

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	静水圧下のぜい性材料のねじりにおける力学的挙動に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	青木繁
Author(English)	SHIGERU AOKI
出典(和文)	学位:工学博士, 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第544号, 授与年月日:1974年3月20日, 学位の種別:論文博士, 審査員:坂田勝
Citation(English)	Degree:Doctor of Engineering, Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第544号, Conferred date:1974/3/20, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

静水圧下のぜい性材料のねじり
における力学的挙動に関する研究

青 木 繁

東京工業 大学	353339
------------	--------

目次

第1章	緒論	(1)
1.1	まえがき	(1)
1.2	従来の研究	(2)
1.3	問題点	(7)
1.4	本論文の内容	(9)
第2章	実験装置	(14)
2.1	まえがき	(14)
2.2	実験装置	(15)
2.2.1	ねじり機構	(15)
2.2.2	密封装置	(18)
2.2.3	モーメントおよびひずみの 測定方法	(20)
2.3	延性材料の変形	(21)
2.3.1	アルミニウムの応力-ひずみ線図	(21)
2.3.2	軟鋼の降伏	(25)
2.4	結言	(28)
第3章	ガラスの力学的挙動	(30)
3.1	まえがき	(30)
3.2	実験方法	(30)
3.3	実験結果	(31)

3.4	考察	(40)
3.4.1	ねじり強さについて	(40)
3.4.2	二重クランクについて	(46)
3.5	結言	(57)
第4章	千ヨ一7の力学的挙動(弾性破壊)	(60)
4.1	末之加さ	(60)
4.2	実験方法	(60)
4.3	実験結果	(64)
4.4	考察	(68)
4.4.1	ねじり強さについて	(68)
(1)	中空円筒の場合	(75)
(2)	中空円筒の場合	(79)
4.4.2	破壊角について	(83)
4.4.3	静水圧下の引張強さとの関連	(90)
4.4.4	ガラスとの関連	(92)
4.5	結言	(94)
第5章	千ヨ一7の力学的挙動(非弾性破壊)	(96)
5.1	末之加さ	(96)
5.2	実験方法	(96)
5.3	実験結果	(97)
5.4	考察	(108)
5.5	結言	(117)

第6章	鑄鉄の力学的挙動	(119)
6.1	木之加工	(119)
6.2	実験方法	(119)
6.3	実験結果	(124)
6.4	考察	(137)
6.5	破壊に関する二、三の実験	(157)
6.6	結言	(168)
第7章	結論	(170)

第1章 緒論

1.1 まえがき

材料の変形や破壊に及ぼす静水圧の影響については、高圧下で使用される機械の設計のためばかりでなく、静水圧の工業への応用に對する高い可能性のため、工学の分野からの関心が高まってきている。例えば最近の宇宙開発や核エネルギー開発の発展に伴って、軽く、剛性や強度が大きく、しかも高温に耐える材料が要求されるようになってきているが、これらの性質を有する材料は一般にむしろ塑性加工が困難なために十分利用されえていないものが多い。ヘリウムなどはその好例であろう。一般に材料を静水圧中で変形させると破壊までのひずみが増大することが知られており^{(1)~(12)}、

この性質を応用して大気圧中でむしろ塑性加工の困難な材料を静水圧中で押し出し加工を行なうとある新しい方法が試みられるようになり、かなりの成功を知らせている^{(1), (4), (13)~(23)}。

さらに押し出しに限らず、曲げや鍛造^{(24)~(27)}においても静水圧が応用されるようとしている。また、

近年海洋開発の気運が高まってきているが、海底で静水圧を受けながら使用する機器や装置の設計に対しても、静水圧の影響は考慮しなければならぬ重要な因子の一つである。同様に土木工学においても、ダムや坑道の掘削に際して、静水圧の影響は重要である。

上述のようを応用的分野と別にしても、静水圧がいかん材料の変形や破壊に影響を及ぼすかという問題は、材料の変形や破壊のクリテリアやメカニズムを探索する物理学の正に材料強度学の問題の2つである。地震や地質現象に関する地球科学の問題、真実接触面における高圧下の変形や破壊と取扱う摩擦・摩耗の問題、刃先近傍における数千気圧にも達する高圧下での塑性変形と破壊と論ずる切削の問題など種々の学問分野の問題と密接に関連してより興味深い問題であると思われる。

1.2 従来の研究

この問題に関する研究は従来より種々の方面から行われてきている。その結果、延性材料については、一般に静水圧は破壊までのひずみを増大させるが、応力-ひずみ線図には影

響を与えないことが知られており、^{(1), (28)~(32)}この性質は数
理塑性論の基礎概念に基づいている。ただし、静
水圧に与えるアルミニウム、銅、ニッケルおよび黄銅の
単結晶の引張りにおける応力-ひずみ曲線の上昇⁽³³⁾
静水圧による純鉄の引張りにおける降伏点の降下⁽³⁴⁾
および液圧処理によるアルミニウムの応力-ひずみ曲線
の降下や^{(35), (36)}純鉄の降伏点の降下^{(37)~(40)}など、材料や実験
条件によつては応力-ひずみ曲線が静水圧によつて変
化する例も発表されているが、ここでは延性材
料の詳細については省略する。

いっぽう、本論文の主題であるせいせい性材料につい
ては、Kármán⁽⁴¹⁾は1911年に 3260 kg/cm^2 までの静水圧下で
大理石および砂岩の圧縮試験を行ない、静水圧によ
つて破壊までのひずみのみならず⁽⁴¹⁾応力-ひずみ曲線も
著しく上昇する(厳密には一定のひずみに対する応力が
増大するという意味である。以後、簡単のため、このことを
応力-ひずみ曲線が上昇するということとする。)ことを見
出してゐる。なお、試験体は火焼純した黄銅製
薄膜が被覆されてゐる。彼はさらに一定の
塑性ひずみに対する各静水圧下の応力状態を
Mohrの応力円⁽⁴¹⁾で表わし、これらの応力円には
一つの包絡線が存在することを指摘してゐる。

Griggs⁽⁴²⁾ は1936年に、地下の岩石の挙動に関する地質学的興味から、 12000 kg/cm^2 までの静水圧下で石灰石や大理石などの圧縮・引張およびねじり試験を行なった。Griggsと同じように、Kármánも同様に応力-ひずみ線図が上昇することを認めている。また、試験片に被覆を施さない場合も、応力-ひずみ線図はかたより上昇したが、焼鈍した銅の薄膜で被覆した場合下りも上昇の程度が小さかったと報告している。

アメリカの物理学者 Bridgman⁽⁴³⁾ は1947年に約 30000 kg/cm^2 までの静水圧下で、ハイレックスガラス、カーボロイ(タンクステンカーバイドとコバルトの工具用焼結合金)、ベリリウム、りん青銅、人工サファイヤ、パイロストーンおよび岩塩等種々の脆性材料の引張試験を、それと同様に、ハイレックスガラス、カーボロイおよび人工サファイヤの圧縮試験を行なった。試験片にはゴムまたは鉛の薄膜で被覆を施している。これらの脆性材料の応力-ひずみ線図は報告されているが、破壊応力は静水圧によって上昇することが確認されている。また、彼は独自の各種の実験

装置を考案し、 100000 kg/cm^2 にも及ぶ高圧下で、変態をと物性的研究をも広範に行なっているが、こゝでは簡便なものとす。

イギリスの Crossland⁽⁴⁴⁾は、1958年に、急約 5300 kg/cm^2 程度の静水圧下でゴムで被覆した鑄鉄のねじり試験を行なっている。実験装置に工夫をこらし、高圧容器のシール部の摩擦力が応力の測定値に影響するのを防ぎ、当時としては精度の高い実験を行なっている。その結果、鑄鉄のねじりにおいても、静水圧によって破壊までのひずみのみならず、応力-ひずみ線図が上昇することを見出している。さらに、静水圧による応力-ひずみ線図の上昇の割合が高圧になるにしたがって低下することを見出している。また、静水圧下のねじりにおける応力-ひずみ線図は、破壊応力を大気圧下の引張りおよび圧縮試験結果と比較して、鑄鉄の破壊のフリテリヤを考へる際、せん断応力で整理すべきであるとい

う結論を得ている。

ところが、Pugh⁽⁴⁵⁾らは1964年にCrosslandのものと同じロットの鑄鉄をゴムで被覆し 9000 kg/cm^2 までの静水圧下で引張り試験し、破壊応力をCrosslandらの静水圧下の伸びり試験の結果と比較して、鑄鉄の破壊のクリテリヤは引張り応力で示さるべきであると述べている。すなわち彼は抵抗線型ひずみゲージ(フォイルゲージ)をロードセルに貼り、これを圧力容器中に入れて、試験片に加わる引張荷重を測定している。

Handin⁽⁴⁶⁾らは1967年に、糖々の岩石やガラスを銅または鉛の薄膜で被覆して、 10000 kg/cm^2 までの静水圧下で引張り、圧縮および伸びり試験を行って述べているが、巨視的に破壊に対する応力の項目のみで表わされる一般的クリテリヤは見出し得なかったと報告している。さらに、彼は 400°C までの温度を上げて、高温・高圧下における挙動をも調べている。

茂木⁽⁴⁷⁾は1971年にゴムで被覆した糖々の岩石について、三つの主応力(および圧縮)を独立に変えて、静水圧成分の高い状態における降伏と破壊の一般的クリテリヤをMisesの

条件を拡張した形で求められている。

佐藤ら⁽⁴⁸⁾は1971年に 1000 kg/cm^2 までの静水圧下で、接着剤で被覆した大理石のねじり変形を詳しく調べ、静水圧下では軟鋼の降伏に似た挙動が存在することを見出してきている。

このほかにも、多くの研究者達^{(49)~(62)}によって、静水圧下におけるせい性材料の変形や破壊は詳しく調べられている。単調荷重に対する常温下における挙動ばかりでなく、静水圧下における疲労^{(63)~(66)}やクリープ^{(67)~(72)}の問題点及び亜鉛やマグネシウムなど六方晶形の金属に見られる静水圧によるせい性-延性遷移^{(1), (73)~(84)}の問題点などについても研究されているが詳細は省略する。

1.3 問題点

以上述べてきたように、多くの研究によって、静水圧下におけるせい性材料の力学的挙動がかなり明らかにされてきたが、何故に静水圧によって強度が上昇するといったような挙動が引き起こされるのかといった問題については未だ不明な点が多いようである。CrosslandらとPughらとの静水圧下における鑄鉄の破壊のクリテリヤに対する基準の取り方の相違を

ども、上述の問題が明らかになつてゐないための混乱であると考へることが出来る。この問題は変形や破壊のメカニズムに於てはかのほらなければ解決されない問題であると考へられる。

せい性材料の破壊のメカニズムについては Griffith⁽⁸⁵⁾が1920年に材料中のクラックが破壊の起点となり、クラックが進展するとき解放される歪エネルギーがクラックが進展することにより生ずる新しい表面の表面エネルギーに等しくなるときに破壊が生ずるという考へ方を提案し、この考へ方が今日の破壊力学⁽⁸⁶⁾⁽¹²⁴⁾に於て発達してゐる。しかし、引張荷重下の破壊は破壊力学的考へ方でよく説明されてゐるが、圧縮荷重下の破壊については未だ不明な点が多い。例之ば、種々の岩石の圧縮強さは引張り強さの數10倍に達する⁽⁸⁷⁾が、Griffithの説では（Griffithは圧縮強度を考へるときには、引張りの場合と異り、荷重クラックの近傍の周方向応力の最大値を基準⁽¹²⁸⁾にしてゐる）両者の比は8⁽⁸⁸⁾でしかない。McClintockらはクラックの表面に摩擦力が働くとして Griffithの

説を修正しているが、摩擦係数を1としても、
 圧縮強さと引張り強さの比は9.7にしか等ら
 ない。小林⁽⁸⁹⁾は2,3のせい性材料に人工的に
 スリットを入れて圧縮試験し、GriffithとMcClintock
 らの理論を検証しているが、実験と理論はよ
 く合っていないとはいいい難い。Paul⁽⁹⁰⁾は"Fracture
 hardening"の概念を導入して、説明を試みて
 いるが、未だ実験的裏づけと定量性に乏しい
 ように思われる。

このように、一軸圧縮の破壊に対してさ
 十分説明されていないのが現状であるので、
 静水圧下の挙動のメカニズムの問題は甚だ困
 難な問題であると思われる。

1.4 本論文の内容

本論文は静水圧下におけるせい性材料の力
 学的挙動の物理的意味を解明することを目的
 とし、つぎのよう内容をもっている。

第2章では、静水圧下のせい性材料の力学的
 挙動を正確に把握するためには製作した4000
 kg/cm²までの静水圧下でのねじり試験ができる
 実験装置について述べている。この装置は試
 験片とトルクバーを圧力容器中でねじり、両者

のひびきを抵抗糸のひびきゲージを利用して測定する方式のもので、シール部の摩擦力による誤差が除外されるように工夫されている。

この装置に用いる延性金属材料であるアルミニウムの応力-ひびき線図および軟鋼の降伏点が静水圧によって変化しないことを確認し、この装置の精度を確かめている。

第3章では、大気圧下で著しい伸びを示すガラスを取り上げ、 1000 kg/cm^2 程度の静水圧下における力学的挙動を、実験的および理論的に検討している。実験により、ガラスのねじり強さは、試験片に被覆を施さない場合には、静水圧の影響を受けないのに対し、ゴムの薄膜が被覆すると、静水圧とともに上昇することを明らかにしている。また、破面の顕微鏡観察により試験片表面のキズが破壊の起点になっていることを確かめている。表面のキズとして半楕円型表面欠陥を仮定し、その応力拡大係数が臨界値に達したときに破壊するとして、上述の実験によって明らかにされた静水圧の影響を理論的に説明している。

11

第4章では、キズが表面のみならず、材料の内部にも均一に分布していると考えられるせいで、材料として、千ヨークを選んでは、 30 kg/cm^2 までの静水圧下で実験し、実験結果に理論的考察を加えている。また、実験により、千ヨークのねじり強さに及ぼす静水圧の影響は被覆の効果を含めてガラスの場合と類似しているが、破壊角（横断面に対する破面の角度）はガラスの場合（45度）よりも小さいことを明らかにしている。つまり、第3章で述べたキズが表面に存在するガラスの理論と、キズが表面のみならず材料の内部にも存在するより一般的に材料に適用できるより、最弱リンク理論に基づいたWeibullの仮定を採用することにより拡張し、上述の実験によって明らかにされた千ヨークに対する静水圧の影響と理論的に説明している。

第5章では、千ヨークは引張強さが小さく（ $0.1 \sim 0.2 \text{ kg/mm}^2$ ）、材料の引張強さに対する静水圧の比を大きくとれるため、 400 kg/cm^2 までの静水圧下で実験し、静水圧下における

材料の力学的挙動を大範圍にわたって調べている。第4章で述べた 30 kg/cm^2 までの静水圧下では、フックのモーメント-ねじれ角線図 (F1 F1) が直線的であるが、 30 kg/cm^2 以上の静水圧下では、モーメント-ねじれ角線図に極大点が存在するように、きり破壊角が著しく減少することを実験により明らかにしている。また、モーメント-ねじれ角線図の極大点の付近で巨視的なクラックがらせん状に生じ、ねじれ角の増大とともに軸方向に進行して行くことを実験的に明らかにしている。

第6章では、大気圧下で若干の塑性変形を伴って破壊する鑄鉄の静水圧下の力学的挙動を実験的および理論的に検討している。 4000 kg/cm^2 までの静水圧下の実験により、静水圧による鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇が静水圧に対して、ほぼ可逆的なこと及び鑄鉄のねじり応力に現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差が静水圧によって減少することを見出してゐる。鑄鉄中の黒鉛片と内板状クラックと仮定したときの周辺の塑性変形を論ずることにより、上述の実験結果を合

めて、静水圧にFる鑄鉄の炭化-びびり現象
図の上昇の機構を定性的に説明している。

第7章では以上の各章で得られた結果および
びびり現象の問題点をまとめ、示している。

第2章 実験装置

2.1 まがき

静水圧下のせい性材料の力学的挙動を正確に把握するため、 4000 kg/cm^2 まがきの静水圧下でのねじり試験のできる実験装置を製作した。ねじり試験を選んだのは静水圧下のねじり試験では試験片の応力の静水圧成分(主応力の $\frac{1}{3}$)は加えたねじりモーメントに等しく、常に加えた静水圧と等しくなるので、静水圧の影響を調べるのに、他の種の試験よりも有利であると考えたためである。

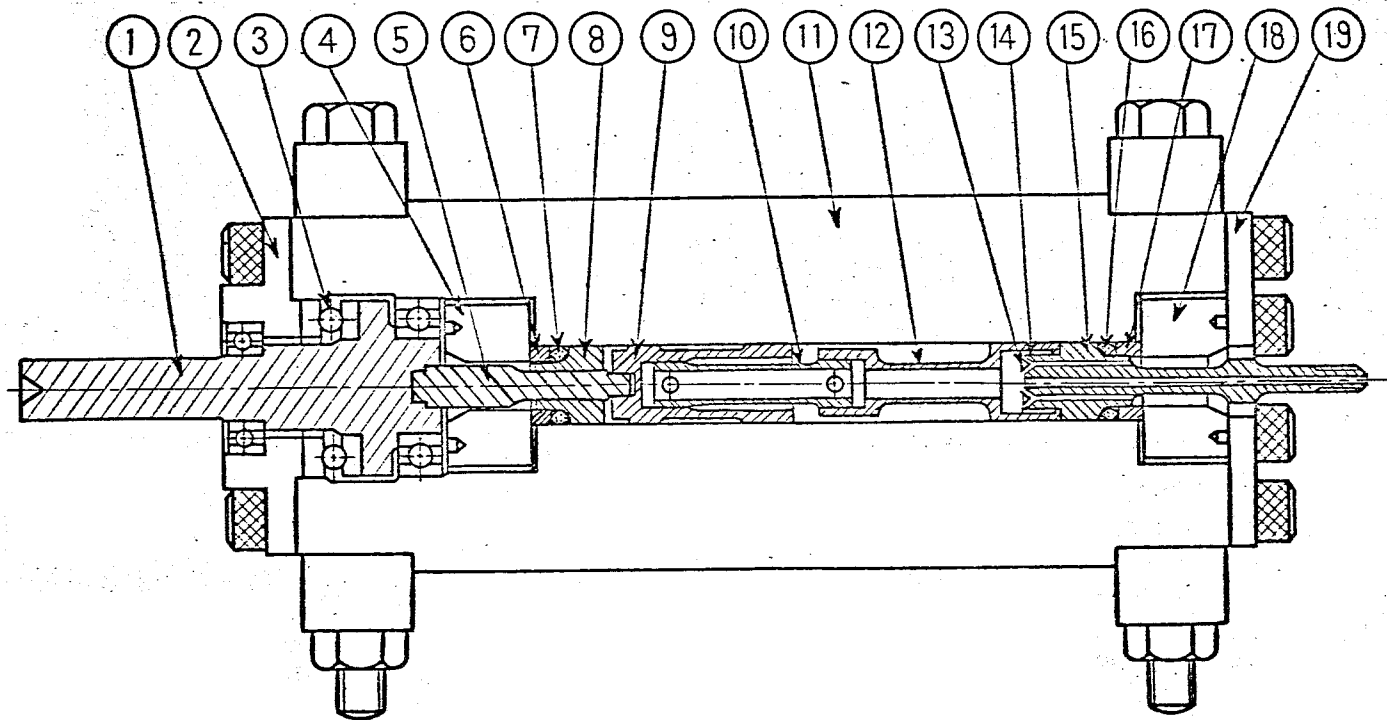
静水圧下における材料の応力やひずみの測定には種々の誤差が生じやすいので、特別の注意が必要である。^{(91)~(94)} 例えば、荷重計測を圧力容器の外部で行う場合にはシール部の摩擦力が誤差の原因になり易い。そこで、ここでは、試験片とトルクバーを直列に連結してこれを圧力容器中でねじり、両者のひずみを抵抗線ひずみゲージを用いて測定することにより、シール部の摩擦力およびチャック部等の変形による誤差を除外する方針にした。以下に、まがきを用いて製作した装置の詳細について

て述べ、つきにこの装置の精度を確かめるために行なった延性金属材料の実験結果について述べる。

2.2. 実験装置

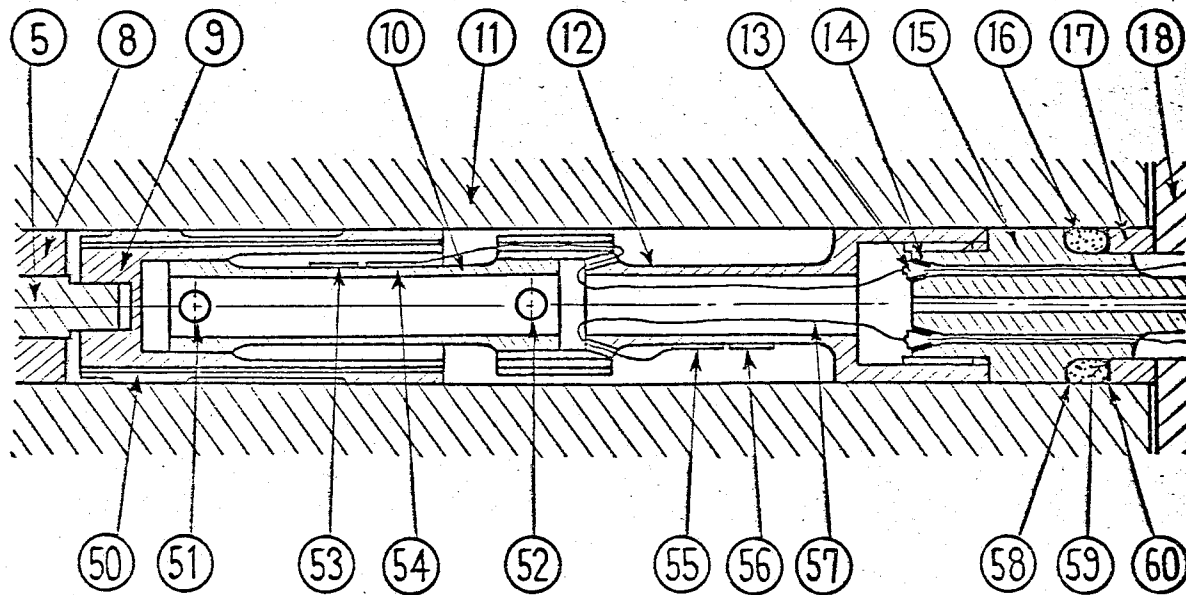
2.2.1 ねじり機構

図2-1に実験装置概観を、図2-2にその主要部の拡大図を示す。図2-1に示す装置全体をねじり試験機に取付け、軸④にモーメントを加える。このモーメントは軸⑤およびカッポリング④を経て試験片⑩およびトルクバー②に伝えられる。トルクバーの右端はコネクタ⑮にねじ止めされ、コネクタ⑮の中央部は右ふた⑰のスリットにさき入られ、モーメントが受け止められる。装置の許容最大モーメントは1500 kg-mm である。カッポリング④の左端にはフスリットを設け、これに軸⑤の右端の突出部をさき入する。カッポリングと軸との間には軸方向にバックラッシュがあり、試験片に軸方向の力が加わらないようにしてある。図2-2に示すより、試験片⑩の両端はピン⑤②によってカッポリング④およびトルクバー②に連結されている。カッポリング④



- | | | | |
|-----------|----------|---------|--------|
| ① 軸 | ⑥ つば | ⑪ 圧力容器 | ⑯ パッキン |
| ② 左ふた | ⑦ パッキン | ⑫ トルクバー | ⑰ つば |
| ③ スラスト玉軸受 | ⑧ スリーブ | ⑬ ターミナル | ⑱ わじ |
| ④ わじ | ⑨ カップリング | ⑭ パッキン | ⑲ 右ふた |
| ⑤ 軸 | ⑩ 試験片 | ⑮ コネクター | |

図2-1 実験装置概観



- | | | |
|-----------|-----------|--------------|
| ⑤ 油穴 | ⑩ ひずみゲージ | ⑮ バックアップリング |
| ⑧ ピン | ⑪ ひずみゲージ | ⑯ バックアップリング |
| ⑨ ピン | ⑫ ひずみゲージ | ⑰ バックアップリング |
| ⑬ ひずみゲージ | ⑭ リード線 | |
| ⑤① 油穴 | ⑤④ ひずみゲージ | ⑤⑧ バックアップリング |
| ⑤② ピン | ⑤⑤ ひずみゲージ | ⑤⑨ バックアップリング |
| ⑤③ ひずみゲージ | ⑤⑥ ひずみゲージ | ⑤⑩ バックアップリング |

図 2-2 実験装置主要部

おふびトルクバー②の右端部の外径と圧力容器⑩の内径との半径すきは 0.01mm 以下で、圧力容器の内径部自体がカッソーリングおふびトルクバー右端の案内面の径割を果す。したがって試験片には軸心のおれによる曲げモーメントはほとんど加わらないものと考えられる。

2.2.2 密封装置

高圧ポンプからの圧力油はコネクタ⑮の軸心部の穴を通過して、圧力容器⑩の中に満たされる。圧力容器の寸法は外径 $98\text{mm}\phi$ 、内径 $20\text{mm}\phi$ 、長さ 198mm で、約 5000kg/cm^2 の圧力に耐えるように設計してある。密封は非支持領域形シール (unsupported area 形シール) によった。右側の固定端ではコネクタ⑮が4-3、1-E4レン樹脂製パッキン⑯とおふびワッパ⑰とともに、非支持領域形シールを形成する。油圧に付してコネクタ⑮に作用する軸方向の力はパッキン⑯とおふびワッパ⑰を経てねじ⑱によって受け止められる。ワッパ⑰と圧力容器⑩との間の間隙などからパッキン⑯が流出するのを防ぐために三角形断面の黄銅製バックス

アッポリング^⑤ ⑤^⑥ に F₆F₂ ⑥ を用いている。
 左端のモータントを加える側には "モリソンシール (Morrison seal)"⁽⁴⁴⁾ を利用した。このシールはスリーブ^⑧、パッキン^⑦、軸^⑤、フタ^⑥ などで成る。スリーブ^⑧の右端とフタ^⑥の横断面積のちがいのために、内圧が加わるとき、パッキン^⑦には常に内圧より高い圧力が発生する。この圧力はスリーブ^⑧の外周部からの油の漏れを止めるとともに、スリーブ^⑧を半径方向に締付け、軸^⑤とスリーブ^⑧とのすきまを小さくし、ここからの油の漏れを防止する。なお、モリソンシールは低圧でもり易いので、スリーブ^⑧の内径部に溝を設け、リング^④を併用した。軸^⑤に加わる軸方向の力はスラスト玉軸受^③を経て、軸^⑤に付いて受け止められる。静水圧は高圧ポンプの出口に取付けられたバルブ管圧力計によって測定する。なお、ポンプは、テットウエイト式のものまたはフランジヤ-式のものを用い、圧力油には無添加タービン油 90 番を用いた。なお、装置の大部分の部品はニッケルクロム鋼 2 種 (SNC 2) で製作し、熱処理を施してある。許容圧力は

約 5000 kg/cm^2 である。

2.2.3 モーメント トルク ひずみの測定方法

試験片に加わるモーメントは試験片と直列に結合してあるトルクバーに付いた2枚の抵抗線型ひずみゲージ(バックライトゲージ)⑤及び⑥によって測定した。したがって、軸⑤とスリーブ⑧との間およびカリフォルニング⑨と圧力容器⑩との間には作用する摩擦力の影響は受けまいことになる。また、2枚のひずみゲージのうち1枚はタミーゲージの縦割を兼ねるので、実験中に圧力や温度が多少変動したとしても、そのための誤差は補償される。なお、ひずみゲージのゲージ率は静水圧下においても大気圧下の場合と同じであり、ひずみゲージに付いて静水圧下における物体のひずみは大気圧下の場合と同様に測定できることはすでに正確に知られている^{(32), (95)~(99)}。トルク測定の感度を増すために中空のトルクバーを用いた。トルクの較正は大気中で通常のねじり試験機によってまたはデッドウェイトによって行なった。(デッドウェイトによるトルクの較正方法の詳細については第4章で述べる)

試験片のひびきも同様に試験片に付いたひびきゲージ(紙ゲージ)⑤③に付いて測定した。したがって、ひびきの測定値にネック部算の変形による誤差は含まれない。ただし、ひびきの精度をあまり必要としない実験では、ねじり軸①の回転角と副尺付角度目盛盤によって測定し、試験片のねじれ角とみえた。

ひびきゲージのリード線は、絶縁テープシールのために、杯状とした4-3011Eエケレン樹脂製ロッキン④に取付けられたリン青銅製の円筒形ターミナル③によって圧力容器外に導き、ひびき指示計に接続した。

2.3 延性材料の変形

本実験装置の精度を確かめるために、4000 kg/cm²までの静水圧下でアルミニウムの応力-ひびき線図を求めた。また軟鋼の下降伏点についても調べた。なお、トルクバーは表面のせん断ひびきがモーメント1 kg·mm 当り、 $1.14 \times 10^{-4} \%$ のものを用いた。

2.3.1 アルミニウムの応力-ひびき線図

試験片は市販の純アルミニウムA1B1の16

mm中の引抜き棒から採取した。その化学成分は Si 0.09%, Fe 0.12%, Al 99.77% (重量%) である。加工後, 350°C で6時間焼鈍を行った。試験片の寸法は図2-3のとおりである。

試験片間の材料のばらつきの影響を避けるために1本の試験片を用いて7つの異なる実験を行った。まず大気中で4000 kg/cm²の圧力下で試験片のひずみが所定の値になったところで除荷する。つづいて同様なことを大気中, 3000 kg/cm²中, 大気中, 4000 kg/cm²中で繰り返す。このようにして得られた応力-ひずみ線図を図2-4に示す。なお, 図中の各点は適当なひずみを与えた後約2分間放置し, 試験片のひずみおよびトルクバーのモーメントがほぼ定常になった後に測定することとを繰り返して得られたもので, 非常におそいひずみ速度で行った実験とみてよいであろう。

この結果は, 静水圧は焼鈍したアルミニウムの応力-ひずみ線図に影響しないことを示しており, 坂田ら⁽³²⁾の薄肉円筒の内外圧試験の結果および Crosslandら⁽⁴⁴⁾の中突丸棒のねじり試験結果と一致している。また図2-4の

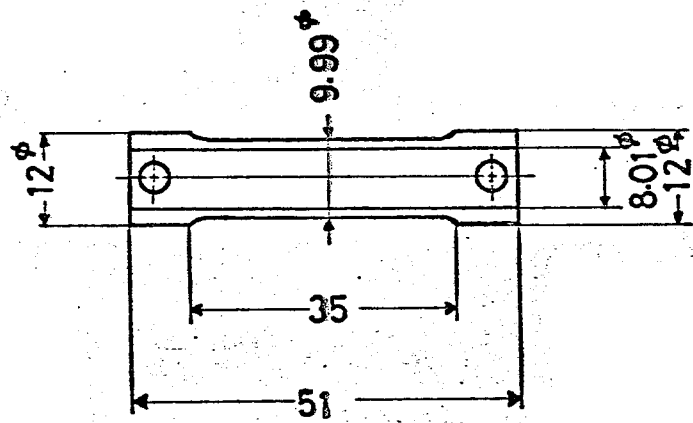


図 2-3 アルミニウム試験片

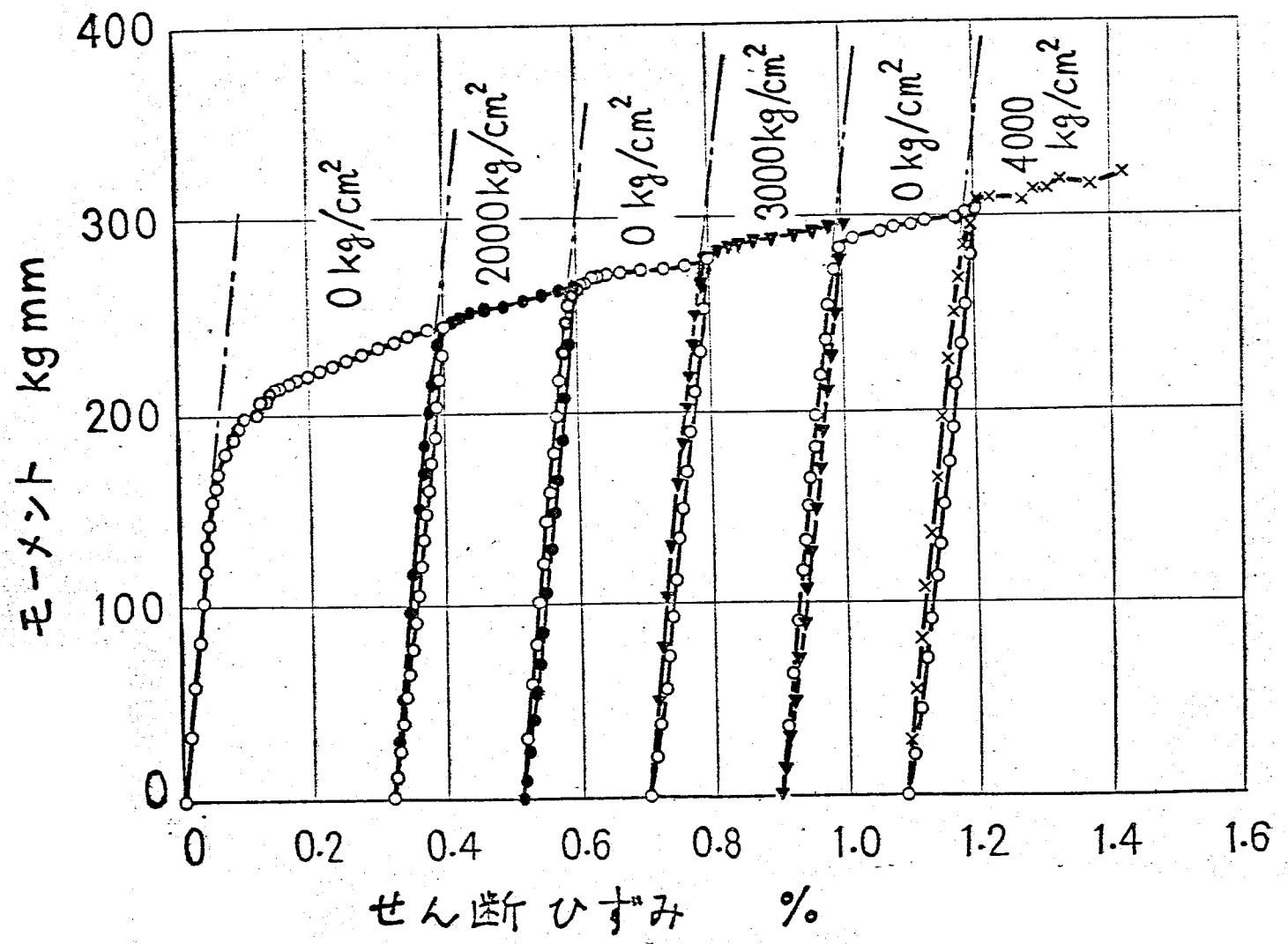


図 2-4 アルミニウムのモーメント-せん断ひずみ線図

鋼線は横弾性係数を $G = 2700 \text{ kg/mm}^2$ とした
 場合の弾性変形の計算値であるが、弾性域
 の実験値が計算値とほぼ一致している。こ
 れらのことは、この実験装置の精度を保証す
 るものである。

2.3.2 軟鋼の降伏

試験片は市販の 16 mm の軟鋼丸棒から削
 り出した。試験片の形状は図 2-3 とほぼ同様
 であるが、外径 9.09 mm 、内径 8.00 mm であ
 る。この材料の化学成分は C 0.061%, Si 0.01%,
 Mn 0.40%, P 0.008%, S 0.035%, Fe 残部
 (質量%) である。加工後、 900°C 、3.5 時間
 の焼鈍を行った。組織の顕微鏡写真を
 図 2-5 に示す。試験は大気中 4000 kg/cm^2
 の静水圧中で行ない、降伏しからは、少しね
 じった後には約 30 分間放置し、必ず 4000 kg/cm^2
 モーメントが定常値に落ち着くまで測定し
 た。その結果を図 2-6 に示す。下降伏点は静
 水圧に依らずほとんど変化しないことが認め
 られる。なお、試験片間の材料のばらつきを
 避けるために、アルミニウムの場合と同様に
 1 本の試験片につき 2 つの実験を行った。



図 2-5 軟鋼の顯微鏡寫真

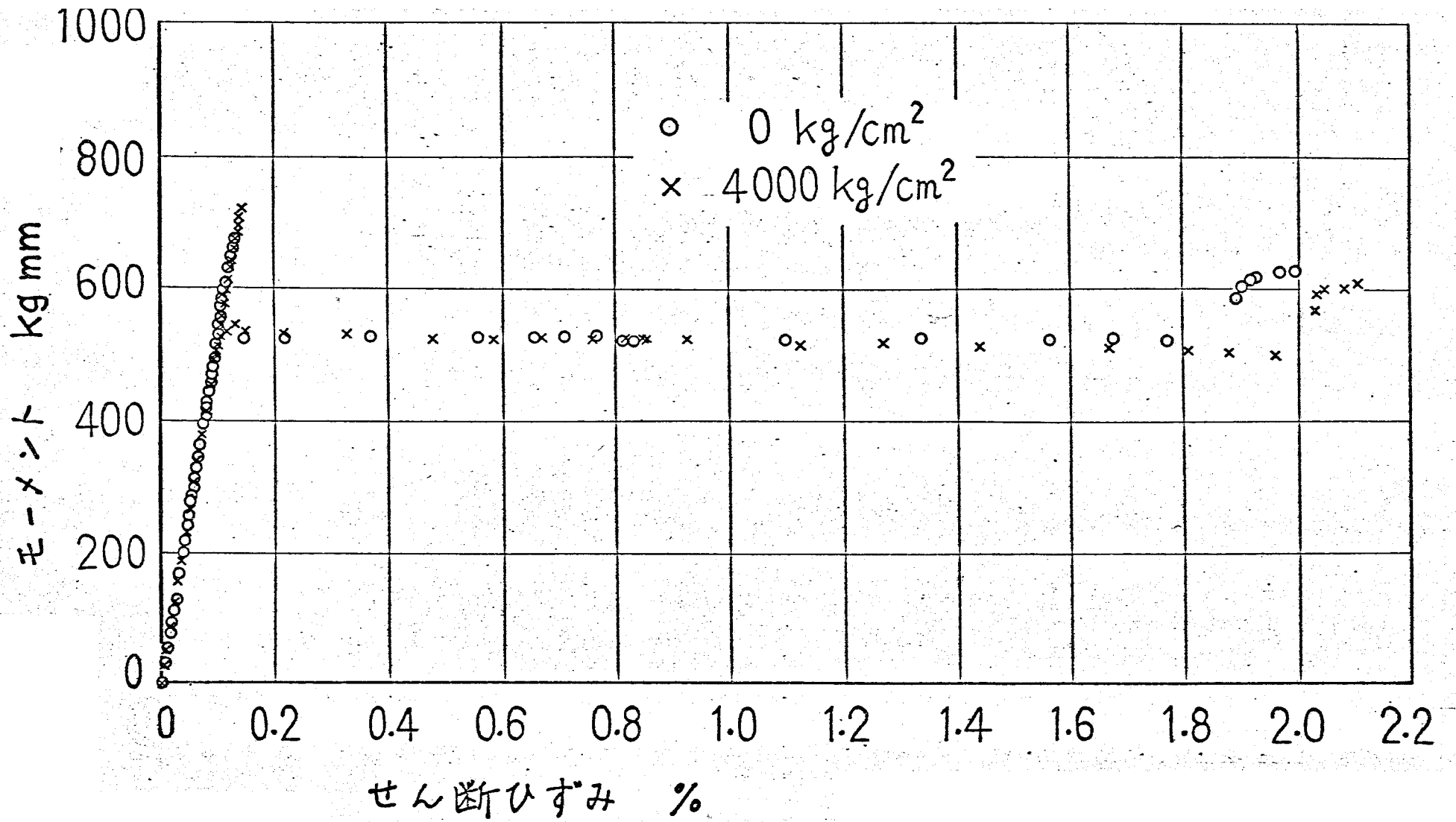


図2-6 軟鋼の降伏(1)

行なわれり。まず、大気圧中でわいり、試験片
 を一部分だけ降伏させたところを降荷し、つぎに
 2000 kg/cm^2 の静水圧を加え、またわいり
 した後に降伏を進行させた後降荷する。同
 様なことと、大気圧中、 3000 kg/cm^2 中、大気
 圧中、 3600 kg/cm^2 中で繰り返す。この場合
 にも降伏後には、少しわいりした後約30
 分間放置し、ひずみ計のポテンシャルが定常
 値になつてから測定した。こうして得られ
 た結果を図2-7に示す。この図からも軟鋼の
 下降伏点は 4000 kg/cm^2 程度の静水圧の影響
 を受けることがわかる。この結果は坂田ら⁽³²⁾
 の薄肉円筒の内外圧試験の結果と一致してあり、
 この装置の精度を証明するものであろう。

2.4 結言

本章では、本研究に用いた、 4000 kg/cm^2 まで
 の静水圧中でわいり試験のできる実験装置に
 ついて詳述し、この装置によつてアルミニウム
 の応力-ひずみ線図および軟鋼の下降伏点に
 静水圧が影響を与えることを確認し、この
 装置の精度を確かめた。

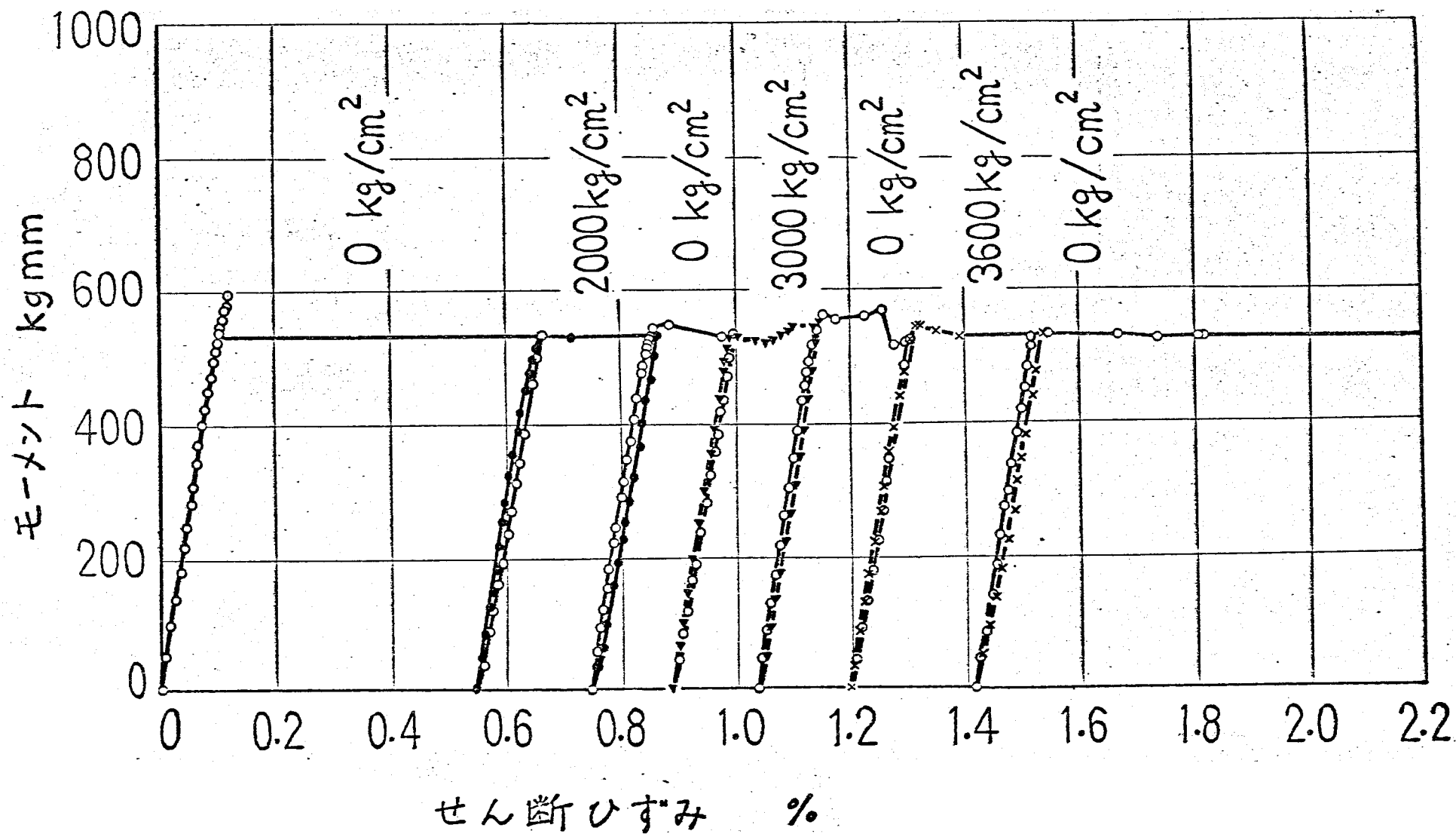


図2-7 軟鋼の降伏(2)

第3章 ガラスの力学的挙動

3.1 まえがき

供試材料に大気圧下で著しいぜい性を示すパイレックスガラスを選び、 1000 kg/cm^2 まで静水圧下でのじり試験を行ない、その実験結果に破壊力学的立場から考察を加えることにより、ガラスのろうせい性材料のじり強さに及ぼす静水圧の影響のメカニズムを明らかにした。

3.2 実験方法

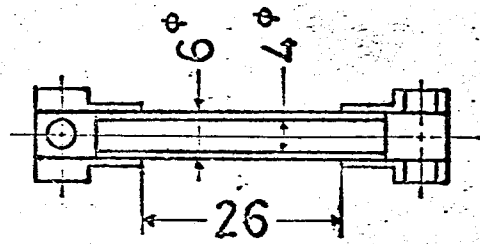
市販のパイレックスガラス 7740 の円管（長さ 1.2 m 、外径 6 mm 、内径 4 mm ）および丸棒（長さ 1.2 m 、外径 5 mm ）から試験片を採取した。この材料の公称化学組成は SiO_2 80.5%、 Na_2O 3.8%、 K_2O 0.4%、 B_2O_3 12.9%、 Al_2O_3 2.2%（重量%）である。まず、これらの円管および丸棒を 38 mm ごとに切断し、Shand⁽¹⁰⁰⁾ にしたがって焼鈍を施した。すなわち、電気炉で 570°C まで加熱し、その温度を10分間保持したのち冷却速度を十分小さくして徐冷した。つぎに、これらの試料の両端にアルミニウム合金製アタッチメントをエポキシ樹脂で

接着し、図3-1(a)および3-1(b)に示すように中空円筒および中実円筒の試験片を製作した。圧力油が直接ガラスに接触しないように、試験片のうち約半数にはゴムの薄膜で被覆した。図3-1および3-2に示した試験片をゴムのりの中へ浸してから引き上げて乾燥させるといった操作を数回繰り返して被覆を行った。被覆の厚さは約0.5 mmである。

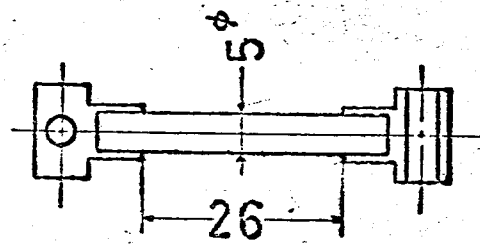
モーメントは前章で述べたようにトルクバーにはったひずみゲージによって測定した。トルクバーは表面のせん断ひずみが、モーメント1 kg-mm 当り 1.1×10^{-4} % のものを用いた。試験片のせん断ひずみは図2-1に示すねじり軸①の回転角を測定し、ねじり軸②の回転角と試験片表面のせん断ひずみの関係(予め予備の中実および中実円筒の試験片に、トルクバーの場合と同様にひずみゲージをはっておいておいたもの)を利用して求めた。

3.3 実験結果

図3-2 および3-3は、種々の静水圧下における中空円筒および中実円筒の被覆のある場合とない場合のモーメント-せん断ひずみ

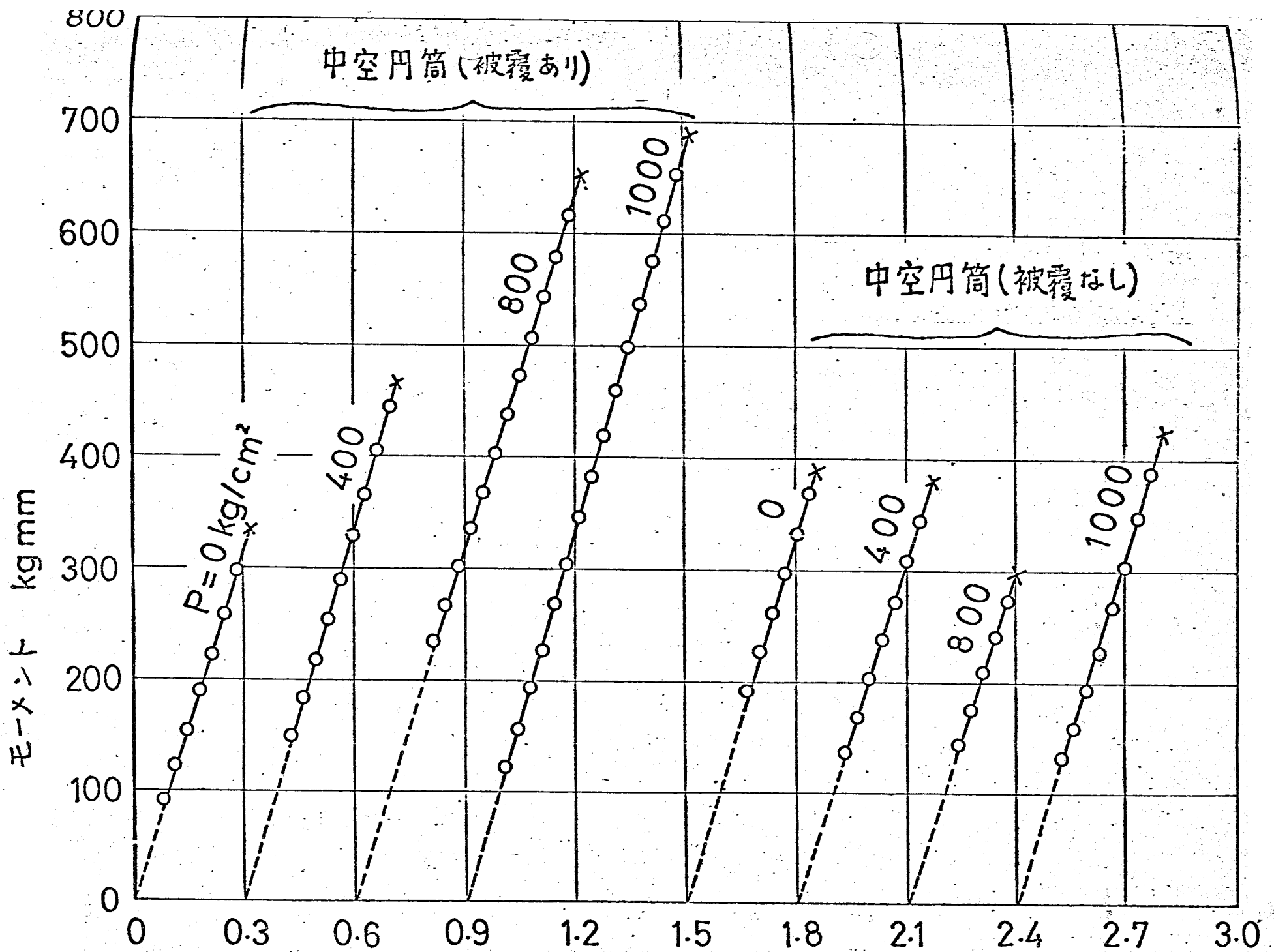


(a) 中空円筒



(b) 中実円筒

図3-1 ガラスの試験片



せん断ひずみ %

図3-2 ガラス中空円筒のモーメント-せん断ひずみ線図

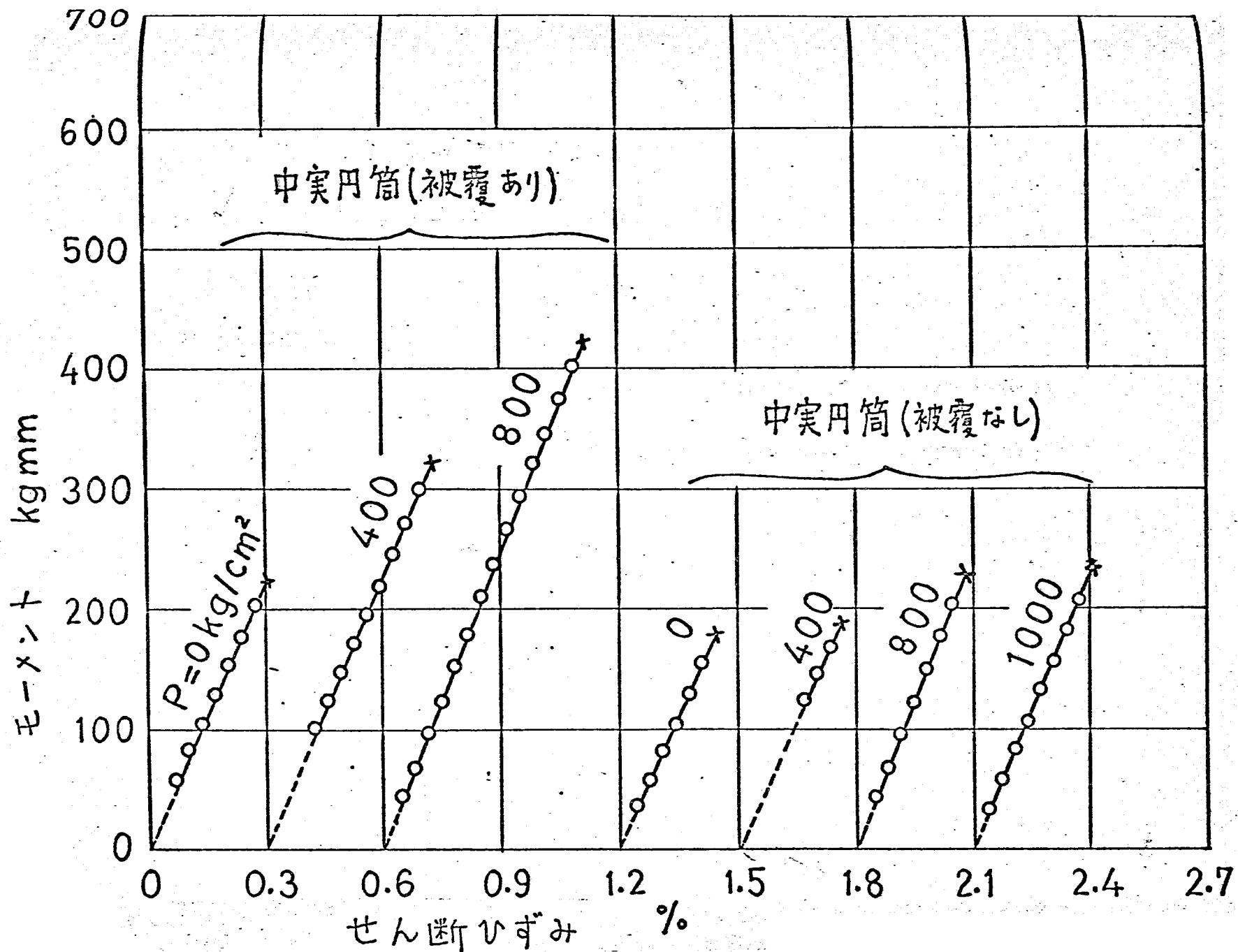


図3-3 ガラス中実円筒のモーメント-せん断ひずみ線図

線図である。いずれの場合にもモーメント—せん断ひずみ線図は破壊までほぼ直線的である。ただし、 1000 kg/cm^2 の静水圧下における被覆した中空円筒の場合については3.4.2節で述べる。また、被覆の有無によつてガラスのねじり強さに与える静水圧の影響に顕著な差異がみられる。すなわち、中空円筒においても、中空円筒においても、被覆のない場合にはガラスのねじり強さは静水圧の影響をほとんど受けずほぼ一定に保っているのに対し、被覆のある場合にはガラスのねじり強さは静水圧の増大とともに上昇している。

なお、ガラスの強さはひずみ速度や環境の影響を受けやすいが、この実験では特別なコントロールをしていない。この意味で実験の精度はあまりよくない。とくに、被覆のない場合の大気圧下の実験は大気中で行なっており、もし油中で行なえば（無添加油を使っているけれども）多少強さが減少することが考えられる。しかし、これらの点を考慮しても、上に述べた被覆の有無による静水圧の影響の差異は明らかであろう。

図3-4に破壊した試験片の写真を示す。この写真は被覆を施した中空円筒を 800 kg/cm^2 の静水圧下でねじって破壊させ、破壊後に被膜を除去して撮影したものである。クラックはらせん状に入っており、試験片の外周に於いて横断面に対して約45度傾いている。

図3-5に破壊面の顕微鏡写真の1例を示す。これは被覆を施した中空円筒を 800 kg/cm^2 の静水圧下でねじって破壊させたときの破壊面である。試験片の外周に中心を持つ円弧で囲まれた鏡面状の部分が存在している。この鏡面状の部分は、Smekal⁽¹⁰¹⁾ や Johnson⁽¹⁰²⁾ によってガラス棒の引張りおよび曲げ試験において観察された“エッジミラー (Edge Mirror)”と同様のものである。試験片表面のキズが破壊の起点となり、破壊が比較的遅い速度で進行することによって、エッジミラーが形成されることが指摘されている^{(103), (104)}。図3-6において、起点が鏡面を囲む円弧の中心に認められる。また、ミラー周辺には環状に霧のように見える“ミスト (mist)”が存在し、その外側には放射状の直線的模様をしたおろとつの激しい



図3-4 ガラスの破壊例

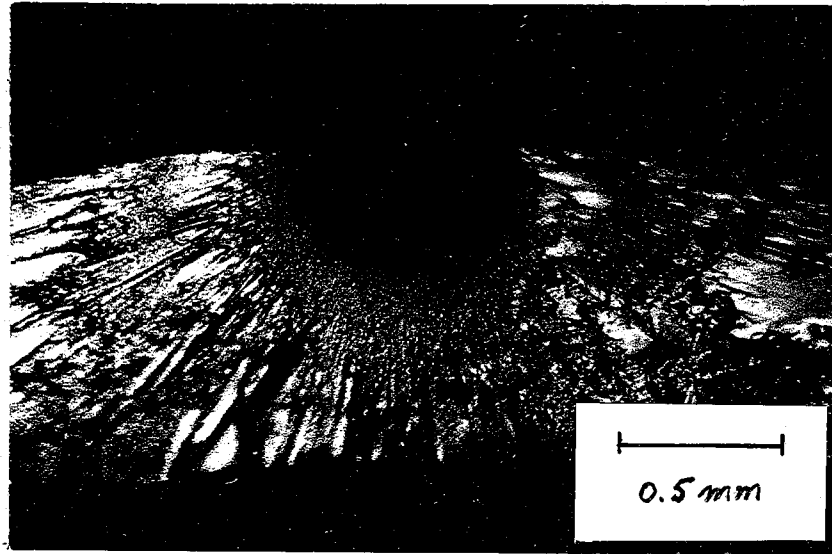


図3-5 ガラスの破壊面

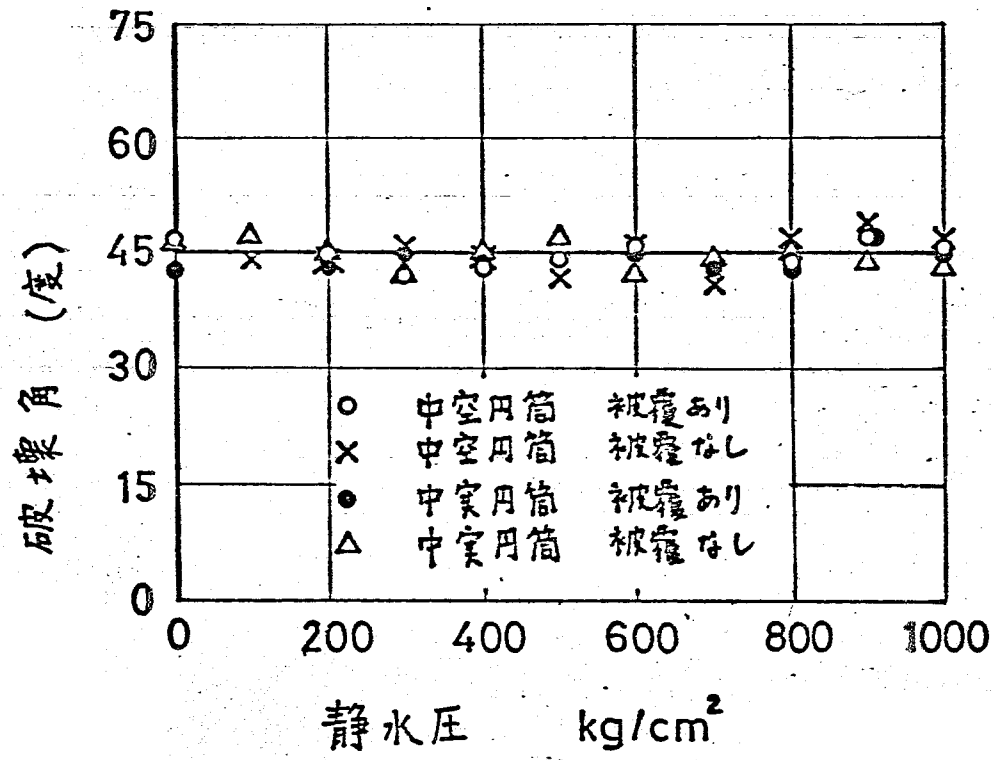


図3-6 ガラスの破壊角と静水圧の関係

“ハックル (hackle)” が存在している。

図3-6はエッジミラーが試験片の横断面と直角(以後この角を破壊角という)と静水圧の関係を示したものである。中空円筒においても中実円筒においても、被覆の有無によらず、破壊角は静水圧の影響をほとんど受けずほぼ45度になっている。

3.4 考察

3.4.1 ねじり強さについて

以上の実験によって、ガラスのねじり強さは、被覆を施した場合には静水圧とともに上昇するが、被覆を施さない場合には静水圧の影響をほとんど受けないことがわかった。ここでは、ガラスのねじり強さに対する静水圧の影響がいかなる機構に基づくのかという問題について考察する。

破壊面の観察により、試験片表面のキズが起点となって破壊していると考えられる(図3-5)。また、一般にガラスの強度には表面のキズが強く影響しているといわれている⁽¹⁰⁵⁾。そこで、つぎのようなモデルを考へる。表面のキズとして半楕円型表面クラックを仮定す

る。横断面に対して45度方向のキズが最大主応力方向と垂直であり最も危険であると考えられるので、この方向のクラックについて考える。

まず、図3-7(a)に示すような半楕円型表面クラックを持つ弾性体に遠方⁽¹⁰⁵⁾で一様な主応力 σ_1 , σ_2 および σ_3 が働いている場合を考える。試験片表面のキズは試験片の直径や肉厚に比べて十分小さいと考えられるので(一般に $(10 \sim 50) \times 10^{-3}$ mm程度であるといわれている)、⁽¹⁰⁵⁾ 応力は遠方⁽¹⁰⁵⁾で一様であると仮定する。三つの主応力のうち σ_2 および σ_3 はクラックの面に平行であるのでクラック先端における応力やひずみに特異性を与えない。したがってこの場合の応力拡大係数はIrwin⁽¹⁰⁶⁾によって求められて以下⁽¹⁰⁶⁾のようになる。

$$K = \frac{\sqrt{1.2\pi a} \sigma_1}{\Phi} \dots (3-1)$$

$$\text{ここで } \Phi = \int_0^{\pi/2} \left\{ \sin^2 \phi + \left(\frac{a}{c}\right)^2 \cos^2 \phi \right\}^{1/2} d\phi$$

つぎに、図3-7(b)のように図3-7(a)と同じ形の半楕円型表面クラックを持つ弾性体がクラック表面に圧力 P を受けている場合を考える。

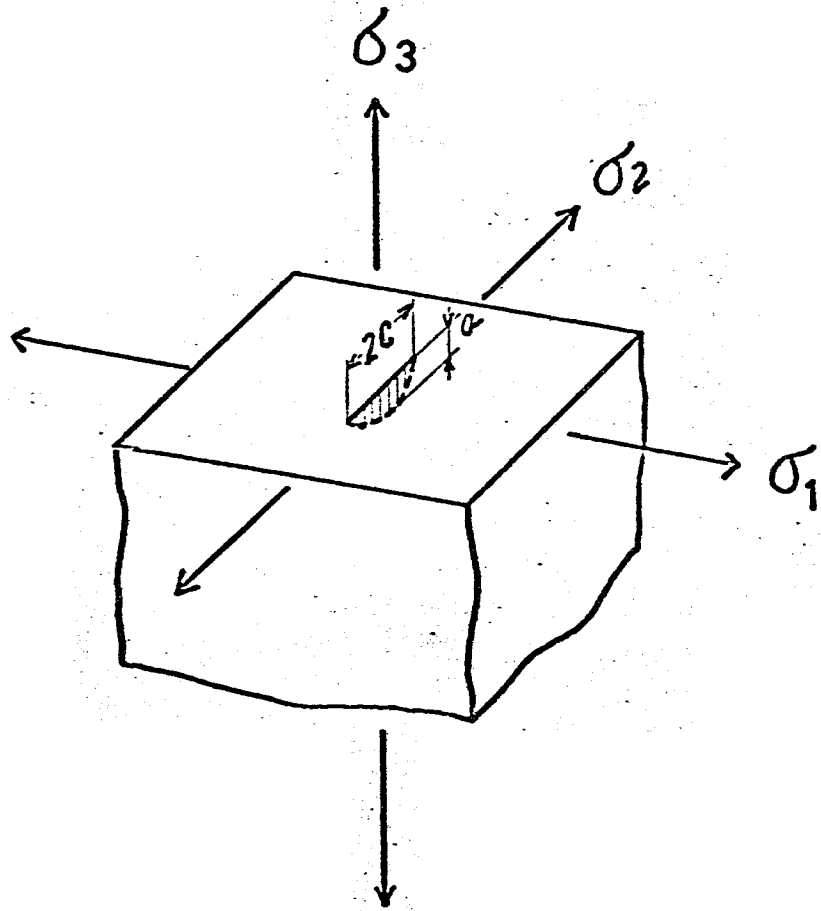


図3-7(a) 無限遠で一様な応力を受ける
半楕円型表面クラックをもつ弾性体

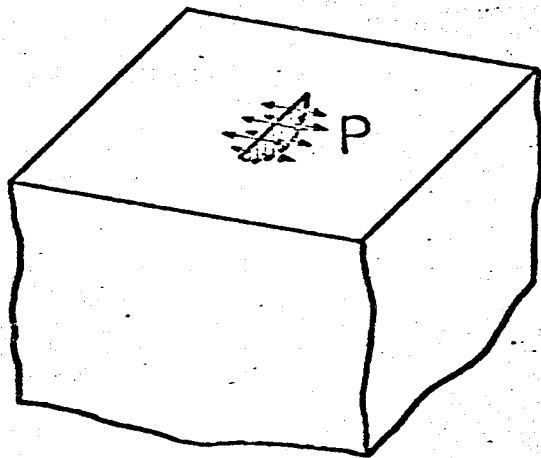


図3-7(b) フラック面に圧力 P を受け
半楕円型表面フラックをもつ弾性体

る。二の場合の応力拡大係数は文献(107)(108)の表2を応用すると次式で与えられる。

$$K = \frac{\sqrt{1.2 \pi a} P}{\Phi} \dots \dots (3-2)$$

被覆を施さず試験片が静水圧 P の下でねじりモーメント M を受ける場合の応力状態は上の二の場合を重ね合わせた状態になる。ただし、 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ は必ず P はつぎのようにならされる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \sigma_{Mm} - P \\ \sigma_2 &= -\sigma_{Mm} - P \\ \sigma_3 &= -P \\ P &= P \end{aligned} \right\} \dots \dots (3-3)$$

ここで、 P は静水圧であり、 σ_{Mm} はねじりモーメント M の力を受ける中空円筒または中実円筒の表面に作用する引張応力(最大引張応力)であり、試験片の内、外半径をそれぞれ r_i と r_m とすれば、次式で与えられる。

$$\sigma_{Mm} = \frac{2 r_m M}{\pi (r_m^4 - r_i^4)} \quad : \text{中空円筒に対して}$$

$$\sigma_{Mm} = \frac{2 M}{\pi r_m^3} \quad : \text{中実円筒に対して}$$

したがって被覆のない場合、7.7.7 先端に
 与える応力拡大係数は式(3-1)と式(3-2)に式
 (3-3)を代入して加え合わせることにより、
 7.7.7 のようにおめられる。

$$K = \frac{\sqrt{1.2\pi a} (\sigma_{Mm} - P)}{\Phi} + \frac{\sqrt{1.2\pi a} P}{\Phi}$$

$$= \frac{\sqrt{1.2\pi a}}{\Phi} \sigma_{Mm} \quad \dots \dots (3-4)$$

応力拡大係数 K が臨界応力拡大係数 K_{Ic} を
 与え破壊靱性 (Fracture toughness) K_{Ic} に達した
 ときに破壊が起ると仮定すると、破壊時の
 見かけ上の最大応力 σ_{Mm} は次式のようになる。

$$\sigma_{Mm} = \frac{K_{Ic} \Phi}{\sqrt{1.2\pi a}} = \sigma_{Mm0} \quad \dots \dots (3-5)$$

ここで、 σ_{Mm0} は大気圧中で破壊するときの
 最大引張り応力であり、実験から決定される
 値である。この式は被覆を施さない場合、静
 水圧下のガラスのねじり強さは静水圧に依ら
 ず一定で大気圧中のねじり強さに等しいこと
 を示している。

いっぽう、被覆を施した場合には、圧力油
 が表面のキズ a 中に浸入しないうえ、式(3-2)に

おいて $P=0$ と作り、応力拡大係数は、式(3-3)と式(3-1)に代入して、つぎのようになります。

$$K = \frac{\sqrt{1.2\pi a} (\sigma_{Mm} - P)}{\Phi} \dots (3-6)$$

したがって、被覆を施した試験片のねじり強さはつぎのようになります。

$$\sigma_{Mm} = P + \frac{K_c \Phi}{\sqrt{1.2\pi a}} = P + \sigma_{Mm0} \dots (3-7)$$

この式は被覆のある場合、静水圧下のガラスのねじり強さは静水圧とともに上昇することを示している。

図3-8 および図3-9は実験結果と上の解析結果と比較したもので両者は比較的よく一致している。

3.4.2 二重クラックについて

1000 kg/cm²の静水圧で破壊した被覆のある中実円筒試験片には、図3-10に示すようにらせん状クラックが二重に入っているものがあった。この二重クラックについて検討するため、1000 kg/cm²の静水圧下で被覆のある中実円筒について、追加実験を行った。4本の試験片のうち2本に二重クラックが認め

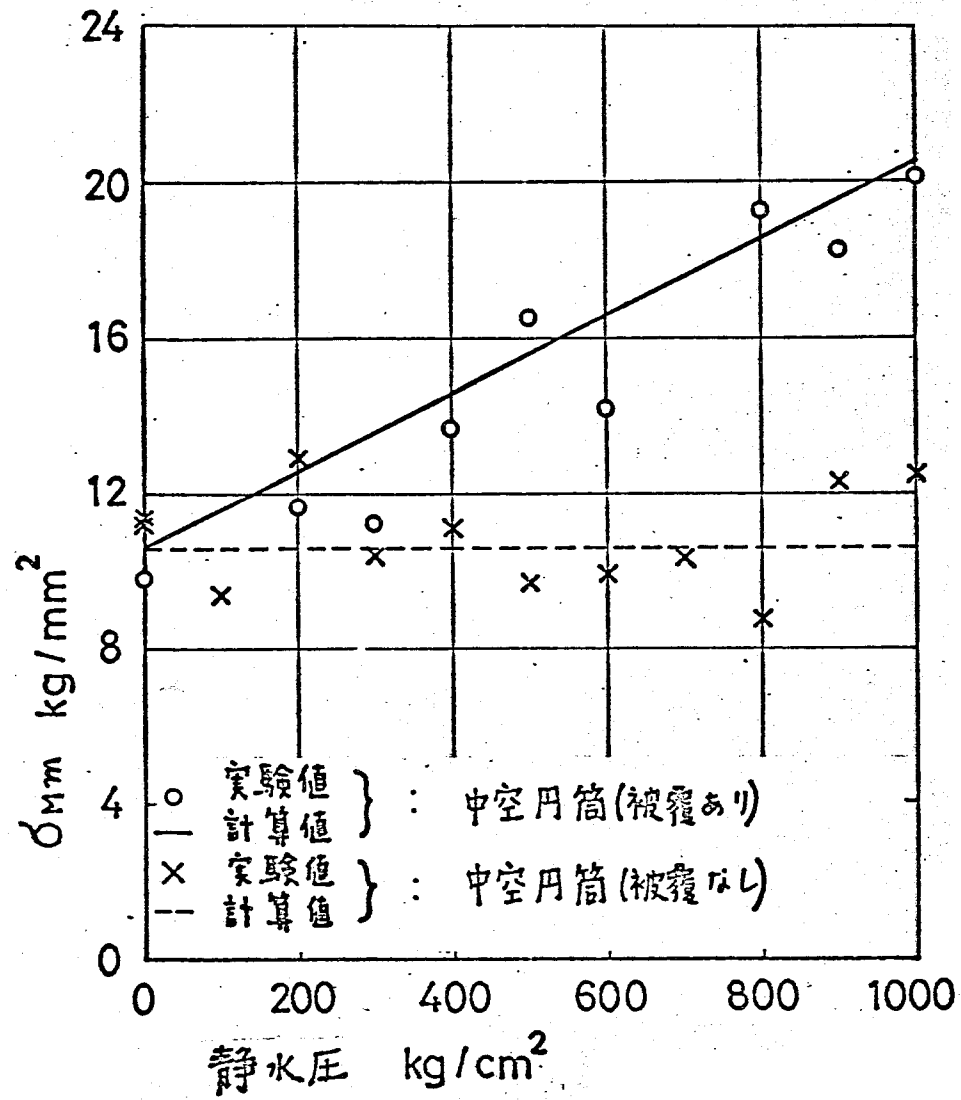


図3-8 ガラス中実円筒のねじり強さと静水圧の関係

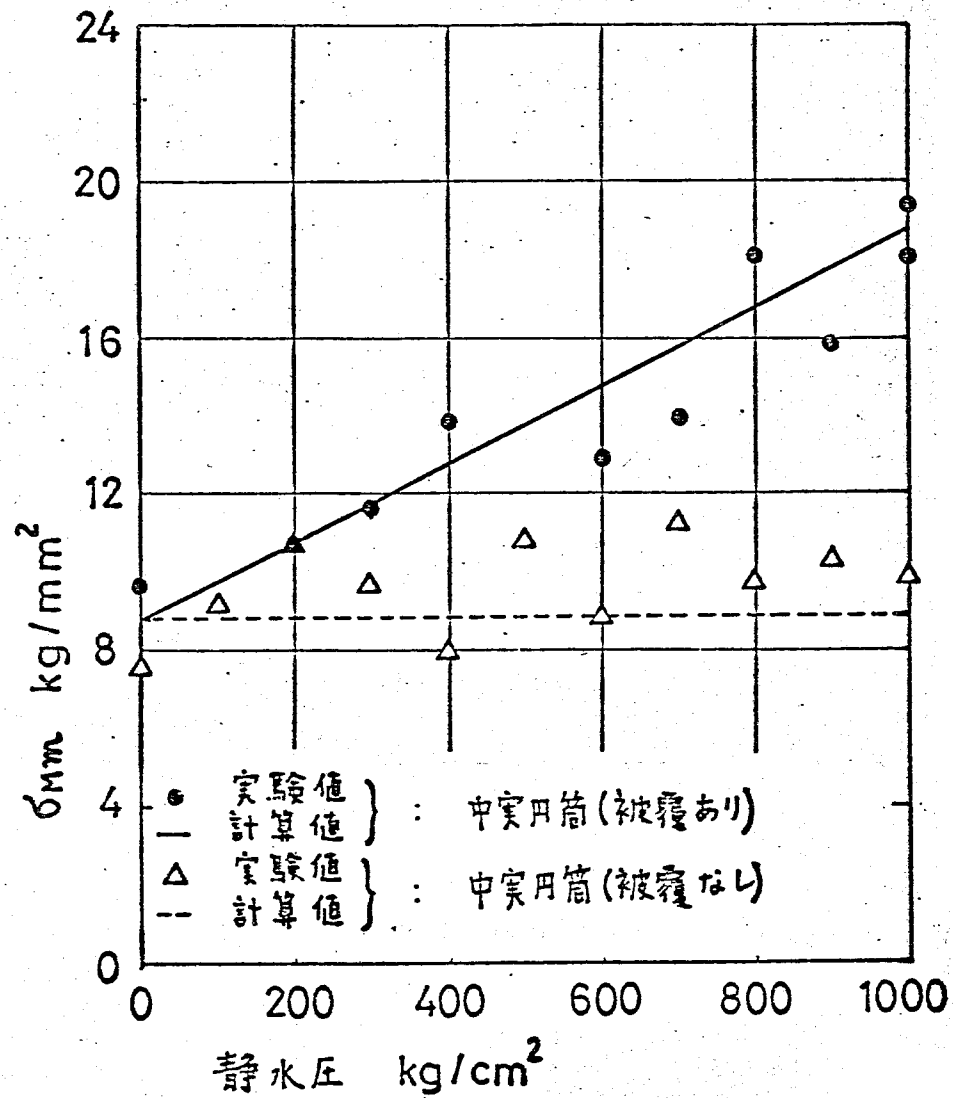


図3-9 ガラス中実用筒のねじり強さと静水圧の関係

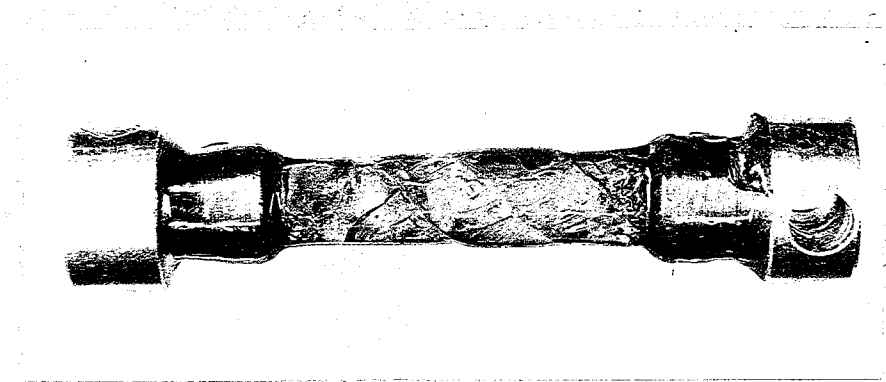


图 3-10 二重 7747 a 系列

られ、残りの2本は図3-6と同じような一重のクラックであった。

図3-11 および 3-12 は二重クラックが生じた場合のモーメント-ねじれ角線図である。最終的にモーメントが大巾に低下してしまふまでに、塑性的な変形(金属材料のいわゆる塑性変形と機構が同じであるとは思えないが、モーメント-ねじれ角線図が類似しているところから、「塑性的」な変形と呼ぶことにする)が生じている。また、弾性線から外れるところおよび塑性的な変形の途中にモーメントが急に低下し、モーメント-ねじれ角線図に不連続な点が2ヶ所存在している。なお、図3-12 では塑性的な変形の途中における不連続な点ははっきりあらわれていないが、本来点線が示すような不連続な点が存在しているのと、見落したのではないかと思われる。

いっぽう、図3-13 および 3-14 はクラックが一重であった場合のモーメント-ねじれ角線図である。この場合にも塑性的な変形が生じているが、不連続な点は弾性線から外れるところには1ヶ所存在しているだけである。

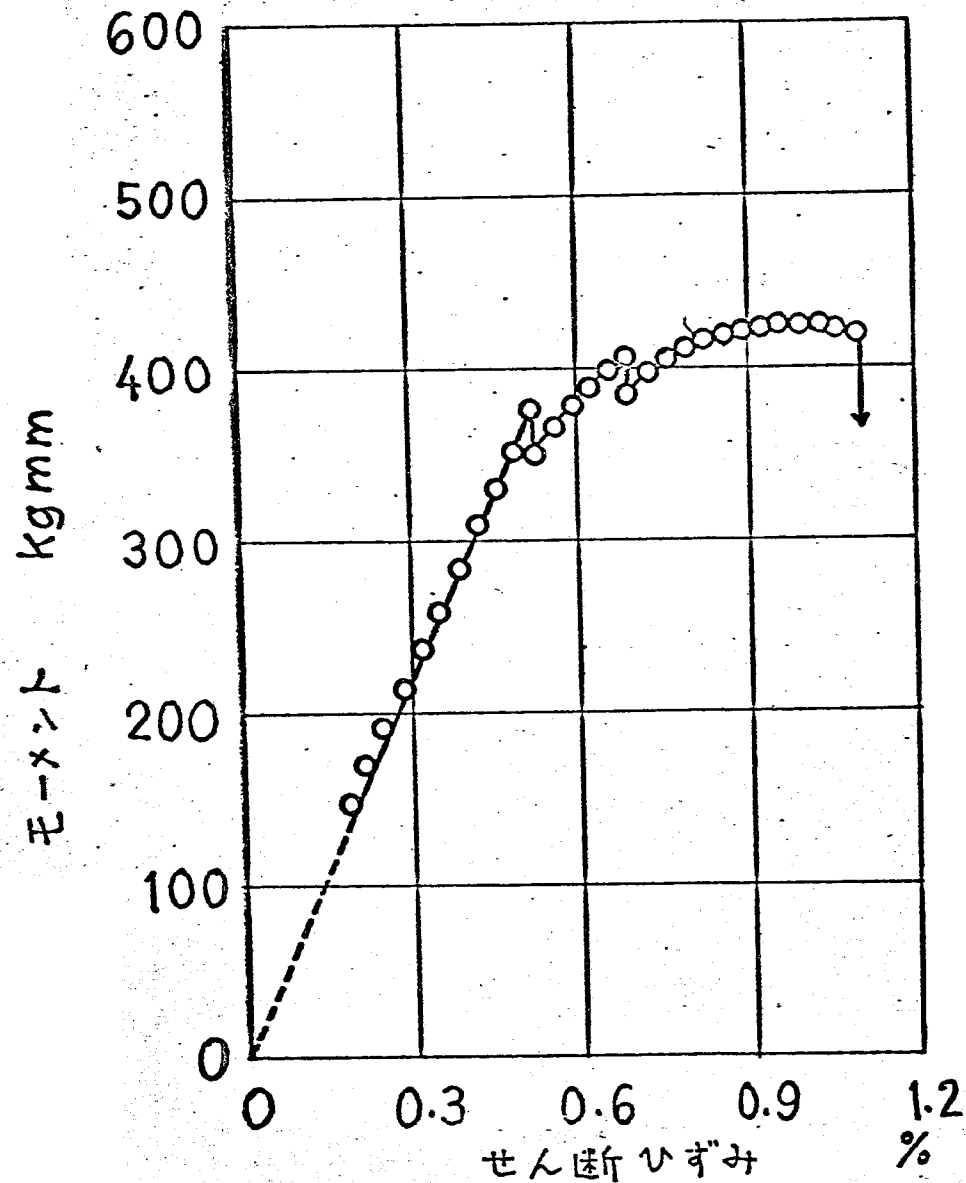


図3-11 1000 kg/cm² 下のガラス中実円筒のモーメント-せん断ひずみ線図(1)

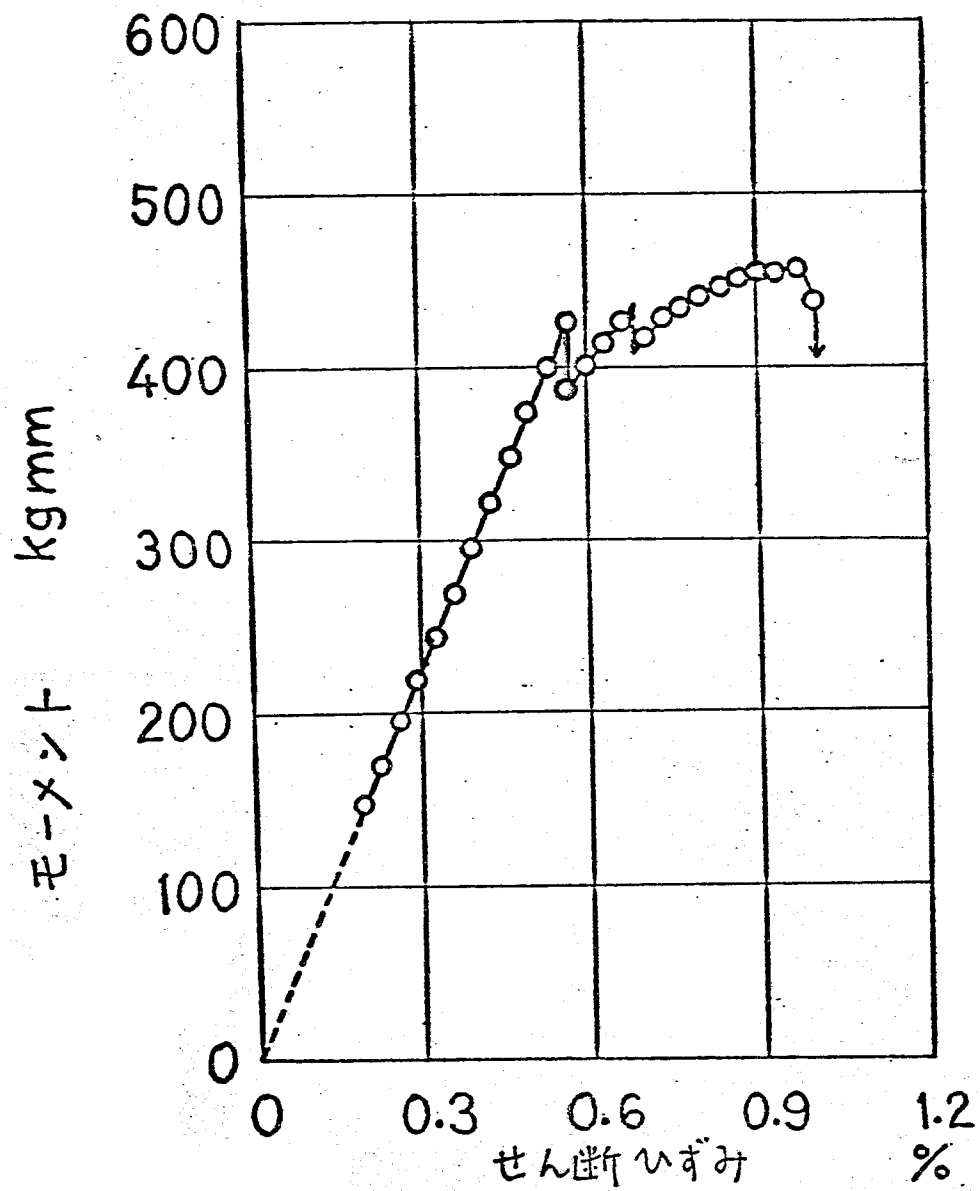


図3-12 1000kg/cm² 下のガラス管実用筒の伸び-せん断ひびき線図(2)

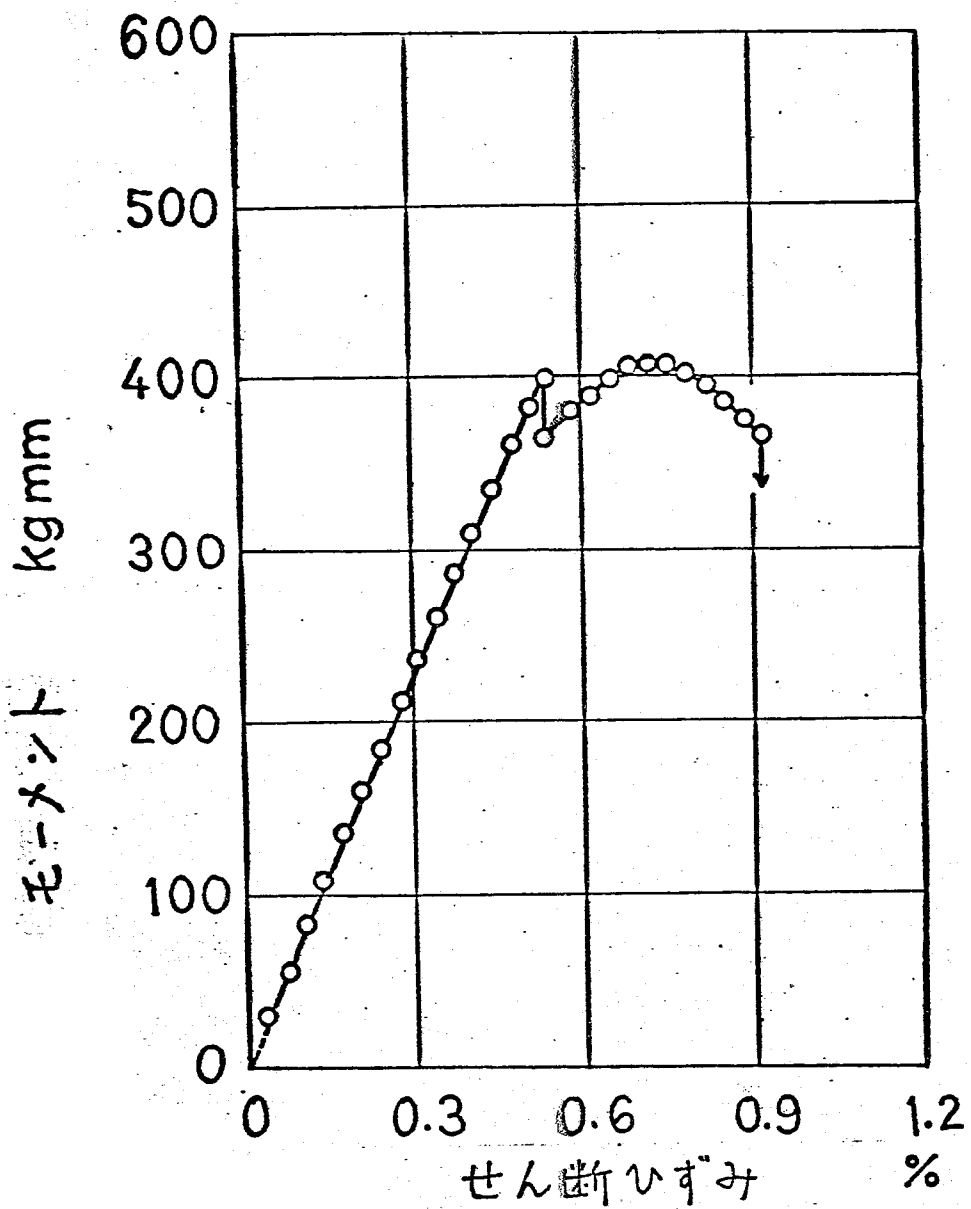


図3-13 1000 kg/cm² 下の力を入中実用筒のε-伸び-せん断ひずみ線図(3)

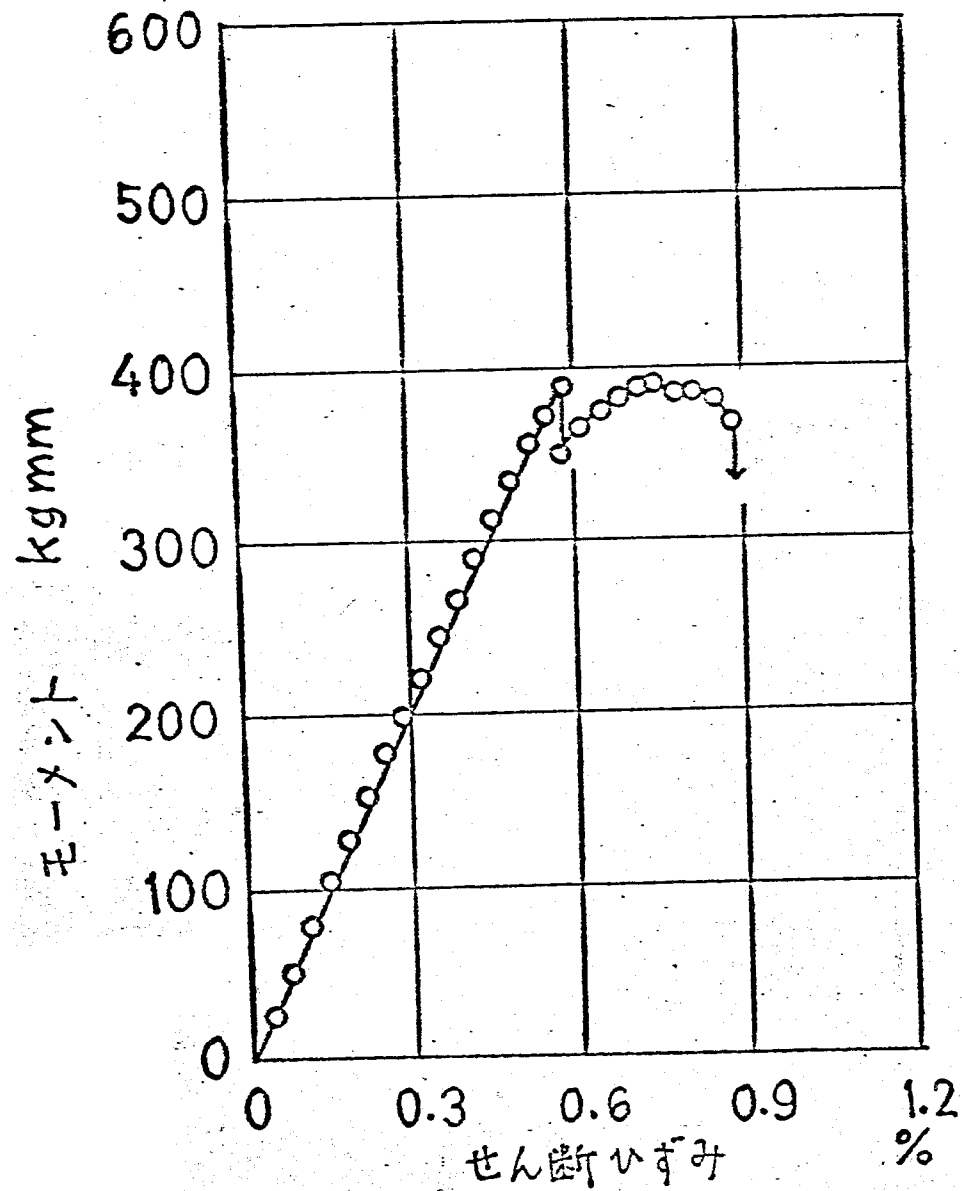


図3-14 1000kg/cm² Fのガラス実用筒のmm-せん断ひずみ線図(4)

塑性的な変形の途中には存在しない。

図3-15は弾性線から外れ、モーメントが急に低下したところでモーメントを除荷したものである。^(注) 試験片には図3-4と同じように、一重のらせん状のクラックが試験片の端から端まで入っていた。

以上の結果から、モーメント-ねじれ角線図において、弾性線から外れてモーメントが急に低下するところで、一重目のクラックが試験片の端から端まで入ることがわかる。このときモーメントが大巾に低下してしまわないのは、試験片が被覆されたまま周囲から1000 kg/cm²の圧力で押し付けられてあり、ちよくと密着コイルにはねがモーメントに面するのと同じ状態になっていいるためであると考えられる。また、二重目のクラックは、一重目の

(注) 図3-2および3-3ではすべて、同様に最初にモーメントが急に低下したところで、モーメントを除荷している。しかし、被覆のある中実円筒と比較的高圧でねじった場合以外は弾性線から外れた点で、モーメントは大巾に低下し、ほとんど0になった。

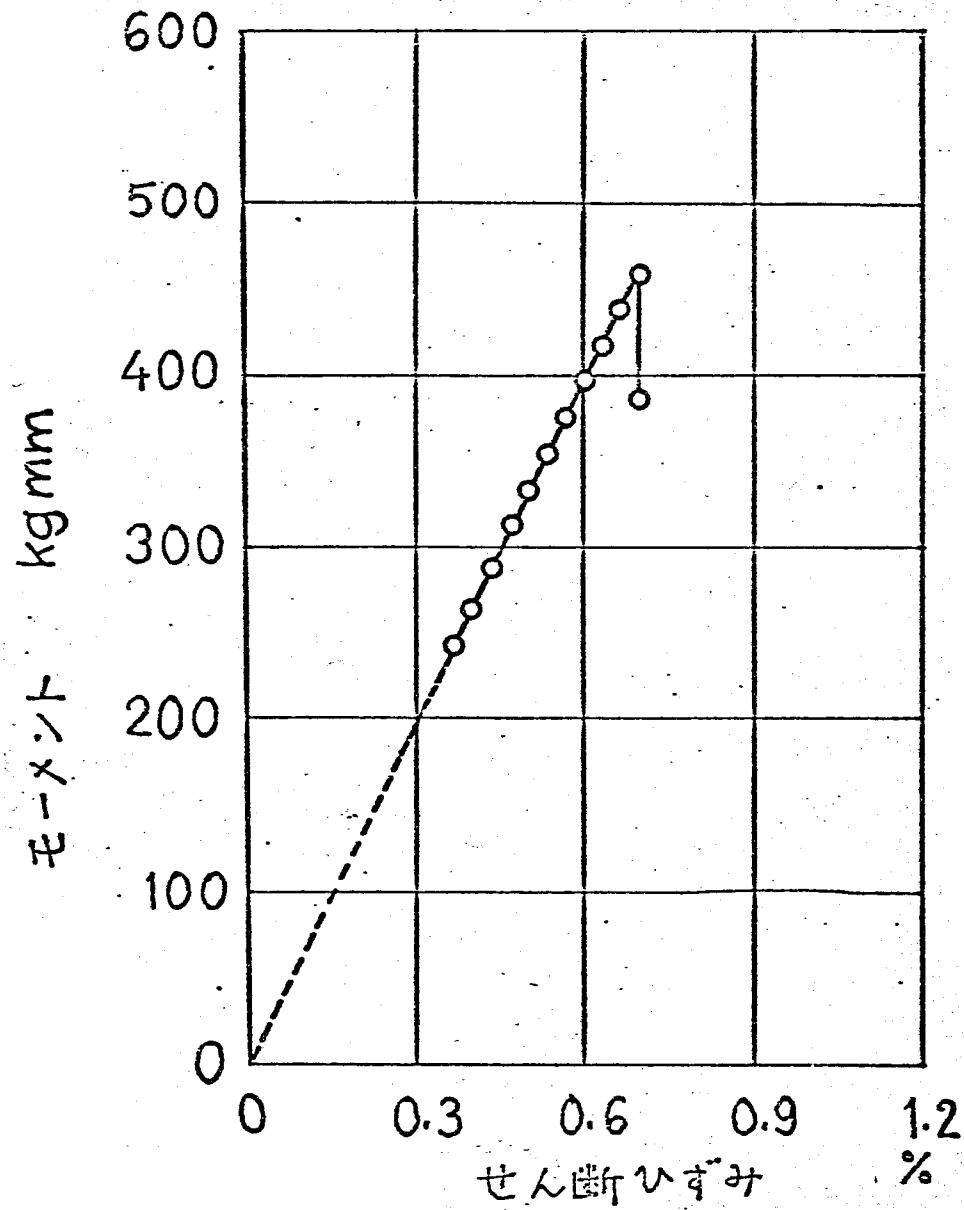


図3-15 1000kg/cm² 下の10"径中実内筒のε-伸び-せん断ひずみ線図(5)

クラックが入ったのちに、塑性的な変形の途中の不連続な点が生ずることが 図 3-11、3-12 と 図 3-13、3-14 と比較することにより推察される。

なお、3.4.1 節の考察では一重目のクラックが入る時の応力 σ_{mm} について検討したものであり、 σ_{mm} に与える静水圧の影響は中空円筒と中実円筒とで同じであった。図 3-11 と 図 3-12 におけるは、一重目のクラックが入る点からわち弾性線から外れる点ではなく、塑性的変形の途中の点でモーメントは最高になる。Handin⁽⁴⁶⁾ はガラスの破壊応力に対する静水圧の影響は中空円筒よりも中実円筒のほうが大きいという実験結果を報告している。これは、破壊応力を算定するとき、塑性的な変形の途中の最高モーメントを採ったためであり、本論文の 3.4.1 節の結果と矛盾するものではない。

3.5 結言

ガラスのねじり強さに対する静水圧の影響について実験し、その結果に破壊力学的立場から考察を加えることによりつぎのことが明

らかに変わった。

(1) 実験によりつぎの結果を得た。

(1) 試験片をゴムの薄膜で被覆した場合、ガラスのねじり強さは静水圧の増加とともに上昇する。

(2) 試験片を被覆しない場合、ガラスのねじり強さは静水圧の影響をほとんど受けない。

(2) 上の実験結果と、羊楯田型表面クラックの応力拡大係数を考へることにより説明し、ガラスのねじり強さに対する静水圧の影響の機構を明らかにした。

(3) 比較的高い静水圧下で破壊した被覆のある中空筒試験片にみられる二重クラックの生成について実験的に検討し、二重クラックは同時に生成されるのではなく、Ⅲ層次に生成されることが推察された。

すなわち、被覆のない試験片の破壊のさい、大気圧下では破片が粉々になるのに対し、静水圧下では破壊モーメントは上述のように大気圧下の場合とほぼ同じであるのに破片は大きい。これはクラックの伝播速度が静水圧によって影響されるためではないかと思われる。

二の問題は、T=と之は⁽¹⁰⁹⁾ Sih, Broberg⁽¹¹⁰⁾ 及び⁽¹¹¹⁾ Eshelby によって研究されてゐる Fracture - Dynamics の考え方を導入しなければ解決されないと思はれるが今後の課題としT=。

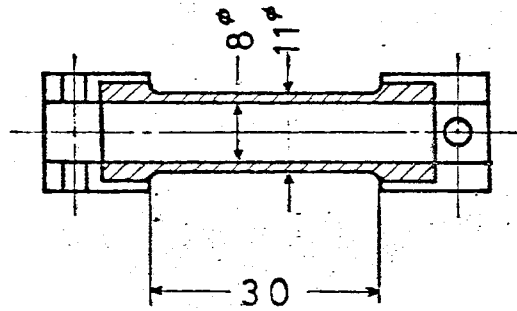
第4章 キュークの力学的挙動 (弾性破壊)

4.1 まえがき

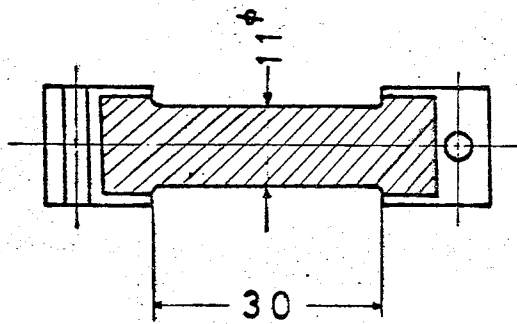
前章で取扱ったガラスはキズが表面に存在してゐるが、この章ではキズが均一に分布してゐると考えられるキュークを供試材料に選んで 30 kg/cm^2 までの静水圧下で実験した。また、その実験結果に破壊力学的および確率論的考察を加え、ガラスを特別の場合として含むようなより一般的を理論を提示した。

4.2 実験手法

本実験では、図4-1(a)(b)に示すように、中空円筒および中実円筒を用いた。いずれの試験片も長さ 40 mm 、直径 18 mm のキュークの丸棒(材質は普通の黒板用のものと同じである)から割り出した。試験片の両端にはそれぞれアルミニウム合金製アタッチメントをエポキシ樹脂系接着剤で接着してある。また、圧力油が試験片材料中に浸透しないように試験片をゴムの薄膜で被覆した。キュークの強度に与える湿度の影響を除外するため、被覆する前に約一週間試験片をデシケータに



(a) 中空円筒

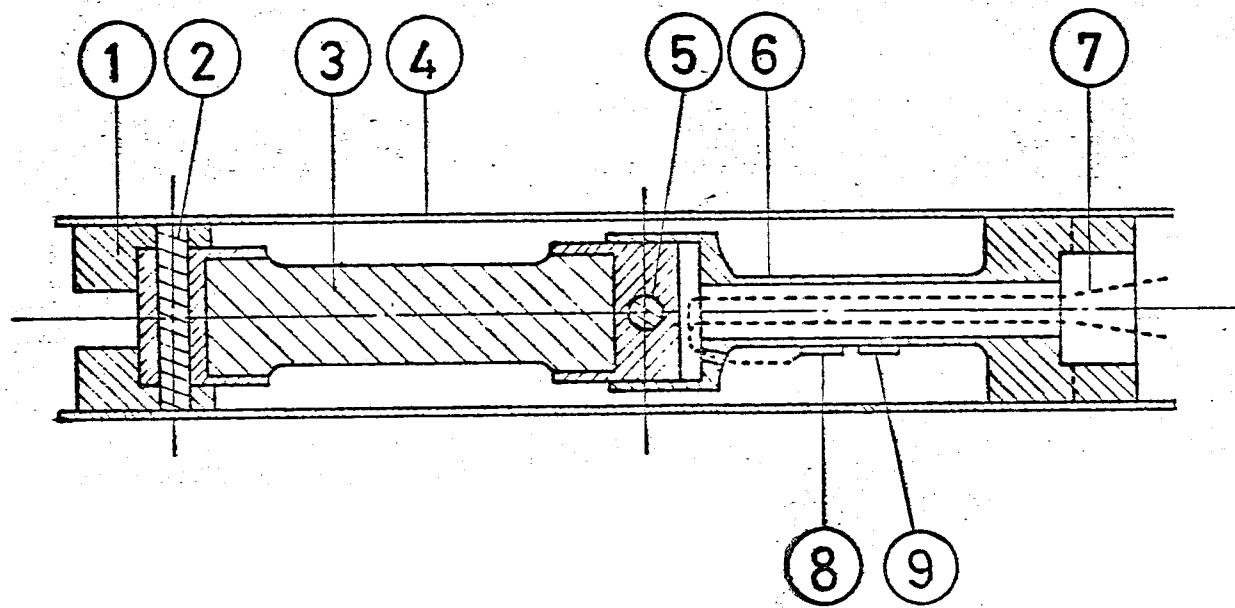


(b) 中実円筒

図 4-1. 4-7 の試験片

入れて乾燥させた。被覆の方法はガラスの場合と同じであるが、被膜の厚さを $0.2 \sim 0.3 \text{ mm}$ にした。次の章で示すように被膜は試験片の大気圧中におけるねじり強さにはほとんど影響を与えないものと考えられる。

千ヨークは弱くともろいので実験装置にセットするときには曲げ"によって折れ"てしま"い"や"る。"その"ため"に、"実験"装置"お"よ"び"セ"ット"の"方法"に"若干"の"工夫"を"加"えた。"図"4-2"に"示"す"よ"う"に、"まず"試験"片"③"を"ポン"⑤"で"トル"ク"バー"⑥"に"連"結"し、"ガイド"パイ"プ"④"の"中"に"右"側"か"ら"さ"り"入"す。"ガイド"パイ"プ"の"左"端"か"ら"試"験"片"の"左"端"が"少し"出"る"ま"で"押"し"込"んで"おく。"つ"ぎ"に、"試験"片"左"端"に"カ"ッ"プ"リ"ング"①"を"ポン"②"で"連"結"し、"左"か"ら"右"に"所"定"の"位"置"ま"で"押"し"戻"す。"この"よ"う"に"し"て"試験"片"を"装"着"し"た"ガイ"ド"パイ"プ"を"第"2"章"で"述"べ"た"実験"装置"に"組"み"込"み"セ"ット"を"完"了"す。"す"な"わ"ち、"ガイ"ド"パイ"プ"で"試験"片"を"保"護"し"て"セ"ット"す"る"こ"と"に"よ"り、"セ"ット"中"の"曲"げ"に"よ"る"試験"片"の"折"損"を"防"ぐ"よ"う"に"し"た。"ボ"ン"プ"は"テ"ッ"ト"ウ"エ"イト"式"の"もの"を"用"いた。



- | | | |
|----------|----------|----------|
| ① カップリング | ④ ガイドパイプ | ⑦ リード線 |
| ② ピン | ⑤ ピン | ⑧ ひずみゲージ |
| ③ 試験片 | ⑥ トルクバー | ⑨ ひずみゲージ |

図4-2 ガイドパイプ

モーメントは第2章で述べたようにトルクバーにはったひずみゲージによって測定した。トルクバーはねじり剛性を小さくするためにアルミニウムの薄肉円筒を用いた。校正は図4-3に示すようにレバーと糸を用い、テッドウエイトによってトルクバーにねじりモーメントのみが加わるようにして、大気圧中で行なった。このトルクバーの表面のせん断ひずみはモーメント $1 \text{ kg}\cdot\text{mm}$ 当り $12.0 \times 10^{-4} \%$ であった。また、図2-1のねじり軸①の回転角を副尺付角度目盛盤によって測定し、これを試験片のねじれ角とした。

4.3 実験結果

図4-4及び図4-5に、被覆した中空円筒及び中空実円筒について、種々の静水圧下で得られたモーメント-ねじれ角関係図を示す。いずれの場合も、破壊まで大略弾性的である。破壊モーメントは、被覆のある場合静水圧とともに上昇していき、また、被覆のない場合には後章の表5-1~3で示すように、静水圧の影響を受けずほぼ一定になっていて、ガラスの場合と類似している。破壊角はほぼ77°

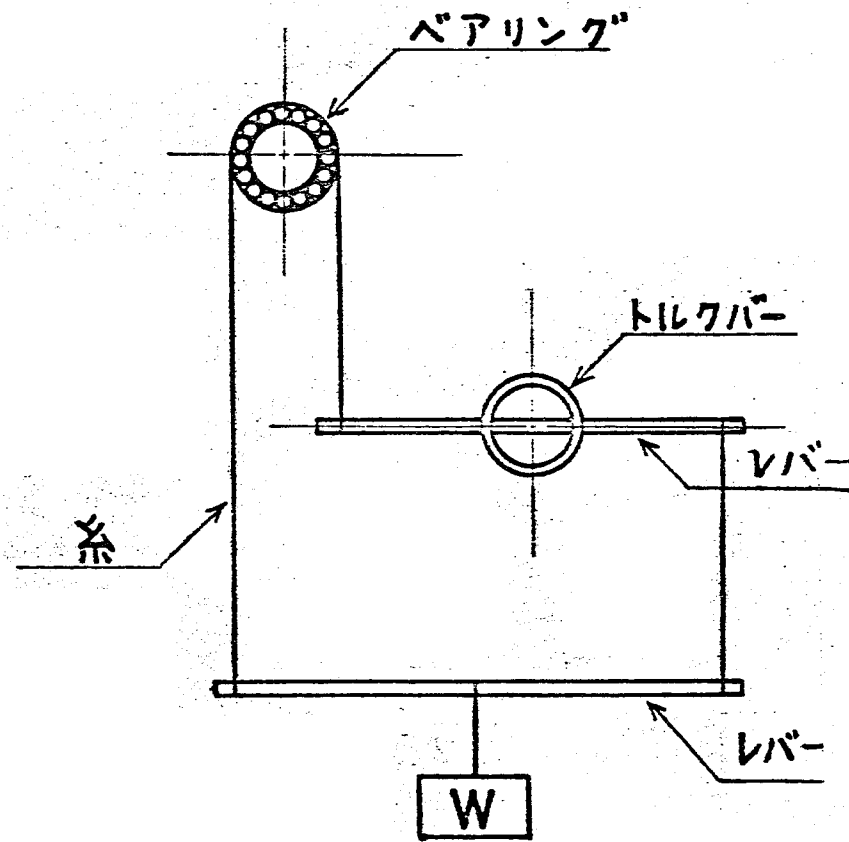


図4-3 トルクバーの校正方法

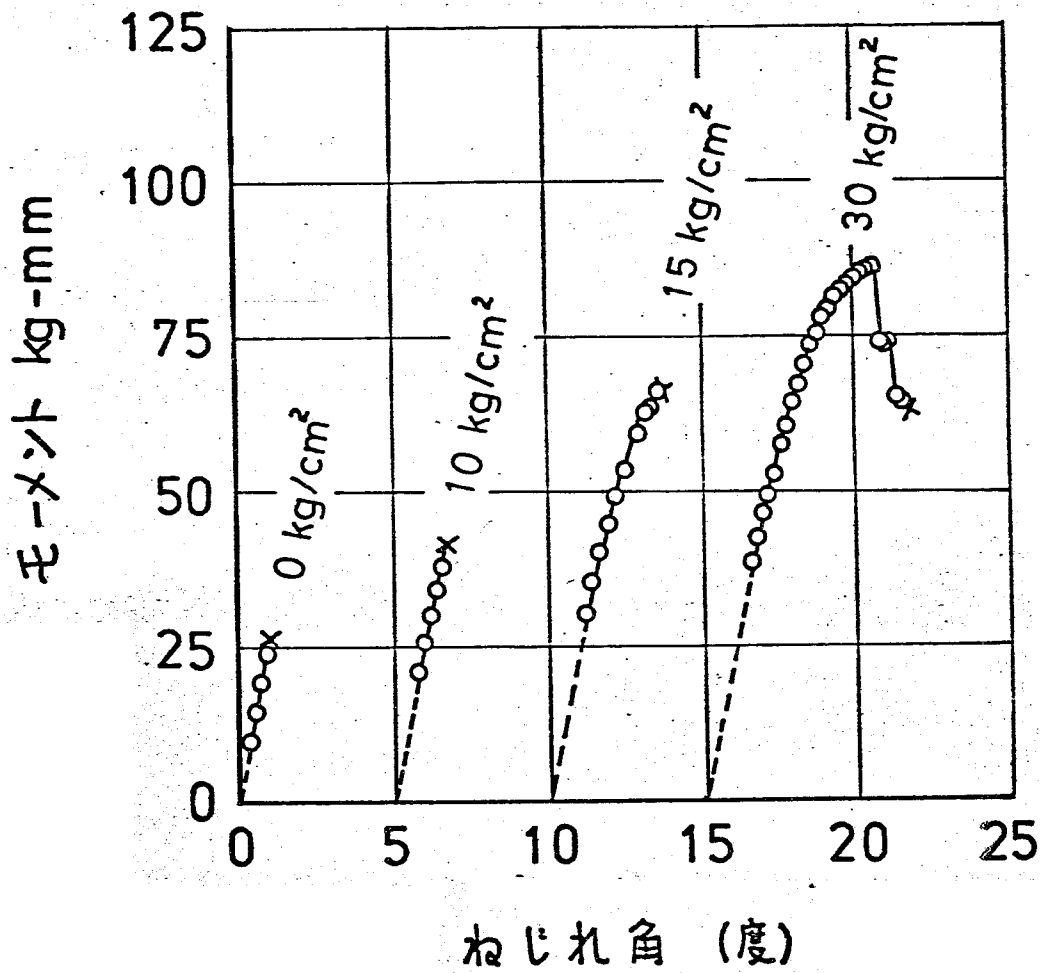


図4-4 f_{3-7} 中空円筒のモーメント-ねじれ角線図

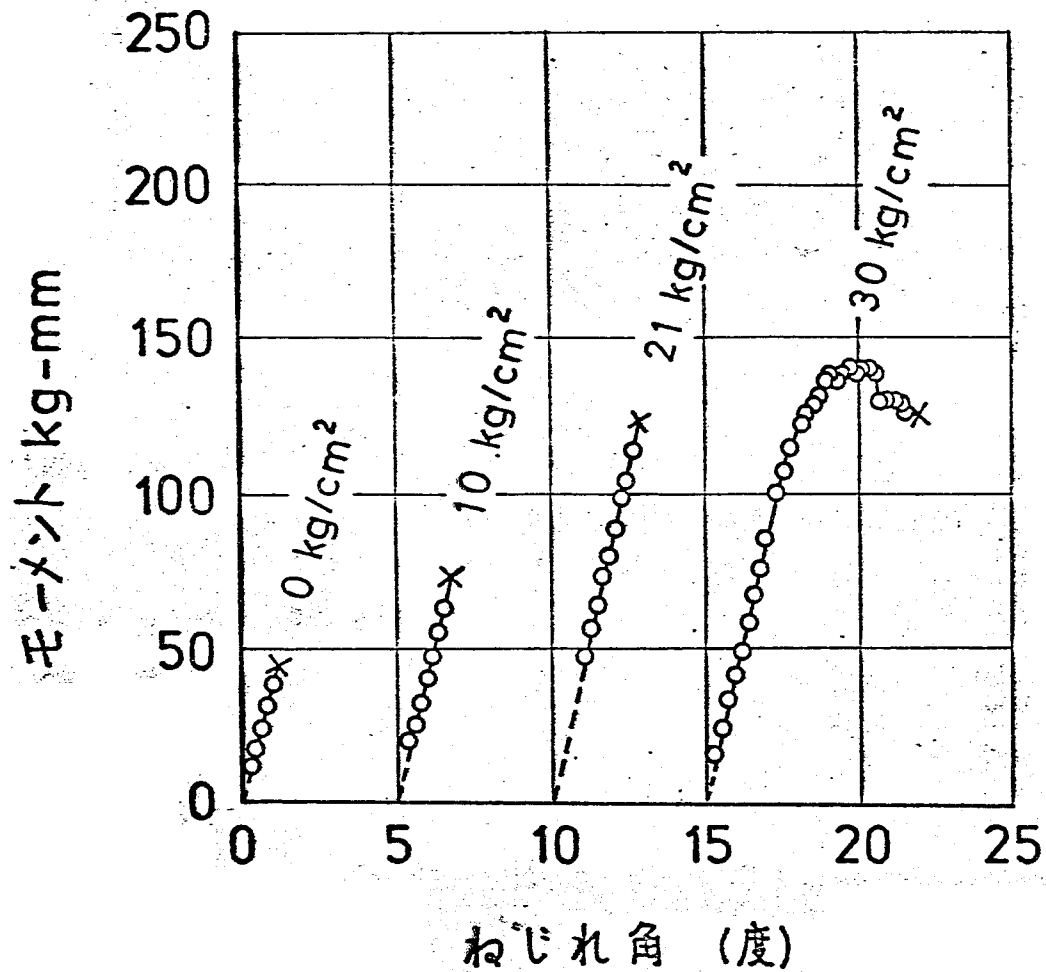


図4-5 千ヨーク中実内筒のモーメント-ねじれ角線図

ているが、中空円筒の破壊角は、被覆の有無に依らず、被覆のある中空円筒の破壊角よりも、また、ガラスの場合の45度よりも、小さくなっていることが観察された。なお、これらの結果はまとめて後章の表5-1~3に示す。

4.4 考察

4.4.1 ねじり強さについて

ここでは、キズが均一に分布していると考えられる材料の破壊応力に与える静水圧の影響について考察する。

材料中のキズのモデルとして、任意の形状をもった平面状のクラックを仮定する。また図4-6(a)のように、無限遠でクラックの面に垂直に σ_1 、平行に σ_2 および σ_3 が働いている場合を考える。キズは試験片に比べて十分小さいと考えられるので σ_1 、 σ_2 および σ_3 は遠方で一様であるとし、 $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ とする。厳密には、キズ先端の丸みの影響やキズ相互の干渉などを考慮し、また主応力軸に対して任意の方向をもつすべてのクラックについて考えるべきであるが、ここでは簡単のため近似的に上述の場合について考えることにする。

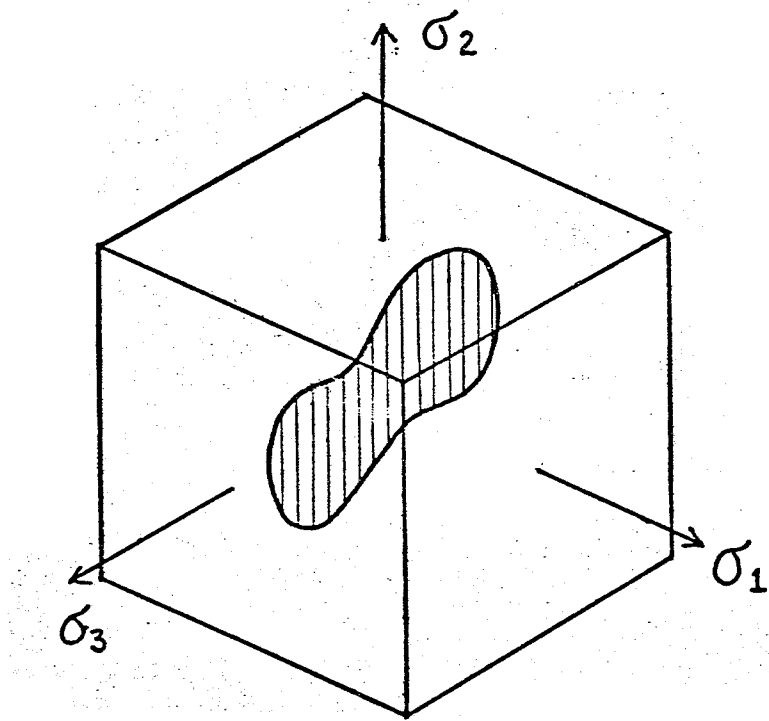


図4-6(a) 無限遠で一様な外力を受ける
平面状クラックをもつ弾性体

図 4-6 (a) の場合の応力拡大係数はつぎのよう
に表わされる。

$$K = \sigma_1 \cdot f(\lambda) \quad \dots \dots (4-1)$$

ただし、 λ はクラックの形状寸法を表わす指
標であり、 $f(\lambda)$ は λ によって定まる函数であ
る。つぎに、図 4-6 (b) のように、上と同じク
ラックがクラック面は圧力 P を受けている場
合を考える。この場合の応力拡大係数はつぎ
のようになる。

$$K = P \cdot f(\alpha) \quad \dots \dots (4-2)$$

静水圧下で材料が伸びるとき、クラック
周辺の応力状態は図 4-6 (a) と (b) とを重ね
合わせた状態になるので、そのときの応力拡大
係数は次式のようになる。

$$K = (\sigma_1 + P) \cdot f(\lambda) \quad \dots \dots (4-3)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{ただし} \quad \sigma_1 = \sigma_m - P \\ \quad \quad \quad P = \alpha \cdot p \end{array} \right\} \quad \dots \dots (4-4)$$

ここに σ_m は伸びりモメントによって誘起
される、考えているクラックの位置における
引張応力であり、 p は静水圧である。また、

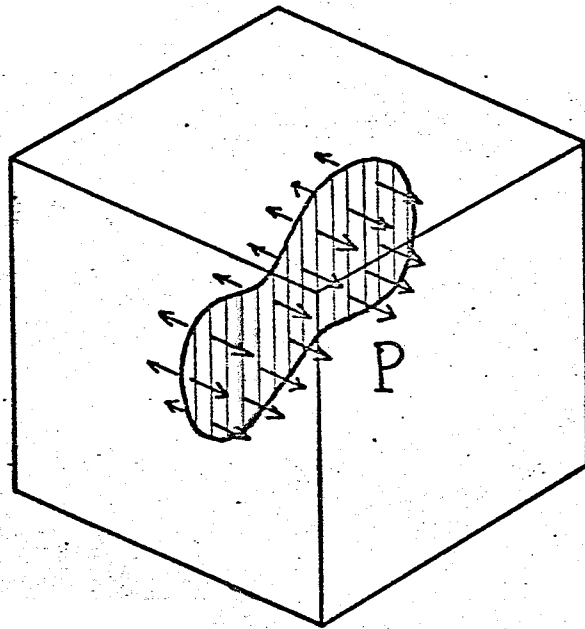


図4-6(b) クラック面に圧力 P を受ける
平面状クラックを持つ弾性体

α は材料中の圧力油の浸透性に関する、一般には場所と時間の函数であり、0と1の間の値をとる。被覆のある場合は $\alpha=0$ であり、被覆がなく、圧力油が完全に浸透する材料では $\alpha=1$ である。 $1-\alpha=\beta$ とおき、式(4-4)を式(4-3)に代入すれば K は次式のようになる。

$$K = (\sigma_m - \beta p) \cdot f(\lambda) \dots (4-5)$$

式(4-5)は K に与える静水圧の影響を示しているが、この K はまた図4-6(c)に示すように $(\sigma_m - \beta p)$ という外応力の下での応力拡大係数と等しくなっている。

したがって、応力拡大係数 K が臨界応力拡大係数 K_{Ic} を与えら破壊靱性 (Fracture toughness) K_{Ic} に達したときは破壊するとすると、静水圧下のねじり強さを与えるときには、外応力として $(\sigma_m - \beta p)$ を与えればよいことがわかる。しかし、キズの大きさは材料中でばらばらなっているため予知することができず、 σ_m としてどの位置における応力をとるべきかが問題となる。そこで確率論的に考察することにする。"最弱リンク理論 (the weakest link concept)" に基づく

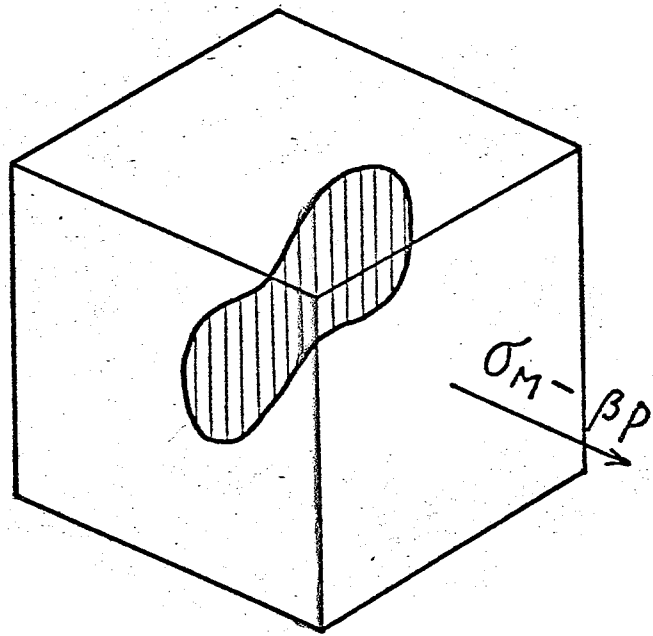


図4-6(c) 式(4-5)と同じ応力拡大係数を
与える外応力

いた Weibull の仮定⁽¹¹²⁾にしたがって、ある要素 (体積 ΔV , 応力 σ) の破壊の確率の累積分布関数 $G(\sigma)$ をつぎのよう⁽¹¹²⁾に仮定する。

$$G(\sigma) = \begin{cases} 1 - \exp \left[-\Delta V \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \right] & : \sigma \geq \sigma_u \\ 0 & : \sigma < \sigma_u \end{cases} \quad (4-6)$$

ただし、 m, σ_0 は ΔV と σ_u は材料によって定まる定数である。この仮定から出発して、物体内に応力勾配がある場合の破壊時における物体内の最大応力 σ_m と破壊位置 ξ とに関する確率密度関数 $h(\sigma_m, \xi)$ が求められれば、この σ_m の平均値 $\bar{\sigma}_m$ と ΔV の累積分布関数 $G(\sigma_m)$ がつぎのよう⁽¹¹³⁾に求められる。

$$h(\sigma_m, \xi) d\sigma_m \cdot d\xi = \begin{cases} \exp \left[-\int_V \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m dV \right] \frac{\partial}{\partial \sigma_m} \left(\frac{\sigma - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m dV d\sigma_m & : \sigma \geq \sigma_u \\ 0 & : \sigma < \sigma_u \end{cases}$$

$$\bar{\sigma}_m = \iint_{\sigma_m, V} \sigma_m h(\sigma_m, \xi) dV d\sigma_m \quad \dots \dots (4-7)$$

$$G(\sigma_m) = \iint h(\sigma_m, \xi) dV d\sigma_m \quad \dots \dots (4-9)$$

式(4-7)~式(4-9)に於いて、前述のよう⁽¹¹³⁾に、 σ のかわりに $\sigma_m - \beta p$ とおけば、静水圧下の材料の強度の平均値と累積分布関数を求めることができる。

(1) 中空円筒の場合

図4-7の F の応力を示す。同図中の記号を用いると F の関係式がある。

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_m - \beta p \\ \xi &= r \\ dV &= 2\pi r L dr \\ \sigma_m &= \frac{r}{r_m} \cdot \sigma_{mm} \\ r_u &= \frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_{mm}} \cdot r_m \end{aligned} \right\} \dots (4-10)$$

$$\sigma_{mm} = \sigma_m + \beta p = \frac{2M}{\pi r_m^3} \dots (4-11)$$

$L = \pi r_m L$ 、 M はトルクモーメントであり、 L は試験片の平行部長さである。また簡単のため β は定数とする。式(4-8)~式(4-11)より、次式を得る。

$$\overline{\sigma_{mm}} = \beta p + \int_{\sigma_u}^{\infty} 2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \times$$

$$\left[\exp \left\{ -2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \int_{r_u}^{r_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right\} \right] \times$$

$$\sigma_m \cdot \left[\int_{r_u}^{r_m} \frac{\partial}{\partial \sigma_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right] d\sigma_m \dots (4-12)$$

$$\therefore \overline{\sigma_{mm}} = \beta p + \int_1^{\infty} \exp[-g(x)] S(x) dx \dots (4-13)$$

$$G(x) = 1 - \exp[-g(x)] \dots (4-14)$$

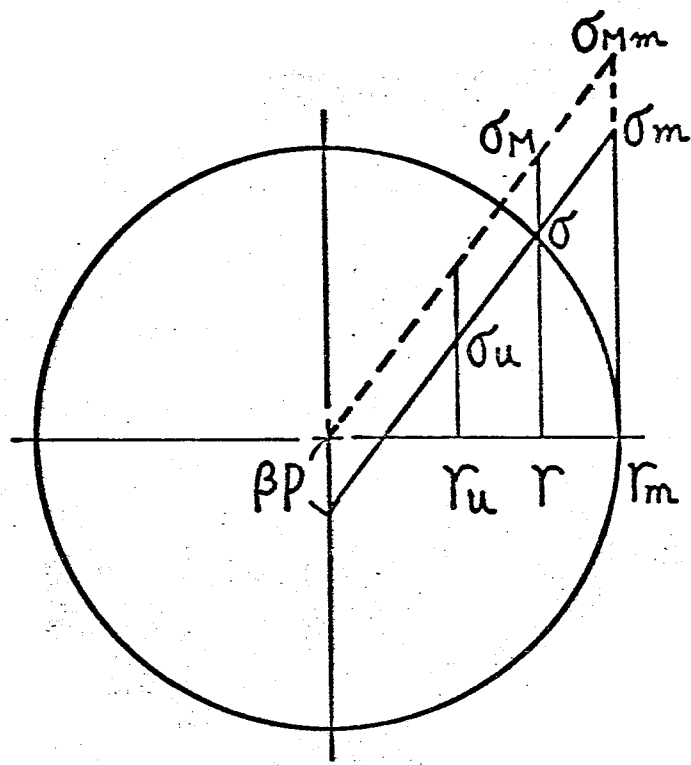


图 4-7 中实内筒的应力

ただし、

$$x = \frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p}$$

$$g(x) = A(x) \left\{ (m+1) - \frac{m}{x} - \frac{1}{x^2} \right\}$$

$$A(x) = \frac{2\pi L \gamma_m^2}{(m+1)(m+2)} \left\{ \frac{(\sigma_u + \beta p)(x-1)}{\sigma_0} \right\}^m$$

$$S(x) = A(x) \left\{ (\sigma_u + \beta p)x - \beta p \right\} \left\{ \frac{m(m+1)}{x} + \frac{2m}{x^2} + \frac{2}{x^3} \right\}$$

(4-15)

式(4-13)は被覆のある場合のFVでない場合の
中実円筒のわいり強さに対する静水圧の影響
を表わしている。同様に式(4-14)は静水圧下
の中実円筒のわいり強さに対する累積分布函
数を示している。式(4-15)における $A(x)$ は試
験片の大きさに依存する函数であり、 $A(x)$ を
通してわいり強さに対する寸法効果が表わさ
れる。

図4-8は前節で得られたNo.7の中実円筒の
大気圧下における実験結果から求めたわいり
強さの累積分布と式(4-14)から計算したもの
とを示すものである。ただし、実験結果から
わいり強さの累積分布を求めるときは、大気
圧下の全試験数を N とし、 i 番目に小さいわいり

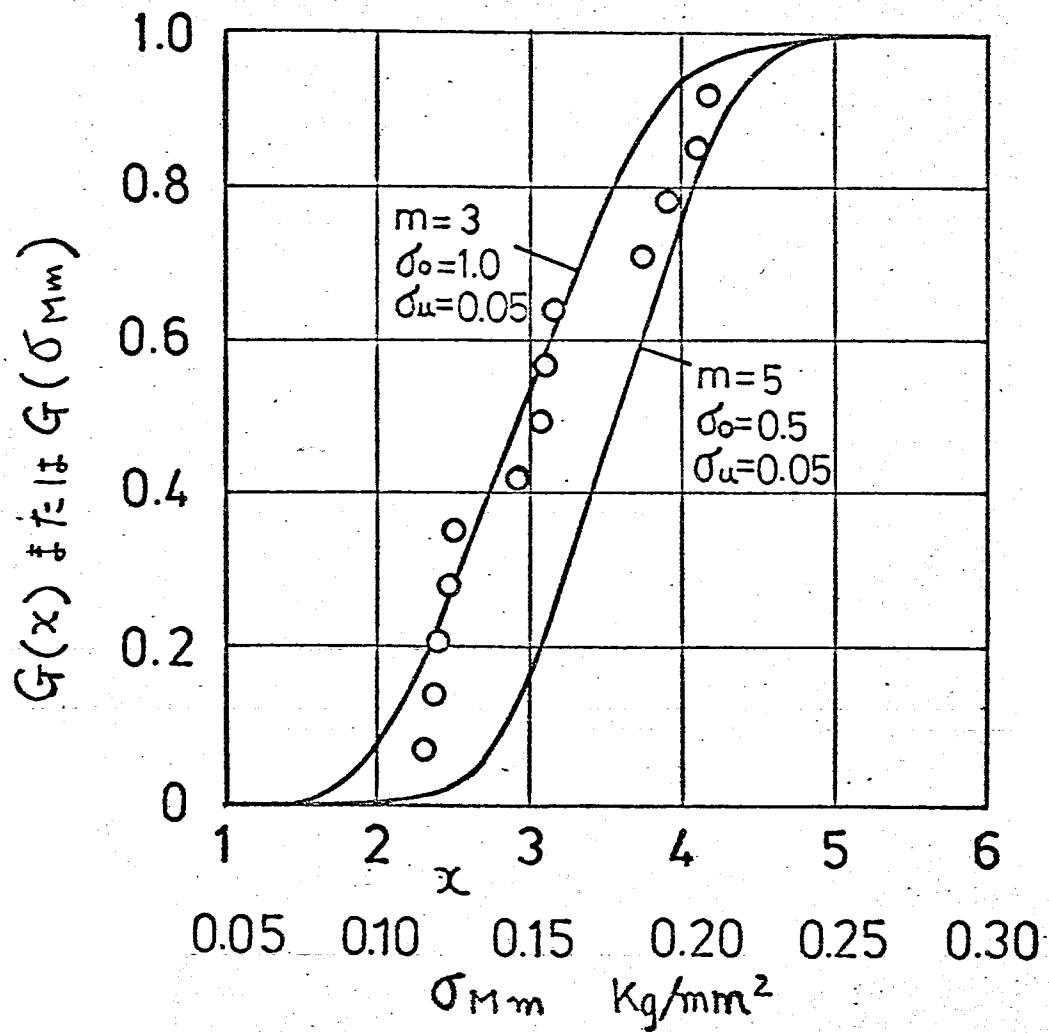


図4-8 千ヨ-7中実円筒の大気圧下におけるねじり強さの累積分布

り強さ σ_{mm} に対する累積分布 $G(\sigma_{mm})$ をつき
のよう計算した。

$$G(\sigma_{mm}) = \frac{i}{N+1} \quad \dots \dots (4-16)$$

ここで、 N としは、前述のようには大気圧下
のねじり強さは被覆の影響を受けないので、
表(5-2) の F の表(5-3) の F 大気圧を全テ
タ数 13 とした。本来、 N はさらに大きく必
要があるが、実験の都合で一応、上の F にした。

図 4-9 の F の 4-10 はそれぞれ被覆のあ
る場合と F の被覆のない場合の静水圧下にお
ける F の中空円筒のねじり強さの実験結
果と式(4-13)による計算結果を示すものである。
ただし、式(4-13)において、被覆のある場合
には $\beta=1$ 、ない場合には $\beta=0$ とした。また、
被覆のない場合には比較的高圧において、
ほぼ、せいぜい性的に破壊するので、実験範囲の
 400 kg/cm^2 までの静水圧に対し、実験値と
計算値を比較した。実験結果と計算結果は比
較的よく一致している。

(ロ) 中空円筒の場合

式の誘導は中空円筒の場合とほとんど同じ

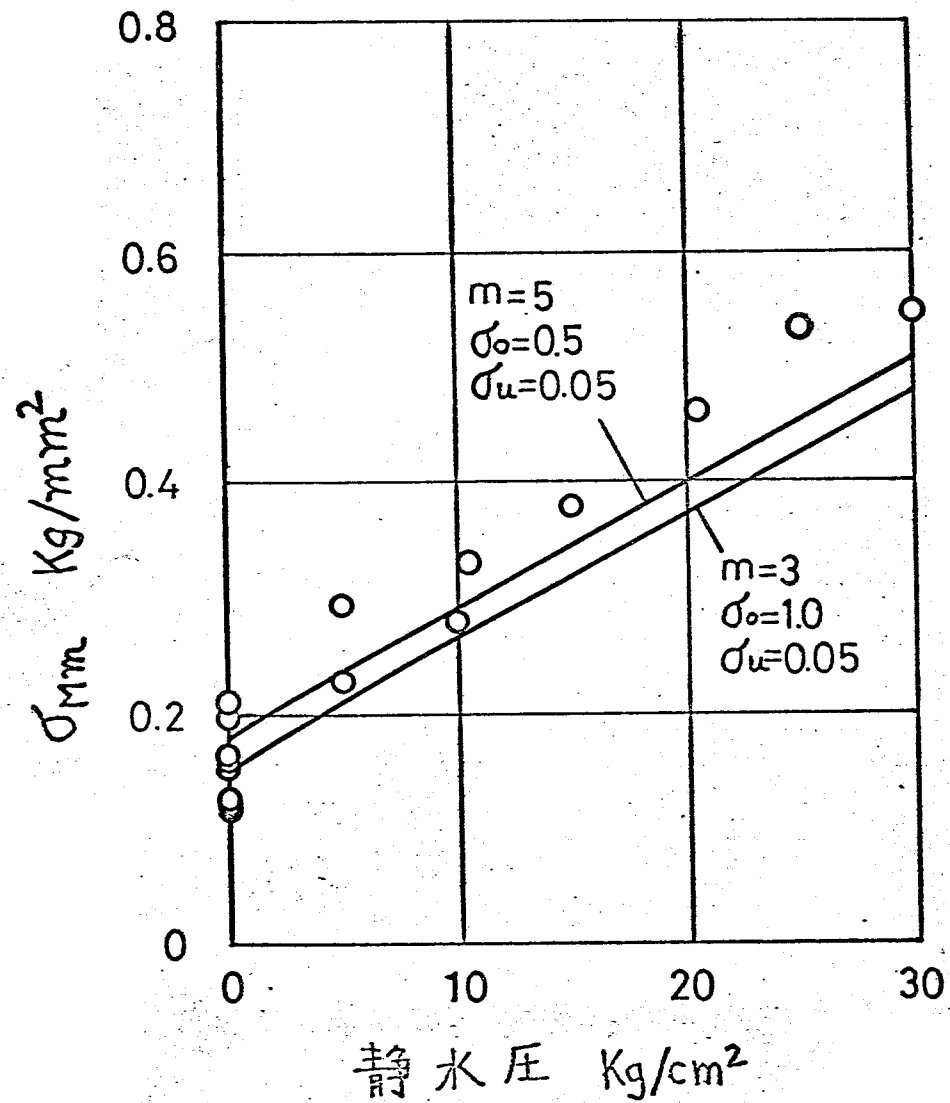


図4-9 被覆のある管-7中実円筒のねじり強さと静水压の関係

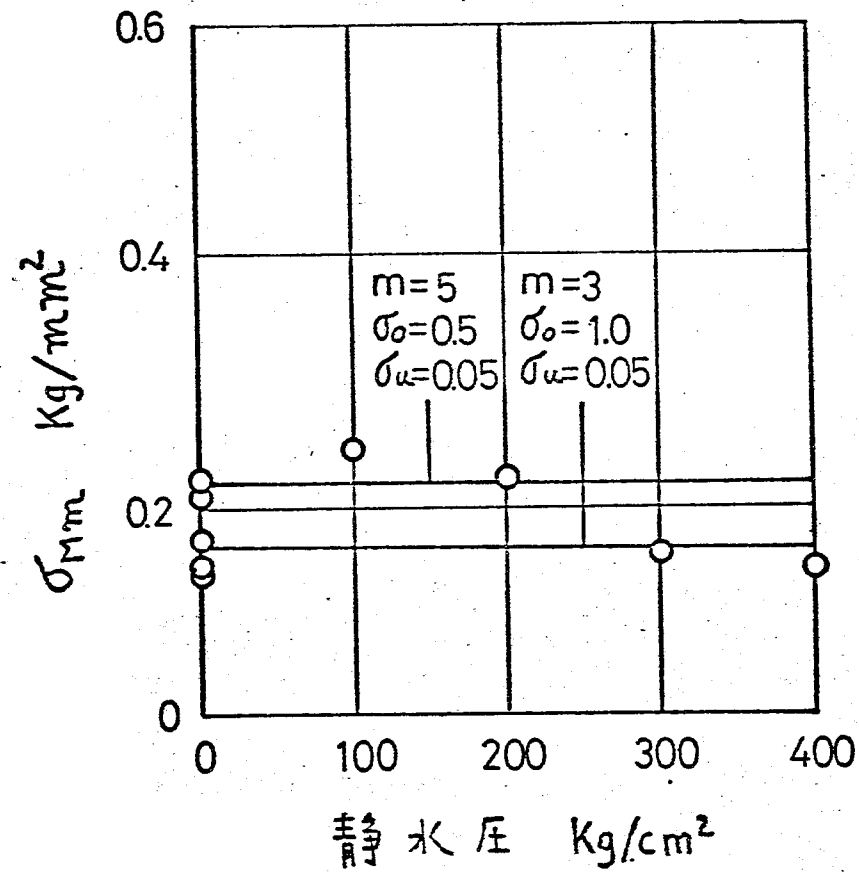


図4-10 被覆のないNo.7甲実用筒のねじり強さと静水圧の関係

であるが、式(4-11)は、中空円筒の内半径を
 r_i とすると次式と置き換えられる。

$$\sigma_{Mm} = \sigma_m + \beta p = \frac{2r_m M}{\pi(r_m^4 - r_i^4)} \dots (4-17)$$

また、 $\overline{\sigma_{Mm}}$ と $q(x)$ は、積分範囲が x と異なり、
 次式となる。

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{Mm}} &= \beta p + \int_{\sigma_u}^{\frac{r_m}{r_i}(\sigma_u + \beta p) - \beta p} 2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \times \\ &\quad \left[\exp \left\{ -2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \int_{r_u}^{r_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right\} \times \right. \\ &\quad \left. \sigma_m \cdot \int_{r_u}^{r_m} \frac{\partial}{\partial \sigma_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right] d\sigma_m \\ &\quad + \int_{\frac{r_m}{r_i}(\sigma_u + \beta p) - \beta p}^{\infty} 2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \times \\ &\quad \left[\exp \left\{ -2\pi L \left(\frac{\sigma_u + \beta p}{\sigma_0} \right)^m \int_{r_i}^{r_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right\} \times \right. \\ &\quad \left. \sigma_m \cdot \int_{r_i}^{r_m} \frac{\partial}{\partial \sigma_m} \left(\frac{\sigma_m + \beta p}{\sigma_u + \beta p} \cdot \frac{r}{r_m} - 1 \right)^m r \cdot dr \right] d\sigma_m \dots (4-18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \therefore \overline{\sigma_{Mm}} &= \beta p + \int_{\frac{r_m}{r_i}}^{\frac{r_m}{r_i}} \exp[-q(x)] \cdot S(x) dx + \\ &\quad \int_{\frac{r_m}{r_i}}^{\infty} \exp[-q(x) + q_0(x)] \{S(x) - S_0(x)\} dx \dots (4-19) \end{aligned}$$

$$G(x) = \begin{cases} 1 - \exp[-g(x)] & : x \leq \frac{r_m}{r_i} \\ 1 - \exp[-g(x) + g_0(x)] & : x > \frac{r_m}{r_i} \end{cases} \quad \dots (4-20)$$

ただし、式(4-15)と次式で表わされる函数を用い2、3。

$$\left. \begin{aligned} g_0(x) &= A_0(x) \left\{ (m+1) \frac{r_i^2}{r_m^2} - \frac{m}{x} \frac{r_i}{r_m} - \frac{1}{x^2} \right\} \\ A_0(x) &= \frac{2\pi L r_m^2}{(m+1)(m+2)} \left\{ \frac{(\sigma_u + \beta p) \left(x \frac{r_i}{r_m} - 1 \right)}{\sigma_0} \right\}^m \\ S_0(x) &= A_0(x) \left\{ (\sigma_u + \beta p)x - \beta p \right\} \left\{ \frac{m(m+1)}{x} \frac{r_i^2}{r_m^2} + \frac{2m}{x^2} \frac{r_i}{r_m} + \frac{2}{x^3} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4-21)$$

図4-11は前節の被覆を施した千ヨ-7の中実円筒試験片の静水圧下におけるねじり強さの実験結果と式(4-19)による計算結果を示す。両者は比較的よく一致している。

4.4.2 破壊角について

前章のガラスの実験では、被覆の有無、中実中実の別を問わず破壊角は静水圧の影響を受けず45度であったのに対し、本章の千ヨ-7の実験では、中実円筒の破壊角は45度よりも小さく、また、中空円筒の破壊角より小さいという結果を得た。これは、このよう

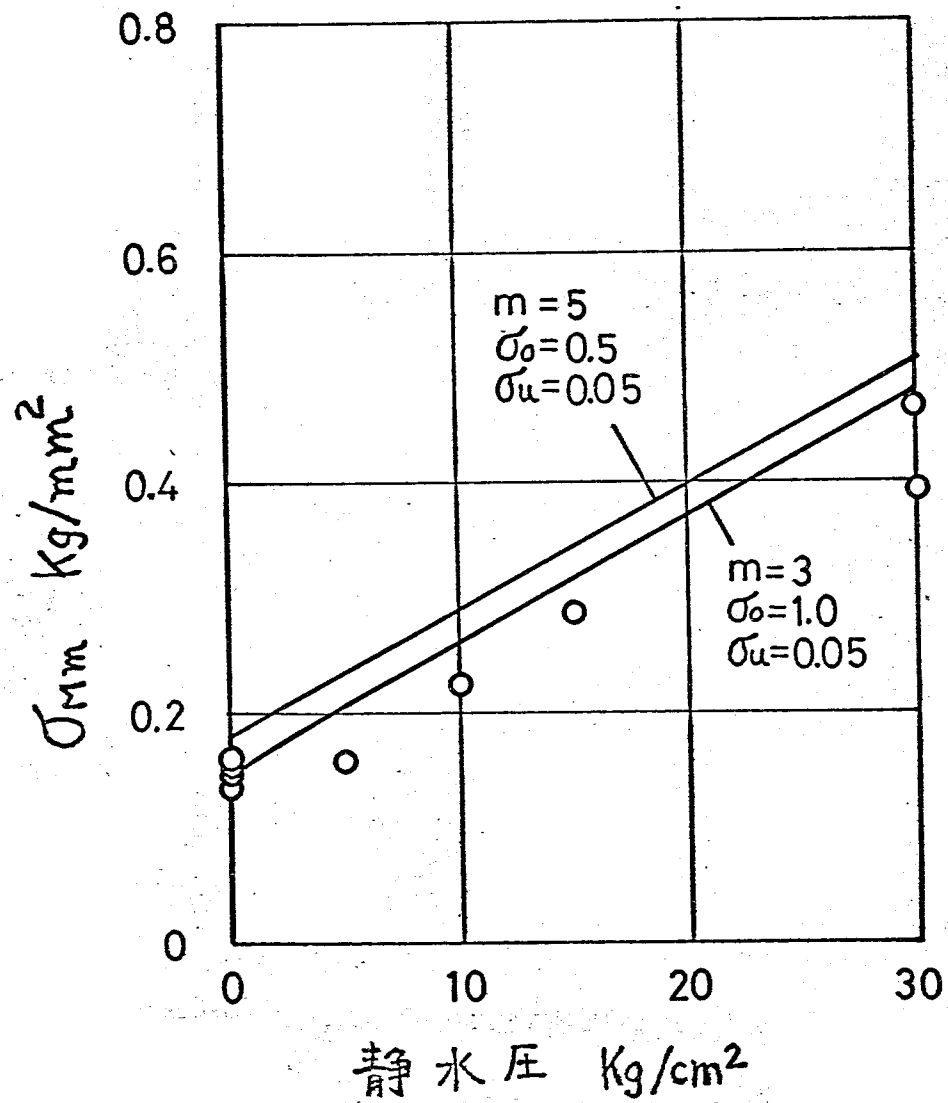


図4-11 被覆のある管-7中空円筒のねじり強さと静水压の関係

が破壊角について考察する。

いま、図4-12の如くに、 r の位置にある要素が最初に破壊したとす。この要素の破壊角 φ は45度であろう。最初の破壊が生じた後、破壊が進行するさの力の状態は複雑になり、破壊がどういふ方向に進行するかは予想が困難である。実際の破壊面を観察すると図4-12の如くを螺旋面になつてゐる。そこで、破壊面は最初に破壊した要素の破壊面を含む如くを螺旋面になると仮定し、図4-12に示した記号を用ゐれば、次の関係が成り立つ。

$$\tan \varphi \cdot r \cdot \theta = \tan \varphi_0 \cdot r_m \cdot \theta \quad \dots (4-22)$$

$$\therefore \tan \varphi_0 = \frac{r}{r_m} \cdot \tan \varphi = \frac{r}{r_m} \tan 45^\circ = \frac{r}{r_m} \quad \dots (4-23)$$

式(4-23)の r は最初に破壊する位置であるが前述の如くに、これを平均値とす(式(4-11)の \bar{r})。確率的に r の平均値 \bar{r} をおめるとする。式(4-7)の確率密度函数 $h(\sigma_m, \xi)$ を用ゐれば、破壊位置 ξ の平均値 $\bar{\xi}$ は次式で与えられる⁽¹¹³⁾。

$$\bar{\xi} = \iint_{\sigma_m, V} \xi h(\sigma_m, \xi) dV \cdot d\sigma_m \quad \dots (4-24)$$

式(4-24)に式(4-10)および(4-11)を代入し、

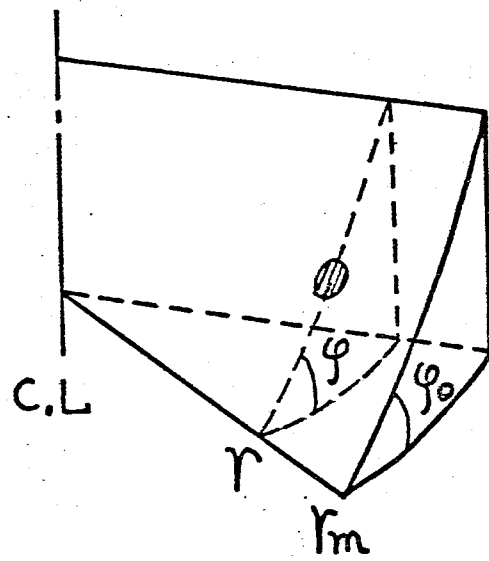


圖 4-12 破壞面 a 說明圖

式(4-15)および式(4-21)の函数を用いると、中実円筒および中空円筒に対して次式を得る。

$$\text{中実円筒: } \bar{r} = \int_0^{\infty} \exp[-g(x)] r(x) \cdot dx \quad \dots (4-25)$$

$$\text{中空円筒: } \bar{r} = \int_0^{r_m/r_i} \exp[-g(x)] r(x) \cdot dx \\ + \int_{r_m/r_i}^{\infty} \exp[-g(x)+g_0(x)] \{r(x)-r_0(x)\} dx \quad \dots (4-26)$$

$T = T''L$

$$r(x) = A(x) \frac{r_m}{m+3} \left\{ \frac{m(m+1)(m+2)}{x} + \frac{3m(m+1)}{x^2} + \frac{6m}{x^3} + \frac{6}{x^4} \right\}$$

$$r_0(x) = A_0(x) \frac{r_m}{m+3} \left\{ \frac{m(m+1)(m+2)}{x} \frac{r_i^3}{r_m^3} + \frac{3m(m+1)}{x^2} \frac{r_i^2}{r_m^2} \right. \\ \left. + \frac{6m}{x^3} \frac{r_i}{r_m} + \frac{6}{x^4} \right\} \quad \dots (4-27)$$

式(4-25)および式(4-26)により \bar{r} が求められる。

式(4-23)より、破壊角 φ_0 の平均値 $\bar{\varphi}_0$ は次式で表わされる。

$$\bar{\varphi}_0 = \tan^{-1} \frac{\bar{r}}{r_m} \quad \dots (4-28)$$

図4-13は静水圧下における被覆のない χ_3-7 中実円筒の破壊角の実験結果と式(4-25)による計算結果を示す。図4-14は被覆がある場合の静水圧下における χ_3-7 中実円筒および中空円筒の破壊角の実験値と式(4-25)および式(4-26)による計算結果を示す。これらの計算結果は、 $m=3$, $\sigma_0=1.0$, $\sigma_u=0.05$ として計算した結果であるが、 $m=5$, $\sigma_0=0.5$, $\sigma_u=0.05$ の場合も大差はない。計算結果は、中実円筒の破壊角が中空

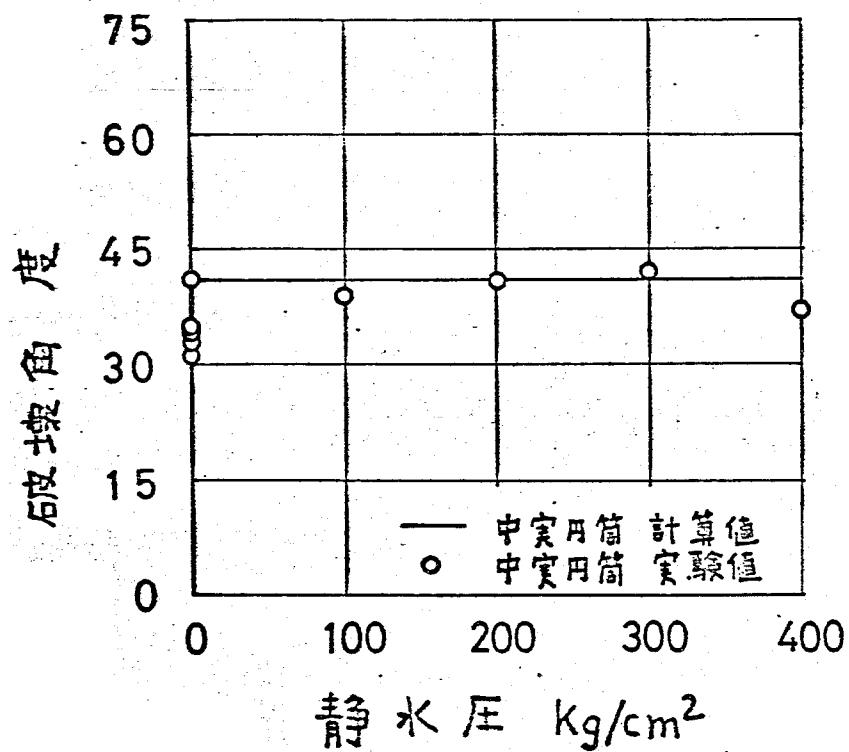


図4-13 被覆 α の円筒-7中実円筒の破壊角と静水圧 α の関係

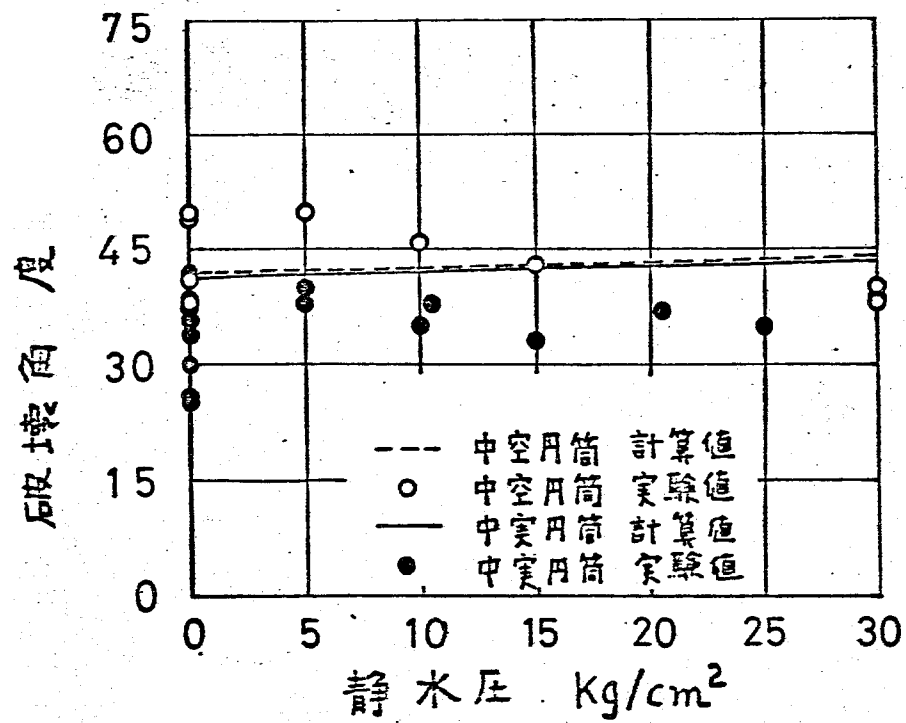


図4-14 被覆のありきょ-7aの破壊角と静水圧の関係

円筒の破壊角より小さく、また、ガラスの場合の45度よりも小さいという実験結果を説明している。しかし、実験値との一致はあまりよくない。中西らの付重平均応力説⁽¹²⁹⁾⁽¹³⁰⁾によると、大気圧下のセリ性材料の破壊角は中実円筒で約35度、中空円筒($\frac{r_m}{r_i} = \frac{11}{8}$)で約41度であり、本実験のデータの結果とよく一致する。破壊力学とWeibullの確率論に基礎を置く本理論をよりよく実験値と一致させるためには、本論文で単純化のために行った種々の仮定や近似(p74, 85, 68)をさらに精密なものにする必要があると思われる。

4.4.3 静水圧下の引張強さとの関連

以上の考察により、大気圧下のねじり強さのデータから静水圧下のねじり強さや破壊角を求めることが可能になった。ここでは大気圧下または静水圧下のねじり強さと引張強さとの関連について考察し、大気圧下のねじり強さまたは引張強さのデータから静水圧下のねじり強さおよび引張強さが予測できることを示す。

式(4-1)から式(4-9)までの考え方は静水圧下の引張りに対してそのまま成り立つ。式(4-10)および式(4-11)のかわりに次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_T - \beta p \equiv \sigma_t \\ \xi &= r \\ dV &= 2\pi r L_t dr \end{aligned} \right\} \dots (4-29)$$

$$\sigma_T = \beta p + \sigma_t = \frac{W}{\pi r_{tm}^2} \dots (4-30)$$

ただし、 L_t , r_{tm} は引張試験片の平行部長さおよび半径であり、 σ_T は荷重 W から求められる引張応力である。

式(4-29)および式(4-30)を式(4-7)~式(4-9)および式(4-24)に代入すれば、次式を得る。

$$\bar{\sigma}_T = \beta p + \sigma_u + \frac{\sigma_0 \Gamma(1 + \frac{1}{m})}{\pi (r_{tm}^2 - r_{ti}^2)^{\frac{1}{m}}} \dots (4-31)$$

$$G(\sigma_t) = 1 - \exp \left\{ -\pi (r_{tm}^2 - r_{ti}^2) L_t \left(\frac{\sigma_t - \sigma_u}{\sigma_0} \right)^m \right\} \dots (4-32)$$

$$\bar{r} = \frac{2}{3} r_{tm} \left(\frac{1 + \frac{r_{ti}}{r_{tm}} + \frac{r_{ti}^2}{r_{tm}^2}}{1 + \frac{r_{ti}}{r_{tm}}} \right) \dots (4-33)$$

ただし、 r_{ti} は中空円筒引張試験片の内半径で中空円筒の場合は $r_{ti} = 0$ とすればよい。

式(4-31)より、 βp 、 σ_0 , σ_u および m が定めれば、大気圧下または静水圧下の引張強さの平均値を定めることができる。 βp , σ_0 , σ_u および m は、例えば大気圧下の引張強さから式(4-16)と同様にして $G(\sigma_t)$ を定め、

σ_t を横軸にとり、 $\log_{10} \log_{10} (1 - G(\sigma_t))$ を縦軸にと
ってプロットし、式(4-32)と比較することによ
り定められる。

大気圧下または静水圧下のねじり強さの平
均値も前述のよりにパラメータ $\sigma_0, \sigma_u, F_0, F_u, m$
が定まれば式(4-13)または式(4-19)から
計算されるので、これらの式によりねじり強
さと引張強さの関係がわかる。なお、静水圧下
の引張りにおいては、破壊位置に下す破壊
角は常に0度である。

4.4.4 ガラスとの関連

以上の議論はキズが均一に分布しているせ
い性材料についてであったが、キズがある部
分に偏って存在する場合についても、式(4-7)
~式(4-9) F_0, F_u 式(4-24) における積分範
囲を適宜にとることにより、類同な議論が可
能である。前章で取扱ったガラスはキズが表
面のみに偏在するせい性材料とみなされる。こ
こでは、本章における議論と前章のガラスと
の関連について考察する。

ガラスの場合キズが試験片表面の r_m と $(r_m - \Delta r_m)$
との間 (ただし、 $\Delta r_m \ll r_m$) に存在するとすると、

式(4-13)及び式(4-19)に相当する静水圧下のねじり強さの平均値は中実円筒、中空円筒とも次のとおりになる。

$$\bar{\sigma}_{Mm} = \beta p + \sigma_u + \frac{\sigma_0 \cdot r \left(1 + \frac{1}{m}\right)}{(2\pi L r_m \Delta r_m)^{\frac{1}{m}}} \dots (4-34)$$

ただし、 σ_{Mm} とモーメント M との関係は中実円筒に対しては式(4-11)、中空円筒に対しては式(4-17)が成り立つことは前と同様である。累積分布函数 $G(\sigma_m)$ 及び破壊位置の平均値 \bar{r} は、中実円筒、中空円筒とも次のとおりになる。

$$G(\sigma_m) = 1 - \exp\left\{-2\pi L r_m \Delta r_m \left(\frac{\sigma_m - \sigma_u}{\sigma_0}\right)^m\right\} \dots (4-35)$$

$$\bar{r} = r_m \dots (4-36)$$

式(4-34)において右辺の第2項及び第3項は静水圧に由来する定数であり、この2項の和を σ_{Mm0} と置けば、式(4-34)は前章の式(3-5)及び式(3-7)と一致する。また、式(4-36)は破壊位置が常に表面であることを示しているが、破壊角に関する式(4-28)の仮定を用いれば、破壊角はつぎのようになる。

$$\bar{\varphi}_0 = \tan^{-1} \frac{\bar{r}}{r_m} = \tan^{-1} 1 = 45^\circ \dots (4-37)$$

を示す、ガラスの破壊角は中空円筒、中空円筒に等しい。また被覆の有無によらず、静水圧に無関係に45度になり、前章の実験結果図3-6とよく一致している。

なお、静水圧下のガラスの引張りに対する $\bar{\sigma}_T$ 及び $\bar{\sigma}_T$ の式(4-34)及び式(4-35)において、 $\bar{\sigma}_{Mm} \rightarrow \bar{\sigma}_T$ 、 $\sigma_m \rightarrow \sigma_t$ と置けば求められる。 $\bar{\tau}$ は式(4-36)と同じで γ_m に等しい。

4.5 結言

キズが均一に分布していると考えられるセメント材料の静水圧下のねじり強さについて、次のことが明らかになった。

- (1) 供試材料にキューブを選んで 30 kg/cm^2 程度の静水圧下で実験し、ねじり強さに対する静水圧や被覆の影響はガラスの場合と類似しているが、中空円筒の破壊角は中空円筒よりも小さく、またガラスの場合の45度よりも小さいという結果を得た。
- (2) 上の実験結果を、任意の形状をした平面状のクラックの応力拡大係数を考え、また Weibull の累積分布関数に関する仮定を採用することにより説明し、前章のガ

ラスに対する理論をキズが均一に分布して
いる一般の材料に適用できるように拡張し
た。

その上、この理論では、簡単のため、キズ先端の丸みの影響、キズの相互作用及び法線
の方向が主応力方向と異ったクラックの影響
について考慮を払っていないが、将来これらの
影響を考慮に入れたより精密な理論を確立
する必要があると示される。

第5章 キュークの力学的挙動 (非弾性破壊)

5.1 キュークの引き抜き

キュークは引張強さが小さい ($0.1 \sim 0.2 \text{ kg/cm}^2$) ので、材料の引張強さに対する静水圧の比を大きく採ることができ、静水圧下における材料の力学的挙動を広い範囲にわたって調べる事ができる。前章では、 30 kg/cm^2 以下の比較的低下力下で「ほぼ」弾性的に破壊する場合について取扱ったが、この章ではさらに高い静水圧 (最高 400 kg/cm^2 まで) での挙動について調べた。しかし、このように高い静水圧下の挙動は複雑であるため、理論的に解析できるまでには至っていない。

5.2 実験手法

試験片の寸法が実験装置は前章と同じである。中空円筒については 100 kg/cm^2 までの静水圧下で実験し、中実円筒については、中空円筒よりも実験が簡単なので 400 kg/cm^2 までの静水圧下で実験した。中空円筒の試験片には被覆を施して実験したが、中実円筒の試験片については、被覆のあるものとないものについて

て実験した。被覆のない場合には、湿度の影響を避けるために、実験前に、被覆を施すときと同じように、約1週間試験片をデシケータに入れて乾燥させた。

トルクバーはキューブのねじり強さが静水圧によって大巾に変化することが考えられるので、ねじり剛性の異なる種類のものを用意した。それぞれ、表面のせん断ひずみがモーメント 1 kg-mm 当り、それぞれ $2.0 \times 10^{-4} \%$ 、 $2.87 \times 10^{-4} \%$ および $0.80 \times 10^{-4} \%$ のものを用いた。ポンプは静水圧が 100 kg/cm^2 以下では「ジェット」ウエイト式のものを用い、 100 kg/cm^2 以上では「フランジヤ」式のものを用いた。

キューブは高圧下においてねじれ角が大きい範囲では、一定のねじれ角に対してねじりモーメントが時間とともに漸次低下する傾向があるので、まずねじり軸に $0.1 \sim 0.2$ 度の回転角を与え、その後試験装置に手を触れないで約20秒放置してねじりモーメントを測定した。

5.3 実験結果

図5-1 と 5-2 に被覆した中空円筒

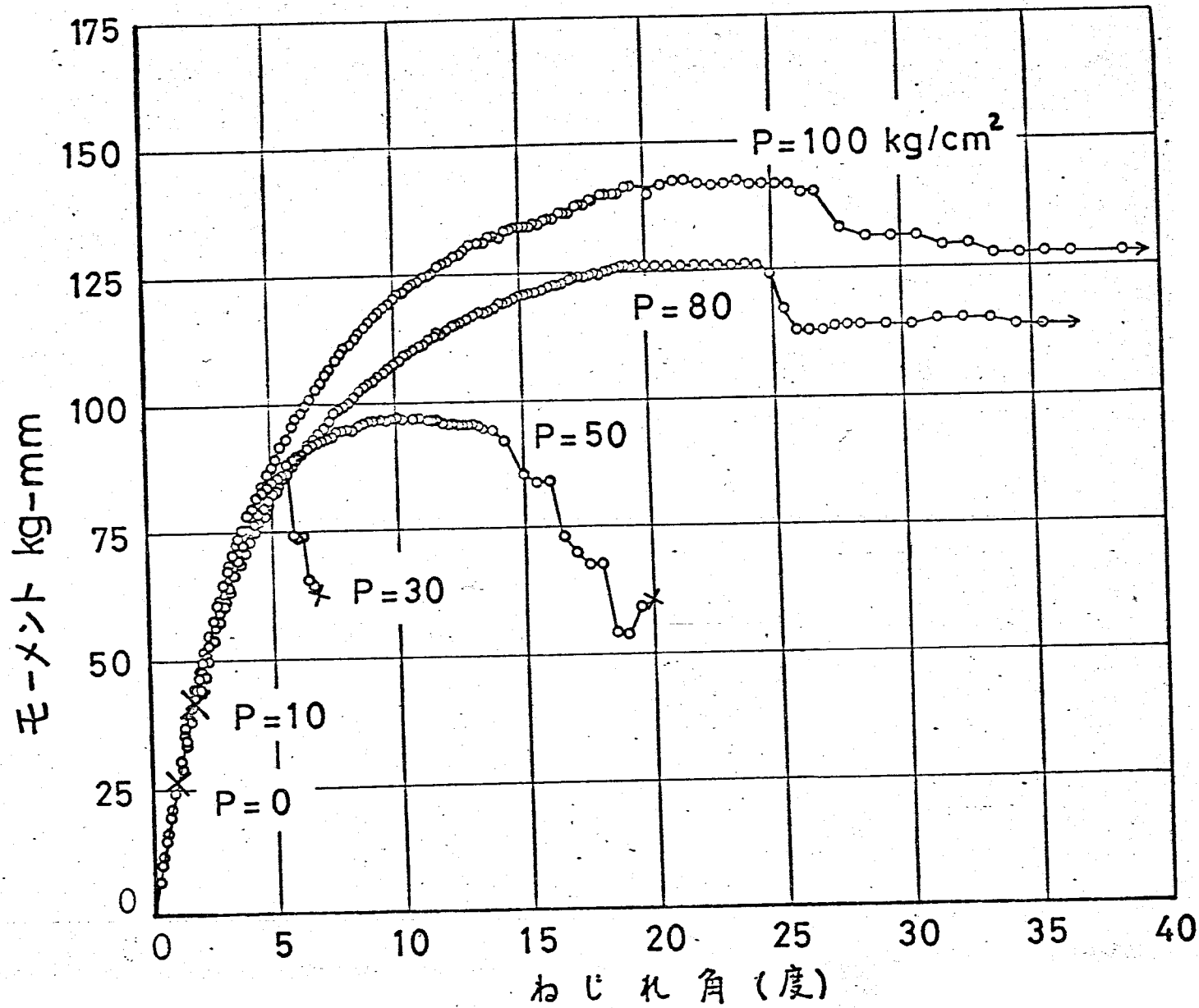


図5-1 チョーク中空円筒のモーメント-ねじれ角線図

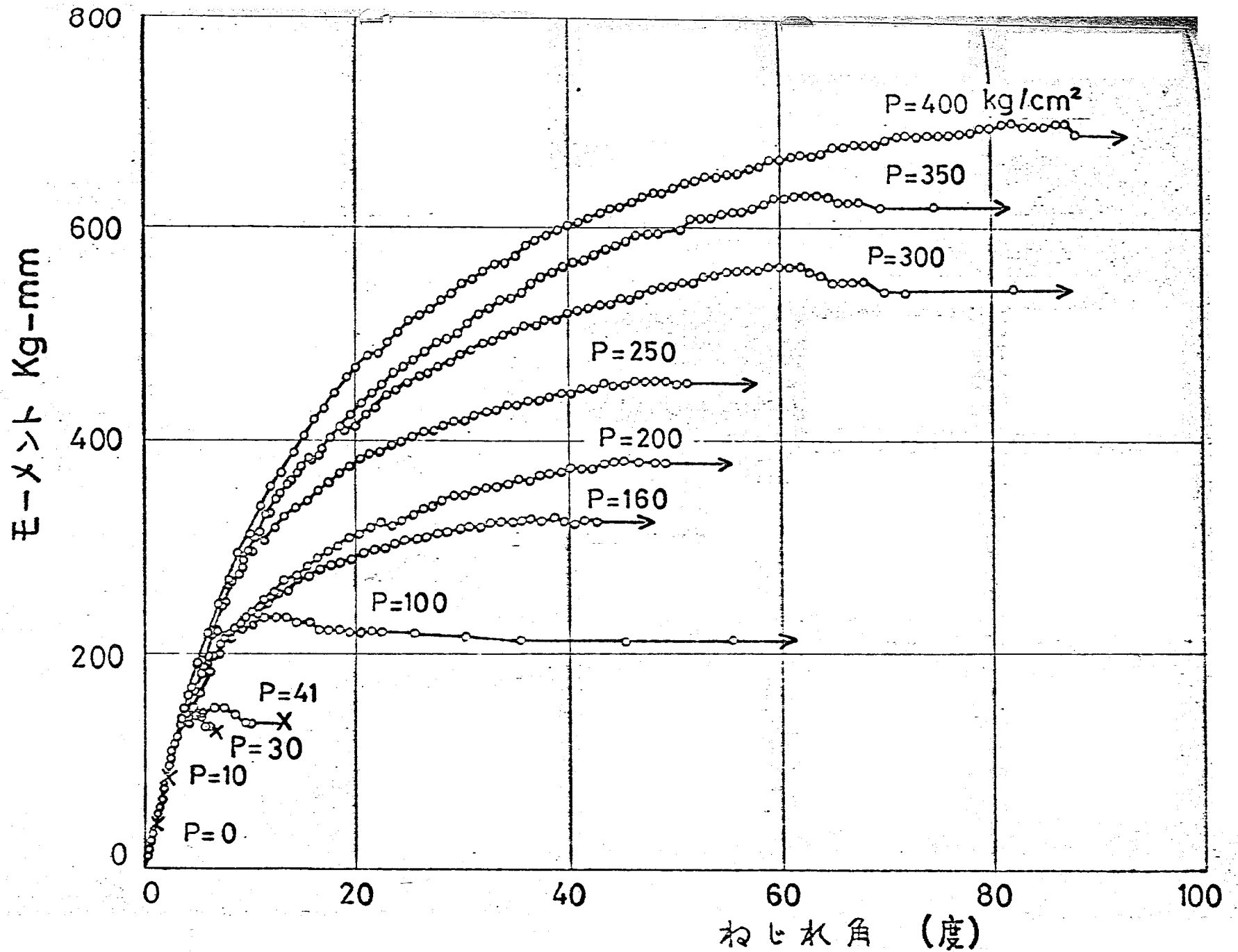
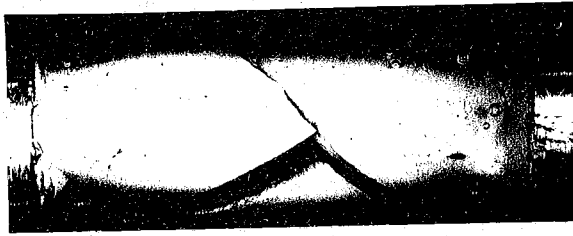
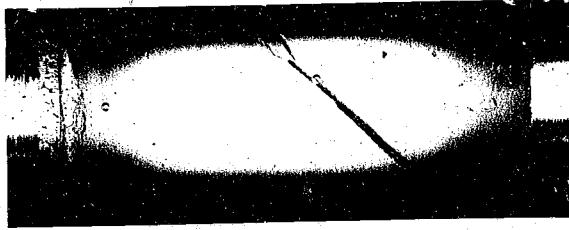


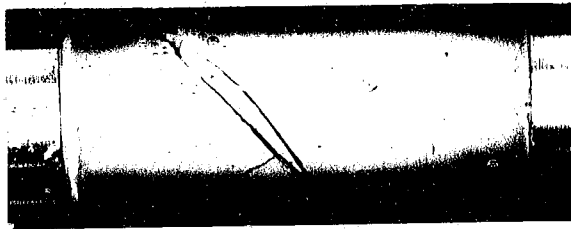
図5-2. チョ-7中実田筒のモーメント-ねじれ角線図



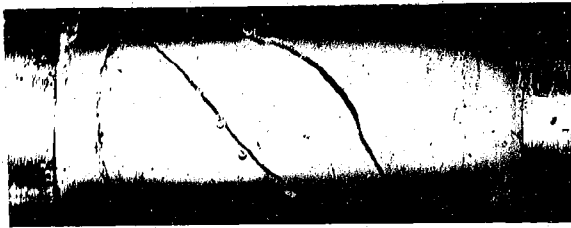
(a) 0 kg/cm^2



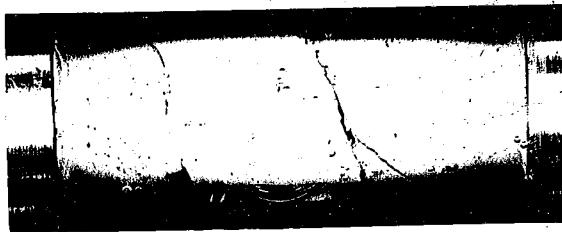
(b) 10 kg/cm^2



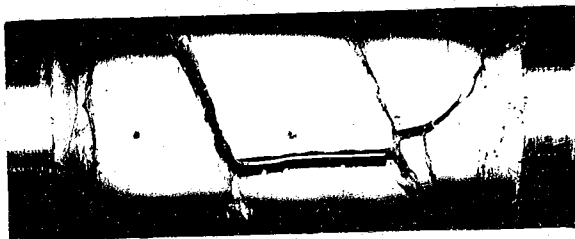
(c) 15 kg/cm^2



(d) 30 kg/cm^2



(e) 65 kg/cm^2

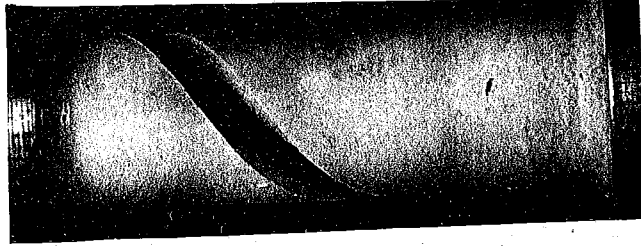


(f) 80 kg/cm^2

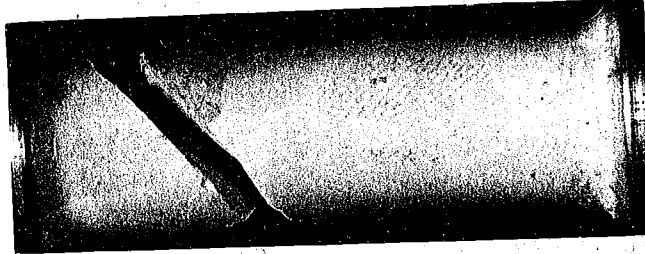
図5-3 チョーク中空円筒の石皮壊れ例



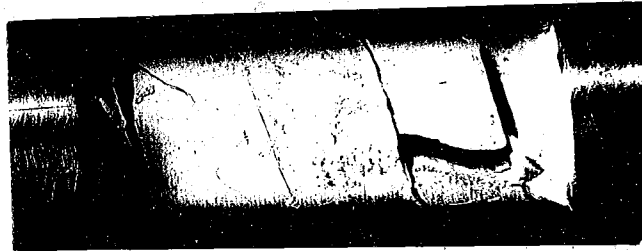
(a) 0 kg/cm²



(b) 10 kg/cm²



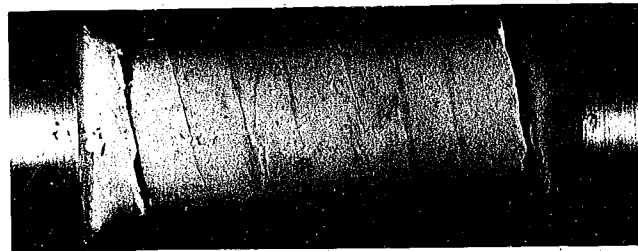
(c) 30 kg/cm²



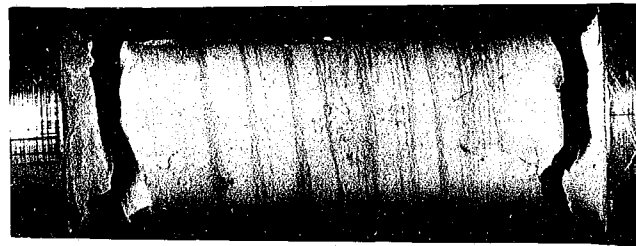
(d) 65 kg/cm²



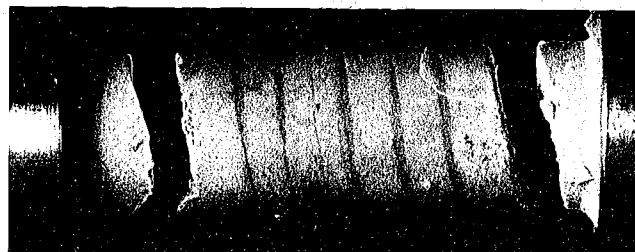
(e) 81 kg/cm²



(f) 160 kg/cm²



(g) 300 kg/cm²



(h) 400 kg/cm²

図 5-4 43-7 中実円筒の破壊例

角を破壊角といふことにする) は、図5-3(a), (b), (c), (d) 及び図5-4(a), (b), (c) のように、静水圧によってあまり大きく変化してゐないが、静水圧が 30 kg/cm^2 を越え塑性的変形が生じるようになる。図5-3(e) 及び図5-4(d) のように、破壊角は急激に減少してゐる。また、クラックは、何周にもわたって連なつてゐるようになる。さらに高圧になると、図5-3(f) 及び図5-4(e), (f) のように静水圧による破壊角の減少の割合は次第に低下してゐる。

すなわち、被覆のある中実円筒に於いて、 200 kg/cm^2 以上の静水圧下では、約120度までの破壊角を与へても、モータが天中に下がるいれゆる破断は生じなかつた。しかし、約120度までの破壊角を与へた後、モータを降ろし、つぎに静水圧を除去して、試験片を観察するとクラック状のものが生じてゐた。

このようにする場合が図5-4(g)(h) であるが、よく観察すると、 160 kg/cm^2 以下の場合のようにクラックがはつきりしておらず、 $1 \sim 2 \text{ mm}$ の中に無数の微細なクラックが集中してゐるようには見えず。また、図5-4の(g)と(h)では

破壊角(無数の微小なクラックが集中して、
 るように見える $1 \sim 2 \text{ mm}$ の中をもちた線が横
 断面と作る角を、 160 kg/cm^2 以下の(つりした
 クラックの場合と同様に、破壊角と呼ぶ)に
 ほとんど差がなくほぼ5度になっている。

図5-5は被覆のある中空円筒と中実円筒
 の破壊角と静水圧の関係を示したものであり、
 上述の静水圧による破壊角の変化の傾向が明
 らかである。すなわち、中空円筒の破壊角のほう
 が中実円筒の破壊角よりもゆがかに大きくな
 っている。図5-6及び5-7は最高モーメントと静水圧
 の関係を示したものである。ただし、最高モ
 ーメントは、静水圧が 30 kg/cm^2 以下ではほぼ
 弾性的に破壊する場合にその破壊時のモー
 メントを示し、静水圧が 30 kg/cm^2 以上では
 塑性的な変形を伴う場合にはモーメント-
 ねじれ角線図の極大点に於けるモーメントを
 示している。静水圧が高いところでは、最
 高モーメントはほぼ直線的に上昇している。
 しかし、上昇の割合は 30 kg/cm^2 以下の場合
 よりもゆがかになっている。

以上はゴムで被覆した場合の結果である

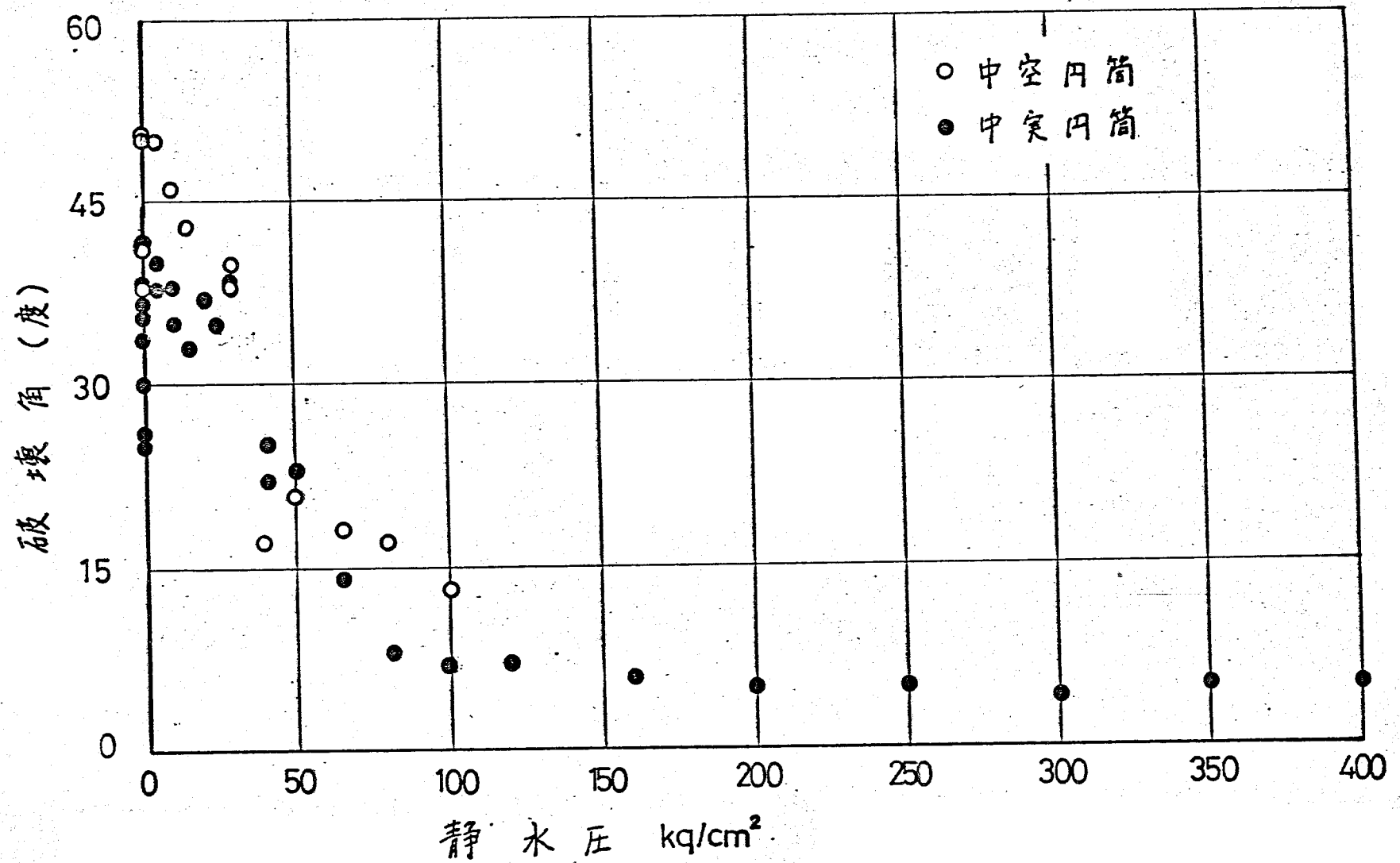


図5-5 千ヨ-7の破壊角と静水圧の關係

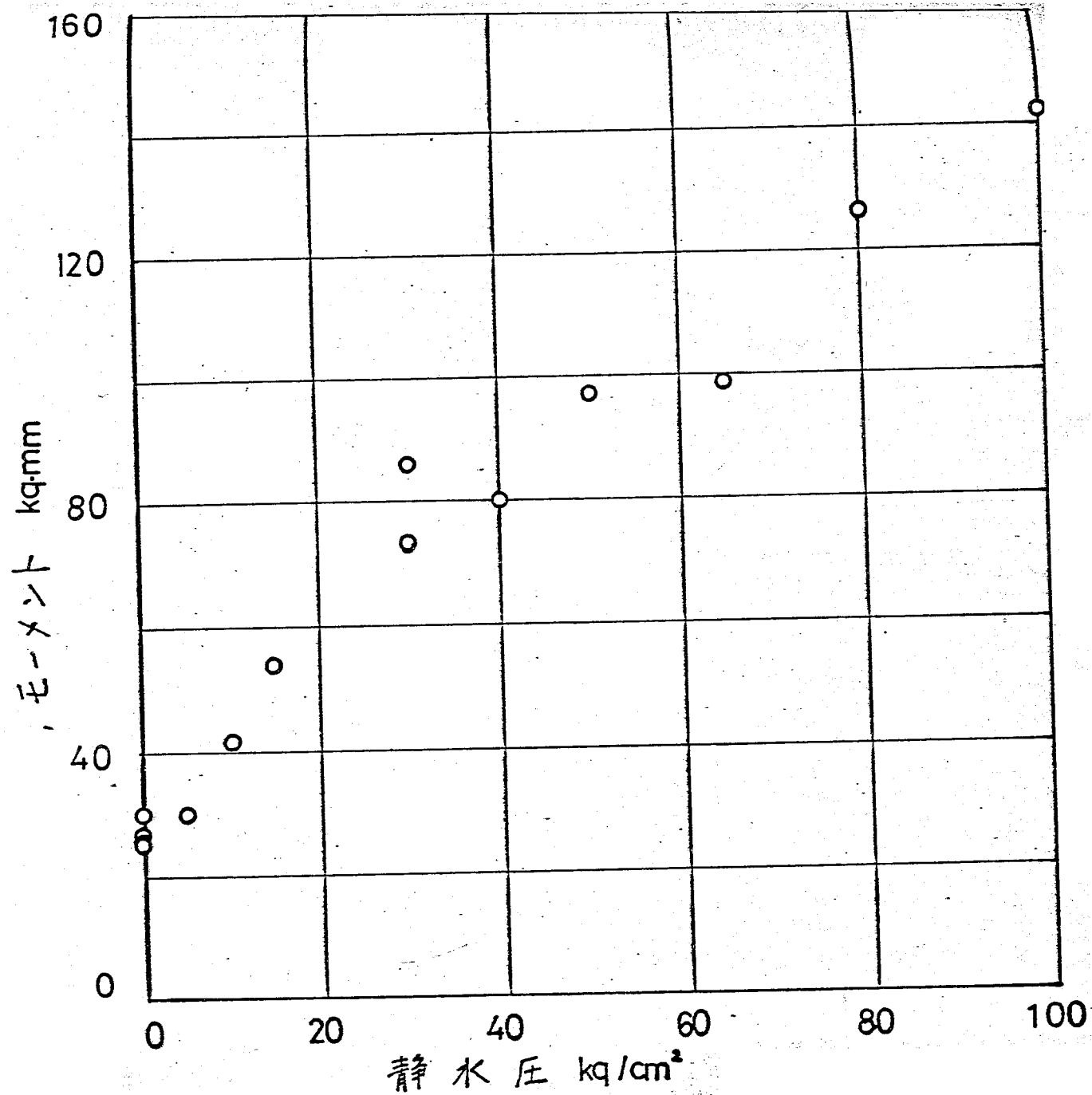


図5-6 予ヨーク中空円筒の最高モーメントと静水圧の関係

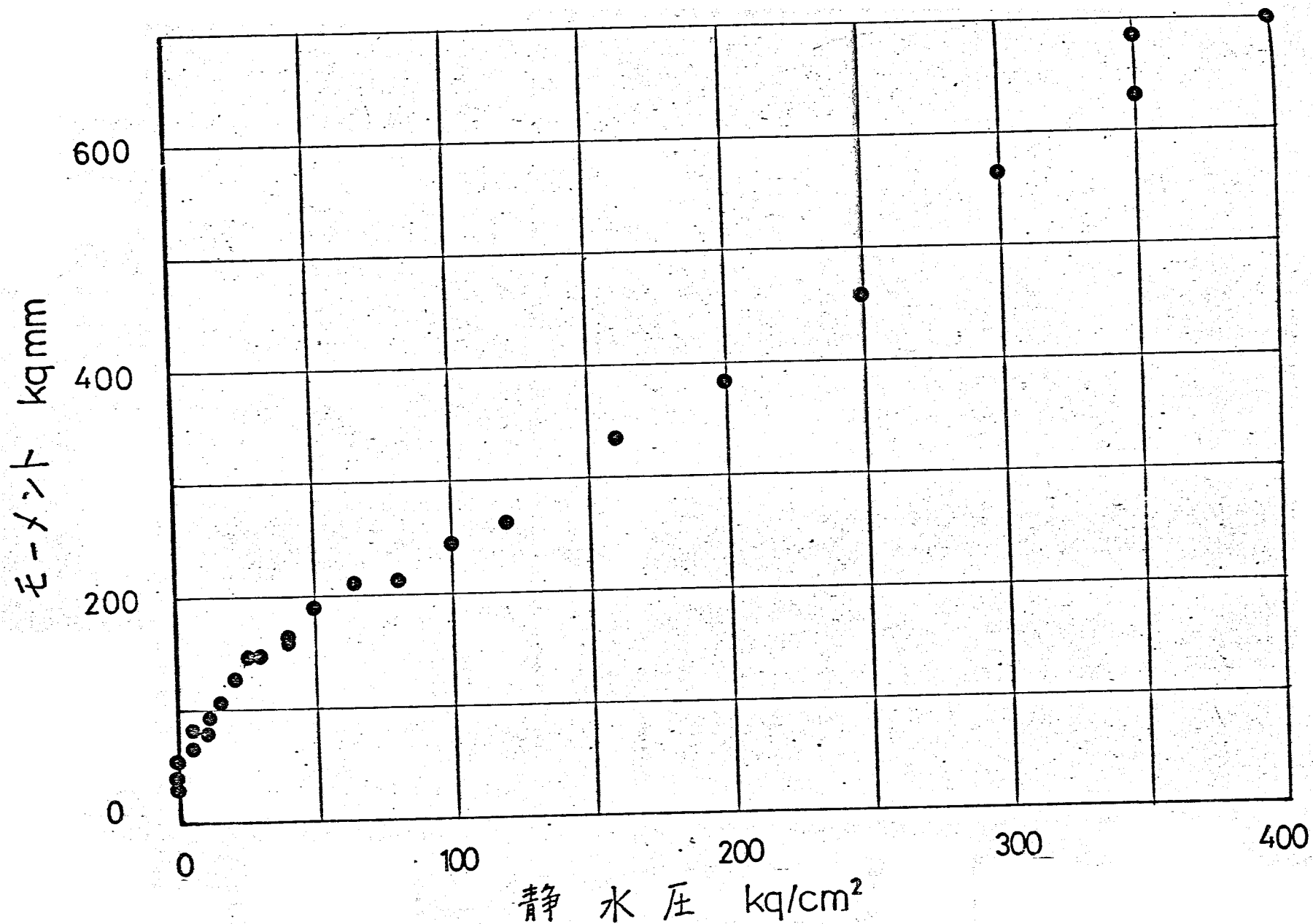


図5-7 千ヨ-7中実内筒の最高ε-maxと静水圧の関係

が、被覆のない中実円筒の場合には、被覆のある場合と異り、モーメント-ねじれ角線図に対して静水圧の影響はほとんど認められなかった。また、破壊モーメントおよび破壊角は大気圧下におけるものとほぼ同じであった。このことは前章の理論によって説明することが出来る。表5-1~表5-3に第4章の結果をも含め、4.2-7の実験結果を示す。表5-2と表5-3を大気圧下の最高モーメントについて比較すると、被覆のある場合は平均40.5 kg-mmであり、被覆のない場合は平均41.0 kg-mmであるから両者の間にはほとんど差異がなく、被覆が試験片のねじり強さに対する影響は無視できるほど小さいことを知ることが出来る。

5.4 考察

前節で明らかになったように、被覆のある場合 30 kg/cm^2 以上の静水圧下においては、弾性的な変形が生じ、モーメント-ねじれ角線図に極大点が存在するようになる。また、静水圧によって破壊角は減少し、フックは河周にもわたって連なるようになる。二二

表1 中空円筒の実験結果(被覆あり)

試験片 番号	内径 d_i mm	外径 d_o mm	静水圧 p kg/cm ²	最高モーメント M_{max} kgmm	破壊角 φ 度
1	8.01	11.01	0	27.2	38
2	7.99	11.01	0	26.0	50
3	7.99	11.01	0	30.3	50
4	8.00	10.99	0	27.9	41
5	7.99	11.00	5	30.1	50
6	8.01	11.01	10	41.8	46
7	7.99	10.99	15	53.9	43
8	8.02	11.01	30	86.5	40
9	8.00	11.01	30	73.7	38
10	8.00	11.00	40	80.3	17
11	8.00	11.00	50	97.3	21
12	7.99	11.01	65	99.4	18
13	8.00	11.00	80	126.4	17
14	8.00	11.01	100	142.4	13

表2 中実円筒の実験結果(被覆あり)

試験片 番号	外径 d_o mm	静水圧 p kg/cm ²	最高E- σ 点 M_{max} kg/mm	破壊角 ϕ 度
1	11.0	0	40.4	38
2	11.0	0	42.4	42
3	11.0	0	30.3	37
4	11.00	0	32.3	36
5	11.00	0	31.6	26
6	11.01	0	40.7	30
7	11.00	0	55.0	25
8	11.00	0	51.0	34
9	10.96	5	60.0	38
10	10.99	5	77.0	40
11	11.00	10	73.0	35
12	11.0	11	86.1	38
13	11.00	15	99.0	33
14	11.00	21	122.0	37
15	11.00	25	140.0	35
16	10.99	30	142.1	38
17	10.99	41	155.8	22
18	11.00	41	153.0	25
19	10.99	50	182.0	23
20	11.00	65	204.0	14
21	11.00	81	205.8	8
22	11.01	100	236.3	7
23	11.00	120	255.5	7
24	11.00	160	329.0	6
25	11.01	200	382.0	5
26	11.01	250	457.0	5
27	11.01	300	563.9	4
28	10.99	350	683.0	5
29	10.99	350	629.0	5
30	11.00	400	700.0	5

表3 中実円筒の実験結果(被覆なし)

試験 番号	外径 d_o mm	静水圧 p kg/cm ²	最高モーメント M_{max} kg mm	破壊角 °
1	11.0	0	31.1	41
2	11.0	0	32.8	33
3	11.02	0	38.3	35
4	10.98	0	53.8	31
5	10.99	0	49.1	34
6	11.01	100	60.6	39
7	11.02	200	54.0	41
8	11.02	300	36.0	42
9	11.00	400	33.0	37

では、このようなクラックがモーメント-ねじれ角線図などの段階で発生し、いかに進展するのかという問題について実験的に検討してみる。

図5-8(a)は、被覆を施した4本の中実円筒を 100 kg/cm^2 の静水圧下でねじり変形させ、変形の途中種々の段階でそれぞれ除荷して得られたモーメント-ねじれ角線図である。試験片によつて、モーメント-ねじれ角線図は少しづつ異なるが、試験片A(○印)にはモーメント-ねじれ角線図が極大点に達する寸前までねじれ角が与えられていて、試験片B(●印)には極大点を越えた直後までねじれ角が与えられていて、試験片C(⊠印)には極大点を越えて比較的大きなねじれ角が与えられていて、試験片D(▽印)には破断するまでねじれ角が与えられていて、

図5-8(b)は各試験片の試験後の写真である。ただし、これらの写真は、モーメントを除荷し、つぎに静水圧を除去し試験片を圧力容器から取り出し、被覆を溶剤で溶かしてから撮影したものである。図5-8(c)

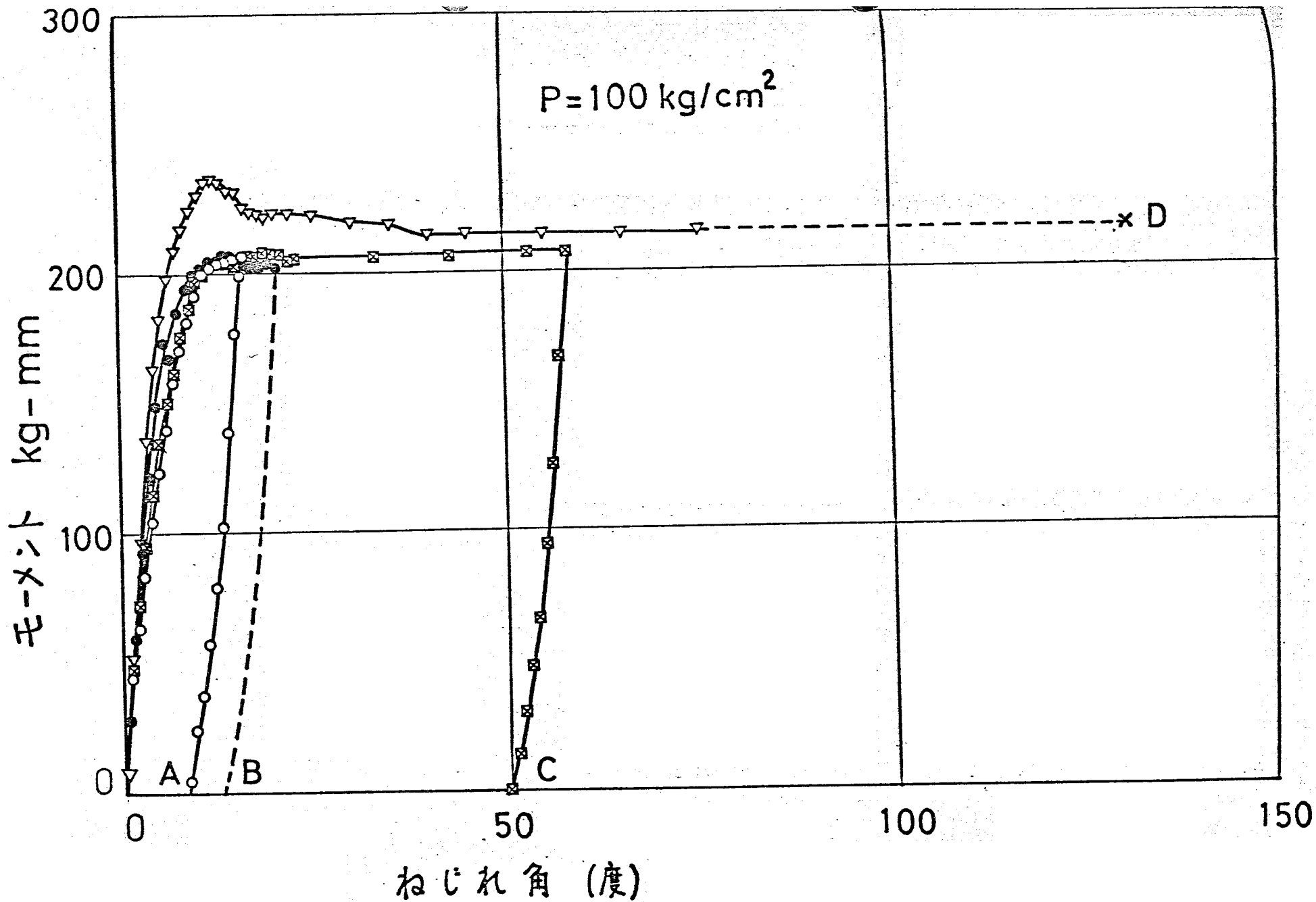
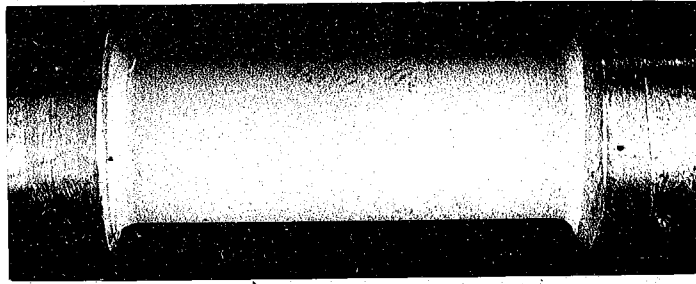


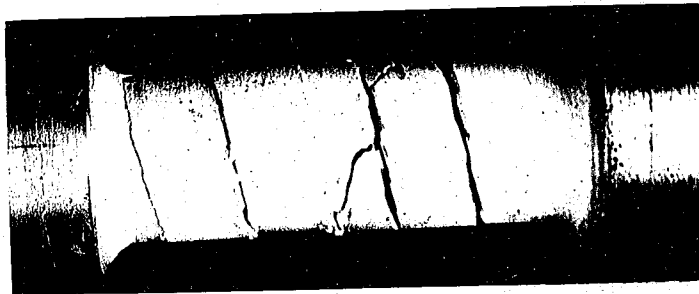
図5-8(a) 千3-7中実円筒の 100 kg/cm^2 下におけるトルク-ねじれ角線図



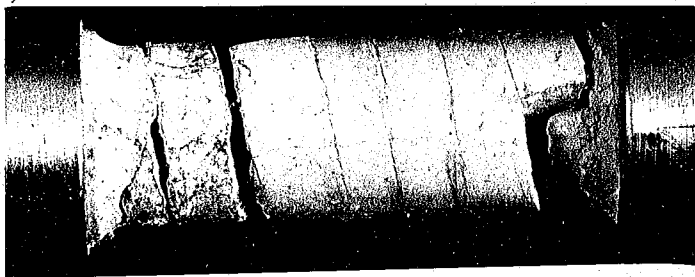
A



B



C



D

図5-8(b) 試験後の各試験片の写真

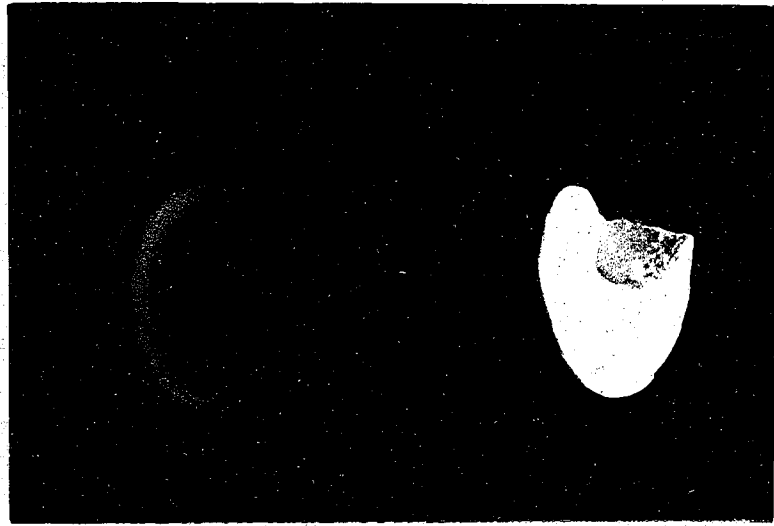


図5-8(c) 試験片Bの破壊面

は試験片Bの破壊面の写真である。

これらの実験結果から、試験片Aにはクラックが認められず、試験片Bには認められるので、クラックが生ずるのはモータ-ねじれ角線図の極大点付近であることがわかる。ここで、クラックとは巨視的なクラックを意味するものである。このクラックは図5-8(c)で明らかとなり、中心にまで達して、破壊面はらせん面になっている。また、モータ-ねじれ角線図の極大点付近でクラックが生じたのは、直ちに試験片が破断してしまふことではなく、十分に停止してねじれ角を増やした後に、クラックがらせん状に軸方向に進行していくことがわかる。

クラックが発生した後は、クラックが生じているにも拘らず、試験片は大気圧下における破壊モータ (表5-2より $約740 \text{ kg}\cdot\text{mm}$) よりも大きいモータ (図5-8(a)より $200 \sim 240 \text{ kg}\cdot\text{mm}$) に耐えている。これは、ガラスの3.4.2節の場合と同しく、静水圧が高ければらせん状のクラックが生じても被膜が破れなかり、試験片は静水圧による圧縮

を受けたままの状態であり、密着コイルばねがモーメントに耐えるのと同じような状態になったいるためであると考えられる。

5.5 結言

400 kg/cm² までの静水圧下でクローグのねじり試験を行った。つぎのことが明らかになった。

(1) 被覆のある場合

(a) 30 kg/cm² 以上の静水圧下では、前章で述べた 30 kg/cm² 以下の場合と異なり、塑性的変形が生じモーメント-ねじれ角線図に極大点が存在するようになる。

(b) 静水圧によって、モーメント-ねじれ角線図は上昇し、その極大点のねじれ角も増加する。

(c) モーメント-ねじれ角線図の極大点に達した付近で巨視的クラックが発生し、その後はねじれ角の増大とともにこのクラックが進行する。クラックの角度(破壊角)は静水圧によって減少する。

(2) 被覆のない場合

モーメント-ねじれ角線図、破壊モーメン

ト石よび破壊角は静水圧の顕著な影響を受けず。このことは前章の理論によつて説明できる。

以上のことが明らかになったが、 30 kg/cm^2 以上の静水圧下における被覆のある場合の最高モーメントや破壊角を定量的に説明するには至っていない。この問題は、このように高い静水圧下において、いかなる条件になったときにクラックが進展し始め、どの方向にどのくらい進展したのちに停止するのかという基本的な問題と深く関係している。また、第1章で触れた圧縮荷重下の問題とも深く関連している。また、この問題を確率論的に取扱おうとすれば最弱リンクモデルを基にしている Weibull の仮定は不適当であり、別のモデルが必要となる。基礎的な研究を積み重ねて将来解明すべき問題である。

また、モーメント-ねじれ角線図の極大点に至るまでの塑性的変形の機構についてもまだ不明である。これも将来の問題としたい。

第6章 鑄鉄の力学的挙動

6.1 まえがき

これまででは、大気圧下でほぼ弾性的に破壊するガラスとクォーツについて検討してきたが、この章では、大気圧下においても若干の塑性変形を伴って破壊する鑄鉄について調べた。まず、実験において、静水圧下における応力-ひずみ総図について詳しく調べ、つぎに黒鉛片 (graphite flake) 周辺の塑性変形を析るることにより、静水圧による応力-ひずみ総図の上昇を説明した。なお、静水圧下における鑄鉄の破壊についても検討し、1, 2の知見を得たが、十分説明するまでには至っていない。

6.2 実験方法

試験片は同一湯口から湯を注いで同時に鑄造した3本の $60\text{mm} \times 300\text{mm}$ の鑄鉄丸棒から製作した。加工時に試験片に塑性変形が生じないように切込深さを小さくして旋削したので、120番紙やすりでみがいて仕上げた。熱処理は行っていない。図6-1はこの材料の顕微鏡写真である。試験片の形

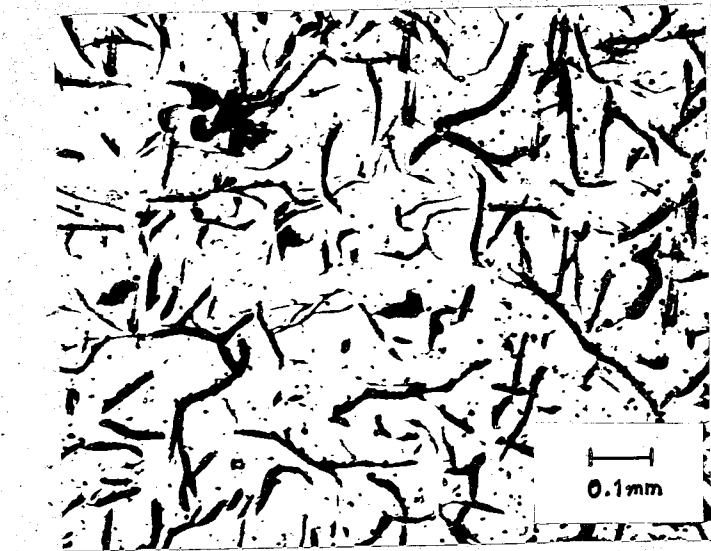


図6-1 鑄鉄の顯微鏡写真

状・寸法を図6-2(a),(b),(c),(d)に示す。(a)は被覆を施さない場合の中実円筒であり、(b),(c)および(d)はゴムの被覆を施す場合の中実円筒および中空円筒である。被覆を施す場合の(b),(c),(d)にはそれぞれ試験片の両端に軟鋼製アタッチメントを接着してある。被覆の方法はガラスやキョークの場合と同じであり、被膜の厚さは約0.5 mmである。

キョークの実験においては、ねじり軸(図2-1の①)の回転角をねじれ角とみなしているの
で、ねじれ角にはトルクバーやピンなど、試験片以外の微小な変形が含まれていた。本節の実験では、応力-ひずみ曲線について詳しく言及するため、トルクバーに於けると同様に試験片にもひずみゲージを貼ってひずみを測定し、試験片以外の変形による誤差を除外した。図6-2(a)の試験片を用いた場合のねじり軸の回転角とひずみゲージに付けた測定したせん断ひずみの関係の一例を図6-3に示す。変形が比較的大きい範囲ではねじり軸の回転角とせん断ひずみは直線関係

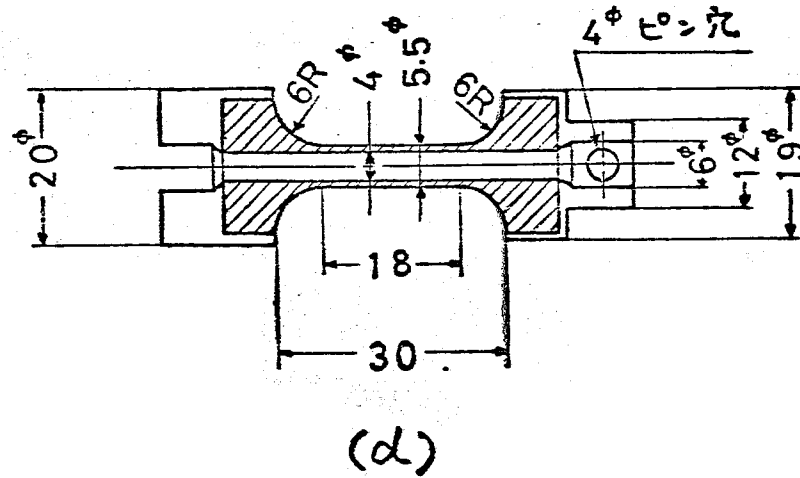
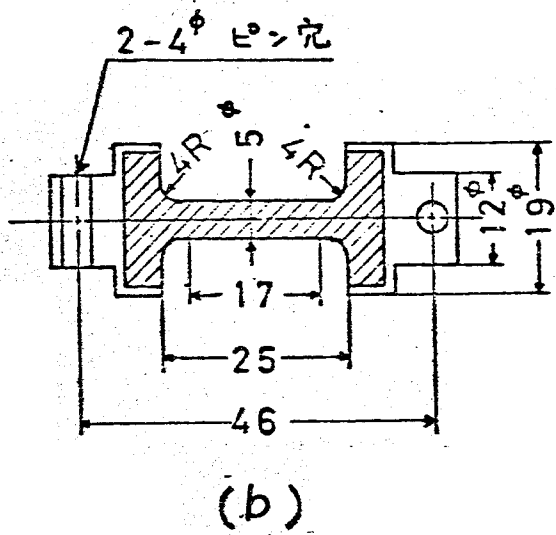
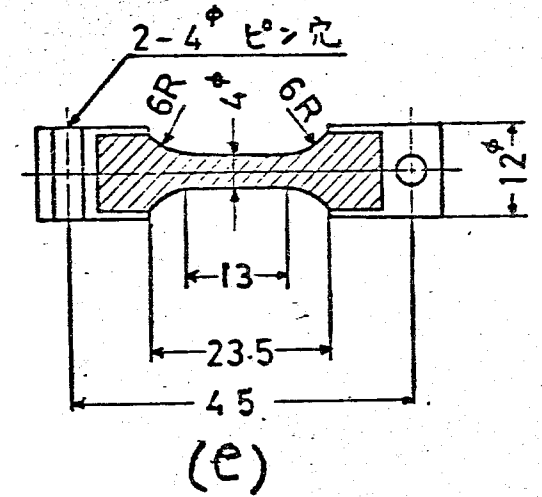
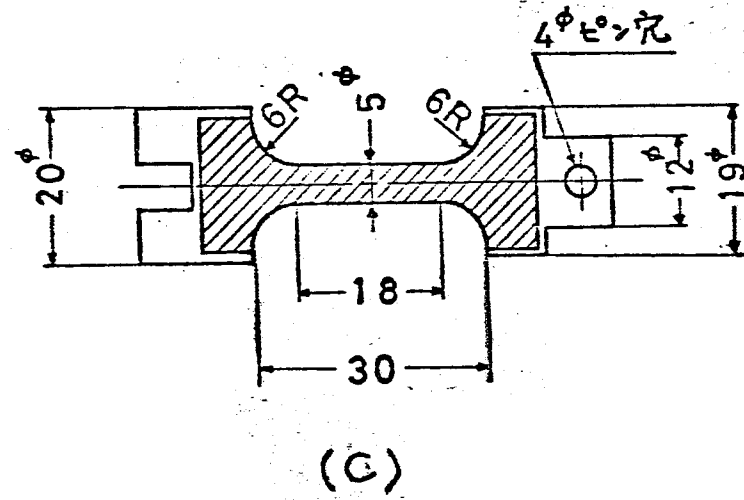
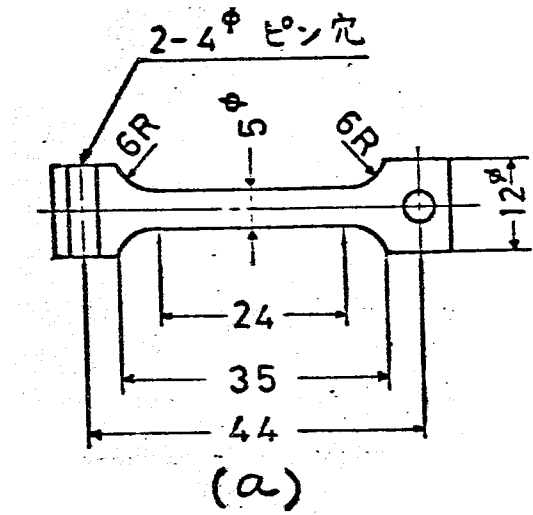


図6-2 鑄鉄の試験片

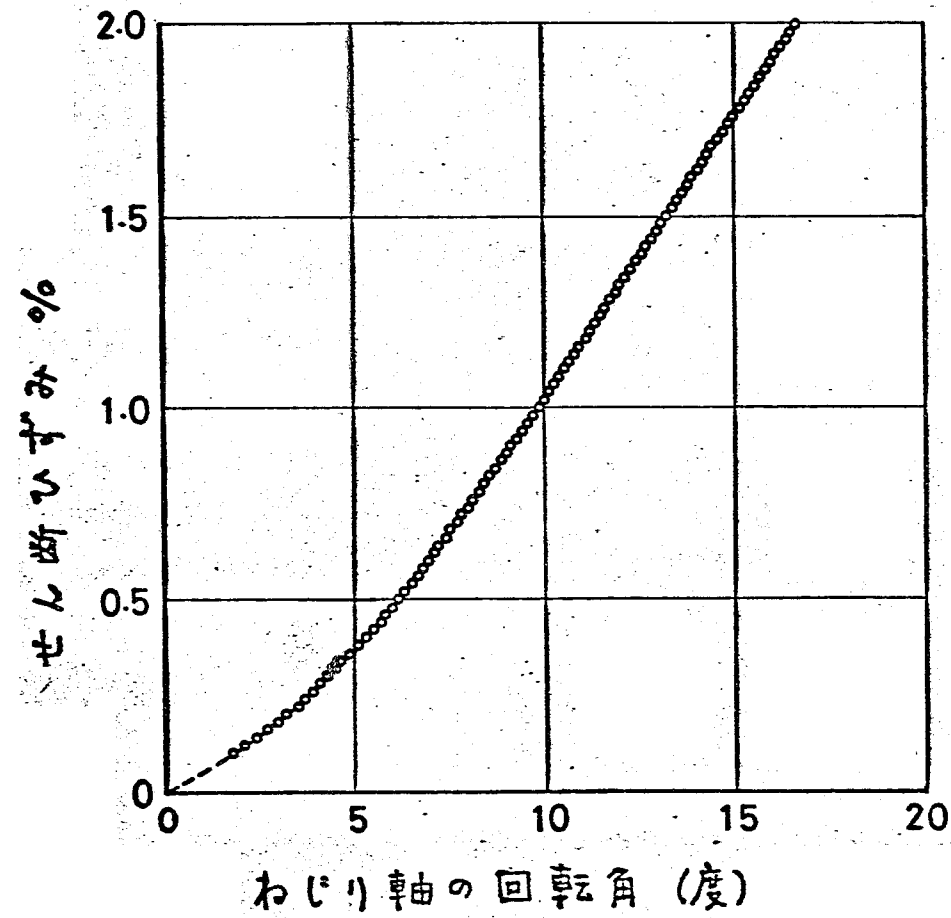


図6-3 ねじり軸の回転角とせん断ひずみの関係

にあるけれども、変形が小さい範囲では直線
 関係からかなりはずれている。したがってひ
 ずりゲージを利用することにより、変形の小
 さい範囲の測定精度を高め得ることがわか
 る。すなわち、トルクバー（表面のせん断ひずり
 がモーメント $1 \text{ kg}\cdot\text{mm}$ 当たり $1.25 \times 10^{-4} \%$ のも
 のを用いた。モーメント-せん断ひずり線図は
 一回に約 0.02% のせん断ひずりを与えた後、約
 1.5分~2分間放置し、モーメントとせん断ひ
 ずりがほぼ平衡状態に達したところでモ
 ーメントとせん断ひずりを測定して求めた。

6.3 実験結果

図6-4は通常の静水圧下で得られたモ
 ーメント-せん断ひずり線図である。ただし、試験
 片は図6-1(a)に示したものであり、被覆は
 施していない。モーメント-せん断ひずり線図は
 静水圧によって上昇し、上昇の割合は高圧に
 なるにしたがって減少している。この結果は
 Crosslandらの結果⁽⁴⁴⁾と一致している。

図6-5は1本の試験片（被覆のない図6-
 1(a)に示したものを）を用いて、まず大気圧下
 で所定のひずりまでねじり変形させた後、荷

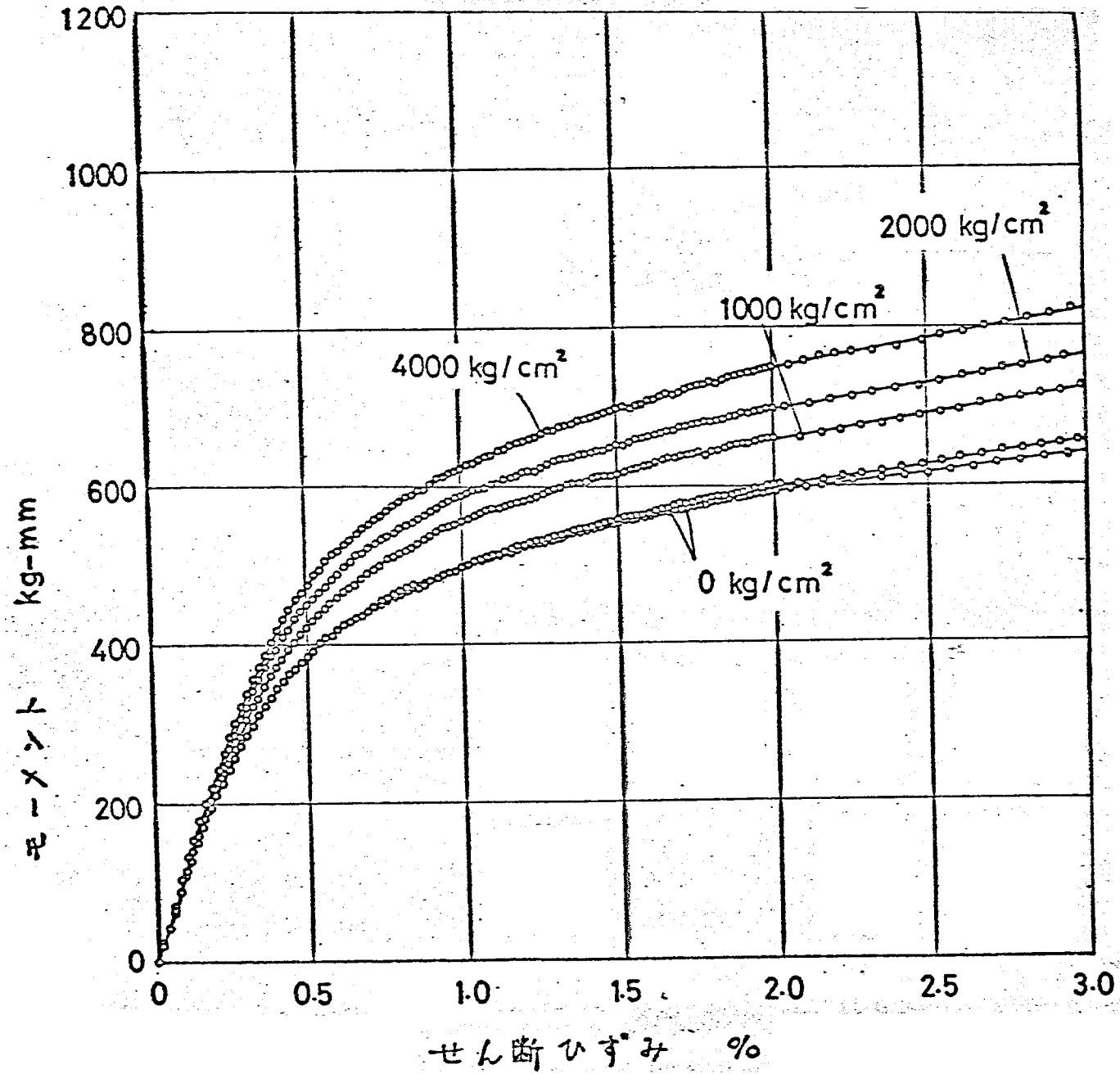


図6-4 鑄鉄のモーメント-せん断ひずみ線図(被覆なし)

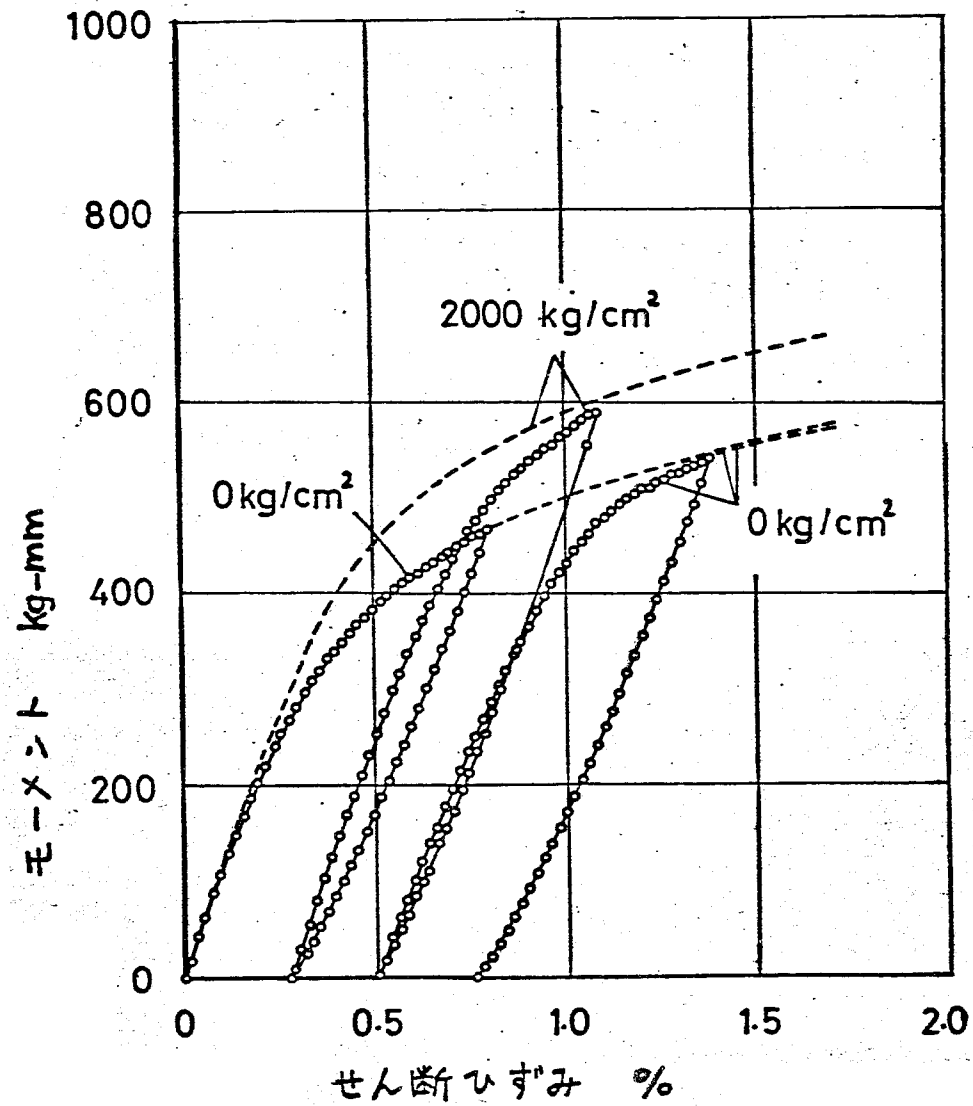


図6-5 鑄鉄の応力の可逆性(被覆なし)(1)

し、つぎに 2000 kg/cm^2 の静水圧を加えてふたたびぬじり変形させ所定のひずみに達したところで除荷し、さらに大気圧下でぬじり変形させたときのモーメント-せん断ひずみ線図である。なお参考のために同図中に図6-4の大気圧下および 2000 kg/cm^2 の静水圧下におけるモーメント-せん断ひずみ線図を破線として書き入れている。

この結果からつぎのことがわかる。大気圧下で与えたひずみが存在しても、静水圧下ではモーメント-せん断ひずみ線図(下最初)から静水圧下で変形させた場合(上の破線)と同じ程度に上昇する。しかし、静水圧を除去してふたたび大気圧下で変形させると、モーメント-せん断ひずみ線図はもとの大気圧下の線図(下の破線)と同じ程度にまで低下する。したがって、静水圧による鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇は静水圧に対してほぼ可逆的現象であるといえる。このことは静水圧を加えたことにより材料内部に塑性的な変化が生ずるために、応力-ひずみ線図が上昇するのではないことを示唆している。

図6-6~6-8は図6-5と同種の実験結果である。これらの結果はいずれも上述の静水圧に対する応力ひずみ線図の上昇が可逆的であることを裏付けている。

以上の結果(図6-4~6-8)は試験片に被覆を施さない場合の結果であったが、図6-9および6-10に被覆を施した場合の結果を示す。試験片はそれぞれ図6-1(a)(b)および(c)に示したものを採用している。なお図中の破線は、参考のために図6-4のモーメント-ねじれ角線図を書き入れたものである。これらの結果から、被覆を施した場合も静水圧による応力ひずみ線図の上昇が静水圧に対して可逆的であることを確認できる。

図6-11は大気圧下および 4000 kg/cm^2 の静水圧下における中空円筒の引張方向および圧縮方向の垂直ひずみとモーメントの関係を示したものである。同系に図6-12は中実円筒の場合である。(試験片は図6-2(c),(d)に示すものを被覆して用いた。垂直ひずみは図6-13に示すように試験片に4枚のひずみゲージを、軸方向に対して $\pm 45^\circ$ の方向および軸心に対してそれぞれ

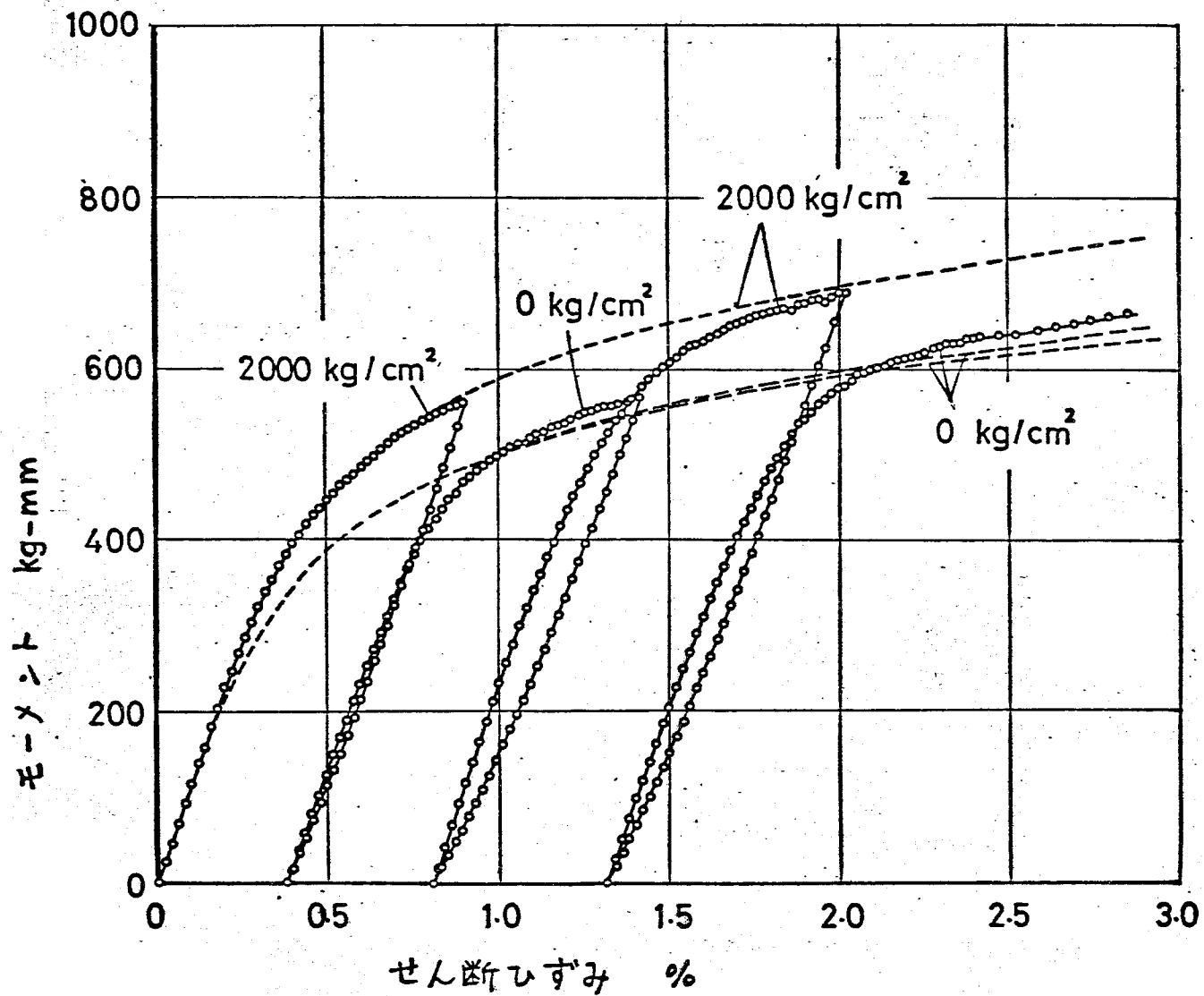


図6-6 鑄鉄の応力の可逆性(被覆なし)(2)

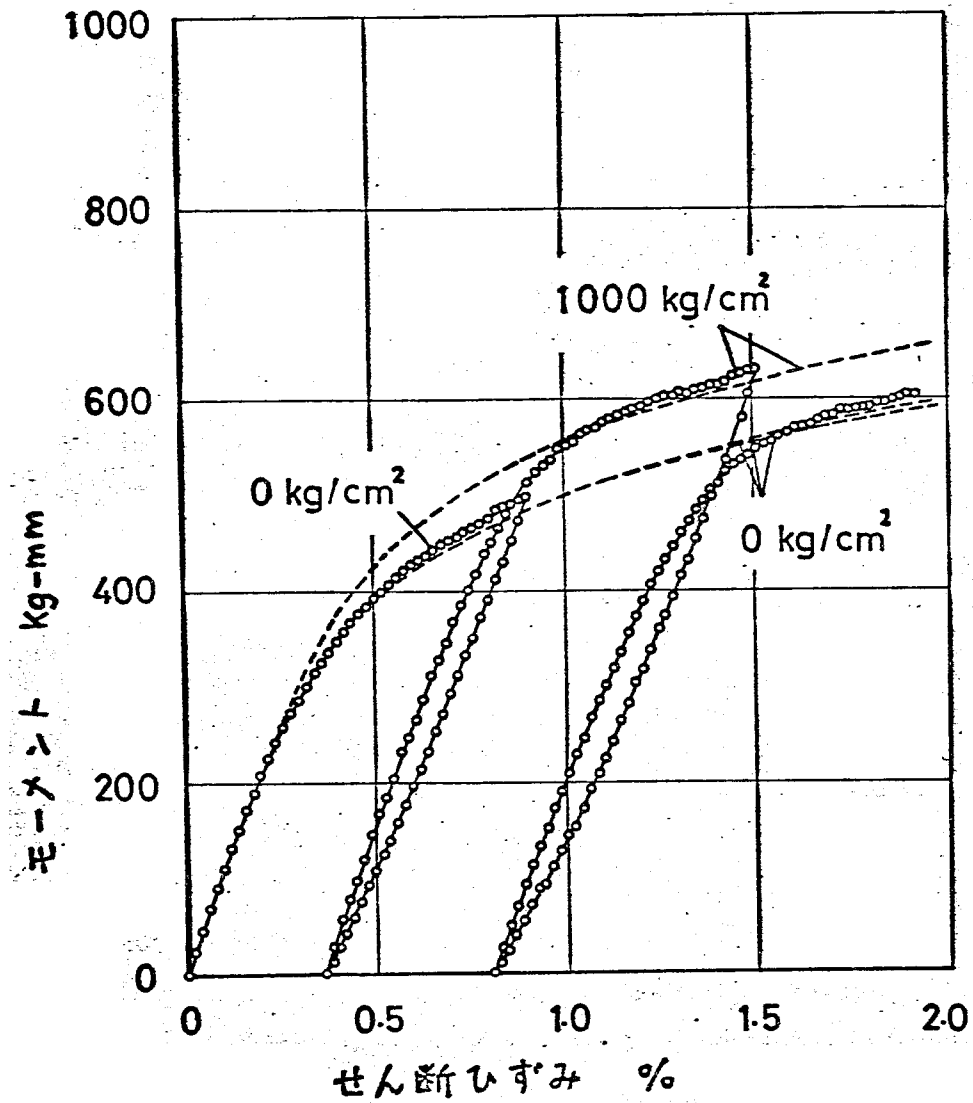


図 6-7 鑄鉄の応力の可逆性 (被覆なし) (3)

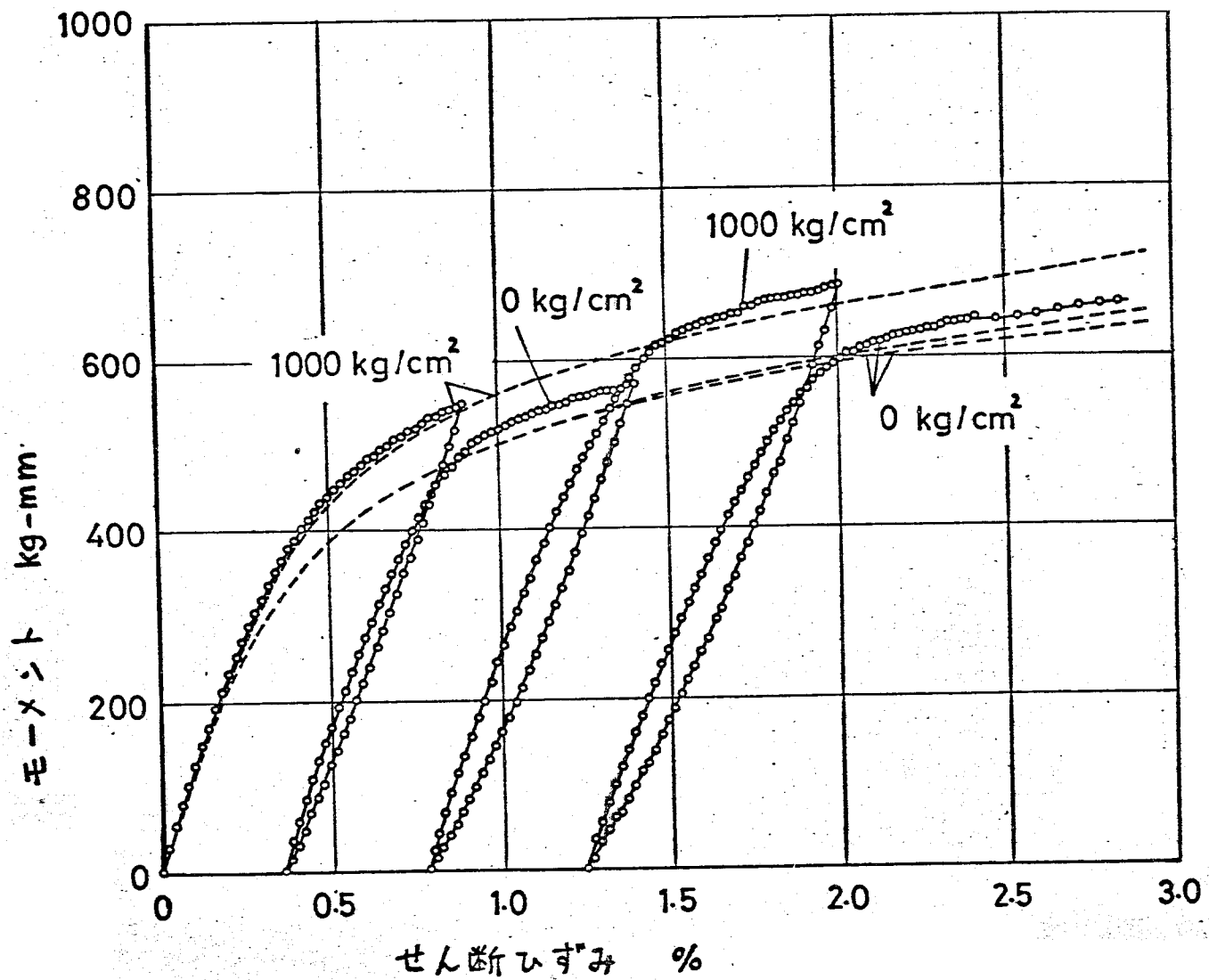


図6-8 鑄鉄の応力の可逆性 (被覆なし) (4)

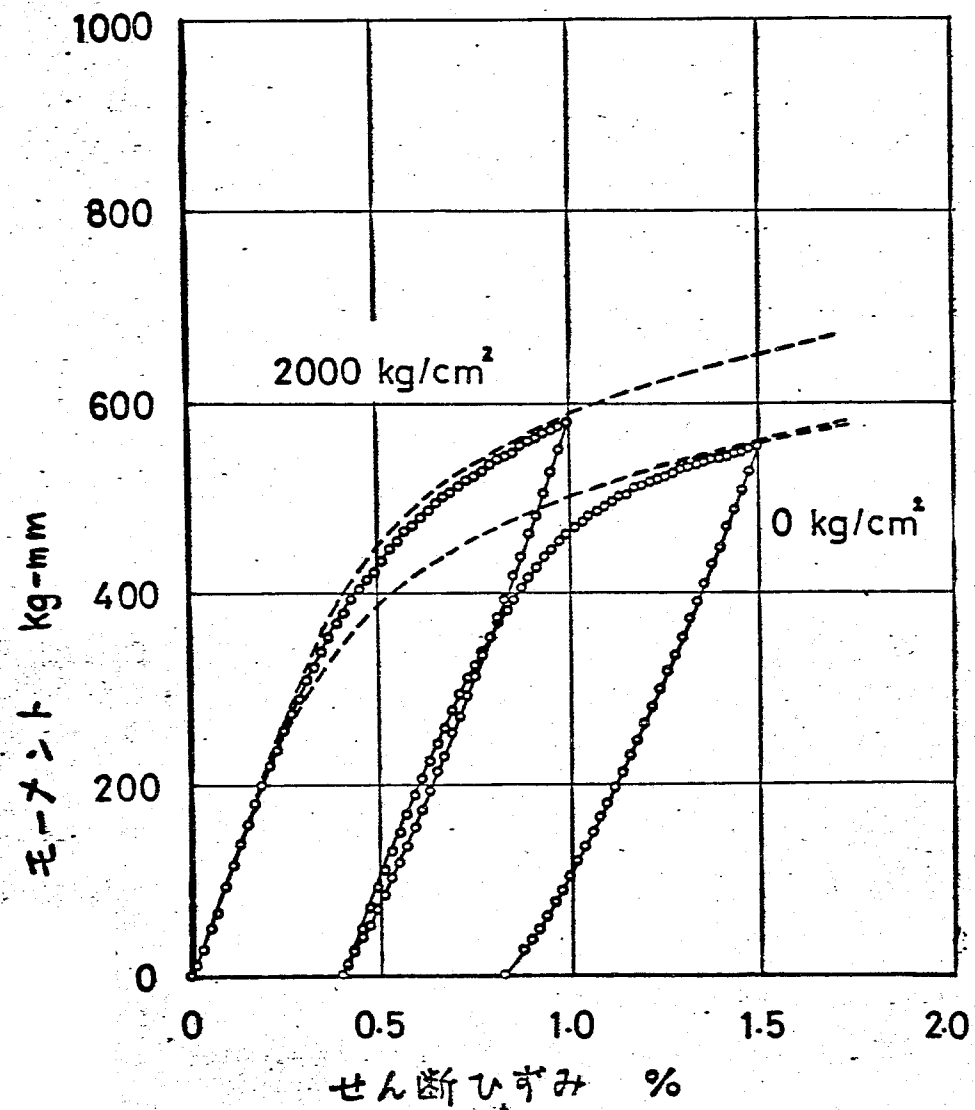


図6-9 鑄鉄の応力の可逆性 (被覆あり)(1)

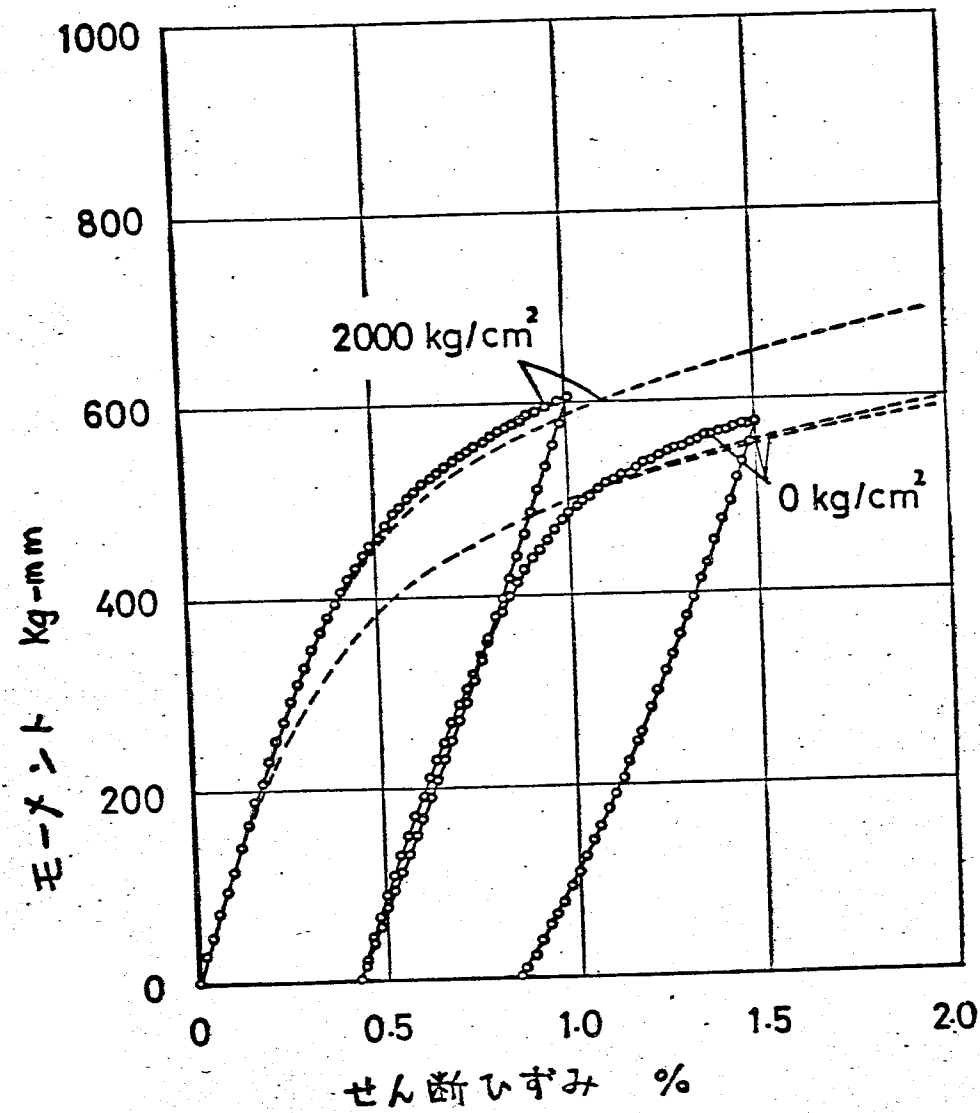


図6-10 鑄鉄の応力の可逆性(被覆あり)(2)

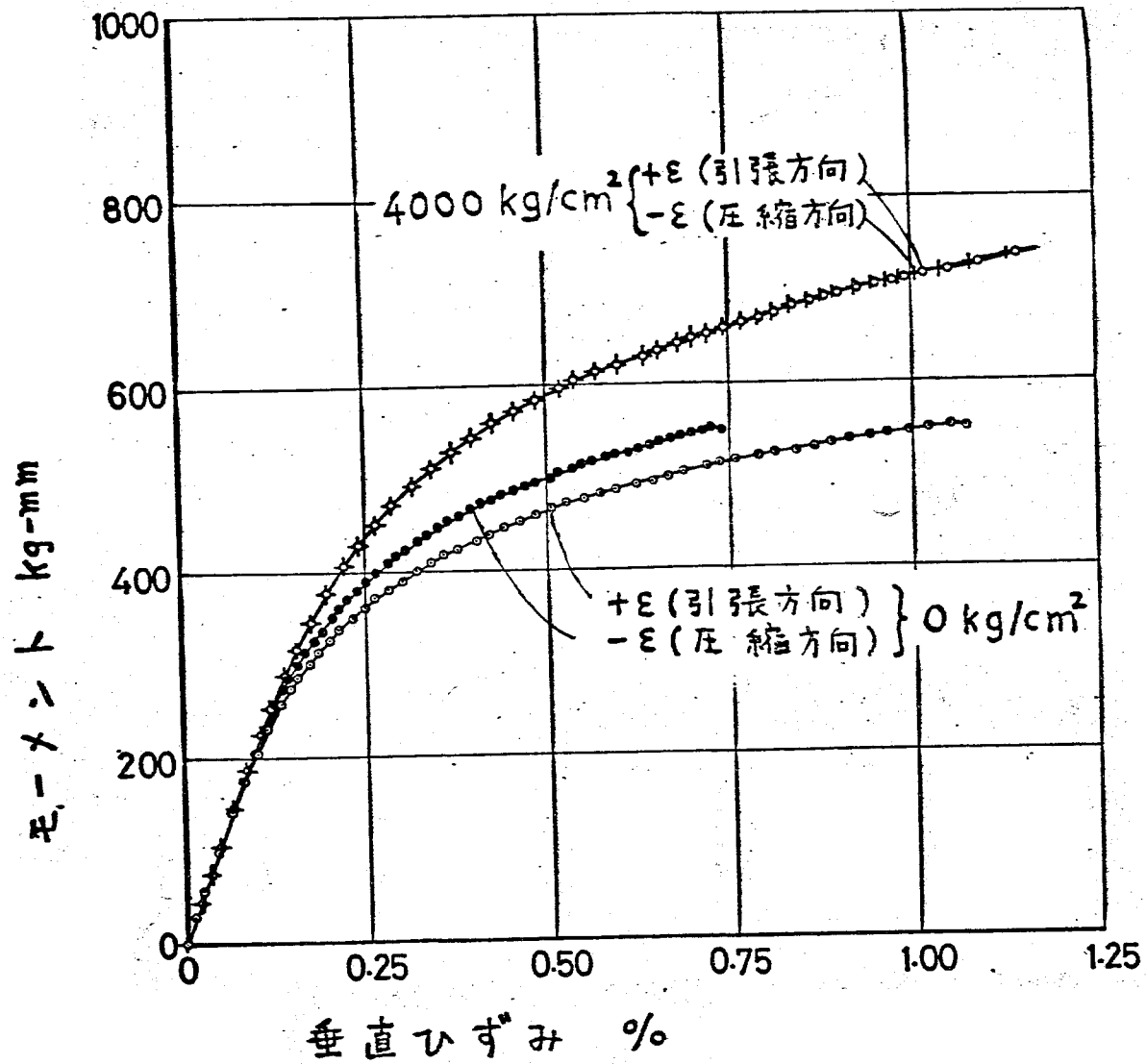


図6-11 垂直ひずみに対する静水圧の影響 (中空円筒)

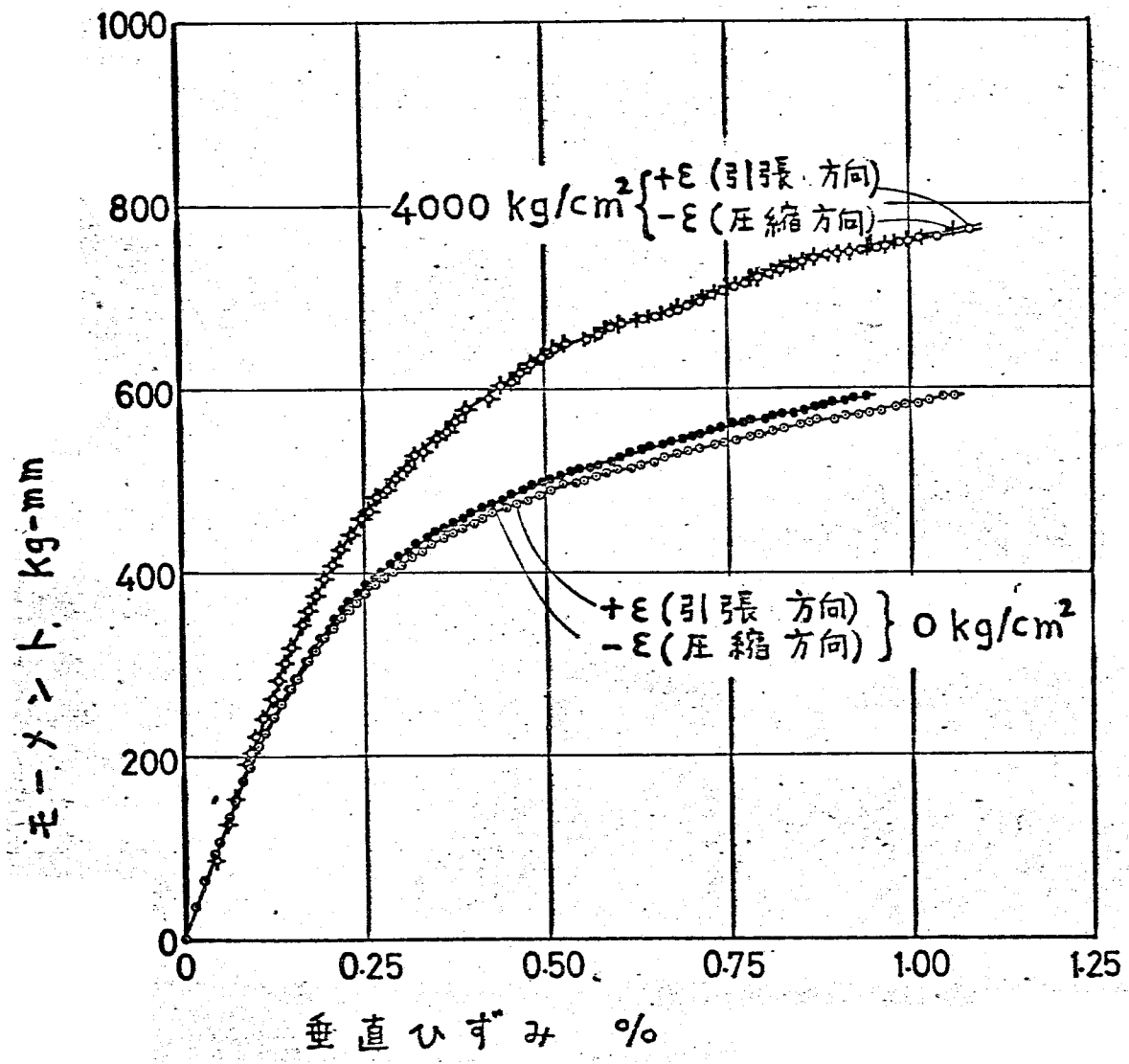


図6-12 垂直ひずみに対する静水圧の影響 (中実丸棒)

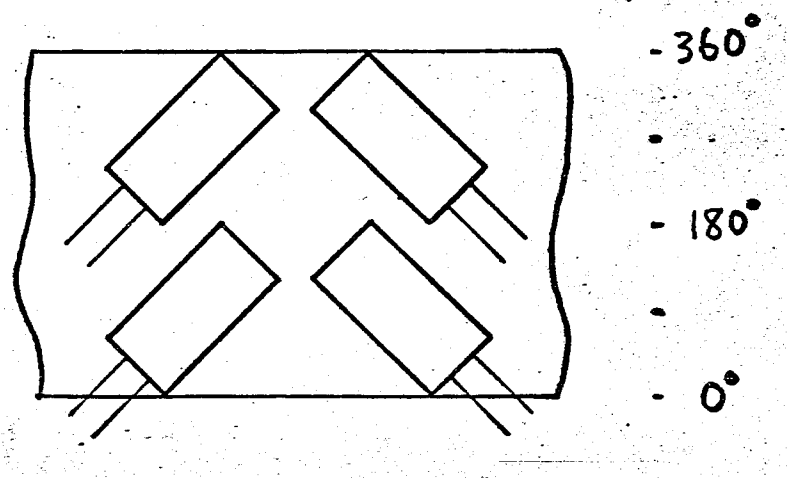


図 6-13 ひずみゲージのはり方 (展開図)

と対称な位置にけり。曲1"に於る誤差を除外して測定した。また、試験片と同種の鑄鉄で作った小片にダミーゲージを1枚被覆し、压力容器の中に入れて、静水圧に於る圧縮ひずみを補償すると同時に、圧力油の温度変化に於る誤差を除去した。

これらの結果から、大気圧下では同一のモメントに対して引張方向の垂直ひずみのほうが圧縮方向の垂直ひずみの絶対値より大きい。4000 kg/cm²の静水圧下では両者の差はほとんど認められず。すなわち、鑄鉄をぬいる際に現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差が静水圧に於て減少することになる。

6.4 考察

上述の実験結果に於り、静水圧に於る鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇は高圧になるにしたがってその割合が低下してゐること及び静水圧に対してほぼ可逆的であることが明らかになった。また、鑄鉄のぬいりのさいに現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差は高圧になるにしたがって減少する

こともわかった。ここでは、これらの実験結果をもとにして、静水圧による鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇の機構について考察する。

応力-ひずみ線図の上昇が静水圧に対してほぼ可逆的であるという実験結果は、静水圧を加えたことにより（静水圧に対して非可逆的を）材質の変化が生じ、そのために応力-ひずみ線図が上昇するのではないことを示唆している。むしろ、ひずみの方向に現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差が静水圧によって減少するという実験結果から静水圧下で応力-ひずみ線図が上昇するのは、鑄鉄の変形の仕方が静水圧によって変化するためであると思われる。鑄鉄の変形には鑄鉄中の黒鉛片が重要な役割を果たすことが知られているが、^{(115)~(122)}図6-1に示したような不規則に分布した複雑な形状をもつ黒鉛片内外の変形や応力をおめるのは困難があるので、モデル化して近似的に考察することは可能。

黒鉛片は、試験片の軸に平行な断面に於いても、軸に垂直な断面に於いても、図6-1と同じように不規則な形状をしているので、立体的

には扁平⁽¹¹⁷⁾でもひらがりを帯びてゐるものと
 同様に扱われる。そこで、黒鉛片の形状は円板
 状であると仮定する。実際の黒鉛片は扁平⁽¹¹⁷⁾
 にはあるが有限の厚さを持つてゐるので、黒鉛
 片先端の凡⁽¹¹⁷⁾の影響を考慮すべきであるが、
 簡単のため厚さを無視することにする。また、
 黒鉛片相互の干渉が鑄鉄の変形に大きな影響
 を及ぼすことが示されるが、これも簡単の
 ため無視し、一つの黒鉛片の凡⁽¹¹⁷⁾について考
 慮することにする。

Cornet⁽¹¹⁷⁾が述べてゐるように、黒鉛の引
 張強さは鑄鉄の地鉄の部分(マトリックス)
 に比べて非常に小さいと示されるので、比
 較的大きな引張応力に対してはクラック(上述
 の仮定により円板状クラック(penny-shaped crack)
)の形成を御まをせるものと示される。い
 づつ、比較的大きな圧縮応力に対しては、黒
 鉛片は圧縮応力をマトリックスに伝へ得るのであ
 る。また、Coffin⁽¹¹⁶⁾が指摘してゐるように
 鑄鉄が高温の溶融状態から室温まで冷却さ
 れるさいに、黒鉛と鉄の膨張係数のちがひ
 により黒鉛片に圧縮の残留応力が生じてい

るものと思われるので、この影響を考慮しなくてはならない。そこでこの問題をモデルと示す。

図6-14の如く、無限遠で一定な主応力 σ_2 、 σ_1 、 σ_3 が働いている物体内中に任意の方向（主応力軸に対する法線の方向余弦を l, m, n とする）をもつ半径 a の円板状クラックが存在する場合を示す。クラック面に垂直な方向を z 軸とし、 z 面上のせん断応力の方向を x 軸とする直角座標系 x, y, z に対して、図6-14の応力状態は図6-15の如きである。クラックが開いているときはクラック面には応力が働いていないが、クラックが閉じているときには、McClintock's⁽⁸⁹⁾に於いて、クラック面に垂直応力 σ_n と摩擦力に等しい応力 τ_f が働くものとする。 σ_2 が一定の引張応力 σ_c に達したときクラックが開き始めるものがあると、垂直応力 σ_n は図6-16の如く、 $\sigma_2 \geq \sigma_c$ で $\sigma_n = 0$ である。また、 $\sigma_2 = 0$ に対しては σ_n は残留応力 σ_R に等しい。また、 σ_2 が負の大きな値（大きな圧縮応力）のときは、上述の如く、黒鉛片は圧縮応力をマトリックスに伝えている

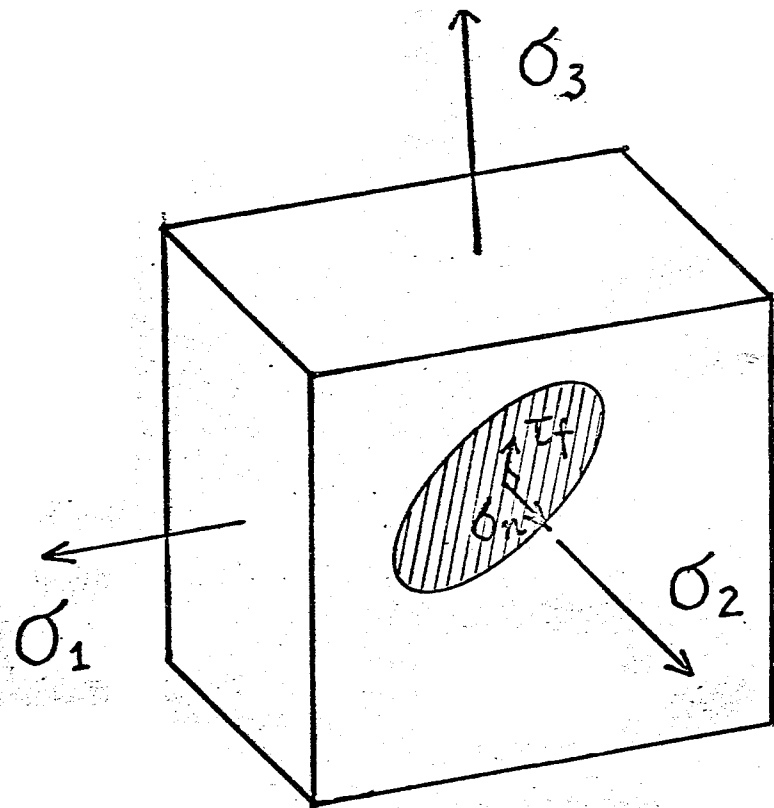


図6-14 円板状の物体が持つ
物体に働く応力

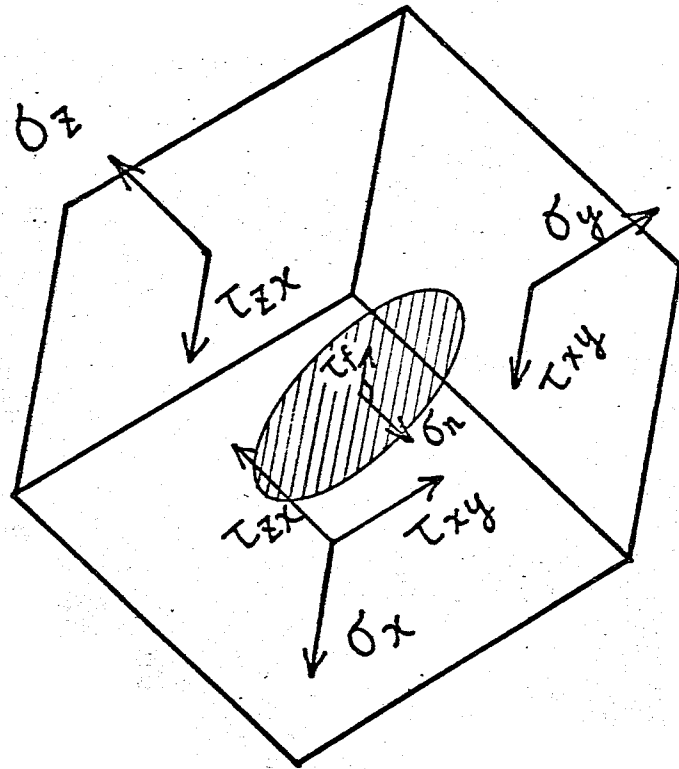


図6-15 図6-14 E 座標変換したときの応力

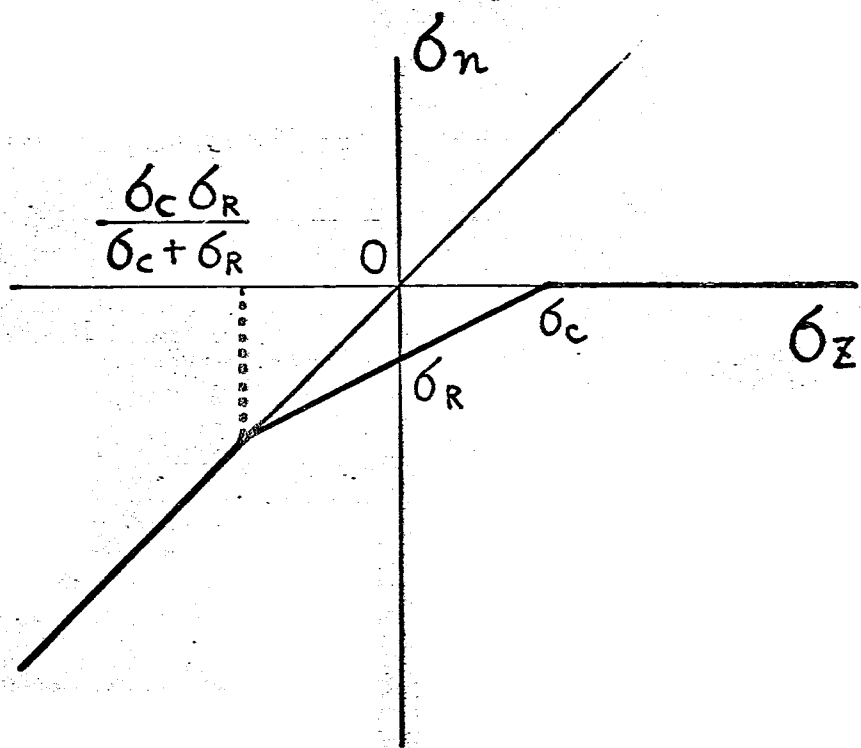


図6-16 σ_z の面に働く垂直応力 σ_n の仮定

と併せられから、 $\sigma_n = \sigma_2$ とする。 σ_2 の絶対値が小さいとすると、 $\sigma_2 = \sigma_c$, $\sigma_n = 0$ の点と $\sigma_2 = 0$, $\sigma_n = \sigma_R$ の点を結ぶ直線で近似することにする。 $|\tau_{zx}|$ が大きいときには、クラックの上下面には相対的にずれを生ずるであろう。このとき、クラック面には垂直応力 σ_n に比例した摩擦力による応力 τ_f が働くものと考える。たとえば、 $|\tau_{zx}|$ がクラック面の最大摩擦力による応力より大きい場合、すなわち $|\tau_{zx}| > |\mu \sigma_n|$ の場合ずれが生ずる（このずれは後述のモード II, III 形のせん断変形に対応している）と仮定し、このとき $\tau_f = -\mu \sigma_n$ とする。ただし、 τ_f の方向は τ_{zx} と同じ方向に採り、 μ は一定とする。いっぽう、 $|\tau_{zx}| \leq |\mu \sigma_n|$ のときは、 τ_{zx} と τ_f はつりあってクラック上下面にはずれが生じないと考え、 $\tau_f = \tau_{zx}$ とする。垂直応力 σ_n と摩擦力による応力 τ_f の上述の仮定を式で書くと下記のようになる。

$$\sigma_n = \begin{cases} 0 & : \sigma_2 > \sigma_c \\ \sigma_R - \frac{\sigma_R}{\sigma_c} \cdot \sigma_2 & : \sigma_c \geq \sigma_2 > \frac{\sigma_c \sigma_R}{\sigma_c + \sigma_R} \\ \sigma_2 & : \frac{\sigma_c \sigma_R}{\sigma_c + \sigma_R} \geq \sigma_2 \end{cases}$$

$$\tau_f = \begin{cases} -\mu \sigma_n & : |-\mu \sigma_n| \leq |\tau_{zx}| \\ \tau_{zx} & : |-\mu \sigma_n| > |\tau_{zx}| \end{cases} \quad (6-1)$$

図 6-15 の クラック 近傍の応力拡大係数は
図 6-17 の場合と同じになる。いま、

$$\left. \begin{aligned} \sigma &= \sigma_z - \sigma_n \\ \tau &= \tau_{zx} - \tau_f \end{aligned} \right\} \quad (6-2)$$

と置き、図 6-17 の記号を用いれば、S 点の
応力拡大係数は S_{ih} ⁽¹²³⁾ に等しい。つまり、このようになる。

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= 2\sigma \sqrt{\frac{a}{\pi}} \\ K_2 &= \frac{4\tau}{2-\nu} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \cdot \cos \varphi \\ K_3 &= \frac{4(1-\nu)\tau}{2-\nu} \sqrt{\frac{a}{\pi}} \sin \varphi \end{aligned} \right\} \quad (6-3)$$

このように、円板状クラック周辺にモード I の開口形変形、モード II, III のせん断形変形の混ざり合った変形状態になっているが、このようにする場合の塑性変形については未だ解析されていないようである。このようにモード I は弾性的におおむね応力が Mises の降伏条件を満足する範囲を近似的に塑性域と考へることはできる。

円板状クラック近傍の弾性応力は、 S_{ih} ⁽¹²³⁾ により、このようになる。

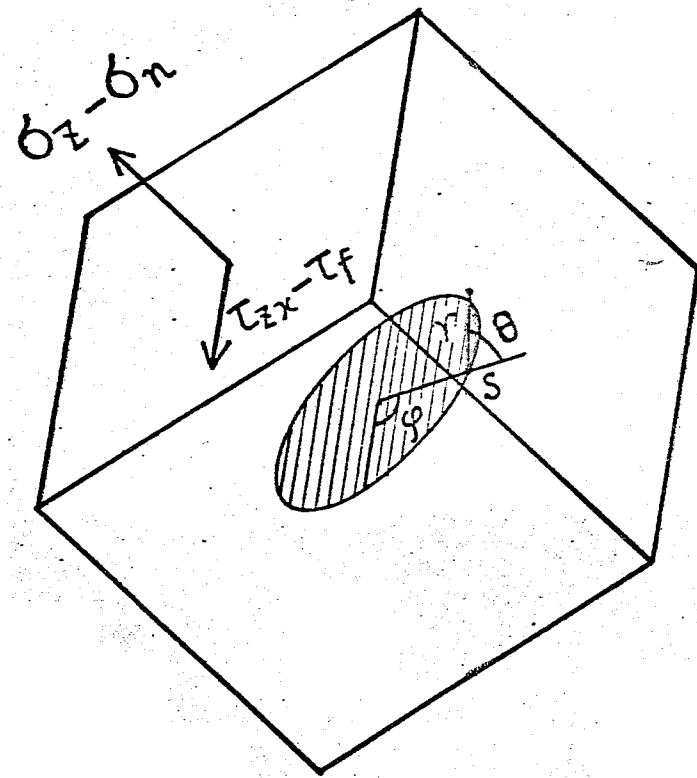


图6-17 图6-15と同じ応力拡大係数 E 手之中心力

$$\sigma_r = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(3 \cos \frac{\theta}{2} + \cos \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$- \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(7 \sin \frac{\theta}{2} + \sin \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$\sigma_\varphi = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cdot 2\nu \cdot \cos \frac{\theta}{2} - \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cdot 2\nu \cdot \sin \frac{\theta}{2}$$

$$\sigma_z = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(5 \cos \frac{\theta}{2} - \cos \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$- \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(\sin \frac{\theta}{2} - \sin \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$\tau_{\varphi z} = \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \cos \frac{\theta}{2}$$

$$\tau_{z\varphi} = \frac{K_1}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(\sin \frac{\theta}{2} - \sin \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$+ \frac{K_2}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \frac{1}{4} \left(3 \cos \frac{\theta}{2} + \cos \frac{5\theta}{2} \right)$$

$$\tau_{r\varphi} = \frac{K_3}{\sqrt{2\pi r}} \cdot \sin \frac{\theta}{2}$$

(6-4)

二二二. 添字 φ の F.V.P は円板状のクラックの
 周上の一点 S における接線および法線の方
 向を表す. ν はマトリックスのポアソン比であ
 る. 式 (6-4) を Mises の降伏条件に代入可
 ると次式を得る.

$$\begin{aligned} \sigma_e^2 = & \frac{1}{\pi r_e} \left[K_1^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} + (1-2\nu)^2 \right\} \right. \\ & + K_2^2 \left\{ -\frac{9}{4} \sin^2 \theta + 3 + \sin^2 \frac{\theta}{2} (1-2\nu)^2 \right\} \\ & \left. + K_1 K_2 \sin \theta \left\{ -(1-2\nu)^2 + 3 \cos \theta \right\} + 3 K_3^2 \right] \quad (6-5) \end{aligned}$$

$r = r_0$ において、 σ_e は、 r_e は、 r_0 の降伏応力
 r_0 の先端から測り、 r_0 は塑性域の長さ
 である。 K_1, K_2 は、 r_0 の先端から測り、 r_0 の降伏
 残りで他は 0 となる。式(6-5)は McClintock⁽¹²⁵⁾ の
 結果と一致する。式(6-5)に式(6-3)を代入す
 ると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sigma^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} + (1-2\nu)^2 \right\} \\ & + \frac{4\tau^2}{(2-\nu)^2} \left[\cos^2 \varphi \left\{ \sin^2 \frac{\theta}{2} \left(-9 \cos^2 \frac{\theta}{2} + (1-2\nu)^2 \right) + 3 \right\} \right. \\ & \left. + 3 \sin^2 \varphi (1-\nu)^2 \right] \\ & + \frac{4\sigma\tau}{(2-\nu)^2} \cos \varphi \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{\theta}{2} \left\{ 3 \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right. \\ & \left. - (1-2\nu)^2 \right\} = \frac{1}{2} \pi^2 \sigma_e^2 \frac{r_e}{a} \quad (6-6) \end{aligned}$$

以後の取扱いは簡単にあり、 $r = r_0$ において

$$\frac{1}{2} \pi^2 \sigma_e^2 \frac{r_e}{a} = A^2 \quad (6-7)$$

$$\tau = \alpha \sigma, \quad -\infty < \alpha < \infty \quad (6-8)$$

と置く。式(6-6)を書き直すとつぎのようになります。

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\sigma}{A}\right)^2 \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} \left\{ 3 \sin^2 \frac{\theta}{2} + (1-2\nu)^2 \right\} \right. \\
& + \frac{4\alpha^2}{(2-\nu)^2} \left[\cos^2 \varphi \left\{ \sin^2 \frac{\theta}{2} (-9 \cos^2 \frac{\theta}{2} + (1-2\nu)^2) + 3 \right\} \right. \\
& + 3 \sin^2 \varphi (1-\nu)^2 \left. \right] \\
& + \frac{4\alpha}{(2-\nu)^2} \cos \varphi \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{\theta}{2} \left\{ 3 \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right. \\
& \left. \left. - (1-2\nu)^2 \right\} \right] = 1 \quad (6-9)
\end{aligned}$$

式(6-9)に於いて、 α が与えられた場合、 τ のグリップ先端から距離 yc のとらえて塑性変形を生じさせるのに必要な最小の応力 σ は θ と φ によって定まる。 α の異なる値に対して σ の最小値を計算し、式(6-8)に代入して τ を求め、両者の関係を図示すれば、図6-18aより主線図を得る。ただし、この線図は xy 軸に対して対称となるので τ が負の領域の線図は省略した。この線図に対応する σ_2 と τ_{zx} は式(6-2)と式(6-1)から図6-19のより主線図となる。この曲線内に接するMohrの応力円を画けば、グリップ先端に一定の塑性域を生じさせるのに必要な主応力 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ および主応力軸に対するグリップの法線 a 方向余弦 l, m, n が求められる。

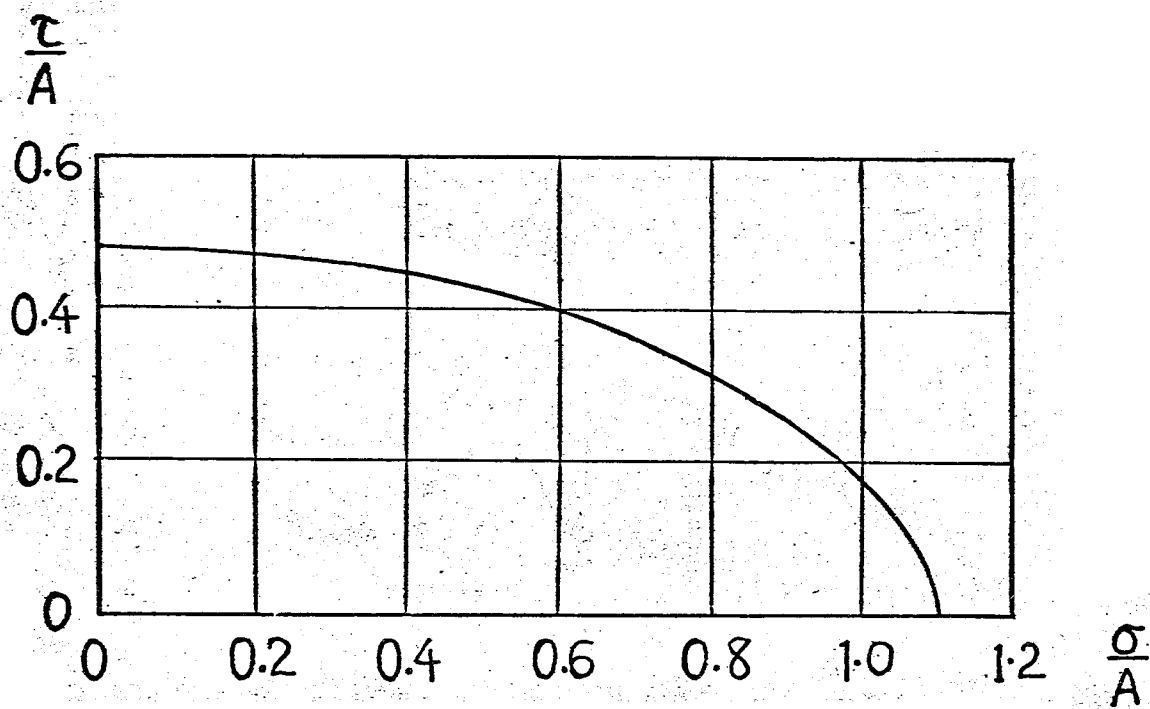


図6-18 一定の塑性域を与えるために必要な
 σ と τ の関係

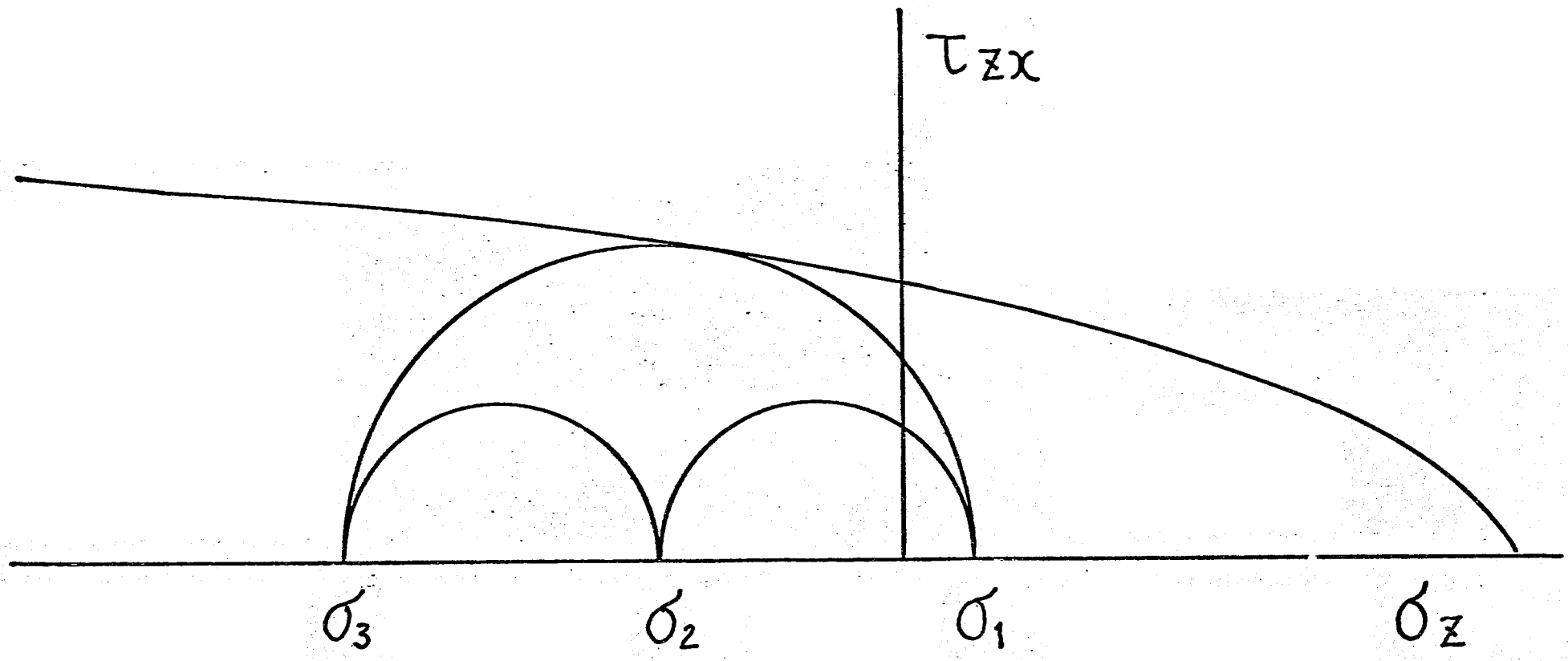


図6-19 図6-18に対応する σ_z と τ_{zx} の関係

静水圧 p 下の中空円筒のねじりでは、 σ_1 、 σ_2 および σ_3 はつきのよりに表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= -p + \frac{2M}{\pi r_m^3} \\ \sigma_2 &= -p \\ \sigma_3 &= -p - \frac{2M}{\pi r_m^3} \end{aligned} \right\} \quad (6-10)$$

ただし、 M はねじりモーメント、 r_m は試験片の半径である。図6-19のMohrの応力円と式(6-10)から、静水圧 p 下において円板状クラック近傍に一定の塑性域を生じさせるのに必要の公称応力 $2M/(\pi r_m^3)$ を知ることが出来る。すなわち、 p と $2M/(\pi r_m^3)$ の関係と求めることが出来る。クラック近傍の塑性域の大きさや試験片の巨視的な意味に与える塑性変形量 ϵ_p との間にはある函数関係が存在するものと考えられる。したがって、上述のよりにして求めた p と $2M/(\pi r_m^3)$ の関係は、試験片にある一定の塑性変形量 ϵ_p を与えるための静水圧と公称応力の関係であると考えることが出来る。ただし、 ϵ_p が比較的大きい場合には、マトリックスに黒鉛片の先端からクラックが

生ずることが考えられる⁽¹²¹⁾ので、上述のモデルによる考え方は ϵ_p の比較的小さい範囲にしか適用できないであろう。いま、種々の静水圧 p の下で試験片を $\epsilon_p = 0.1\%$ だけの塑性変形させるのに必要な公称応力 $(2M/(\pi r_m^3))$ を図6-2および6-4などの実験結果から求め、上述の式 σ_1 にして Mohr の応力円から求めた p と $2M/(\pi r_m^3)$ の関係と比較すると図6-20のようになる。両者は比較的よく一致している。すなわち、鑄鉄の応力-ひずみ線図が静水圧とともに上昇し、上昇の割合が高压になるにしたがって低下するという実験結果は、以上の考察により大略説明されることになり得る。

また、以上の考察によると、公称応力 $2M/(\pi r_m^3)$ は予め試験片に静水圧 p を加えたか否かに依らず、考えられている時点の静水圧によるので、静水圧による鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇が静水圧に対して可逆的であるという6-3節の実験結果を定性的に説明できる。

図6-19において、静水圧 p が増大すると、Mohr の応力円の中心は左方に移動するため、曲線と Mohr の応力円の接点の σ_2 は減少し、

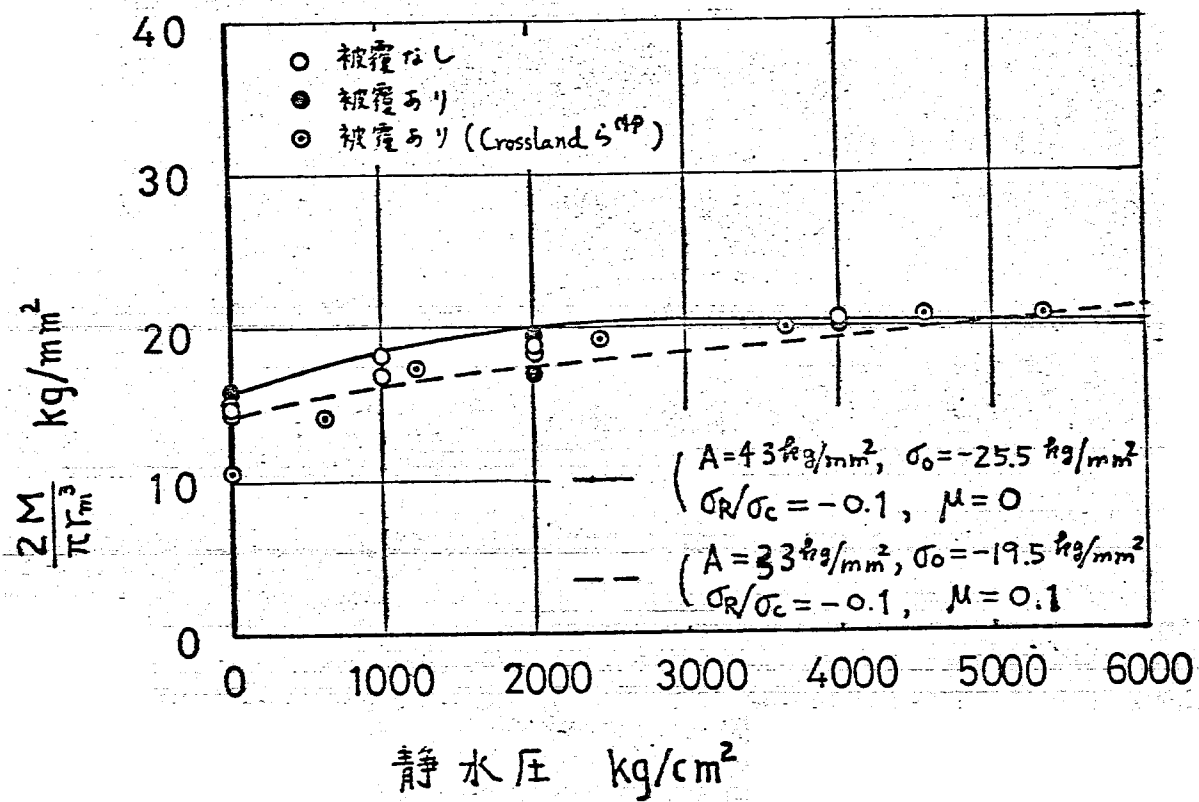


図6-20 静水圧による公称応力の上昇 (計算値と実験値の比較)

τ_{zx} が増大する。その結果、図6-18 または式(6-1)~(6-2) から、 σ が減少し、 τ が増大する二つがわかる。したがって、式(6-3)より開口形状の変形が減少し、せん断形状の変形が増大することがわかる。開口形状の変形では、変形前には体積を持たなかったクラックが変形後には開口するため体積をもつようになる。せん断形状の変形では、変形後も変形前と同じようにクラックは体積を持たない。低い静水圧下で試験片を変形させると、開口形状変形のために試験片の体積は増加する(せん断形状変形も存在しているが体積変化にはあまり関係しない)。高い静水圧下では、上述のように開口形状変形が減少し、せん断形状変形が増大するので、試験片の同じ変形量に伴う体積の増加は低圧の場合よりも少なくなる。ねじり変形のさいには体積変化がないと試験片の引張方向の垂直ひずみ(引張ひずみ)は圧縮方向の垂直ひずみの絶対値(圧縮ひずみ)と等しいが、体積の増加を伴うときは、引張りひずみは圧縮ひずみよりも大きくなる。これらのことから、鑄鉄のねじり変形のさいに現

これらの引張方向と圧縮方向の垂直応力の絶対値の差が静水圧により減少するという前節の実験結果を定性的に説明することができる。

しかし、以上の考察では、前に述べたように、鑄鉄中の黒鉛片のモデルとして1個の円板状のフックを仮定している。黒鉛片相互の干渉、黒鉛片先端の丸みの影響及び黒鉛片の複雑な形状の影響などが考慮されていない。さらに、黒鉛片とマトリックスの間に働く応力として垂直力 σ_n と摩擦力 τ_f を図6-16のように簡単な形で近似し、塑性域を考慮する際には弾性応力を用いて計算しているが、本来黒鉛片の変形も考慮し、マトリックスを弾塑性体として取り扱うべきである。図6-18の線図をみるに、 σ の最小値を与える θ と φ の値は、 $\alpha > 0$ に対して、 $\theta = 90 \sim 180^\circ$ 、 $\varphi = 180^\circ$ となったが、これらの値は上述のことに考慮すると異ってくるものと思われる。また、図6-20に於いて、残留応力 σ は $19.5 \sim 25.5 \text{ kg/mm}^2$ としてあり、大きすぎると思われるが、この値も上述のことを考慮すれば改良されると思われる。したがって、以上の考察

に於り実験結果を定性的に説明することはできたが、定量的に説明するためには、上述の二点を考慮して、さらに精密な解析をする必要があると思われる。

6.5 破壊に関する二、三の実験

前節までは静水圧下の応力-ひずみ線図について検討したが、本節では破壊に関して行った二、三の実験について述べる。これらの実験には、図6-2(e)に示す形状の試験片をゴムで被覆して用いた。

図6-21は種々の静水圧下で破壊までのねじり変形させて得られたモーメント-ねじり角線図である。静水圧に於り、モーメント-ねじり角線図は上昇し、破壊までのひずみが著しく増大してあり、Crossland⁽⁴⁴⁾の結果と一致している。また、大気圧下ではモーメントが最大に達してから直ちに破断しているのに対し、静水圧下ではモーメントが最大に達してから破断するまでにかなりのねじり角を要している。

このことから、大気圧下では破断が急激に起るのに対して、静水圧下では破壊が徐々に進行して破断に至るものと推察される。

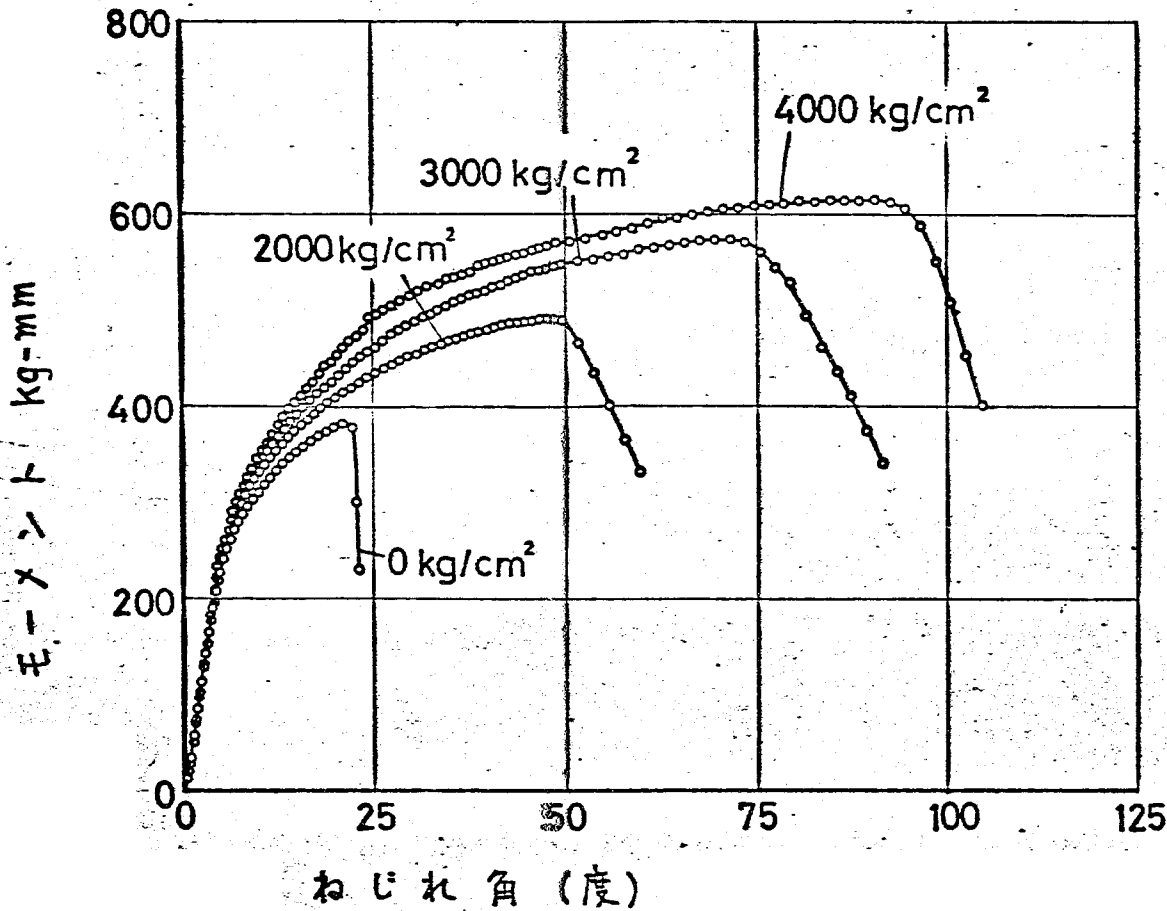
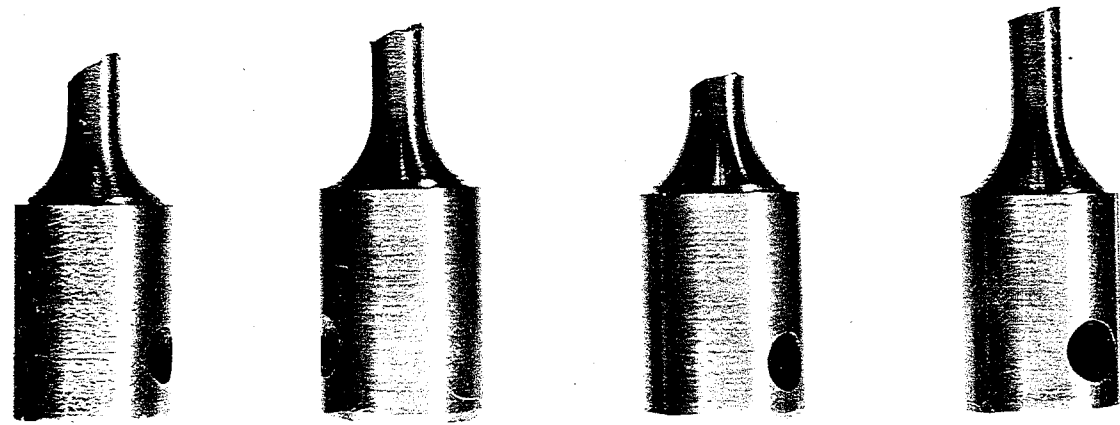


図6-21 鑄鉄のモメント-ねじれ角線図

図6-22は試験後の試験片の写真であり、
 図6-23は破壊角と静水圧の関係を示したものである。静水圧に下って破壊角が減少し、減少の割合は高圧に下るにしたがって低下している。

破壊面を観察すると図6-24(a),(b)に示すように、大気圧下で破壊した試験片はたうとつが深く引張破壊の様相を呈しているのに対して、 4000 kg/cm^2 の静水圧下で破壊した試験片は比較的なめらかでかなりの有べりの形跡がみられる。

図6-25は、まず大気圧下で破壊寸前まで変形させた（ねじれ角18度まで変形させた。そのまねじり続けると約22度で破壊するものと予想される）後除荷し、 4000 kg/cm^2 の静水圧を加えてふたたびねじって破断させて得られたモーメント-ねじれ角線図である。図中の破線は、最初から大気圧下および 4000 kg/cm^2 の静水圧下で変形させて得られた図6-21のモーメント-ねじれ角線図を参考のために書き入れたものである。破壊時のモーメントばかりでなく、破壊時のねじれ角までも、最初から、



0 kg/cm²

2000 kg/cm²

3000 kg/cm²

4000 kg/cm²

図 6-22 鑄鉄の破壊後の試験片

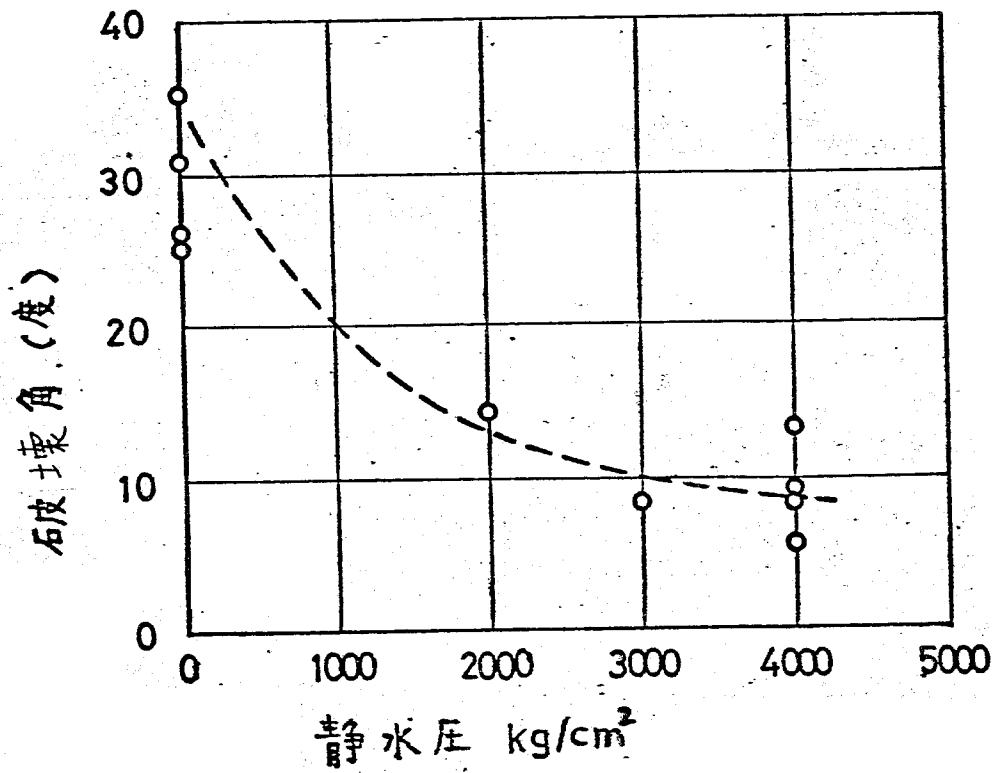
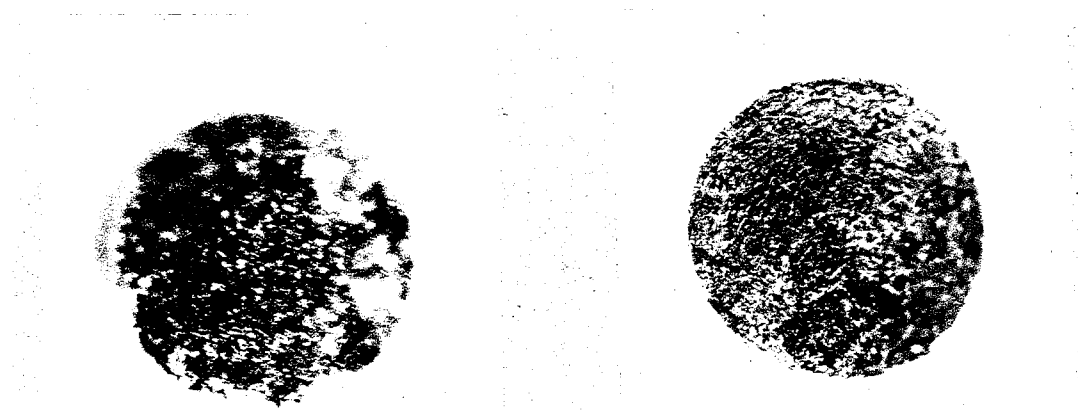


図6-23 鑄鉄の破断角と静水压の関係



(a) 0 kg/cm²

(b) 4000 kg/cm²

图6-24 破壞面

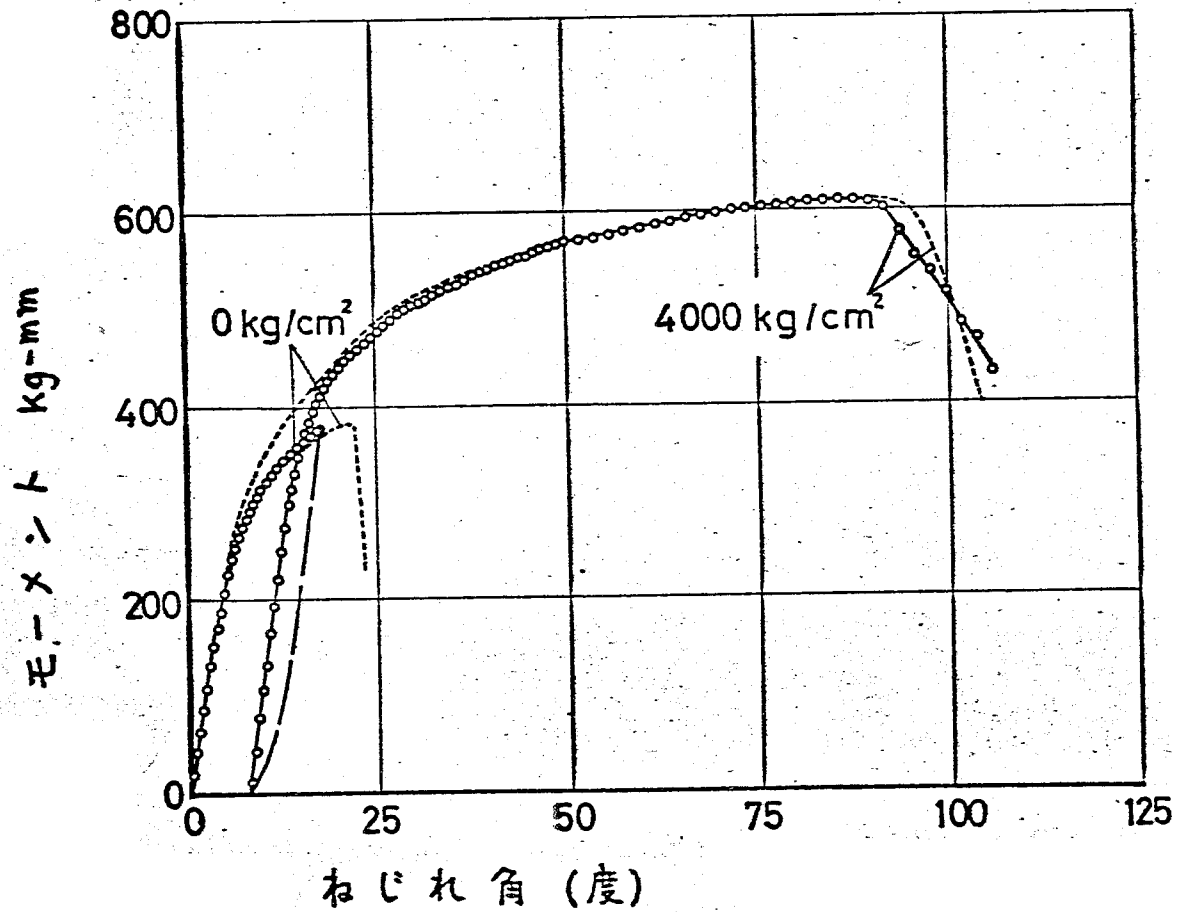


図6-25 大気圧下で変形させた後4000 kg/cm²下で破断させた場合のモーメント-ねじれ角線図

4000 kg/cm² の静水圧下で変形させた図6-21の結果と一致している。

図6-26は試験後の試験片の写真である。破壊角は約7度であり、図6-23の4000 kg/cm² における破壊角とよく一致している。破壊面も図6-24(b)と似た面であった。これらのことから、鑄鉄のねじり破壊は、大気圧下で予負荷予ひす予にはあまり影響されず、破壊時に加えられる静水圧に強く影響されるものと推定される。

図6-27は最初に4000 kg/cm² の静水圧下で所定のねじり角まで変形させた後除荷し、静水圧を除去して大気圧下でふたたびねじり、破断させて得られたモーメント-ねじり角線図である。静水圧を除去し、大気圧下で再負荷した後にはほとんど塑性変形せず、しかも静水圧下で受けたモーメントよりも低いモーメントで破壊が起きている。試験後の試験片の写真を図6-28に示す。破壊角は約27度であり、図6-23の大気圧下における破壊角と比較的よく一致している。また、破壊面も図6-24(a)と似た面であった。したがって、この結果からも鑄鉄の破

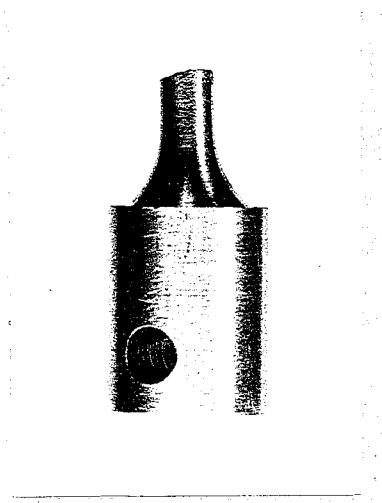


図6-26 大気下で変形させた後 4000 kg/cm^2 下で
破断させた試験片

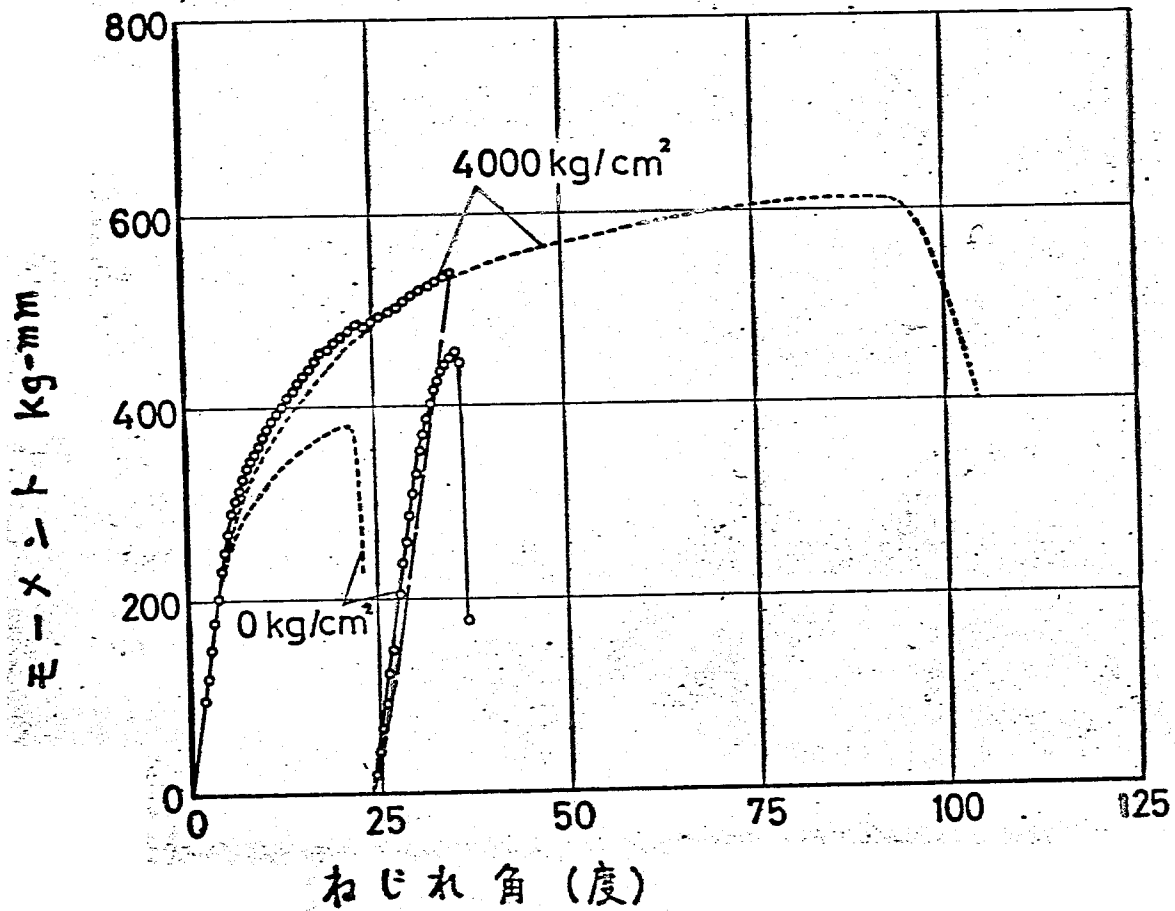


図6-27 4000 kg/cm²下で変形させた後大気圧下で破断させた場合のモメント-ねじれ角線図

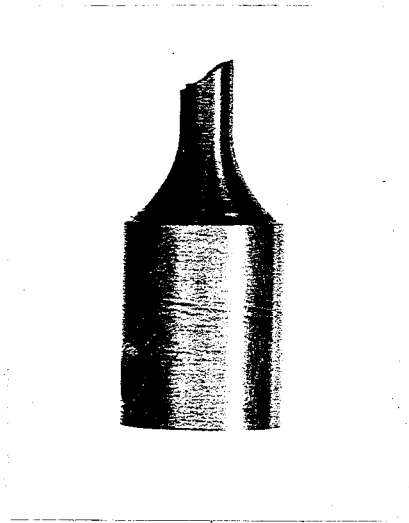


図 6-28 4000 kg/cm² 下で変形させ、その後大気圧下で
破断させた試験片

破壊は、破壊時に加えられている静水圧に強く影響されることわかれる。

6.6 結言

4000 kg/cm² までの静水圧下で鑄鉄のねじり試験を行ない、その結果に考察を加えることにより、つぎのことが明らかになった。

(1) 実験により、つぎの結果を得た。

(イ) 静水圧による応力-ひずみ線図の上昇は静水圧に対してほぼ可逆的である。

(ロ) 鑄鉄のねじり変形のさいに現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差は静水圧により減少する。

(2) 上の実験結果を、鑄鉄中の黒鉛片周辺の塑性変形を考へることにより説明し、静水圧による鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇の機構を明らかにした。

(3) 破壊に関する実験により、つぎのことが明らかになった。

(イ) 破壊角が静水圧により減少する。減少の割合は高圧になるにしたがって低下する。

(ロ) 破壊は破壊時に加えられている静水圧に強く影響される。

静水圧下の鑄鉄の破壊については十分説明
 ありに至っていない。おまけく、黒鉛片周辺
 の応力や塑性ひずみの集中の外に、たとえ
 ば McClintock ⁽¹²⁵⁾ や 大天根ら ⁽¹²⁷⁾ によって研究さ
 れている延性破壊の条件をも考慮しなけれ
 ばならないであろう。将来の課題とした。

第7章 結論

せい性材料の力学的挙動に対する静水圧の影響の物理的意味を明らかにするを目的として、供試材料にガラス、チヨークおよび鑄鉄を選んで静水圧下でねじり試験を行ない、実験結果に破壊力学的、確率論的あるいは塑性論的の考察を加えた。各章で得られた結果を要約すれば、下記の通りである。

第1章「緒論」では、静水圧下のせい性材料の力学的挙動に関する研究の工業的および学問的意義について述べ、従来の研究を展望し、解明されたいな問題点を指摘した。また、本論文の目的と概要を簡単に示した。

第2章「実験装置」では、本研究に用いた 4000 kg/cm^2 までの静水圧下でねじり試験ができる実験装置について述べた。試験片とトルクバーを直列に連結してこれを高圧容器中でねじり、両者のひびきを抵抗線ひびきゲージを利用して測定することにより、シール部の摩擦力やチャック部の変形による誤差を除外するよりに工夫した。また、この装置により、延性金属材料であるアルミ

ニウム の 応力-ひずみ線図 及び 軟化圈の 下降伏点が 静水圧 によって 変化しない ことを 確言し、この 装置の 精度を 確かめた。

第3章 「ガラスの力学的挙動」では、大気圧下で著しいせい性を示すガラスを取り上げ、静水圧下における力学的挙動を調べた。まず、中空及び中実円筒試験片を 1000 kg/cm^2 までの静水圧下でねじり試験し、ガラスのねじり強さは試験片に被覆を施さない場合は静水圧の影響を受けないのに対して、ゴムの薄膜で被覆を施した場合には静水圧とともに上昇することを見出した。また、破面の観察により、被覆の有無、中空・中実の別を問わず、破壊角（横断面に対する破面の角度）が45度であることが、ガラスの表面のキズが破壊の起点となり、ということを確認した。つきに、表面のキズとして半楕円型表面クラックを仮定し、被覆のない場合には、静水圧の圧力媒体である油がクラック面に浸入してクラックを押し広げるのに対し、被覆のある場合には油の浸入が被膜によって妨げられるため油がクラックを押し広げるといふ

働きが防止されることを考慮して、それぞれの場合の応力拡大係数を算定し、上述の実験によって明らかにされた静水圧下のガラスの力学的挙動を説明した。

第4章「キョークの力学的挙動(弾性破壊)」では、破壊の起点となるキズが材料中に均一に分布していると考えられるキョークを供試材料に選んで、 30 kg/cm^2 程度の静水圧下の力学的挙動を調べた。この範囲の静水圧下では、キョークのねじり強さによる静水圧の影響は、被覆の効果を含めガラスの場合と類似しているが、中空円筒の破壊角は中空円筒よりもまたガラスの場合の45度よりも小さいという実験結果を得た。第3章で述べた、キズが表面に存在するガラスの理論を、キズが表面のみならず、材料の内部にも均一に分布している一般の材料に適用できるよりに確率論を用いて拡張し、静水圧下に於けるキョークのねじり強さおよび破壊角に関する上述の実験結果を説明した。すなわち、キズが応力集中のある試験片中に存在しているので、ある要素の破壊応力に関する

累積分布函数として最弱リンク理論に基づいた Weibull の仮定を採用し、静水圧下における試験片のねじり強さおよび破壊角の平均値を確率論的に求め、ガラスを特別な場合として含むより一般的な理論を提示した。

第5章「4.3-7 の力学的挙動 (非弾性破壊)」では、4.3-7 は引張強さが小さく ($0.1 \sim 0.2 \text{ kg/mm}^2$)、材料の引張強さに対する静水圧の比を大きくとることのできるので、 400 kg/cm^2 までの静水圧下で実験し、静水圧下における材料の力学的挙動を広い範囲にわたって調べた。試験片に被覆のある場合、第4章で取扱った 30 kg/cm^2 以下の静水圧下ではモーメント-ねじり角線図はほぼ直線的であったが、 30 kg/cm^2 以上の静水圧下では、モーメント-ねじり角線図に極大点が存在するようになる。破壊角が著しく減少することを見出した。また、数本の被覆を施した試験片を 100 kg/cm^2 の静水圧下でねじり試験し、変形の途中の各段階でそれぞれモーメントを降架して試験片を観察することにより、モーメント-ねじり角線図の極大点の付近で巨視的なクラックがらせん状に生じ

ねじれ角の増大とともに軸方向に進行していくことを明らかにした。

第6章「鑄鉄の力学的挙動」では、大気圧下で若干の塑性変形を併せて破壊する鑄鉄の静水圧下における力学的挙動を調べた。まず 4000 kg/cm^2 までの静水圧下の実験により、静水圧に与る応力-ひずみ線図の上昇が静水圧に對してほぼ可逆的であること及び鑄鉄のねじり変形のさいに現われる引張方向と圧縮方向の垂直ひずみの絶対値の差が静水圧により減少することを見出した。つぎに、鑄鉄中の黒鉛片として円板状のフラックを固定してその周辺の塑性変形を論ずることにより上述の実験結果を含めて、静水圧に与る鑄鉄の応力-ひずみ線図の上昇の機構を定性的に説明した。さらに、静水圧下の鑄鉄の破壊について実験的に検討し、破壊角が静水圧に与って減少すること及び破壊は破壊時に加えらるる静水圧に強く影響されることを見出した。

以上が本研究により得られた結果であるが、静水圧下のせいで材料の力学的挙動は

もとり非常に複雑であり、その物理的意味を十分に解明する事には至っていない。将来基礎的研究を積み重ねて、解明すべき主要問題点として、下記の事柄が挙げられる。

(1) 静水圧下におけるクワック伝播速度について。この問題は破壊動力学の分野からの研究が必要であると思われる。

(2) 比較的高圧下で被覆のあるクワックの伸びりのさしに於いた事柄を一見弾性的に見える変形の機構について。この問題を解明するには、圧縮応力下におけるクワックの進展と停止の条件を正確に把握する必要があると考えられる。

(3) 静水圧下の鑄鉄の破壊について。この問題に対しては、鑄鉄中の黒鉛片周辺の延性破壊について研究する必要があると考えられる。

謝辞

本研究を完成するにあたって多くの人々に援助を受けた。坂田助教授には終始有益

を御助言と御指導をいただいた。佐藤教授からは折にふれ温かい御指導と御鞭撻を賜わった。永井助教授はじめ材料強度研究室のかたがたからは、種々の実験上の便宜を計っていただいた。また、辻本、徳田、石川氏には実験の一部を平儀、と貰った。終りに臨みこれらの方々に深く謝意を表す次第である。

文献

- (1) H.L.I. D. Pugh, N.E.L. Report, No. 142 (1964)
- (2) P. W. Bridgman, J. Appl. Phys., 24 (1953), 560
- (3) P. W. Bridgman, Rev. Mod. Phys. 17 (1945), 3
- (4) H.L.I. D. Pugh, Mechanical Behaviour of Materials under Pressure, (1970), 391, Elsevier
- (5) 西原, 材料強度工学ハンドブック, 7, (昭41), 626, 朝倉書店
- (6) 西原・伊藤3名, 材料, 13-124 (昭39-1), 38
- (7) 大森・伊藤3名, 材料, 20-215 (昭46-8), 937
- (8) 西原・藤田, 材料, 20-213 (昭46-6), 802
- (9) 矢島・石井, 金属学会会報, 7-2 (昭43-2), 73
- (10) 高橋, 塑性と加工, 7-69 (昭41-10), 493
- (11) 斎藤, 塑性と加工, 7-69 (昭41-10), 518
- (12) 西原, 機誌, 73-620 (昭45-9), 1246
- (13) 西原・伊藤4名, 材料, 20-215 (昭46-8), 918
- (14) 西原・藤田, 材料, 20-214 (昭46-7), 899
- (15) 久保, 材料, 20-215 (昭46-8), 945
- (16) 小坂田・伊藤2名, 材料, 20-215 (昭46-8), 931
- (17) D. Green, J. Inst. Metals, 93 (1964-65), 65
- (18) H.L.I. D. Pugh & A.H. Low, J. Inst. Metals, 93 (1964-65), 201
- (19) 中井・伊藤11名, 塑性と加工, 7-69 (昭41-10), 526
- (20) 石井・矢島, 塑性と加工, 8-73 (昭42-2), 74

- (21) 西原, 金屬, 39-15 (昭44-8), 1
- (22) 大矢根・ほか4名, 機誌, 71-595 (昭43-8), 1045
- (23) 宮川, 機誌, 71-597 (昭43-10), 1315
- (24) H.L.D. Pugh, Mechanical Behaviour of Materials under Pressure, (1970), 522, Elsevier
- (25) 宮川・沖, 塑性生と加工, 7-69 (昭41-10), 556
- (26) 富永・高松, 塑性生と加工, 7-69 (昭41-10), 548
- (27) 前田・中川, 塑性生と加工, 7-69 (昭41-10), 543
- (28) B. Crossland, Proc. Inst. Mech. Engrs., 168 (1954), 935
- (29) L.W. Hu, J. Mech, Phys. Solids, 4 (1954), 96
- (30) L.W. Hu & H.E. Shull., J. Appl. Mech. 31 (1964), 551
- (31) L.W. Hu, Proc. 3rd U. S. National Congress of Appl. Mech. (1958), 557
- (32) 坂田・大久保, 機論, 36-281 (昭45-1), 33
- (33) P. Haasen & A.W. Lawson, Z. Metallkunde, 49-6 (1958), 280
- (34) 矢島・石井, 塑性生と加工, 9-89 (昭43-6), 405
- (35) 大南・ほか2名, 第15回材料研究連合講演会 (昭46-9), 167
- (36) 大南・ほか3名, 材料研究連合講演会前刷集 (昭47-8), 11
- (37) 矢島・石井, 塑性生と加工, 7-69 (昭41-10), 496
- (38) M. Yajima & M. Ishii, Acta Met. 15 (1967), 651
- (39) 矢島・石井, 金属学会誌, 8-32 (昭43), 697
- (40) F.P. Bullen・ほか3名, Phil. Mag., 9 (1964), 285

- (41) T. von Kármán, Z. Ver. Den. Ingr., 55 (1911), 1749
- (42) D.T. Griggs, J. Geo., 44 (1936), 541
- (43) P.W. Bridgman, J. Appl. Phys., 17 (1947), 246
- (44) B. Crossland & W.H. Dearden, Proc. Inst. Mech. Engrs.,
172 (1958), 805
- (45) H.L.D. Pugh & D. Green, Proc. Inst. Mech. Engrs.,
179 (1964-65), 415
- (46) J. Handin et al., J. Geo. Res., 72 (1967), 611
- (47) 茂木, 材料 20-209 (昭46-2), 143
- (48) 佐藤・永井, 機講論, 710-9 (昭41-10), 189
- (49) M. Peterson, Mechanical Behaviour of Materials
under Pressure, (1970), 191, Elsevier
- (50) 清藤・佐藤, 材料研究連合講演会前刷集 (昭47-8), 39
- (51) 佐藤・和名, 機講論, 700-3 (昭45-3), 129
- (52) J.L. Smith・和名, Exp. Mech., 9-8 (1969), 348
- (53) S.R. Swanson & W.S. Brown, Trans. ASME, Ser. D,
94-1 (1972), 238
- (54) T.E. Davidson & A.P. Lee, Trans. Met. Soc. AZME,
233 (1965), 820
- (55) 赤井, 材料, 20-209 (昭46-2), 122
- (56) 倉反田・和名, 材料, 20-209 (昭46-2), 179
- (57) 岡田・小柳, 材料, 20-208 (昭46-1), 2

- (58) J. R. Galli & P. Gibbs, *Acta Met.*, 12 (1964), 775
- (59) F. P. Bullen · 170'2名, *Phil. Mag.*, 9 (1964), 803
- (60) J. Handin, *Trans. ASME*, 75 (1953), 315
- (61) I. Borg & J. Handin, *J. Geo. Res.* 72-2 (1967), 641
- (62) J. Handin · 170'3名, *Geo. Soc. America Memoir*,
79 (1960), 245
- (63) B. Crossland, *Mechanical Behaviour of Materials
under Pressure*, (1970), 299, Elsevier
- (64) 大路 · 170'3名, *材料*, 21-227 (BB47-8), 772
- (65) D. J. Burns & J. S. C. Parry, *J. Mech. Eng. Sci.*,
6-3 (1964), 293
- (66) 中沢 · 170'3名, *機講論* (関西支部) 714-2 (BB46-3), 68
- (67) 大南 · 元家, *材料*, 20-210 (BB46-3), 236
- (68) P. G. McCormick & A. L. Ruoff, *Mechanical Behaviour
of Materials under Pressure*, (1970), 355
- (69) B. M. Butcher & A. L. Ruoff, *J. Appl. Phys.*, 32-10 (1961), 2036
- (70) K. L. DeVries · 170'2名, *J. Appl. Phys.*, 34-8 (1963), 2254
- (71) K. L. DeVries · 170'2名, *J. Appl. Phys.*, 34-8 (1963), 2258
- (72) 元家 · 170'2名, *材料*, 21-227 (BB47-8), 782
- (73) T. E. Davidson · 170'2名, *Acta Met.*, 14 (1966), 937
- (74) C. W. Andrews & S. V. Radcliffe, *Acta Met.*, 15 (1967), 623
- (75) T. E. Davidson & C. G. Homan, *Trans. Met. Soc. AIME*, 227
(1963), 167

- (76) R. J. Dower, *Acta Met.*, 15 (1967), 497
- (77) S. H. Gelles, *Trans. Met. Soc. AIME* 236 (1966), 981
- (78) 中島・伊藤3名, *材料*, 20-215 (昭46-8), 962
- (79) 中島・伊藤3名, *材料*, 20-215 (昭46-8), 956
- (80) 井上・西原, *材料*, 15-148 (昭41-1), 5
- (81) 矢島・伊藤2名, 金属学会講演概要, (昭44-3), 94
- (82) 大森・伊藤3名, 金属学会講演概要, (昭44-3), 231
- (83) 田中・伊藤2名, 材料研究連合講演会要旨 (昭44-9), 71
- (84) 井上, 材料研究連合講演会要旨 (昭44-9), 73
- (85) A. A. Griffith, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* 221 (1920), 163
- (86) 伊藤之正 J. R. Rice, *Fracture II*, (1968), 191, Academic Press
- (87) 山口・西本公, *岩石力学入門* (昭42), 121, 東大出版
- (88) F. A. McClintock & J. B. Walsh, *Proc. 4th U.S. National Congress Appl. Mech.* 2 (1962), 1015
- (89) 小林, *材料*, 20-209 (昭46-2), 164
- (90) B. Paul, *Fracture II*, (1968), 313
- (91) 西原・藤田, *材料*, 20-212 (昭46-5), 692
- (92) 辰本・藤原, *機誌*, 71-592 (昭43-5), 657
- (93) D. S. Tsiklis, *Handbook of Techniques in High-pressure Research and Engineering* (1968), 1, Plenum Press.
- (94) P. W. Bridgman, *The Physics of High Pressure*, Bell (1950)
- (95) J. C. Gerdeen, *Exp. Mech.*, 3 (1963), 73

- (96) R.V. Milligan, *Exp. Mech.*, 4 (1964), 25
- (97) R.V. Milligan, *Exp. Mech.*, 5 (1965), 59
- (98) W.F. Brace, *Exp. Mech.*, 4 (1964), 212
- (99) 中島・(和)3名, *精密機械*, 38-9(昭47-9), 33
- (100) E.B. Shand, *Glass Engineering Handbook*,
McGraw-Hill (1958), 106
- (101) A. Smekal, *J. Soc. Glass Tech.*, 20 (1970), 432
- (102) J.W. Johnson & D.G. Holloway, *Phil. Mag.*, 14 (1966), 731
- (103) A.S. Argon, *Mechanical Behaviour of Materials*,
Addison-Wesley (1966), 488
- (104) 原, *材料科学*, 1-1 (昭39-1), 21
- (105) 原, *精密機械*, 31-9 (昭40-9), 807
- (106) G.R. Irwin, *J. Appl. Mech.*, 29 (1962), 651
- (107) B.A. Bilby & J.D. Eshelby, *Fracture I*,
Academic Press (1968), 115
- (108) I.N. Sneddon, *Fourier Transforms*,
McGraw-Hill (1951), 422
- (109) G.C. Sih, *Int. Symp. on Frac. Mech.* (1967), 51
- (110) K.B. Broberg, *Arkiv för Fysik*, 18-10 (1960), 159
- (111) J.D. Eshelby, *Inelastic Behaviour of Solids* (1970),
77, McGraw-Hill
- (112) 伊川之正, *権威, 材料強度学*, 技報堂 (昭30), 84

- A. M. Freudenthal, *Fracture II*, Academic Press (1968), 591
- I. Finnie, *South African Mech. Engr.*, (1969), 149
- (113) H. L. Oh & I. Finnie, *Int. J. Fra. Mech.*, 6-3 (1970), 287
- (114) K. P. L. Oh & I. Finnie, *Int. J. Fra. Mech.*, 6-4 (1970), 333
- (115) W. R. Clough & M. E. Shank, *Trans. ASM*, 49 (1957), 241
- (116) L. F. Coffin, *J. Appl. Mech.*, 17-3 (1950), 233
- (117) I. Cornet & R. C. Grassi, *J. Appl. Mech.* 22-2 (1955), 172
- (118) J. C. Fisher, *ASTM Bulletin*, (1952), 74
- (119) 木直村・石竹川, *機論*, 24-143 (昭33-7), 459
- (120) 木直村, *機論*, 24-143 (昭33-7), 466
- (121) 星布口・長岡, *機構論* (北海道支部) (昭43-10), 61
- (122) 星布口, *材料*, 20-214 (昭46-7), 851
- (123) G. C. Sih & H. Liebowitz, *Fracture II*,
Academic Press (1968), 67
- (124) 石川之正 図本, *機誌*, 75-642 (昭47-7), 1048
- (125) F. A. McClintock & G. R. Irwin, *ASTM STP 381* (1965), 84
- (126) F. A. McClintock, *J. Appl. Mech.*, 35-2 (1968), 363
- (127) 大矢根, *機誌*, 75-639 (昭47-4), 596
- (128) A. A. Griffith, *Proc. Ist Int. Congress Appl. Mech.* (1924), 55
- (129) 中西, *機誌*, 36-195 (昭8-7), 444
- (130) 中西, 図本, *機論*, 18-65 (昭27-1), 63