

— 卒業論文 —

高レベル廃棄物処分空洞の  
超長期的安定性評価方法の提案

平成11年2月20日

指導教官 堀井 秀之 教授

東京大学工学部土木工学科

70021 竹内 渉

# 概要

高レベル廃棄物の処分は重要な問題であるが、現在は地層処分が国際的に一般的な方式となっている。日本では、2,000年の処分事業の実施主体設立、2,030年代の操業開始を目指している。国民の合意を形成するためには、1千年～1万年にわたる安全性を立証しなくてはならない。検討するべき項目は数多くあるが、岩盤処分空洞の超長期的安定性の確認は、人工バリア・天然バリアの機能を保証するためにも不可欠である。

実験可能な時間スケールは安全性を保証するべき時間スケールに比べてはるかに短いため、実験に基づいた方法論では不十分である。超長期の安全性を保証する方法としては、現象を支配しているメカニズムを明らかにし、そのメカニズムに基づく予測手法を確立することが有効であると考えられる。

岩石内部の微視的観察から、圧縮力を受けた岩石内部にはマイクロクラックが多数発生し、その進展が局所化することによって破壊面が形成されることが明らかとなっている。ここで局所化現象とは、はじめは材料内に一様に分布していた変形やクラックの進展が、荷重の増加と共に狭い領域に集中する現象を指す。

そこで本研究においては、圧縮下におけるマイクロクラックの進展を岩石のクリープ変形・破壊のメカニズムとして捉え、その局所化がクリープ破壊を引き起こすものとして、理論・解析手法を構築する。マイクロクラック間の相互干渉を考慮した進展解析を行い、破壊時間を予測する点が本研究の特徴といえる。

解析例として、実際に計測・報告されているクラックの密度を使い、圧縮応力下における岩石の破壊時間を、様々な応力条件の下で算出した。計算された異なる応力条件における破壊時間は、報告されている実験結果と一致している。さらに、カナダで実施された熱破壊試験の解析を行い、計測結果と解析結果との比較により本解析手法の妥当性を確認した。同時に地下空洞の安定性の評価も行った。また、実際の岩盤にはジョイント・弱面といった不連続面が多数存在し、これらが岩盤挙動に大きく影響を及ぼすことが知られている。そこで、硬岩を母岩としランダムに不連続面を発生させた仮想的な岩盤に対して有限要素解析を行い、提案するクリープ理論と組み合わせることにより破壊時間に対する不連続面の密度、方向の影響を評価した。

# 謝辞

4月に応力／岩盤研究室に配属になって以来、もう1年が経とうとしています。本研究に取り組んでから数ヶ月間は、自分がそれまで受け身的に講義を受けていたことを痛感致しました。テーマを与えられたとはいえ、自分の力で研究の方向性を定め、進めていくという創造的作業は想像以上に大変だったからです。本研究を通して学んだ姿勢は、困難にぶち当たったときに、どこに問題の原因があるかを考えることでした。特にものを考えるときは、いつも研究室の隅にいたために、人知れず「おまえいたの？」という感じでした。しかし、毛布持参での寝泊まりは数十回を数え、空調が整い、コーヒーのある研究室生活は寮生活に比べて極楽でした。

数々の困難に関わらず、たくさんの人に助けていただいて、何とかここまでやってこれました。特に、指導教官の堀井秀之教授には非常にご多忙にもかかわらず、私の意思を極力尊重した上で、最後の最後まで丁寧なご指導をして頂きました。ここに厚くお礼を申し上げます。吉田助教授には Unix の使い方からしようもないギャグまでいろいろ楽しませていただきました。ペトロ助教授には Mentat の使い方を教わりました。松本講師にはソフトウェアのインストールでもお世話になりました。おそらく私の知らないところで環境を整えてくださった3人の秘書さん、ありがとうございました。研究室の先輩方、おしゃべりは楽しかったです。そして、苦労を分かちあった研究室の7人の同級生、お疲れさま。

私は幸いにして修士課程に進学が内定しており、4月からは新しい研究室へ配属になる予定です。お世話になったすべての皆さんに感謝を忘れず、期待に背かぬようがんばっていきたいと思います。

# 目 次

<b>第 1 章 クリープ挙動のメカニズムとモデル化</b>	<b>11</b>
1.1 クリープ挙動のメカニズム . . . . .	11
1.2 マイクロクラックモデル . . . . .	11
1.3 相互干渉の評価 . . . . .	12
1.4 発展方程式 . . . . .	14
1.4.1 発展方程式の立式 . . . . .	14
1.4.2 応力拡大係数とクラック長の関係 . . . . .	15
1.5 解析結果 . . . . .	17
1.5.1 発展方程式の解 . . . . .	17
1.5.2 破壊時間のクラック配置依存性 . . . . .	18
1.5.3 実験値との比較 . . . . .	20
<b>第 2 章 空洞安定性の検討</b>	<b>22</b>
2.1 熱破壊試験の解析 . . . . .	22
2.1.1 热破壊試験の概要と熱伝導弾性解析 . . . . .	22
2.1.2 解析結果 . . . . .	23
2.2 空洞安定性の検討 . . . . .	27
<b>第 3 章 不連続性岩盤の有限要素解析</b>	<b>29</b>
3.1 不連続面の変形様式 . . . . .	29
3.1.1 亀裂変形の評価モデル . . . . .	29
3.1.2 解析結果 . . . . .	30
3.2 不連続面上の摩擦力の評価 . . . . .	30
3.2.1 起伏を有する不連続面モデル . . . . .	30
3.2.2 解析結果 . . . . .	32
3.3 不連続性岩盤のクリープ解析 . . . . .	33
3.3.1 ランダム不連続面発生モデル . . . . .	33

3.3.2 解析結果 . . . . .	33
第4章 まとめ	37
付録A 複素応力関数法	39
付録B インターフェース要素	41

# 図 目 次

1.1 (a) Wing crack model, (b) 簡略化モデル . . . . .	12
1.2 Decomposition of the original problem into a homogeneous problem and subproblems . . . . .	13
1.3 応力拡大係数とクラック進展速度の関係 . . . . .	15
1.4 応力拡大係数と2つのクラック長の関係 . . . . .	16
1.5 クラックの時間進展の様子 . . . . .	17
1.6 Crack-1周辺の応力拡大係数の分布 . . . . .	18
1.7 クラック配置角 $\phi$ と応力拡大係数の関係 . . . . .	19
1.8 クラック配置角 $\alpha$ と破壊時間の関係 . . . . .	19
1.9 任意応力下における岩石の破壊時間 . . . . .	21
1.10 解析解と試験データの比較 . . . . .	21
2.1 AECLの試験坑 . . . . .	22
2.2 試験坑側壁での破壊の様子 . . . . .	23
2.3 1/4平面図の熱伝導弾性解析メッシュと境界条件 . . . . .	24
2.4 40日後の温度分布 . . . . .	25
2.5 ノード上での温度の時間変化 . . . . .	25
2.6 加熱前後の応力状態 . . . . .	26
2.7 円形トンネル周辺の応力状態 . . . . .	27
2.8 破壊時間と深度・側圧比の関係 . . . . .	28
3.1 亀裂のせん断破壊 . . . . .	29
3.2 クラック先端近傍の局所座標と応力成分の定義 . . . . .	30
3.3 不連続面先端近傍での破壊時間 . . . . .	31
3.4 起伏を有する不連続面 . . . . .	31
3.5 最大主応力分布 (case-1, $\alpha = 9^\circ$ ) . . . . .	32
3.6 最大主応力分布 (case-2, $\alpha = 17^\circ$ ) . . . . .	32
3.7 破壊時間と起伏角 $\alpha$ の関係 . . . . .	33

3.8 不連続性岩盤の有限要素メッシュ	34
3.9 最大主応力分布	35
3.10 不連続性岩盤の破壊時間	36
A.1 クラック $\beta$ 周りの局所座標の定義	39
B.1 ジョイントにおける応力－変位関係	41
B.2 インターフェースエレメントの概念図	41
B.3 インターフェースエレメントにおける応力－変位関係	42

# 表 目 次

1.1	入力パラメータ	16
1.2	クリープ解析に用いたパラメータ	20
2.1	熱伝導弾性解析に用いた花崗岩の材料定数	24
2.2	破壊時間の推移	26

## 背景

化石資源へ大きく依存している日本のエネルギー事情は、国家の安全保障上の問題に加えて、酸性雨や地球温暖化などに見られる地球規模での環境問題の観点からも問題がある。その点、原子力エネルギーでは石油・石炭火力と比べ、単位エネルギーあたりに必要な燃料の量が 50,000 分の 1 以下と極めて小さく、排出される二酸化炭素の量も 50 分の 1 程度である。この事実から地球温暖化防止という観点での原子力の優位性が指摘されている。日本におけるエネルギー源の多様化と地球環境との調和という観点から、適正規模での原子力発電の利用は必須である。

原子力発電では、発電所を含む燃料サイクルの各工程で放射性廃棄物が発生する。高レベル放射性廃棄物とは、使用済み燃料の再処理工場において、燃料として再利用されるウランとプルトニウムを分離・回収した後に残される極めて放射能レベルの高い廃液に、同工程から発生する処理廃液の一部を加えた廃液および固化体を指す。これら放射性廃棄物の人体に及ぼす影響は周知の通りで、環境中に放出されないように廃棄物の周囲にバリアを設置し、閉じ込める必要がある。また、数万年以上の超長期の安全性が求められるために、人間による直接的な管理が保証されない。この 2 点から、高レベル廃棄物の処分が必要となる。

実際の処分方法については、地層処分、宇宙処分、氷床処分、海洋底下処分などが、安全性、実現可能性、不測の事態への対応性などの観点から検討されてきた。その結果、現在国際的に一般的な方式として、地層処分が有力になっている。その理由は以下 4 点である。

- 長期的にモニタリングなしでも安全性を確保できる
- 人間の生活圏から隔離でき、地下深部における放射性各種の挙動に関する科学的理解に基づいて長期的な予測が出来る
- 世界各国がそれぞれの地質条件に合わせて自国内で処分できる可能性が高い
- 土木工学や鉱業分野でこれまで蓄積してきた経験を利用でき、技術的実現可能性が見込まれる

地層処分において重要な点は、廃棄物中の放射性核種が地下水の流動と共に移動して人間の生活圏に到達したときに、人体に及ぼす影響が無視しうることを科学的に証明することである。そのため、廃棄物を融溶したガラス固化体・封入容器・緩衝材といった人工バリアと、地下水の浄化・分散・希釈の機能を備えた天然バリア地層を組み合わせた多重バリアシステム全体についての超長期安全評価が重要な課題となる。そのうち、土木工学的、地盤工学的な課題には次の4つが挙げられている。

- 空洞安定性や熱安定性などに関する解析手法の確立、操業システムに関する技術検討、総合的な経済的合理性評価
- 人工バリア全体の力学的安定性、耐震性
- 岩盤透水性、岩石の性質・分布・連続性といった地質環境特性の調査
- 地震活動、断層活動、隆起・侵食といった地質環境の長期安定性の調査

このように地層処分の安全性確保のためには考慮すべき項目が多くあるが、本研究では空洞の力学的安定性に焦点を絞る。本研究で想定している廃棄物処分のための大規模地下空洞の掘削に際し生じる問題としては、以下に示すものが考えられる。

- 空洞掘削時の周辺地山の開放応力により、解消不能な偏差応力が生じる
- アンカー・ライニング等の支保があっても、その機能は短期間しか保証されない
- 埋め戻し材には土被り圧相当の圧力しか期待できない

長期的な時間枠で考えるとクリープ変形・破壊がおこることも考えられ、廃棄体に大きな力が作用すれば人工バリアおよび天然バリアの機能が低下することも懸念される。空洞の安定性保証のためには、長期的な岩盤の挙動を予測することが極めて重要なとなる。

しかし、不均質で大きな空間領域である岩盤の挙動を1,000年～10,000年という極めて長い時間枠で予測することは、実験による現象論的手法では不可能である。すなわち、従来の工学的アプローチを取ることは出来ず、新たな論理構築の必要性が生じる。そこで本研究では、クリープの変形・破壊のメカニズムに着目しその支配的メカニズムをモデル化することにより、予測のための解析手法を構築する。さらに実験結果との比較により、モデルおよび解析手法の妥当性を検証する。

# 目的及び方法

本研究においては、超長期的な岩盤のクリープ挙動を予測する手法を提案する。マイクロクラックの進展を岩盤のクリープ破壊のメカニズムとして考え、その局所化がクリープ破壊を引き起こすものとして理論・解析手法を構築する。これを用いてカナダのAECLで実施された熱破壊試験の解析を行い、計測された結果と解析結果を比較することにより解析手法の妥当性を確認する。同時に地下空洞の安定性の検討も行う。また、岩盤中に多数存在する不連続面は変形・破壊挙動に大きな影響を及ぼす。提案するクリープ理論と有限要素解析を組み合わせることにより、不連続面の影響を考慮した解析を行い、破壊時間に対する不連続面の密度、方向の影響を評価する。

# 第1章 クリープ挙動のメカニズムとモデル化

## 1.1 クリープ挙動のメカニズム

硬岩の非弾性挙動のメカニズムの把握を目的として、硬岩内部の微視的な欠陥の観察が多くの研究者により行われてきた。特に1970年代以降、走査型電子顕微鏡が使われるようになってからは、欠陥の形状、長さ方向といった内部の詳細な情報が得られるようになった。Braceら[2]は初期欠陥と荷重によって生じたクラック配向に関する頻度分布を以下のように報告している。

- 初期欠陥のアスペクト比（長さ／幅）は小さいが、載荷後は増大する
- 初期欠陥は材料中に任意の角度に分布しているが、載荷後に生じたクラックは最大圧縮力方向にほぼ平行に分布している
- 一様に分布していたクラックが局所化して最終的な破断面を形成している

上記の観察から、斜め方向の初期欠陥に沿ったすべり変形が生じ、引張りクラックが発生していると解釈できる。従って、硬岩のクリープ変形・破壊はマイクロクラックの進展によるものであると考えられる。

## 1.2 マイクロクラックモデル

計測および観察で得られた結果から、圧縮応力下における硬岩内部のマイクロクラックの進展のモデルとして図1.1-(a)に示すWing crack modelおよび図1.1-(b)に示す簡略モデルが提案されている。なお、本研究では簡便かつ良好な近似解を与える後者を用いる。

図1.1-(a)は、長さ $2c_0$ の初期欠陥が圧縮荷重によって摩擦滑り（摩擦係数 $\mu$ ）をおこし、それによって引っ張りクラックが発生している様子を表している。ここで、 $\theta$ は、最大圧縮力方向( $x_2$ 方向)からの角度を表す。図1.1-(b)では、この摩擦滑りの影響を集中力 $F$ で表しており、その大きさは次式で与えられる。

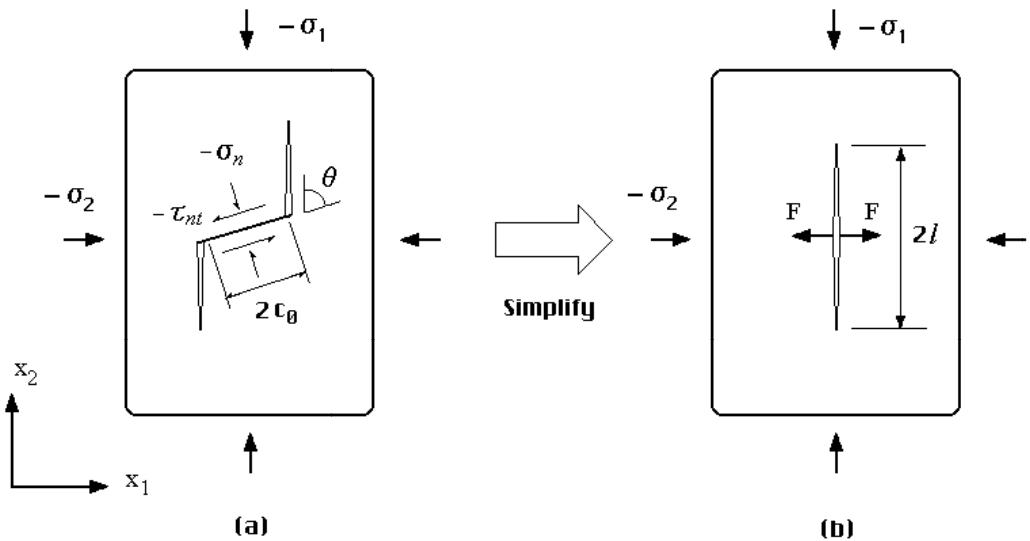


図 1.1: (a) Wing crack model, (b) 簡略化モデル

$$F = -2c_0(\tau_{nt} - \mu\sigma_n)\sin\theta = -c_0(\lambda_1\sigma_1 - \lambda_2\sigma_2) \quad (1.1)$$

ここで、 $\sigma_n, \tau_{nt}$  はそれぞれ初期欠陥の表面に作用する垂直応力、せん断応力を表し、 $\lambda_1, \lambda_2$  は次式で定義される。

$$\lambda_1 = \sin\theta\{\sin 2\theta - \mu(1 - \cos 2\theta)\}, \quad \lambda_2 = \sin\theta\{\sin 2\theta + \mu(1 + \cos 2\theta)\} \quad (1.2)$$

### 1.3 相互干渉の評価

マイクロクラック間の相互作用によってマイクロクラックの進展が促進・局所化することが破壊の支配的メカニズムであることに着目し、発展方程式の定式化においてマイクロクラック間の相互干渉効果を考慮することは重要である。マイクロクラック間の相互干渉効果は、最も近い 2 つのマイクロクラック間の相互干渉が支配的であることから、以下では 2 つのマイクロクラック問題を取り上げ、pseudotraction 法を適用して相互干渉効果を評価する。

Pseudotraction 法とは、複数のクラック等の微視構造要素を含む問題に対する近似解法であり、以下のように解を求める。

図 1.2 に示すように、2 つのマイクロクラックを含む弾性体の無限遠に応力が加わっている問題 (a) を、同じ応力がかかっているがマイクロクラックが存在しない問題 (b)

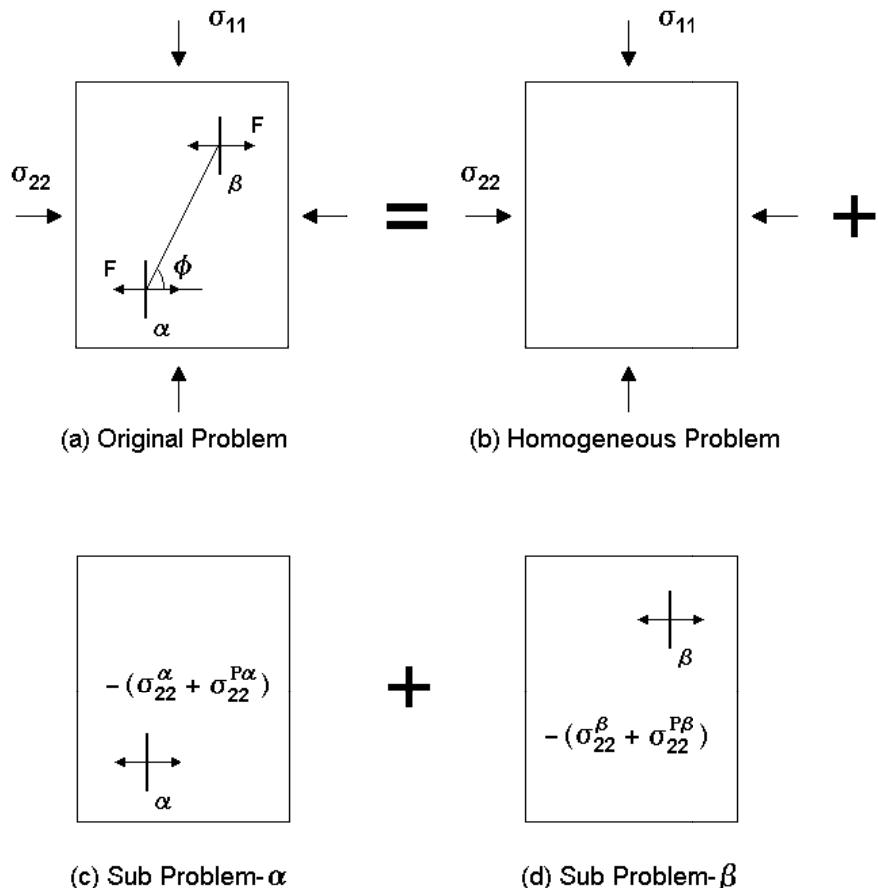


図 1.2: Decomposition of the original problem into a homogeneous problem and sub-problems

と、それぞれ単一のマイクロクラックを含む問題 (c), (d) に分解する。問題 (b), (c), (d) を重ねあわせたときに、マイクロクラックの表面力は 0 でなくてはいけない。

この条件を満足するために、問題 (c) においてクラック  $\alpha$  の表面に生じる応力  $\sigma_{22}^\alpha$  と問題 (c) で生じる応力  $\sigma_{22}^{P\alpha}$  とを逆向きに作用させる。問題 (d) においても同様にクラック  $\beta$  の表面に  $-(\sigma_{22}^\beta + \sigma_{22}^{P\beta})$  を作用させる。 $\sigma_{22}^{P\alpha}$  と  $\sigma_{22}^{P\beta}$  は未知の応力であり、問題 (b), (c), (d) を重ねあわせたときにクラック  $\alpha, \beta$  の表面力が 0 となるように決定される。この条件により問題は  $\sigma_{22}^{P\alpha}$  と  $\sigma_{22}^{P\beta}$  に関する積分方程式に帰着される。 $\sigma_{22}^{P\alpha}$  と  $\sigma_{22}^{P\beta}$  を一定と近似すれば、積分方程式は代数方程式となり、さらに式に表わされる関数をテーラー展開して第 1 項を取ることにより、簡単な式で表わすことが出来る。その結果を用いればクラック  $\alpha, \beta$  の先端における応力拡大係数の値を  $\sigma_{11}, \sigma_{22}, d, \phi, l_\alpha, l_\beta, F$  を用いて表わすことが出来る。ここで  $l_\alpha, l_\beta$  はクラック  $\alpha, \beta$  の長さの半分である。具体的な式の導出については参考文献 [9] を参照されたい。

## 1.4 発展方程式

### 1.4.1 発展方程式の立式

岩石のような脆性材料においては、短期の荷重を載荷したとき、クラック先端の応力拡大係数  $K_I$  が破壊靱性値  $K_c$  に達したときにクラックは進展する。すなわち式 1.3 の条件を満たす。

$$\left. \begin{array}{ll} \Delta l \geq 0, & \text{if } K_I = K_{Ic} \\ \Delta l = 0, & \text{if } K_I < K_{Ic} \end{array} \right\} \quad (1.3)$$

一方、長期の荷重載荷に対しては、クラック先端での応力拡大係数が破壊靱性値以下でも、非常にゆっくりとした速度でクラックが進展していくことが知られている。過去の計測結果から、クラック進展速度と応力拡大係数との間には図 1.3 のような関係があることが知られており、次のべき乗則が提案されている。

$$\frac{dl}{dt} = V_0 \left( \frac{K_I}{K_0} \right)^n \quad (1.4)$$

式 1.4において、材料パラメーターである  $V_0, n$  は温度・湿度・Ph などの化学的な条件に依存する。

前述のように 2 つのマイクロクラックは最大圧縮主応力方向に進展し、載荷過程においてクラック密度、すなわちクラック間の距離  $d$  は一定の問題を考える。また、マイクロクラックに載荷する応力は一定とする。

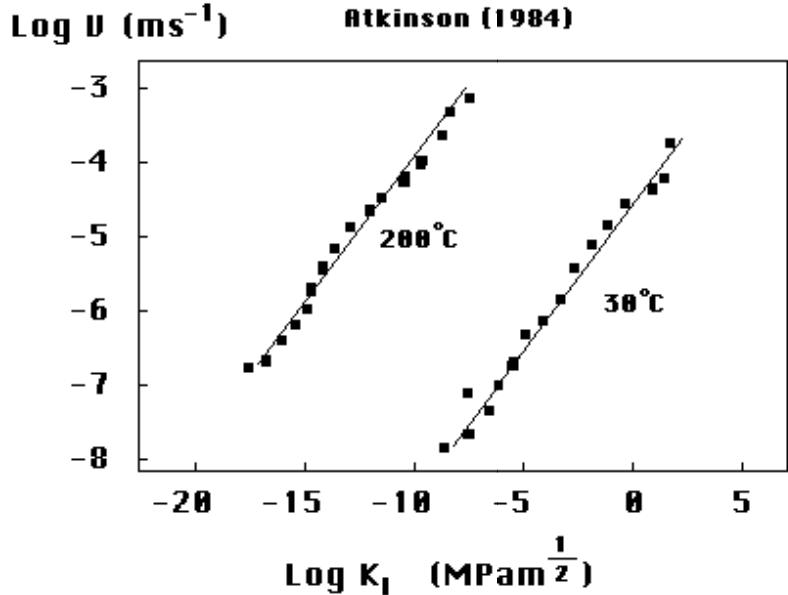


図 1.3: 応力拡大係数とクラック進展速度の関係

図 1.2 に示す記号を用いると、2つのマイクロクラック先端の応力拡大係数は次式で与えられる。

$$K_{Ii} = \sqrt{\pi l_i} (\sigma_{11} + \sigma_{11}^{Pi}) + \frac{c_0}{\sqrt{\pi l_i}} \{-\lambda_1 (\sigma_{22} + \sigma_{22}^{Pi}) + \lambda_2 (\sigma_{11} + \sigma_{11}^{Pi}) \quad (i = \alpha, \beta) \quad (1.5)$$

荷重載荷直後のクラック長を式 1.3 と式 1.5 より決定し、以降の時間経過に伴うクラック長の変化を式 1.4 と式 1.5 より計算する。結果として 2つのクラックの半分の長さ  $l_\alpha, l_\beta$  が時間の関数として求まる。

#### 1.4.2 応力拡大係数とクラック長の関係

前節で提示した 2つのクラック問題の解析結果を示す。クラック先端の応力拡大係数はクラック間の相互干渉の効果により、値が他のクラックの長さ・位置によって変化する。まず、位置を  $d/c_0 = 2.0, \phi = 45^\circ$  に固定する。その時の応力拡大係数と 2つのクラック長の相関関係を示すために、表 1.1 のパラメータを用いた時の  $K_{I1}/K_{Ic}$  と  $l_1/c_0, l_2/c_0$  の関係を図 1.4 に示す。

表 1.1において、基準応力  $\sigma_0$  は  $\sigma_0 = K_{Ic}/\sqrt{\pi c_0}$  で定義される。図 1.4において  $K_{I1}/K_{Ic} = 1$  の領域では脆性的クラック進展が生じ、 $K_{I1}/K_{Ic} < 1$  の領域では臨界未満クラック進展 (subcritical crack growth) が起こる。 $l_2 = 0$  の線上では crack-2 の相

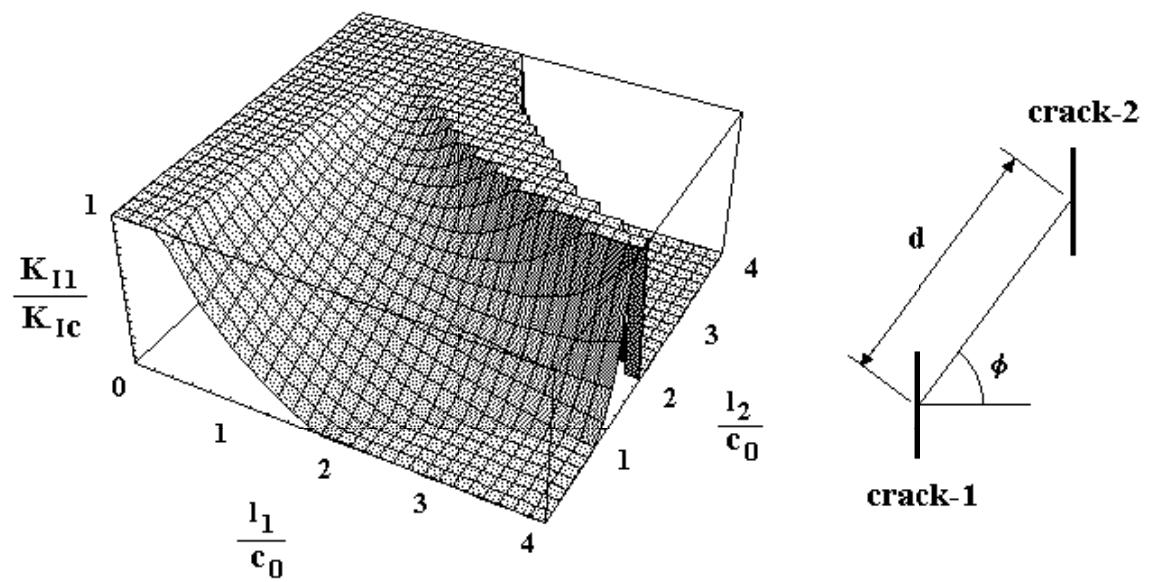


図 1.4: 応力拡大係数と 2つのクラック長の関係

表 1.1: 入力パラメータ

パラメータ	値
無次元化した軸圧縮応力	$\sigma_1/\sigma_0 = 7.0$
無次元化した拘束圧	$\sigma_2/\sigma_0 = 0.5$
摩擦係数	$\mu = 0.3$
初期欠陥長	$c_0 = 75(\mu m)$
初期欠陥の配向	$\theta = \pi/4$
基準応力	$\sigma_0 = 65 \text{ (MPa)}$

互干渉がない場合に相当し、応力拡大係数は  $l_1$  の増加に対して短調に減少する。一方、 $l_1 = l_2$  上では、はじめはクラック長の増加と共に応力拡大係数が減少するが、再び増加して脆性的クラック進展が生じると考えられる。減少した応力拡大係数が増加に転ずるのは、クラック間の相互干渉による。

## 1.5 解析結果

### 1.5.1 発展方程式の解

クラックの進展則を適用し、クラック長を時間の関数として求めた。表 1.1 に示す値の他に、 $n = 30$ 、 $V_0 = 0.035(m/s)$ 、破壊靱性値  $K_{Ic} = 1.0(MPam^{1/2})$  を用いて式 1.4 で表わされる初期値問題を解いた。

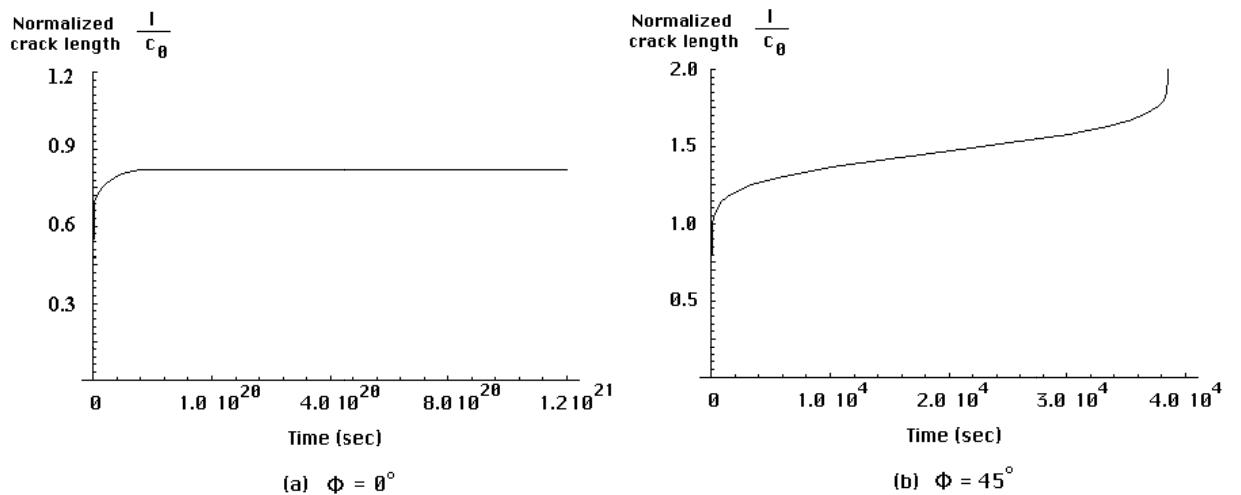


図 1.5: クラックの時間進展の様子

図 1.5 はその結果で、(a) は  $\phi = 0^\circ$  のときの、(b) は  $\phi = 45^\circ$  のときのクラック進展の様子を示している。両ケースとも  $t = 0$ において脆的にクラック進展が起こるが、増加率は減少し、一次クリープ挙動を示す。 $\phi = 0^\circ$  のケースではクラックの進展は見られないが、 $\phi = 45^\circ$  では、クラック長がある程度大きくなると  $l$  の一次関数的に増加する(二次クリープ)。最終的にはクラックが急激に増加し始め、クリープ破壊に至る(三次クリープ)。クラック長の増加率が増大し、クリープ破壊が生じるまでの時間を破壊時間と呼ぶ。この 2 つの計算結果から、相互干渉効果によってクラック進展が加速される場合と、抑制される場合があることが分かる。

### 1.5.2 破壊時間のクラック配置依存性

次に、クラックの相対的位置が異なるときのクラック進展具合の違いをもう少し詳しく調べる。配置の違いによってクラックの進展の様子が違うことは、応力拡大係数の大きさが2つのクラックの相対的位置関係に依存することに起因する。そこで2つのクラックが等長 ( $l_1 = l_2 = c_0$ ) であるときの、配置の違いによる応力拡大係数の分布を述べる。

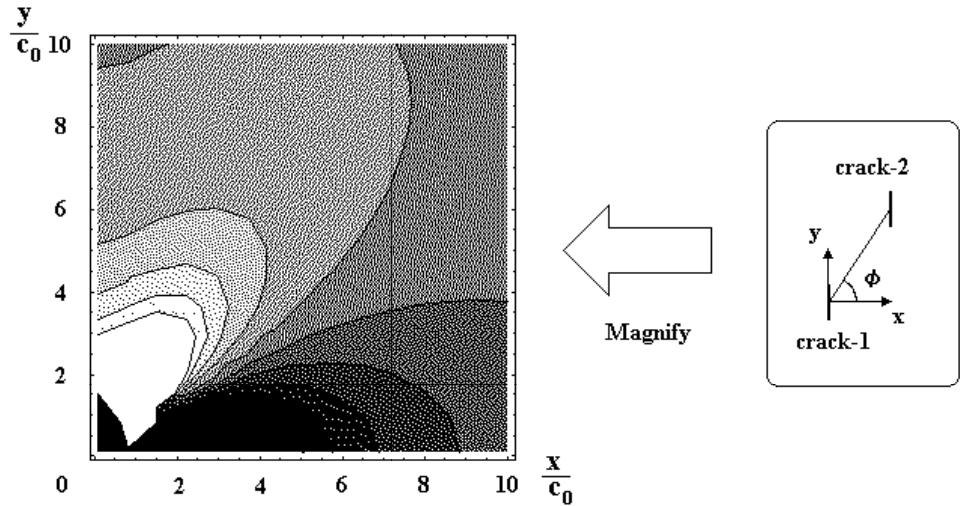


図 1.6: Crack-1 周辺の応力拡大係数の分布

図 1.5.2 は、crack-2 が  $xy$  平面上の各点に存在するときの応力拡大係数  $K_I$  をセンター図で表わしたものである。センター図において、色の淡い部分では応力拡大係数が大きく、濃い部分では小さい。色が淡く応力拡大係数の大きい領域は  $\phi = 60^\circ$  の方向に卓越して広がっており、クラックの進展が起こりやすい領域と考えられる。一方、 $\phi = 0$  度の方向では応力拡大係数は小さく、クラックの進展が起こりにくい領域と考えられる。これは、先の発展方程式の解析で得られた結果に整合している。

図 1.7 は2つのクラックの距離を  $d = 1.5, 2.0, 2.5, 4.5$  の計4通りに固定し、方向角  $\phi$  を変化させたときの応力拡大係数を破壊時間をプロットしたものである。この図から、応力拡大係数の最大値を与える  $\phi$  は  $d$  に関わらず約 58 度で一定である。また、2つのクラック間の距離が大きくなるに従い、応力拡大係数は小さくなっていることがわかる。

そこで、クラック間の距離を、計測から得られている適当なクラック密度から算出した  $d/c_0 = 2.0$  に固定し、 $\phi$  を何通りか変えて破壊時間を算出した。図 1.8 は算出した破壊時間をクラック配置の角度  $\phi$  の関数で示したものである。この図から最も破壊時間が短いのは  $\phi=58$  度のときである。図 1.7 を参照すれば、ちょうど応力拡大係数の最大

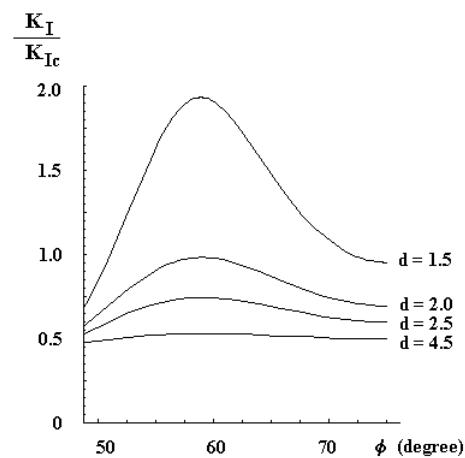


図 1.7: クラック配置角  $\phi$  と応力拡大係数の関係

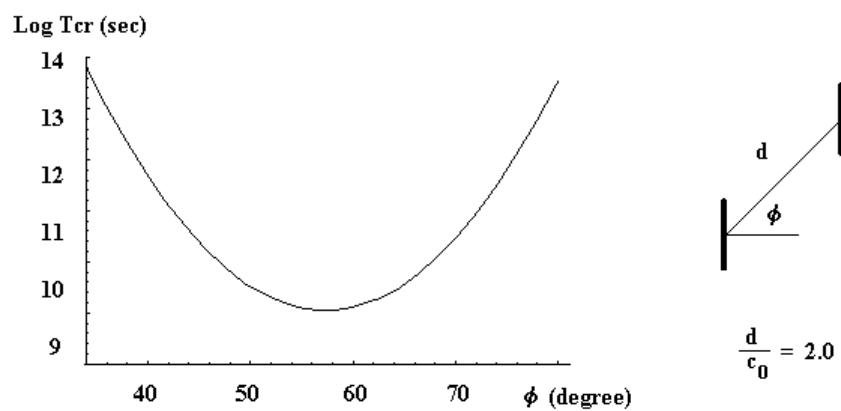


図 1.8: クラック配置角  $\alpha$  と破壊時間の関係

値を与える  $\phi$  が最小破壊時間を与えていることが分かる。また、この角度は最大圧縮力方向 ( $x_2$  方向) から測ると 32 度であるが、これは Kranz[4] が報告しているクリープ試験における破面の方向と一致している。以後の計算ではクラック配置の角度を、最小破壊時間を与える  $\phi=58$  度に固定して計算を行うことにする。

### 1.5.3 実験値との比較

クラック配置を  $\phi=58^\circ$ ,  $d/c_0 = 2.0$  に固定し、式 1.4 を応力状態を何通りか変えて解くことにより破壊時間を算出し、任意の応力状態での破壊時間を求めた。この時使ったパラメータは Kranz[4] が報告している値を用い、表 1.2 に示すとおりである。

表 1.2: クリープ解析に用いたパラメータ

パラメータ	値
ポアソン比	$\nu = 0.3$
破壊靱性値	$K_c = 1.0 \text{ (MPam}^{\frac{1}{2}}\text{)}$
初期クラック長	$c_0 = 75 \text{ (\mu m)}$
初期欠陥の角度	$\theta = 45 \text{ (degree)}$
摩擦係数	$\mu = 0.3$
係数 $n$	$n = 30$
初期クラック進展速度	$V_0 = 10^{-6}, 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3} \text{ (m/s)}$

図 1.9 は、解析の結果得られた破壊時間を軸圧縮応力  $\sigma_1$  および側圧比  $\sigma_2$  の関数として示したものである。同図から、偏差応力が大きいほど破壊時間は短くなり、側圧比が 1 に近づくにつれて破壊時間が大きくなることが分かる。

解析で得られた結果の妥当性を検証するために、Kranz[4] が Barre grante に対して行った試験結果と比較してみる。図 1.10 は、解析で得られた破壊時間および実験で報告されている破壊時間を軸圧縮応力の関数として表わしている。実験結果は拘束圧が 0(MPa)、53(MPa)、100(MPa)、198(MPa) の計 4 ケースを示してある。同図から、軸応力 - 破壊時間曲線の勾配は解析結果によってよく表わされていると考えられる。

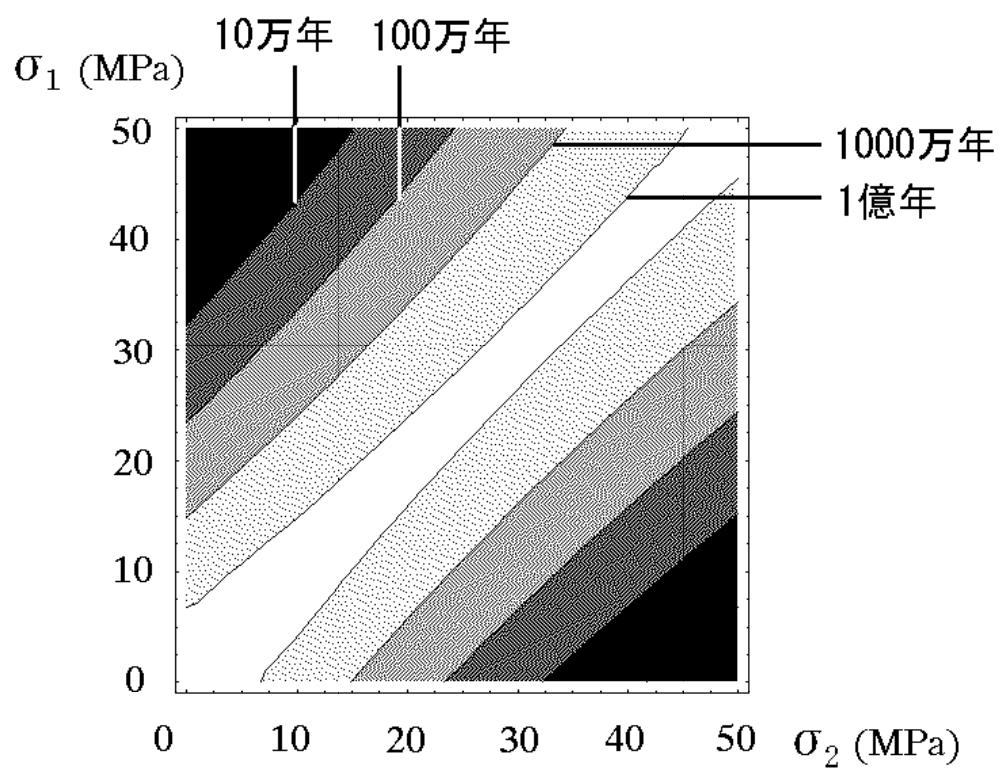


図 1.9: 任意応力下における岩石の破壊時間

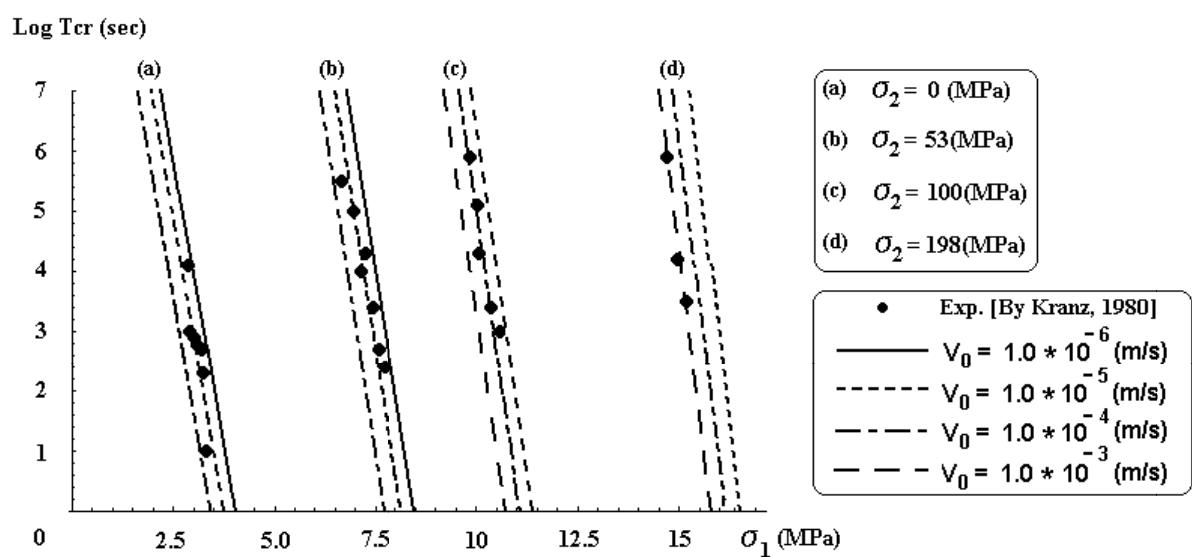


図 1.10: 解析解と試験データの比較

## 第2章 空洞安定性の検討

### 2.1 热破壊試験の解析

#### 2.1.1 热破壊試験の概要と热伝導弾性解析

本研究で対象にしている高レベル放射性廃棄物は、30～50年間の冷却期間をおいた後でもガラス固化体1体につき約5Wの熱を放出する。現在行われている検討では処分空洞周辺の温度は90°C程度になることが想定されている。岩石は温度上昇によってクリープ強度が大きく低下することが知られている。この影響を評価することを目的に、実際に岩盤中に試験坑を掘削し、熱による影響を確かめた試験がある。

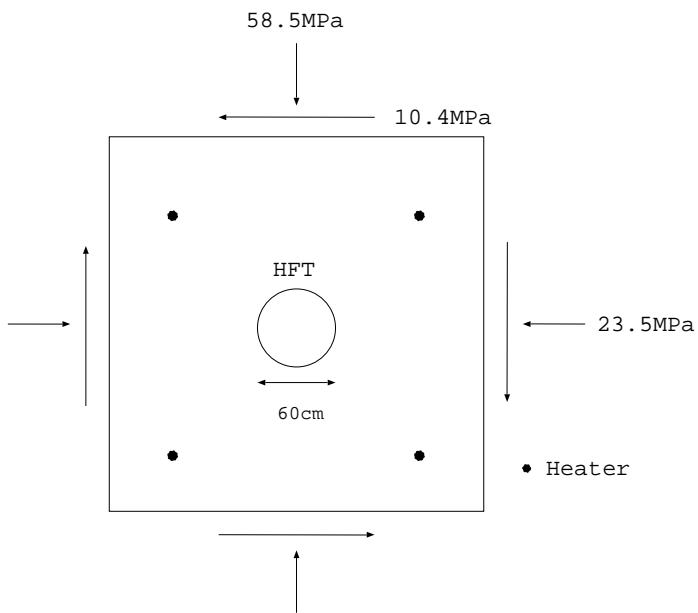


図 2.1: AECL の試験坑

図2.1は、1993年から95年にかけてMartinoら[7]によって行われた熱破壊試験の模式図である。同図は、坑道の壁面に堀った直径60cmの試験坑の断面図を示す。設置された電熱源を用いて約2Wで40日間加熱したところ、試験坑側壁での温度は約90度にまで上昇した。岩盤加熱後試験坑を掘るとすぐに、写真2.2に示すように側壁部に亀

裂が生じた。



図 2.2: 試験坑側壁での破壊の様子

岩盤の温度上昇によって破壊が生じた原因としては次の 2つが考えられる。

- 母岩の熱膨張によって内部に応力が発生した
- 母岩のクラック進展則が変化し、クラックの進行が早まり、クリープ破壊に至った

そこで本章では、この実験を有限要素解析によって再現し、クラック進展則の変化を考慮した上で、提案するクリープ理論を用いて破壊時間を算出する。解析で得られる破壊時間が実際の破壊時間と適合するかどうか確認する。

有限要素法に用いた熱伝導弾性解析のメッシュを図 2.3 に示す。対称条件を利用し、4 分の 1 の領域に対して解析を行う。平面ひずみ条件を仮定し、境界条件として、外側境界では変位を拘束し断熱条件を用い、坑壁では自由応力条件を用い、坑道内は空気で満たされているものとする。

解析に用いる岩石(花崗岩)の材料定数は表 2.1 に示す通りである。この仮想岩盤を試験坑側壁から 2m 離れた位置にある熱源 2kW で 40 日間加熱する。

### 2.1.2 解析結果

熱伝導弾性解析の結果得られる温度分布を図 2.4 に示す。図 2.5 は図 2.3 に示した node-6、node-28 および熱源での温度変化を表わす。坑道表面の温度が 90 °C に達するとき、表面から 2m 離れた熱源では 500 °C 近くまで温度が上昇する。この温度分布は実際の計測結果 [7] とよく一致している。

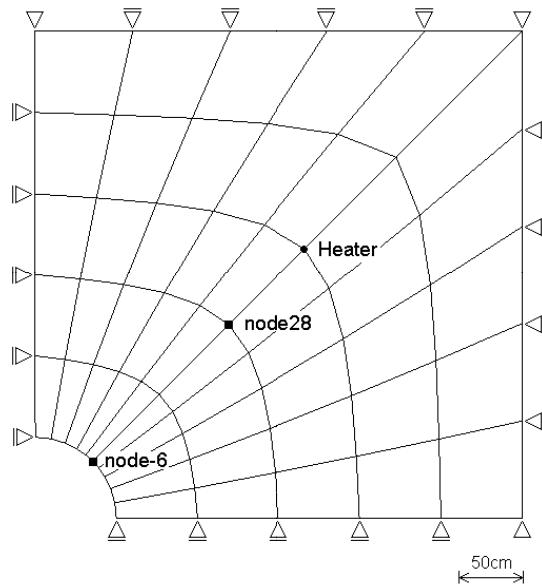


図 2.3: 1/4 平面図の熱伝導弾性解析メッシュと境界条件

表 2.1: 热伝導弾性解析に用いた花崗岩の材料定数

パラメータ	値
弾性定数	$E = 58.0 \text{ (GPa)}$
ポアソン比	$\nu = 0.32$
密度	$\rho = 2.50 \text{ (g/cm}^3\text{)}$
花崗岩の熱伝導率	$K_{tg} = 8.75 * 10^{-4} \text{ (cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot {^\circ}\text{C)}$
空気の熱伝導率	$K_{ta} = 5.83 * 10^{-6} \text{ (cal/cm} \cdot \text{sec} \cdot {^\circ}\text{C)}$
比熱	$C_v = 1.80 * 10^{-1} \text{ (cal/g} \cdot {^\circ}\text{C)}$
熱膨張率	$\alpha = 8.80 * 10^{-6} \text{ (1/}^\circ\text{C)}$

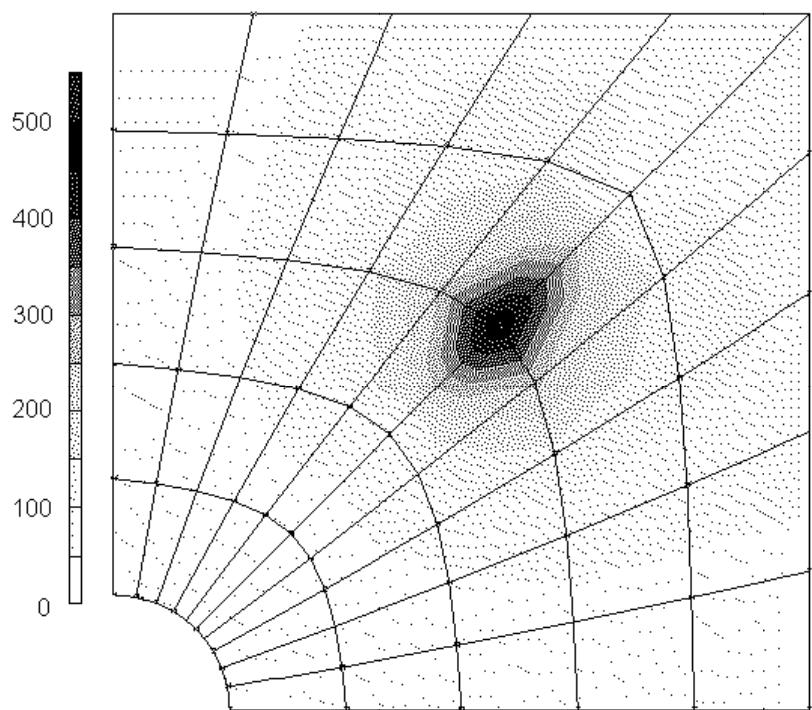


図 2.4: 40 日後の温度分布

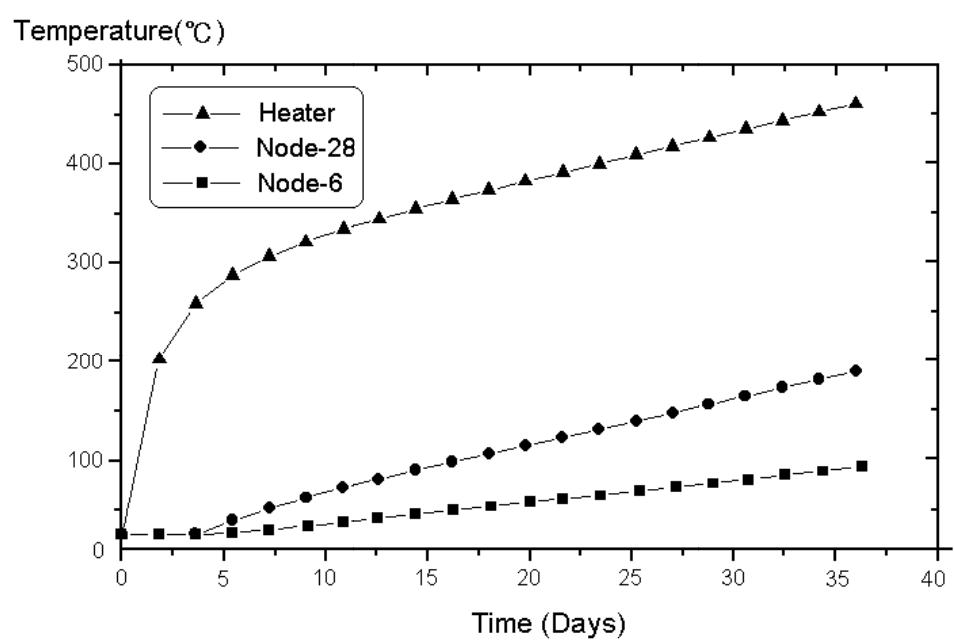


図 2.5: ノード上での温度の時間変化

図は 2.6 は応力状態が最も厳しい試験坑壁面における応力をモール円で表わしたものである。試験坑掘削前の初期応力状態を点線で示した。斜めの直線は岩石の破壊基準線である。得られた応力状態に対して前章のクリープ解析を実施することにより破壊時間を算出する。

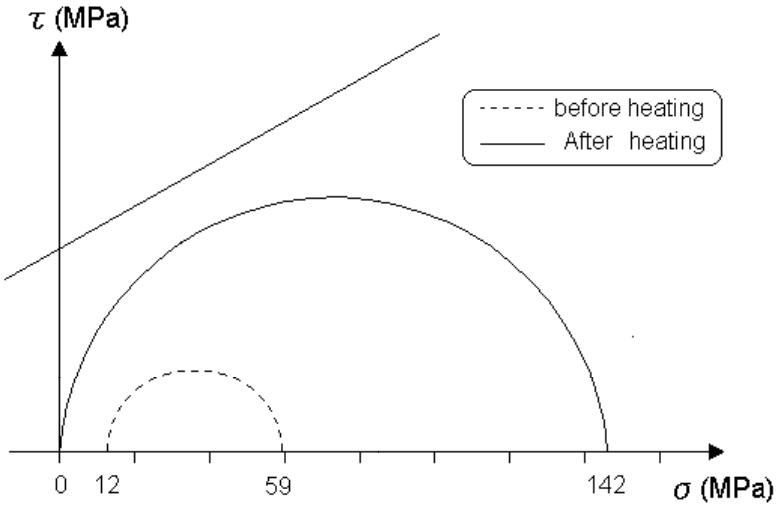


図 2.6: 加熱前後の応力状態

表 2.2: 破壊時間の推移

状態	破壊時間
加熱前	3.7 (万年)
加熱後 (破壊進展則変化前)	160 (年)
加熱後 (破壊進展則変化後)	22.5 (秒)

表 2.2 は解析によって得られた、加熱前後の岩盤のクリープ破壊時間を見ている。クラックの進展は温度の上昇によって促進されることが報告されている。Lajtai ら [6] は乾燥 25 °C、湿潤 25 °C、湿潤 90 °C の条件に対してクラック進展則を求めており、ここでは乾燥 25 °C と湿潤 90 °C における進展則を用いて破壊時間の算定を行った。

結果として岩盤の熱膨張による応力の増加のみではクリープ破壊時間は十分短くならず、試験坑掘削直後に破壊が生じたという実験結果を説明できない。これに温度上昇に伴うクラック進展則の変化を考慮に入れて破壊時間を見ると、破壊時間は約

23秒となり、試験結果から報告されている破壊現象と整合する結果が得られた。これにより提案するクリープ理論の妥当性が確認されたといえる。

## 2.2 空洞安定性の検討

前節の熱破壊試験の解析結果と実験結果の比較より、先章で提案したクリープ理論による解析解が試験データに適合することが確認された。本章では、大深度地下空洞のクリープ破壊時間を算出する。

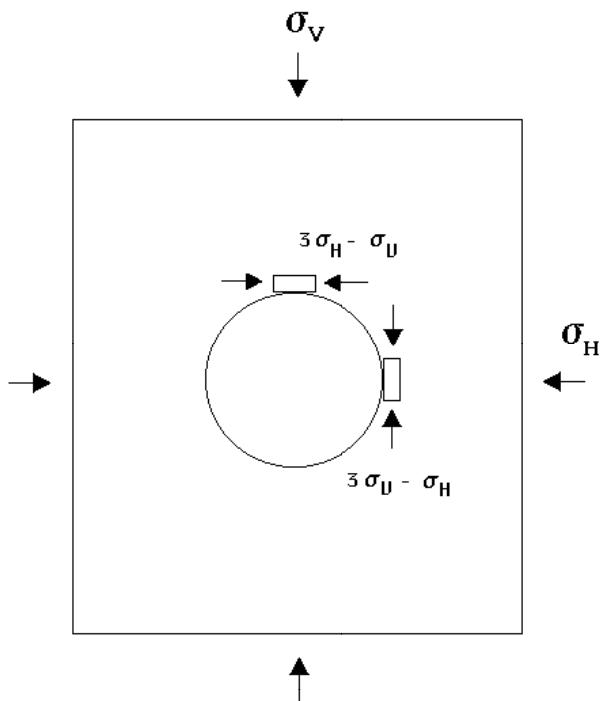


図 2.7: 円形トンネル周辺の応力状態

空洞の形として最も単純な例である円形トンネルを考える。円形トンネルに対する坑道周辺の応力状態は、弾性解の範囲では図 2.7 ような理論解が与えられている。周辺岩盤において、偏差応力が一番大きくなるこの部分で破壊時間が最も短くなる。埋め戻し材には土被り圧相当の圧力が発生するものとし、密度を  $\gamma = 2.5(g/cm^3)$  として鉛直荷重を計算する。例えば深さ 500m では  $\sigma_V = 13.5MPa$  の鉛直荷重がかかることがある。また、側圧係数 ( $\sigma_H/\sigma_V$ ) は計測結果から知られている 0.7~1.4 の範囲を用いる。

この応力分布から、先のクリープ理論を用いて最小破壊時間 to 算出した。破壊時間を空洞設置の深度と側圧比の関数として図 2.8 に示す。

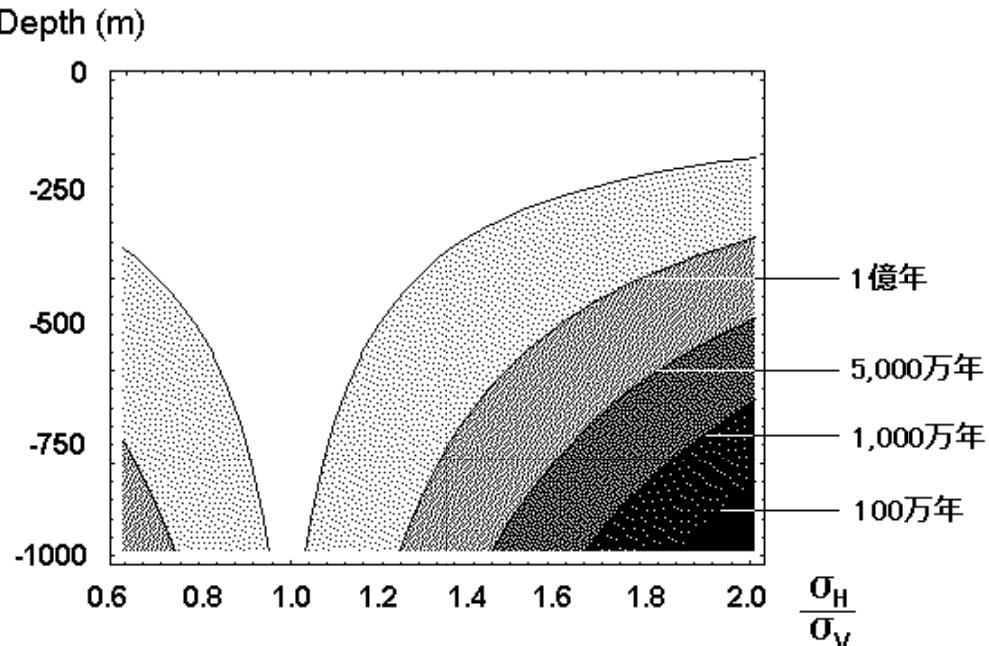


図 2.8: 破壊時間と深度・側圧比の関係

埋め戻し材に鉛直応力と同じ応力が発生し、空洞壁面に内圧として作用するため、側圧比が 1 のときはちょうど坑道に等方に圧力がかかっている場合に相当し、クリープ破壊は起こらない。拘束圧を一定として考えると、深度が大きくなるほど破壊時間は小さくなる。深度を一定として考えると、側圧比が 1 から離れるにしたがって破壊時間は小さくなる。しかし、考えうる範囲で最も破壊時間の短い深度  $z = 1,000m$ 、側圧比  $\sigma_H/\sigma_V = 2$  のときでも、本手法によると破壊時間は 100 万年を超えている。

# 第3章 不連続性岩盤の有限要素解析

## 3.1 不連続面の変形様式

### 3.1.1 亀裂変形の評価モデル

第2章では任意の応力下での岩石のクリープ破壊時間が得られた。しかし、実際の岩盤中には多数の不連続面が含まれている。不連続性岩盤挙動の支配的なメカニズムは不連続面のせん断すべり面であることが知られており、クリープ破壊時間にも大きく影響を及ぼすと考えられる。そこで本章では、不連続面の変形様式を明らかにする。

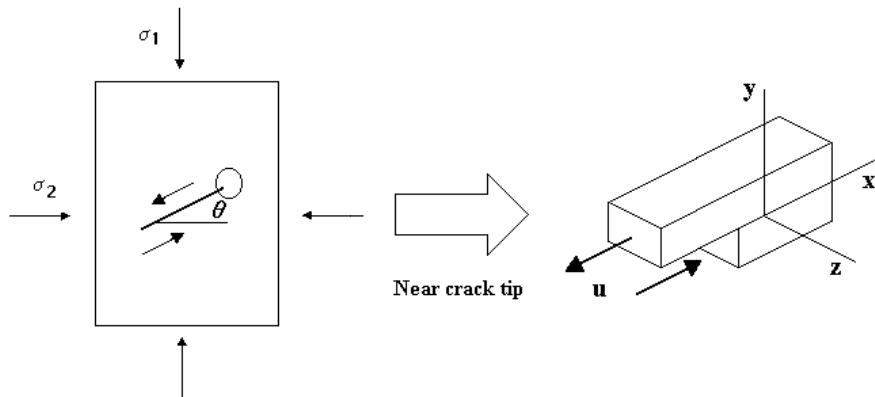


図 3.1: 亀裂のせん断破壊

図3.1に示すように、圧縮応力下における半無限平板内に、不連続面が1つ存在する2次元問題を考える。この不連続面上には圧縮応力とせん断応力が生じているが、不連続面に沿ってせん断すべりを起こし破壊に至ると考えられる。一般に亀裂近傍の弾性応力場において  $\sigma_{max}$  は無限大となっている。今、せん断抵抗が0であるとすれば、不連続面の先端では応力拡大係数が破壊靱性値に達している領域が存在すると考えられる。そこで、応力拡大係数を算出し不連続面先端近傍の応力場を求めることによって、不連続面の寸法に対する先端近傍の脆性破壊領域を評価する。

### 3.1.2 解析結果

図 3.1 に示したせん断モード時の亀裂先端近傍での応力分布、先端での応力拡大係数は、材料および応力成分に関して図 3.2 の記号を用いると、2 次元問題では下記の様に与えられる。

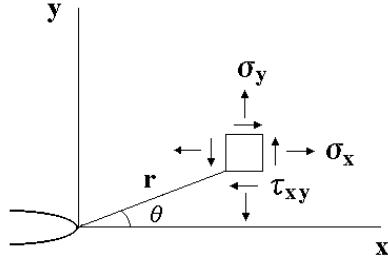


図 3.2: クラック先端近傍の局所座標と応力成分の定義

$$K_2 = \tau \sqrt{\pi l} \quad (3.1)$$

$$\sigma_x = -\frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} (2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}) \quad (3.2)$$

$$\sigma_y = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \quad (3.3)$$

$$\tau_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2}) \quad (3.4)$$

式 3.1において  $l$  は亀裂長さの半分である。上式における  $1/\sqrt{r}$  の形の応力の特異性の存在が、応力集中および応力拡大係数の支配的な特性となっているといえる。

求めた応力状態を用いて算出した先端近傍での破壊時間を図 3.3 に示す。先端からの座標系は不連続面の長さの半分  $l_0 = 7.5m$  によって無次元化している。同図から、不連続面先端からの短期破壊領域は不連続面の寸法に対して 1/100 程度であり、小規模降伏範囲における破壊現象であることが確認される。

## 3.2 不連続面上の摩擦力の評価

### 3.2.1 起伏を有する不連続面モデル

先の解析で破壊の降伏範囲が明らかになったが、算定においてはせん断抵抗は 0 とした。不連続面のせん断抵抗は拘束圧に依存しており、垂直応力の減少に伴いせん断抵

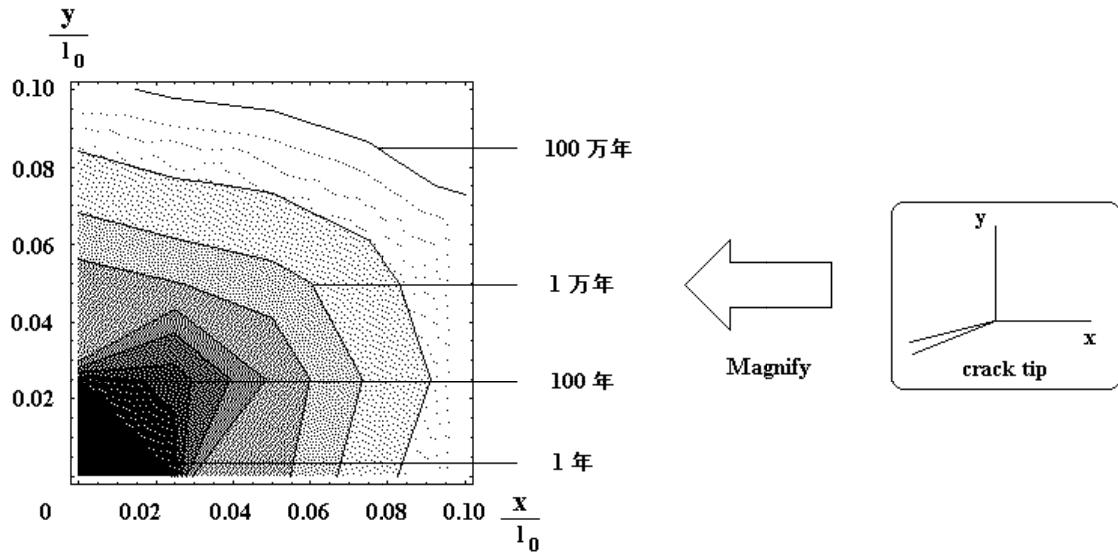


図 3.3: 不連続面先端近傍での破壊時間

抗も減少する。前節で考えた問題の不連続上にも拘束圧がかかっているので、いくらかのせん断抵抗が必ず存在するはずである。岩盤の超長期安定性を評価する上で、不連続面のせん断強度を期待しうるかどうかは明らかではない。平滑かつ風化を受けた不連続面であっても残留強度は期待できる。問題は幾何学的なかみ合わせによる摩擦抵抗が長期にわたって期待できるかどうかという点にある。そこでせん断抵抗を持つ不連続面を含む岩盤要素の破壊解析を実際に有限要素法によって実施する。不連続面の条件を満足するために、本研究ではジョイントの材料挙動を表すインターフェイス要素を用いることにした。インターフェース要素については??を参照されたい。

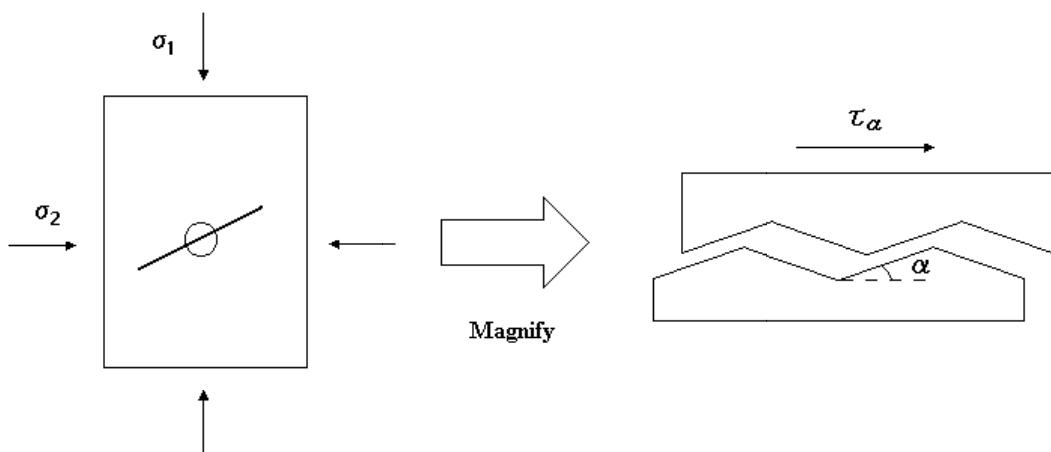


図 3.4: 起伏を有する不連続面

岩盤中の不連続面は巨視的に見れば平坦であるが、局所的に見れば起伏を有しており、ある場所ではせん断すべりを起こし、別の場所では開口するという複雑な挙動を起こすと考えられる。そこで本研究では、図 3.4 に示すように起伏を有する不連続面を考える。このとき、一方の面においてせん断すべりが生じ、もう一方の面では開口するものとした。このように不連続面を設定して有限要素解析により応力分布を計算し、先のクリープモデルを用いて破壊時間を算出する。

### 3.2.2 解析結果

圧縮応力および拘束圧として、 $\sigma_1 = 25\text{ MPa}$ ,  $\sigma_2 = 35\text{ MPa}$  を用いた。不連続面の角度は、不連続面が最も滑りやすい、主応力軸と  $45^\circ$  をなすケースについて計算した。この結果得られる最大主応力分布を図 3.5 および図 3.6 に、最小の破壊時間を起伏角  $\alpha$  の関数として図 3.7 に示す。

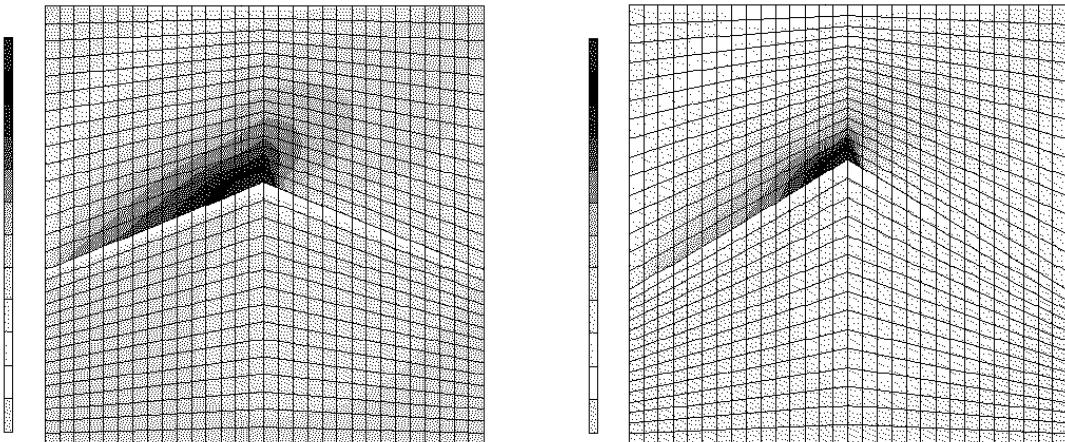


図 3.5: 最大主応力分布 (case-1,  $\alpha = 9^\circ$ ) 図 3.6: 最大主応力分布 (case-2,  $\alpha = 17^\circ$ )

図 3.5 および図 3.6 から、起伏が大きいほどせん断すべりと開口による応力の集中度合いが大きいことが分かる。得られた応力分布から破壊時間を算出すると、応力が集中している起伏の突起部で破壊時間が最小になっている。図 3.7 に示すように、この解析例ではそれでもなお破壊時間は 500 万年を上回っている。

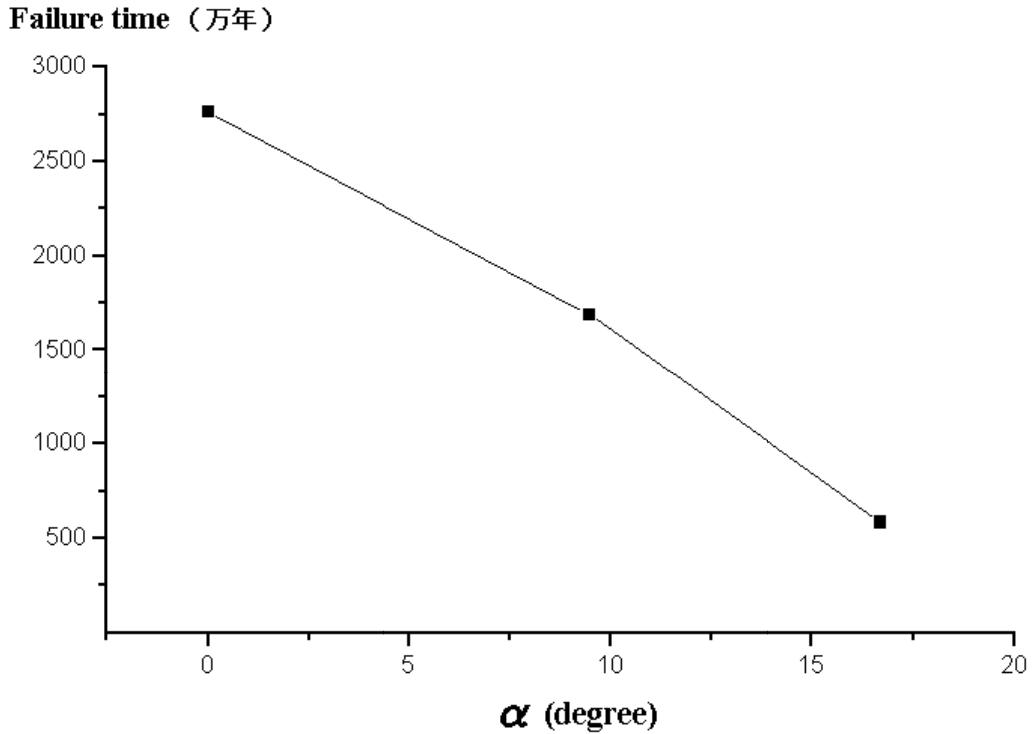


図 3.7: 破壊時間と起伏角  $\alpha$  の関係

### 3.3 不連続性岩盤のクリープ解析

#### 3.3.1 ランダム不連続面発生モデル

仮想岩盤中にランダムに不連続面を発生させ、有限要素解析により応力分布を計算し、先のクリープモデルを用いて破壊時間を算出する(図 3.8)。直行する 2 セットの不連続面を考え、不連続面のせん断抵抗はないものとする。不連続面に対して主応力軸が  $0^\circ$  および  $45^\circ$  のケース、最大主応力が 25MPa、最小主応力が 17.5MPa および最大主応力が 35MPa、最小主応力が 25MPa となる計算ケースを考えた。

#### 3.3.2 解析結果

図 3.9 に最大主応力分布を表わす。case-1 から case-4 は発生させる不連続面の密度が 0.01、0.05、0.10、0.50 ( $\text{本}/\text{m}^2$ ) のケースに対応している。不連続面の存在する個所ではせん断力によるすべり変形が生じ、応力集中部(色の濃い部分)が発生する。

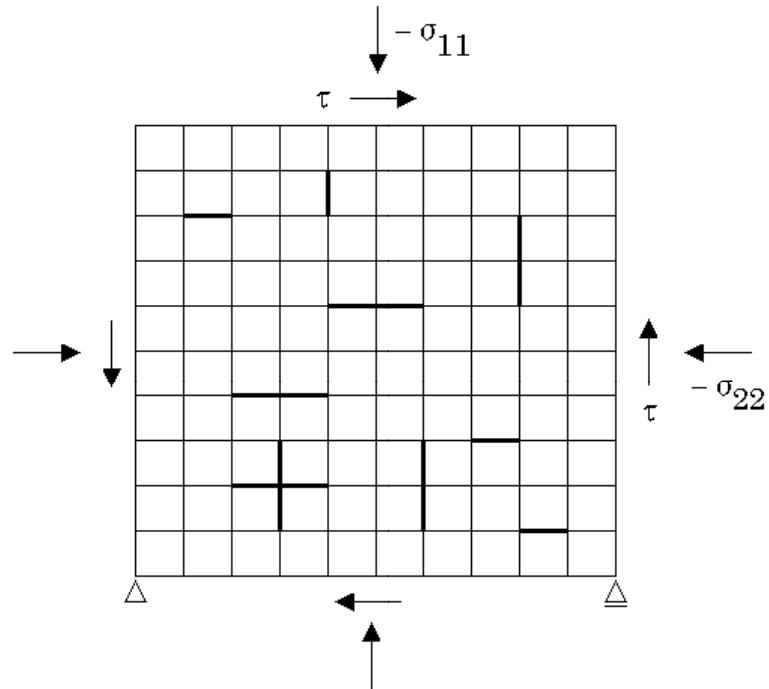


図 3.8: 不連続性岩盤の有限要素メッシュ

こうして得た応力状態と先のクリープ理論から得られる最小の破壊時間を、不連続面密度の関数として計 4 ケース図 3.10 に示す。

主応力軸が不連続面と直行するときは、不連続面は滑らないため不連続面の影響はほとんど見られない。不連続面が主応力軸に対して 45 度のときは、不連続面が滑って応力集中が起こり破壊時間の低下が見られる。しかし、この解析例では依然として破壊時間は長く 500 万年を超えていている。

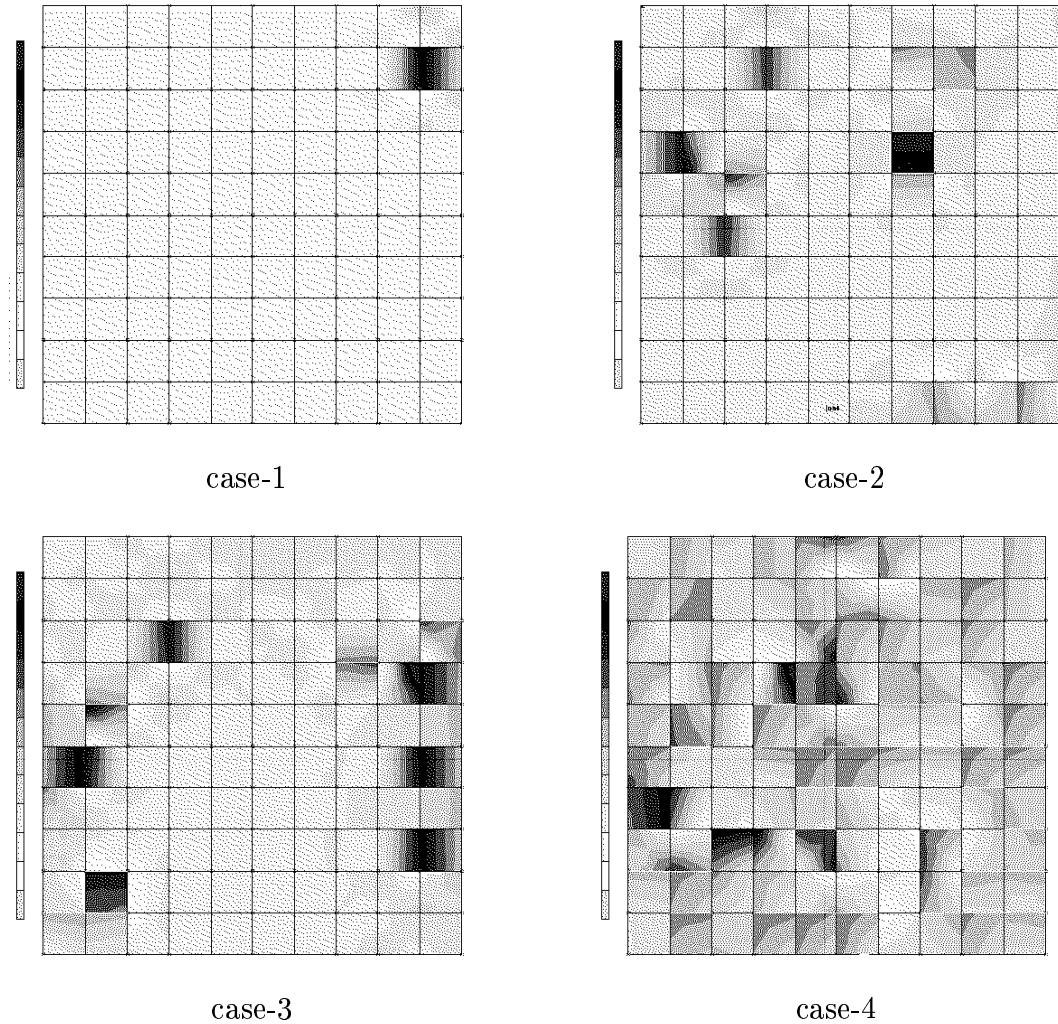


図 3.9: 最大主応力分布

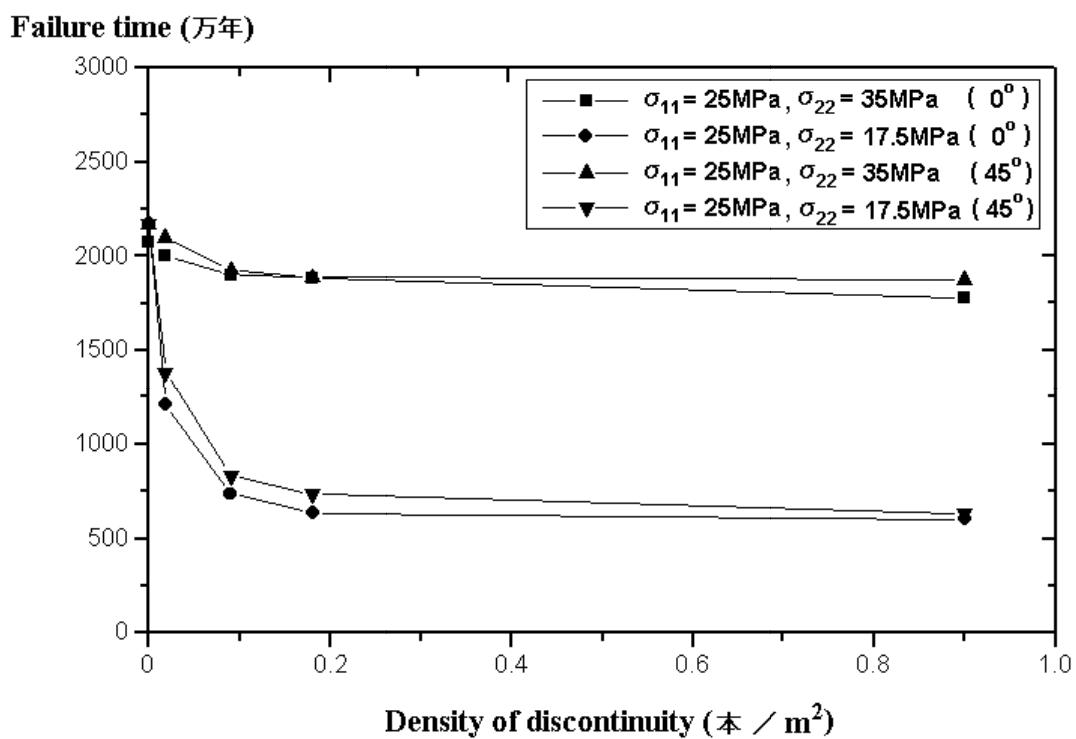


図 3.10: 不連続性岩盤の破壊時間

## 第4章　まとめ

本研究においては、圧縮応力下における岩盤のクリープ変形・破壊を予測する解析モデルを提案した。このモデルでは、マイクロクラックの進展が斜め方向に局所化することを変形・破壊のメカニズムとして理論を構築している。マイクロクラック間の相互干渉を考慮することにより発展方程式を解いた結果、クリープ破壊における1,2,3次クリープの遷移および局所化現象によるせん断面の形成を表現することが出来た。

次に、何通りか拘束圧を変化させ、任意応力下における破壊時間を計算した。その結果は Kranz[4] が報告している実際の岩石の破壊時間と整合するものであった。さらに本理論の妥当性を確認するために、カナダの AECL によって行われた熱破壊試験の再現を行い、破壊時間を算出した。その結果、岩盤の温度上昇によるクラック進展則の変化を考慮に入れて破壊時間を算出すると、試験結果から報告されている破壊現象と整合する結果が得られた。これと同時に、大深度地下空洞のクリープ時間を算出した。空洞の形として単純な円形トンネルで解析したところ、考えうる範囲で最も破壊時間の短い深度  $z = 1,000m$ 、側圧比  $\sigma_H/\sigma_V = 2.0$  のときでも、本手法によると 100 万年を超える破壊時間が得られた。

最後に、実際の岩盤に多数含まれる不連続面が破壊時間に与える影響を評価した。まず、不連続面のせん断強度の評価を行った。その結果、表面に勾配を大きく設けた不連続面に対しても、本手法によると破壊時間は 500 万年を超え、不連続面表面の幾何学的な噛み合わせにも摩擦抵抗が長期にわたって期待できることが明らかとなった。次に、ランダムに不連続面を発生させた仮想岩盤に対して破壊解析を行い、不連続面の密度・方向の影響を評価した。その結果、主応力軸に対する不連続面の角度、不連続面の密度は破壊時間の低下を招くものの、本解析例で得られた破壊時間は依然として長く、500 万年を超えていている。

## 参考文献

- [1] Atkinson, B.K. (1984) Subcritical crack growth in geological materials, J.Geophys. Res., Vol.89, B6, pp.4077-4114
- [2] Brace, W.F. and Sprunt, E.S. (1974) Deirect observation of microcavities in crystalline rocks, Int.J.Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., Vol.11, pp.139-150
- [3] Horii, H. and Nemat-Nasser, S. (1985) Elastic fields of interacting inhomogeneities, Int. J.Solids Structures, No.21, 7, pp.731-745
- [4] Kranz, R.L. (1980) The effects of confining pressure and stress difference on static fatigue of granite, J.Geophys. Res., Vol.85, pp.1854-1866
- [5] Kranz, R.L., Harris, W.J. and Carter, N.L. (1982) Static fatigue of granite at 200 °C , J.Geophys. Res., Vol.9, pp.1-4
- [6] Lajtai, E.Z., Schmidtke, R.H. and Bielus, L.P. (1987) The effect of water on the time-dependent deformation and fracture of a granite, Int. J.Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr., Vol.24, pp.247-255
- [7] Martino, J.B. and Read, R.S. (1997) AECL's Heated Failure Tests: An Overview
- [8] 奥井義昭、堀井秀之、秋山成興 (1994) マイクロメカニクスに基づく連続体理論と変形の局所化現象の解析, 土木学会論文集 No.501/1-29, pp.55-64
- [9] Okui, Y. and Horii, H. (1997) Stress and time-dependent failure of brittle rocks under compression: A theoretical prediction, J.Geophys. Res., Vol.102, B7, pp.14869-14881
- [10] Yoshida, H. (1992) A micromechanics-based model for creep phenomena of rock, A thesis for the degree of Master of Engineering, University of Tokyo

## 付録A 複素応力関数法

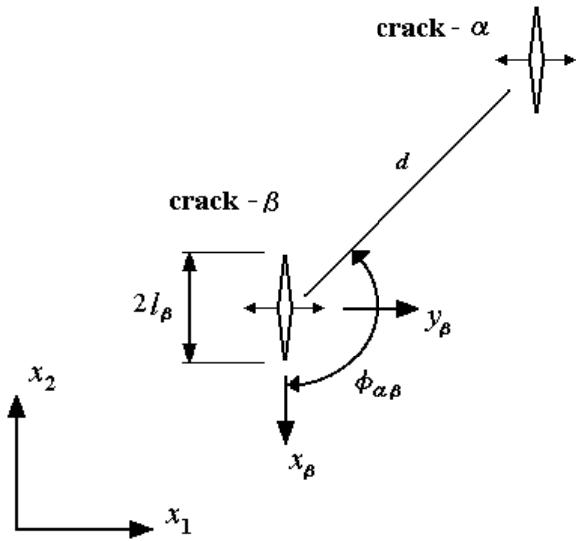


図 A.1: クラック  $\beta$  周りの局所座標の定義

図 A.1 に示す subproblem  $\beta$  に対して、Muskhelishvili によって次に示す複素応力関数  $\Phi$  が提案されている。

$$\Phi'(z) = \frac{1}{2\pi\sqrt{z^2 - l^2}} \int_{-a}^a \frac{\sqrt{l^2 - x^2}(f(x) - ig(x))}{x - z} dx \quad (\text{A.1})$$

$$\Psi''(z) = \overline{\Phi'(\bar{z})} - \Phi'(z) - z\Phi''(z) \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma_{yy}^+ - i\sigma_{xy}^+ = \sigma_{yy}^- - i\sigma_{xy}^- = f(x) - ig(x) \quad (\text{A.3})$$

式 A.3において、 $\sigma_{ij}^+$ ,  $\sigma_{ij}^-$  はクラック表面に作用する応力である。

マイクロクラック表面で  $\sigma_{22}^{P\alpha}$  と  $\sigma_{22}^{P\beta}$  が一定であると仮定すると、応力関数は次のようになる。

$$\Phi'_\beta(z_\beta) = \frac{1}{4} \left( \frac{l_\beta}{z_\beta} \right)^2 \left\{ (\sigma_{yy} + \sigma_{yy}^{P\beta}) - i(\sigma_{xy} + \sigma_{xy}^{P\beta}) - \frac{2c_0}{\pi l_\beta} [\lambda_1(\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{P\beta}) - \lambda_2(\sigma_{yy} + \sigma_{yy}^{P\beta})] \right\}$$

$$\Psi'_\beta(z_\beta) = \frac{1}{2} \left( \frac{l_\beta}{z_\beta} \right)^2 \left\{ (\sigma_{yy} + \sigma_{yy}^{P\beta}) - \frac{2c_0}{\pi l_\beta} [\lambda_1(\sigma_{xx} + \sigma_{xx}^{P\beta}) - \lambda_2(\sigma_{yy} + \sigma_{yy}^{P\beta})] \right\} \quad (\text{A.5})$$

この複素応力関数  $\Phi$  および  $\Psi$  を用いると、応力成分は次の式で表わされる。

$$\sigma_{xx} + \sigma_{yy} = 2[\Phi'(z) + \overline{\Phi'(z)}] \quad (\text{A.6})$$

$$\sigma_{yy} - \sigma_{xx} + 2i\sigma_{xy} = 2[\bar{z}\Phi''(z) + \Psi'(z)] \quad (\text{A.7})$$

ここで  $z_\beta = d \exp(i\phi_{\alpha\beta}) + x_\alpha$  である。式 A.4 と式 A.5 を式 A.6 に、式 A.4 を式 A.7 に代入すれば次のように簡単な形で応力成分が求められる。

$$\sigma^{P\alpha} = \gamma(l_\beta, x; x')(\sigma + \sigma^{P\beta}) \quad (\text{A.8})$$

ここで  $x, x'$  はクラック  $\alpha, \beta$  の位置ベクトルであり、それぞれ、 $\sigma = \{\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{12}\}^T$ ,  $\sigma^{P\alpha} = \{\sigma_{11}^{P\alpha}, \sigma_{22}^{P\alpha}, \sigma_{12}^{P\alpha}\}^T$  を表わす。また、 $\gamma(l_\beta, x; x')$  は次のマトリックスで定義される。

$$\gamma(l_\beta, x; x') = \frac{1}{2} \left( \frac{l_\beta}{d} \right)^2 \begin{bmatrix} (1 + \lambda_2 b/l_\beta)a_1 & -(\lambda_1 b/l_\beta)a_1 & a_4 \\ (1 + \lambda_2 b/l_\beta)a_2 & -(\lambda_1 b/l_\beta)a_2 & a_5 \\ (1 + \lambda_2 b/l_\beta)a_3 & -(\lambda_1 b/l_\beta)a_3 & a_6 \end{bmatrix} \quad (\text{A.9})$$

式 A.9において、 $d = |x - x'|$ ,  $\phi_{\alpha\beta} = \tan^{-1}(x_2 - x'_2)/(x_1 - x'_1) + \pi/2$ ,  $b = 2c_0/\pi$  であり、 $a_i$  は下記のように与えられる。

$$a_1 = 2 \cos 2\phi_{\alpha\beta} - \cos 4\phi_{\alpha\beta}, \quad a_2 = a_6 = \cos 4\phi_{\alpha\beta}$$

$$a_3 = a_4 = \sin 2\phi_{\alpha\beta} - \sin 4\phi_{\alpha\beta}, \quad a_5 = \sin 2\phi_{\alpha\beta} + \sin 4\phi_{\alpha\beta}$$

## 付録B インターフェース要素

ジョイントの挙動特性は図 B.1 に示すように、ジョイントのせん断変形に対して応力降下が生じ、あるせん断変位以上では応力降下が一定になるものとしてモデル化する。また、ジョイントの開口変形に対しては、開口変位に対して直応力が降下し、ある開口変位に達すると完全にジョイントが開口するとストレスフリーになるものとしてモデル化する。

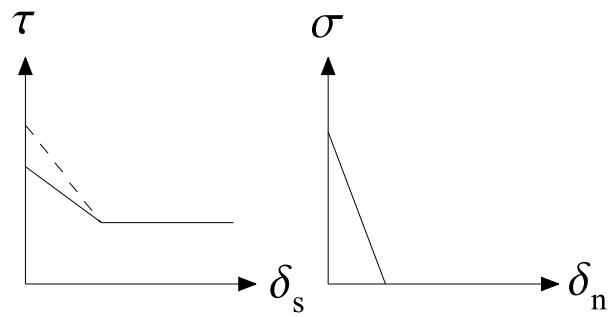


図 B.1: ジョイントにおける応力-変位関係

このようなジョイントを含む岩盤要素の破壊解析を、実際に有限要素法によって実施するために使われるものがインターフェース要素である。

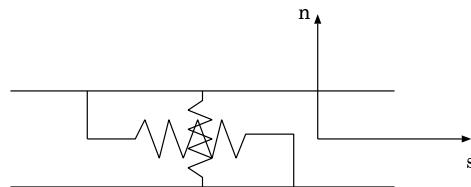


図 B.2: インターフェースエレメントの概念図

インターフェイス要素は図 B.2 及び B.3 に示すような、要素境界の相対垂直変位を  $\delta_n$ 、相対せん断変位を  $\delta_s$  としたときに、要素間に働く直応力-相対垂直変位関係 ( $\sigma - \delta_n$  関係) 及びせん断応力-相対せん断変位関係 ( $\tau - \delta_s$  関係) を増分問題として満足させる

要素である。要素の接線剛性は図 B.2 に示すようなバネと理解することができる。バネの剛性は変形とともに変化することとなる。

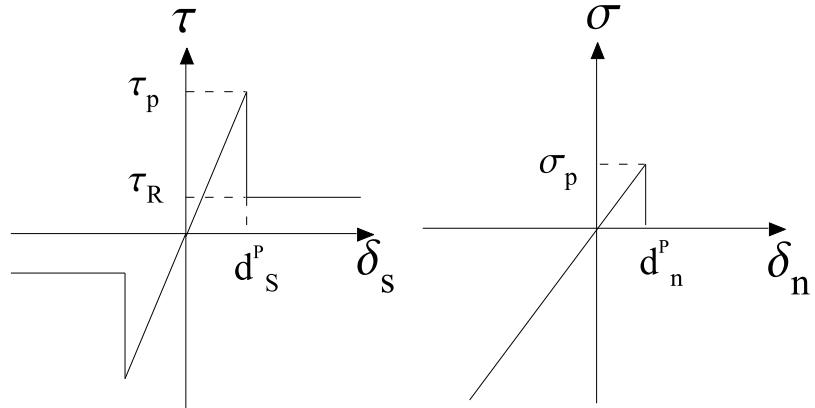


図 B.3: インターフェースエレメントにおける応力－変位関係

ジョイントのせん断すべりに対しては、図 B.3 左の関係を満たすものとする。即ち、ある程度のせん断変位の範囲ではせん断応力とせん断変位が比例するが、せん断変位が一定値を超えると、せん断すべりが発生して応力は  $\tau_p$  から  $\tau_R$  まで降下する。またジョイントの開口に対しては図 B.3 右の関係を与える。即ち、ある程度の開口変位の範囲では開口変位と直応力が比例するが、開口変位が一定値を超えるとストレスフリーになる。