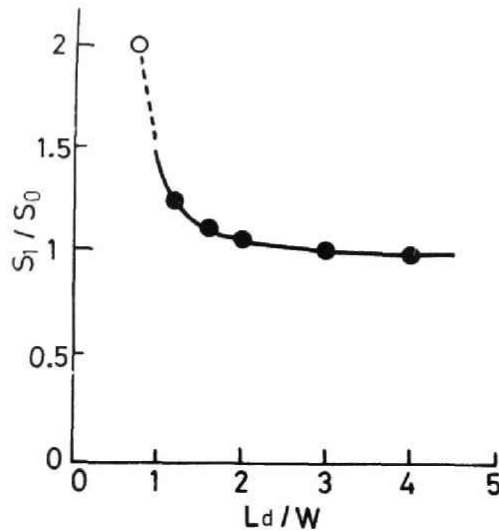
以上に示したき裂のシミュレーションの結果から、空孔として作用していた装薬孔 $O_0$ 内の爆薬が爆轟しないときでも、一応切断予定線に沿って媒体は切断される可能性があることがわかる。しかし、対称軸Ax近傍に生じているき裂は非常に細いと考えられるから、実際には装薬孔から成長してきたき裂が互いにつながり合うかどうかは疑問であり、結局は装薬孔 $O_0$ 中の爆薬が爆轟することにより切断予定線に沿って媒質が切断されることになるものと思われる。

#### 5.5 すべての装薬が完全に斉発した場合のシミュレーション

すべての装薬孔内の爆薬が同時に爆轟すると、5.4節に述べたことからわかるように、応力波の干渉により切断予定線に沿って大きなき裂が生成するものと思われる。しかし、装薬孔間隔が大きければ、別々に爆轟した場合と変わらないであろうし、そのような場合には、スムーズ・プラスチックの良さは現われない。

スムーズ・プラスチックにおいて良好な結果をうるためには、装薬孔か

ら放射状に生成するき裂に方向性を持たせることが望ましい。そのためには、装薬孔間隔  $Ld$  をどのぐらいにしたらよいかという問題を破壊を考慮しない場合について検討した結果を示したのが、第5・13図であって横軸は装薬孔間隔、縦軸には、第5・2図(d)に示した装薬孔近傍の点Eに



第5・13図 全装薬孔が斉発した場合に点Dに生ずる応力の集中の程度と装薬孔間隔  $Ld$  との関係

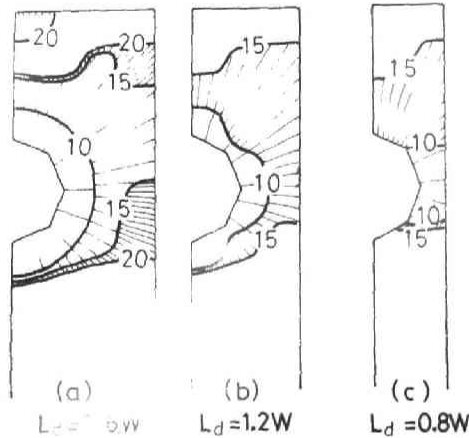
において接線方向に作用する引張応力の最大値  $S_1$  を第5・2図(a)に示した点E'において接線方向に作用する引張応力の最大値  $S_0$  で除した値  $S_1/S_0$  をとってある。

第5・13図より明らかなように、全装薬孔が斉発した場合は、装薬孔間隔が大きくなれば点Eに生ずる引張応力の値は小さくなっていき、 $Ld \geq 1.6W$  では  $S_1/S_0 \leq 1.1$  となって、斉発の影響は無視されるようになる。したがって、 $Ld > 1.6W$  では、装薬孔壁面から生ずるき裂に方向性を持たせることはできないとみなしてもよいであろう。以上は、破壊を考慮に入れない場合の解析結果からの推論であって、破壊をともなう現実の場合には直接適用で



きないが、一応の目安とはなるであろう。

つぎに、引張破壊を考慮に入れた場合の解析結果を示したのが第5.14図であって、この図の(a),(b),(c)はそれぞれ  $L_d = 1.6W$ ,  $1.2W$ ,  $0.8W$  の



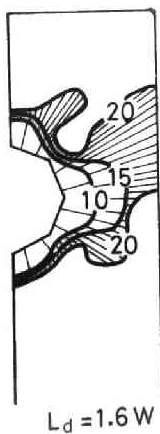
第5.14図 完全に斉発した場合のき裂の成長過程のシミュレーション

場合に得られたき裂の成長過程のシミュレーション結果を示したものである。図より明らかなように、 $t = 10 \mu s$  において  $L_d = 1.6W$  の場合には、まだ装薬孔を中心として放射状に多くのき裂が生成しているが、 $L_d = 1.2W$ ,  $0.8W$  となるにしたがって、装薬孔周辺に生成するき裂は少なくなっていく、とくに  $L_d = 0.8W$  の場合は、 $t = 10 \mu s$  では切断予定線方向のみしか、き裂は生成していないことがわかる。また、 $L_d = 1.6W$  の場合には、 $t = 20 \mu s$  で破壊が終了しているが、 $L_d = 1.2W$  および  $0.8W$  の場合には、 $t = 15 \mu s$  と早い時間で破壊が終了しており、さらに  $L_d$  の値が小さい方が、損傷を与えたくない部分を破壊する割合は少ないことがわかる。5.4節、5.5節で述べたことは、いずれも理想的に斉発が行なわれた場合であって、爆轟に時間差があって、1孔の周囲に放射状のき裂が生成してから

隣接孔の爆薬が爆轟すると、先に生成していた放射状のき裂はさらに助長され、破壊させたくない部分にもこのき裂は長く進展していき、スムーズ・ブラスティングとしては好ましくないであろう。したがって、より精度のよい雷管が望まれる。

### 5.6 軽装薬の効果について

スムーズ・ブラスティングの場合は、一般に軽装薬をして実施することはすでに述べたが、軽装薬をする方法としては、第2章でも述べたように、装薬孔の直径よりも小さい直径の爆薬を装填する、いわゆる、デカップリング装薬をする方法が用いられている。この方法を用いて爆破を行なうと、媒体内に生ずる応力波形が変化するとともに、生ずる応力の大きさも密装填の場合のそれに比べて小さくなる。ここでは、デカップリング装薬をすることによって生ずる効果のうち、装薬孔内壁に作用する爆轟圧の大きさが減少することによって生ずる効果について検討した。すなわち、第5・15図は、第5・14図(a)に示したシミュレーションを行なった場合の解析条件のうち、装薬孔内壁に作用する爆轟圧の大きさのみを $1/2$



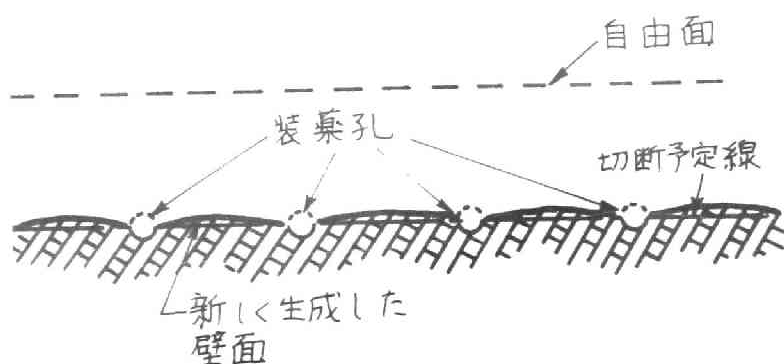
第5・15図 軽装薬をした場合のき裂の成長過程のシミュレーションの一例

として、応力解析を行なって得られたき裂の成長過程のシミュレーションの結果を示したものである。

第5・14図(a)および第5・15図を比較すれば明らかなように、爆轟圧の値を $1/2$ にした場合に生ずるき裂は爆轟圧がその倍の値をとる場合に比べて切断予定線近傍に集中して生成し、より有効なスムーズ・ブラスティングを実施で

きることがわかる。ただし、図より明らかなように、自由面近傍におけるき裂は生成しにくくなり、したがって自由面附近に生ずる破砕片の大きさは大きなものとなる可能性がある。また、破砕片の大きさが大きくなる傾向は、1孔の装薬のみ爆轟した場合、すなわち、段発に近い場合よりも、斉発した場合の方が強いことは、第5・9図および第5・14図、第5・15図を比較すれば明らかであり、これらのシミュレーションの結果は、現実に生ずる現象と一致している。

スムーズ・ブラस्टィングは岩盤を対象にして実施され、しかも、スムーズ・ブラस्टィングを行なったことにより、新しく生成した壁面より内部の岩盤に生成しているであろうき裂の様相を肉眼で観察することは不可能である。したがってなんらかの方法を用いることによる以外、スムーズ・ブラस्टィングの効果を知る手段はないが、本章で示したき裂のシミュレーションの結果から、スムーズ・ブラस्टィングを実施することにより新しく生成した壁面が、第5・16図に示したように、装薬孔と装薬孔との間で少しふくらんだ形状をしていれば、岩盤の内部深くにまで損傷を与えず良好な結果が得られたと考えるとよいものと思われる。



第5・16図 良好なスムーズ・ブラस्टィングにより新しく生成した壁面の形状

## 5.7 結 言

スムーズ・ブラस्टィングは、切断予定線に沿って数多くの装薬孔を設け、斉発をするのが一般的な方法であるが、電気雷管の点爆時間のばらつきのために、それぞれの装薬孔周辺には種々の異なった応力状態が生ずる、したがって、スムーズ・ブラस्टィングによる岩盤の破壊の機構も、各爆破孔に装填されている装薬の爆轟の仕方によって異なってくる。今回はとりあえず、装薬が3種類の異なった爆轟の仕方をした場合について検討を行ない、それぞれの場合に生ずるであろうき裂の成長過程のシミュレーションを行なって、破壊の機構について考察をし、さらにより滑らかな壁面を得るための一、二の条件を提示した。

点爆時間のばらつきの大きい装薬孔間では、まず最初に爆轟した装薬周辺にき裂が生ずるとともに、空孔としての役割りを果たす隣接孔壁面から別個に切断予定線に沿ってき裂が生じ、ついで空孔として作用していた装薬孔内の爆薬が爆轟することにより、別個に生成していたき裂がさらに助長されて、スムーズ・ブラस्टィングとしての良好な結果が得られることになる。また、点爆時間のばらつきが小さい装薬孔間では、応力波が干渉するため、装薬孔壁面から生ずるき裂は、切断予定線に沿って生成し、隣接孔からのき裂とつながり合って破断面を形成し、損傷させたくない部分にはき裂は生成しにくくなる。

良好なスムーズ・ブラस्टィングを実施するためには、装薬孔間隔が小さい方が望ましく、装薬孔間隔が最小抵抗線の長さの1.6倍より大きくなれば良い結果は得られない。また、点火方法としては斉発が望ましく、そのためにも、実用上は点爆時間のばらつきの少ない精度のよい電気雷管の使用が望まれる。

さらに、装薬方法について述べ、軽装填をすれば、より良い結果が得られるが、生ずる破砕片が大きくなる可能性があることを示した。

最後に、シミュレーションの結果から、良好なスムーズ・ブラस्टィング

により、新しく生成するであろう壁面の一般的な形状を推論し、装薬孔間にある岩盤が少しふくれていれば、岩盤の奥には大きなき裂が生成はしておらず、良好なスムーズ・プラスチックが行なわれたというることを述べた。

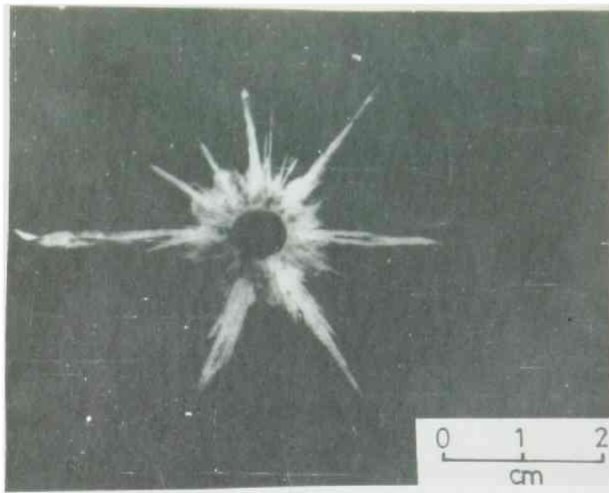
## 第 6 章

### スムーズ・ブラスティングにおけるガイドホールの効果

#### 6.1 緒 言

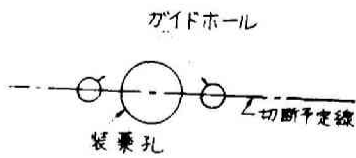
第5章においては、一般的に施工されているスムーズ・ブラスティングにおける破壊機構について考察し、さらに隣接する装薬孔が空孔として作用する場合の効果や、応力波の干渉がき裂の生成におよぼす影響について検討した結果、スムーズ・ブラスティングにおいては切筋予定線に沿ってのみ大きなき裂が生成することを明らかにした。

無限媒質内に存在する装薬孔内で爆薬を爆轟させた場合には、第6・1図の写真に示すように、装薬孔壁面から放射状に生ずる数多くのき裂には方向



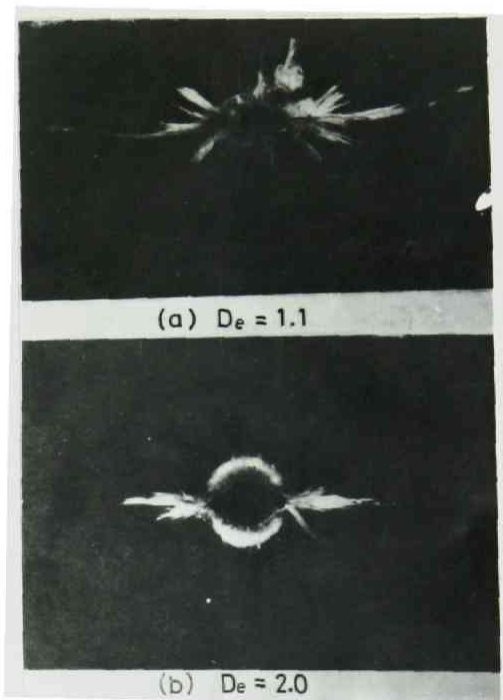
第6・1図 ガイドホールの無い場合に、爆轟によって放射状に生ずるき裂の様相

性は見当らないことは第2章において、すでに述べたとおりである。ところが、第6・2図に示すように、装薬孔に隣接して空孔（これをガイドホール



という)を穿孔しておくこと、第6・3図の写真のように装薬孔壁面から生ずるき裂に方向性を持たせることができる。ただし、第6・3図(a)は装薬孔の直径を爆薬の直径で除した値、すなわち、デカッ

第6・2図 ガイドホールの説明図



第6・3図 ガイドホールを有する場合に生じたき裂の様相

プリング係数が1.1の場合に、(b)は2.0の場合に生じたき裂である。また、

ガイドホールの方向に発生したき裂によってガイドホールの方向以外の方向のき裂の生成が抑制されるように思われる。そこで、本章においては、主としてガイドホールが存在することによりガイドホールの方向以外に発達しようとするき裂を抑制する効果について、生成したき裂の状態が容易に観察できる、メタアクリル酸樹脂板を用いて、検討した結果と、操業現場においてガイドホールを有するスムーズプラスティングを実施し、その効果について検討した結果を述べる。

## 6.2 き裂からの応力解放波

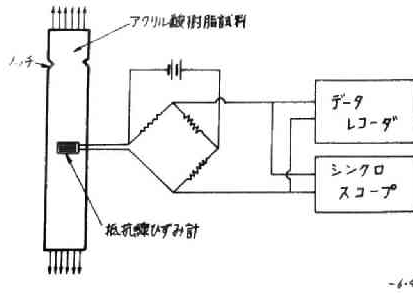
### 6.2.1 一軸引張試験で材料が破断した際に発生する応力解放波

第6・2図に示すように装薬孔の近傍にガイドホールが存在すると装薬孔内の爆薬が爆轟すればガイドホールの方向へ向うき裂がまず最初に生成し、このき裂の生成によってガイドホールの方向以外の方向へのき裂の生成が抑制されるという現象に対しては、ガイドホールの方向に生成したき裂から材料内に投射される応力解放波が大きく寄与しているものと推定することができる。すなわち、装薬の爆轟により装薬孔壁面の円周方向に生ずる引張応力によってガイドホールの方向に向うき裂がまず最初に生成すると、き裂の面においては円周方向の引張応力が零となるから、そのき裂面から円周方向の引張応力を解放する応力解放波が材料内へ投射され、その近傍の点に生ずる円周方向の引張応力、すなわち、hoop stress は、き裂の位置から順次解放されて消失するものと考えられる。したがって、ガイドホール近傍の点における引張応力の大きさは、ガイドホールの方向に発生した引張応力の最高値よりも大きくなり得ないので、装薬孔とガイドホールとを結ぶ線の近傍には別の長いき裂は生成しないものと考えられる。そこでこのような推定を確かめるために、応力解放波の性質について検討することにした。

まず、理論的検討が比較的容易な一次元の問題について検討すること

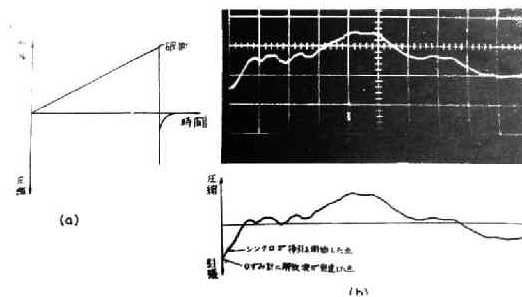


する。第6・4図は実験方法について説明した図であって、メタアクリル酸樹脂棒に抵抗線ひずみ計を接着しておき、これを材料試験機を用いて引



第6・4図 一軸引張試験による応力解放波に関する実験の説明図

張り、ノッチの部分で破断させた。この場合には、破断と同時に破断面から応力解放波が試料内へ投射されるので、その波形と伝播速度とを抵抗線ひずみ計を用いて測定した。なお、ひずみ計の出力信号の記録にはデータレコーダとシンクロスコープとを併用した。得られた記録の代表的な一例を示したのが第6・5図である。第6・5図(a)はデータレコーダによる記録でありこれは

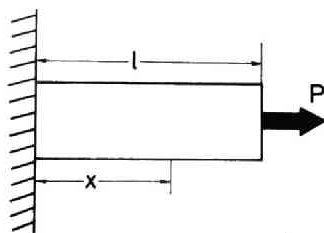


第6・5図 一軸引張りによる応力解放波の時間的変化状態

荷重を加え始めた時から破断した時までのひずみと時間との関係を示した

ものである。また、(b)はシンクロスコープによる記録であって、破断した時以後のひずみと時間との関係、すなわち、応力解放波の波形を掃引を速くして求めたものである。この実験結果より、メタアクリル酸樹脂棒が破断した場合に発生する応力解放波によって、材料内に存在する引張応力が解放されるのに要する時間は、応力解放波の波頭がひずみゲージ接着点に到達してからほぼ $20\mu\text{s}$ 程度であり、その間、引張応力はほぼ直線的に減少している。そして、その後は圧縮応力、引張応力と振動的に変化しながら棒内の応力は解放されていく。応力解放波の伝播速度は、当然のことながら縦波の伝播速度と一致するということがわかった。

なお、以上に述べた実測の結果は、以下に示す理論的検討の結果から考えても妥当である。すなわち、いま第6・6図に示すように、一端固定の



弾性棒の他の自由端に作用していた $P$ なる引張力が、 $t=0$ の瞬間に急に解放されたとすると、棒内の任意の点のひずみは弾性理論によりつき<sup>1)</sup>のようにして得られる。

第6-6図 応力解放波に関する理論計算の説明図

すなわち、振動している棒の固定端から $x$ の距離にある点の変位を $u$ とすると

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_L^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

が成立する。ただし、 $t$ は時間、 $c_L$ は棒内での縦波の伝播速度である。

初期条件を

$$t=0 \text{ の時, } \dot{u} = 0, \quad u = x \cdot \frac{P}{AE}$$

として、(6.1)式を三角級数を用いて解くと、 $u$ は(6.2)式で与えられる。ただし、 $A$ は棒の断面積、 $E$ はヤング率である。

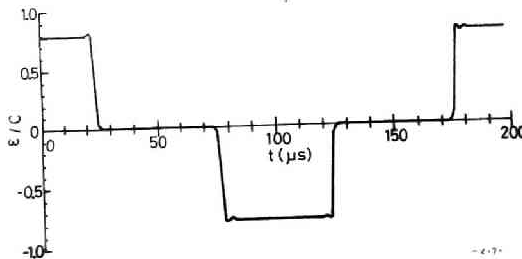
$$u = \frac{8P\ell}{\pi^2 AE} \cdot \sum_{i=1,3,5,\dots} \frac{(-1)^{\frac{i-1}{2}}}{i^2} \sin \frac{i\pi x}{2\ell} \cdot \cos \frac{i\pi C_L t}{2\ell} \quad \dots (6.2)$$

したがって、固定端から $x$ の距離にある点に生ずる $x$ 方向のひずみ $\epsilon$ の時間的变化状態は

$$\epsilon = \frac{4P}{\pi AE} \cdot \sum_{i=1,3,5,\dots} \frac{(-1)^{\frac{i-1}{2}}}{i} \cos \frac{i\pi x}{2\ell} \cdot \cos \frac{i\pi C_L t}{2\ell} \quad \dots (6.3)$$

で表わされる。

いま、 $\ell = 15\text{ cm}$ 、 $x = 8\text{ cm}$ 、 $C_L = 3000\text{ m/s}$ という値を用いて、固定端より $8\text{ cm}$ の位置におけるひずみの時間的变化状態を(6.3)式を用いて計算し、その結果を示すと、第6.7図のようになる。第6.7図より、棒状試料内に存在している引張応力は、応力解放波の波頭の到達とともに急



第6.7図 固定端より $8\text{ cm}$ の点に生ずるひずみの時間的变化状態の理論解

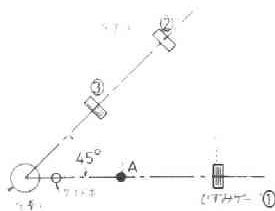
激に減少し、一たん無応力状態となり、その後引張応力と同じ大きさの圧縮応力の状態を経て再び応力が零となるように、棒状試料内では振動的に応力が解放されることがわかる。なお、第6.5図(b)に示した実測結果で

は、応力解放波が到達してから引張応力が解放されるまでに要する時間がほぼ $20\ \mu\text{s}$ となっており、計算結果とやや異なっているが、この差違には実際に材料が破断する場合には、き裂が発生してから材料が完全に破断するまでにある程度の時間を必要とすること、および、材料の粘性などの影響が含まれているものと考えられる。そして計算結果にみられるこのような応力解放の様相は、第6・5図に示したメタアクリル酸樹脂棒の破断時のひずみ測定結果にみられる応力解放の様相とよく一致している。

### 6.2.2 hoop stress の解放波について

以上に、引張応力状態にある棒状試料が破断した場合に生成する応力解放波の様相について検討した結果を示したが、ガイドホールを有する爆破の場合には、装薬孔とガイドホールを結ぶ方向に生成したき裂からの応力解放波によってガイドホール周辺の点に生成しているhoop stress が解放されるものと考えられるので、この場合に発生する応力解放波によってhoop stress が解放される様相についても検討しておく必要がある。

そこで、第6・8図に示すように、厚さ、 $1.8\ \text{cm}$ のメタアクリル酸樹脂板に直径 $0.72\ \text{cm}$ の装薬孔とそれに接して直径 $0.27\ \text{cm}$ のガイドホールを



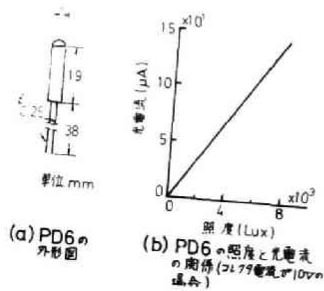
設け、装薬孔内で1号電気雷管を起爆してガイドホールの方向に長いき裂を生成させた。この際、第6・8図に示す三つの点にあらかじめ接着しておいた抵抗線ひずみゲージにより、ガ

第6・8図 応力解放波に関する実験方法の説明図

イドホールの方向に生成した、き裂からの応力解放波によってこれらの三つの点のひずみがどのように変化するかを測定した。なおこの場合には、

雷管の爆轟によってガイドホール方向にき裂が生成した瞬間，すなわち，き裂から応力解放波が材料内へ投射された瞬間を検出する必要がある。そこで今回は，フォトトランジスタを用いてき裂が生成した瞬間を検出した。用いたフォトトランジスタはNEC製のPD6であって，その外形および照度と光電流に関する特性は，第6・9図に示すとおりである。

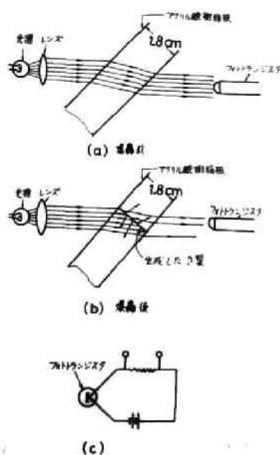
第6・9図(b)より明らかなように，照度と光電流との関係は直線的であるため，き裂が生成することによる影響も容易に知ることができる。



第6・9図 フォトトランジスタ PD 6 の説明図

第6・8図に示した点Aに，き裂が生成した瞬間を知りたい場合には，

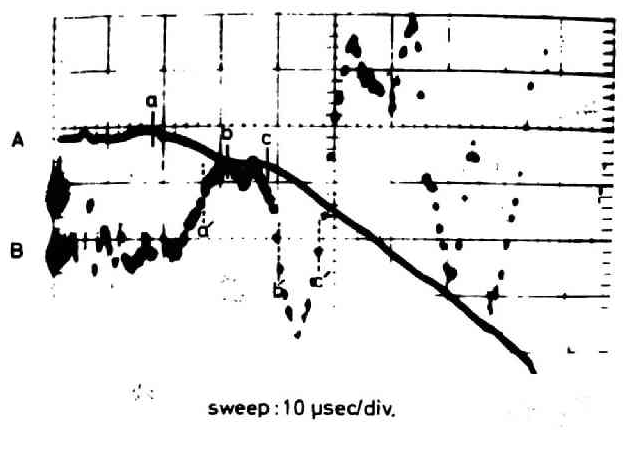
まず第6・10図(a)に示すように，爆轟前には，光源からの光をレンズを用いて，平行光線として点Aに投射し，メタアクリル酸樹脂板を通過してきた平行光線をフォトトランジスタで受けると，第6・10図(c)に示した検出回路の出力端子には，き裂が生成していない試料を通過してきた光の強さに対応する電圧が発生する。つぎに雷管が起爆して第6・10図(b)に示すように，点Aにき裂が生成すると，光線の一部は



第6・10図 フォトトランジスタを用いた実験装置の概念図

当然，き裂面で反射し，他の一部は屈折してフォトトランジスタに到達する。したがって，き裂が生成した場合には，フォトトランジスタへ入射する光の強さは，き裂が生成していない場合に比して弱くなり，それに対応して，フォトトランジスタを用いた検出回路の出力電圧が変化する。したがって，この検出回路の出力電圧の変化を記録すれば，き裂が生成した瞬間を検出することができる。

第6・11図は，第6・8図に示したひずみゲージ①による，ひずみ記録とフォトトランジスタによる記録の一例であって，掃引Aはフォトトランジスタの，Bはひずみゲージ①の記録である。フォトトランジスタによる記録においては，入射する光の強さが弱くなるにつれてマイナス側，すなわち，下方に光点が移動し，ひずみゲージにおいては，プラス側，すなわち，上方が引張ひずみを示している。なお，これらの掃引の起動は雷管が起爆した瞬間と一致しており，掃引A上に示された点a，b，cは，掃引B上に示したa'，b'，c'と時間的に対応している。



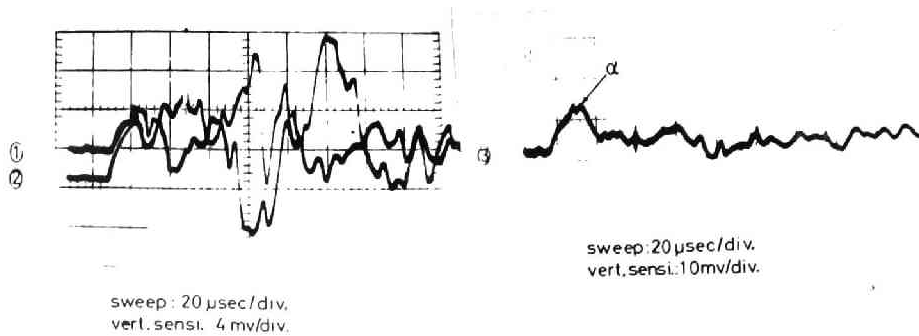
第6・11図 フォトトランジスタとその方向のひずみの記録

まず，掃引Aをみてみると，点aで示されている時間で初めて曲線は下降

し始めている。

これは、光源からの平行光線が遮断され始めたことを示しているのであるから、き裂が生成し始めたことを意味しているものと考えられる。また、点 $b$ 、 $c$ の間では掃引 $A$ は横軸にほぼ平行である。このことは光の強さが変化していないことを示しており、点 $b$ 、 $c$ の間に対応する時間では、き裂は発達していないものと考えられる。なお、この時間に対応するひずみ記録をみると、点 $b'$ 、 $c'$ の間では、ひずみも主として圧縮ひずみであってこのことを裏付けている。また、点 $c$ に対する時間で再び掃引 $A$ が下降し始めていることは、点 $c'$ の時間に生じている引張ひずみの大きさが、き裂を再び発達し始めるのに十分な大きさになったことを示しているのではないかと考えられる。また点 $a'$ と $c'$ との時間におけるひずみの大きさを比べると、点 $c'$ の時間におけるひずみの値の方が小さい。このことは、一度き裂が生成すると、そのき裂を伸ばすためには、より小さなひずみを与えるだけでよいことを示している。

第6・8図に示した、ひずみゲージ②の爆源からの距離は、ひずみゲージ①のそれと同じ距離であって、ひずみゲージ③はガイドホールの方に生成するき裂からの応力解放波によってhoop stressが解放される可能性のある点に接着してある。これらのひずみゲージによるひずみ測定結果の一例を示したのが、第6・12図であって、掃引①、②、③はそれぞれひずみゲージ①、②、③が接着されている点のひずみの時間的変化状態を示すものである。ひずみゲージ②の記録では、ひずみが最後まで振動しながら大きな値を示しているにもかかわらず、これよりも爆源に近い点に接着してあるひずみゲージ③の記録では、ガイドホールの方向に生成したき裂からの応力解放波が到達（ひずみ記録上で点 $a$ で示した時間）することによって、この点のひずみが急激に消失する様子を明瞭に認めることができる。この場合には、応力解放波が到達してから、ひずみが零になるまでの時間は、ほぼ $10\mu\text{s}$ という値であった。なお、第6・12図に示し



第6・12図 hoop stress の解放波に関するひずみの時間的变化状態

たひずみゲージ③の記録において、点 $\alpha$ が現われるまでの掃引開始からの時間 $\tau_3$ は、第6・11図の掃引Aに示した点 $\alpha$ が現われるまでの掃引開始からの時間、いかえれば、雷管が爆轟してからき裂が生成するまでの時間 $\tau_1$ と、き裂からの応力解放波がひずみゲージ③の位置に達するまでの伝播時間 $\tau_2$ との和にほぼ一致しており ( $\tau_3 \cong \tau_1 + \tau_2$ )、このことから、ひずみゲージ③の記録に示した点 $\alpha$ がガイドホール方向に生成したき裂からの応力解放波がひずみゲージ③の位置に到達した瞬間であると理解することができる。

### 6.3 ガイドホールによるき裂の抑制効果

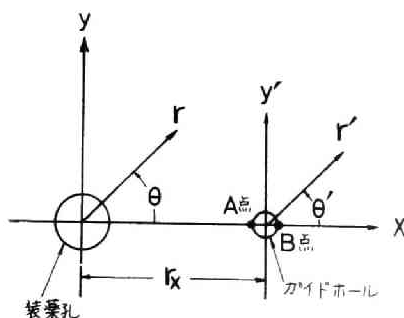
#### 6.3.1 ガイドホール近傍の応力計算の一方法<sup>2)</sup>

空孔またはガイドホールの周辺に生ずる動的な応力状態については、すでに第4章において詳細に述べた。しかし、第4章などで用いた方法で応力計算を行なうと、すべての点に生ずる応力状態が求められると同時に、また、不必要な点の応力状態も計算しなくてはならず、計算時間が莫大な



ものとなるが、伊藤、佐々らの方法を用いると短い計算時間で、動的な応力状態を求めることができる。ただし、この計算方法が適用できるのは、応力波の波長がガイドホールの直径に比べて長い場合で、しかも応力を求める点が装薬孔の中心とガイドホールの中心とを結ぶ線上にある場合に限られる。さて第4章で述べたように、応力波の波長がガイドホールの直径の数倍以上であれば、一般にその応力波の波長はガイドホールの直径に比べて長いといえることができる。したがって、第6・3図で示したような小規模な実験の場合には、測定されたひずみ波の波長が15cm程度で、この値は、ガイドホールの直径の50倍程度の長さであり、ガイドホールの直径に比べて十分長いと考えられるので、伊藤、佐々らによって示されている方法で、応力計算ができるものと思われる。

以下に、この方法による応力計算法を簡単に示す。第6・13図に示すように、装薬孔の中心を原点とした座標 $(r, \theta, Z)$ と、ガイドホールの中心を原点とした座標 $(r', \theta', Z')$ を考える。



第6・13図 ガイドホールに関する説明図

ガイドホールの存在しない場合、装薬孔から投射される応力波によって  $r = r_x$  の点に生ずる応力  $\sigma_{r_x}(\tau_x), \sigma_{\theta_x}(\tau_x), \sigma_{z_x}(\tau_x)$  (ただし  $\tau_x = t - r_x / C_L$ ) は(2・1)式により求められる。この場合、応力波の波長

が長い場合は、第6・13図に示した点A, Bに発生する接線方向の応力

$$\sigma_{\theta'_{A,B}}(\tau_x) \text{ は} \\ \sigma_{\theta'_{A,B}}(\tau_x) = -\sigma_{\gamma_x}(\tau_x) + 3\sigma_{\theta_x}(\tau_x) \quad \dots (6.1)$$

で求めることができ、その作用方向は  $\sigma_{\theta_x}(\tau_x)$  の作用方向と一致する。

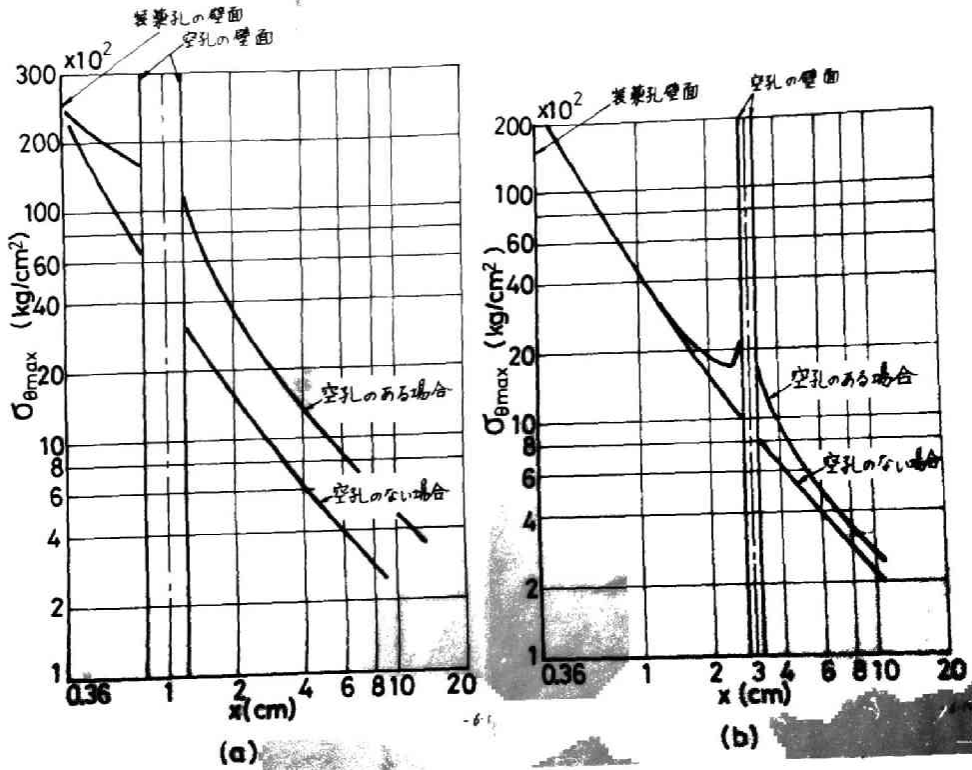
(6.1) 式を

$$\sigma_{\theta'_{A,B}} = \sigma_{\theta_x}(\tau_x) + \{2\sigma_{\theta_x}(\tau_x) - \sigma_{\gamma_x}(\tau_x)\} \quad \dots (6.2)$$

のように変形すると、(6.2)式の第2項は、ガイドホールが存在することにより、点A, Bに新たに発生した応力とみなされる。したがって、この第2項に示される応力が、時間とともにその最高値を減衰させながら伝播していき、X軸上の任意の点の応力状態は、爆源から直接その点に入射する応力波によって生ずる応力と、点A, Bを応力源とする上記の応力波による応力とが重疊して決定されることになる。

### 6.3.2 応力解析結果

上記の方法を用いて、直径0.4cmのガイドホールが存在する場合に第6・13図のX軸上の任意の点に生ずる応力状態を求め、その結果の一部を示したのが、第6・14図である。なお、計算に必要な実測値は第2章に示した値と同じ値を用いた。第6・14図は、(a), (b)いずれも縦軸に  $\sigma_{\theta}$  の最大値をとり、横軸にXの値をとって示したものであって、(a)は  $r_x$  が1.0cmの場合、(b)は  $r_x$  が3cmの場合である。図より明らかなように、 $r_x=1.0$ cmで、ガイドホールが装薬孔に近い位置にある場合は、 $\sigma_{\theta}$  の最大値はガイドホールが存在しない場合に比べて2.5倍に、 $r_x=3$ cmの場合は、2.1倍にそれぞれ増加しており、ガイドホールが装薬孔に近い方がその影響が大きくでることがわかる。また、 $r_x=1.0$ cmの場合は、装薬孔壁面から生成したき裂がそのままガイドホールによって、助長されるようになるが、 $r_x=3.0$ cmの場合は、装薬孔壁面から生成したき裂とは別個に



第6・14図 X軸上に生ずる $\sigma_{\theta}$ の最大値がガイドホールが存在によってどのように増加するかを示した図

ガイドホールの壁面から新しくき裂が生成する可能性があることを示している。さらに、以上に述べたような伊藤、佐々らの提示した方法を用いて解析して得られたガイドホールの存在による応力値の増加の傾向は、すでに第4章および第5章において説明した、第3章3.2節に述べた動的応力の解析法により求めたそれらの傾向とよく一致している。

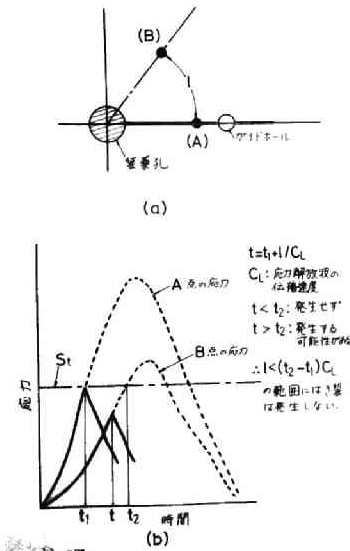
### 6.3.3 ガイドホールによるき裂の抑制効果

以上に示した応力解放波に関する実験結果および応力解析結果を総合す

ると、ガイドホールによるき裂の抑制効果はつぎのように説明することができる。

いま、材料が破壊しないと考えた場合に、装薬の爆轟によって第6・15図<sup>(a)</sup>に示す点Bに発生する円周方向の応力が、第6・15図<sup>(b)</sup>に点線で示したような状態であるとする、ガイドホールの方向でしかも爆源からの距離が点Bと同じ位置にある点Aの応力は、ガイドホールの存在によって点Bの応力よりもその応力最大値が大きくなる。そこで、材料の動的引張強さを $S_t$ とし、材料内の引張応力が $S_t$ に達した時にその材料は破断す

ると考えると、点Aには、点Aに応力波が到達してから $t_1$ 時間後にき裂が生成することになる。しかし、その瞬間には点Bの応力はまだ $S_t$ に達していないので、点Bには、き裂は生成しない。さて、点Aにき裂が発生すると点Aの応力は実線で示したように急激に減少し、応力解放波が材料内へ投射される。



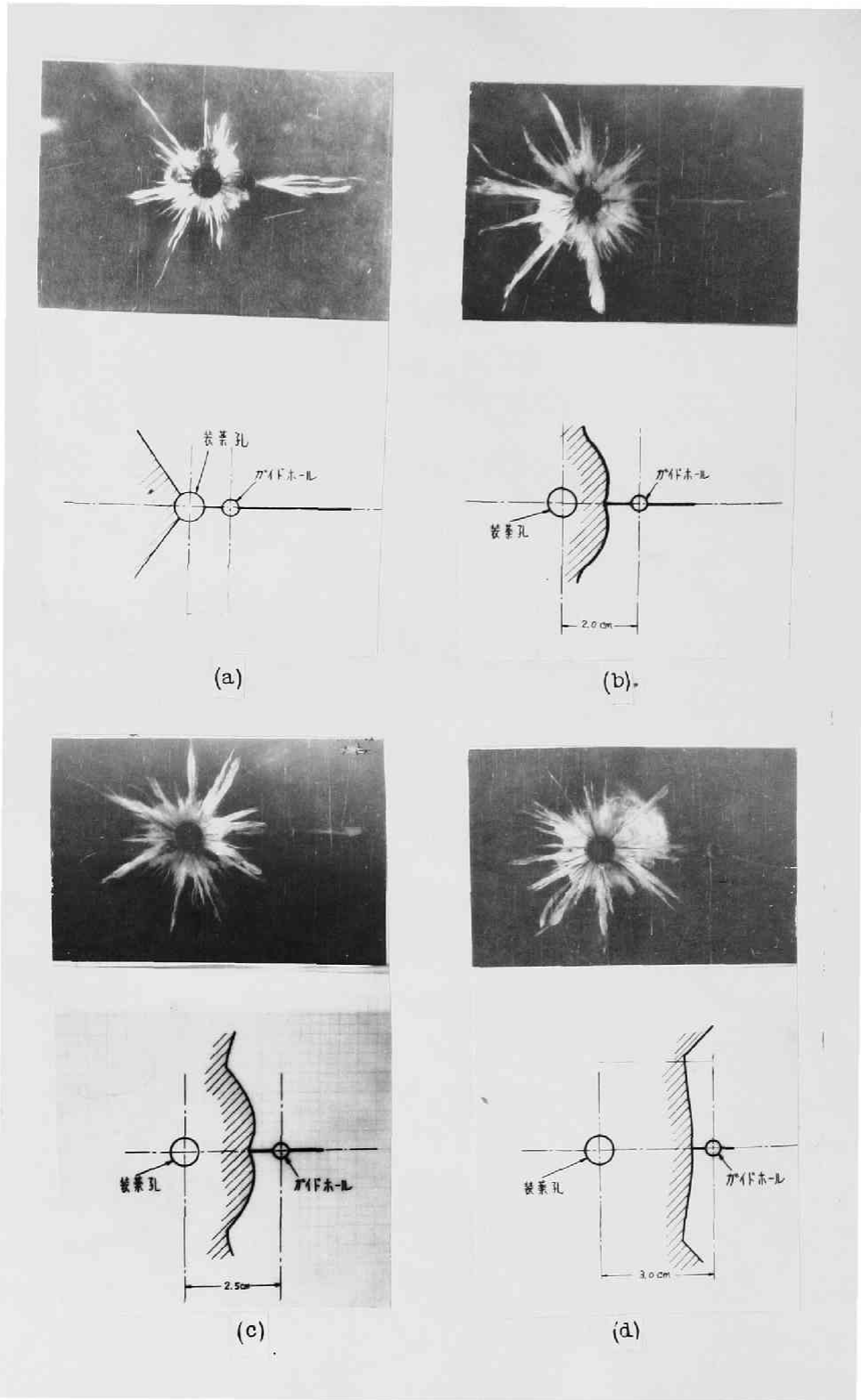
第6・15図 ガイドホールによる  
き裂の抑制効果に関する  
説明図

点Aと点Bとの間の距離を $l$ とすると、点Aに発生したき裂からの応力解放波が点Bに達するのは、点Bに応力波の波頭が到達してから $t_1 + l/C_L$ 時間後である。したがって、点Bの応力が $S_t$ に達する $t_2$ 時間後までに応力解放波が点Bに達すれば、応力解放波によって、点Bの応力は図に実線で示したように減少し、 $S_t$ に達しないからき裂は生成しないものと考え

えられる。しかし、 $l$ がある程度長くなり、 $t_1 + l/C_L$ が $t_2$ より長くなると、応力解放波が点Bに達するまでに点Bの応力が $St$ に達するから点Bにはき裂が発生する可能性が生ずる。したがって、点Aからの距離が $l < (t_2 - t_1) C_L$ を満足する範囲内にはき裂が生成する可能性はなく、 $l \geq (t_2 - t_1) C_L$ の範囲にはき裂が発生する可能性があることになる。

このような考えのもとに、メタアクリル酸樹脂板に設けた直径0.72 cmの孔内で1号電気雷管を起爆した場合について、装薬孔とガイドホールとの間隔を変化させた種々の場合について、き裂の発生が可能な範囲を計算により求めるとともに、他方、これらの計算を行なった条件とまったく同一の爆破条件で1号電気雷管を用いてメタアクリル酸樹脂板を衝撃し、発生したき裂の様相と計算結果とを対比した。その結果の数列を示したのが第6・16図(a)、(b)、(c)、(d)、である。なお、これらの図においては、ガイドホールの方向に示した太い実線の位置および斜線をほどこした部分が計算により求めたき裂が生成する可能性のある範囲を示すものである。

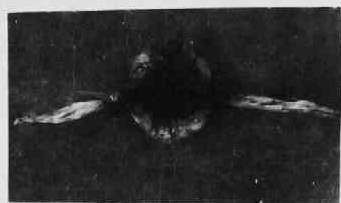
まず、第6・16図(a)は、第6・14図(a)に応力解析結果を示した場合と同じように、装薬孔とガイドホールとの間隔が1.0 cmの場合に得られた結果を示したものであるが、この図より解析結果から推定したき裂の生成する範囲と実際の爆破試験によって生成したき裂の範囲とはかなりよく一致していることがわかる。(b)は孔間隔が2.0 cmの場合、(c)はそれが2.5 cmの場合、(d)はそれが3.0 cmの場合であって、いずれも計算結果とき裂の様相とはかなりよく一致しており、さらにこれらの図より孔間隔が長くなるにしたがって、き裂の抑制効果は順次減少していくことがわかる。(a)の条件の場合にはガイドホールの影響が現われるのはガイドホールの近傍に限られており、第6・14図の応力解析結果からも、このことは推定される。以上に示したように、応力解析結果から推定した、き裂の生成範囲と、爆破実験において実際に生成したそれらとはかなりよく一致した。このことは、ガイドホールによるき裂の抑制効果の機構に関して著者が行なった上



第6・16図 ガイドホールが存在する場合に生ずるき裂の様相

記の推定が、ほぼ妥当であることを意味しているものと考えられる。

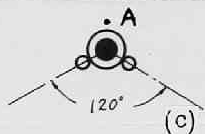
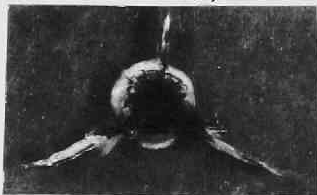
第6・17図(a), (b), (c)は、ガイドホールと装薬孔とを一直線上に設け



(a)



(b)



(c)

第6・17図 ガイドホールと装薬孔とを一直線上に設けない場合に生ずるき裂の様相

ずに、ガイドホールと装薬孔の中心を結ぶ線が互いにある角度を持つようにガイドホールを設けた場合の実験結果を示したものである。

ただし、この場合の実験では、デカップリング係数が2.0という条件で実施したものである。図より明らかなように、ガイドホールと装薬孔とが一直線上になくても、ガイドホールの方向に大きな、き裂を生成させることができるが、第6・17図(b), (c)に示した例において、角度が $140^\circ$ 以下の範囲内には、き裂が生成していないことにより明らかなように、このような爆破条件ではガイドホールから $\pm 70^\circ$ の範囲しかき裂の生成を抑制することができないため、たとえば(c)に示した点Aなどにはかなり大きな、き裂が生成

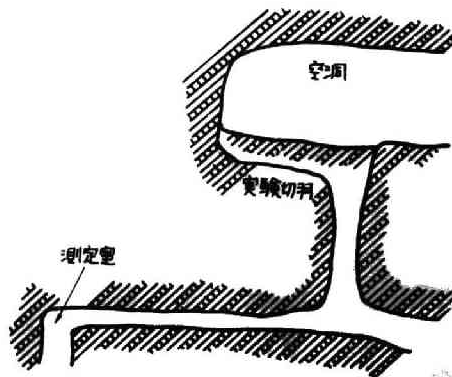
してしまふことがわかる。

## 6.4 スムース・プラスチックに関する現場実験

### 6.4.1 実験現場附近の状況と岩石の物理的性質

第5章および第6章の前節までに、スムース・プラスチックに関する基礎的な研究結果を示したが、これらの研究で得られた結果を確かめるために、スムース・プラスチックに関する現場実験を通常爆破と比較しつつ実施した。

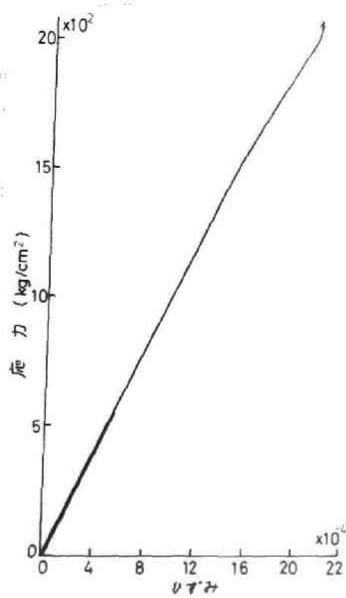
実験は、1967年10月24日から11月2日までの10日間、三井金属鉱業神岡鉱業所栃洞坑坑内の中段採掘切羽において行なわれた。実験現場附近の見取図は第6・18図に示すとおりであって、測定器室は実験切羽より約100m離れている。実験切羽の岩盤の様相は最初に爆破を実施



第6・18図 実験現場の見取図

した地点の自由面より60~70cm奥に幅6~7cmの1本の岩目があるほかには大きな岩目は観察されなかった。現場附近の岩石は角閃片麻岩である。第6・19図は、実験切羽の岩石よりコアを取り出し、円柱状試料を製作して実施した一軸圧縮試験の結果得られた応力-ひずみ線図である。図より、この岩石の応力-ひずみ線は、圧縮応力が約1500Kg/cm<sup>2</sup>まではほぼ直線であることがわかる。また、一度550Kg/cm<sup>2</sup>の応力になるまで加圧した後、荷重を零にもどし、再び加圧したが、この場合もヒステリシス



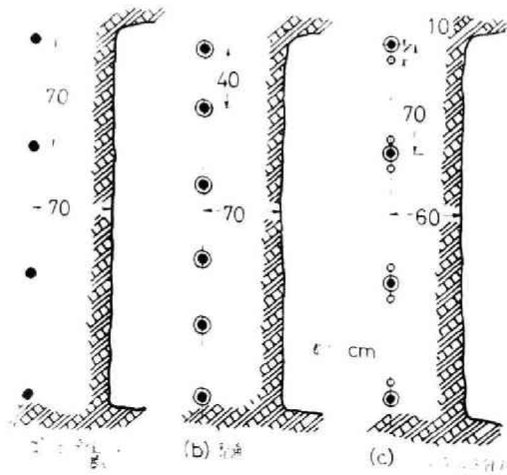


第6・19図 実験現場の岩石の応力-ひずみ線図

はほとんど認められず、また、圧縮破壊応力附近でもひずみはあまり大きくなり、この岩石が非常に弾性的な挙動を示すことがわかった。したがって、このような岩石で構成されている岩盤を弾性体と仮定して応力計算を行なっても、なんら不都合はないものと思われる。なお、岩石のヤング率は  $9.9 \times 10^5 \text{ Kg/cm}^2$ 、ポアソン比は 0.25、密度は  $3.1 \text{ g/cm}^3$ 、圧縮強度はほぼ  $2 \times 10^8 \text{ Kg/cm}^2$ 、引張強度は  $1.34 \text{ Kg/cm}^2$  である。

#### 6.4.2 実験方法

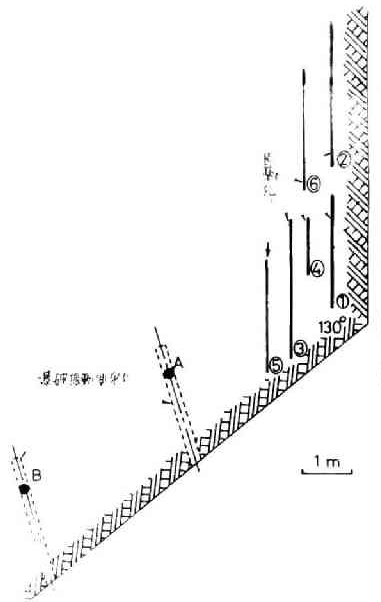
実験は、第6・20図(a), (b), (c)に示すような3条件について合計6回



第6・20図 爆破実験の条件

行なった。

第6・20図(a)は、密装填による通常爆破の場合であって、この場合にはゲージが28mmのビットで3.5m穿孔し、杉ダイナマイト1.5kg/孔を装填した。なお、装薬長はほぼ3mである。第20図(b)は、普通一般に行なわれているスムーズ・ブラステイングの場合で、この場合にはゲージが、35mmのビットで3.5m穿孔しS. Bダイナマイト0.9kg/孔を装填した。装薬長は3mである。第6・20図(c)は、ガイドホールを有するスムーズブラステイングの場合で、装填長および薬量は(b)の場合と同じである。ガイドホールの直径は28mmである。第6・21図は実験切羽附近の平面図



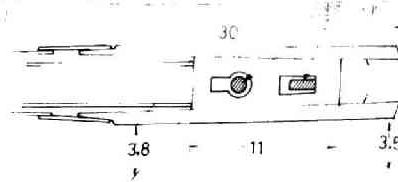
第6・21図 装薬孔と測定孔の位置関係の図

であって、太い実線は爆薬の位置を示しており、それぞれの線に付した番号は爆破実験順序である。①、④、⑥の位置では第6・20図(a)に示した条件による爆破を実施し、②の位置では、(c)の条件による爆破、③、⑤の位置では(b)の条件による爆破を行なった。これらの爆破に起因する岩盤粒子の振動は、第6・21図に示した点A、Bに設置した加速度型振動計により測定し

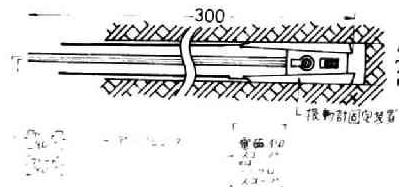
たが、振動計は爆破振動測定孔の軸方向、およびその軸を含む水平面内でその軸に直角の方向の振幅を受信できるように設置した。

なお、2本の爆破振動測定孔は直径7cm、孔長はほぼ2.5mであって、4mの間隔で互いに平行に穿孔した。

爆破によって岩盤内に生ずる振動を測定するための加速度型振動計は、



(a) 振動計の設置位置図



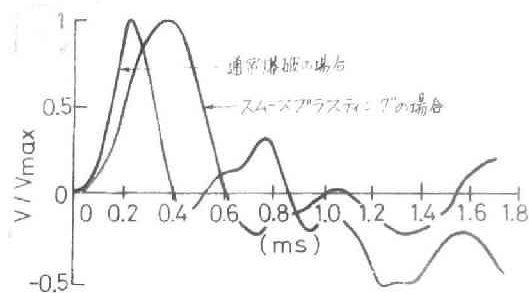
(b) 振動計の設置位置図  
第6・22図 実験装置機器に関する説明図(数字の単位はcm)

第6・22図に示すような方法で岩盤内に固定した。第6・22図(b)に示すように、振動計の出力端子には加速度に対応する電圧が生ずるが、圧電型加速度計はそのインピーダンスが高いため、振動計の近くにあるカソードフォロアによって、インピーダンスを下げたのち、シールド線を用いて伝送し、4成分データレコーダを用いて記録した。したがって、データレコーダには加速度に対応する電圧が記録されることになる。現場ではシンクロスコープを用いてプレイバックした。

#### 6.4.3 実験結果

第6・23図は、スムーズ・プラスティングを行なった際に、爆源より2.7 mの点に発生した変位加速度を積分して変位速度を求め、その結果を示したものである。なお、比較のために、この図には通常爆破を行なった際に、爆源から4.5 mの点に発生した変位速度の時間的変化状態も示した。また、図の縦軸には、波形の対比を容易にするために、任意の時間におけ

る変位速度をその最大値で除した値を示してある。図より明らかなように



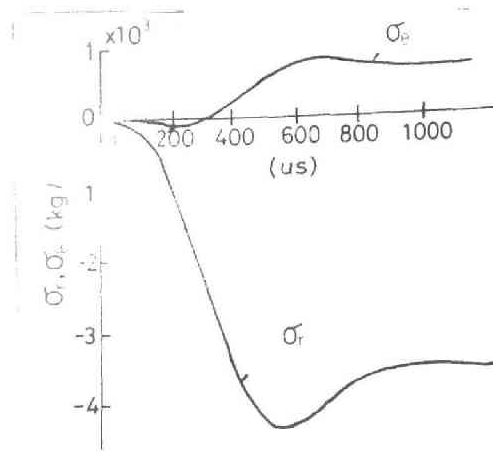
第6・23図 通常爆破とスムーズ・ブラステイングによる粒子の変位速度の時間的变化状態

デカップリング装薬で実施したスムーズ・ブラステイングにおいては、変位速度が立ち上りより最大値に達し再び零になるまでの時間が通常爆破の場合のその約1.5倍というかなり大きな値を示している。また、デカップリング装薬をした場合の変位速度の最大値は、密装填で行なった通常爆破によるそれらのほぼ50%に減少している。

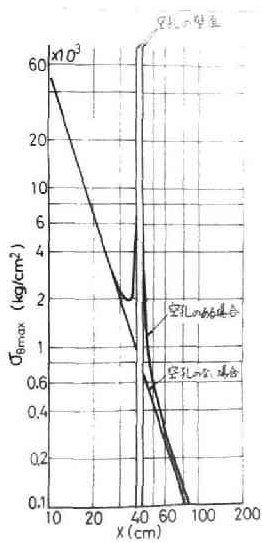
第6・24図は、上に示した岩盤粒子の変位速度などの実測結果を用いて爆源から40cmの点に生ずる応力 $\sigma_r$ 、 $\sigma_\theta$ の時間的变化状態を計算し、その結果を示したものである。

このような応力状態が生ずる点にガイドホールが存在すると、装薬孔とガイドホールとを結ぶ線上に生ずる $\sigma_\theta$ はどのように変化するかを示したのが第6・25図である。図よりこの解析結果においても第6・14図に示した模型実験の場合の応力状態の変化と同様の傾向を示しているが、ガイドホールが存在する場合の $\sigma_\theta$ の最大値は存在しない場合の $\sigma_\theta$ の最大値に比べて約7倍の大きさになっていることがわかる。このように大きな倍率になったのは、第6・24図に示した $\sigma_r$ の最大値(絶対値)が $\sigma_\theta$ の最大値(絶対値)に比べて4倍以上になっているためである。

さて、第6・26図(a)、(b)は、密装填による通常爆破を実施した際に生



第6・24図 デカップリング装薬 ( $De = 2.2$ ) の場合に, 爆源から  $40\text{cm}$  の点に生ずる応力の時間的変化状態



第6・25図 空孔が  $X = 40\text{cm}$  の場合の  $\sigma_{\theta \max}$  の  $X$  軸方向の変化

じた壁面の写真であって, 装薬孔の跡が見つけれない程岩盤はひどく損傷しているのがわかる。

また, 第6・26図(c), (d)は, ガイドホールを有するスムーズ・ブラステイングを実施した場合に生じた壁面の写真であり, 壁面は大変滑らかであって, 装薬孔やガイドホールの跡も, その存在位置が明瞭に観察できる。



(a)



(b)

密装填爆破によって生成した壁面



(c)

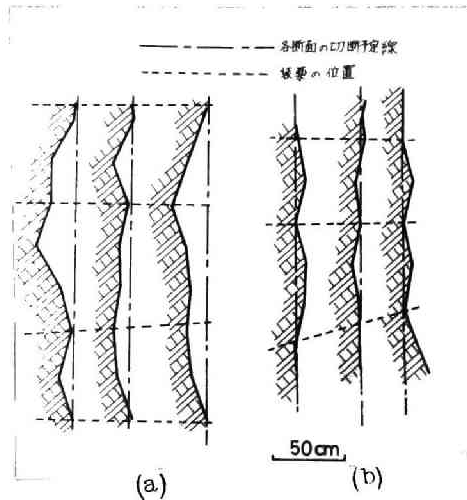


(d)

Guide hole を有するスムースブラस्टィングによって生成した壁面

第6・26図 爆破により生成した壁面の写真

第6・27図は、爆破によって生成した壁面について、切断予定面からの凹凸の状態を数箇所の任意の断面において測定し、その結果を示したものであって、第6・27図(a)は第6・26図(a),(b)に示した密装填による



第6・27図 爆破によって生成した壁面の状態

爆破の場合、第6・27図(b)は第6・26図(c),(d)に示したガイドホールを有するスムーズ・ブラステイングの場合に得られた結果を示している。図より明らかなように、ガイドホールを有するスムーズ・ブラステイングの場合に生成した壁面の凹凸は、切断予定面より±7cm程度で、通常爆破および普通に行なわれているスムーズ・ブラステイングによって生成した壁面の凹凸よりすぐれた壁面が生成したことがわかる。また、第6・27図(b)に示した壁面の特徴の一つは装薬孔と装薬孔との間が少しふくれていることであって、この現象は、第5章の第5・16図に示した断面の様相と一致している。このことから、第6・27図(b)にその結果を示したスムーズ・ブラステイングでは、生成した壁面より損傷を与えてはいけなぬ奥深い部分までき裂が生成していないと考えるてもよいものと思われる。

## 6.5 結 言

本章においては、主としてガイドホールを有するスムーズ・ブラステイングについて考察を行なった。まず、ガイドホールの存在によりガイドホールの方向以外の方向へのき裂の生成が抑制される現象については、ガイドホールの方向に早く生成したき裂から投射される応力解放波の影響が大きいものと推定し、応力解放波の性質について考察を行なった。

つぎに、得られた応力解放波の性質を考慮して、ガイドホールによるき裂の抑制機構について理論的、実験的に検討した。その結果、この抑制効果が装薬孔とガイドホールとの間隔や、装薬条件などによって変化することを明らかにした。

さらに、ガイドホールを有するスムーズ・ブラステイングについて現場実験を行ない、生成した壁面の切断予定面からの凹凸の状況を調べた結果スムーズ・ブラステイングにより生成した壁面の凹凸の最大値は±7cm程度であって、通常爆破や普通のスムーズ・ブラステイングの場合よりも良好な壁面が得られたことを述べた。また、得られた壁面の断面の様相は、第5.16図に示した断面のように、装薬孔と装薬孔との間がすこしふくれているような壁面であって、このことから、この場合の爆破では、損傷を与えたくない部分には大きなき裂はあまり生成していないものと思われることを指摘した。

## 参 考 文 献

- 1) チモシェンコ著：谷下・渡辺訳：工業振動学・東京図書1956, P. 275
- 2) 伊藤一郎・佐々宏一：日本鉱業会誌 84巻 964号(昭43) P. 1059



## 第 7 章

### 特殊形状薬包によるき裂方向の制御

#### 7.1 緒 言

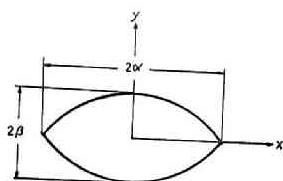
通常の内部装薬爆破の場合には、爆源を中心とする多くの半径方向のき裂が生成することはよく知られている事実であるが、この場合一般的には、半径方向のき裂がどの位置に発生するかについては予測できないことはすでに述べてきたとおりである。一方いままでに行なったスムーズ・プラスチックに関する研究を通じて、爆速が比較的速い爆薬、すなわち、それらの爆薬の爆轟にともなって生ずる波動によって爆源近傍に破壊を生ずるような爆薬を使用する場合には、装薬孔に近接して空孔（ガイドホール）を穿孔しておくことにより、ある程度放射状き裂の発生方向を制御しうることを明らかにした。

そこで本章では、主として爆発生成ガスの準静的な圧力によって材料を破壊するような火薬類を用いる場合には、どのような方法によって爆源から発生するき裂に方向性を持たせ得るかについて有限要素法を用いた静的な応力解析による理論的検討および大規模なセメントモルタル・ブロックを用いて実験的検討を行なった結果について述べる。さて、材料の破壊に対してガス圧が主役を演ずるような火薬類としては、燃速の遅いことが要求されるが今回は、最近都市におけるコンクリート構造物を破壊するための火薬類として開発されたコンクリート破碎薬を使用して爆破を行なう場合について検討した。

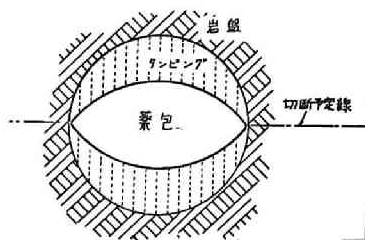
#### 7.2 特殊形状薬包

まず、装薬孔内壁に作用するガス圧により生ずる装薬孔近傍の破壊の様相について考えてみることにする。いま無限媒質内に設けられた円柱状装薬孔内に時間とともにゆるやかに増大する準静的な圧力が作用する場合を考えて

みると、この圧力によって、装薬孔壁面に発生する接線方向の圧力は、圧力値が材料の引張強度より低い場合には内圧と同じ大きさの引張応力となる。したがって、装薬孔の断面が完全に円形であり、かつ、材料が完全に均質であれば内圧の値が材料の引張強度と同じ大きさに達したときに装薬孔壁面から半径方向に多くのき裂が発生することになる。しかしながら、実際には、装薬孔の断面は完全な円形ではなく、材料も完全に均質ではないので、作用する圧力の値が材料の平均引張強度に近づくと装薬孔壁面上でもっとも弱い個所にまず半径方向のき裂が生成することになる。このことは、半径方向のき裂を発生させたい方向と装薬孔内壁との交点に引張応力の集中が生ずるようにしておけば希望する方向へ半径方向のき裂を優先的に発生させうることを示している。さて、装薬孔内壁のある個所に引張応力を集中させるためには、その個所の曲率を大きくすればよく、逆に引張応力の値を軽減させたいければ曲率を小さくすればよいであろうと考えられる。以上のような考えから希望する一直線上にき裂を発生させるためには、断面が第7・1図(a)に示す



(a) 特殊形状薬包



(b) 特殊形状薬包の装填の方法

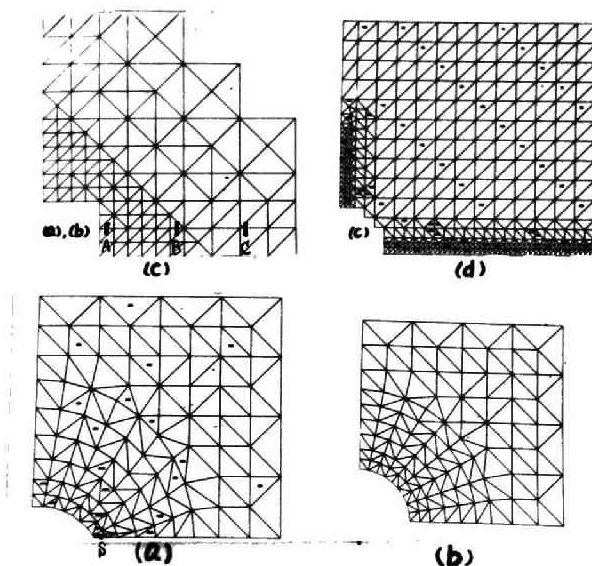
第7・1図 特殊形状薬包とその使用方法

ような形状の装薬孔を使用すればよいのではないかと考え、このような形状の断面をもつ装薬孔内に準静的な内圧が作用した場合に生ずる材料内の応力状態と、それにもとづく、き裂の進展状況などを、まず有限要素法を用いて検討した。なお、第7・1図(a)に示したような形状の装薬孔を穿孔することは困難であるから、実際の爆破作業においては、まず通常のさく岩機を用いて円形断面の装薬孔を穿孔し、その内部に第7・1図(a)に示すよう

な形状の断面をもつ薬包を，第7・1図(b)に示すように希望するき裂線の方  
 向を考慮して挿入したのち，セメントモルタルを用いてタンピングを行なえ  
 ば，所定の断面形状の装薬孔とみなすことができる。なお，コンクリート破  
 砕薬を用いて材料を破壊する場合には，いずれの場合でもセメントモルタル  
 を用いてタンピングを行ない，それが完全に固結してから，爆破を行なうこ  
 とになっている。

### 7.3 応力解析条件および解析結果

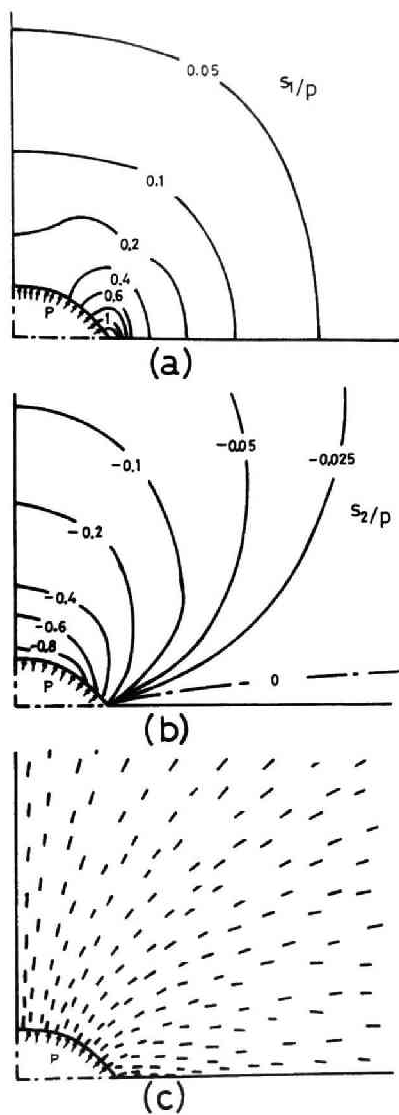
断面の形が，第7・1図(a)に示したような形状をもつ装薬孔内に準静的な  
 圧力が作用した場合に，材料内に発生する応力状態とそれによって生成する  
 き裂の様相とを有限要素法を用いて検討した。第7・2図(a)は，第7・1図  
 (a)に示した特殊形状断面の長軸の長さ $2\alpha$ と短軸の長さ $2\beta$ との比が2:1  
 の楕円状の断面をもつ薬包を円形の装薬孔内に装填し，セメントモルタルで



第7・2図 静的応力解析に用いた模型

タンピングを行なった場合を想定した模型の装薬孔近傍の要素分割状況を示した図であり、第7・2図(b)は、(a)の場合のき裂方向制御の効果を明瞭にさせるために、今まで普通に用いられてきた円柱状の薬包を密装填した場合を想定した模型のそれである。実際に応力解析に採用した模型全体の要素分割状況は、第7・2図(a)あるいは(b)に示した部分が、第7・2図(c)の左下にはまり、さらにそれが第7・2図(d)の左下の部分に入った状態のものであって三形角要素の数は1074、節点の数は608である。採用した弾性定数の値は、後述する実験の結果と計算結果とを比較検討するために、実験で用いたセメントモルタルの弾性定数の値を用い、問題はすべて平面ひずみ問題として解析した。

さて、第7・1図(a)に示した特殊形状の断面をもつ装薬孔内壁にPなる圧力を加えた場合に、材料内に生ずる最大主応力 $S_1$ (引張応力を正とし、符号も考慮した最大主応力)の値が等しい点を結んだ等最大主応力線を示したのが第7・3図(a)であり、最小主応力 $S_2$ の値が等しい点を結んだ等最小主応力線を示したのが第7・3図(b)である。ただし、図には $S_1/P$ または $S_2/P$ の値が示されており、この値が正のときは、引張応力であり、負のときは圧縮応力である。第7・3図(a)より明らかなように、 $\alpha/\beta=2.0$ の場合には、装薬孔断面の長軸方向の壁面近傍に $S_1/P \doteq 3.2$ という大きな引張主応力が生じることがわかる。また、 $S_1/P = 0.05$ の値を示す等主応力線を見ると、その形はほぼ原点を中心とした同心円に近い曲線になっていて、これは半径が $(\alpha+\beta)/2$ の円形装薬孔にPなる圧力が作用した場合に示す応力状態である。このことは、最大主応力 $S_1$ の分布のみについてみれば、 $S_1/P = 0.05$ を示す等主応力線以遠では、装薬孔の断面形状が楕円状であろうと大差はなくなることを示している。しかし、第7・3図(b)に示すように、最小主応力の分布状態は円柱状装薬孔の場合とは大変異なり、その差違は原点から遠く離れた点においても明らかであって、長軸方向の $S_2$ の値は正、負いずれの値をとるにしても零に近い値を示す。

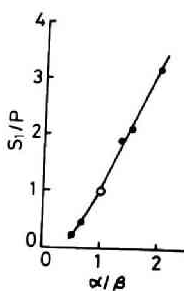


第 7・3 図 特殊形状薬包を使用した場合の装薬孔周辺の応力状態

た  $S_1$  が作用する面の方向を示したのが第 7・3 図(c)であって、引張応力として作用する最大主応力が引張強度に達した場合に材料が破壊するとする

と、この方向に沿ってき裂が生成することになる。第7・3図から、圧力Pが零から徐々に大きくなってくると、岩石やセメントモルタルのように脆性度の大きな材料では、装薬孔壁面からのき裂は装薬孔断面の長軸を含む面に沿ってもっとも早く発生し始めることがわかる。

薬包の形が周囲の岩盤中に生ずる応力状態におよぼす影響について示したのが第7・4図である。縦軸には、第7・2図(a)に示した点Sに生ずる最大主応力を内壁に作用する圧力の大きさPで除した値 $S_1/P$ をとっており、横



軸には、 $\alpha/\beta$ の値をとっている。図より明らかのように、 $\alpha/\beta$ の値が大きくなるにしたがって、すなわち、薬包の形が切断予定線方向に長くなるにしたがって、点Sに生ずる引張応力の値は、直線的に増加することがわかる。

第7・4図 第7・2図(a)に示した点Sに生ずる $S_1$ の大きさが $\alpha/\beta$ の値によってどのように変化するかを示した図

なお、 $\alpha/\beta = 1$ の場合、すなわち、円形断面の装薬孔の場合には、 $S_1/P$ の最大値は装薬孔壁面上ではすべて同じ大きさであって、理論的には1となる。

つぎに、このようにして圧力Pがある大きさに達し長軸方向にき裂が生成した場合には、材料内にはどのような応力状態が生ずるかについて解析した結果を述べることにする。圧力Pの立ち上り時間（圧力が作用しはじめてからその最高値に達するまでの時間）が遅く、波動による応力が無視できるような場合でも、いったんき裂が生成しそれが時間とともに成長する場合には

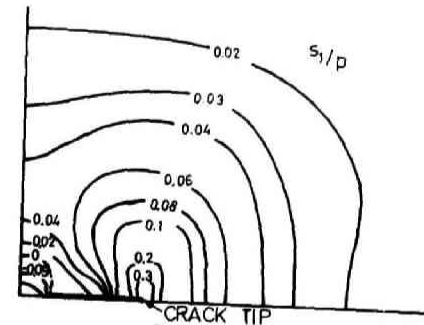
き裂の成長にともなう応力分布の変化は静的であるとはいえないと思われるので、き裂の成長による応力変化を有限要素法で解析することには問題があるが、き裂の伝播速度が材料の縦波の伝播速度に比べて、非常に遅い場合には、静止しているき裂近傍の応力状態と大差がないことが、光弾性を用いた研究結果として報告されているので、<sup>1)</sup>ここでは一応有限要素法を用いて応力解析を行なった。

第7・5図(a)、(b)および(c)は、特殊形状薬包を用いた場合に、き裂が長軸方向に壁面から  $4\alpha$  の位置まで成長した時の等最大主応力線、等最小主応力線および最大主応力が作用する面の方向を図示したものである。また、特殊形状薬包を用いた場合と普通の円柱状薬包を用いた場合との差違を比較検討するために、円柱状装薬孔の場合について装薬孔の半径の4倍の位置までき裂が入った場合の等最大主応力線を示したのが第7・6図である。

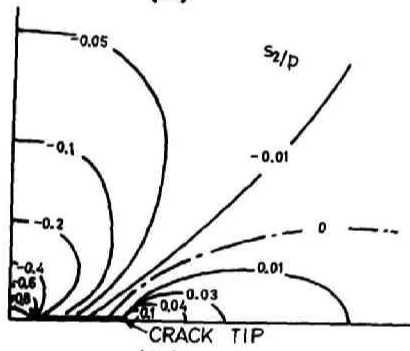
第7・5図(a)および第7・6図より明らかなように、特殊形状薬包の場合も円柱状薬包の場合も、き裂先端近傍における等最大主応力線の状態には大差はなく、先端近傍では両者とも  $S_1/P \cong 0.4$  程度の大きさの引張応力が発生している。しかしながら、き裂方向と直角な方向、すなわち、特殊形状薬包の断面の短軸の方向では両者の応力状態は大きく異なっていて、円柱状薬包の場合には図に示すようなき裂が存在していても、き裂方向と直角な方向の装薬孔壁面にはまだ大きな引張応力が生じているが、特殊形状薬包の場合には、同じ位置での応力が圧縮応力となっている。

特殊形状薬包の場合には、切断予定線の方向と直角な方向の装薬孔壁面附近では、主応力は最大値も最小値もともに圧縮を示すことが特徴である。

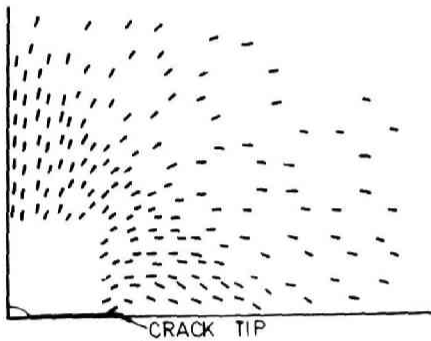
また、第7・5図(a)、(b)、(c)に示したき裂先端部分の応力状態の傾向は、第7・3図に示した装薬孔壁面と長軸とが交わる部分近傍の応力状態の傾向とよく似ている。このことは、き裂が長軸方向に生ずる以前にあたかもき裂が存在しているかのような応力状態を示していることになり、スムーズ・ブラステイングにとっては好ましい応力分布であるといえる。



(a)



(b)

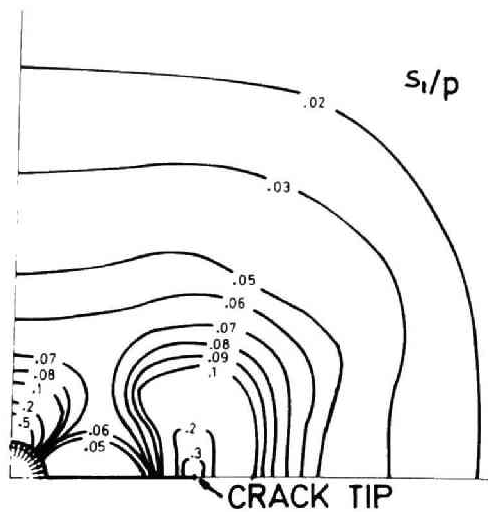


(c)

第 7・5 図 き裂の長さが  $4\alpha$  の場合の  
応力状態

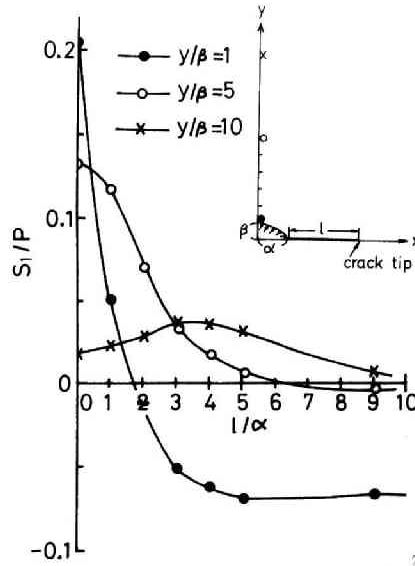
このように、長軸方向に、き裂が生成すれば、き裂先端に引張応力の集中が生ずるようになり、き裂先端が進行するとともに、この応力集中の部分も





第7・6図 円柱状装薬孔の場合に  
き裂の長さが半径の4倍の  
時の応力状態

動するが、このき裂と直角な方向、すなわち、短軸方向に生ずる最大主応力  $s_1$  がどのように変化するかを示したのが第7・7図である。縦軸には、軸上において、装薬の中心から  $\beta$ ,  $5\beta$ ,  $10\beta$  の位置にある点に生ずる  $s_1$  値を  $P$  で除した値をとり、横軸には、長軸方向の壁面から生成するき裂の長さ  $l$  を  $\alpha$  で除した値をとってある。図より明らかなように、短軸方向の装薬孔壁面近傍の点の  $s_1$  の値は、長軸方向に、き裂が生成すると急激に減少、 $l$  が  $1.7\alpha$  の時に引張応力から圧縮応力へと変化することがわかる。ところが、 $Y$  が  $10\beta$  の点に生ずる  $s_1$  の値は、一度増加し、ピークに達した後には減少する傾向を示している。これは、長軸方向に生成しているき裂の端に生ずる大きな引張応力の影響が、爆源から離れた点では遅れて現われくることを示している。そして  $Y$  が  $5\beta$  の点に生ずる  $s_1$  の値はこれらの間の変化の様相を示している。以上の解析結果より、長軸方向にすこして



第 7.7 図 短軸方向の各点に生ずる主応力  $S_1$  が長軸方向に生成したき裂の長さによって変化する様相を示した図

もき裂が生成すれば，装薬孔壁面上には引張応力は発生しなくなり，壁面上のすべての点で圧縮応力となることがわかる。このことは，特殊形状薬包を用いた場合には，まずその長軸方向にき裂が生成し，それ以外の方向には半径方向のき裂は生成しないということを示している。

なお，円柱状薬包の場合に，き裂方向と直角な方向の孔壁に発生する引張応力の大きさは，き裂が長くなっても大きな変化は示さず，き裂の長さが半径の 4 倍のときには，き裂が生成していない場合のその 70% に，10 倍のときも，20 倍のときも 66% に減少する程度で，これ以上変化はない。

以上に示したように，有限要素法による応力解析結果から， $\alpha/\beta=2$ 程度

の楕円状の断面をもつ特殊形状薬包を用いれば、その長軸方向のみにき裂を入れうる事が明らかとなったので、このことを実験的に確認するために特殊形状薬包を用いてセメントモルタルブロックを切断する実験を行なった。

## 7.4 特殊形状薬包を用いてセメントモルタルブロックを切断する実験

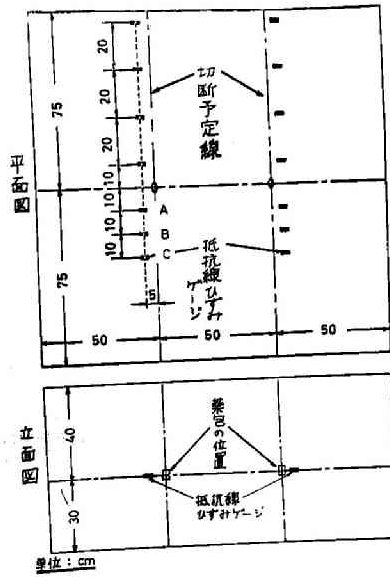
### 7.4.1 実験方法

実験現場の概況とセメントモルタルブロックは、第7・8図に示すとおりであって、このブロックの大要は第7・9図に示すとおりである。ブロック内には、コンクリート破碎薬の爆発によって、ブロック内に生ずる切



第7・8図 実験現場の概観とセメントモルタルブロック

断予定線と直角な方向のひずみが測定できるように、切断予定線から5cm離れた線上に抵抗線ひずみゲージを埋め込んだ。また、このブロックを切断するために使用した特殊形状薬包は第7・10図に示すとおりであって断面の長軸と短軸との比は2:1で長軸の長さは4cmである。なお、薬長は薬量によって異なる。また、図に示すような特殊形状薬包内に、主としてガス圧によって材料を破壊するコンクリート破碎薬の一種であるCCRSを入れ、この薬包をセメントモルタルブロック内に密装填した。密装填の方法は、通常の方法でCCRSを用いる場合に行なわれているのと同じの方法であって、まず、CCRS薬包を円形断面の装薬孔内に挿入し、ついで急



第7・9図 実験で使用したセメント  
モルタルブロックの説明図

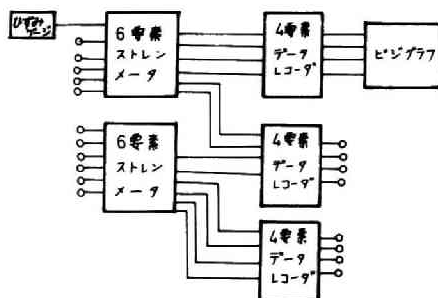
結剤で練り混ぜたセメントを装薬孔内に流し込むという方法である。ただし、特殊形状薬包の場合にはその長軸の方向をブロックの切断予定線の方  
向と一致させておかなければならない。



第7・10図 実験で使用した特殊  
形状薬包

使用したセメントモルタルのセメントと砂との比は1：2であって、そのヤング率は $2.3 \times 10^5 \text{ Kg/cm}^2$ 、ポアソン比は0.10、密度は $2.25 \text{ g/cm}^3$ 、圧縮強度は $6.5 \times 10^2 \text{ Kg/cm}^2$ 、引張強度は $47 \text{ Kg/cm}^2$ 、また、超音波法による縦波の伝播速度は $2.8 \times 10^3 \text{ m/S}$ であった。

第7・11図は測定装置の概念図であって、ひずみゲージで受信されたひずみに対応して、ストレンメータの出力端子に生ずる電圧はデータレコーダに記録され、ビシグラフによってプレイバックされた。



第7・11図 測定装置概念図

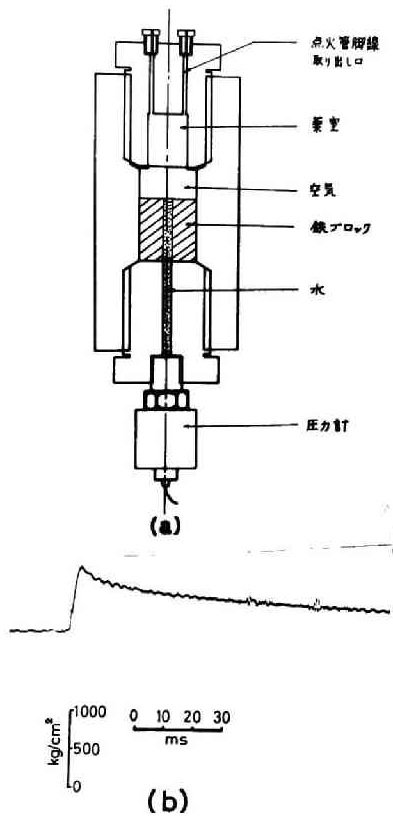
#### 7.4.2 実験結果

まず、今回の実験に使用したコンクリート破砕薬CCRSを第7・12図(a)に示すような鋼鉄製の密閉容器内で燃焼させ、容器内壁に作用する圧力の時間的な変化状態を測定した。その結果の一例は第7・12図(b)に示すとおりであって、圧力が作用しはじめてからその最高値( $800 \sim 1000 \text{ Kg/cm}^2$ )に達するまでの時間はほぼ4msであった。この値は爆薬の爆轟圧の立ち上り時間に比べれば非常に長いといえる。

さて、実験の結果を大別すると、ブロックを切断予定線方向に沿って切断できた場合と、妻梁孔近傍にき裂は生成したもののそのき裂は表面にまで達しなかった場合とに分けることができる。また、それぞれの場合に得られ

たひずみ記録から、き裂先端の進行速度は、切断できた場合には  $5 \times 10^2$   $m/S \sim 1 \times 10^3$   $m/S$  程度であり、切断できなかった場合には  $5 \times 10$   $m/S \sim 8 \times 10$   $m/S$  程度であろうと推定できた。

このように、切断できなかった場合のき裂の進行速度は、ブロック内での縦波の伝播速度  $2.8 \times 10^3$   $m/S$  に比べて非常に遅く、この場合には有限要素法を用いた応力解析結果と実験結果とを対比しても大きな誤りはないものと思われる。また、ブロックが大きく割れなかった場合には、ガスがあまり流出しないために装薬孔内壁に作用する圧力は第7・12図(b)に示した状態とほぼ同様の時間的な変化状態を示すものと思われる。

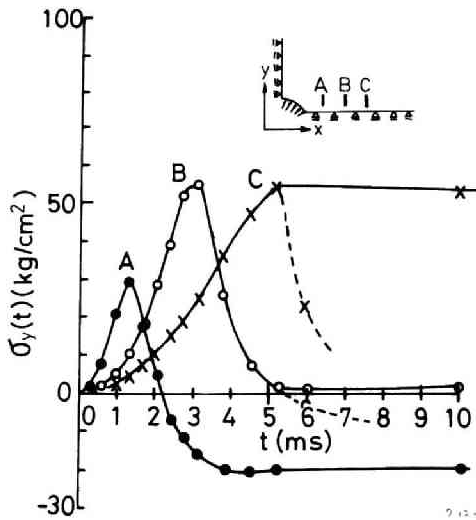


そこで、装薬孔の壁面には、第7・12図(b)に示した圧力と同じ時間的な変化を示す圧力が作用するものと考え、き裂先端の進行速度を  $60$   $m/S$  として第7・9図に示した点A、B、Cの位置で抵抗線ひずみゲージの受感方向に生ずる応力の時間的な変化状態を有限要素法を用いてシミュレートしてみた。

なお、第7・9図に示した点A、B、Cの位置は、有限要素法による解析の模型では、第7・2図(c)に示した点A、B、Cの位置に対応する。応力の解析結果を示したのが第7・13図であって、図に示した曲線A、B、Cは、それぞれ、第7・9図に示した点A、B

第7・12図 鋼製の密閉容器内でCCRSを燃焼させた場合に容器内壁に作用する圧力の時間的な変化状態

0に生じている応力状態を表わしている。第7・13図に示した実線は、き裂が点Cの付近で進行を停止したと仮定した場合に得られた応力状態であって、き裂がそのまま進行を続ける場合には、応力の時間的な変化状態



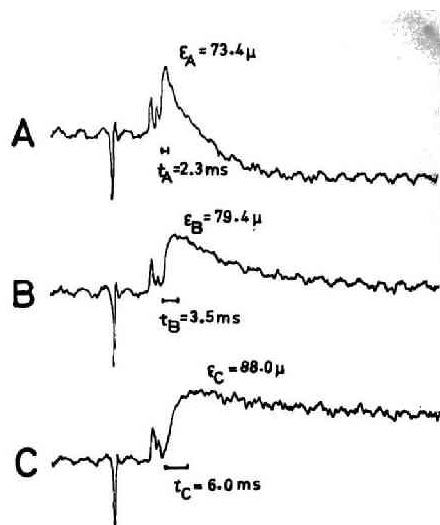
第7・13図 有限要素法による計算で求めたき裂の進行にもなる点A, B, Cの応力の時間的な変化状態

は点線で示したようになる。図より明らかなように、き裂がその近傍を横切って進行する点Aおよび点Bにおいては、き裂の先端がその点に近づくと大きな引張応力を示し、さらに、き裂が発展すると応力値は減少している。

点Aにおいては、その応力状態にき裂の影響が大きく出ており、応力は引張から圧縮へと変化しているが、点Bにおいてはまだそれほどでもなく、圧縮応力になるまでには至っていない。また、点Cにおいては、き裂の先端がその近傍で進行を停止しているため、大きな引張応力となっており、かつ、この点における応力の時間的な変化状態は、第7・12図(b)に示した

圧力波形と比較的よく一致している。なお、き裂が点C近傍で止まらないで、さらに進行する場合には、それぞれの点に生ずる応力は点線で示したように変化し、点Bでの応力も点Aにおけるそれと同様に圧縮応力に変化していく。

さて、第7・14図は、実験によって得られたひずみ記録の一例であるが、この記録は、7gのCCRSを爆発させた場合に得られたものである。



第7・14図 測点A, B, Cの点に  
生ずるひずみ記録

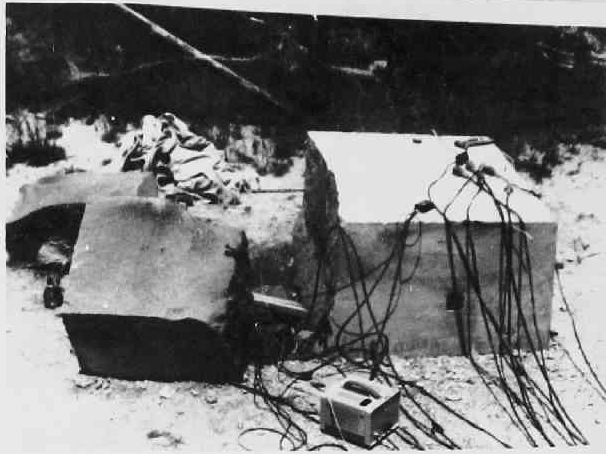
この場合にはブロックは切断されなかったが、装薬孔近傍にはき裂が生成しており、しかもそのき裂は途中で止り表面に現われるほど成長しなかった。第7・14図に示したオシログラムA, B, Cは、それぞれ第7・9図に示した測点A, B, Cに埋め込んだひずみゲージによって得られたオシログラムである。ひずみ記録では零レベルから上が引張ひずみを、下が圧縮ひずみを表わす。なお、引張ひずみの最高値およびその値に達するまでの起爆後の時間は、オシログラムA, B, Cについてそれぞれ、



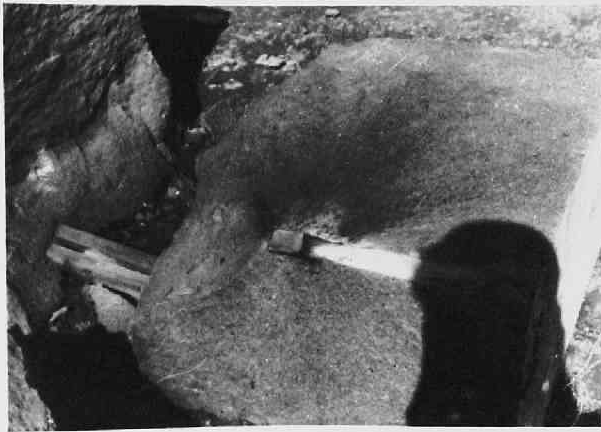
$\epsilon_A = 73.4 \mu$ ,  $\epsilon_B = 79.4 \mu$ ,  $\epsilon_C = 88.0 \mu$  および  $t_A = 2.3 \text{ ms}$ ,  $t_B = 3.5 \text{ ms}$ ,  $t_C = 6.0 \text{ ms}$  という値になる。第7・13図および第7・14図を対比すれば明らかなように、両者の様相はかなりよく一致していた。とくに実験から得られた  $\epsilon_B, \epsilon_C > \epsilon_A$  という関係と  $(t_B - t_A) < (t_C - t_B)$  という関係は、第7・13図に示した応力計算結果からも求めうる関係である。

このように、今回の実験で実測したひずみ記録と有限要素法による解析結果とがほぼ一致しているということは、特殊形状薬包内のCCRSが爆発した場合に材料内に発生する応力状態は、有限要素法による解析によって得られたそれとほぼ同一と考えられることを意味している。

第7・15図(a)は、特殊形状薬包を用いてブロックを切断した実験結果の一例を示す写真であって、ブロックは切断予定線方向に沿って切断されている。この場合に使用したCCRSの薬包は10 $\phi$ である。切断された小さい方のブロックは切断予定方向と直角な方向にさらに二つのブロックに割れているが、切断予定方向と直角な方、すなわち、特殊形状薬包の短軸方向に沿った割れ目は装薬孔壁面から発生したのではなく、切断されたブロックの中央がガス圧によって押されたためにブロックの側壁から装薬孔の方へ向って生成したものである。このことは、第7・15図(b)に示すように、切断予定方向に生じた破断面にはガスが進入した形跡があり、それと直角方向に生じた破断面にはガスの進入した形跡はないということ、および、第7・15図(c)に示すように、特殊形状薬包の容器およびタンピングに使用したセメントモルタルの短軸方向側の分が破断されずにそのまま残っていることから明らかである。以上に実験結果の一例を示したが、9個のセメントモルタルブロックを用いて実施した多くの切断実験の結果から、特殊形状薬包を用いることによって、その長軸方向以外の方向には全くき裂を入れることなしに、長軸方向のみに長いき裂を入れうることを実験的にも確認した。



(a)



(b)



(c)

第7・15図 実験結果の写真の一例

## 7.5 結 言

本章においては，主として爆発生成ガスの圧力によって材料を破壊する火薬類を用いて内部装薬爆破を行なう場合に，装薬孔内壁から生成するき裂に方向性を持たせうるかどうかについて検討した。すなわち，薬包の断面が楕円形をなす特殊形状薬包を円形断面の装薬孔内に装填し，セメントモルタルでタンピングを行なったのちに起爆すれば，特殊形状薬包の断面の長軸方向以外の方向にはまったくき裂を入れることなしに，長軸方向のみに長いき裂を生成させうることを有限要素法による応力解析結果と特殊形状で薬包を用いて行ったセメントモルタルブロックの切断実験とから確認し，この種の特殊形状薬包を用いることによって有効なスムーズ・プラスティングを実施しうることを明らかにした。

## 参 考 文 献

- 1) A. A. Wells, D. Post: S. E. S. A. Proceedings, vol. 16 No. 1,  
(1958) P. 69~92



## 第 8 章

### プリスプリッシングにより生成したプリスプリットの効果

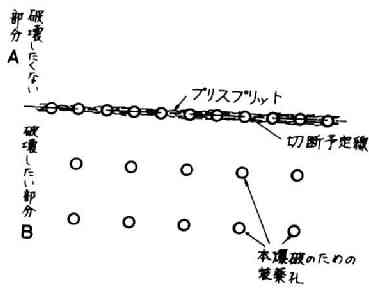
#### 8.1 緒 言

以上は主としてスムーズ・プラスティングについて述べてきたが、大規模に実施された例のある制御爆破工法にプリスプリッシングがあることは緒論で述べた。プリスプリッシングは、まず、切断予定線に沿って孔間隔を密にして穿孔された装薬孔内に爆薬を軽装填し、これらを起爆することにより、切断予定線に沿ってき裂、すなわちプリスプリットを生ぜしめる。その後、本爆破を実施することにより、破壊したい部分を破壊し、本爆破によって生ずる波動の大きさや、き裂の数や大きさを、プリスプリットによって軽減し、切断予定線より奥にある岩盤に損傷をあまり与えないようにする工法である。したがって、プリスプリッシングにおいて、どうして切断予定線に沿ってプリスプリットが生成するかという破壊機構は、スムーズ・プラスティングの場合の破壊機構とほとんど同じであると考えてよいであろう。

そこで、つぎに本章においては、プリスプリットが切断予定線上に生成したもものとして、プリスプリットの存在が、本爆破にともなう波動の大きさやき裂の進展に与える影響について検討した。

#### 8.2 プリスプリットが本爆破にともなう波動を軽減させる効果

プリスプリッシングにおける本爆破は、第 8.1 図に示すように、プリスプリットの生成によって岩盤を破壊せずに残しておきたい部分 A と破壊したい部分 B とに分離された後に実施される。したがって、B の部分で生じた爆破による波動がプリスプリットを横切って伝播して A の部分に達したときには、その大きさや波形に変化が生ずるが、どのように変化するかという理論的考察は今までにはあまりなされていないようである。その最大の理由とし



第 8・1 図  
プリスプリッティングの  
概念図

て、プリスプリットであるき裂をどのように表現して理論解析に組入れるかという問題が、困難な問題として残されていたからである。

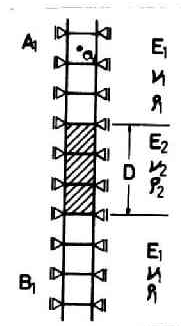
岩盤内に生じたき裂を表現する方法には種々の方法が考えられるであろうが、ここではとりあえず以下に述べる三つの表現方法によりき裂を表現し、第 3 章 3.2 節で述べた

Tensor Code を少し修正した動的

応力の数値解析方法を用いてき裂の存在する岩盤内の応力状態について検討し、それらのき裂が波動の伝播にどのような変化を与えるかを考察した。

### 8.2.1. き裂が存在する岩盤の弾性定数を変化させることにより、き裂を表現する方法

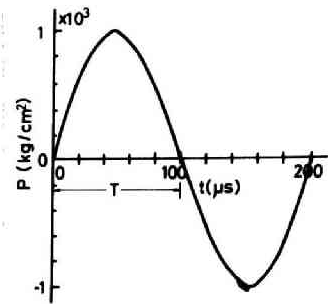
検討した第一の方法は、第 8.2 図に示したような模型で表現する方法である。すなわち、き裂が存在しない部分の岩盤のヤング率を  $E_1$ 、ポアソン比を  $\nu_1$ 、密度を  $\rho_1$  とし、き裂が存在する長さ  $D$  の部分の岩盤のそれらをそれぞれ、 $E_2$ 、 $\nu_2$ 、 $\rho_2$  とし、 $E_2 < E_1$ 、 $\nu_2 > \nu_1$ 、 $\rho_2 < \rho_1$  なる関係でき裂を表現するものである。数値解析に用いた条件は、四辺形要素の一边の長さを 1.4 cm とし、図に示すように四辺形要素の両端は波動の伝播方向にスライドとしたために、図の横方向には無限に続いて岩盤が存在することになる。また、伝播する波動は平面波であって、B の部分の下端に加える圧力の時間的変化状態は第 8.3 図



第 8・2 図

プリスプリットを含む岩盤を弾性定数の異なる弾性体とみなしてプリスプリットを表現する方法の模型

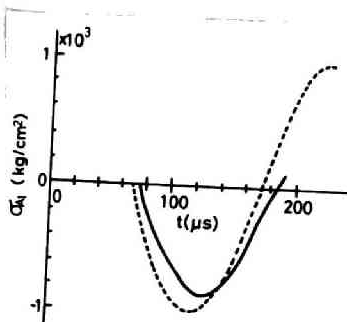
に示すようであって、一周期が $200\mu\text{s}$ の正弦波で、最大値は $1000\text{ dyn/cm}^2$ である。 $E_1$ を $5.3 \times 10^5\text{ dyn/cm}^2$ 、 $\nu_1$ を $0.25$ 、 $\rho_1$ を $2.5\text{ g/cm}^3$ とし、 $E_2$ を $5.3 \times 10^4\text{ dyn/cm}^2$ 、 $\nu_2$ を $0.4$ 、 $\rho_2$ を $1.2\text{ g/cm}^3$ とした。したがって、き裂が存在しない部分の岩盤Bの縦波の伝播速度 $C_{L1}$ は $5 \times 10^3\text{ m/s}$ 、波長 $\lambda_1$ は $\lambda_1 = C_{L1} \times T$ で示され、長さは $50\text{ cm}$ 、き裂が存在する部分の縦波の伝播速度 $C_{L2}$ は $3.05 \times 10^3\text{ m/s}$ 、波長 $\lambda_2$ は約 $31\text{ cm}$ となる。



第 8・3 図

模型の下端に作用する圧力の時間的変化状態

以上の条件のもとで、き裂の存在する部分の四辺形、要素の数を3個、すなわち、Dの長さを $4.2\text{ cm}$ として、第8.2図に $a_1$ で示した点に波動の伝播方向に生ずる応力 $\sigma_a$ の時間的変化状態を求めて示したのが第8.4図である。図には比較のために、き裂が存在しないと仮定した場合、すなわち $E_2 = E_1$ 、 $\nu_2 = \nu_1$ 、 $\rho_2 = \rho_1$ の場合に点 $a_1$ に生ずる応力の時間的変化状態を点線で示し



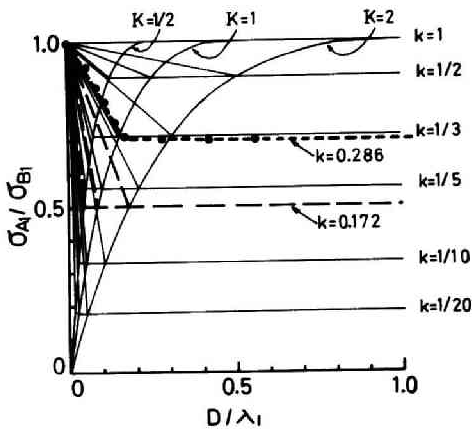
第 8・4 図

点 $a_1$ に生ずる応力の時間的変化状態

てある。なお、平面波が伝播する場合は、応力 $\sigma$ と変位速度 $v$ の間には $\sigma = \rho C v$ なる関係が存在するため、第8.4図では応力と、変位速度との波形にはそれぞれ比例関係があることに注意する必要がある。図より明らかなように、上記のような方法で表現したき裂、すなわちプリズプリットが存在する場合は、波動が点 $a_1$ に到達する時間は $D(1/C_{L2} - 1/C_{L1})$ だけ遅くなり、応力の絶対値の最大値は減衰し、さらに波長が長くなることがわかる。

つぎに、 $A_1$ の部分の一点に波動の伝播方向に生ずる応力の絶対値の最大値 $\sigma_{A1}$ をき裂がないと仮定した場合に $B_1$ の部分の一点に生ずる応力の絶対値の最大値 $\sigma_{B1}$ で除した値 $\sigma_{A1}/\sigma_{B1}$ を縦軸にとり、き裂の存在する岩盤の部分の長

さDをBの部分で伝播する波動の波長 $\lambda_1$ で除した値 $D/\lambda_1$ を横軸にとって、 $A_1$ の部分に生ずる応力波の振幅がき裂幅の大きさの変化にもなってどのように変化するかを示したのが第8.5図である。黒丸が上記の計算条件のもとで実施した今回の数値解析方法で得られた結果を示す。Dの大きさが $\lambda_1$ の大きさに比較して十分大きい場合は、音響インピーダンスの理論が適用できる



第 8 . 5 図

弾性定数を変化させてき裂を表現した場合の $\sigma_{A1}/\sigma_{B1}$ と $D/\lambda_1$ との関係

場合である。ただし、 $k$ ,  $K$ はつぎの(8.1)式で得られる値である。  
おまけ(8.2)式

$$k = \frac{R_2}{R_1} = \frac{\rho_2 C_{L2}}{\rho_1 C_{L1}} \quad (8.1)$$

$$K = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cdot \frac{\frac{1 - \nu_2}{(1 + \nu_2)(1 - 2\nu_2)}}{\frac{1 - \nu_1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)}} \quad (8.2)$$

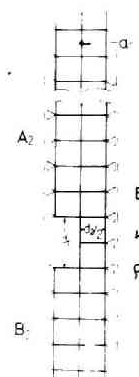


すなわち、 $k$  は音響インピーダンス  $R_1, R_2$  の比であり、 $K$  はヤング率を除いた弾性定数から求まる値である。第 8.5 図には、 $K = 1/2, 1, 2$  のそれぞれの場合に  $k = 1, 1/2, 1/3, \dots$  と変化させ、 $D$  の値が十分大きいとき理論的に得られる  $\sigma_{A1}/\sigma_{B1}$  と  $D/\lambda_1$  との関係も示しておいた。このうち、たとえば破線で示した線を例にとって説明してみる。まず、音響インピーダンスの比  $k$  の値が 0.172 の場合には、き裂の幅  $D$  が十分大きいとき、 $A_1$  の部分に生ずる応力  $\sigma_{A1}$  の大きさは、 $B_1$  の部分に生ずる応力  $\sigma_{B1}$  の大きさの  $1/2$  になる。また、 $D$  の値が零の場合は当然  $\sigma_{A1} = \sigma_{B1}$  であり、 $\sigma_{A1}/\sigma_{B1}$  の値は  $\sigma_{A1}/\sigma_{B1} = 1$  から  $\sigma_{A1}/\sigma_{B1} = 0.5$  までは、数値解析の結果からほぼ直線的に小さくなるものとみなしてもよいであろう。ところが、 $k$  の値は、ヤング率、ポアソン比および密度によって決定され、 $k$  が同じ値であっても、ヤング率などの値がまったく同じであるとは限らない。したがって、 $D/\lambda_1$  の値が零から順次増加するにつれて  $\sigma_{A1}/\sigma_{B1}$  が順次減少し、0.5 の値に達して、この値が変化しなくなるまでの経路は、破線でその例を示したように、数多くあることになる。また、 $K = 1$  の場合の破線を見てみると、 $D$  の値が大きく、 $D/\lambda_1 \geq 0.09$  ならば  $\sigma_{A1}/\sigma_{B1} = 0.5$  であるが、き裂の幅が小さく、例えば  $D/\lambda_1 = 0.05$  ならば、 $\sigma_{A1}/\sigma_{B1} = 0.73$  となり、あまり  $\sigma_{A1}$  は減衰しないことがわかる。

また、この図より逆に、 $\sigma_{A1}, \sigma_{B1}, D, \lambda_1$  の値を測定することにより、き裂を含む岩盤の弾性定数のある程度推定することができることもわかる。

### 8.2.2 き裂が存在する岩盤には空孔があるものとして き裂を表現する方法

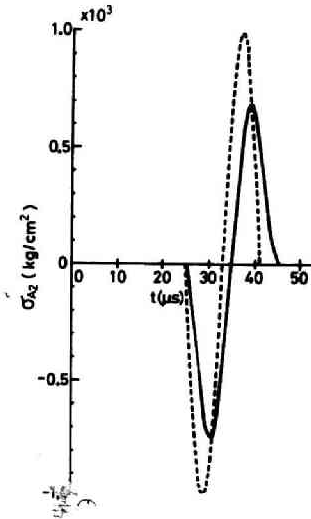
検討した第 2 の方法は、第 8.6 図に示したような模型でき裂の存在する岩盤を表現する方法である。すなわち、岩盤のヤング率を  $E_1$ 、ポアソン比を  $\nu_1$ 、密度を  $\rho_1$  とし、



第 8.6 図  
プリズプリットを含む岩盤を空孔列とみなしてプリズプリットを表現する方法の模型

き裂が存在する部分には、一辺が  $d_1$  の断面が正方形の角柱状の空孔をき裂に沿って設ける方法である。まず、 $d_1$  を  $1.0\text{ cm}$ 、空孔の間隔  $d_2$  を  $1.0\text{ cm}$ 、空孔の中心間距離  $d (=d_1+d_2)$  を  $2.0\text{ cm}$  とし、 $E_1$ 、 $\nu_1$ 、 $\rho_1$  の値は 8.2.1 項の数値解析に用いた値と同じ値を用い、岩盤内を伝播する応力波の波長  $\lambda$  を種々変化させて、空孔の存在によって、第 8.6 図に示した  $A_2$  の部分に生ずる応力の大きさがどのように変化するかを検討した。 $B_2$  の部分に加えた外力はその圧力最高値が  $1 \times 10^3$  賑の正弦波である。

第 8.7 図は、 $A_2$  の部分で空孔から十分離れた点  $a_2$  に波動の伝播方向に作用する応力  $\sigma_{A_2}$  の時間的变化状態を示した図であって、縦軸は空孔、すなわち、き裂が存在しない場合に生ずる応力の最大値を  $10^3$  賑として表わしてある。実線は空孔が存在する場合について得られた結果であり、点線は空孔が存在しない場合について得られた結果である。ただし、この場合の空孔の一辺の長さ  $d_1$  と波長  $\lambda$  との比  $d_1/\lambda$  の値は  $1/4$  である。図より明らかなように、空孔の存在により、 $\sigma_{A_2}$  の絶対値の最大値は空孔が存在しない場合に比較して 75% に減少しており、波長は 1.25 倍に増加している。この二つの現象は弾性定数を変化させてき裂を表現した前記の方法によ



第 8・7 図

点  $a_2$  に生ずる応力の時間的  
変化状態

ても得られたが、第 8.6 図に示す空孔の配置では、点  $a_2$  に波動が到達する時間は、空孔が存在している場合でも存在していない場合でも変化がないことが 8.2.1 項に述べた解析で得られた結果と異っている。

つぎに、 $d_1$ 、 $d_2$  の値を  $1\text{ cm}$  に保ち、波長  $\lambda$  を種々変化させて解析を行なった結果を横軸に  $d_1/\lambda$  の値をとり、縦軸に  $A_2$  の部分で空孔から十分離れた点に生ずる圧縮応力の絶対値の最大値  $\sigma_{A_2}$  を、 $B_2$  の部分に生ずる圧縮応力

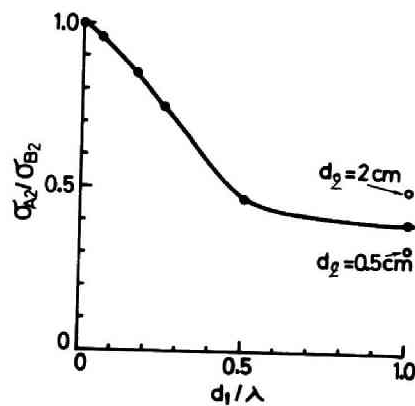
の絶対値の最大値  $\sigma_{B2}$  で除した値  $\sigma_{A2}/\sigma_{B2}$  をとって示したのが第 8.8 図である。図より明らかなように、 $d_1/\lambda$  の値が小さい場合、すなわち波長が長い場合には、 $\sigma_{A2}/\sigma_{B2}$  の値は 1 に近く、 $\sigma_{A2}$  はあまり減衰せず、波長が短くなるにしたがって、 $\sigma_{A2}$  はほぼ直線的に減衰し、 $d_1/\lambda > 0.5$  の範囲では  $\sigma_{A2}/\sigma_{B2}$  の値はほぼ一定の値を示すようになり、波長が空孔の大きさに比較して短い場合には、それ以上減衰しないという限界が存在することがわかる。

第 8.8 図に示した波長の長短にともなり  $\sigma_{A2}$  の減衰傾向は、第 8.5 図に示した傾向とよく似ており、興味深いことである。

そこで、空孔が存在する岩盤の弾性定数  $E_2$ 、 $\nu_2$ 、 $\rho_2$  を求めてみよう。すなわち、第 8.6 図に示したように、上記の解析では、き裂を含む岩盤を空孔と、ヤング率  $E_1$ 、ポアソン比  $\nu_1$ 、密度  $\rho_1$  である普通の岩盤とから成

立しているものとしたが、いま、これらの空孔と普通の岩盤とからなる部分を合わせて、ヤング率  $E_2$ 、ポアソン比  $\nu_2$ 、密度  $\rho_2$ 、である一様な岩盤とみなすことにし、 $E_2$ 、 $\nu_2$ 、 $\rho_2$  の値を求めてみる。第 8.5 図、第 8.8 図を比較して、第 8.8 図に示した実線は、第 8.5 図における  $k = 3/8$ 、 $K = 5$  の定数で示される線とほぼ等しいことがわかる。また、模型より明らかなように、 $\rho_2 = 3/8 \rho_1$  である。これらの数値より、 $E_2 = \frac{1}{3 \cdot 20} \cdot E_1$ 、 $\nu_2 = 1.94 \cdot \nu_1 = 0.486$  が得られ、さらに縦波の伝播速度  $C_{L2}$  はき裂がない部分の伝播速度  $C_{L1}$  の  $1/4$  であることがわかる。

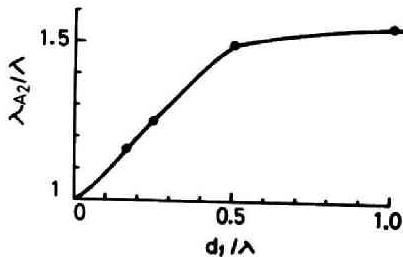
第 8.8 図には、空孔の大きさをそのままにして、 $d_1/\lambda = 1$  の場合で空孔



第 8.8 図

き裂を空孔列として表現する方法を採用した場合のき裂前後の応力値  $d_1/\lambda$  との関係

の間隔  $d_2$  が  $0.5\text{ cm}$  と  $2\text{ cm}$  の場合について  $\sigma_{A_2}/\sigma_{B_2}$  の値を白丸で示しておいた。それらの値は  $d_2 = 0.5\text{ cm}$  で  $\sigma_{A_2}/\sigma_{B_2} = 0.322$ ,  $d_2 = 2\text{ cm}$  で  $\sigma_{A_2}/\sigma_{B_2} = 0.502$  である。このことからわかるように、間隔  $d_2$  を小さくするということは、き裂を含む岩盤の音響インピーダンスを小さくすることと等価であり、逆に、 $d_2$  を大きくすることは、音響インピーダンスを大きくすることと等価であるといえる。



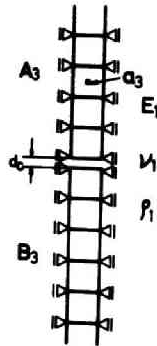
第 8.9 図

き裂を空孔列として表現した場合に生ずる応力波の波長の変化状態

第 8.9 図は、空孔の存在によって  $A_2$  の部分に伝播してくる応力波の波長が  $d_1/\lambda$  の値によってどのように変化するかを示した図であって、横軸に  $d_1/\lambda$  の値をとり、縦軸には  $A_2$  の部分に伝播していく応力波の波長  $\lambda_{A_2}$  を  $B_2$  の部分を伝播する応力波の波長  $\lambda$  で除した  $\lambda_{A_2}/\lambda$  をとってある。第 8.8 図と第 8.9 図とを比較すれば、減衰が大きい場合には波長が長くなる程度も大きいことがわかる。

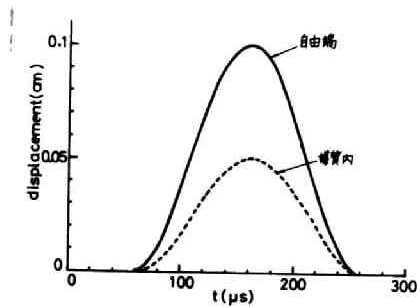
### 8.2.3 air gap としてき裂を表現する方法

き裂を表現する方法として検討した第 3 の方法は、第 8.10 図に示した模型のように、き裂が存在するところには、air gap が存在し、波動の伝播にもなって、この air gap が閉じたり開いたりして、 $B_3$  の部分から  $A_3$  の部分へ波動が伝えられるものとしてき裂を表現する方法である。数値解析に用いた条件としては、 $A_3$  および  $B_3$  の部分の弾性定数は同じ値であって、この値は 8.2.1 項で示した  $B_1$  の部分のそれらと同じである。また、 $B_3$  の部分に加えた外力は第 8.3 図に示したものと同一であり、分割された四辺形要素の大きさも 8.2.1 項の場合と同じである。



第 8 ・ 10 図

プリスプリットを空隙  
とみなして表現する方  
法の場合の模型



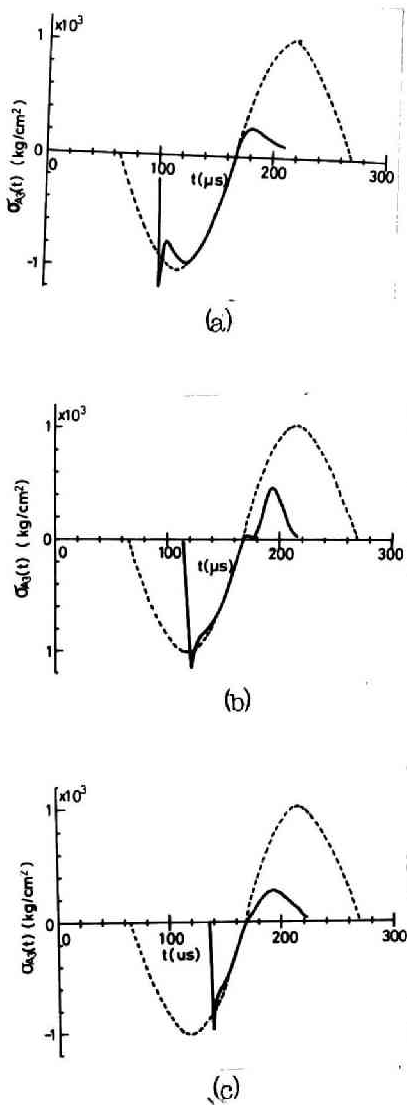
第 8 ・ 11 図

自由端および媒質内に生ずる変位の  
時間的变化状態

まず、第 8.11 図は、air gap の幅  $d$  が大きくて、gap で隔てられた岩盤同士の衝突が生じない場合に、 $B_3$  の部分の gap 側の端面の変位が時間的にどのように変化するかを示したものであって、比較のために、 $d=0$  の場合、すなわち、 $A_3$ 、 $B_3$  が連続していて、自由端の影響がない場合に同じ点に生ずる変位の時間的变化状態を点線で示しておいた。図より明らかなように、自由端では変位の大きさは自由端がない場合に比較して 2 倍の大きさで、その最大値は  $0.1\text{ cm}$  であって、理論的に求めた値と一致することがわかる。

さて、今回の場合には、air gap の幅  $d$  の値が  $0.1\text{ cm}$  より大きい場合には、波動は  $A_3$  の部分の岩盤には伝播しないが、 $0.1\text{ cm}$  より小さい場合には、 $B_3$  の部分は  $A_3$  の部分に衝突するために、波動の一部分は  $A_3$  の部分に伝播する。そこで、 $d$  の値が  $0.025\text{ cm}$ 、 $0.05\text{ cm}$ 、 $0.075\text{ cm}$  の場合にはどのような応力波が  $A_3$  の部分に伝播していくかを数値計算し、点  $a_3$  に波動の伝播方向に生ずる応力の時間的变化状態を求めてみた。それらの結果を示したのが第 8.12 図 (a), (b), (c) である。比較のために、 $d=0$  の場合に点  $a_3$  に生ずる応力の時間的变化状態をそれぞれの図に点線で示した。

入射応力波は  $B_3$  の部分の自由端に到達すると、この自由端は、 $A_3$  の部分の方に向かって移動し始めると同時に、入射応力波は引張応力波となって岩



第 8・12 図

き裂を空隙として表現したときのき裂の存在による応力状態の変化

盤  $B_3$  の中を戻っていくが、そのうちに  $B_3$  の端面は  $A_3$  の端面に衝突し、まだ反射していない入射応力波はそのまま  $A_3$  の部分へ伝播するようになり、第 8・12 図に示すように、正弦波の形をした応力波の前の部分がカットされたような状態で  $a_3$  点に生ずる応力は時間的な変化を示すようになる。図より明らかなように、air gap の幅  $d$  が小さいとカットされる部分も小さく、 $d$  が  $0.05\text{cm}$  の場合、すなわち、第 8・11 図に示した岩盤内の点に生ずる変位の最大値と  $d$  が等しい場合に、圧縮応力の半分がカットされ、 $d > 0.05\text{cm}$  の場合には圧縮応力の半分以上がカットされ、最大値が減少することがわかる。また、air gap の所では引張応力の伝達はなされないから、 $A_3$  の部分には大きな引張応力は生じないことになる。

いま、 $B_3$  の部分を伝播する応力波の変位速度の時間的な変化状態を

$$v(t) = v_p \sin(2\pi ft) \dots\dots\dots (8.3)$$

とする。ただし、 $v_p$  : 変位速度の最大値、

$f$  : 周波数 であって、 $t = 0$  で変位

$u = 0$  という条件を考慮して (8.3) 式を

積分すると

$$u(t) = \frac{v_p}{2\pi f} \{ -\cos(2\pi f t) + 1 \} \quad \dots\dots\dots (8.4)$$

を得る。したがって、 $B_3$  中に生ずる変位の最大値  $u_m$  は

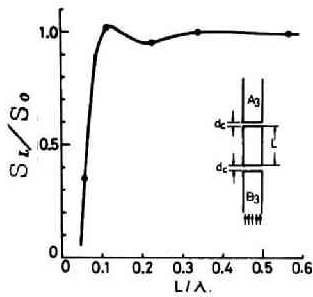
$$u_m = \frac{v_p}{\pi f} \quad \dots\dots\dots (8.5)$$

となる。第 8.12 図に示した結果を考慮に入れると、 $A_3$  部分に伝播していく圧縮応力波の応力最高値あるいは変位速度の最高値を減少させるために必要な air gap の幅  $D_c$  は

$$D_c > \frac{v_p}{\pi f} \quad \dots\dots\dots (8.6)$$

でなければならない。

以上は、air gap が 1 本の場合であって、切断予定線上にある装薬孔間を結ぶようにして生成したプリスプリットが理想的に 1 本のき裂の場合を想定したものであるが、現実のプリスプリットは多数の細いき裂で形成されているものと考えられる。そこでつぎに、air gap が 2 本の場合について検討した。すなわち、air gap が平行に 2 本存在していても、その間隔が大きく離れていれば、それぞれの air gap が独立して存在していることになり、上述の理論を 2 回適用すればよい。しかしながら、2 本の air gap の間隔が小さければ、それぞれの air gap は相互に影響し合うことになる。そこで、 $d_c$  が 0.025 cm の air gap 2 本を間隔  $L$  だけあけておいた場合と、 $d_c$  が 0.05 cm の air gap が 1 本のみ存在する場合とでは、 $A_3$  の部分に伝播する応力波による単位体積当りの力積がどのように異なるかを、間隔の長さ  $L$  を種々変化させて計算を行なった。その結果を示したのが、第 8.13 図であって、縦軸には、air gap の間隔が  $L$  の場合に  $A_3$  の部分に生ずる単位体積当りの力積  $S_L$  を air gap が 1 本の場合に  $A_3$  の部分に生ずる単位体積当りの力積  $S_0$  で除した値  $S_L/S_0$  をとり、横軸には、間隔  $L$  を  $B$  の部分を伝播していく応力波の波長  $\lambda$  で除した値  $L/\lambda$  をとってある。図より



第 8・13 図

空隙が 2 本の場合と 1 本の場合とについて求めたキ裂部通過後の波動のもつ力積

明らかなように、 $L/\lambda > 0.1$  の範囲の場合には、 $d_c = 0.025\text{cm}$  の air gap 2 本でも、 $d_c = 0.05\text{cm}$  の air gap が 1 本でも、伝達される力積には大差はなく、 $L/\lambda < 0.1$  の範囲では急激に  $S_L/S_0$  の値は小さくなり、波動はあまり伝達されないことがわかる。したがって、プリスプリットで振動を軽減させるためには、1本の太いき裂でプリスプリットをつくるよりは、数多くの細いき裂でプリスプリットをつくる方がより効果的であるといえる。

以上、プリスプリットによる波動の軽減効果について述べたが、8.2.1項 8.2.2項で述べた二つのき裂の表現方法と 8.2.3項で述べた表現方法とは大きな差がある。すなわち、前者の二つでは、周波数の大きい成分は周波数の小さい成分よりも減少しやすいことがわかるが、応力波が完全に伝達されないということではなく、どのような条件であっても応力波のうちの幾分かは伝達されることになる。それはプリスプリットを挟む二つの媒質が連続しているからである。一方後者では、波動の振幅が小さい場合、あるいは周波数が大きい場合にはまったく応力波が伝達されない場合がある。これはプリスプリットを挟む二つの媒質が不連続であるからである。また、Aの部分に伝達される応力波の波形についてみると、8.2.1項の方法では、Bの部分の波長に比較して少し波長が長くなる程度で、あまり波形の変化はみられない。8.2.2項で述べた方法では、第 8.9 図に示したように、波長は 8.2.1項で述べた方法で得られる応力波に比較してかなり長くなり、8.2.3項で述べた方法では、波形そのものに大きな変化が現われる。このように媒質に不連続な部分が増加すると、それだけ応力波形に変化が生じてくることがわかる。

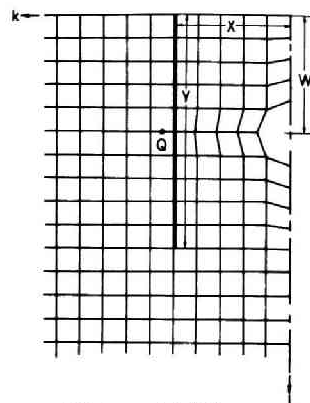


### 8.3 プリスブリットが本爆破で生ずるき裂を抑制する効果

プリスブリットングを実施した後本爆破を実施した場合には、スムーズ・プラスティングを実施した後に生成した壁面と同様に、切断予定線に沿って滑らかな壁面が生成することはよく知られている事実である。プリスブリットングを用いた爆破の際に滑らかな壁面を得るためには、まずプリスブリットの生成機構は、スムーズ・プラスティングの破壊機構とよく似ているためここでは言及しない。つぎにプリスブリットングを用いた爆破で滑らかな壁面を得るためには、本爆破によって生成するき裂がプリスブリットによって制止され、これより奥にはこれらのき裂が進展しないことが必要である。そのためには、プリスブリットの幅や長さをどの程度にしなければならないかが問題になるが、今回は主としてプリスブリットの長さ、プリスブリットの効果について検討した。

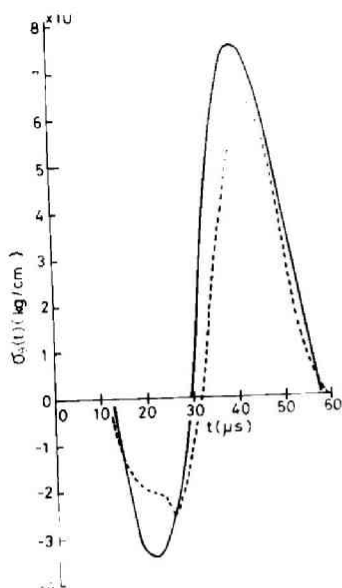
第8.14図に示した模型を用いてプリスブリットのき裂の抑制効果について検討した。模型の大きさや採用した弾性定数は、第3章に示した一自由面爆破によって生成したき裂の様相と比較するために、一自由面爆破の際に採用したメタアクリル酸樹脂の弾性定数を用いた。最小抵抗線 $W$ の長さを2cm、最小抵抗線からプリスブリットまでの距離 $L$ を $L = W$ とし、前節の8.2.3項で示した方法でプリスブリットを表現し、プリスブリットの幅を

10 $\mu$ とし、プリスブリットの長さを $Y$ とし、 $Y$ は種々の値をとる。装薬孔に加える圧力は、第3章で述べたように、自由面もプリスブリットも存在しないと仮定した場合に、爆源から4cmの点に接線方向に生ずる応力が、第8.15図に示すように、メタアクリル酸樹脂板を1号雷管で衝撃した場合の実



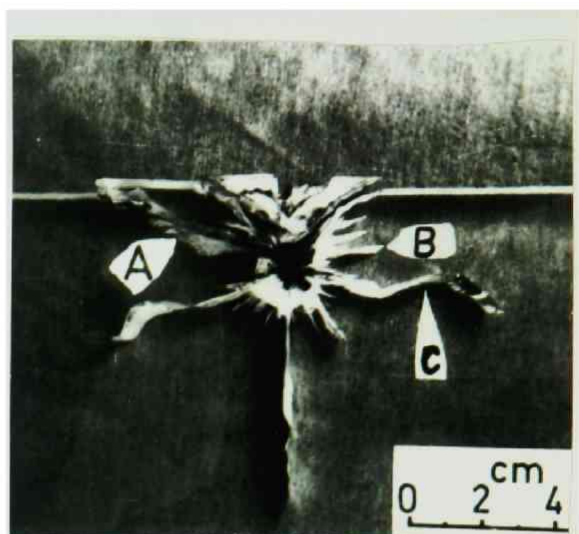
第8・14図

プリスブリットのき裂抑制効果の検討に用いた模型の説明図



第 8 ・ 15 図

爆源から 4 cm の点に生ずる主応力  $\sigma_r$  の時間的变化状態



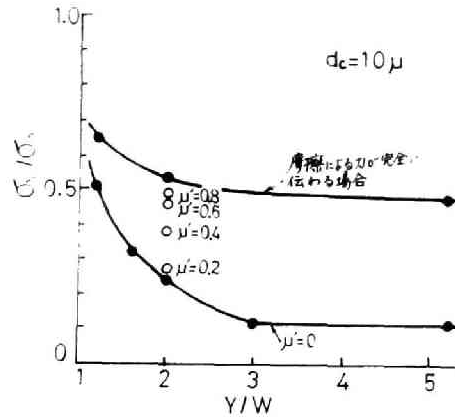
第 8 ・ 16 図

単なる一自由面爆破の際に生ずるき裂の様相

測結果を ( 2.1 ) 式に適用して求めた応力と一致するようにした。

さて、ブリスブリットが存在しない場合、すなわち単なる一自由面爆破の場合には第 8 16 図に示すような様相をしたき裂が生成する。この図より、第 8 14 図に示した点 Q 近傍にはき裂が生成する危険性があることがわかる。したがって、ブリスブリットが存在する場合に点 Q に生ずる引張応力の最大値が、ブリスブリットが存在しない場合に比較してどのように変化するかを調べる必要がある。

さて、自由面からの長さが Y のブリスブリットが存在する場合に点 Q に生ずる引張応力の最大値  $\sigma_r$  を、ブリスブリットが存在しない場合に同じ点に生ずる引張応力の最大値  $\sigma_0$  で除した値  $\sigma_r/\sigma_0$  を縦軸にとり、横軸にブリスブリットの自由面からの長さ Y と最小抵抗線の長さ W との比の値をとって、ブリス



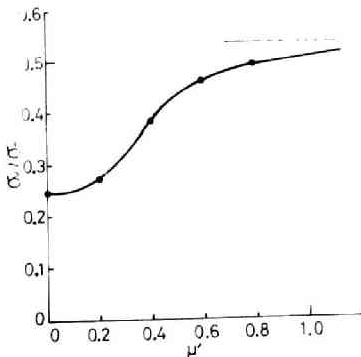
第 8・17 図

プリスプリットの長さによって点 Q に生ずる引張応力がどのように変化するかを示した図

スプリットの長さが損傷を与えたくない部分にある点 Q に生ずる引張応力におよぼす影響について示したのが第 8.17 図である。

プリスプリットの面が非常に滑らかならば、プリスプリットである air gap が閉じた後もプリスプリットの部分で摩擦は生じないであろう。また、この面が十分に粗いならば、プリスプリットの部分に生ずるせん断応力は完全に伝達されることになる。そして現実には air gap を挟む媒質間の摩擦係数  $\mu'$  は 0.1 ~ 0.3 程度と考えられるため、せん断応力の一部が点 Q 側に伝達されることになる。したがって、第 8.17 図には、摩擦係数  $\mu'$  が零の場合とせん断応力が完全に伝わる場合とを黒丸で示してあり、 $Y = 2W$  の場合のみについて、 $\mu'$  が 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 のときの  $\sigma_r/\sigma_0$  の計算結果を白丸で示してある。図より明らかなように、プリスプリットの長さ  $Y$  が大きく

なるにしたがって、 $\sigma_r/\sigma_0$  の値は減少していくが、 $Y \geq 3W$  では、 $\mu = 0$  の場合も、せん断応力が完全に伝わる場合も、 $\sigma_r/\sigma_0$  の値はそれぞれほぼ一定の値をとるようになり、これ以上プリスプリットが長くなっても、点 Q に生ずる引張応力は減少しないことがわかる。したがって、プリスプリットの長さ  $Y$  を  $3W$  以上になるように設けても、プリスプリットの効果には変化がないことになる。なお、この解析では、air gap の幅を応力波の波長に比較して非常に小さくして計算を行なったため、Q 側に伝達される応力波の圧縮応力はほとんど軽減されていないが、引張応力は図に示したように減少する。



第 8・18 図

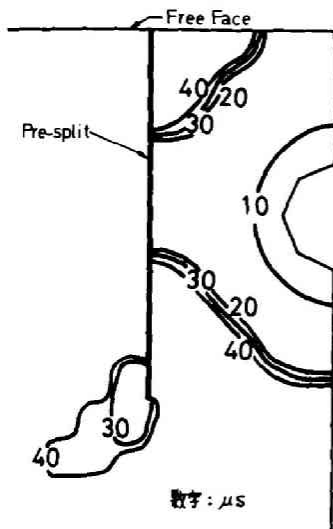
$\sigma_r/\sigma_0$  とまさつ係数  $\mu'$  との関係  
( $Y = 2W$  の場合)

第 8 18 図は、プリスプリットの長さ  $Y$  が  $2W$  の場合に、縦軸に  $\sigma_r/\sigma_0$  の値をとり横軸にプリスプリットを挟む媒質間の摩擦係数  $\mu'$  の値をとって、両者の関係を示した図である。図より明らかなように  $\mu'$  が大きい場合の  $\sigma_r/\sigma_0$  の値が  $\mu'$  が小さい場合に比較して大きく、プリスプリットが滑らかに生成したが否かもき裂抑制に大きな影響を与えることがわかる。

また、摩擦係数  $\mu'$  の値を実測すると、 $\sigma_r/\sigma_0$  の値が正確に求められ、逆に  $\sigma_r/\sigma_0$  の値が求められると摩擦係数  $\mu'$  の値を得

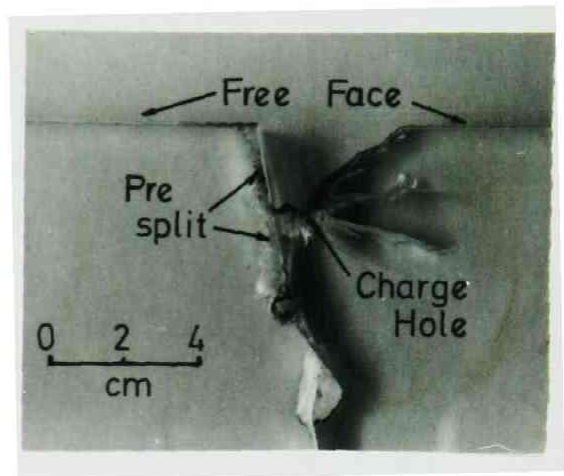
ることができる。

以上に示したように、プリスプリットによる波動の軽減効果があまりない場合でも、き裂の抑制効果は大きく、引張破壊を考慮に入れた数値計算結果でも、また小規模の爆破実験結果でもき裂の抑制効果を明瞭にみることができる。すなわち、第 8 19 図は、引張破壊を考慮に入れた計算結果から、プリスプリッティングの場合のき裂の成長過程を示したものであって、プリス



第 8・19 図

プリスプリッティングの場合のき裂の成長過程のシミュレーション



第 8・20 図

プリスプリッティングの小規模爆破試験によって生成したき裂の様相

ブリットを挟む媒質間の摩擦係数  $\mu'$  が零の場合について示したものである。図より明らかなように、プリスブリットと装薬孔間の媒質は  $t=20\mu\text{s}$  でほとんど破壊を終了しており、第 8・14 図に示した点 Q には破壊は生じていず、プリスブリットのき裂抑制効果が大いことがわかる。ただし、プリスブリットの先端から、 $t=25\mu\text{s}$  以後にき裂が生成し始めており、プリスブリット先端に生ずる応力集中の大きさに注意しなければならないことが指摘できる。また、第 8・20 図は、数値計算を実施した場合とほぼ同一の条件で、メタアクリル酸樹脂板を使用して実施した爆破実験の結果を示した写真である。爆破後、プリスブリットの部分の面を観察した結果、面は非常に滑らかであることがわかった。図より明らかなように、プリスブリットを横切った大きなき裂は生成しないことがわかり、第 8・16 図に示したプリスブリットが存在しない場合の実験結果と比較すれば、プリスブリットによるき裂の抑制効

果が大きいことが明らかである。

#### 8.4 結 言

本章においては、プリスプリッティングにおけるプリスプリットが本爆破によって生ずる波動やき裂をどの程度軽減し、抑制するかについて、主として解析的な研究を行なった。

得られた結果を要約すれば、つぎのとおりである。

- (1) 波動の軽減，き裂抑制効果に関する定量的な数値は，第 8.5 図，第 8.8 図，第 8.12 図，第 8.13 図，第 8.17 図および(8.6)式に示した。
- (2) き裂を表現する方法として，弾性率を変化させる方法と多孔質媒質とする方法とはよく似た結果を示し，巨視的にみれば両者は等価であるとみなせる。
- (3) 媒質内に不連続部分が多くなれば，それだけ伝播する応力波の波形に大きな変化がみられる。
- (4) 波動軽減の効果が少ないプリスプリットでも，き裂の抑制効果は大きい。

## 第 9 章 結 論

本研究においては、まず、無限媒質内に存在する装薬孔内で装薬が爆轟した場合に、媒質内に投射される応力波の伝播にもなって生じる放射状のき裂の生成機構について明らかにするとともに、一自由面爆破の際に媒質内に生ずる動的な応力状態を求め、さらにき裂およびクレータの成長過程を数値計算でシミュレートし、き裂およびクレータの生成機構について検討し、つぎに、パルス状の応力波の伝播にもなって円柱状の空孔の周囲に生ずる応力状態を解明した。さらに、これらの研究の結果を踏まえて、制御爆破工法の一つであるスムーズ・プラスチックの場合の破壊機構を明らかにするとともに最適爆破条件について検討し、ついで、スムーズ・プラスチックにおけるガイドホールの効果について検討し、さらに、特殊形状薬包を用いて爆破を実施すれば、装薬孔近傍に生ずるき裂を制御できることを明らかにし、さらにすすんで、破壊機構がスムーズ・プラスチックの破壊機構とほぼ同じであるとみなされるプリスプリッキングの場合に生ずるプリスプリット、すなわち、き裂が、本爆破にもなって生じる波動やき裂を抑制する効果について検討し、合理的な制御爆破工法を実施するための資料を得るとともに、これらの結果を通じて、制御爆破の破壊機構を明らかにするよう努めた。

以下に、本研究で得られた主な成果を結論的に要約して示すことにする。

- (1) 爆源から投射される応力波の伝播にもない、放射状に生成するき裂は爆源から連続的に生成するのではなく、まず、応力波の伝播にもなってき裂の核が多く生成し、これらの核から同心円状にき裂が成長してゆき、これらの同心円状のき裂がつながり合って一本の大きなき裂になる。したがって、同心円状に成長するき裂がつながり合った点の軌跡は放物線状の模様を呈するようになる。
- (2) メタアクリル酸樹脂板を1号電気雷管で衝撃した場合に生ずる破断面上

に生成するき裂の核の分布密度の最大値は、装薬孔壁面から約1 cmの点でほぼ  $6.6 \times 10^3$  個/cm<sup>3</sup> である。爆源の極く近傍では、爆轟にともなう断熱圧縮のために媒質の温度は上昇し、核の分布密度はほぼ  $6.6 \times 10^2$  個/cm<sup>3</sup> と小さい値を示す。

(3) 最小抵抗線の長さがWの一自由面爆破の場合に、波長が約7.5Wの応力波の伝播にともなって、自由面と最小抵抗線の交点近傍に生ずる引張応力の最大値は、自由面がないと仮定した場合に同じ点に生ずる引張応力の最大値の約2倍となる。さらに、一自由面爆破の場合に波長の長い応力波によって生ずる応力状態の特徴として、自由面上で、最小抵抗線からの距離をXとすると、 $X < W$ の範囲内に生ずる引張応力の値は、自由面がないと仮定した場合に比べて小さくなるが、引張りとして作用する時間は長くなり、さらに $X > W$ の範囲では引張応力の値も小さくなるとともに引張りとして作用する時間も短くなり振動性を帯びてくる、などのことがあげられる。

(4) 一自由面爆破に関して、引張破壊を考慮に入れた応力解析を行なってき裂の成長過程をシミュレートした結果と実験によって得られたき裂の様相およびクレータの形と比較検討した結果、両者はかなりよく一致することがわかった。シミュレーションの結果は、爆源から放射状に生成するき裂は、まず、最小抵抗線近傍に生じ、すべての方向に $x < W$ の範囲内で引張応力によるき裂が生成するところには、自由面近傍の $x < W$ の範囲での破壊はすでに終了しており、それ以後は、爆源から自由面に平行な方向および最小抵抗線と逆の方向にき裂は大きく成長し、ガス圧の作用の仕方、あるいはどのき裂にガスが進入するかによって、自由面に平行な方向に進展したき裂は自由面に達して大きなクレータを形成する場合も考えられることが明らかとなった。

(5) 破断面上に生ずるリップルマークの生成機構についてシミュレーション



の結果から検討し、リップルマークは、き裂の成長する速度が停止しているかまたはある速度で成長している状態からさらに大きな速度で成長する状態に移行する点に生成することを示した。

- (6) 無限媒質内に円柱状または断面が正方形の角柱状の空孔が存在し、パルス状の応力波がその媒質を伝播する場合について、空孔の周囲に生ずる応力状態を求めた。その結果、応力波の波長 $\lambda$ と円柱状の空孔の直径 $a$ との比 $\lambda/a$ の値が2~3の近傍で応力波の挙動は大きく異なり、この値より $\lambda/a$ が小さいときは、波動は円柱状空孔壁面で壁面があたかも平面であるかのように反射し、 $\lambda/a$ が2~3より大きいときは、波動による動的な応力状態でも静的な応力状態に近似するようになることを示した。
- (7) 国鉄湖西線長等山トンネル掘進爆破が疎水トンネルにおよぼす影響を調べた振動測定結果と数値解析結果とが比較的よく一致することを示し、その結果、爆破振動によって疎水トンネルの周囲に生ずる応力状態は数値解析で得られた応力状態とほぼ同一であろうと推定した。
- (8) スムース・プラスチックにおける破壊機構は、使用する雷管の点爆時間のばらつきによって、2,3の機構が考えられる。まず、隣り合った装薬孔に装薬された雷管の点爆時間のばらつきが大きい場合は、ある装薬が爆轟しても、隣接した装薬はまだ爆轟していない。したがって、隣接した装薬孔は空孔として作用する。この場合には、当然爆轟した装薬孔周辺には放射状のき裂が生成し、またこの放射状のき裂とは別個に空孔として作用していた隣接の装薬孔壁面から切断予定線に沿ってき裂が生成し、その後空孔として作用していたこの装薬孔内の装薬が爆轟することにより、別個に生成していたき裂が切断予定線に沿って助長されて滑らかな壁面を生成する。

切断予定線に沿って設けられた装薬孔の数が多ければ多い程、隣接した装薬が同時に爆轟する割合は大きくなる。したがって、この場合には、隣接した装薬孔から投射された応力波の干渉が生じ、応力波の干渉によって

切断予定線に沿ってき裂が生成し滑らかな壁面が形成される。

点爆時間のばらつきがあまり大きくはないが、同時に点爆はしないという場合には、上記の二つの破壊機構が共存するような破壊機構を示すようになる。

- (9) 良好なスムーズ・プラスティングを実施するためには、装薬孔間隔が小さい方が望ましく、装薬孔間隔が最小抵抗線の長さの1.6倍より大きい場合には、空孔として作用する隣接した装薬孔壁面と切断予定線との交点に最大の引張応力が生ずるのではなく、装薬孔壁面と切断予定線と直交する最小抵抗線との交点に最大の引張応力が生ずる。したがって、空孔として作用する装薬孔内壁から切断予定線に沿ってき裂が生成しない場合でも、切断予定線と直交する方向にき裂が生成する場合は生じ、スムーズ・プラスティングにとっては好ましくないことになる。
- (10) 良好なスムーズ・プラスティングを実施するためには応力波の干渉による効果を利用するのが望ましい。そのためには、点火方法は斉発がよく、点爆時間のばらつきの少ない精度のよい電気雷管の使用が望まれる。
- (11) 爆薬を軽装填すると、装薬孔近傍の破砕圏を小さくすることができるために、より滑らかな壁面を得ることができるが、その結果生ずる破砕片が大きくなる可能性があることを、シミュレーションの結果から示した。
- (12) 良好なスムーズ・プラスティングにより新しく生成するであろう壁面の形の一般的な特徴は、装薬孔間にある岩盤が切断予定面よりも少しふくれているような形を示すことである。
- (13) ガイドホールを有するスムーズ・プラスティングにおいては、まず、接線方向に生ずる引張応力 $\sigma_{\theta}$ によりガイドホールの方向にき裂が生成し始め、このき裂面から応力解放波が投射され、ガイドホールの方向以外の方向にある点に生ずる $\sigma_{\theta}$ が岩盤の引張強度に達するまでに応力解放波が到達すると、それ以上引張応力は大きくなり得ず、き裂の生成が抑制されることを理論的、実験的に示した。

- (14) 応力解放波の伝播速度は縦波の伝播速度に等しい。
- (15) 最小抵抗線の長さが 57 cm, 装薬孔間隔が約 75 cm, ガイドホールと装薬孔間隔が 10 cm, 装薬孔の長さ 3.5 m 装薬孔の数は 4 本, デカップリング係数は 2.0 という条件で, スムース・ブラスティングに関する現場実験を行なった結果, 生成した壁面の切断予定面からの凹凸の最大値は± 7 cm 程度であり, 良好な壁面が得られた。
- (16) 主として爆発生成ガスの圧力によって材料を破壊する火薬類を用いて内部装薬爆破を行なう場合に, 装薬孔内壁から生成するき裂に方向性を持たせうるかどうかについて検討し, 薬包の断面形状が, 長軸と短軸との比が 2 対 1 程度の楕円形であるならば, 長軸方向のみき裂を生成させることができ, 有効なスムース・ブラスティングを実施しうることを示した。
- (17) 装薬孔内壁に作用する圧力の時間的変化が非常にゆるやかであり, かつ, 生成するき裂の先端の進行速度が縦波の伝播速度に比較して遅い場合には, き裂の生成を考慮に入れた応力解析は, いくつかの静的な問題として取り扱うことができる。
- (18) プリスプリットやき裂が存在する岩盤を弾性定数が異なった弾性体とみなした場合に, プリスプリットやき裂の存在によって爆破による波動がどの程度減少するかを定量的に求め, その結果を第 8.5 図に示した。
- (19) プリスプリットやき裂が存在する岩盤を断面が正方形の空孔列が存在するものとみなした場合に, プリスプリットやき裂の存在によって爆破による波動がどの程度減少するかを定量的に求め, その結果を第 8.8 図に示した。
- この場合には, プリスプリットやき裂を通過した後の応力波の波長は長くなり, かつ波長が長くなる程度は応力波のもとの波長によっても異なってくる。その結果を第 8.9 図に示した。
- (20) プリスプリットやき裂が存在する部分を air gap が存在するとみなした場合, すなわち, 応力波がこの air gap を伝播していくときに,

条件によっては生ずる弾性体の衝突を考慮に入れた場合にブリスブリットやき裂，すなわち air gap の存在によって爆破による波動がどの程度に減少するかを検討した結果，伝播する波動を正弦波と仮定し，これによって生ずる変位速度のピーク値を  $V_p$ ，周波数を  $f$  で表わした場合に，変位速度のピーク値が減少するために必要な air gap の幅  $D_c$  は

$$D_c > \frac{V_p}{\pi f}$$

で表わされることを示した。

- (21) 幅の大きい air gap が1本存在するよりも，幅の小さい air gap が数多く存在する方が，gap を通って伝達されていく応力波による力積は減少する。
- (22) (18)で示した方法によってき裂を含む岩盤を表現した場合と，(19)で示した方法によってき裂を含む岩盤を表現した場合は，ブリスブリットによる波動の軽減効果に関して得られる解析結果は，巨視的にみてほぼ同じとみなしうる。
- (23) 爆破による波動が軽減されないような小さなブリスブリットが存在する場合でも，本爆破にともなうき裂の抑制効果は大きい。この結果を第8.17図に示した。
- (24) ブリスブリットによるき裂の抑制効果は，ブリスブリットの部分の岩盤の摩擦係数によっても大きな変化を示す。この結果を第8.18図に示した。

## 謝 辞

本研究に行なうに当たり，終始温情ある御指導と御鞭撻を賜った恩師，京都大学教授伊藤一郎博士に心からの感謝をささげ，深く御礼申し上げます。

また，本研究に関連した多くの基礎的な事柄の御教示を賜りまし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，直接実験など援助していただい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三井金属鉱業株式会社神岡鉱業所および旭化成工業株式会社雷管工場に対し，また実験に使用した電気雷管を提供していただいた日本化薬株式会社姫路工場に対し，さらにまた電子顕微鏡による破断面の撮影をしていただいた日本電子株式会社に対し深く感謝する次第である。





