不連続岩盤の力学挙動に関する基礎的研究

昭和61年

尾 原 祐 三

不連続岩盤の力学挙動に関する基礎的研究

昭和61年

尾　原　祐　三

目　　　　　次

1．緒　論

1．1 本研究の目的

岩盤は天然物で、その内部には種々の成因による不連続面が存在しており、その力学挙動は非常に複雑なものとなっている。最近、地下発電所や地下貯蔵のための地下大空洞や原子力発電の後背斜面のような大型岩盤構造物が多く作られるようになってきている。このような岩盤構造物を取り囲む岩盤に対して工学的に問題となるのは、岩盤内に存在する断層、層理面、節理面などであり、岩盤の挙動は、それを構成する岩石自体の挙動よりはむしろこれら不連続面に沿うすべりや回転のような挙動が卓越する。さらに、連続体と思われている岩盤を構成する岩石自体にも、スケールの小さな節理面や片理面のようなジョイントや空隙が数多く存在しており、さらに微視的に観察すると、鉱物粒子や粒界に微少クラックを認めることができる。このように、岩盤は数多くの不連続面を有しているため連続体では説明のできない力学挙動をすることになる。したがって、岩盤は不連続面と実質部の集合体と見なすことができ、それらの相互作用によって挙動する”不連続体”と呼ぶことができよう。

さて、上記のような岩盤構造物の建設を合理的に行なうためには、図に示すような大筋の流れ図に従うのが妥当であると考えられる。流れ図は大略４つの部分に分けることができよう。まず、岩盤構造物の設計のための事前調査であり、岩石の力学的性質の決定、不連続面の力学的性質の決定、不連続面の定量化および３次元地山応力の決定などである。つぎに、構造物の安定解析であり、これは、日常的に用いられている数値解析のみならず模型実験も含まれ、構造物の設計の主要部をなす。さらに、構造物建設中の施工管理であり、最近では逆解析法による方法も提案されている。最後に、構造物完成後の設計の妥当性の検討である。本論文は、岩盤構造物の建設のための事前調査および安定解析ついて研究を進めたものである。

マルパッセダムの事故を始めとする不連続面に起因した数々の事故によって、岩盤の力学挙動における不連続面の重要性が明確となり、これら不連続面は岩盤構造物の安定解析を行なう際のキーポイントとなる。この結果、それらの幾何学的形状および力学特性を事前に十分把握し、それらを考慮した安定解析法の確立が望まれている。ところが、岩盤内に存在する不連続面を画一的に取り扱うことは極めて困難である。なぜなら、各々の不

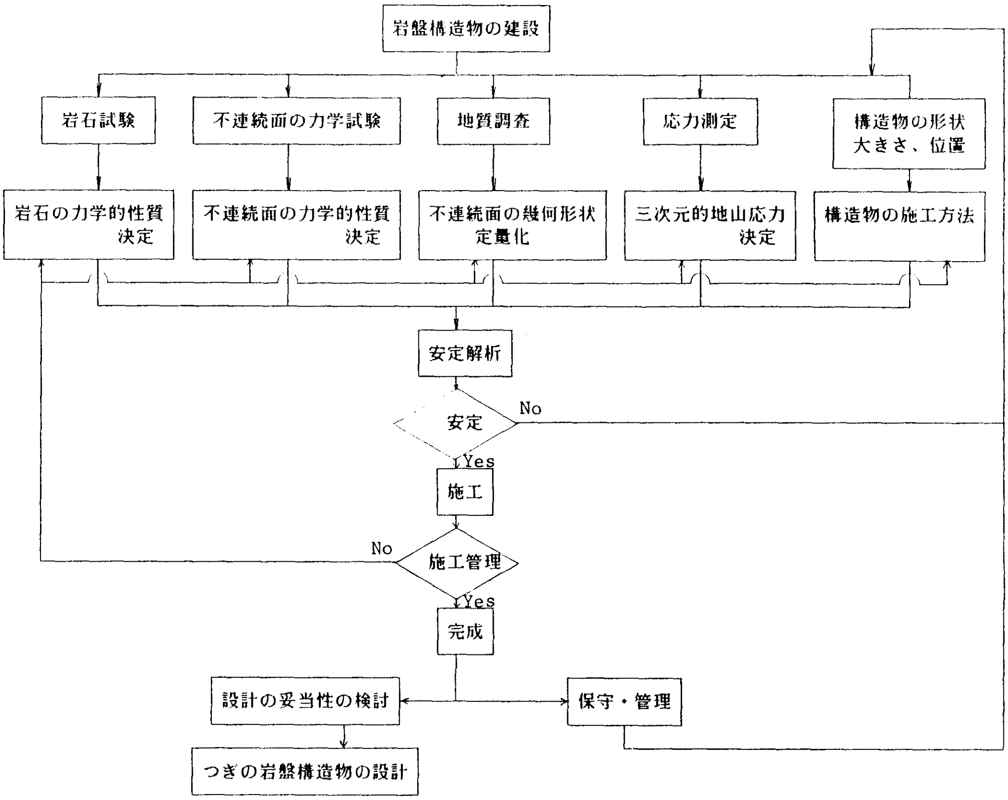


図　岩盤構造物の合理的設計のためのフローチャート

連続面は成因が異なり、岩盤内に一様に分布しているのではなく、また、幾何形状、スケール、力学特性なども異なっている。近年、これらを定量的に取り扱う試みもなされてきているが、不連続面の多様性を考えてみると、ただ一面からのアプローチの方法では岩盤の挙動を予測するのは不十分である。したがって、問題に応じた不連続面の種々の取り扱い方が必要となり、多方面からのアプローチの方法がとられるべきであると考えられる。

岩盤の安定解析において、不連続体としての岩盤を数値解析で取り扱う場合、２つのモデル化の方法が考えられる。１つは、不連続体としての岩盤をそれと等価な連続体と見なす方法であり、他方は、岩盤をそのまま不連続体としてモデル化する方法である。前者おける安定解析は、岩盤を均質等方体、異方体あるいは不均質体として取り扱い、後者においては、断層や成層面などの不連続面や構造物の建設にともなって新たに発生する破壊面などをモデル化あるいはそれらを考慮した解析法を用いて行なわれる。ところが、数値解析のみでは岩盤の破壊形状やその様式などの現象を把握するには十分と言えず、これらの現象およびそのメカニズムを明確にするには模型実験も併せて実施される必要がある。

筆者は、まず、岩盤を不連続体とみなすことから始め、岩盤構造物の安定解析における岩盤のモデル化に必要な岩石、不連続面および岩盤の力学特性の決定法を提案するとともに、岩盤応力を直接に測定する方法および原位置での不連続面の摩擦特性を決定する方法を提案する。さらに、不連続面を考慮した岩盤の力学挙動について数理および物理モデルを用いた多方面からのアプローチを行ない、不連続面に応じた予測法を提案し、合理的な岩盤構造物の設計のための基礎資料を提供する目的で、この一連の研究を実施した。

１．２ 従来の研究の展望

１．２．１ 不連続面の力学特性

岩盤中には種々の不連続面が存在し、それらの発生状況も異なっている。不連続面は、地質学的には地殻応力によって生じる節理、断層、しゅう曲などや、生成過程で生じる層理、片理、葉理、空隙などがある。工学的にみると、不連続面ではそれに垂直な方向の引張力には抗することができず、圧縮力は伝達され、せん断力の伝達はその不連続面のもつ摩擦特性に依存しており、したがって、せん断方向の変位の不連続は許容される。このように、工学的には、”不連続面”という言葉は力学的な不連続を示すものと定義することができよう。

岩盤力学における不連続面の摩擦は大別して２つに分類することができる。１つは、岩石を微視的に見たときの微少クラック面の摩擦であり、他の１つは巨視的な不連続の摩擦である。前者はGriffith[1)]から始まる微少クラック先端に発生する集中応力を用いた理論の展開であり、McClintockとWalsh[2)]は閉合型クラックに対して、クラック表面間の摩擦を考慮して岩石の変形破壊特性を論じている。その後、この理論は多くの研究者によって破壊力学[3)]へと発展させられている。

Jaeger[4)]は、不連続面に作用する垂直応力σとせん断応力τを用いて巨視的な不連続面の摩擦特性として次式を提案している。

$$\tau = S_0 + \mu \sigma \qquad (1.2.1)$$

ここで、S_0、μは定数である。上式は土質力学で用いられるCoulombの破壊基準と同様で、

S_0は土の粘着力、μは土の内部摩擦角に相当するものである。せん断変形が進み残留強度状態では、S_0は失われ、摩擦角ϕ_fのみの関係になるとしてHoek[5]は次式を提案している。

$$\tau = \sigma \tan\phi_f \qquad (1.2.2)$$

Patton[6]は、摩擦特性は不連続面の表面粗さと関係があると考え、規則的な凹凸があるモデルを用いて実験的に検討し、垂直応力が低いとき、

$$\tau = \sigma \tan(\phi_f + i) \qquad (1.2.3)$$

で与えられることを確かめた。ここでϕ_fは摩擦角で、ｉは不連続面の平均粗さ角である。垂直応力が高いとき、凹凸を越えることなくこれを破壊していくため、

$$\tau = C + \sigma \tan\phi_r \qquad (1.2.4)$$

が成立し、bi-linearとなることを示した。ここで、Ｃは岩石の粘着力、ϕ_rは岩石の内部摩擦角である。

垂直応力が低いとき、Schneider[7]は人工的に不連続面を作成した三角柱供試体を用いて摩擦特性を論じている。不連続面のダイレタンシーｂを $b = b_0\exp(-k\sigma)$ とし、この値とせん断変形量Ｓとの割合をダイレタンシーアングルと定義した。ここでb_0は $\sigma = 0$のときのダイレタンシーで、ｋは定数である。このダイレタンシーアングルと凹凸の平均粗さ角ｉは等価であると見なし、 $\tan i = \Delta b / \Delta S$ として次式を提案している。

$$\tau = \sigma \tan[\phi_r + \tan^{-1}\{(\Delta b_0 / \Delta S) \cdot \exp(-k\sigma)\}] \qquad (1.2.5)$$

上記のような表面粗さは１次の粗さと呼ばれ、さらに微視的に見た表面の凹凸は２次の粗さと呼ばれる。Barton[8)9)]は、垂直応力が低いときは２次粗さに対して破壊が生じないのでせん断は１次および２次粗さに支配され、垂直応力が高いときは２次粗さの凹凸が破壊されて１次粗さが支配的になり、さらに、垂直応力が高くなると（１．２．３）式で表されるｉは零となり岩石の特性を示してくると論じている。このようなせん断への移行は、Ladanyi[10]らがダイレタンシーと関係づけて論じている。

Barton[9)11)]は、不連続面の粗さ係数ＪＲＣと、不連続面の圧縮強度ＪＣＳを用いてつぎのような実験式を求めた。

$$\tau=\sigma_n\tan[\mathrm{JRC}\cdot\log_{10}(\mathrm{JCS}/\sigma_n)+\phi_r] \qquad (1.2.6)$$

ＪＲＣの評価はBartonによると、２０段階に分けられている。Tse[12)]らは不連続断面の１次粗さの２乗平均を用いてＪＲＣの決定法を論じている。また、現場で簡易的に不連続断面を測定する方法をStimpson[13)]が提案している。

実際の不連続面は規則的でない。Jaeger[14)]は経験的な式として次式を与えている。

$$\tau=a\{(1-\exp(-b\sigma)\}+\mu\sigma \qquad (1.2.7)$$

ここで、ａ、ｂは定数であり、μは摩擦係数である。上式は実験的に得られるものであるので、かなり広範囲に適用することが可能である。

不連続面の変形特性をGoodman[15)16)]は応力－変位曲線より決定されると論じている。すなわち、垂直剛性K_nは、不連続面に作用する垂直応力σと垂直変位v_jの曲線の傾きとして、せん断剛性K_sは、せん断応力τとせん断変形u_jの曲線の傾きとして得られる。また、不連続面の最大可能閉塞量はジョイントの厚みより小さくなければならず、σとv_jの関係は双曲線として得られる。この関係は、健全な岩石供試体および不連続面をもつ岩石供試体の圧縮試験のそれぞれの応力－変位曲線の差として不連続面の垂直応力と垂直変位の曲線より得られ、その傾きがK_nである。せん断剛性K_sは、不連続面の直接せん断試験によって得ることができ、多くの研究者が一定の垂直応力のもとでの$\tau-u_j$曲線を論じており、σの増加に伴ってK_sが増大する一定ピークモデル、あるいは任意のσに対してK_sが一定である一定剛性モデルによって表現することができることを示している。また、Bandis[17)]は数多くのせん断試験結果をσをパラメータとしてK_sとせん断ブロック長さを整理し、K_sが強い寸法効果を表すことを示している。

１．２．２ 数値解析法

航空工学の分野より発展してきた有限要素法(以下、ＦＥＭと略す)は、1967年に出版されたZienkiewiczの著書"Finite Element Method on Structual and Continuum"によって世界的に知られるようになった。この方法を用いると連続体の離散化という枠内では多

くの力学問題を解くことが可能であり、また、コンピューターの大型化に伴い高度な数値解析手法が提案され[18]、より詳細な力学挙動の予測もできるようになってきている。地盤工学の分野では、対象としている問題の材料特性は多様であり、また、不連続面を有する岩盤も対象としなければならず、構成式や不連続性を考慮するとき、この方法は極めて有効な地盤・岩盤の挙動予測手段となっている。

構成式は、コンピューターの大型化や数値解析技術の高まりとともに、より厳密なモデルが構築されるようになった。構成式は国際会議の１部門として議論され[19]、構成式に関する国際会議も開催されている[20]。また、構成式[21][22][23]に関する多くの著書も見られるようになってきている。岩盤に関しては、Mroz[24]、Maier[25]、市川[26]、Desai[27]らが塑性論に非関連流れ則を導入した、水田[28]、山富[29]、Pietruszczak[30]、川本[31]、Sture[32]らがひずみ軟化特性を導入した定式化を行い、多くの研究成果を発表している。

不連続面の挙動をＦＥＭに導入したのはGoodman[33]である。このモデルはジョイント要素と呼ばれ、連続体の枠からでないものの、考え方が非常に簡単で、しかも、不連続面間の変形状態や断層のすべり状態などを表現することが可能で広く一般に用いられている。Zienkiewicz[34]はアイソパラメトリック要素を用いたジョイント要素を提案した。この要素は曲率を持つ不連続面をモデル化する際には都合が良い。相対変位にもとづいたジョイント要素をGhaboussi[35]らが提案し、軸対称問題にこれを適用している。さらに、多くの研究者たちによって種々の接合要素やジョイント要素が提案されているが[36]-[41]、不連続面の構成式は未だ完成を見ず、より詳細な実験的検討を行なう必要があるものと思われる。

不連続面を考慮する際に、ＦＥＭ以外の方法として岩盤を剛体とバネで離散化する剛体バネモデルを川井[42]らが提案している。このモデルは、あらかじめ破壊が生じる可能性のある方向に剛体要素を配しておき、それらのうちの、最も破壊しやすい面を決定するもので、極限解析専用のモデルである。また、浅井[43]は剛体ジョイント要素、剛体結合要素を、Belytschko[44]らは剛体ブロックモデルを提案している。Dowding[45]らは有限要素法と剛体ブロックモデルのカップリングの定式化を行ない、トンネル周辺の岩盤挙動について解析を行なっている。

Cundall[46]は、個別剛体要素法(Distinct Element Method)を提案している。この方法は、川井らの提案したモデルと同様に岩盤を剛体とバネとで離散化しているが、用いている基礎式は運動方程式であり、個別の剛体の接触状態を考慮して時間ステップごとに運動方程式をたてて解くという方法である。この方法は自由落下の現象や、粒状体の挙動などを適確に表現することができるが、個別な要素間を結合しているバネ定数の決定に問題

が残されている。

一方、境界要素法(以下、ＢＥＭと略す)は、支配方程式をGreenの公式を用いて境界の積分方程式に変換しそれを離散化する方法であり、ＦＥＭに比べて１次元低く問題を取り扱うことができる。また、要素分割はモデル境界についてのみ行なえばよいので入力データも非常に少なくなり、計算時間も短縮することが可能で、しかも、無限領域で基礎解を用いているので、ＦＥＭのように境界の選定に悩まされることはない。

ＢＥＭは、大別して直接法(direct method)と間接法(indirect method)がある。直接法は境界上の変位や応力ベクトルのように明確な物理量を用いて定式化する方法であり、間接法はポテンシャル論に立脚して定式化を行なう方法で、取り扱う変数の物理的意味が必ずしも明確でない[47)]。

境界要素法の定式化は、JaswonとSymm[48)]、Hess[49)]らによって間接法を用いて行われている。直接法は、Rizzo[50)]が境界上の変位と応力ベクトルに立脚した定式化を提案している。Brebbia[51) 52)]らは重みつき残差法により積分方程式の定式化を行ないＢＥＭの名を広く世界に普及させた。土木工学の分野ではBarnrjeeとButterfield[53)]、Venturini[54)]の著書があり、固体の力学とクラックの問題に対してはCrouch[55)]の著書が見られる。この中でCrouchは変位くい違い法(displacement discontinuity method)を提案しており、水田[56)]、石島[57)]は鉱山工学の分野にこれを適用している。非線形問題に対してはBui[58)]、Tell[59)]らによって定式化が行なわれ、我が国では小林[60)]が二重層ポテンシャル法によるクラックの弾塑性解析法を提案している。

ＢＥＭとＦＥＭをカップリングする方法をBrady[61)]、三井[62) 63)]が提案している。三井は、異領域をジョイント要素で結合した解析を行ない、Brady、三井はトンネル周辺のゆるみ領域の問題に適応している。これらの方法は、無限境界が導入されているＢＥＭと対象とする材料の構成式を簡単に導入することのできるＦＥＭとの利点を生かすという点で今後ますます発展していく方法であると思われる。

１．２．３ 模型実験

数値解析が今日のように一般に普及する以前から実際の構造物(以下、実物と呼ぶ)の挙動を予測するための手段として模型実験が行われてきている。模型実験は実物を忠実にモデル化することが必要であり、この観点からすると、実物と同一のものを模型とすることが最適である。構造力学の分野では構造物に用いる材料を模型としてそのまま用いることが可能であり、我が国では建設省土木研究所などにおいて実物大の模型を使用して多く

の研究成果をあげてきている[64]。ところが、このような模型実験は経済的、技術的な側面から制約を受け、模型寸法を大きくとることは非常に困難である。

実物と模型寸法が異なっていても、これらの挙動が相似であり、両者の挙動を関係づける方法があるならば、実物の挙動を模型の挙動から予測することが可能である。この関係は相似則と呼ばれ、理論的に導びかれる。もし、相似則が無いならば、寸法の異なった模型の実験は定性的な挙動予測にとどまり、定量的な予測のためには、前述のように実物と同一の模型を用いなければならない。

岩盤構造物は重力の効果によって挙動する。この効果を与える実験方法としては遠心力を用いる遠心力載荷実験と、摩擦を用いる底面摩擦実験が開発されている。これらの方法には相似則が確認されており、遠心力載荷実験に対してはRocha[65]、Roscoe[66]が、底面摩擦実験においてはEgger[67]、Bray[68]がこれを提案している。

遠心力の利用の歴史は1930年ごろソ連とアメリカで始まったと言われている[69]。我が国では岩盤力学の分野で三雲[70]、平松[71]から始まり、炭鉱における切羽、空洞の問題を扱った平松[72][73]の研究、炭鉱の天盤崩落の問題を扱った平松[74]、西田[75]、岡村[76]の研究、斜面の挙動についての秋本[77]、岡村[78]、Sugawara[79]の研究がある。一方、土質力学の分野では、三笠らの自重圧密実験[80]、支持力実験[81]、斜面安定実験[82]の報告がある。また、斜面安定や支持力に関する研究が山口[83][84]、寺師[85]らによって報告されている。

底面摩擦実験は、当初、摩擦の大きな面を固定して、その上で模型を動かすことで模型の挙動を観測していたが、Hoek[86]が逆に模型を固定して底面を動かすことを考案して以来、Goodman[87]らが岩盤斜面の転倒破壊などに関して多くの実験を報告している。しかし、この方法では模型材料の自重のみで摩擦力を発生させているため、模型内に発生する摩擦力が極めて小さく、模型実験の適用範囲が限られる。このため、Egger[88]は模型上面に空気圧を作用させ、ベルトに垂直な応力を変化させることによって模型内の摩擦力を制御することを考案した。我が国では川本、尾原[89]、西岡[90]らがトンネル周辺の岩盤挙動について報告している。

１．２．４ 応力測定法

岩盤内の応力を測定する方法はつぎのように分類することができる。（１）応力補償法、（２）応力解放法、（３）水圧破砕法、（４）その他の方法である。

（１） 応力補償法は、岩盤の一部にスリットを設けその隙間にジャッキを挿入し、

このジャッキを用いてスリットを設ける前の変位状態まで岩盤に圧力を作用させてもどし、そのときの圧力によって岩盤内の応力を求めようとするものであり、Mayer[91]、Tincelin[92]によって開発され、各国で用いられている。この方法は、トンネルなどの自由面で実施されるものであり、求められる応力はジャッキに垂直な方向のみである。したがって、完全な3次元応力状態を知ろうとすると多数の点での測定が必要である。また、ボアホールを利用して坑道から離れた点での測定の方法がTalobe[93]やJaeger[94]によって提案されている。Goodman[95]は有限要素法を用いた数値解析によりトンネルのゆるみ領域を求め、実際に作用している応力とフラットジャッキで測定される応力の関係を導いているが、初期応力が未知なモデルを用いてこれを行なうには無理がある。

（2） 応力解放法は、岩盤の一部を掘り出してそこに作用している応力を除去し、この際に生じるひずみあるいは変形量を測定することにより岩盤内応力を決定しようとするものである。この方法は、弾性論を基礎として測定値を処理するため、3次元応力状態を容易に決定することができる。しかし、ひずみあるいは変形量により応力を求める際に弾性定数を決めなければならないこと、また、岩盤が弾性的に挙動しないとき正確な応力が決定できないという欠点がある。

応力解放法は、大口径オーバーコアリングにより応力解放行なうもので、測定場所および測定項目によって孔径変位法、孔壁ひずみ法、孔底ひずみ法と分類される。

孔径変位法は、多くの研究者によって研究開発され、実用化されている。Merrill[96]らは6つのキャンティレバー方式の変位計を取りつけた測定器を開発し、その後改良されて現在ではU.S.B.Mine's Methodと知られている。南アフリカ国立機械工学研究所ではストレインゲージを貼ったリングゲージをボアホール内に取りつける方法[97]や、差動トランスを用いる方法[98]を開発している。我が国では、電力中央研究所が孔軸と直交する面内の45°間隔の4方向および孔軸方向の5成分の変位量を測定することのできる測定器を開発し、これをセメントミルクで埋設しオーバーコアリングをする方法を提案[99]し、多くの測定結果が報告されている。

孔壁ひずみ法は、Leaman[100]らによって開発されたもので、測定用ボアホール内の壁面に3枚のロゼッタ型ゲージを貼付しオーバーコアリングをする方法である。この方法は1回の測定で完全な3次元応力状態を知ることができ、その精度も高いことが示されているが、孔壁の仕上げやゲージを貼付する方法が困難で、測定結果はあまり報告されていない。

孔底ひずみ法は、孔底を平面に研摩し、ロゼッタ型ゲージを孔底に貼付し、オーバーコアリングする方法を Mohr[101]が提案したが、その後、Olsen[102]らが改良し、さらに、

Leaman[103]、平松、岡ら[104]がドアストッパー形のモールドゲージを開発し、求められる応力の精度や、ゲージ貼付技術が進歩した。しかし、この方法は、孔底が平面であるためボアホール軸方向の応力の精度が悪く完全な３次元応力状態を決定するためには、独立な方向２本の測定孔が必要である。そこで、この問題を解決するために菅原、尾原[105]は孔底を球状に仕上げ、球面にひずみゲージを貼付する球状孔底ひずみ法を開発している。

その他、部分的に応力解放を行なって応力を求める方法をTalobe[93]や川本[106]が試みている。川本は、１本のボアホールの岩盤表面近くの内壁にロゼッタ型のストレインゲージを３箇所に貼付し、このボアホール近くにもう１本別のボアホールを穿ち、このときのひずみ変化量から岩盤応力を求めている。

（３） 水圧破砕法は測定ボアホール内に水で内圧を作用させ、このときに生じる水圧変化および発生する亀裂方向によって応力の大きさおよび方向を決定するもので、Fairhurst[107]、Haimson[108]らによって研究され、実用化に至っている。我が国では、水田ら[109]が多くの鉱山で計測を実施し、その成果を報告している。この方法は、原理的には非常に深部の応力も測定することができ、地震予知と関係する地殻応力の測定にしばしば用いられている。なお、ボアホールに内圧を作用させる方法をボアホールジャッキで行ない、応力を決定する方法がDe la Cruz[110]によって提案されている。

（４） その他の方法として２、３の方法が提案されているが、その１つは岩石が破壊するときに発生する微少破壊音を利用した方法で、金川ら[111]によって開発された。微少破壊音は岩石が圧力をうけたとき岩石内の微少クラックが進展する際に発生するもので、過去に履歴した最大応力に達するまではその発生頻度は少なく、それ以上の圧力が作用すると発生が急に激しくなるといういわゆるカイザー(Kaiser)効果を利用したものである。

１．３ 内容の概観

岩盤は常に不連続面を有しており、不連続体とみなすことができる。岩盤の力学挙動はそれを構成する岩石と不連続面の力学特性およびそれらの相互作用に支配されている。したがって、岩石および不連続面の力学特性を把握することが必要である。第２章では、まず、岩石供試体の横方向の変位を測定する方法を開発し、大谷石を用いて三軸圧縮試験を実施し、塑性論に基づいた非関連流れ則を用いて岩石の構成式を提案する。つぎに、１

つの供試体を用いて岩石の強度特性および破断面の摩擦特性を求めることのできる多段階三軸圧縮試験を実施し、三軸応力下で発生する不連続面の摩擦特性を実験的に検討する。その結果、破断面の実際にすべっている部分の面積に注目して発生した不連続面のすべり基準を提案する。さらに、岩盤内の不連続面を微少クラックとみなし、クラック理論を基礎として岩盤内の不連続面が岩盤に及ぼす影響を理論的に検討し、岩盤の変形性の評価法を提案する。

第３章では、岩盤内の不連続面の調査、岩盤内の応力および不連続面の力学特性を決定する方法を提案し、現場へ適用した結果について述べる。具体的には、地下発電所大空洞の側壁よりボーリングを行ないボアホールカメラを用いた不連続面の調査を実施する。さらに、球状孔底ひずみ法による岩盤応力の測定法を提案し、この方法を用いて応力分布を測定し、決定した応力分布を用いて観測した不連続面の摩擦特性について論じる。

第４章では、不連続面を考慮した岩盤挙動の予測のための種々の数値解析手段を提案する。具体的には、層上地盤上の基礎に関する問題を理論的に検討するとともに、有限要素法と境界要素法のカップリング法を用いて解析する。つぎに、岩盤を剛体とバネでモデル化する方法を用いた岩石のせん断試験の問題を、さらに、斜面上に基礎が置かれたとき斜面の逐次破壊のシミュレーションを行ない、最後に、炭鉱における地表沈下の問題を地盤内の成層面の挙動に注目した解析法を提案し、実測された地表沈下の例と比較検討を行なう。

第５章では、不連続岩盤のための模型実験を実施して、不連続岩盤の挙動予測の方法を提案する。模型実験は実際の構造物と模型の挙動を関係づけるための相似則が確立されている方法を用いるならば、定量的にも定性的にも構造物の挙動を予測することが可能である。本章では、相似則が成立している遠心力を利用した遠心力載荷装置と摩擦を利用した底面摩擦実験装置を用いて、炭鉱における払跡の天盤崩落現象および斜面の安定性について検討し、最後に、基礎岩盤に破砕帯を有するダムの挙動予測を行なう。

最後に、第６章では第２章から第５章までの成果を要約して結論を述べる。

参 考 文 献

1) Griffith, A. A. ;The phenomena of ruputure and flow in solids, Phil. Trans. Roy. Soc. , London, A, 221, pp.163-197, 1920.

2) McClintock, F. A. and J. B. Walsh;Friction on Griffith cracks in rocks under pressure, Proc. 4th U. S. National Cong. of Appl. Mech. , pp.1015-1021, 1962.

3) 例えば、横堀武夫;材料強度学、岩波書店、1974.

4) Jaeger, J. C. ;The frictional properties of joints in rock, Geofis. pura. appl. , 43, pp.148-158, 1959.

5) Hoek, E. and J. Bray;Rock slope engineering, Institution of Mining and Metallurgy, London, 1977.

6) Patton, F. D. ;Multiple modes of shear failure in rocks, Proc. 1st Cong. ISRM ,Lisbon, vol.1, pp.509-513, 1966.

7) Schneider, H. J. ;The friction and deformation behaviour of rock joints, Rock Mech. 8, pp.169-184, 1976.

8) Barton, N. R. ;A relationship between joint rughness and joint shear strength ,Proc. Int. Symp. on Rock Fracture, Nancy, France, pp.1-8, 1971.

9) Barton, N. R. ;The shear strength of rock and rock joints, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.13, pp.255-279, 1979.

10) Ladanyi, B. and G. Archamfault;Simulation of shear behaviour of jointed rock mass, Proc. 11th Symp. on Rock Mech. , AIME, New York, pp.105-125, 1970.

11) Barton, N. R. and V. Choubey;The shear strengh of rock joints in theory and practice, Rock Mech. , 10, pp.1-54, 1977.

12) Tse, R. and D. M. Cruden;Estimating joint roughness coefficients, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. ,vol.16, pp.303-307, 1979.

13) Stimpson, B. ;Technical note - A rapid field method for recording joint rughness profiles, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.19, pp.345-346, 1982.

14) Jaeger, J. C. ;Friction of rocks and stability of rock slopes, Geotechnique, 21, No.2, pp.97-134, 1971.

15) Goodman, R. E. , R. L. Taylor and T. A. Brekke;A model for the mechanics of jointed rock, J. Soil Mech. Fdns. Div. , ASCE, vol.94(SM3), pp.637-659, 1968.

16) Goodman, R. E. ;The mechanical properties of joints, Proc. 3rd Cong. , ISRM, Denver, vol.1A, pp.127-140, 1974.

17) Bardis, S. C. , A. C. Lumsden and N. R. Barton;Fundamentals of rock joint deformation, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.20, No.6, pp.249-268, 1983.

18) Zienkiewicz, O. C.;The finite element method, McGraw-Hill Book Comp. , 1977.

19) 例えば、International Conference on Numerical Method in Geomechanics

20) International Conference on Cocstitutive Laws for Engineering Materials, 1983.

21) Chen W. F. and A. F. Saleeb;Constitutive equations for Engineering Materials ,vol.1, 2, John Wiley & Sons, Inc. , 1982.

22) Desai C. S. and H. J. Siriwardance;Constitutive laws for engineering materials, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, 1984.

23) Gudehus G. , F. Darue and I.Vardoulakis;Constitutive relation for solids, Balkema, 1984.

24) Mroz Z. ;Non-associated flow lows in Plasticity, J. de Mecanique, vol.2, No.1, pp.21-42, 1963.

25) Maier, G. and T. Hueckel;Nonassociated and coupled flow rules of elasto-plasticity, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.16, pp.77-92、1979.

26) Ichikawa, Y. , T. Yamabe, Y, Obara, F. Ito and T. Kawamoto;Brittle-ductile fracture of a tuffceous rock and plasticity theory, Proc. Int. Conf. on Constitutive Law for Eng. Materials, 1983.

27) Desai, C. S. and H. J. Siriwardance;A concept of correction functions to account for non-associative characteristics of geologic media, Int. J. Num. and Anal. Methods in Geomech. , vol.4, pp.377-387, 1980.

28) 水田義明、李喜根、岡行俊、平松良雄、荻野正二;地下空洞まわりの岩盤の新しい弾塑性解析方法の研究、日本鉱業会誌、94巻、1081号、pp.151-156、1978.

29) 山冨二郎、下谷高灑、山口梅太郎;ひずみ軟化を考慮した弾塑性解析法－軟弱岩盤の掘削に関する力学的研究(第1報)－,日本鉱業会誌、95巻、1100号、pp.721-726、1979.

30) Pietruszczak, S. and Z. Mroz;Numerical analysis of elastic-plastic compression of pillars accounting for material hardening and softeing, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.17, pp.199-207, 1980.

31) 川本朓万、石塚与志雄;ひずみ軟化を考慮した岩盤掘削の解析、土木学会論文報告集、第312号、pp.107-118、1981.

32) Sture, S. and H. -Y. Ko;Strain-softenning of brittle geologic materials, Int .J. Num. Anal. Methods in Geomech. , vol.2, pp.237-253, 1978.

33) Goodman, R. E. , R. L. Taylor and T. L. Brekke;A model for the mechanics of jointed rock, ASCE, vol.94(SM3), pp.637-659, 1968.

34) Zienkiewicz, O. C. , B. Best, C. Dullage and K. C. Stagg;Analysis of non-linear problems in rock mechanics with particular reference to jointed rock systems, Proc. 2nd Cong. ISRM, Beograde, vol.3, pp.501-509, 1970.

35) Ghaboussi, J. , E. L. Wilson and V. Isenberg;Finite element for rock joints and Interfaces, ASCE, Vol.99(SM10), pp.833-848, 1973.

36) 山田憙昭、江沢良孝;接合要素とその有限要素解析における応用、東京大学生産研究、31巻、6号、pp.519-524、1979.

37) Xiurun, G. ;Non-linear analysis of a joint element and its application in rock engineering, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.5, pp.229-245, 1981.

38) Heuze, F. E. and T. G. Barbour;New models for rock joints and interfaces, ASCE, vol.108(GT5), pp.757-775, 1982.

39) Katoma, M. G:A simple contact-friction interface element with applications to buried culverts, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.7, pp.371-384, 1983.
40) Simmous, J. V. ;Shear behaviour of 2D quadratic joint elements, Workshop on "Modelling shear and tension yielding associated with rock discontinuities", Int.Cong. ISRM, Melbourne, 1983.

41) Desai, C. S. and M. M. Zaman;Thin-layer element for interfaces and joints, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.8, pp.19-43, 1984.

42) 川井忠彦;新しい要素モデルによる固体力学諸問題の解析、生産セミナーテキスト(コース29)、生産技術研究所奨励会、1977.

43) 浅井達雄;コンピューター・シミュレーションによる不連続体の解析法－剛体ジョイント要素法とNASTRANを用いた剛体結合要素法の提案－、IBM REVIEW、83、pp.103-124、1981.

44) Belytschko, T. B. , M. Plesha and C. H. Dowding;A computer method for stability analysis of caverns in jointed rock, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.8, pp.473-492, 1984.

45) Dowding, C. H. , T. B. Belytschko and H. J. Yen;Short communication－A coupled finite element－rigid block method for trasient analysis of rock caverns ,Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.7, pp.117-127, 1983.

46) Cundall, P. A. ;A computer model for simulating progressive, large-scale movements in blocky rock system, Proc. Symp. ISRM, Nancy, France, pp.8-11, 1971.

47) 田中正隆;連続体力学への境界要素法の応用(1)－研究小史とその展望－、連載講座、機械の研究、第34巻、第1号、pp.40-44、1982.

48) Jaswon, M. A. and G. T. Symm;Integral equation method in potential and elasto statics, Academic Press, 1977.

49) Hess, J. L. and A. M. O. Smith;Calculation of potential flow about arbitary bodies, Progress in Aeronautical Science, vol.8, Ed. D. Kuchemann, Pergamon Press, 1967.

50) Rizzo, F. J. ;An integral equation approach to boundary value Problems of classical elastostatics, Quart. Appl. Math. , 25, pp.83-95, 1967.

51) Brebbia, C. A. ;The boundary element method for engineers, Peutech Press, 1978.

52) Brebbia, C. A. and S. Walker;Boundary element techniques in engineering, Butterworth & Co. , 1980.

53) Banerjee, P. K. and R. Butterfield;Boundary element methods in engineering science, McGraw-Hill, 1981.

54) Venturini, W. S. ;Boundary element method in Geomechnics, Lecture notes in engineering 4, Springer-Verlag, 1984.

55) Crouch, S. L. and A. M. Starfield;Boundary element methods in solid mechanics, George Allen & Urwin, 1983.

56) 水田義明;岩盤開発計画に関する最近の計測と解析について、第6回西日本岩の力学研究会論文集、熊本、pp.61-79、1985.

57) 石島洋二;境界要素法と岩石力学の諸問題に対する2、3の応用、昭和60年度全国地下資源関係学協会合同秋季大会分科会資料[S]、pp.13-16、1985.

58) Bui, H. D. ;Some remarks about the formulation of three-dimensional thermo-elastoplastic ploblems by the integral equations, Int. J. Solid and Struct. , vol.14, pp.935-939, 1978.

59) Tells, J. F. C. and C. A. Brebbia;New developments in elasto-plastic analysis, Boundary Element Methods, ed. by Brebbia, Springer-Verlag, 1981.

60) 小林昭一、西村直志;積分方程式による弾塑性問題の解析、土木学会論文報告集、第304号、pp.59-67、1980.

61) Brady, B. H. G. and A. Wassyng;A coupled finite element-boundary element method of stress analysis, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.18, pp.475-485, 1981.

62) 三井康司;構造解析における境界要素法の適用に関する基礎的研究、名古屋大学学位申請論文、1984.

63) Mitsui, Y. , Y. Ichikawa, Y. Obara and T. Kawamoto;A coupling scheme for boundary and finite elements using a joint element, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.9, pp.161-172, 1985.

64) 例えば、栗林栄一;橋梁の耐震設計に関する研究(III)－橋梁の振動減衰に関する実測結果－、土木研究所報告、139号、1970.

65) Rocha, M;The possibility of solving soil mechanics ploblems by the use of models, 4th ICSMFE, vol.1, pp.183-188, 1957.

66) Roscoe, K. H. ;Soils and model tests, J. Strain Anal. , vol.3, pp.57-64, 1968.

67) Egger, P. ;Physical Geomechnical models, Colloquum ISMES, Bergamo, pp.67-81, 1979.

68) Bray, J. W. and R. E. Goodman;The theory of base friction models, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. vol.18, pp.453-468, 1981.

69) 秋本昌胤;石灰岩露天掘斜面の安定性に関する研究、早稲田大学学位申請論文、1984.

70）三雲英之助、平松良雄、藤中雄三;盤圧現象の模型実験方法および装置について、日本鉱業会誌、68巻、769号、pp.307-311、1952.

71）平松良雄、岡行俊;竪坑岩盤の盤圧に関する実験的研究、日本鉱業会誌、68巻、774号、pp.7-10、1952.

72）平松良雄、岡行俊;坑内空洞の周囲にみられる岩盤の破壊に関する研究、日本鉱業会誌、72巻、818号、pp.15-20、1956.

73）平松良雄、岡行俊;採炭切羽付近の盤圧について、日本鉱業会誌、73巻、833号、pp.17-22、1957.

74）平松良雄、岡行俊、長野耕造、西田堯;バロダイナミック実験による採掘跡崩落の検討について、日本鉱業会誌、76巻、863号、pp.7-12、1960.

75）西田正、亀田伸裕;空洞天盤の破壊機構に関する研究、九州大学生産科学研究所報告、第59号、pp.9-19、1974.

76）岡村宏、菅原勝彦、小夏英幹、兼重修、尾原祐三;天盤崩落現象に関する基礎的研究、日本鉱業会誌、95巻、1097号、pp.387-392、1979.

77）秋本昌胤、川本眺万、菅原勝彦;斜面下の円形空洞の安定性について、第33回土木学会年次学術講演会、Ⅲ-230、pp.430-431、1978.

78）岡村宏、菅原勝彦、秋本昌胤、久保田智、兼重修;遠心載荷実験における均質岩盤斜面の破壊、日本鉱業会誌、95巻、1091号、pp.7-14、1979.

79）Sugawara, K. , M. Akimoto, K. Kaneko and H. Okamura;Experiental study on rock slope stability by the use of a centrifuge, Proc. 5th Cong. ISRM, C, Melbourne, pp.1-4, 1983.

80）三笠正人、高田直俊、岸本好弘;遠心力装置による自重圧密実験(第一報)、第20回土木学会年次学術講演会、Ⅲ-25、1965.

81）三笠正人、磯野昭;遠心力装置による模型支持力実験(第一報)、第1回土質工学研究発表会、pp.167-170、1966.

82）三笠正人、高田直俊、山田孝治;遠心力を利用した斜面安定実験(第一報)、第2回土質工学研究発表会、pp.75-78、1967.

83）山口柏樹、木村孟、藤井斉昭、清宮理;遠心力載荷装置による斜面安定実験(第一報)、第6回土質工学研究発表会、pp.475-478、1971.

84）山口柏樹、木村孟、藤井斉昭;遠心載荷装置による浅基礎の支持力実験、土木学会論文報告集、233号、pp.71-85、1975.

85）寺師昌明;大型の遠心力載荷装置の導入進む、土と基礎、vol.27、No.12、pp.85-86、1979.

86）Hoek, E;Rock Engineering, Inaugural Lecture, Imperial College, London, 1971.

87）Goodman R. E. ;赤井、川本、大西共訳;不連続性岩盤の地質工学、森北出版、1978.

88）Egger, P. ;A new development in the base-friction technique, Colloquium on ”

Geomechanical Models", ISMES, Bergamo, pp.67-81, 1979.

89) 川本朓万、尾原祐三、市川康明、;底面摩擦模型実験装置および模型材料の力学特性－不連続面を有する岩盤構造物の力学特性に関する基礎的研究(第1報)－、日本鉱業会誌、99巻、1139号、pp.1-6、1983.

90) 西岡哲、鄭光治、後藤有志、壺内達也、;底面摩擦法を用いた地下空洞に起因する地盤の挙動に関する研究、第6回西日本岩の力学研究会論文集、熊本、pp.47-51、1985.

91) Mayer, A. , P. Habib and R. Marchand;Underground rock pressure testing, Proc. Int.Conf. Rock Pressure Support at the Working Face, Liege, pp.217-221, 1951.

92) Tincelin, E. ;Rsesarch on rock pressure in the iron-mine of Lorraine(France) ,Int. Conf. Rock Pressure Support at the Working Face, Liege, pp.158-175, 1951.

93) Talobe, J. ;岩盤力学、進藤一夫訳、森北出版、pp.49-68、1957.

94) Jaeger, J. C. and N. G. W. Cook;Theory and application of curved jacks for measurement of stress, Int. Conf. on the State of Stress in the Earth's Crust, Santa Monica, Calif. , 1963.

95) Goodman, R. E. , Introduction to rock mechanics, Johu Willy & Sons, 1980.

96) Mirrill, R. H. and J. R. Peterson;Deformation of borehole in rock, U. S. B. Mines R. I. 5881, 1961.

97) Leeman, E. R. ;The measurement of changes in rock stress due to mining, Mine and Quarry Eng. , vol.25, No.7, pp.300-304, 1959.

98) Leeman, E. R. ;Measurement of stress in abutment at depth, Proc. Int. Strata Control Conf. , Paris, D. 5, pp.295-311, 1960.

99) 金川忠、林正夫、日比野敏;初期地圧測定に関する二、三の考察、第9回岩盤力学に関するシンポジウム、1975.

100) Leeman, E. R. and D. J. Hayes;A technique for determining the complete state of stress in rock using a single borehole, Proc. 1st Cong. ISRM, Lisbon, vol.2 ,pp.17-24, 1966.

101) Mohr, H. F. ;Measurement of rock pressure, Mine and Quarry Eng. , pp.178-189, 1956.

102) Olsen, O. J. ;Measurement of residual stress by the strain-relief method, Proc. 2nd US. Symp. on Rock Mech. , No.3, 1957.

103) Leeman, E. R. ;The CSIR "doorstopper" and triaxial rock stress measuring instruments, Proc. Int. Symp. on the Determination of Stresses in Rock Masses, Lisbon, No.28, pp.578-616, 1969.

104) 平松良雄、岡行俊;応力解放法による岩盤内の応力測定に関する研究、日本鉱業会誌、79巻、906号、pp.1016-1022、1963.

105) 菅原勝彦、尾原祐三、岡村宏、王遺南;球面孔底ひずみ測定による3次元岩盤応力の決定－岩盤応力分布の測定に関する研究(第1報)－、日本鉱業会誌、101巻、1167号、

pp.277-282, 1985.

106) 川本朓万、高橋由行;岩盤の初期応力の一測定法、土木学会論文集、第146号、pp.22-27、1967.

107) Fairhust, Co. ;Measurement of in situ rock stresses with particular refernce to hydraulic fracturing, Rock Mech. Eng. Geol. , vol.2, 1964.

108) Haimson, B. C. ;The hydrofracturing stress method and recent field results, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.15, pp.167-178, 1978.

109) 水田義明;不透水性岩盤における水圧破砕と岩盤工学への適用、昭和60年度全国地下資源関係学協会合同秋季大会分科研究会資料[S]、pp.21-24、1985.

110) De la Cruz, R. V. ;Modified borehole jack method for elastic property determination in rocks, Rock Mech. , vol.10, No.4, pp.221-239, 1978.

111) 金川忠、林正夫、仲佐博裕;岩石における地圧成分のAcoustic Emissionによる推定の試み、土木学会論文報告集、第258号、1977.

2． 不連続岩盤の力学特性とその評価法

2．1 緒　言

岩盤に新しく自由面を作ろうとするとき、この自由面周辺の岩盤の挙動は、岩盤を構成する岩石と潜在する不連続面によって大きく影響を受ける。その程度は自由面の規模、不連続面の規模およびそれらの幾何学、力学特性によって異なり、構成する岩石と不連続面の相互作用により岩盤の力学挙動が決定される。

図２．１．１はトンネルを例に取り、岩盤と不連続面の関係を示したものである[1]。トンネルのディメンジョンが一定であっても対象とするスケールが異なればその領域に入ってくる不連続面の数が異なり、その力学特性も変化する。反対に、トンネルに対して対象とするスケールが同様である場合、トンネルのスケールが大きくなると同様な傾向をもつ。このように自由面が大きい場合、岩盤の挙動は岩石自体の挙動より不連続面の挙動の占める割合が大きくなり、自由面が小さくなるとその割合は逆転することになるであろう。このように、岩盤と不連続面の関係がどのような場合でも、岩盤を構成する岩石および不連続面の力学特性は岩盤の力学挙動を支配する重要の因子である。

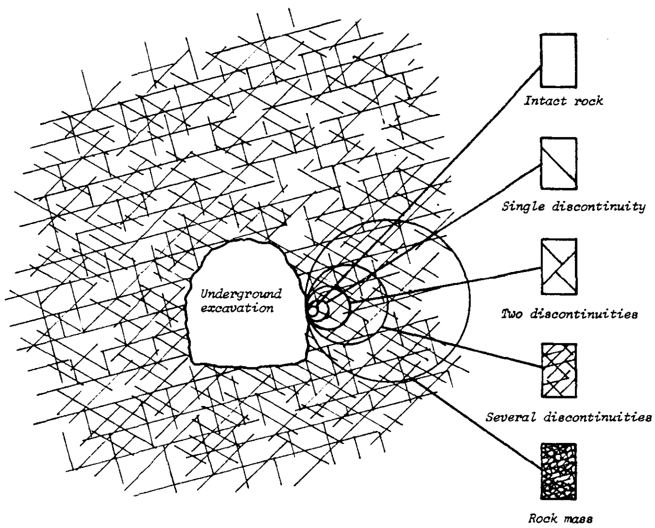


図2.1.1 不連続岩盤に掘削された空洞における岩盤の寸法効果[1]

本章では、不連続体としての岩盤を構成する岩石および不連続面の力学特性について検討し、さらに、不連続岩盤の変形性の評価法を提案する。

2．2 構成岩石の力学特性[2]

２．２．１ 三軸圧縮試験

構成岩石の力学特性を知るための実験は古くから行なわれており、現在最も多く行なわれている三軸圧縮試験は1911年、Karman[3]により実施されている。この実験は岩石の強度特性、変形特性を調査するためのものである。ところが、電子機器革命により大容量の大型計算機が開発され、1960年代に始まる有限要素法などの計算プログラムの開発と相まって、岩石の構成関係の数理モデルへの導入が可能となった。したがって、構成式構築の目的のもとで詳細な実験も行なわれるようになり、多数の構成式が提案されてきた。

土質材料は、ほぼ等方均質体で連続体と見なすことができる。土質材料の構成式は、飽和状態でせん断されるとき、残留強度状態では応力一定のもとで体積変化なしにせん断変形するといういわゆる限界状態(critical state)をTerzaghiの有効応力を用いて記述することができるとするRoscoe[4]らの弾塑性理論の立場と、一定の粒子の配列がせん断されることによりその配列が変化し、粒子に作用する応力、粒子間の摩擦およびダイレタンシーを関係づけるRowe[5]らによる粒状体の立場から発展し今日に至っている。

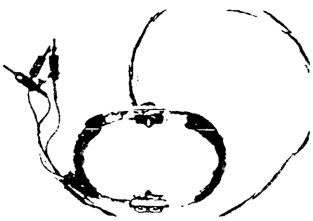
ところが、岩質材料は不連続体であり、一般に強度および変形特性はそれぞれの岩石によって極めて異なっている。硬岩においては岩石自体の強度が高いため不連続面の存在が力学挙動に大きく影響してくる。したがって、土質材料と同様な取り扱い方法ではそれを記述するには十分でない。軟岩の力学挙動は土質材料のそれとほぼ同様で、降伏関数、硬化則および流れ則より成る増分塑性理論を用いて記述することが可能であろう（軟岩、硬岩の区別は明確ではないが、赤井[6]は一軸圧縮強度が１００ｋｇ/ｃｍ^{2}以下で水の影響を受けやすいものを軟岩、強度がそれ以上のものを硬岩というように区別している）。

このとき問題となるのは、応力状態が一軸状態に近いときに現われるひずみ軟化現象である。この現象は岩石固有の特性であると考え、弾塑性理論を用いて論じている研究も数多く見られるが、本来はBieniawski[7]の言う不安定破壊過程であり、その供試体のスケールでの構造特性であると考えられる。本節では、ひずみ軟化特性が構造特性であるという立場から、大谷石を用いて三軸圧縮試験を実施し、破壊に至るまでの力学挙動に対して非関連流れ則を用いた構成式を提案する[2]。

自然乾燥状態の多孔質凝灰岩である大谷石を用いて三軸圧縮試験を行なった。供試体の寸法はφ５０×１００ｍｍで物理定数を表２．２．１に示す。通常、供試体の体積ひずみを測定することは多くの困難が伴い、とくに、不飽和供試体の場合、土質材料の体積ひずみ測定方法では測定することができない。そこで図２．２．１（ａ）に示すような供試体の横方向の変位を測定することのできるring gaugeを開発した。これはゴム製のjacketを切って、供試体表面に直接着装され、ゲージとjacketの間は、plastic cementとコーテ

表2.2.1 大谷石の物性値

Dry density	1.56 g/cm^3
Poisson's ratio	0.086
Moisture content	5.20 %
Porosity	37.7
Void ratio	0.605


(a)

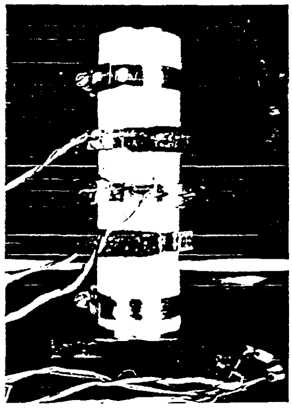

(b)

図2.2.1 リングゲージとそれを取付けた供試体
(a) リングゲージ (b) 供試体

ィング材で供試体内への油もれを防いでいる。

用いた試験装置は写真２．２．１に示すような高剛性圧縮試験機で、試験機の剛性は３．１２×１０^{5}Ｎ/ｍｍである[8)]。実験中の計測は、軸方向の荷重、変位および供試体の上端、中央部、下端に各々円周方向に１２０°ずつずらして装着した３つのリングゲージの合計５点である。拘束圧はレギュレーター（精度±０．１ｋｇ/ｃｍ^2）を用いて最大圧力２００ｋｇ/ｃｍ^{2}まで作用させることができる。

まず、供試体の横方向にひずみゲージを貼付したものを用いて１軸圧縮試験を行なった。軸応力-軸ひずみおよび軸応力-横ひずみ曲線を示すと図２．２．２のようである。軸ひずみは供試体端面間の変形を供試体長さで除したものである。供試体が最大強度を越えた後、軸ひずみは増加するが、横方向ひずみは除荷を示している。すなわち、この供試体は最大強度で明確な破断面を形成し、構造的に破壊しているにもかかわらず弾性状態を保っている領域がまだ存在していることを示し

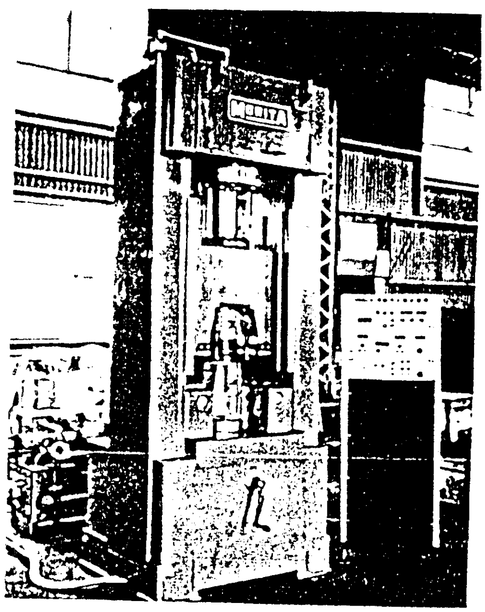


写真2.2.1 高剛性圧縮試験機

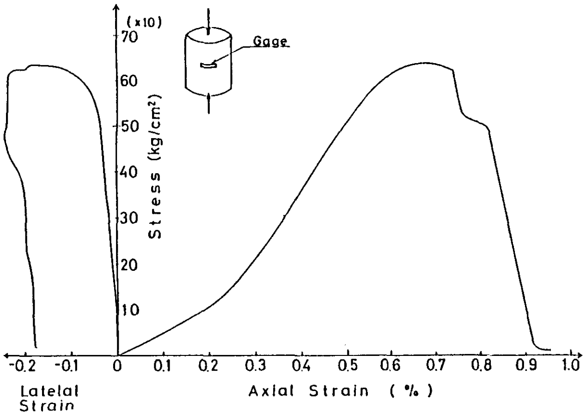


図2.2.2 軸応力ー軸ひずみおよび
軸応力ー横ひずみ曲線
(一軸圧縮試験)

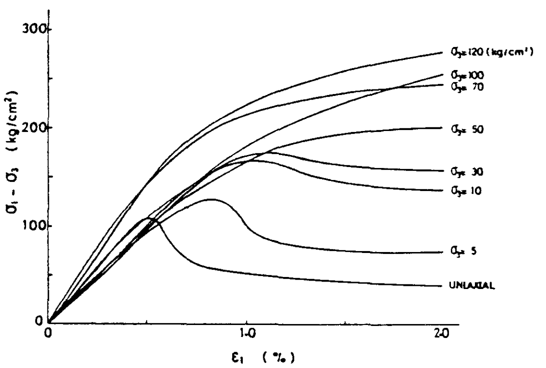


図2.2.3 差応力ーひずみ曲線

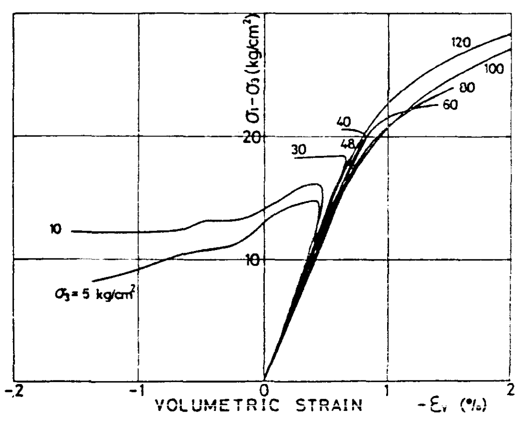


図2.2.4 軸差応力ー体積ひずみ曲線

ている。したがって、実験より得られる最大強度以降の軸ひずみは非常に不均質な状態を平均化した値にすぎない。すなわち、最大強度以降のひずみ軟化挙動は供試体での構造特性として考えられる。

三軸圧縮試験は拘束圧一定のもとで実施した。軸方向の差応力ひずみ曲線を示すと、図２．２．３のようである。約０.５％の軸ひずみで非線形性を示し拘束圧の増加に伴って、脆性から延性へと変化するいわゆる、brittle-ductile transitionを示している[9]。脆性から延性へと変化する限界拘束圧は、この大谷石の場合５０ｋｇ/ｃm^2程度である。また、このときの軸差応力-体積ひずみ関係を各拘束圧ごとに示めすと図２．２．４のようである。脆性を示す拘束圧では破壊強度後体積膨張（ダイレタンシー）を示し、拘束圧が高くなると体積収縮（コントラクタンシー）を示すことが読みとれる。コントラクタンシー領域では、供試体は全体にわたって微視的なせん断破壊が分布し、二次圧密的な要因によって体積ひずみは減少するものと考えられる。

２．２．２ 降伏関数

大谷石は拘束圧の増加とともにダイレタンシーからコントラクタンシーの挙動をすることが認められた。このような材料は降伏関数と塑性ポテンシャルの異なる非関連流れ則を用いなければこれを表現することができない。

初期降伏強度および最大強度を応力の１次の不変量I_1と偏差応力の２次の不変量の平方根$J_2^{1/2}$空間にプロットしたものを示すと図２．２．５のようである。ここで、初期降伏強度とは軸差応力－体積ひずみ線図で初期の線形部分から離れる点の強度であり、最大強度とは最大圧縮応力である。両者の曲線は引張強度を頂点とする放物線で近似することができる。このときの引張強度は圧裂試験によって決定したものを用いた。このように放物線で近似された降伏関数は次式で表現することができる。

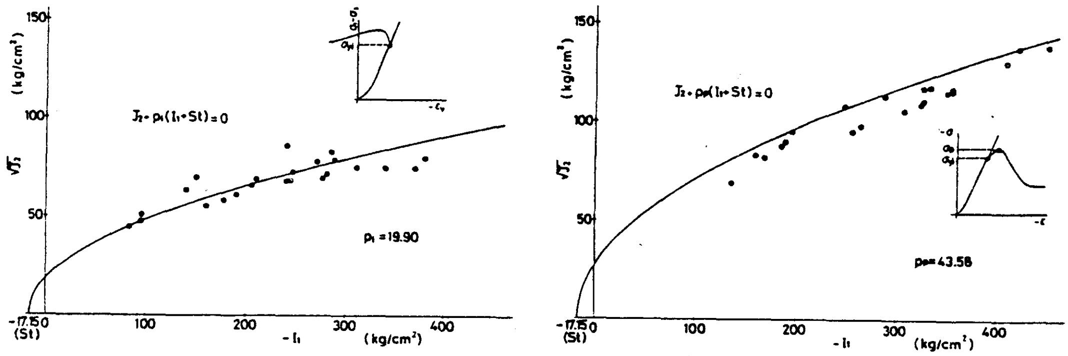
初期降伏応力に対しては、

$$f_t = J_2 + P_t(I_1 - S_t) = 0 \qquad (2.2.1)$$

最大強度に対しては

$$f_p = J_2 + P_p(I_1 - S_t) = 0 \qquad (2.2.2)$$

である。このとき、$P_t = 19.9\,kg/cm^2$、$P_p = 43.6\,kg/cm^2$、$S_t = 17.2$



(a) initial yielding　　(b) peak yielding

図2.2.5 初期降伏基準および最大降伏基準
(a) 初期降伏　　(b) 最大強度

ｋｇ／ｃｍ^{2}である。

（２．２．１）および（２．２．２）式の降伏関数は、一般的につぎのように表すことができる。

$$f(\sigma,\ \varepsilon^P)=J_2+P(\varepsilon^P)\cdot(I_1-S_t)=0 \qquad (2.2.3)$$

ここで、$P(\varepsilon^P)$は硬化パラメーターである。

つぎに、σ_3一定の実験における応力径路上の任意の点の塑性ひずみ増分を示すと図２．２．６のようである。塑性ひずみ増分ベクトルは正の方向から負の方向に変化し、また応力ベクトルが最大降伏面に近づくに伴ってその値は大きくなっている。硬化パラメータ$P(\varepsilon^P)$を求めるためには各応力レベルでの増分ひずみを決定する必要がある。

塑性ひずみのせん断成分ε_q^pおよび体積成分ε_v^pは次式で表される。

$$\varepsilon_q^p=(\varepsilon_1^p-\varepsilon_3^p)/2,\qquad \varepsilon_v^p=(\varepsilon_1^p+2\varepsilon_3^p)/3 \qquad (2.2.4)$$

これらを用いると、相当塑性ひずみ$\overline{e}^p$はつぎのようである。

$$\overline{e}^p=\{(\varepsilon_q^p)^2+(\varepsilon_v^p)^2\}^{1/2} \qquad (2.2.5)$$

また、この相当塑性ひずみを正規化すると

$$\Lambda=(\bar{e}^{p}-\alpha)/(\beta-\alpha) \qquad (2.2.6)$$

となる。ここで、αとβはそれぞれ初期降伏および最大強度時の$\bar{e}^{p}$の値である。

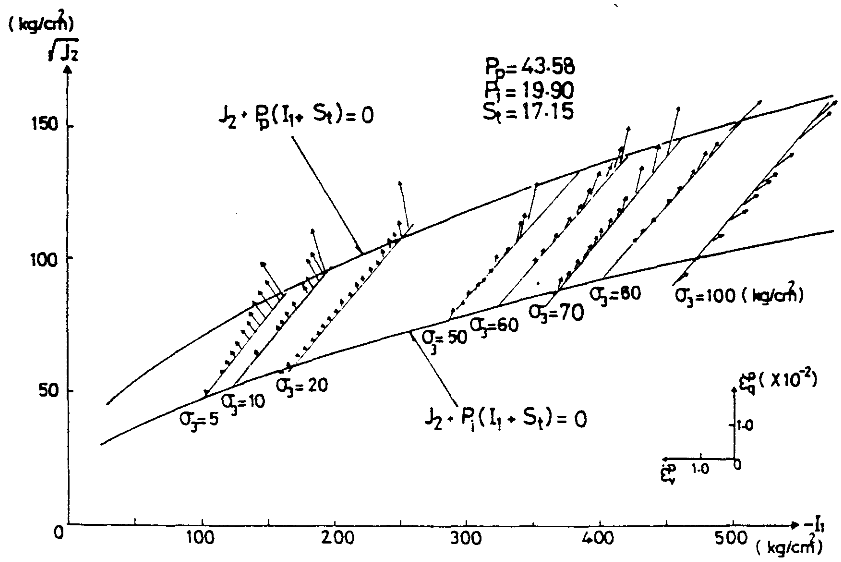


図2.2.6 σ_3一定の塑性ひずみ増分ベクトル

（２．２．３）式で表される$P(\varepsilon^{p})$を$P(\bar{e}^{p})$とすると、これと（２．２．６）式のΛとの関係を示すと、図２．２．７のようである。各々の一定のI_1についての関係は破線で示されるが、これらを最小二乗近似すると実線のようになり、次式で表される。

$$P(\bar{e}^{p})=1/r\cdot \ln(\Lambda/s-1)+P_i \qquad (2.2.7)$$

ここで、$r=9.5\times10^{-2}\,cm^2/kg$、$s=0.1214$、$p_i=19.9\,kg/cm^2$である。

（２．２．７）式を決定するためには塑性ひずみ増分の各成分、すなわち、せん断ひずみ増分$\dot{\varepsilon}^{p}_{q}$および体積塑性ひずみ増分$\dot{\varepsilon}^{p}_{v}$を決定しなければならない。このため、実験より得られた結果を、応力の１次の不変量を変数として２次多項式として近似した。

$$\dot{\varepsilon}^{p}_{q}|_{i}=a_1 I_1^2+a_2 I_1+a_3$$
$$\dot{\varepsilon}^{p}_{q}|_{p}=a_4 I_1^2+a_5 I_1+a_6$$

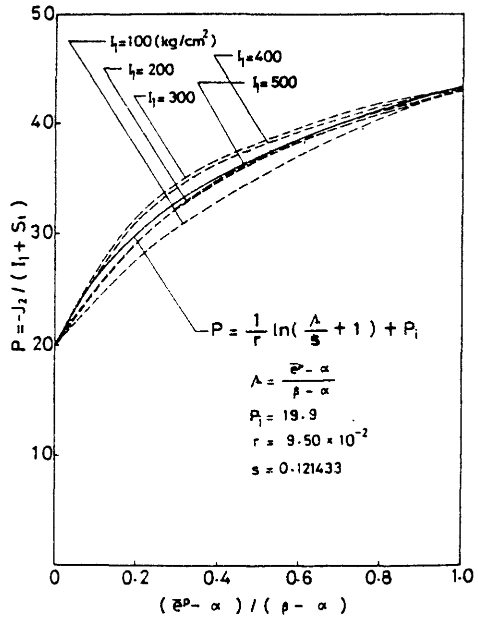


図2.2.7 正規化された相当塑性ひずみΛと硬化パラメータP($\overline{e}^{p}$)の関係

$$\dot{\varepsilon}_{v}^{p}|_{i}=b_{1}I_{1}^{2}+b_{2}I_{1}+b_{3}$$

$$\dot{\varepsilon}_{v}^{p}|_{p}=b_{4}I_{1}^{2}+b_{5}I_{1}+b_{6} \qquad (2.2.8)$$

ここで、添字の$|_{i}$、$|_{p}$はそれぞれ、初期降伏および最大降伏時を意味する。また、各定数$a_1 \cdots a_6$、$b_1 \cdots b_6$は

$a_1=-0.0025\times10^{-4}$　　$a_2=-1.5048\times10^{-4}$

$a_3=-86.2252\times10^{-4}$　　$a_4=-0.01\times10^{-4}$

$a_5=-11.0637\times10^{-4}$　　$a_6=-749.7398\times10^{-4}$

$b_1=0.0019\times10^{-4}$　　$b_2=0.0310\times10^{-4}$

$b_3=-162.5216\times10^{-4}$　　$b_4=0.013\times10^{-4}$

$b_5=3.1602\times10^{-4}$　　$b_6=-470.7462\times10^{-4}$

である。各々のI_1に対するそれぞれの値を示すと図2．2．8のようである。

（2．2．8）式で任意のI_1に対して、初期降伏および最大降伏の面上の塑性ひずみ増分が決定された。この塑性ひずみ増分を用いて任意の応力レベル(I_1，$J_2^{1/2}$)に対する塑性ひずみ成分を次式で決定する。すなわち、

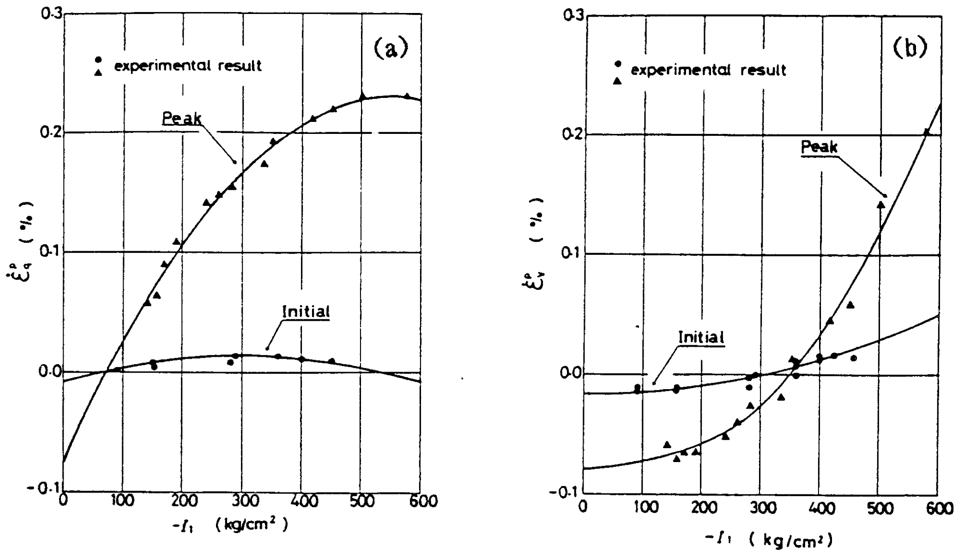


図2.2.8 初期降伏および最大強度時の塑性ひずみ増分
(a) 塑性せん断ひずみ増分 (b) 塑性体積ひずみ増分

$$\dot{\varepsilon}_v^p = c_1(J_2{}^{1/2} - J_2|_i{}^{1/2})^2 + c_2$$
$$\dot{\varepsilon}_q^p = d_1(J_2{}^{1/2} - J_2|_i{}^{1/2})^4 + d_2 \qquad (2.2.9)$$

ここで、

$$c_1 = (\dot{\varepsilon}_v^p|_p - \dot{\varepsilon}_v^p|_i)/(J_2|_p{}^{1/2} - J_2|_i{}^{1/2})^2$$
$$c_2 = \dot{\varepsilon}_v^p|_i$$
$$d_1 = (\dot{\varepsilon}_q^p|_p - \dot{\varepsilon}_q^p|_i)/(J_2|_p{}^{1/2} - J_2|_i{}^{1/2})^4$$
$$d_2 = \dot{\varepsilon}_q^p|_i$$

である。I_1＝5および70kg/cm^{2}のときの（2．2．9）式と実験値との関係を示すと図2．2．9のようであり、実験値と近似式とはよい一致を示している。

2．2．3 非関連流れ則を用いた弾塑性理論

図2．2．10に示すように、応力空間になめらかな降伏面の接平面π_fを考え、2つの領域V_1、V_2に分けられると仮定する[10]。このとき、V_1領域内では物体は弾性体として挙動し、応力増分ベクトル[σ]とひずみ増分ベクトル[ε]の関係は次式で表される。

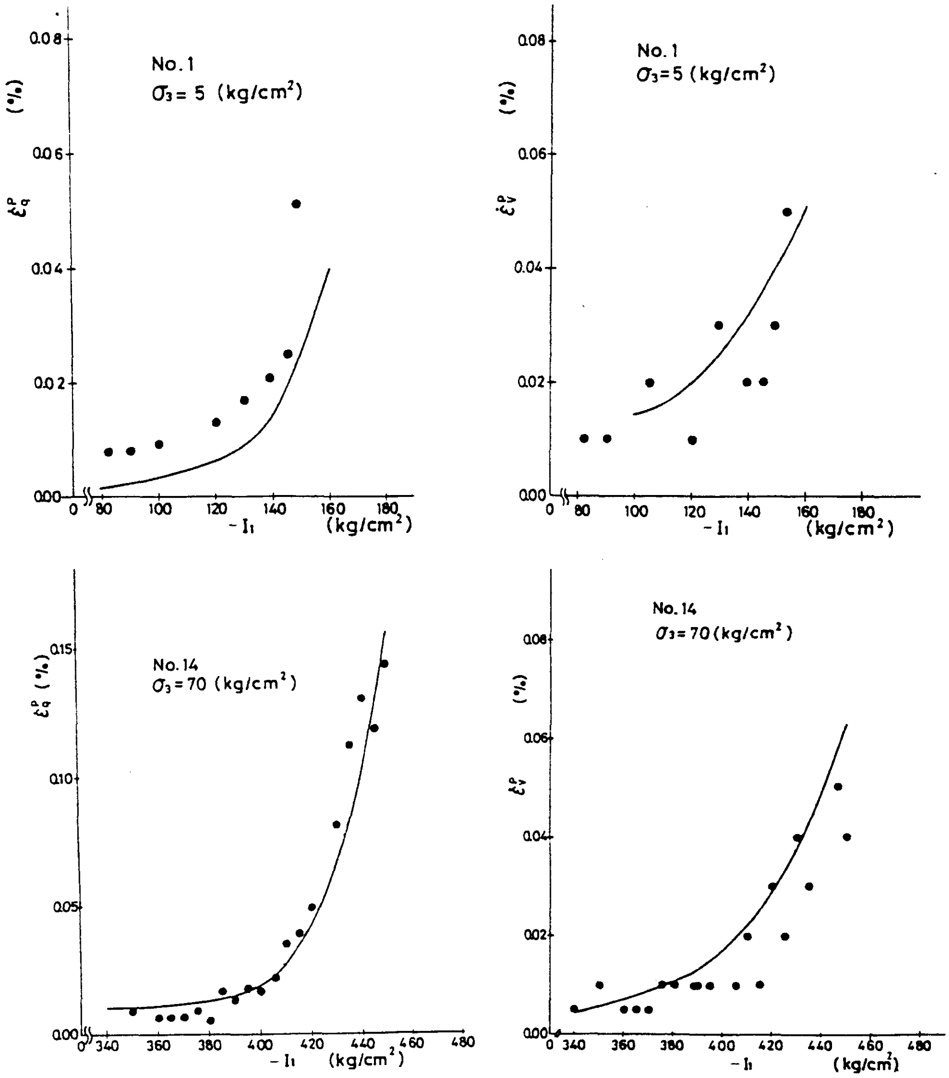


図2.2.9 I$_1$＝5および70ｋg/ｃm^{2}時の塑性ひずみ成分

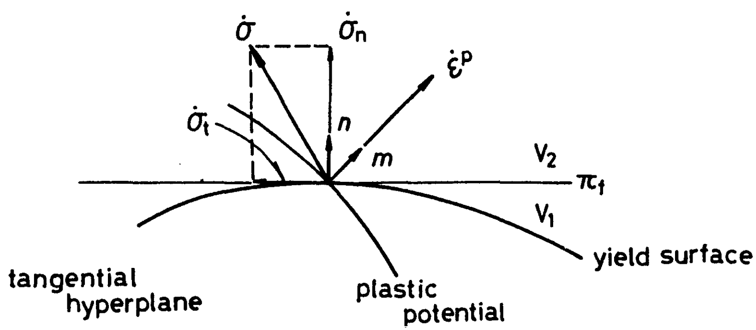


図2.2.10 応力空間における塑性ひずみ増分と応力増分の幾何学関係

$$[\dot{\varepsilon}]^{(1)}=[\dot{\varepsilon}_e]=[C]^{(1)}[\dot{\sigma}]=[C_e][\dot{\sigma}] \qquad (2.2.10)$$

ここで、添字の$^{(1)}$は領域V_1での値を表している。一方、V_2領域では物体は弾塑性体として挙動し、

$$[\dot{\varepsilon}]^{(2)}=[\dot{\varepsilon}_e]+[\dot{\varepsilon}_p]=[C]^{(2)}[\dot{\sigma}]=[C_e][\dot{\sigma}]+[C_p][\dot{\sigma}] \qquad (2.2.11)$$

である。ここで、[C]はコンプライアンスマトリックスで、添字の $_e$、$_p$ は弾性および塑性を表している。いま、π_f面に対する$[\sigma]$の垂直および接線方向成分を$[\dot{\sigma}_n]$、$[\dot{\sigma}_t]$とすると

$$[\dot{\sigma}]=[\dot{\sigma}_n]+[\dot{\sigma}_t] \qquad (2.2.12)$$

と表される。ここで、

$$[\dot{\sigma}_n]=([\dot{\sigma}]:[n])[n], \quad [\dot{\sigma}_t]=[\dot{\sigma}]-[\dot{\sigma}_n]$$

であり、[n]はπ_f平面の外向き法線ベクトル、$[A]:[B]=tr([A]^T[B])$である。π_f面において接線方向のひずみ増分は一致しなければならないので、

$$[C]^{(1)}[\dot{\sigma}_t]=[C]^{(2)}[\dot{\sigma}_t]$$

となる。したがって、

$$\begin{aligned}
[\dot{\varepsilon}]^{(1)}&=[C]^{(1)}[\dot{\sigma}_n]+[C]^{(1)}[\dot{\sigma}_t]=[C_e][\dot{\sigma}]\\
[\dot{\varepsilon}]^{(2)}&=[C]^{(2)}[\dot{\sigma}_n]+[C]^{(2)}[\dot{\sigma}_t]\\
&=[\dot{\varepsilon}]^{(1)}+([C]^{(2)}-[C]^{(1)})[\dot{\sigma}_n]\\
&=[C_e][\dot{\sigma}]+([C]^{(2)}-[C]^{(1)})[\dot{\sigma}_n] \qquad (2.2.13)
\end{aligned}$$

となり、(2.2.12)式を(2.2.13)式に代入すると$[\dot{\varepsilon}]^{(2)}$が求まる。

$$[\dot{\varepsilon}]^{(2)}=[C_e][\dot{\sigma}]+[C_p][\dot{\sigma}]=[C_e][\dot{\sigma}]+[C_p][n]([\dot{\sigma}]:[n])$$
$$=[C_e][\dot{\sigma}]+(1/h)[m]([\dot{\sigma}]:[n]) \qquad (2.2.14)$$

ここで、$[C_p][n]=(1/h)[m]$であり、hは硬化パラメータで、[m]は塑性ポテンシャルの外向き法線ベクトルである。（２．２．１４）式の逆関係を求めると(Appendix I 参照)

$$[\dot{\sigma}]=[D][\dot{\varepsilon}]-[D][m]([n]:[D][\dot{\varepsilon}])/(h+[n]:[D][m])$$
$$(2.2.15)$$

で与えられ、[D]は弾性マトリックスで、[n]、[m]は図２．２．１０に示すように、塑性ポテンシャルｇおよび降伏関数ｆを用いてつぎのように表すことができる。

$$[m]=(\partial g/\partial[\sigma])/|\partial g/\partial[\sigma]|,$$
$$|\partial g/\partial[\sigma]|=\{(\partial g/\partial[\sigma]):(\partial g/\partial[\sigma])\}^{1/2}$$

$$[n]=(\partial f/\partial[\sigma])/|\partial f/\partial[\sigma]|,$$
$$|\partial f/\partial[\sigma]|=\{(\partial f/\partial[\sigma]):(\partial f/\partial[\sigma])\}^{1/2}$$

塑性理論に従うと、塑性ひずみ増分ベクトルは塑性ポテンシャルに垂直な方向に向かなければならない。実験結果によると塑性ポテンシャルは図２．２．１１に示すような中心がI_1軸上にある円で近似することができる。応力状態が$(I_1,\ J_2{}^{1/2})$にあるとき、この応力状態での$\dot{\varepsilon}_v^p$および$\dot{\varepsilon}_q^p$を用いて次式で表すことができる。

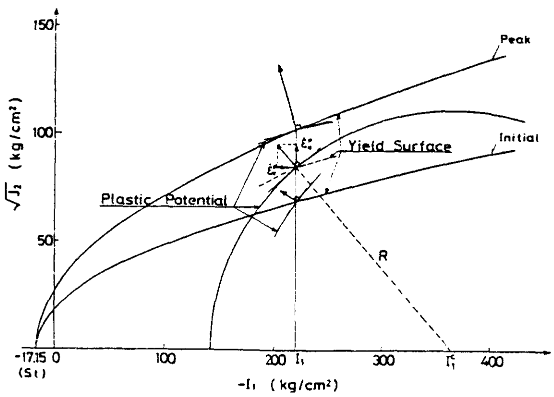


図2.2.11 応力空間における塑性ポテンシャル

$$g=(I_1-I_1^c)^2+J_2-R^2=0 \qquad (2.2.16)$$

ここで、I_1^cは塑性ポテンシャルの円の中心のI_1の値、Rは半径であり、

$$I_1^c=I_1+(\dot{\varepsilon}_v^p/\dot{\varepsilon}_q^p)\cdot J_2^{1/2}$$
$$R=\{1+(\dot{\varepsilon}_v^p/\dot{\varepsilon}_q^p)^2\}^{1/2}\cdot J_2^{1/2} \qquad (2.2.17)$$

である。

硬化パラメータhはPragerの適合条件(consistency condition)によって決定することができる。降伏条件は(2.2.3)式で表され、適合条件を用いると

$$\begin{aligned}
&(\partial f/\partial[\sigma]):[\dot{\sigma}]+(\partial f/\partial\bar{e}^p)\bar{e}^p \\
&\quad=|\partial f/\partial[\sigma]|\,([n]:[\dot{\sigma}])+(I_1-S_t)(\partial P/\partial\bar{e}^p)\bar{e}^p \\
&\quad=0 \qquad (2.2.18)
\end{aligned}$$

となり、$\bar{e}^p$は塑性相当ひずみ増分であり、次式で表される。

$$\begin{aligned}
\bar{e}^p&=\{2/3(\dot{\varepsilon}^p\dot{\varepsilon}^p)\}^{1/2} \\
&=(2/3)^{1/2}\{1/h[m]([\dot{\sigma}]:[n])(1/h)[m]([\dot{\sigma}]:[n])\}^{1/2} \\
&=(2/3)^{1/2}1/h([\dot{\sigma}]:[n]) \qquad (2.2.19)
\end{aligned}$$

したがって(2.2.18)式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
&|\partial f/\partial[\sigma]|\,([n]:[\dot{\sigma}]) \\
&\quad+(I_1-S_t)(\partial P/\partial\bar{e}^p)(2/3)^{1/2}(1/h)([\dot{\sigma}]:[n])=0 \\
&\qquad (2.2.20)
\end{aligned}$$

よって、硬化パラメーターは、

$$h=(2/3)^{1/2}(I_1-S_t)\cdot\partial P/\partial\bar{e}^p/|\partial f/\partial[\sigma]| \qquad (2.2.21)$$

となり、(2.2.3)、(2.2.6)および(2.2.7)式より

$$h=(2/3)^{1/2}(I_1-S_t)/r(P+1)\{(\bar{e}^p-\alpha)+s(\beta-\alpha)\}$$
（2．2．22）

を得ることができる。

本節では、以上の導入とは異なり実験結果をもとに硬化パラメータを決定した。

相当応力は次式で表される。

$$\bar{\sigma}=(3J_2)^{1/2} \qquad (2.2.23)$$

実験の$\bar{\sigma}$と$\bar{e}^p$の関係は図2．2．12に示すように実線で示される。この曲線はKondnerの双曲線近似法で表現することができ、

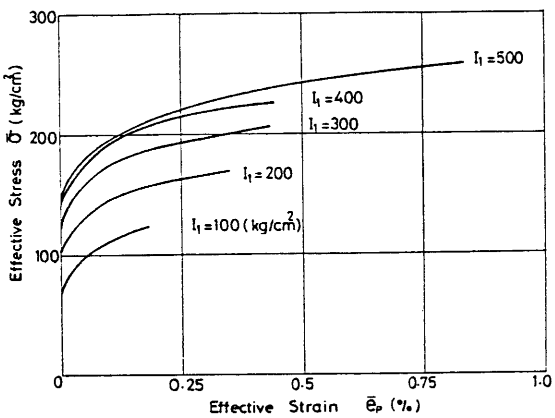


図2.2.12 I_1一定での相当塑性ひずみと相当応力の関係

$$\bar{\sigma}=\bar{e}^p/(a+b\,\bar{e}^p) \qquad (2.2.24)$$

のようである。$\bar{e}^p/\bar{\sigma}$と$\bar{e}^p$の関係は図2．2．13に示すように直線となり、各々のI_1に対する傾きaは図2．2．14に示すようにI_1を変数とすると

$$a=a'I_1+a'' \qquad (2.2.25)$$

で表され、係数a'およびa''はそれぞれ　$-1.89\times10^{-7}(cm^2/kg)^{-2}$、$1.88\times10^{-5}$ $(cm^2/kg)^{-1}$となり、また、切片の逆数1/bは最大強度の$\bar{\sigma}$の値と一致する。したがって、

$$b=1/(3J_2)^{1/2}|_p \qquad (2.2.26)$$

となり、硬化パラメーターhは次式で与えられる。

$$h=\partial\bar{\sigma}/\partial\bar{e}^{p}=a/(a+b\,\bar{e}^{p})^{2} \qquad (2.2.27)$$

以上で（２．２．１５）式で表現される構成式のすべてのパラメーターを決定した。そこで、この提案した弾塑性モデルの妥当性を検討するため、拘束圧一定の三軸圧縮試験の応力経路に対して実験値と弾塑性モデルの相当応力-相当塑性ひずみ関係における比較を行なった。それぞれの値は図２．２．１５（ａ）、（ｂ）に示すようであり、良い一致を示している。したがって、このモデルの妥当性が明らかとなり、本方法を用いると破壊までの岩石挙動を十分表現することが可能である。

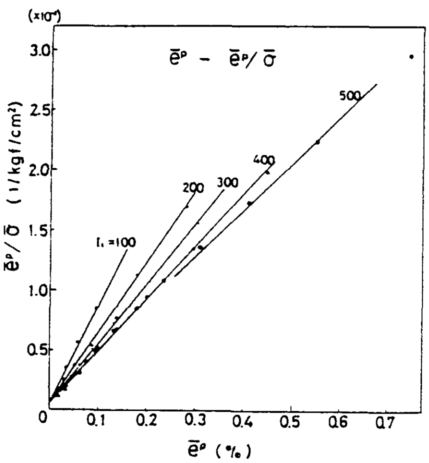


図2.2.13 $\bar{e}^{p}$と$\bar{e}^{p}/\bar{\sigma}$の関係

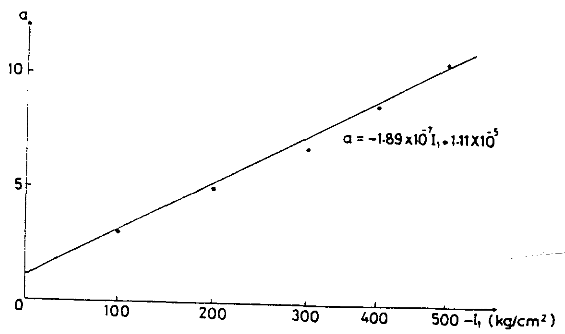


図2.2.14 I_1と係数aの関係

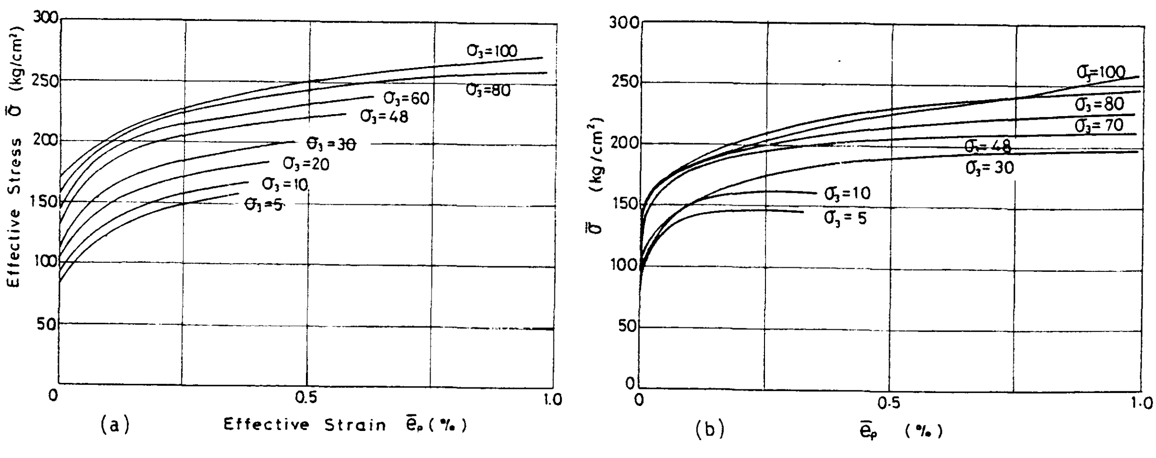


図2.2.15 σ_3一定での相当塑性ひずみと相当応力の関係

（a）提案した構成式による結果 （b）実験結果

２．３ 不連続面の力学特性[11]

２．３．１ 多段階三軸圧縮試験

不連続面に作用している巨視的な応力は、微視的には不連続面の凸凹によってある部分で集中して実際に接触している部分のみで伝達し、ある部分では伝達していないという状態が生じていると考えることができる。本節は、不連続面の摩擦特性を不連続面の実質接触面積に注目して非線形なすべり基準を提案するものである[11]。

不連続面、とくにせん断破壊によって生じる破断面の力学特性を検討するために円柱供試体を用いた多段階三軸圧縮試験[12]を実施した。この方法は、一度の実験でインタクトな岩石の破壊特性と破壊によって生じた破断面の摩擦特性を同時に求めることが可能である。

用いた試験装置は三軸セル（最大拘束圧２５０ｋｇ/ｃm^2）および材料試験装置（最大軸荷重１００ｔｏｎ）である。これらを用いて大理石、石灰岩、花コウ岩、砂岩について実験を実施した。まず、２０ｋｇ/ｃm^2の拘束圧のもとで軸荷重を増加させる。この拘束圧下で軸荷重が最大強度に達したことを荷重変位曲線から確認した後、直ちに、拘束圧を増加させ再び軸荷重を増加させる。このようにして種々の拘束圧下で最大強度を順次求める。つぎに２００ｋｇ/ｃm^2の拘束圧下で最大強度を確認した後は直ちに軸荷重を除荷し、拘束圧も所定の拘束圧下まで低下させ、その拘束圧で再び軸荷重を高めると最大強度が求められるが、このときの最大強度は一般に前記の最大強度より小さく上記の操作を繰り返すうちに供試体は破断に至る。破断後も、同様な操作を行ない種々の拘束圧下での強

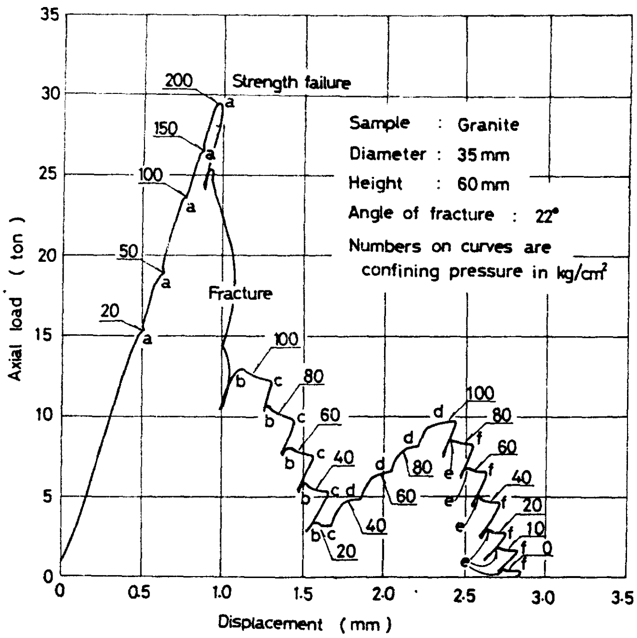


図2.3.1 荷重変位曲線（試料：花コウ岩）

度を求める。上記の方法で求めた荷重変位曲線の一例を示すと図２．３．１のようである。なお、供試体は花コウ岩である。

最大強度は、拘束圧および履歴を受けた変位量によって変化している。破断後の強度についてみると、破断後のすべりの進行とともに強度は低下する傾向にある。しかし、軸変位が１．８mm以上になるとほぼ一定の圧力状態ですべりが進行するようになる。この強度を残留強度と呼ぶことにする。

以上のような実験を行なうと、各拘束圧ごとの完全な荷重変位曲線を１個の供試体で求めることができる。しかしながら、前述したように低い拘束圧での最大強度を確認してから拘束圧を増加させるため、供試体内部には微少クラックが進展し、インタクトな供試体での最大強度よりわずかに低下することは免れない。

２．３．２ 残留強度特性

三軸圧縮試験における円柱供試体の軸とα傾いた破断面の直応力σ_nおよびせん断応力τは次式で与えられる。

$$\sigma_n=\sigma_3+(\sigma_1-\sigma_3)\sin^2\alpha$$
$$\tau=(\sigma_1-\sigma_3)\sin\alpha\cos\alpha \qquad (2.3.1)$$

ここで、σ_1およびσ_3はそれぞれ軸圧および拘束圧であり、圧縮応力を正としている。αは試験後、供試体を三軸セルよりとり出して直接測定することができる。各供試体について（２．３．１）式を用いてすべり基準を求めると図２．３．２のようである。残留強度は同一岩種でも供試体ごとにばらつくが、原点を通るなめらかな曲線で表される。

さて、４つの供試体の破壊基準およびすべり基準についてまとめてみると図２．３．３のようになる。破壊基準は岩種によって大いに異なるが破壊面のすべり基準にはあまり差異は認められない。著しい特徴として破壊強度が大きいほど、残留強度も高いことに注目される。

発生した破断面の様子を示すと写真２．３．１のようである。破断面の表面には凸凹があり、破断の際に生じる岩粉が付着している。また、残留強度状態でせん断される部分が条痕として残っている。ところが、この部分は破断面全体で見られるのではなく、多くの部分は接しておらず、実際に接して力を伝達している部分は全体の数１０％にすぎない。したがって、多段階三軸圧縮試験で得られる応力は見掛けの応力であり、破断面の表面では部分的に非常に高い応力集中が生じているものと思われる。

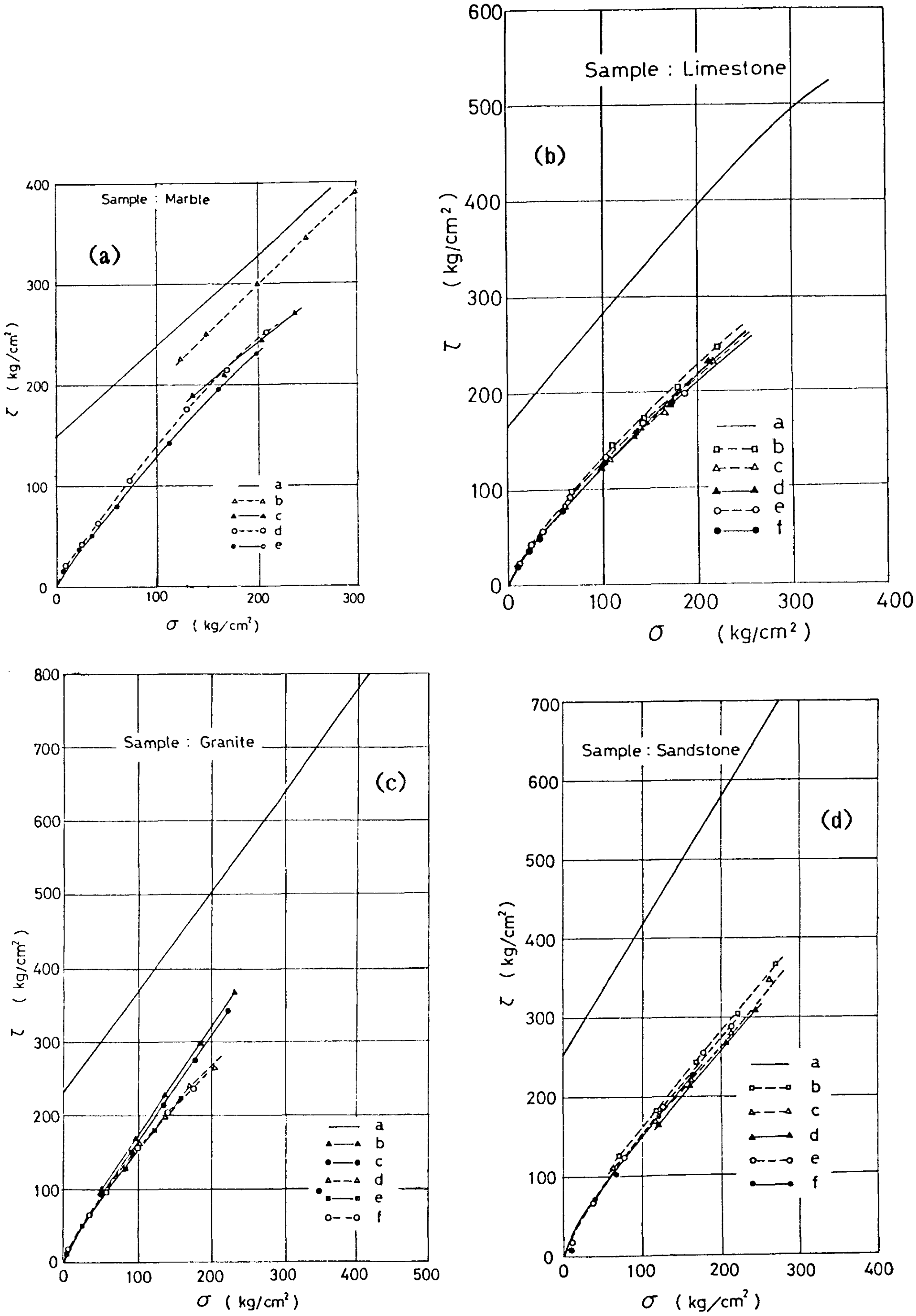


図2.3.2 最大強度特性および残留強度特性

(a) 大理石、(b) 石灰岩、(c) 花コウ岩、(d) 砂岩

図中のａ～ｆは図2.3.1中のａ～ｆに相当する。

図２．３．１に示す荷重変位曲線の残留強度状態において、高い拘束圧から低い拘束圧へ下ろしている過程で、図中のｂあるいはｅのように、一度高い応力状態を経た後一定の応力状態となる点が存在している。この原因は、破断面表面の形状にあると考え、写真２．３．２に示すように人工的に作成した平滑な分離面をもつ供試体を用いて多段階圧縮試験を行なったところ、破断面をもつ供試体と同様な結果を得た。したがって、原因は破断面の表面の形状ではなく、そこでの摩擦則に関係しており、摩擦則における静摩擦と動摩擦の関係と同様なものであろうと思われる。

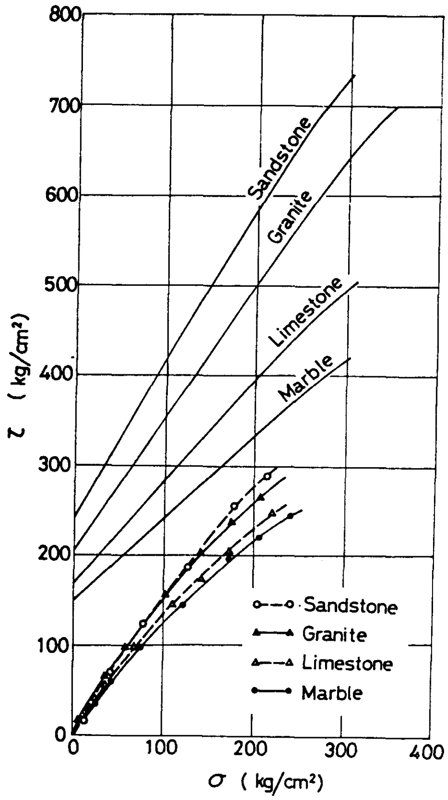


図2.3.3 最大強度特性および残留強度特性

２．３．３ 破断面の摩擦特性

図２．３．２に示すようにインタクトな岩石の破壊基準はほぼ線形で近似することができ、粘着力C_rと内部摩擦角ϕ_rを用いて

$$\tau = C_r + \sigma_n \tan\phi_r \qquad (2.3.2)$$

(a)

(b)

写真2.3.1 破断面の様子
(a) 破断面　　(b) 破断面の拡大

と表現することができる。ここで、τはせん断応力、σ_nは垂直応力である。

いま、破断面内の真のせん断強さSは次式で与えられるものと仮定する。

$$S = C_a + \mu_a \sigma_{na} \tag{2.3.3}$$

ここで、C_aは破断面の真の粘着力であり、μ_aは破断面の摩擦係数、σ_{na}は接触面に作用している真の垂直応力である。せん断の際、実際に接触してすべっている面積をA_aとすると、せん断力Tおよび垂直力Nは次式で与えられる。

$$T = C_a A_a + \mu_a \sigma_{na} A_a$$
$$N = \sigma_{na} A_a \tag{2.3.4}$$

破断面の面積がAのとき、みかけのせん断応力τおよび垂直応力σ_nは

$$\tau = T/A, \quad \sigma_n = N/A \tag{2.3.5}$$

と表され、（２．３．４）式に代入すると次式を得る。

$$\tau = C_a(A_a/A) + \mu_a \sigma_n \tag{2.3.6}$$

したがって、せん断強度はA_a/Aとσ_nの関数となる。A_a/Aは破断面の形状、表面の凹凸状態、充填物の有無等によって影響を受けると考えることができるが、主として垂直力Nに関係するものであろう。

$N=0$のとき$A_a \fallingdotseq 0$であり、反対にNが大きいときは$A_a = A$であると判断できるので、A_a/Aは近似的に次式で表現することができる。

$$A_a/A = 1 - \exp(-a\sigma_n^b) \tag{2.3.7}$$

ここで、aおよびbは実験で定まる定数である。このように仮定すると$\sigma_n=0$のとき（２．３．６）式のτは零となり、実験結果と一致する。（２．３．７）式を（２．３．６）式に代入するとすべり基準（２．３．８）式が求まる。

$$\tau = C_a\{1-\exp(-a\,\sigma_n^b)\}+\mu_a\sigma_n \qquad (2.3.8)$$

ところで、真の粘着力C_aは凹凸部の破壊に関するものであるから、インタクトな岩石の粘着力C_rに相当すると考えることができる。したがって、（２．３．８）式は（２．３．９）式のように書きかえることができよう。

$$\tau = C_r\{1-\exp(-a\,\sigma_n^b)\}+\mu_a\sigma_n \qquad (2.3.9)$$

（２．３．９）式によると、破壊基準との相関性も表現することができる。本実験で用いた供試体のすべり基準を求めてみると、（２．３．９）式の定数は表２．３．１に示すようである。

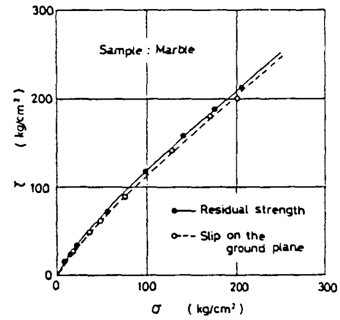
表2.3.1 （２．３．９）式の定数

	C_r(kg/cm^2)	μ_a	a(10^{-3})	b
sandstone	246	0.53	2.46	1.16
granit	228	0.58	0.86	0.90
limestone	146	0.55	8.28	0.95
marble	150	0.54	6.93	0.97

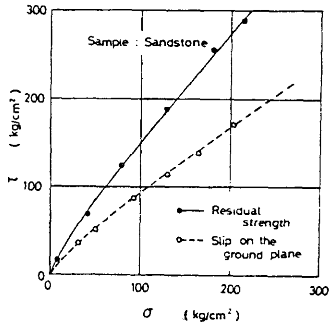
破断面の摩擦特性を以上のように考えると、実際に接触してすべっている面積が重要な因子と言うことができる。そこで、上記の接触面積の仮定を検討する目的で、写真２．３．２の左図に見られるように平滑な分離面をもつ供試体を作成して三軸試験を実施した。得られた荷重変位曲線は図２．３．１とほぼ同様で、すべり基準は図２．３．４（ａ）に示すように、破断面のすべり基準とよい一致が見られた。また、実験後のすべり面の様子は写真２．３．２右図に示すようであり、実際に接触した痕跡をもつ部分は分離面全体の約３０％であった。同様な実験を砂岩および花コウ岩についても実施した。摩擦特性は図２．３．４（ｂ）および２．３．４（ｃ）に示すようであり、破断面の摩擦特性とは一致しなかった。実験後の真の接触面積は砂岩で２０％、花コウ岩で１５％程度であった。これは、分離面の仕上げ状態に関係するものと思われるが、真の接触面積が全面積に対して小さくなればすべり強度も低下することは明確である。

写真2.3.2 平滑な分離面をもつ供試体（試料：大理石）

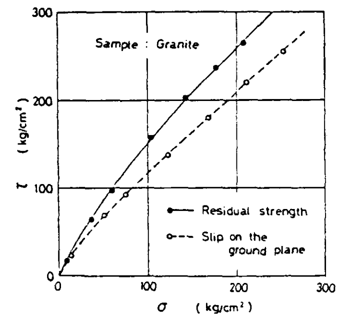
以上の検討より、破断面の摩擦特性は、実際に接触している面積が重要な因子であり、インタクトな岩石の粘着力に関係していることが明らかとなった。



(a)



(b)



(c)

図2.3.4 平滑な分離面をもつ供試体のすべり基準
(a) 大理石 (b) 砂岩 (c) 花コウ岩

2．4 岩盤の力学特性とその評価法[13)]

2．4．1 クラックモデルおよび定義

不連続体としての岩盤を構成する岩石および不連続面の力学特性を把握しても、岩盤はそれらの相互作用によって挙動するため、マスとしての挙動をこれらから予測することは非常に困難である。そこで、不連続面を現場での岩盤観測により定量化し、不連続面を含んだ岩盤をそれと等価な均質弾性体と見なして、不連続面の効果を考慮した変形特性を評価しようとする試みがなされてきており、ＲＭＲ法[14)]やＱシステム法[15)]などの評価方法が提案されている。しかし、これらは経験的方法であり、物理的根拠も不明確であるため、理論的なアプローチの確立が望まれている。

本節では、岩盤の不連続面を岩石供試体中に存在する微少クラックと見なし、クラック理論を基礎として岩盤内の不連続面が岩盤に及ぼす影響を理論的に検討し、上記岩盤評価法に理論的根拠を与え、岩盤の変形性の評価法を提案する[13)]。

岩盤中には断層・節理等の種々の不連続面が存在しているが、ここでは問題を単純化するために、それらの不連続面の形状を楕円板形状、岩盤の岩石実質部分を均質等方弾性体と仮定する。すなわち、不連続面を有する岩盤を長径２ａ、短径２ｂ、楕円板中心の開口幅２ｃの（ただし $0 \leqq c \ll b < a$ ）楕円板状クラックを内部に含む弾性体としてモデル化し、不連続面が岩盤の変形特性に及ぼす影響を検討する。とくに、$c > 0$ である場合と $c = 0$ である場合とでは、それぞれのクラックの力学的挙動が異なるため、ここでは、Walsh[16)]の表現にならって、前者を開口型クラック（open crack）、後者を閉合型クラック（closed crack）と呼びそれぞれ別途の解析を行なうことにする。なお、楕円板形状開口型クラックに関する理論解[17)]はすでに報告されているが、ここでは閉合型クラックの問題との整合性を考えて、開口型クラックの問題についても新たに解を誘導することにする。以下では、クラックを有する弾性体の実質部分、すなわち、岩盤の岩石実質部分のYoung率、Poisson比およびコンプライアンスをそれぞれ E、ν および λ_{ijkl} とおき、クラックを有する弾性体、すなわち、不連続面を有する岩盤の有効Young率、有効Poisson比および有効コンプライアンスをそれぞれ E^*、ν^* および λ^*_{ijkl} とおき、λ^*_{ijkl} と λ_{ijkl} の差、すなわち、クラック存在に起因したコンプライアンス増分を $\Delta\lambda_{ijkl}$ とおくことにする。したがって、

$$\lambda^*_{ijkl} = \lambda_{ijkl} + \Delta\lambda_{ijkl} \qquad (2.4.1)$$

である。

まず、クラックの方位関係の記述と後の解析の便宜のために、図２．４．１に示すようなクラック中心を原点とした４種の座標系を設定する。$G^{(0)}$は絶対座標系であり、$G^{(1)}$、$G^{(2)}$および$G^{(3)}$は$G^{(0)}$を回転変換して得られる相対座標系である。以下では、応力は圧縮を正、また$G^{(m)}$座標系の座標軸を$x_1^{(m)}$、$x_2^{(m)}$および$x_3^{(m)}$と表わし、$G^{(m)}$座標系における応力テンソルおよびひずみテンソルを$\sigma_{ij}^{(m)}$および$\varepsilon_{ij}^{(m)}$、$x_i^{(m)}$と$x_j^{(n)}$の方向余弦を$d_{ij}^{(mn)}$と表わすことにする。なお、本文中の計算に必要となる方向余弦はAppendixⅡに示す。クラック面の法線単位ベクトルは$G^{(0)}$上で　($\cos\phi\cos\theta$, $\cos\phi\sin\theta$, $\sin\phi$)で与えられ、また、クラック面の長軸方向は$x_1^{(0)}x_2^{(0)}$平面よりクラック面上を角度βだけ回転した方向にあるものとする。$G^{(1)}$は$x_1^{(1)}x_2^{(1)}$平面上にクラック面が存在するように$G^{(0)}$を回転した座標系であり、$G^{(2)}$は$x_1^{(2)}$軸がクラック面の長軸方向と一致するように$G^{(1)}$を$x_3^{(1)}$軸に対して角度βだけ回転した座標系であり、$G^{(3)}$は$\sigma_{31}^{(3)}=\sigma_{13}^{(3)}=0$となるように$G^{(1)}$を$x_3^{(1)}$軸に対して角度$\gamma$だけ回転した座標系である。

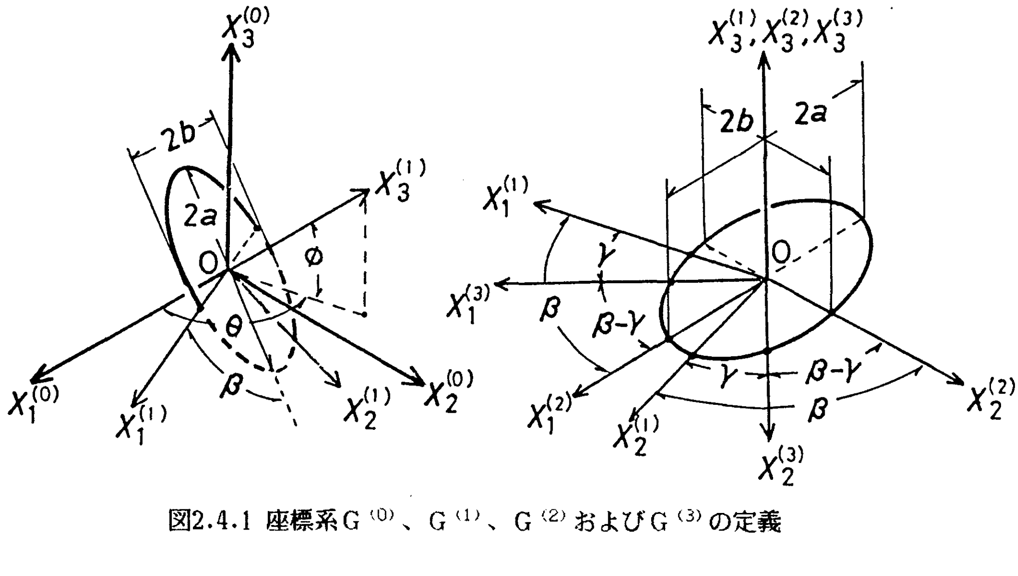


図2.4.1 座標系$G^{(0)}$、$G^{(1)}$、$G^{(2)}$および$G^{(3)}$の定義

上記の座標系のもとで、単一の節理を有する岩盤要素、あるいは、断層等の卓越した一つの不連続面を有する岩盤を単一クラックを含む弾性体モデルで取り扱い、数多くの節理を有する岩盤を複数個のクラックを含む弾性体モデルで取り扱うことにする。

２．４．２ 単一のクラックを有する弾性体の有効弾性率

単一の楕円板形状開口型クラックを含む体積Ｖなる弾性体の外部境界に応力$\sigma_{ij}^{(0)}$が作用した場合を考える。このとき弾性体に供給される外部仕事W_{ex}は、弾性体実質部の弾

性ひずみエネルギW_{el}とクラックの存在に起因したコンプリメンタルエネルギーの増分ΔW_cとの和によって与えられる。すなわち、

$$W_{ex} = W_{el} + \Delta W_c \qquad (2.4.2)$$

である。また、図2．4．2で示す$G^{(2)}$座標上のクラック縁点Jにおける応力拡大係数K_I、K_{II}、およびK_{III}は、応力$\sigma_{ij}^{(2)}$を用いて（2．4．3）式で表わされる[18]。

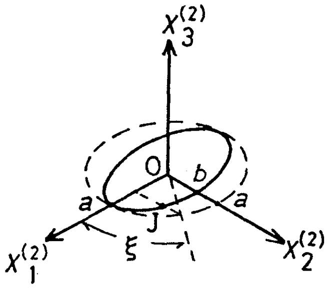


図2.4.2 クラックの縁点Jと離心角ξの定義

$$
\begin{aligned}
K_I &= \sigma_{33}^{(2)} \cdot (\pi b)^{1/2} / E(k) \\
&\quad \cdot (1 - k^2 \cos^2 \xi)^{1/4} \\
K_{II} &= \{\sigma_{31}^{(2)} k' \cos \xi / B(k, \nu) \\
&\quad + \sigma_{32}^{(2)} \sin \xi / C(k, \nu)\} \cdot (\pi b)^{1/2} k^2 / (1 - k^2 \cos^2 \xi)^{1/4} \\
K_{III} &= \{\sigma_{31}^{(2)} \sin \xi / B(k, \nu) \\
&\quad - \sigma_{32}^{(2)} k' \cos \xi / C(k, \nu)\} \\
&\quad \cdot (1 - \nu) \cdot (\pi b)^{1/2} k^2 / (1 - k^2 \cos^2 \xi)^{1/4}
\end{aligned}
\qquad (2.4.3)
$$

ここで、

$k' = b/a \leqq 1$, $\quad k^2 = 1 - k'^2$

$B(k, \nu) = (k^2 - \nu) E(k) + \nu k'^2 K(k)$

$C(k, \nu) = (k^2 + \nu k'^2) E(k) - \nu k'^2 K(k)$

$\sigma_{ij}^{(2)} = d_{ki}^{(02)} d_{lj}^{(02)} \sigma_{kl}^{(0)}$

ξ；離心角

$K(k)$,　$E(k)$；第１種および第２種完全楕円積分

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \phi)^{-1/2} d\phi$$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} (1 - k^2 \sin^2 \phi)^{1/2} d\phi$$

である。

弾性体のクラック存在に起因したコンプリメンタルエネルギーの増分ΔW_cは、エネルギー解放率gあるいは応力拡大係数を用いて次式で表わされる[18)]。

$$\Delta W_c = \int_0^A g\, dA$$

$$= (1-\nu^2)/E \int_0^A \{K_I^2 + K_{II}^2 + K_{III}^2/(1-\nu)\}\, dA \qquad (2.4.5)$$

ここで、AおよびdAはクラックの表面積の1/2およびその微少増分であり、

$$dA = k' a\, d\xi\, da \qquad (2.4.6)$$

であるので次式を得る。

$$\Delta W_c = 4(1-\nu^2)k'/E \int_0^a \int_0^{\pi/2} \{K_I^2 + K_{II}^2 + K_{III}^2/(1-\nu)\}\, a\, d\xi\, da$$

$$= 4\pi/3 \cdot k'^2 a^3 \cdot (1-\nu^2)/E \cdot \{\sigma_{33}^{(2)} \sigma_{33}^{(2)}/E(k) \qquad (2.4.7)$$
$$+ \sigma_{31}^{(2)} \sigma_{31}^{(2)} k^2/B(k, \nu) + \sigma_{32}^{(2)} \sigma_{32}^{(2)} k^2/C(k, \nu)\}$$

（2．4．1）式を応力を用いて表わすと次式のようである。

$$1/2 \cdot \lambda^*_{ijkl}\, \sigma_{ij}^{(0)} \sigma_{kl}^{(0)} = 1/2 \cdot \lambda_{ijkl}\, \sigma_{ij}^{(0)} \sigma_{kl}^{(0)} + \Delta W_c/V \qquad (2.4.8)$$

上式を応力について偏微分して、$\Delta\lambda_{ijkl} = \Delta\lambda_{klij}$ の関係を用いると、弾性体のコンプライアンス増分は

$$\Delta\lambda_{ijkl} = 1/V \cdot \partial^2 \Delta W_c / \partial \sigma_{ij}^{(0)} \partial \sigma_{kl}^{(0)} \qquad (2.4.9)$$

となる。したがって、（2．4．7）式および（2．4．9）式より$\Delta\lambda_{ijkl}$は次式で表わされる。

$$\Delta\lambda_{ijkl} = 16/3 \cdot (1-\nu^2)/E \cdot \Phi_0$$
$$\cdot (N_{ij} N_{kl} + L_{ij} L_{kl} \Phi_1 + T_{ij} T_{kl} \Phi_2) \qquad (2.4.10)$$

ただし、

$$\Phi_0 = a^3/V \cdot \pi k'^2/2E(k) \qquad \Phi_1 = k^2E(k)/B(k,\ \nu)$$

$$\Phi_2 = k^2E(k)/C(k,\ \nu)$$

$$N_{ij} = d_{i3}^{(02)} d_{j3}^{(02)} \qquad L_{ij} = d_{i3}^{(02)} d_{j1}^{(02)}$$

$$T_{ij} = d_{i3}^{(02)} d_{j2}^{(02)} \qquad (2.4.11)$$

である。

したがって、（２．４．１０）式を（２．４．１）式に代入することによって楕円板開口型クラックを含む有効コンプライアンスを得ることができる。

つぎに、クラックが楕円板状閉合型クラックである場合について同様な問題を考える。この場合は、クラック面上のせん断応力の値とクラック相対面間で摩擦すべりが生じる場合と生じない場合の二通りが考えられる。

クラック相対面間で摩擦すべりが生ずるためには、$G^{(3)}$ 座標上の応力 $\sigma_{ij}^{(3)}$ が次式の条件を満足する必要がある。

$$|\sigma_{32}^{(3)}| > \mu \sigma_{33}^{(3)} \qquad (2.4.12)$$

ただし、

$$\sigma_{ij}^{(3)} = d_{ki}^{(03)} d_{lj}^{(03)} \sigma_{kl}^{(0)} \qquad (2.4.13)$$

である。（２．４．１２）式の条件が満足されない場合は相対するクラック面は互いに摩擦力により拘束されるため、弾性体はクラックを含まない場合と同様な変形挙動を示すことになる。この場合は、

$$\lambda^*_{ijkl} = \lambda_{ijkl}$$

である。したがって、以下では、（２．４．１２）式の条件が成立し、クラック相対面間で摩擦すべりが生ずる場合について検討を行なう。

クラック相対面間での摩擦すべりは、クラック面上のせん断応力が最大となる方向に生ずることになる。$G^{(3)}$ 座標系はこの摩擦すべりの方向を $x_2^{(3)}$ 軸に一致させた座標系で

あるため、この座標系を用いると３次元応力のもとでのクラック相対面の摩擦すべりの方向の問題が簡略される。G $^{(1)}$ からG $^{(3)}$ への回転角 γ は、クラック面上に作用するせん断応力が $\sigma_{31}^{(3)}=\sigma_{13}^{(3)}=0$ となる条件より、次式で求められる。

$$\tan\gamma=-\sigma_{31}^{(1)}/\sigma_{32}^{(1)} \qquad (2.4.14)$$

ただし、

$$\sigma_{ij}^{(1)}=d_{ki}^{(01)}\,d_{lj}^{(01)}\,\sigma_{kl}^{(0)} \qquad (2.4.15)$$

である。

ここで、応力場 $\sigma_{ij}^{(3)}$ は図２．４．３に示すように次式で表わされる $\sigma_{ij}^{(3)e}$ および $\sigma_{ij}^{(3)c}$ の２種の応力場に分解して考えることができる。

$$\sigma_{ij}^{(3)}=\sigma_{ij}^{(3)e}+\sigma_{ij}^{(3)c}$$

$$\begin{aligned}\sigma_{ij}^{(3)e}&=\sigma_{ij}^{(3)} && (ij\neq 32,\ 23)\\ &=\mu\,\sigma_{33}^{(3)}\,f && (ij=32,\ 23)\end{aligned}$$

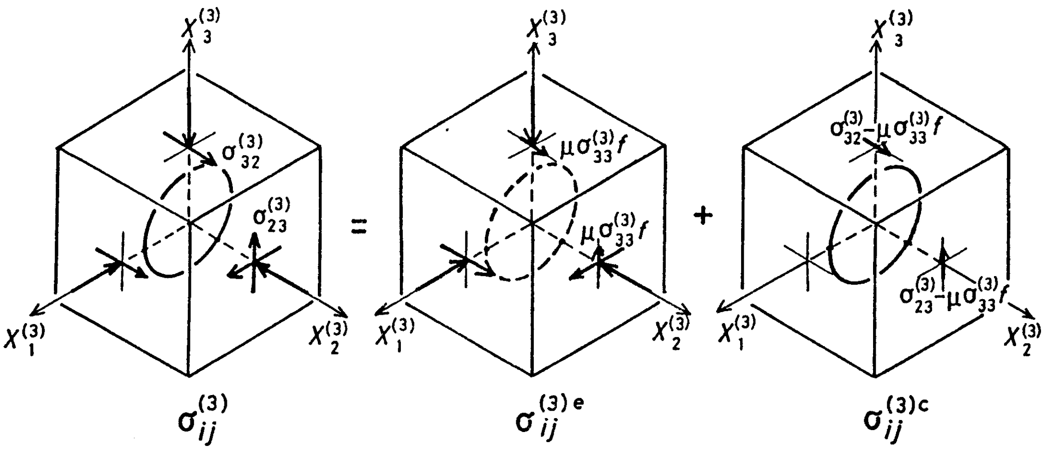


図2.4.3 $\sigma_{ij}^{(3)}$、$\sigma_{ij}^{(3)e}$ および $\sigma_{ij}^{(3)c}$ の定義

$$\sigma_{ij}^{(3)c} = 0 \qquad (ij \neq 32, 23)$$

$$= \sigma_{ij}^{(3)} - \mu\,\sigma_{33}^{(3)} f \qquad (ij = 32, 23) \qquad (2.4.16)$$

ただし、

$$\sigma_{ij}^{(3)} = d_{ki}^{(03)}\, d_{lj}^{(03)}\, d_{kl}^{(0)}, \qquad f = \mathrm{sgn}(\sigma_{32}^{(3)})$$

である。

（２．４．１６）式の表現は、応力場$\sigma_{ij}^{(3)e}$においては弾性体は一様応力状態、すなわち、クラックを含まない場合と等価な応力状態にあり、また、応力場$\sigma_{ij}^{(3)c}$においてはクラック面上に作用する直応力が零となるため、クラックが開口型クラックとして存在している場合と等価な状態となることを意味している。したがって、クラックの存在に起因した弾性体のひずみ増分は$\sigma_{ij}^{(3)c}$のみに関係することになる。そこで、$\sigma_{ij}^{(3)c}$を$G^{(2)}$座標上に変換した応力を$\sigma_{ij}^{(2)c}$とおき、$G^{(2)}$座標上でクラックの存在に起因したひずみ増分$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}$を求めると次式のようである。

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)} = (1/V)\cdot\partial(\Delta W_c)/\partial\sigma_{ij}^{(2)c} \qquad (2.4.17)$$

ここで、ΔW_cは応力場$\sigma_{ij}^{(2)c}$におけるクラックの存在に起因したコンプリメンタリエネルギーの増分であり、（２．４．２）式で表わされる応力場$\sigma_{ij}^{(2)c}$における応力拡大係数K_{II}およびK_{III}を用いると

$$\Delta W_c = (1-\nu^2)/E \int_0^A \{K_{II}^2 + K_{III}^2/(1-\nu)\}\, dA \qquad (2.4.18)$$

である。したがって、$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)}$は

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(2)} = 16/3\cdot(1-\nu^2)/E\cdot\Phi_0\cdot(\Phi_1\sigma_{31}^{(2)c}\cdot\partial\sigma_{31}^{(2)c}/\partial\sigma_{ij}^{(2)c}$$
$$+\Phi_2\sigma_{32}^{(2)c}\cdot\partial\sigma_{32}^{(2)c}/\partial\sigma_{ij}^{(2)c}) \qquad (2.4.19)$$

となり、$G^{(0)}$座標場でのひずみ増分$\Delta\varepsilon_{ij}^{(0)}$は

$$\Delta\varepsilon_{ij}^{(0)} = d_{ki}^{(20)}\, d_{lj}^{(20)}\, \Delta\varepsilon_{kl}^{(2)} \qquad (2.4.20)$$

となる。ただし、Φ_0、Φ_1およびΦ_2は（２．４．１１）式と同様である。

閉合型クラックの存在に起因したコンプライアンス増分$\Delta\lambda_{ijkl}$は、（２．４．２０）式を$\sigma_{ij}^{(0)}$により偏微分することにより次式で求められる。

$$\Delta\lambda_{ijkl}=16/3\cdot(1-\nu^2)/E\cdot\Phi_0\cdot(d_{3i}^{(20)}d_{1j}^{(20)}\cdot\partial\sigma_{31}^{(2)c}/\partial\sigma_{kl}^{(0)}\cdot\Phi_1$$
$$+d_{3i}^{(20)}d_{2j}^{(20)}\cdot\partial\sigma_{32}^{(2)c}/\partial\sigma_{kl}^{(0)}\cdot\Phi_2)$$

ここで、　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　　（２．４．２１）

$$\sigma_{31}^{(2)c}=d_{33}^{(32)}d_{21}^{(32)}\sigma_{32}^{(3)c}$$
$$\sigma_{32}^{(2)c}=d_{33}^{(32)}d_{22}^{(32)}\sigma_{32}^{(3)c}$$

である関係を用いて上式を整理し、まとめると

$$\Delta\lambda_{ijkl}\begin{cases}=16/3\cdot(1-\nu^2)/E\cdot\Phi_0\cdot(\Phi_1 L_{ij}L'_{kl}+\Phi_2 T_{ij}T'_{kl}) & \cdots\quad|\sigma_{32}^{(3)}|>\mu\sigma_{33}^{(3)}\text{の場合}\\ =0 & \cdots\quad|\sigma_{32}^{(3)}|\leqq\mu\sigma_{33}^{(3)}\text{の場合}\end{cases}\qquad(2.4.22)$$

である。ここで、L_{ij}およびT_{ij}は（２．４．１１）式と同様であり、

$$L'_{kl}=d_{33}^{(32)}d_{31}^{(32)}(d_{k3}^{(03)}d_{l2}^{(03)}-\mu d_{k3}^{(03)}d_{l3}^{(03)}f)$$
$$T'_{kl}=d_{33}^{(32)}d_{22}^{(32)}(d_{k3}^{(03)}d_{l2}^{(03)}-\mu d_{k3}^{(03)}d_{l3}^{(03)}f)$$

である。したがって、（２．４．２２）式を（２．４．１）式に代入することにより閉合クラックを含むときの有効コンプライアンスを求めることができる。

（２．４．１１）式および（２．４．２２）式の計算結果の一例として、図２．４．４に一軸圧縮下（$\sigma_{33}^{(0)}>0$および$\sigma_{ij}=0$，$ij\neq33$）での　$\lambda^*_{3333}/\lambda_{3333}$および$\lambda^*_{1133}/\lambda_{1133}$と$\theta$、$\phi$および$\beta$の関係を示す。（ａ）～（ｃ）は開口型クラックの計算結果であり、（ｄ）～（ｆ）は閉合型クラックの計算結果であり、ともに、$a^3/V=0.1$、$\mu=0.5$の条件で　$k'=0.5$、0.75、1.0のとき$\beta=0°$、$90°$の場合を示している。閉合型クラックの場合は$\phi>63.4°$で$\lambda^*_{3333}/\lambda_{3333}=\lambda^*_{1133}=1$となっているが、これは、この条件下ではクラック相対面間の摩擦すべりが生じないことを意

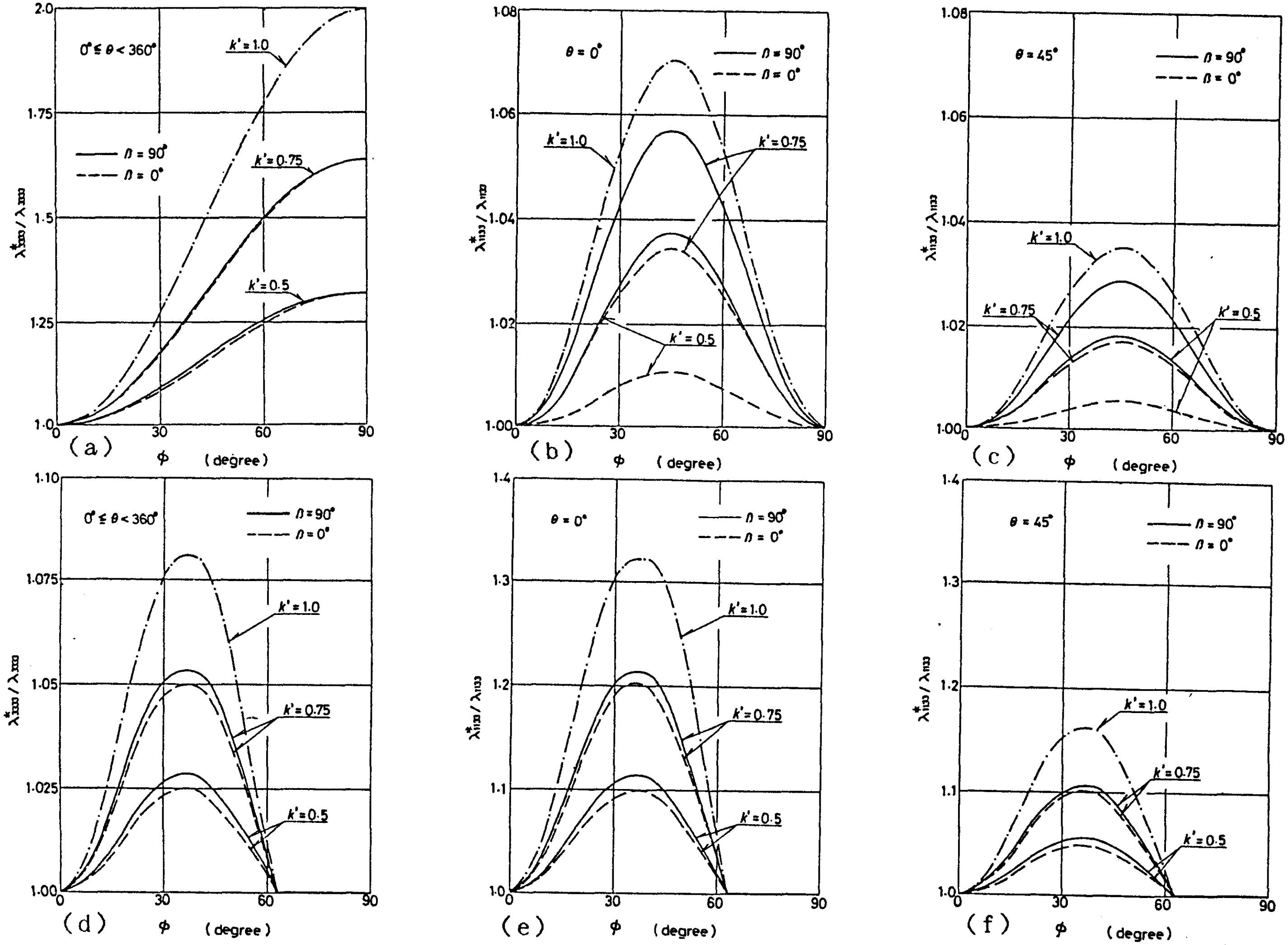


図2.4.4 単一クラックを有する材料の有効コンプライアンスとϕとの関係
(a),(b),(c); 開口型クラックの場合　(d),(e),(f); 閉合型クラックの場合

味している。また、k’＝０.７５（３：４の楕円状クラック）およびk’＝０.５（１：２の楕円状クラック）の場合はβの値により有効コンプライアンスの値が変化し、この傾向は開口型クラックの場合、また、k’の値が小さい場合に顕著である。k’＝０.７５およびk’＝０.５の場合のそれぞれについてβ＝０°および９０°の有効コンプライアンスの平均値をとると、それらの値はk’＝１.０（円板状クラック）の場合の有効コンプライアンスの大略5/8および１/３となる。これは、この計算条件下ではk’＝１.０、０.７５および０.５のそれぞれの場合にΦ_0の値が０.１、０.０６４および０.０３２となっていることに関係している。したがって、楕円状クラックを有する弾性体の有効コンプライアンスは、楕円長軸方位βの値により変動するが、平均的には、Φ_0の値に等しい円板状クラックを有する弾性体の有効コンプライアンスで近似されることがわかる。

２．４．３ 複数のクラックを有する弾性体の有効弾性率

体積Ｖの弾性体中にＮ個の楕円板状クラックが均質に分布して存在する場合の弾性体の有効弾性率E^*およびν^*を求める問題を考える。ここでは、個々のクラックの長径をa_iとおき、クラック面の形状は相似的に等しくk’は一定で、クラックの方位分布がランダムであり、巨視的等方仮定が成立する場合を考えることにする。なお、以下ではクラック相互間の力学的干渉の影響を考慮してself consistent法[17]をもとにした解析を行なうことにする。

Ｎ個のクラックの存在に起因したコンプライアンス増分$\Delta\lambda_{ijkl}$は、巨視的等方仮定が成立する場合にはその独立成分は２つとなる。したがって、この場合には、任意の応力場に対して２つの独立なコンプライアンス増分を計算することにより、クラックを含む弾性体の有効弾性率を求めることができる。そこで、一軸圧縮応力場、すなわち$\sigma_{33}^{(0)}>0$、$\sigma_{ij}^{(0)}=0$（ｉｊ≠３３）である応力場における$\Delta\lambda_{3333}$および$\Delta\lambda_{1133}(=\Delta\lambda_{2233})$を考えることにすると、$\Delta\lambda_{3333}$および$\Delta\lambda_{1133}$は（２．４．１０）式または（２．４．２２）式で表わされる$\Delta\lambda_{3333}$の角β、φおよびθに対する平均値として与えられることになる。

まず、すべてのクラックが開口型クラックである場合を考えると$\Delta\lambda_{3333}$および$\Delta\lambda_{1133}$は次式で求められる。

$$\Delta\lambda_{3333}=1/2\pi\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}1/\pi\int_0^{\pi}16/3\cdot(1-\nu^{*2})/E^*$$

$$\cdot\Phi_0^*\cdot(N_{33}^2+L_{33}^2\Phi_1^*+T_{33}^2\Phi_2^*)\,d\beta\cos\phi\,d\phi\,d\theta$$

$$=16/45\cdot(1-\nu^{*2})/E^{*}\cdot\Phi_0^{*}\cdot(3+\Phi_1^{*}+\Phi_2^{*})$$

$$\Delta\lambda_{1133}=1/2\pi\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2}1/\pi\int_0^{\pi}16/3\cdot(1-\nu^{*2})/E^{*}$$

$$\cdot\Phi_0^{*}\cdot(N_{11}N_{33}+L_{11}L_{33}\Phi_1+T_{11}T_{33}\Phi_2)\,d\beta\cos\phi\,d\phi\,d\theta$$

$$=8/45\cdot(1-\nu^{*2})/E^{*}\cdot\Phi_0^{*}\cdot(2-\Phi_1^{*}-\Phi_2^{*})$$

ここで、 (2．4．23)

$$\Phi_0^{*}=\Sigma a_i^3/V\cdot\pi k'^2/2E(k)$$

$$\Phi_1^{*}=k^2E(k)/B(K,\ \nu^{*})\qquad(2.4.24)$$

$$\Phi_2^{*}=k^2E(k)/C(k,\ \nu^{*})$$

である。したがって、（2．4．23）式よりE^{*}およびν^{*}はつぎのようになる。

$$E^{*}/E=1-16/45\cdot(1-\nu^{*2})\cdot\Phi_0^{*}\cdot(3+\Phi_1^{*}+\Phi_2^{*})$$

$$\nu-\nu^{*}-8/45\cdot(1-\nu^{*2})\cdot\Phi_0^{*}\cdot\{2+6\nu-(1-2\nu)(\Phi_1^{*}+\Phi_2^{*})\}=0\qquad(2.4.25)$$

すなわち、ν^{*}は（2．4．25）式の第２式の３次方程式の解として与えられ、そのν^{*}と（2．4．25）式の第１式を用いてE^{*}が与えられることになる。また、（2．4．25）式は、同様な問題についてBudianskyら[17]が一軸および静水圧の２種の応力条件を用いて求めた解と一致している。

つぎに、すべてのクラックが閉合型クラックである場合を考える。この場合も巨視的等方仮定が成立するものと仮定し、前述と同様な一軸応力条件を考えれば、（2．4．14）式および（2．4．22）式の条件により$\Delta\lambda_{3333}$および$\Delta\lambda_{1133}$は次式のようである。

$$\Delta\lambda_{3333}=1/2\pi\int_0^{2\pi}\int_0^{\tan^{-1}(1/\mu)}1/\pi\int_0^{\pi}16/3\cdot(1-\nu^{*2})/E^{*}\cdot\Phi_0^{*}$$

$$\cdot(L_{33}L'_{33}\Phi_1^{*}+T_{33}T'_{33}\Phi_2^{*})\,d\beta\cos\phi\,d\phi\,d\theta$$

$$=8/45\cdot(1-\nu^{*2})/E^{*}\cdot\Phi_0^{*}\cdot(\Phi_1^{*}+\Phi_2^{*})$$

$$\cdot[(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu]$$

$$\Delta\lambda_{1133}=1/2\pi\int_0^{2\pi}\int_0^{\tan^{-1}(1/\mu)}1/\pi\int_0^{\pi}16/3\cdot(1-\nu^{*2})/E^*\cdot\Phi_0^*$$

$$\cdot(L_{11}L'_{33}\Phi_1^*+T_{11}T'_{33}\Phi_2^*)\,d\beta\cos\phi\,d\phi\,d\theta$$

$$=-4/45\cdot(1-\nu^{*2})/E^*\cdot\Phi_0^*\cdot(\Phi_1^*+\Phi_2^*)$$

$$\cdot[(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu] \qquad (2.4.26)$$

ただし、Φ_0^*、Φ_1^*およびΦ_2^*は前述の（２．４．２４）式と同様である。（２．４．２６）式より、

$$\Delta\lambda_{3333}+2\Delta\lambda_{1133}=0$$

なる関係が成り立つことがわかり、これは閉合型クラックの存在に起因する体積ひずみ増分がないことを意味している。（２．４．２６）式よりE^*およびν^*は次式となる。

$$E^*/E=1-8/45\cdot(1-\nu^{*2})\cdot\Phi_0^*\cdot(\Phi_1^*+\Phi_2^*)$$

$$\cdot[(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu] \qquad (2.4.27)$$

$$\nu-\nu^*=-4/45\cdot(1-\nu^{*2})(1-2\nu)\cdot\Phi_0^*\cdot(\Phi_1^*+\Phi_2^*)$$

$$\cdot[(2\mu^4+3\mu+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu]$$

また、開口型クラックと閉合型クラックが混在する場合、すなわち、体積Ｖなる弾性体中にＮ個のクラックが存在し、そのうちｑＮ個（ただし　$0\leqq q\leqq 1$）が開口型クラックであり、$(1-q)$Ｎ個が閉合型クラックである場合のE^*およびν^*は（２．４．２５）式および（２．４．２７）式より次式を得る。

$$E^*/E=1-8/45\cdot(1-\nu^{*2})\cdot\Phi_0^*\cdot[q^*\{6+2(\Phi_1^*+\Phi_2^*)\}$$

$$-(1-q^*)(\Phi_1^*+\Phi_2^*)\{(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu\}]$$

$$\nu-\nu^*=4/45\cdot(1-\nu^{*2})\cdot\Phi_0^*\cdot[2q^*\{6\nu-2+(1+2\nu)(\Phi_1^*+\Phi_2^*)\}$$

$$-(1-q^*)(1-2\nu)(\Phi_1^*+\Phi_2^*)$$

$$\cdot\{(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2}-2\mu)\}] \qquad (2.4.28)$$

ここで、式中のq*は次式で表わされる量であり、クラック密度から定義された開口型クラックと閉合型クラックの分配率である。

$$q^* = \sum^{qN} a_i^3 / \sum^{N} a_i^3 \qquad (2.4.29)$$

とくに、k'＝１の場合、すなわち、すべてのクラックが円板状クラックである場合は

$$k'^2 \pi / 2E(k) = 1 \quad , \quad \Phi_1^* = \Phi_2^* = 2/(2-\nu^*)$$

よりE*およびν*はつぎのように表わされることになる。

$$\begin{aligned} E^*/E = 1 &- 16/45 \cdot (1-\nu^{*2})/(2-\nu^*) \\ &\cdot [(10-3\nu^*)q^* - 2\{(2\mu^4+3\mu^2+2)/(\mu^2+1)^{3/2} - 2\mu\} \\ &\cdot (1-q^*)] \cdot \sum^{N} a_i^3/V \end{aligned} \qquad (2.4.30)$$

$$\begin{aligned} 45/16 &\cdot (\nu-\nu^*)(2-\nu^*)/(1-\nu^{*2}) \\ &= [\{10\nu - \nu^*(1+3\nu)\}q^* + (2\nu-1) \cdot \{(2\mu^4+3\mu^2+2) \\ &\quad /(\mu^2+1)^{3/2} - 2\mu\} \cdot (1-q^*)] \cdot \sum^{N} a_i^3/V \end{aligned}$$

（２．４．３０）式の計算結果の一例として、μ＝０．５と仮定しq*およびνをパラメータとしてクラック密度$\sum^{N} a_i^3/V$とν*およびE*/Eの関係を示したものが図２．４．５である。この図においてq*＝１はすべてのクラックが開口型クラックの場合を示し、q*＝０はすべてのクラックが閉合型クラックである場合を示している。図中、E*/Eと$\sum^{N} a_i^3/V$の関係が一本の直線で表わされているが、これは、E*/Eの値はνの値にはほとんど影響されずに$\sum^{N} a_i^3/V$、μおよびq*のみによって決定されることを示している。

とくに、q*＝１．０、０．７５、０．５の場合はE*/E＞０となる範囲のみを示しているが、クラック密度の値がより大きな場合には計算上E*/E≦０となる。これは、クラック密度がある値以上になると、クラックを有する弾性体の系全体としてのエネルギーバランスが成立しなくなることを意味している。しかし、このような状態では、変形が急速に進み、開口型クラックが閉合型クラックに移行するであろう。したがって、近似的には、この状態から新たなエネルギーバランスが成立する状態にまでq*の値が減少するものと

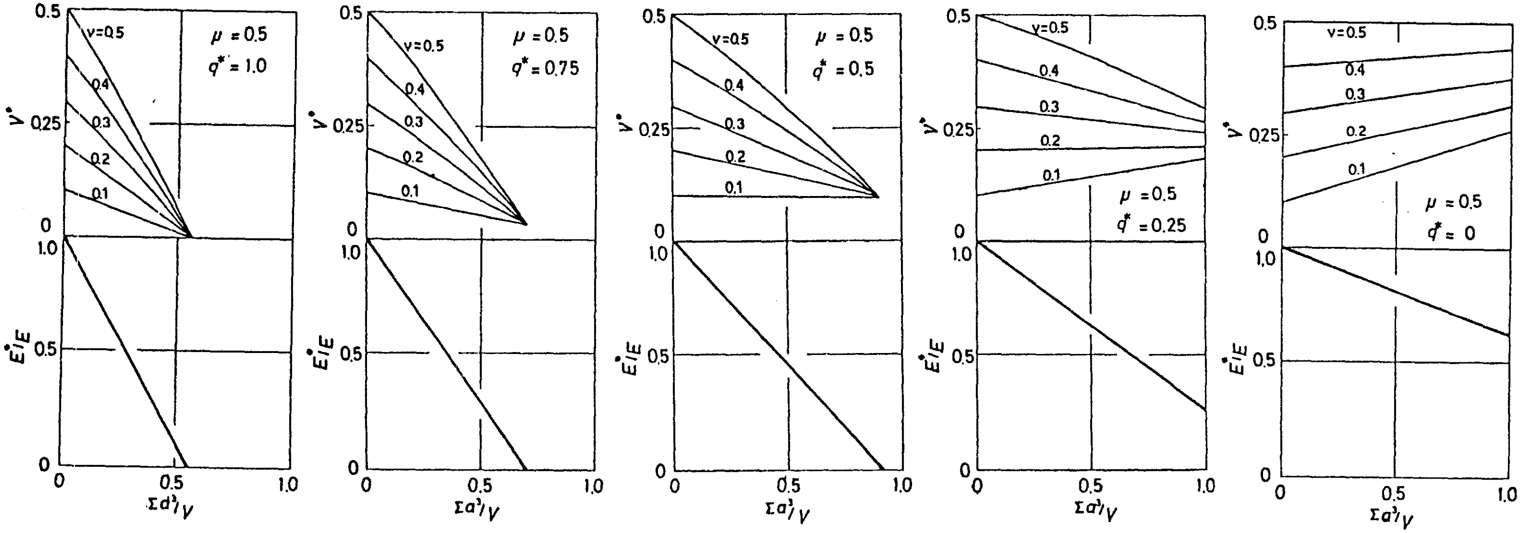


図2.4.5 多数の円板状クラックを有する材料の有効ヤング率および有効ポアソン比とクラック密度との関係

してとらえることもできる。

2．4．4 岩盤の変形性に関する一考察

クラック密度$\sum^{N} a_i^3/V$とＲＱＤの関係およびこれまでの結果をもとにして、岩盤の変形性とＲＱＤの関係について検討を行なう。ここでは、クラック形状は円板状とし、体積Ｖなる岩盤中にＮ個の円板状クラックが均質に分布している場合を考える。この岩盤中の任意の方向に長さℓのボーリングを実施した場合、このボーリング孔と交わるクラックの個数ｎは、ボーリング孔径の影響を無視すれば、長さℓの線分とクラック面との交差確率より与えられることがOda[19]により示されている。とくに、クラックの方位分布がランダムであり巨視的等方仮定が成立する場合はｎ/ℓは次式で表わされる（AppendixⅢ参照）。

$$n/\ell=\pi/2\cdot N/V\int_0^{\infty}a^2P_A(a)\,da \qquad (2.4.31)$$

ここで、$P_A(a)$はクラックの半径ａに対する確率密度関数であり

$$\int_0^{\infty}P_A(a)\,da=1$$

である。（２．４．３１）式は言い換えれば、ボーリングにより得られる長さℓのコアがｎ個のクラックにより切断されることを意味している。ここで、長さℓなるボーリングコアをｎ個のクラックにより切断する場合、それぞれ切断されたコア片の長さをｚとすれば、ｚより長いコアがコア全長に対してしめる割合Ｗは粉砕学におけるGaudin-Meloy[20]の理論を用いることにより次式で求められる。

$$W=z/\ell\cdot(n+1)(1-z/\ell)^n+(1-z/\ell)^{n+1} \qquad (2.4.32)$$

とくに、（２．４．３２）式において、$\ell=1$ｍ、$z=0.1$ｍの場合のＷはＲＱＤに対応することになる。したがって、ＲＱＤは上記の表現によりつぎのようになる。

$$RQD=0.1\cdot(n+1)\cdot0.9^n+0.9^{n+1} \qquad (2.4.33)$$

ただし、

$$n=\pi/2\cdot N/V\int_0^{\infty}a^2P_A(a)\,da$$

である。なお、同様な表現により前述のクラック密度$\sum^{N} a_i^3/V$を表わせば

$$\sum^{N} a_i^3/V=N/V\int_0^{\infty}a^3P_A(a)\,da \qquad (2.4.34)$$

となる（AppedixⅣ参照）。（２．４．３３）式および（２．４．３４）式より、クラック半径の確率密度関数$P_A(a)$が定まれば、ＲＱＤとクラック密度の関係が定まり、また、この関係に（２．４．３０）式を適用すればＲＱＤとE^*/Eの関係が定まることになる。上記のＲＱＤとE^*/Eの関係を検討するために、$P_A(a)$を次式で示すようにな指数分布を仮定する。

$$P_A(a)=\zeta\exp(-\zeta a) \qquad (2.4.35)$$

ただし、ζは定数である。

（２．４．３５）式を（２．４．３３）式に代入することにより、クラック密度とＲＱＤの関係が求まる。さらに、ζが定まれば、（２．４．３４）および（２．４．３０）式を用いてE^*/EとＲＱＤの関係を求めることができる。この関係を示すと、図２．４．６のようである。(a)は$\zeta=2$の場合、(b)は$\zeta=4$の場合であり、ともに、q^*およびμをパラメータとしている。なお、$\nu=0.25$である。図２．４．７はBieniawski[21)]によりまとめられた原位置岩盤試験、主として平板載荷試験により求められた岩盤の変形係数E_Mとその岩盤から採取されたコアの一軸圧縮試験により求められた変形係数E_Lとの比E_M/E_Lと原位置岩盤のＲＱＤの関係を示したものである。ここで、コアの変形係数E_Lは岩盤の岩石実質部分のYoung率Eに対応し、岩盤の変形係数E_Mはクラックを含む岩盤の有効Young率E^*に対応するものと考えれば、図２．４．６および図２．４．７のE^*/EとE_M/E_Lは互いに等価の量であると考えることができる。このような考えをもとにすれば、図２．４．６に示した理論値の傾向は図２．４．７に示した実験値の傾向を比較的よく表わしているものと思われる。上記の結果は、逆に考えれば、原位置岩盤のクラック分布特性（この場合はζの値）、クラック面の接触状態（q^*）および閉合型クラックの摩擦係数（μ）が評価されれば、ＲＱＤの値をもとにして岩盤の変形係数の予測が可能であることを示唆している。また、この推論をＲＭＲ法およびＱシステム法等の岩盤評価法の立場に転化して考えれば、クラック分布状態は岩盤評価法ではジョイント密度およびＲＱＤに

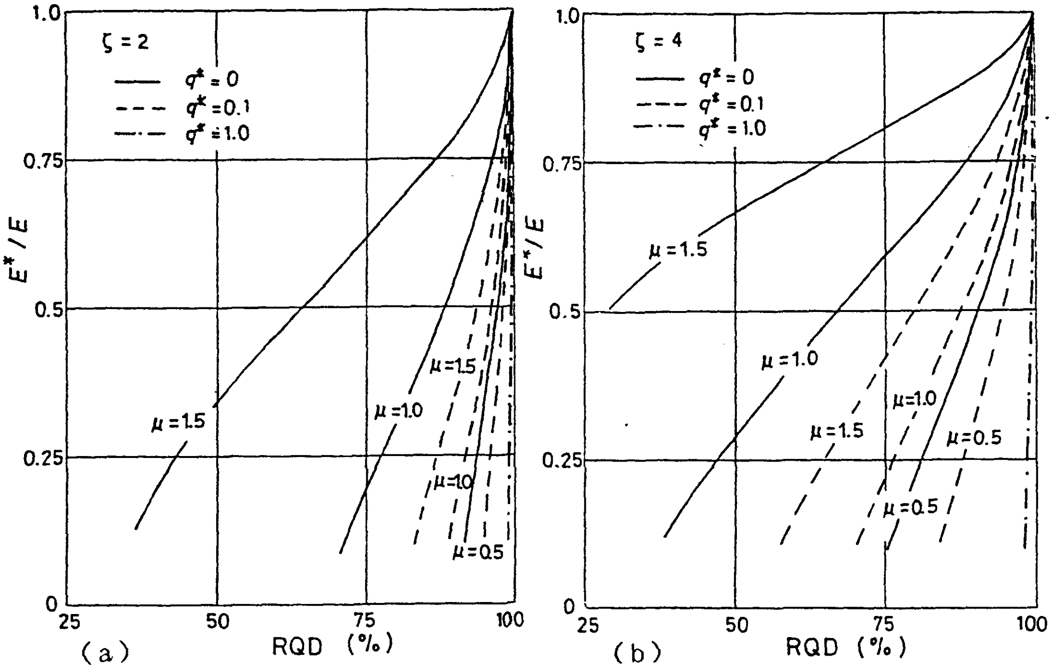


図2.4.6 RQDとE*/Eの関係
(a) ζ＝2.0の場合 (b)ζ＝4.0の場合

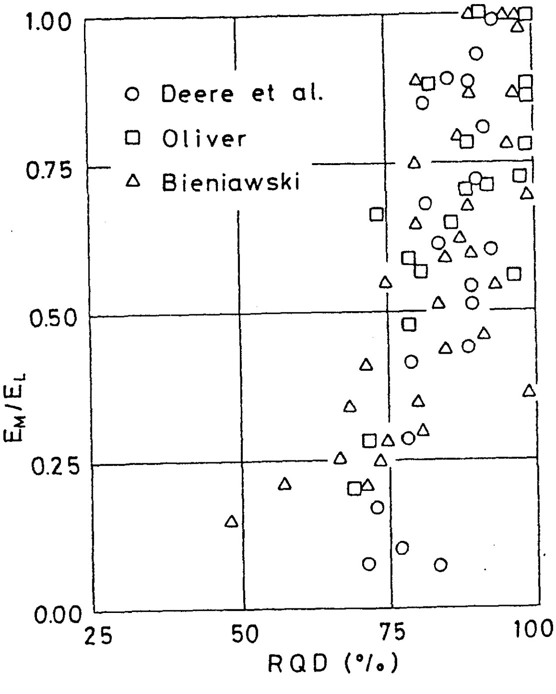


図2.4.7 RQDとE_M/E_Lの関係[20)]

より表現され、クラック面の接触状態および摩擦係数はジョイント開口幅、ジョイント間の介在物および水の状態により表現されているものであると考えることができる。

2．5 結 言

本章では、不連続体としての岩盤を構成する岩石および不連続面の力学特性について検討し、さらに、岩盤の変形性の評価法を提案した。2．2においては、大谷石を用いた三軸圧縮試験を実施し、その結果をもとに弾塑性構成式を提案してつぎのような結果を得た。

1） 破壊に至までの過程は岩石のもつ特性であり、破壊以後の軟化特性は岩石供試体レベルでの構造特性であることを明らかにした。

2） 大谷石は拘束圧５０ｋｇ/ｃm^2以下ではダイレタンシーを示し、それ以上の拘束圧においてはコントラクタンシーを示す。

3） 降伏関数は修正Griffith型のそれを用いることができ、引張強度を頂点とする放物線群で表現することが可能である。

4） 初期降伏後の挙動は非関連流れ則を用いた塑性理論において、相当応力、相当塑性ひずみを用いた弾塑性構成式（２．２．１５）で表現することができる。

２．３においては、４種類の岩石を用いて多段階三軸圧縮試験を実施し、発生した不連続面の摩擦特性について論じ、つぎのような結果を得た。

5） 多段階三軸圧縮試験を用いると、インタクトな岩石の最大強度特性と残留強度特性を一度の実験で求めることができる。

6） 残留強度特性は、岩石の強度特性に関係しており、また、実際に接触してすべっている実質面積に関係していることが明らかとなった。

7） 最大強度特性より得られる粘着力を用いて、破断面の摩擦特性は（２．３．９）式で表現されることを見い出した。このとき、実質面積はみかけの面積の数１０％であった。

２．４では、岩盤の変形性とクラック理論を用いて理論的に検討し、つぎのような結果を得た。

8） 開口型クラックおよび閉合型クラックが単独に弾性体中に存在する場合の式を導き、さらに、これが群クラックとし存在するときにself consistent法を用いて定

式化を行なうことができる。

9） 現場での不連続面の情報値としてのＲＱＤと岩盤の変形係数の関係を導き、観測されているこれらの関係と比較検討を行なった結果よい一致が見られた。

１０） 現場経験則より得られている岩盤評価法に理論的解釈を与えることができた。岩盤のクラック分布特性やクラックの特性の未知のパラメータの決定は今後の課題であろう。

Appendix I

$$[\dot{\varepsilon}]=[C][\dot{\sigma}]+(1/h)[m]([\dot{\sigma}]:[n]) \qquad (A.\ I.\ 1)$$

いま、全ひずみ増分は弾性ひずみ増分と塑性ひずみ増分の和で表わされる。

$$[\dot{\varepsilon}]=[\dot{\varepsilon}_e]+[\dot{\varepsilon}_p] \qquad (A.\ I.\ 2)$$

である。弾性マトリックスを[D]とすると

$$[\dot{\sigma}]=[D][\dot{\varepsilon}_e]=[D]([\dot{\varepsilon}]-[\dot{\varepsilon}_p])=[D][\dot{\varepsilon}]-[D][\dot{\varepsilon}_p] \qquad (A.\ I.\ 3)$$

ここで、

$$[\dot{\varepsilon}_p]=[C_p][\dot{\sigma}_n]=[C_p][n]([\dot{\sigma}]:[n])$$

であるから、

$$[\dot{\sigma}]=[D][\dot{\varepsilon}]-[D][C_p][n]([\dot{\sigma}]:[n]) \qquad (A.\ I.\ 4)$$

また、$[C_p][n]=(1/h)[m]$であるから次式を得る。

$$[\dot{\sigma}]=[D][\dot{\varepsilon}]-[D](1/h)[m]([\dot{\sigma}]:[n]) \qquad (A.\ I.\ 5)$$

両辺に$[\dot{n}]$をかけてスカラー積を取ると

$$[\dot{\sigma}]:[n]=[n]:[D][\dot{\varepsilon}]-(1/h)[n]:[D][m]([\dot{\sigma}]:[n])$$

（A．I．6）

となり、

$$[\dot{\sigma}]:[n]=([n]:[D][\dot{\varepsilon}])/\{1+(1/h)[n]:[D][m]\}$$

（A．I．7）

（A．I．7）式を（A．I．5）式に代入すると、逆関係（2．2．15）式を得る。

$$[\dot{\sigma}]=[D][\dot{\varepsilon}]-[D][m]([n]:[D][\dot{\varepsilon}])/(h+[n]:[D][m])$$

（2．2．15）

Appendix II

$$[d_{ij}^{(01)}] = \begin{bmatrix} -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ -\sin\phi\cos\theta & -\sin\phi\sin\theta & \cos\theta \\ \cos\phi\cos\theta & \cos\phi\sin\theta & \sin\phi \end{bmatrix}$$

$$[d_{ij}^{(12)}] = \begin{bmatrix} \cos\beta & \sin\beta & 0 \\ -\sin\beta & \cos\beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$[d_{ij}^{(13)}] = \begin{bmatrix} \cos\gamma & \sin\gamma & 0 \\ -\sin\gamma & \cos\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$d_{ij}^{(02)} = d_{ik}^{(12)}\, d_{kj}^{(01)}$$

$$d_{ij}^{(03)} = d_{ik}^{(13)}\, d_{kj}^{(01)}$$

$$d_{ij}^{(32)} = d_{ik}^{(12)}\, d_{kj}^{(31)} = d_{ik}^{(12)}\, d_{jk}^{(13)}$$

Appendix III

クラックの方位はクラック面の単位法線ベクトルを[n]として、図2．4．1の座標系のθおよびϕを用いて$[n]^T=\{\cos\phi\cos\theta, \cos\phi\sin\theta, \sin\theta\}$で表される。クラックの単位法線ベクトルは、互いに逆向きの二つのベクトルが存在するが、上半球にあるものを採用する。

いま、円板状クラックの半径がa～a+daの範囲にあり、その単位法線ベクトル[n]が微少立体角$d\Omega$内にあるクラックを便宜上、[a，n]と表し、クラック[a，n]の分布を表す確率密度関数を$P_{AN}(a, n)$とすると

$$\int_\Omega \int_0^\infty P_{AN}(a, n)\,da\,d\Omega = 1$$

$$\int_\Omega d\Omega = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi/2} \cos\phi\,d\phi\,d\theta \qquad (\text{A. III. 1})$$

である。$P_{AN}(a, n)$においてaとnが統計的に独立な確率変数であるものと仮定すると、$P_{AN}(a, n)$はクラック[a，n]の分布を表す$P_A(a)$と[n]の分布を表す$P_N(n)$の積として表現されることになる。したがって、

$$P_{AN}(a, n) = P_A(a)P_N(n) \qquad (\text{A. III. 2})$$

であり、

$$\int_0^\infty P_A(a)\,da = \int_\Omega P_N(n)\,d\Omega = 1 \qquad (\text{A. III. 3})$$

となる。

基底ベクトル[e]、長さ$L^{(1)}$をもつ線分を考えた場合、この線分と交差するクラックの数$N_L^{(1)}$はつぎのようにして求めることができる。[a，n]クラックが線分$L^{(1)}$と交差する条件は、[a，n]クラックを$L^{(1)}$に垂直な面に投影してできる楕円形の内部を$L^{(1)}$が通る条件と等しくなり、これは、[a，n]クラックの中心が$L^{(1)}$を中心軸とした

底面積$\pi a^2 n_i$、高さ$L^{(1)}$の楕円柱の内部に存在する条件と等くなる。したがって、$L^{(1)}$と交差する[a、n]のクラック数は次式で表される。

$$(N/V)L^{(1)}\pi a^2 n_i P_N(n)P_A(a)da\,d\Omega \qquad (A.\ III.\ 4)$$

ここで、$n_i=|[e]\cdot[n]|$であり、NおよびVはそれぞれクラック総数および体積である。上式を積分することにより$L_t^{(1)}/L^{(1)}$が求められる。

$$L_t^{(1)}/L^{(1)}=(N/V)\pi\int_0^\infty a^2 P_A(a)da\int_\Omega n_i P_N(n)d\Omega \qquad (A.\ III.\ 5)$$

ここで、クラック方位分布がランダムであると仮定すると、

$$P_N(n)=1/2\pi \qquad (A.\ III.\ 6)$$

となり、また、[e]はどの方向に選んでもよいので、$[e]^T=\{0,\ 0,\ 1\}$とおくと、

$$L_t^{(1)}/L^{(1)}=(N/V)(\pi/2)\int_0^\infty a^2 P_A(a)da \qquad (A.\ III.\ 7)$$

となり、(2．4．31) 式が求まる。

Appendix IV

いま、$\sum^N a_i^3$を考え、円板状クラックの半径がa～a+daであるクラックの数をn(a)とすると、

$$\sum^N a_i^3=\int_0^\infty a^3 n(a)da$$

と書くことができる。体積Vに含まれるクラックの総数はNであるから上式は、

$$\sum^N a_i^3=\int_0^\infty a^3 N\{n(a)/N\}da=\int_0^\infty a^3 N P_A(a)da$$

のように、クラックの半径ａに対する確率密度関数P_A(ａ)を用いて表現することができる。上式の両辺を体積Ｖで割ると、

$$\sum^{N} a_i^3/V=(N/V)\int_0^{\infty} a^3 P_A(a)da$$

となり、（２．４．３４）式を導くことができる。

参 考 文 献

1) Hoek, E and E. T. Brown :Underground excavations in rock, Institution of Mining and Metallurgy, London, 1980.

2) Ichikawa, Y. , T. Yamabe, Y. Obara, F. Ito and T. Kawamoto :Brittle-ductile fracture of a tuffaceous rock and plasticity theory, Proc.Int.Conf. Constitutive Laws Eng. Materials, vol. 1, 1983.

3) Karman, TH. VON :Festigkeitsuersuche unter allseitigem druck, Z. Ber. dt. Ing. , Band 55, pp. 1749-1757, 1911.

4) Roscoe, K. H. , A. N. Schofield and C. P. Wroth :On the yielding of solids, Geotechnique, vol. 8, no. 2, pp.22-53, 1958.

5) Rowe, P. W. :The stress-dilatancy relation for static eqiulibrium fo an assembly of particles in contact, Royal Soc. , London, Series A, vol. 267, pp.500-527, 1962.

6) 赤井浩一、足立紀尚、西好一；堆積軟岩（多孔質凝灰岩）の弾・塑性挙動、土木学会論文報告集、No.271,pp.83-95,1978.

7) Bieniawski, Z. T. :Mechanismof brittle fracture of rock, part Ⅰ. Theory of fracture process, part Ⅱ. Experimental studies, part Ⅲ. Fracture in tension and under long-term loading, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech.Abstr. , vol. 4, pp. 395-430, 1967.

8) Kawamoto, T. , Y. Obara and N. Tokashiki :Characteristics of deformation and permeability of fractured rock, Proc. Int. Symp. Weak Rock, ISRM, Tokyo, vol. 1, pp. 63-58, 1981.

9) Paterson, M. S. , :Experimental rock deformation-The brittle field, Springer-Verlag, Berlin, 1978.

10) Mroz, Z. :Mathematical models of inelastic material behaviour, Univ. of Waterloo Pr. , 1973.

11) 兼重修、岡村宏、菅原勝彦、尾原祐三、野口義文；封圧試験法による残留強度測定について、日本鉱業会、研究・業績発表講演要旨集、昭和５３年度春季大会、pp. 297-298, 1978.

12) ISRM Suggestied methods for determining the strength of rock materials in triaxial compression, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. vol. 20, No. 6, pp. 283-290, 1983.

13) 金子勝比古、柴拓海、尾原祐三、大見美智人；岩盤の変形性に関する理論的研究－岩盤の変形性の評価法に関する基礎的研究（第１報）－、日本鉱業会誌、１０１巻、１１７３号、pp.699-705、1985.

14) Bieniawski, Z. T. :Rock mass classification of rock mass and its application in tunnelling, Proc. 3rd Int. Cong. ISRM, vol. 1, pp. 27-32, 1974.

15) Barton, N. , R. Lien and J. Lunde :Engineering classification of rock masses for the design of tunnel support, Rock Mech. , vol. 6, no. 4, pp. 189-236, 1974.

16) Walsh, J. B. :The effect of cracks on the uniaxial elastic compression, J. Geophys. Res. , vol. 70, no. 2, pp. 399-411, 1965.

17) Budiansky, B. and R. J. O'Conell :Elastic moduli od a cracked solid, Int. J. Solid, Struct. , vol. 12, pp. 81-97, 1976.

18) 岡村　弘之：線形破壊力学入門、培風館、1976.

19) Oda, M. :Fabric tensor for discontinuous geological materials, Soil and Fundation, vol. 22, no. 4, pp. 96-108, 1982.

20) Gaudin, A. M. and T. P. Meloy :Model and comminution distribution equation for single fracture, SME transactions, Marck, vol. 223, pp. 40-43, 1962.

21) Bieniawski, Z. T. :Determining rock mass deformability-experience from case histories, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol. 15, pp. 237-247 , 1978.

３．不連続岩盤の原位置調査法の開発とその適用

３．１ 緒　言

設計のための安定解析には不連続面の幾何形状、その力学特性および岩盤の初期応力状態の情報が必要であり、これらは設計前の原位置での調査、試験によって決定される。

従来、不連続面の調査は、踏査や調査坑道での観察が主であり、この調査ではフィールド全体にわたる大雑把な不連続面の分布を知ることができる。ところが、スケールの小さなフィールドでの不連続面の３次元的な分布を知ろうとするとき、調査坑道を数多く掘削することが考えられるが、これは経済的ではなく、ボーリング孔を利用した調査法が最適である。

不連続面の力学特性は原位置におけるロックせん断試験やブロックせん断試験で決定され、また、岩盤応力の決定は応力解放法、水圧破砕法等により行われる。上記の２つのパラメーターは別々の試験法で決定されるが、これらを同時に精度よく求める方法が開発されるならば、工学的に有益であろう。

本章では、ボーリング孔を用いた不連続面の調査法を述べ、つぎに、岩盤応力と不連続面の摩擦特性を同時に決定する方法を提案し、その適用について述べる。具体的には、地下発電所大空洞の側壁よりボーリングを行ない、ボアホールカメラを用いた不連続面調査を行なう。つぎに、応力解放法による球状孔底ひずみ法を提案し、それを用いて同じ空洞の岩盤内の応力分布の測定を実施して大空洞周辺岩盤の応力の実態を明らかにする。さらに、この応力をもとにして、岩盤の強度特性、不連続面の摩擦特性について論じる。

３．２ ボアホールカメラを用いた不連続面調査法

３．２．１ ボアホールカメラと測定原理

ボーリング孔を利用した不連続面調査として多く用いられている方法はボーリングコアの観察によるものであるが、これは岩盤分類におけるＲＱＤ[1)]などの不連続面状態を表わす指標として用いられる。しかし、この観察では、不連続面の走向、傾斜といったよう

な詳細な記述は不可能で、このためボーリング孔内の壁面を直接観察する必要がある。壁面の観察の方法は、壁面に物質をおしつけて壁面の型を取って調査する方法と、直接カメラで見る方法があるが、本節では、後者のボアホールカメラ[2)3)]を用いた方法を用いて岩盤内の不連続面の調査を行なった。

ボアホールカメラの装置の概要を示すと図３．２．１のようである。カメラはセントライザーにはさまれた部分に取り付けられ、スケールのついたジュラルミンロッドに接合されてボアホール中に挿入される。カメラからはケーブルが出ており、ボアホール孔口付近に置かれている深度・方向ユニットおよび制御ユニットにつながれている。観測中はカメラの深度および鉛直方向からの角度とともに孔壁の画像がＶＴＲに記録され、これを持ち帰り実験室でデータ処理を行なう。カメラでの観測部の詳細を示すと図３．２．２のようである。カメラはボーリング軸方向に向けて取りつけられており、その前方向に軸と４５度の角度で取りつけられた鏡面によって孔壁を観測する構造となっている。したがって、このとき観測される孔壁面は部分的となるため、３６０度孔壁を見るにはカメラを旋回させる必要がある。

持ち帰ったＶＴＲテープを再生しながら孔壁の展開図を作成する。撮影された各点での孔壁の写真を例示すると写真３．２．１のようであり、写真１コマが鏡面による観察範囲である。それら１コマづつを重ねあわせて展開図を作成し、それをトレースしたものが図３．２．３のようで不連続面はサインカーブとなっている。

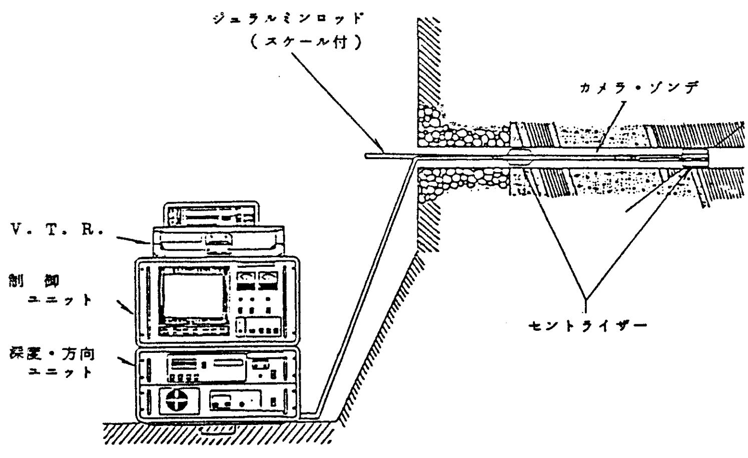


図3.2.1 ボアホールカメラの装置の概要

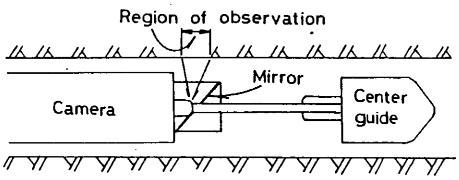


図3.2.2 ボアホールカメラの観測部

写真3.2.1 撮影された孔壁の一部

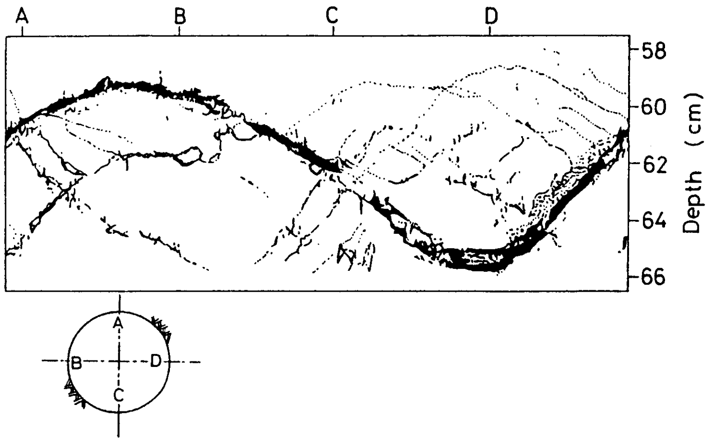


図3.2.3 ボアホールカメラで撮影した写真より作成した展開図

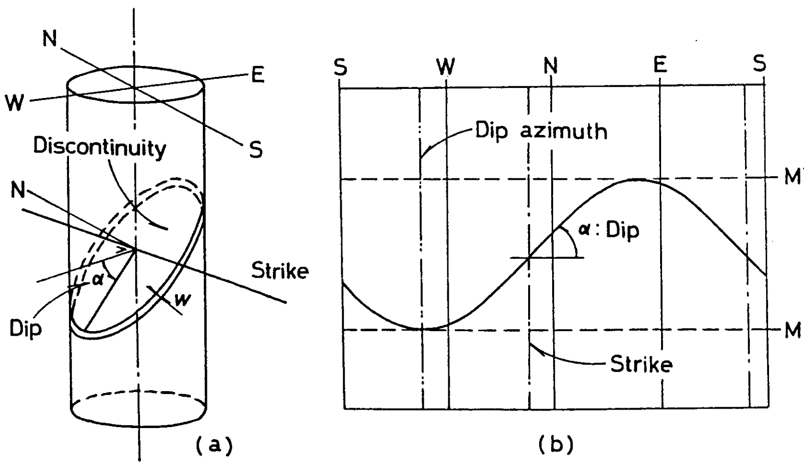


図3.2.4 ボアホール孔壁の展開図
(a) ボアホールを横切る不連続面 (b) 展開図

いま、ボーリング軸方向が鉛直の場合を考える。このとき、図３．２．４（ａ）に示すような不連続面がボーリング孔壁で観察されたとすると、孔壁の展開図は図３．２．４（ｂ）に示すように正弦曲線となる。このとき不連続面の走向は（ｂ）に示すようにθとなり、ボーリング孔径をＤとすると、傾斜角αは次式で表され、傾斜方向は、極小点の方向となる。

$$\alpha = \tan^{-1}\{(M - M')/D\} \qquad (3.2.1)$$

以上、鉛直方向のボーリングについて述べたが、ボーリング方向が明確となっていれば、それを考慮することによって不連続面の走向、傾斜を知ることができる。

つぎに、図３．２．４（ａ）に示すような不連続面が見られるとき開口幅は展開図の変極点、すなわち図中のＭ点で測定することによって得ることができる。展開図に現われる不連続面の幅はみかけの幅でありこれをｗ’とすると、真の不連続面の幅ｗは次式で表すことができる。

$$w = w' \cos\alpha \qquad (3.2.2)$$

ここで、αはボーリング軸と不連続面のなす角である。しかし、ボーリング軸と不連続面のなす角が小さい場合は変曲点で観測されるみかけ上の開口幅ｗ’が非常に大きく測定され、真の不連続面の開口幅に誤差を生みだすことになる。したがって、このような場合、変曲点から９０度回転した部分の開口幅をもってｗとする。

３．２．３ 岩盤内の不連続面の測定

３．４で述べる今市地下発電所空洞で行なった応力分布の測定に利用したボーリング孔を用いて不連続面の調査を行なった。

今市地下発電所空洞は図３．２．５に示すように地表下約４００ｍに位置し、古生層の粘板岩と砂岩の互層、珪質砂岩、角レキ岩などからなる岩盤中に設けられている。空洞断面は卵型であり、最大幅３３.１８７ｍ、高さ５２.４８ｍ、奥行は１６０ｍである。測定は図３．２．６に示すように放水路側のＥＬ４８０.５ｍから脆性的な珪質砂岩中に作孔された上向き４度のボーリング孔内で行なった。ボーリングの位置は図３．２．７中の平面図に示すＣ－Ｃ断面図中にある。図３．２．６のＸＹＺは３．４で述べる応力解析に用いた直角座標である。なお、測定ボーリング孔は、予備調査のためのϕ７５ｍｍと応力

分布測定のためのφ１４６mmの２本である。測定地点の地質は大半は珪質砂岩であるが、部分的に角レキ質の箇所があり、方解石細脈が発達した部分もみられた。

測定結果を示すと表３．２．１のようであり、φ７５mmおよび、φ１４６mmのボアホール中で観測された不連続面の傾斜方位、傾斜および、観察の様子が記されている。なお、岩盤内の不連続面の撮影による展開図の例を写真３．２．２に示す。不連続面の開口幅は最大２mmで全体に小さな値を示している。これは空洞の施工にＮＡＴＭとストランド工法を使用したため、不連続面の開口が抑えられた結果と考えられる。

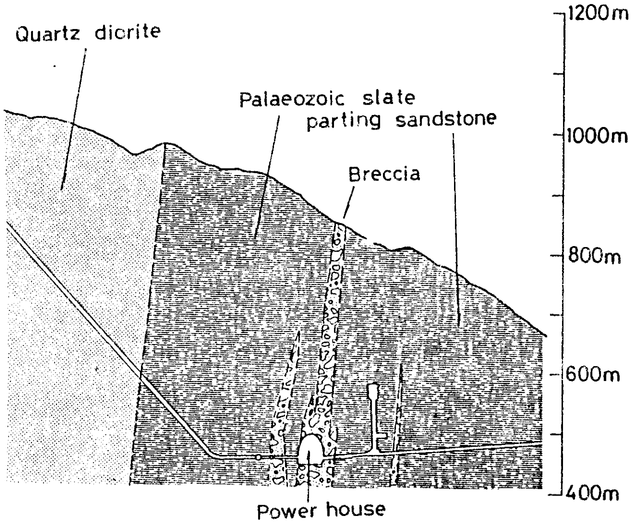


図3.2.5 地下発電所断面図

観測した不連続面を、ボーリング軸の平面および断面図に描いてみると、図３．２．８のようである。不連続面は空洞壁面近く密集しており、また、その角度は空洞断面に沿うか、あるいはほぼ鉛直に近い。これらの不連続面には岩盤内に潜在していた不連続面が開口したものも含まれると思われるが、その多くは開口幅も小さく充填物も見られないため、空洞施工中に発生した新しい不連続面と考えられる。したがって、側壁から３．６m付近までの部分がゆるみ領域となっていると考えられる。

表３．２．１をもとに不連続面のシュミットネット下半球投影を行なったものが図３．２．９である。図中には空洞軸の大円を太実線で記している。２本のボアホール中の不連続面は空洞軸とほぼ平行の走向をもっていることがわかる。なお、表３．２．１には２本のボーリング孔間で連続していると思われる不連続面もあわせて載せてあるが、その数は少なく不連続面の連続性が推察したよりも乏しいことを物語っている。

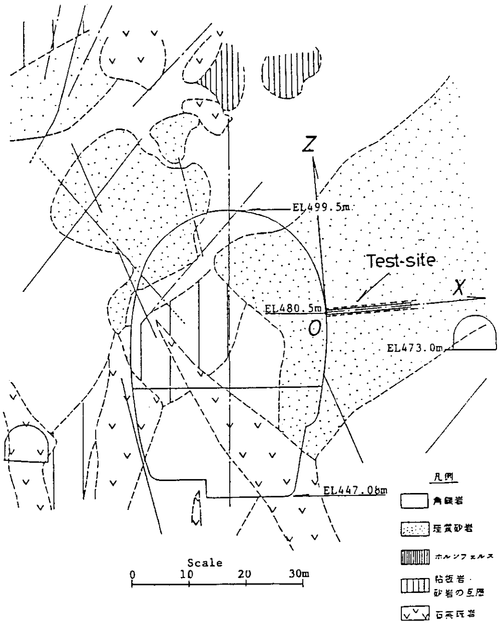


図3.2.6 図3.2.7に示す地下発電所のｃ－ｃ断面

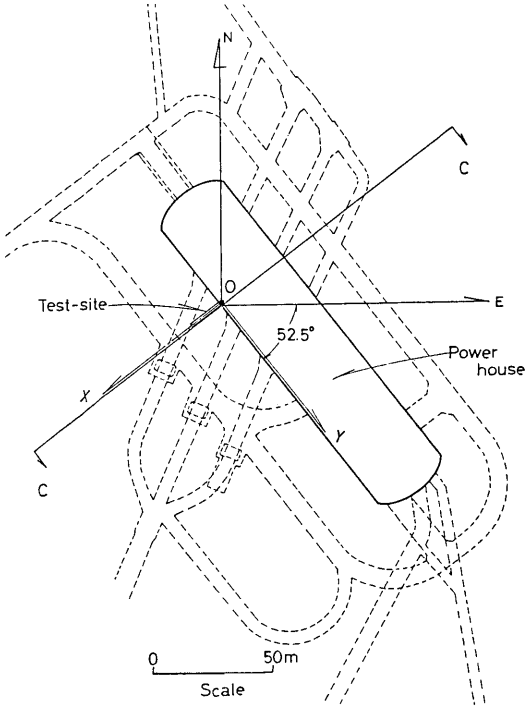


図3.2.7 地下発電所空洞の平面図

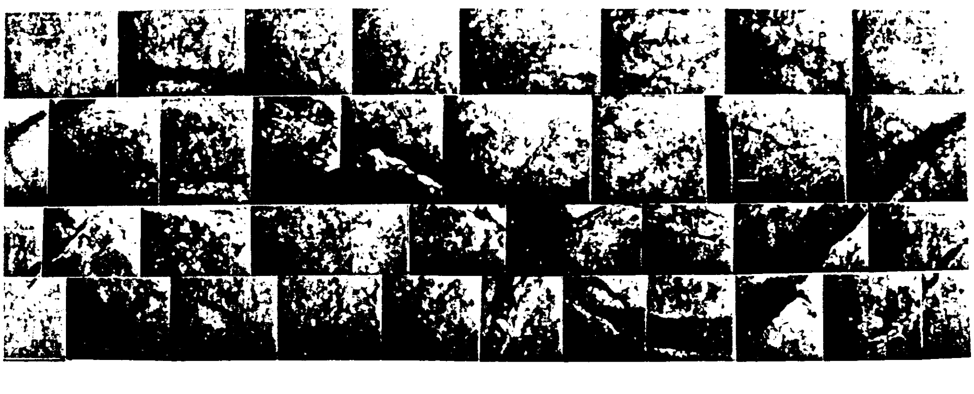


写真3.2.2 ボアホールカメラ観察による不連続面の展開図の例

表3.2.1 観測された不連続面の傾斜方位と傾斜

φ76mmのボアホール

No	深　度	方位／傾斜	開口巾（mm）	摘　　要
1	0.61	197/85	2.0	平行に不規則な割れ目、見かけは崩落により大
2	1.22	259/73	0.8	シャープ
3	1.39	210/33	0.2	密着
4	1.41	37/60	0.2	密着、やや不規則
5	1.53	212/62	1.0	
6	1.60	261/81	1.2	
7	2.27	254/72	0.4	見かけ巾大
8	2.33	82/70	0.4	〃
9	2.44	195/74	0.2	
10	2.50	206/54	0.3	
11	2.62	257/75	0.4	
12	2.74	260/81	0.4	見かけ巾大
13	2.82	238/56	0.2	シャープ
14	3.61	235/74	1.2	やや不規則、部分的に崩落
15	3.83	176/86	0.2	
16	4.99	351/70	0.2	見かけ巾大の部分有
17	5.04	357/88	2.0	内包物（砂状）部分的に有
18	6.68	61/53	0.2	密着
19	8.31	91/68	0.2	密着
20	10.67	169/86	0.4	
21	11.26	216/72	0.4	
22	11.85	188/35	1.6	
23	15.29	249/34	0.4	シャープ

φ146mmのボアホール

No	深　度	方位／傾斜	開口巾（mm）	摘　　要
1	1.91	262/86	0.5	見かけ部分的に崩落により大（7mm）
2	2.79	249/74	0.8	やや不規則（strike/dip不明）見かけ大（14mm）
3	2.95	241/52	1.6	
4	3.16	279/61	0.5	白色脈を伴う
5	3.65	179/67	2.2	シャープ、部分的に砂状（?）内包物
6	6.35	293/47	0.2以下	部分的に不明瞭　また部分的に白色脈
7	8.05	112/86	0.2以下	〃
8	10.07	33/35	0.2以下	密着
9	10.92	196/51	0.2	見かけは崩落により大
10	12.27	227/36	0.2～0.5	シャープだが開口巾は小さい

2つのボーリング孔間で連続していると思われる割れ目

φ76mm				φ146mm			
No	深　度	方位／傾斜	開口巾（mm）	No	深　度	方位／傾斜	開口巾（mm）
2	1.22	259/73	0.8	1	1.91	262/86	0.5
7	2.27	254/72	0.4	2	2.79	249/74	0.8
13	2.82	238/56	0.2	3	2.95	241/52	1.6
17	5.04	357/88	2.0	5	3.65	179/67	2.2

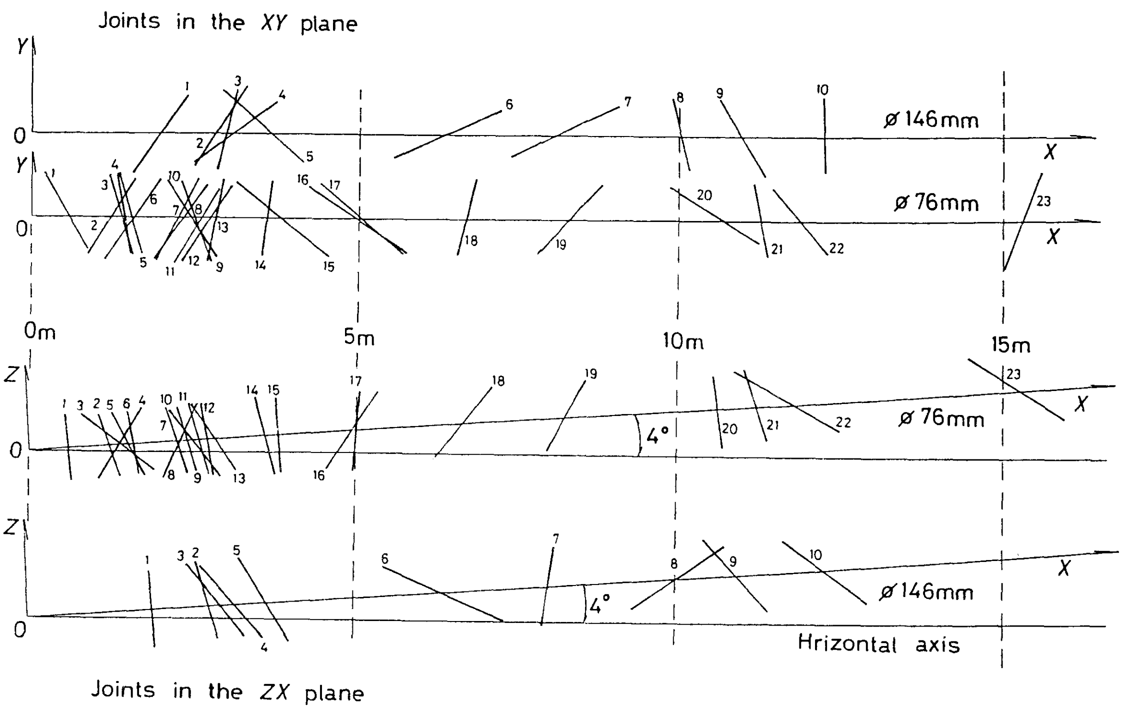


図3.2.8 観測された不連続面

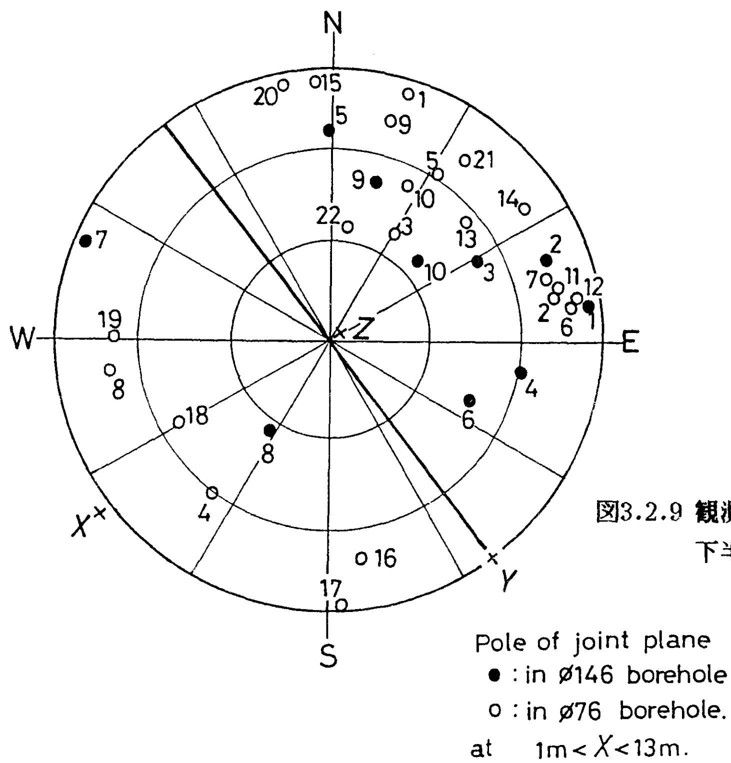


図3.2.9 観測された不連続面の下半球シュミットネット投影

３．３ 球状孔底ひずみ法を用いた応力測定法[4) 5)]

３．３．１ 球状孔底ひずみ法の測定原理

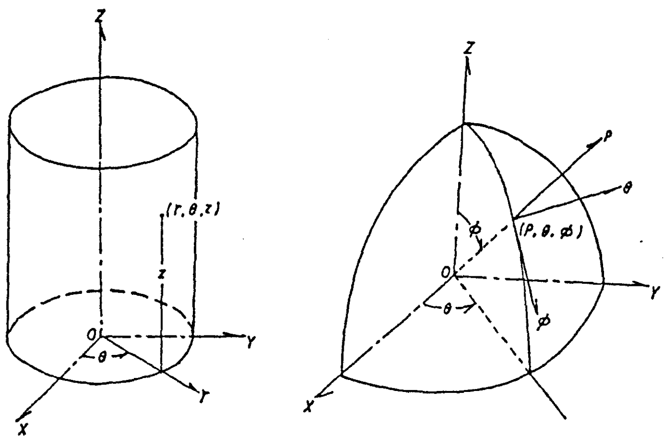
岩盤内の応力測定のために、応力解放法による球状孔底ひずみ法の開発を行ない、その原理および測定精度について検討する[4) 5) 6) 7)]。提案する球状孔底ひずみ法は、１つのボーリング孔におけるただ一回の測定から３次元岩盤応力を完全に決定できるだけの精度をもっている。したがって、ボアホール中で測定をくり返すことにより空洞周辺の応力分布を求めることも可能である。

直交座標系 x、y、z 円筒座標系 r、θ、z および球座標系 ρ、θ、ϕ を図３．３．１のように定める。このとき、円筒座標系の変位成分 u_r、u_θ、u_z と球座標系の変位成分 u_ρ、u_θ、u_ϕ の関係は次式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} u_\rho \\ u_\theta \\ u_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\phi & 0 & \cos\phi \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos\phi & 0 & -\sin\phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{bmatrix} \qquad (3.3.1)$$

ボアホール底面は図３．３．２に示すように球状で、$\rho = R$、$\pi/2 \leqq \phi \leqq \pi$ で示され、z 軸は孔口を向いているものとする。このとき、直角座標系の岩盤応力 $\sigma^T = \{\sigma_x$、σ_y、σ_z、τ_{yz}、τ_{zx}、$\tau_{xy}\}$ と孔底変位成分 u_r、u_θ、u_z の関係は次式で与えられる。

$$\begin{bmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{bmatrix} = (R/E) \begin{bmatrix} S_0 + S_2\cos 2\theta & S_0 - S_2\cos 2\theta & P_0 & R_1\sin\theta & R_1\cos\theta & 2S_2\sin 2\theta \\ T_2\sin 2\theta & -T_2\sin 2\theta & 0 & -Q_1\cos\theta & Q_1\sin\theta & -2T_2\sin 2\theta \\ U_0 + U_2\cos 2\theta & U_0 - U_2\cos 2\theta & W_0 & V_1\sin\theta & V_1\cos\theta & 2U_2\sin 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{yx} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} \qquad (3.3.2)$$



（a）円筒座標系　　（b）球座標系

図3.3.1 直交座標系、
円筒座標系
および球座標系
の定義

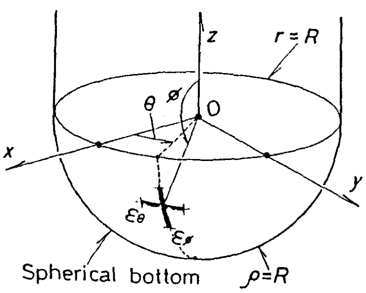


図3.3.2 球状孔底と孔底ひずみ
ゲージの関係

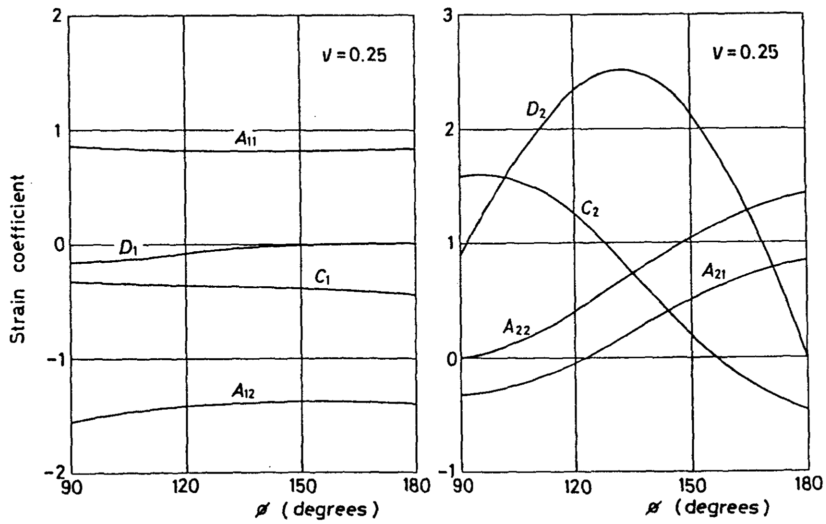


図3.3.3 ひずみ感度係数と天頂角 φ の関係

ここに、EはYoung率、S_0、S_2、･･･、V_1の10個の係数はPoisson比νおよびϕの関数であり、岩盤応力[σ]は削孔前に岩盤に作用していた応力である。

球座標系の孔底ひずみ成分ε_θ、ε_ϕは円筒座標における変位成分を用いると次式で与えられる。

$$\varepsilon_\theta = 1/R \cdot \sin\phi \cdot (\partial u_\theta/\partial\theta) + u_\rho/R + u_\phi/R \cdot \cot\phi$$
$$\varepsilon_\phi = 1/R \cdot (\partial u_\phi/\partial\phi) + u_\rho/R \qquad (3.3.3)$$

(3.3.1)、(3.3.2)および(3.3.3)式より、孔底ひずみと岩盤応力の関係は次式で表せる。

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_\theta \\ \\ \varepsilon_\phi \end{bmatrix} = (1/E) \begin{bmatrix} A_{11}+A_{12}\cos 2\theta & A_{11}-A_{12}\cos 2\theta & C_1 & D_1\sin\theta & D_1\cos\theta & 2A_{12}\sin 2\theta \\ \\ A_{21}+A_{22}\cos 2\theta & A_{21}-A_{22}\cos 2\theta & C_2 & D_2\sin\theta & D_2\cos\theta & 2A_{22}\sin 2\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_z \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zx} \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} \qquad (3.3.4)$$

ここに、

$A_{11} = S_0/\sin\phi$, $\quad A_{21} = (\partial S_0/\partial\phi)\cos\phi - (\partial U_0/\partial\phi)\sin\phi$,

$A_{12} = (2T_2 + S_2)/\sin\phi$, $\quad A_{22} = (\partial S_2/\partial\phi)\cos\phi - (\partial U_2/\partial\phi)\sin\phi$,

$C_1 = P_0/\sin\phi$, $\quad C_2 = (\partial P_0/\partial\phi)\cos\phi - (\partial W_0/\partial\phi)\sin\phi$,

$D_1 = (R_1 + Q_1)/\sin\phi$, $\quad D_2 = (\partial R_1/\partial\phi)\cos\phi - (\partial V_1/\partial\phi)\sin\phi$

であり、A_{11}、A_{12}、･･･、D_2はνおよびϕの関数である。$\nu = 0.25$の場合について、ε_θに関する4つの係数A_{11}、A_{12}、C_1、D_1とϕの関係およびε_ϕに関する4つの係数A_{21}、A_{22}、C_2、D_2とϕの関係を示すと図3．3．3のようである。以下、これらの係数をひずみ感度係数と呼ぶことにする。なお、これらの関係は回転体非軸対称荷重問題と

して有限要素法により解析したものである[8)]。

ε_θに関係するひずみ感度係数はϕによって変化せず、ほぼ一定とみなせる。したがって、岩盤応力測定の立場からみると、ε_θの測定位置はϕに関して任意に選んでも応力の測定精度に与える影響は少ないと考えられる。一方、ε_ϕに関係するひずみ感度係数はϕによってそれぞれ相当に変化する。これは応力の測定精度がε_ϕの測定位置、とくに、ϕに依存することを示している。

３．３．２ 応力測定精度の評価

岩盤を均質等方弾性体とすると、ボアホールの球状孔底面上のひずみ測定値$[\beta]^T=\{\beta_1、\beta_2、\cdots、\beta_n\}$と直角座標系における応力$[\sigma]^T=\{\sigma_x、\sigma_y、\sigma_z、\tau_{yz}、\tau_{zx}、\tau_{xy}\}$との関係はつぎに示す線形な観測方程式で表される。

$$[A][\sigma]=E[\beta] \qquad (3.3.5)$$

ここで、ＥはYoung率、［Ａ］はｎ×６の係数行列であり、成分はPoisson比νおよび測点座標の関数である。（３．３．５）式を正規化すると、つぎの観測方程式が得られる。

$$[B][\sigma]=E[\overline{\beta}] \qquad (3.3.6)$$

ここに、$[B]=[A]^T[A]$、$[\overline{\beta}]=[A]^T[\beta]$である。対称行列［Ｂ］の逆行列［Ｃ］が求まれば、$[\sigma]$の最確値$[\overline{\sigma}]$は

$$[\overline{\sigma}]=E[C][\overline{\beta}] \qquad (3.3.7)$$

とかける。測定値β_iの分散をξ_m^2とすると、$\overline{\sigma}$の分散$[\xi^2]^T=\{\xi_1^2、\xi_2^2、\cdots、\xi_6^2\}$は、最小二乗推定の性質より、

$$\xi_i^2=C_{ii}\cdot E^2\cdot \xi_m^2 \qquad (3.3.8)$$

で与えられる。ここに、C_{ii}は［Ｃ］の対角成分である。つまり、各応力成分の理論精度は対応する対角成分の大きさに反比例する。したがって、精度の分析はC_{ii}の最大値C_{max}によって実施できると考えられる。

３．３．３ 最適測点位置の検討

従来の８素子モールドゲージを用いた平面孔底ひずみ法にならって、図３．３．４のような８つのゲージによる測定法における最適測点位置を検討する。ここで、ε_θを測定するゲージをθゲージ、ε_ϕを測定するゲージをϕゲージと呼ぶことにし、θゲージは天頂角ϕに対して解析精度の影響を受けないので、ϕ＝１３０度に固定して検討する。

ϕゲージの位置をϕ=９０度から１８０度まで変化させた場合、（３．３．８）式のC_{ii}の値は図３．３．４の右図のように変化する。同図は片対数グラフであり、C_{66}(τ_{xy})の解析精度はϕに依存しないこと、C_{11}およびC_{22}(σ_x、σ_y)の解析精度はϕ＝１５０度のとき最も良く、C_{44}およびC_{55}(τ_{yz}、τ_{zx})のそれは１３５度のとき最も良く、C_{33}(σ_z)のそれはϕを小さくするほど向上することが読みとれる。したがって、ϕゲージもϕ＝１３０度の位置に配するのが最適な解析精度を与えることが見出された。

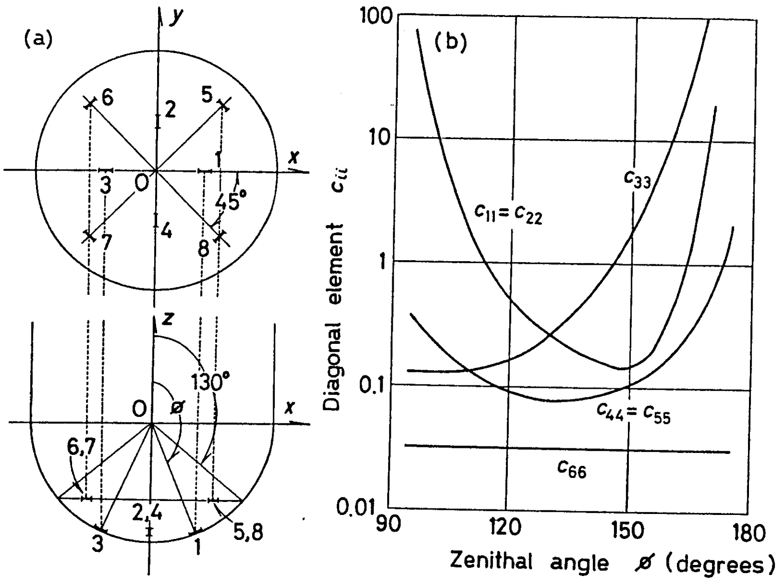


図3.3.4 ８素子モールドゲージの配列パターンおよび天頂角ϕとc_{ii}との関係

図３．３．４（ａ）のような配置では、ϕ＝１３０度の位置にすべてのゲージを配置する場合が最も精度が高くなる。このとき、（３．３．４）式のひずみ感度係数A_{11}、・・$D_?$は図３．３．４（ｂ）のようにPoisson比νに依存する。

θゲージおよびϕゲージがϕ＝１３０度の球面孔底に塗布される。このとき、合計１６個の測定ひずみが1つの孔底面から得られることになり、ν＝０．２５のときの行列[Ａ]、

［B］および［C］は表３．３．１に示すようになる。行列［C］の対角成分の最大値はC_{33}＝０.１３８４である。このように、測定ひずみの数を増加させると、応力測定精度は当然に向上する。なお、従来の方法との精度を比較すると、球状孔底ひずみ法が最も優れていることも確かめられている[4)]。

表3.3.1 係数行列［A］、［B］および［C］

Coefficient matrix A

i \ j	1	2	3	4	5	6
1	0.806	−0.585	0.913	0.000	2.742	0.000
2	−0.585	0.806	0.913	2.742	0.000	0.000
3	0.806	−0.585	0.913	0.000	−2.742	0.000
4	−0.585	0.806	0.913	−2.742	0.000	0.000
5	0.912	0.912	−0.370	−0.029	−0.029	−3.045
6	0.912	0.912	−0.370	−0.029	0.029	3.045
7	0.912	0.912	−0.370	0.029	0.029	−3.045
8	0.912	0.912	−0.370	0.029	−0.029	3.045
9	0.111	0.111	0.913	1.939	1.939	1.392
10	0.111	0.111	0.913	1.939	−1.939	−1.392
11	0.111	0.111	0.913	−1.939	−1.939	1.392
12	0.111	0.111	0.913	−1.939	1.939	−1.392
13	−0.611	2.435	−0.370	0.000	−0.029	0.000
14	2.435	−0.611	−0.370	−0.029	0.000	0.000
15	−0.611	2.435	−0.370	0.000	0.029	0.000
16	2.435	−0.611	−0.370	0.029	0.000	0.000

Normal matrix B

i \ j	1	2	3	4	5	6
1	17.779	−4.455	−1.890	0.000	0.000	0.000
2	−4.455	17.779	−1.890	0.000	0.000	0.000
3	−1.890	−1.890	7.763	0.000	0.000	0.000
4	0.000	0.000	0.000	30.081	0.000	0.000
5	0.000	0.000	0.000	0.000	30.081	0.000
6	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	44.839

Inverse matrix C

i \ j	1	2	3	4	5	6
1	0.0628	0.0178	0.0196	0.000	0.000	0.000
2	0.0178	0.0628	0.0196	0.000	0.000	0.000
3	0.0196	0.0196	0.1384	0.000	0.000	0.000
4	0.000	0.000	0.000	0.0332	0.000	0.000
5	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0332	0.000
6	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.0223

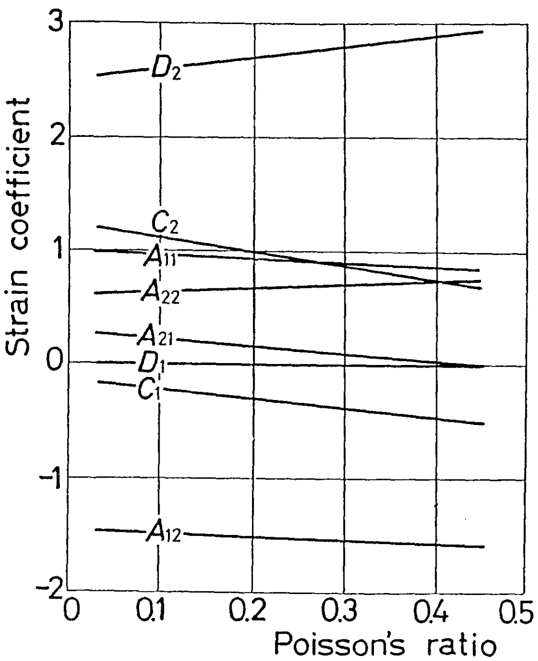


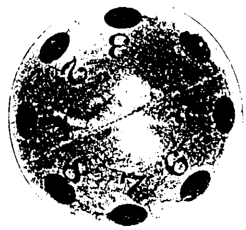
図3.3.5 天頂角ϕ＝１３０度の最適位置でのひずみ感度係数とポアソン比の関係

３．３．４ 応力測定精度の実験的検討

前項で検討した位置にひずみゲージを貼付するために図３．３．６に示すエポキシ樹脂製球面１６素子モールドゲージを開発した。このモールドゲージと図３．３．７に示す２種類の安山岩立方体試験片を用いて、１軸圧縮試験を実施して球状孔底ひずみを測定し、モールドゲージのひずみ測定感度、ひずみ測定誤差の原因、さらに、本方法による応力測

定精度を実験的に検討した。

試験片の面に沿って直角座標系X、Y、Zをボアホールに固定して直角座標系x、y、zをそれぞれ定めている。試験片aは両座標系が一致している場合であり、試験片bではy、z軸がX軸のまわりに45度回転している。載荷はX、YおよびZの方向に行ない、載荷圧力は6.3MPaである。なお、安山岩のYoung率Eは17.9～18.7GPa 、Poisson比νは0.27であった。



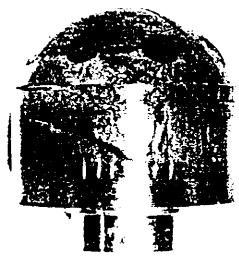
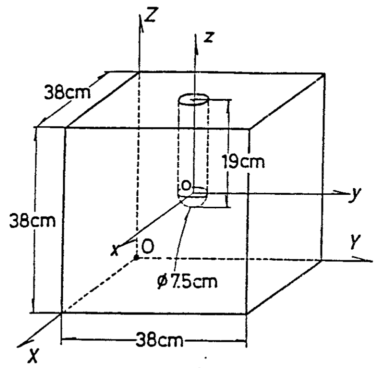
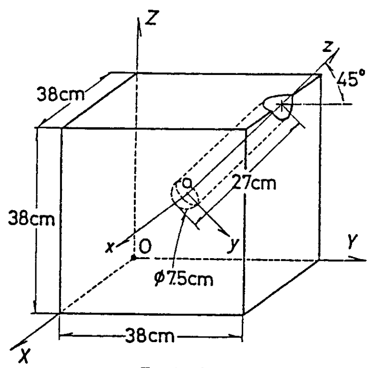


図3.3.6 16素子モールドゲージ



Test piece a



Test piece b

図3.3.7 測定精度の検討のための
安山岩供試体および座標系の定義

測定値と解析値を比較してみると図3．3．8のようである。黒丸は測定値、実線は解析値であり、測定ひずみ分布が弾性解に近く、モールドゲージのひずみ感度がほぼ1であることが読みとれる。

測定ひずみは、載荷圧力に正比例している。したがって、測定ひずみと弾性解の差をひずみ測定誤差Δεとすると、Δεは載荷圧力の大きさに依存し、載荷圧力が大きいほど

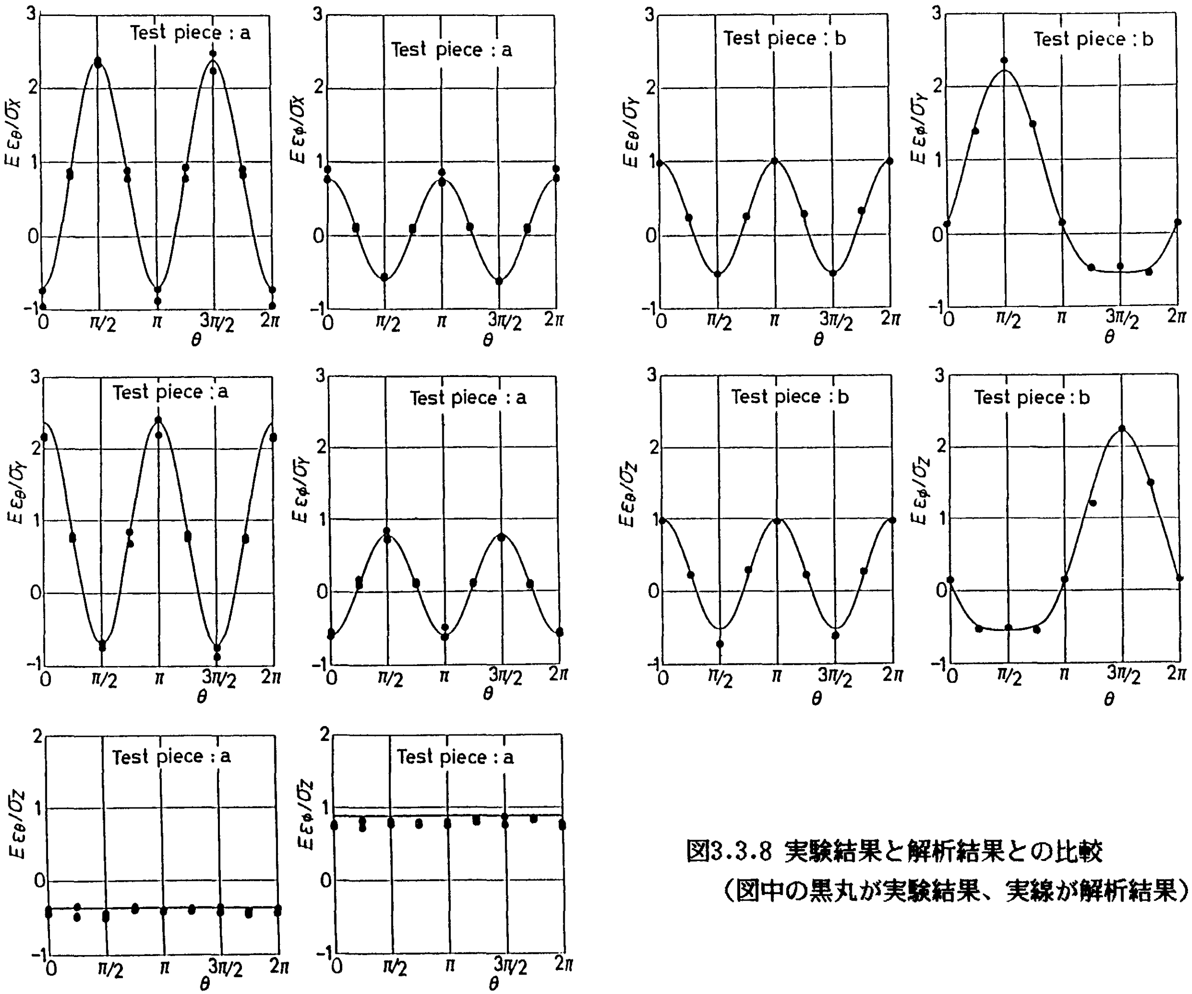


図3.3.8 実験結果と解析結果との比較
（図中の黒丸が実験結果、実線が解析結果）

$\Delta\varepsilon$は増大する。これは、$\Delta\varepsilon$が測定点ごとの変形性のバラツキによって生じることを示している。実験に用いた１２８個の測定ひずみについて、載荷圧力6.3ＭＰａの場合の$\Delta\varepsilon$を求め、その分布を調べてみたところ、正規分布とみなせることが確認できた。そこで、χ^2分布を用いて標準偏差ξ_mの上限推定値を求めると[9]、信頼度９５％のもとでξ_m＝３０μｓであった。これを(３．３．８)式に代入すると、各応力成分の標準偏差ξ_iが求められる。その結果を示すと表３．３．２のようである。ξ_iが最大となるのは　σ_zであり、載荷圧力の３.３％に相当する。

安山岩を用いた上述の実験より、測定誤差は主として岩石の不均質性、異方性などにより発生することが明らかになり、比較的に均質等方な岩盤を対象とすれば、本方法で十分初期の目的の達せられることが確認された。

表3.3.2 応力測定精度（試料：安山岩）

Stress component	C_{ii}	Standard deviation	Error
σ_x 、 σ_y	0.0628	0.315	2.1
σ_z	0.1384	0.207	3.3
τ_{yz} 、 τ_{zx}	0.0332	0.098	1.5
τ_{xy}	0.0223	0.081	1.3

３．３．５ 測定方法

球面孔底ひずみを応力解放によって測定する手順は図３．３．９の①～⑥のようである。すなわち、①大口径ボーリングを行なう。②孔軸を一致させて小口径ボーリングを行なう。③孔底を半球面に研摩する。④孔底を洗浄する。⑤球面モールドゲージによって16個のひずみゲージを孔底面の所定の位置に貼付する。⑥大口径ボーリングを進めて応力解放を完成させ、孔底ひずみ変化を測定記録する。

小口径ボーリングの口径選定には、対象岩盤の均質性、亀裂間隔などを考慮に入れた検討が必要である。たとえば、最小ゲージ長は岩石の構成結晶粒径などに関係し、ボーリングの最小口径を規定すると考えられる。しかし、主として経済性を考慮して、ゲージ長を５ｍｍに、小口径ボーリングの口径を７５ｍｍにそれぞれ選定した。

球面孔底の研摩には、図３．３．１０に示す２種類のダイヤモンドビットを使用した。（ａ）はパイロットビットであり、サーフェイスセットの球形ボルツクラウンである。（ｂ）は仕上げ用の球面ビットである。どちらも先端部が摩耗しやすい。このため球面仕

上げ精度の向上にはパイロットビットが不可欠である。

ケーブル付モールドゲージは、簡単な構造の貼付装置[10]によってに孔底まで搬入され、孔軸方向に所定の押し付け圧が作用すると、市販の接着剤によって孔底面に貼付される仕組となっている。貼付位置のずれは少なく、孔軸とモールドゲージ中心軸のなす角度は1度以内であった。なお、ひずみゲージの貼付方位の測定には、すでに幾つかの方法が提案されていることを付言する。

大口径ボーリングは、孔底面に与える影響を少なくできるように、口径を大きくするべきである。後述する原位置測定では、口径を146mmとしたが、コアディスキングなどの予想される場合にはもう少し大きいものが望ましいと考えられる[11]。

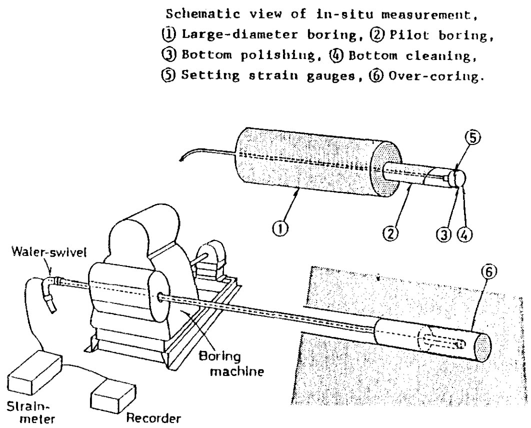


図3.3.9 球状孔底ひずみ法における測定手順

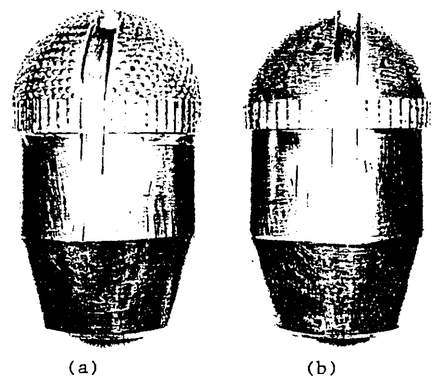


図3.3.10 球状孔底仕上げビット
(a) 荒削り用 (b) 仕上げ用

3．3．6 弾性定数の決定法

弾性定数の決定法としては、通常の1軸圧縮試験の他に、図3．3．11に示すように応力解放したコアを直接利用する較正試験が考えられる。これらによるとモールドゲージの感度補正も同時に実施されるので、岩盤応力解析にとっては都合が良い。しかし、厳密な意味の弾性定数が求まる訳ではないので、これらの実験から求められるものを相当弾性定数と呼ぶことにする。

図3．3．11（a）はコアに封圧を作用させる方法であり[12]、（b）は孔軸方向に1軸圧縮する方法である。前者には封圧試験装置が必要であり、かつ、比較的に長いコアが回収されていなければならない。現在までに実施した原位置試験によると、岩質、亀裂間隔などによって状況は幾分異なるが、（a）の実験に十分な長さのコアが回収される

ことは少なかった。これに対して、（ｂ）の場合は中空部が比較的に短いコアで実験が可能であることが有限要素法による応力解析によっても確かめられている。そこで、（ｂ）の方法について相当弾性定数の決定手順を示す。

コアをσ_zで１軸圧縮するとき、ひずみ測定値は（３．３．４）式よりつぎのように与えられる。

$$\varepsilon_\theta = C_1^* \cdot \sigma_z / E^*$$
$$\varepsilon_\phi = C_2^* \cdot \sigma_z / E^* \qquad (3.3.9)$$

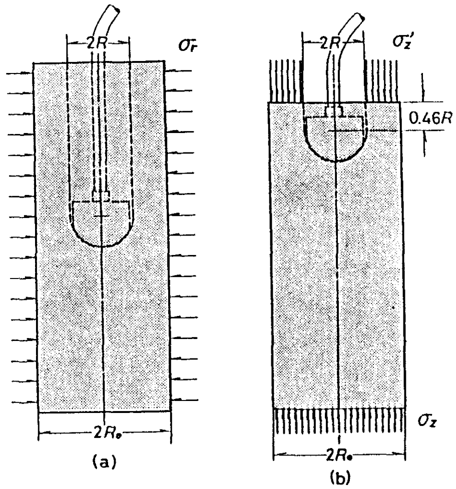


図3.3.11 較正試験の方法
（a）封圧試験 （b）１軸試験

ここに、E^*はモールドゲージの感度を考慮に入れた相当Young率である。また、C_1^*およびC_2^*はひずみ感度係数であり、図５．３．１２（ａ）に示すようにPoisson比に依存し、コア寸法によって幾分変化する。図中の$2R_0$はコアの外径であり、$2R_0$＝１６０ｍｍおよび$2R_0$＝１１８.５ｍｍはそれぞれ外径１８０ｍｍおよび１４６ｍｍのオーバーコアリングで得られるコアの外径に相等する。（３．３．９）式を連立させると、つぎの関係が得られる。

$$\varepsilon_\phi / \varepsilon_\theta = C_2^* / C_1^* \qquad (3.3.10)$$

したがって、実験値$\varepsilon_\phi / \varepsilon_\theta$から、図３．３．１２（ｂ）を利用して、Poisson比が決定できる。つぎに、図３．３．１２（ａ）を利用してC_1^*およびC_2^*の値が求まり、最後に、（３．３．９）式に従って相当Young率E^*が計算されることになる。

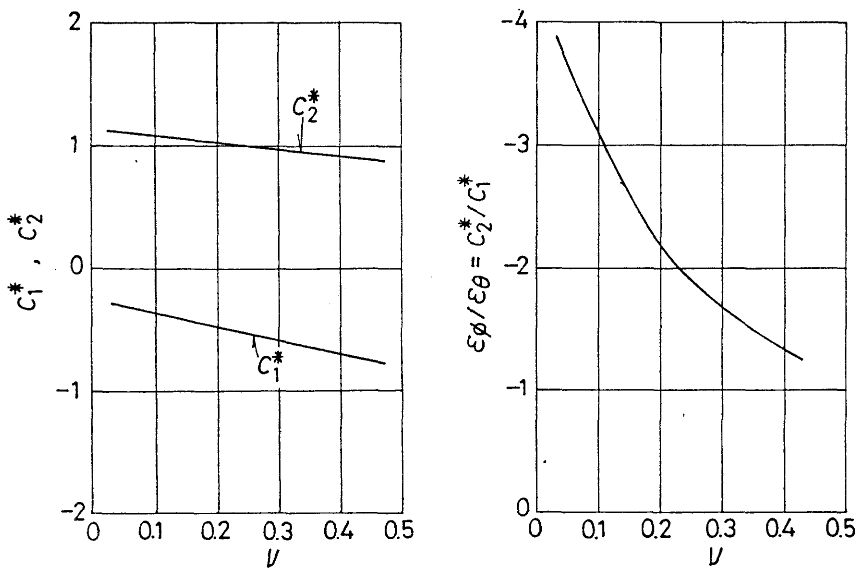


図3.3.12 較正試験のひずみ感度係数
(a) ポアソン比とひずみ感度係数の関係
(b) ポアソン比と（３．３．８）式との関係

３．４ 不連続岩盤における応力分布の実測への適用[7)]

３．４．１ 応力解放試験結果

前節までに述べてきた方法を用いて地下発電所周辺の岩盤内の応力を測定し、空洞周辺の岩盤に作用している応力分布を決定する。さらに、調査した不連続面に作用する応力を解析し、不連続面の摩擦特性について論じる[7)]。

実験場所は３．２で述べたボアホールカメラの観察場所と同じで実験はφ１４６mmのボーリング軸上で行った。したがって、応力解放時のオーバーコアリングの直径はφ１４６mmである。

孔底ひずみ変化を例示すると図３．４．１のようである。同図の横軸はオーバーコアリングの先端位置であり、先端が孔底に近づくとき応力集中の影響を受け、その後で応力解放過程に入り、孔底ひずみは急激に変化する。ε_θ は比較的になめらかな曲線を描いた後で安定したひずみ量に収束する。しかし、ε_ϕ は図３．４．１（ｂ）の実線のように大

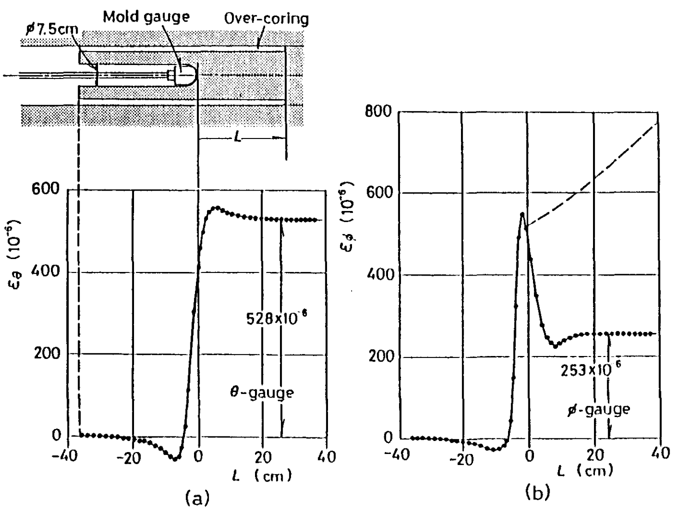


図3.4.1 応力解放時の孔底ひずみの変化の例

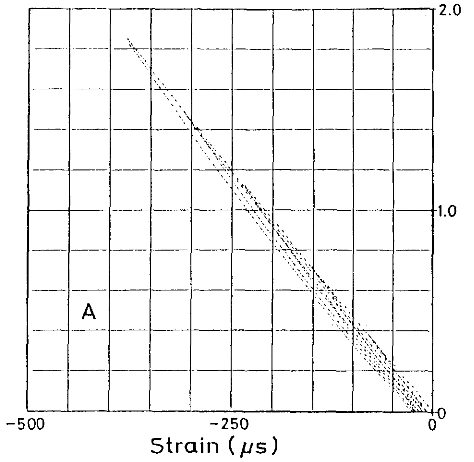
きな引張ひずみを履歴した後で安定したひずみを示すことがあった。この原因は、ϕ方向に引張応力が一時的に発生するためであり、引張応力がある限度を越えるとコアディスキングを生じさせるようなクラックが発生すると考えられる。この場合、測定ひずみはクラックの開口分だけ大きく生じる。また、クラックの開口が進行する場合には、図３．４．１（ｂ）の破線のように、ひずみは安定せず増加しつづける。そこで、このようなクラック開口の影響に留意しつつ測定結果を分析した。測定はボーリング軸上で１４点で行われ、このうち、最終データが収録されたものは合計９点である。これらの点の解放ひずみ量は表３．４．３に示している。

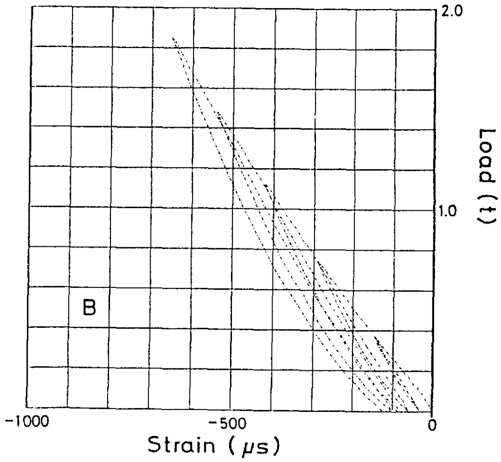
３．４．２ 弾性定数の決定

測定された解放ひずみ量より応力を決定する際、弾性定数を求めなければならない。そこで、通常の１軸圧縮試験と３．３．６で述べたような応力解放試験で得られたコアを用いて較正試験を実施した。

通常の圧縮試験における荷重・軸ひずみ線図を例示すると図３．４．２のようである。同図のＡは線形弾性を有するものであり、Young率の大きいものはこのような線形弾性を示した。同図のＢは幾分永久ひずみが生じるものであり、Young率の小さいものに多い。Ｃは非線形性が著しい例である。Ｃに分類できるものは２２試験片中に２つあった。

多段階に載荷除荷を行い、除荷時の応力・弾性ひずみ関係から得られたYoung率を整理してみると、表３．４．１のようである。ここに示す２０個の図は孔口に近いものから順





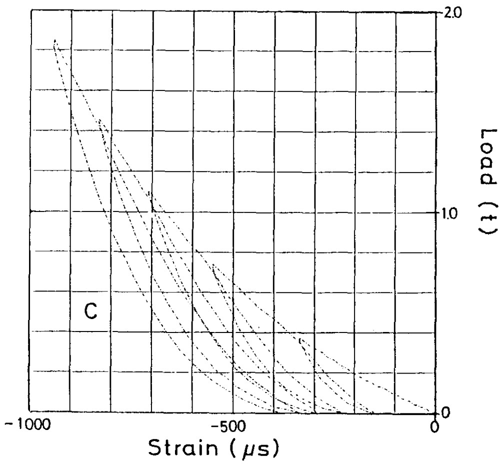


図3.4.2 通常の一軸圧縮試験における
応力ーひずみ曲線

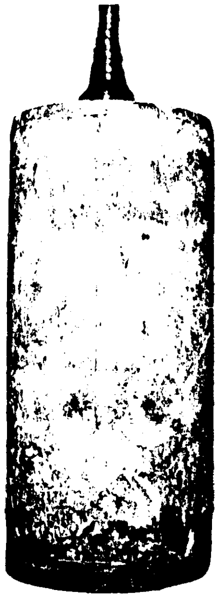


写真3.4.2
モールドゲージ付試験片

表3.4.1 一軸圧縮試験におけるヤング率

No	Sampling point (m)	Young's modulus (GPa)	Poisson's ratio	備考
1	3.60	32.5	0.23	B
2	4.79	28.0	0.09	B
3	5.20	30.6	0.24	A
4	5.35	23.0	0.13	B
5	6.10	26.0	0.10	B
6	7.40	37.3	0.13	A
7	7.60	53.0	0.17	B
8	8.00	60.0	0.15	A
9	9.10	51.9	0.15	A
10	9.25	46.7	0.10	A
11	9.35	50.5	0.16	A
12	9.50	46.7	0.17	B
13	11.35	61.0	0.12	A
14	11.40	42.0	0.14	A
15	11.92	49.5	0.175	A
16	12.90	46.7	0.14	B
17	13.50	52.1	0.12	A
18	13.60	58.5	0.11	A
19	13.70	50.0	0.11	A
20	14.30	48.3	0.125	A

に揃えてあり、孔口に近いものほどYoung率が小さいことが読みとれる。なお、この分析からは前記したＣの非線形性試験は除外している。

較正試験は写真３．４．１に示すようなモールドゲージ付試験片を用いて行った。孔軸応力σ_zとひずみε_θ 、ε_ϕ の関係を例示すると、図３．４．３に示すようである。Ｎｏ．８試験片（７．５ｍ位置の試験片）およびＮｏ．９試験片（８．４ｍ位置の試験片）では、ひずみの大きさにバラツキが少なく、良好な試験を行なうことができた思われる（試験片の　Ｎｏ．は表３．４．３に示す測点番号に相当する）。しかし、Ｎｏ．６試験片（５．３ｍ位置の試験片）およびＮｏ．１２試験片（１１．２８ｍ位置の試験片）では、孔軸載荷圧力が偏心したためか、ひずみの大きさにバラツキがあった。そこで、平均ひずみ量を求め、これにより３．３．６で述べた手順に従い相当弾性係数を表３．４．２のように求めた。

表3.4.2 相当弾性係数の決定

No.6, at 5.3m
unload from 5.6 MPa

Gage	$\varepsilon\phi$	Gage	$\varepsilon\theta$
1	----	2	----
3	-171 μs	4	56 μs
5	-264	6	43
7	-185	8	114
9	-223	10	61
11	-217	12	60
13	-155	14	66
15	-160	16	39
Mean value (μs)	-193.9		62.7

Ratio = -3.092

From the relation between $\varepsilon\phi/\varepsilon\theta$ and ν,
ν = 0.10
E = 31.9 GPa

No.8, at 7.5m
unload from 11.13 MPa

Gage	$\varepsilon\phi$	Gage	$\varepsilon\theta$
1	-264 μs	2	122 μs
3	-207	4	112
5	-172	6	96
7	-300	8	95
9	-128	10	110
11	-136	12	96
13	-214	14	110
15	-232	15	119
Mean value (μs)	-204.4		107.5

Ratio = -1.901

From the relation between $\varepsilon\phi/\varepsilon\theta$ and ν,
ν = 0.25
E = 54.8 GPa

No.9, at 8.4m
unload from 4.02 MPa

Gage	$\varepsilon\phi$	Gage	$\varepsilon\theta$
1	-67 μs	2	25 μs
3	-98	4	33
5	-88	6	60
7	----	8	----
9	----	10	----
11	----	12	----
13	-58	14	29
15	-76	16	35
Mean value (μs)	-77.4		36.4

Ratio = -2.13

From the relation between $\varepsilon\phi/\varepsilon\theta$ and ν,
ν = 0.21
E = 52.9 GPa

No.12, at 11.28m
unload from 5.00 MPa

Gage	$\varepsilon\phi$	Gage	$\varepsilon\theta$
1	----	2	----
3	----	4	----
5	-75 μs	6	46 μs
7	-110	8	72
9	----	10	----
11	-129	12	45
13	-158	14	66
15	-190	15	65
Mean value (μs)	-132.4		58.8

Ratio = -2.25

From the relation between $\varepsilon\phi/\varepsilon\theta$ and ν,
ν = 0.195
E = 39.6GPa

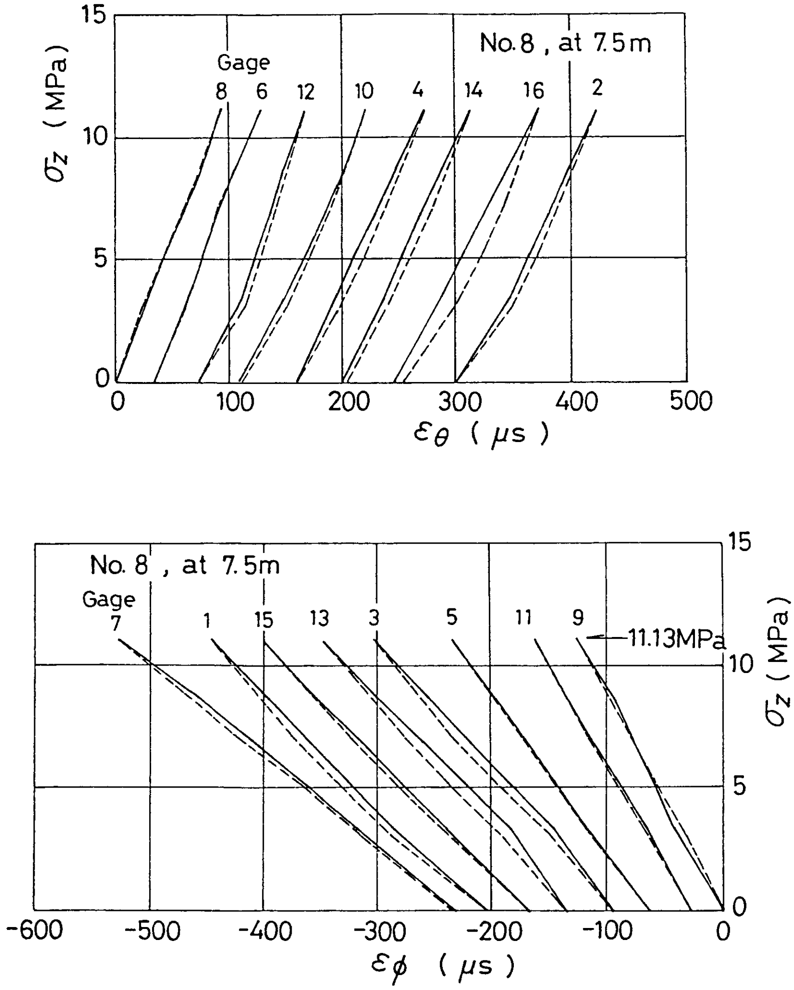


図3.4.3 較正試験における孔底ひずみゲージの応力－ひずみ曲線

さて、２つの方法で求めた弾性係数を比較してみると、図３．４．４のようである。同図の白丸は通常の圧縮試験によるものであり、黒丸は較正試験の結果である。横軸は孔口からの距離Ｘであり、Young率は孔口側に小さく奥部で大きい傾向にあり、白丸と黒丸はほぼ対応していて、両実験の妥当性を示していると思われる。一方、Poisson比は０．１～０．２５であった。

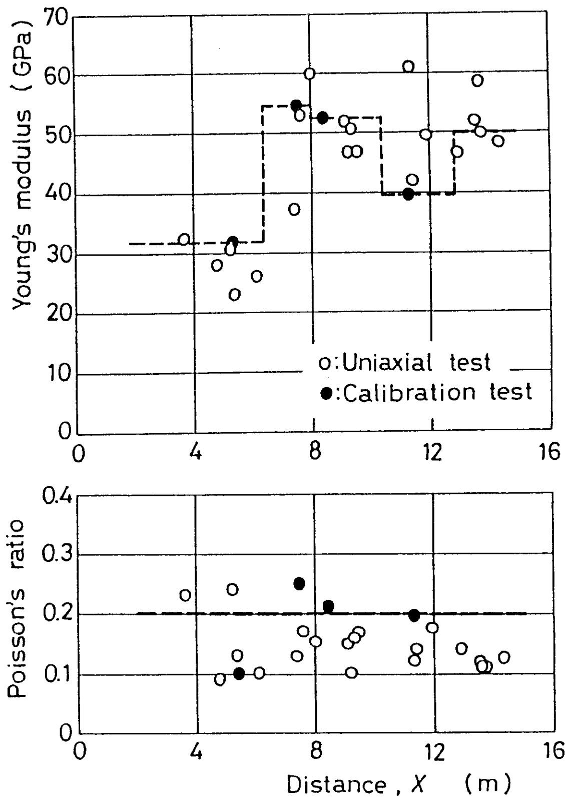


図3.4.4 ボーリング深さXと弾性係数E*の関係

そこで、後述する解析では、同図に破線で示すように弾性係数を仮定することにした。すなわち、Young率は測定位置によって変化させるが、Poisson比は一率に０．２とした。

３．４．３ 岩盤内の応力状態

決定された応力状態は表３．４．３に示すようである。表中のθは１番ゲージの位置を示す回転角であり１番から１６番までのゲージの位置は図３．４．５のようである。また、応力はすべて３．２．３の図３．２．７および図３．２．８で定義した直角座標系ＸＹＺの成分で表示した。また、ｘ軸から時計方向にθ*を新しく定める。これがθと逆向きであることに注意されたい。

応力状態から孔底ひずみ分布を逆解析し、測定値と比較してみると図３．４．６のようである。Ｎｏ．８測点（７．５ｍ位置）の結果が最も良い一致を示している。つぎに良い値を示しているのはＮｏ．１３のそれである。Ｎｏ．８の較正試験の良好さとも考え合せる

表3.4.3 決定された応力状態

Location No.	1	3	6	8	9	10	12	13	14
	at 2.2m	at 3.0m	at 5.3m	at 7.5m	at 8.4m	at 8.8m	at 11.28m	at 12.53m	at 14.51m
Gage setting	θ=76°	59°	73°	36°	83°	130°	121°	75°	27°
Young's modulus	31.9GPa	31.9GPa	31.9GPa	54.8GPa	52.9GPa	52.9GPa	39.6GPa	39.6GPa	50.0GPa
Poisson's ratio	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
1	10μs	211μs	----	384μs	295μs	179μs	219μs	191μs	40μs
2	----	240	426μs	75	257	450	449	400	----
3	68	----	130	305	111	61	246	74	25
4	387	----	505	198	296	----	128	----	----
5	37	40	301	168	27	----	165	----	30
6	180	131	421	362	189	----	26	300	----
7	12	-47	51	----	-271	38	----	200	----
8	177	194	161	318	260	435	700	160	----
9	----	-39	-85	-81	-1	----	-77	----	60
10	----	228	489	143	288	----	730	420	29
11	80	24	-141	-122	-69	-89	-96	-30	330
12	308	214	743	148	650	90	154	----	100
13	----	44	----	-70	177	268	138	----	23
14	251	105	363	358	89	----	410	392	450
15	-56	0	----	120	416	216	346	----	-39
16	31	88	200	310	50	467	431	250	373
Stress components of X,Y,Z co-ordinate (MPa)									
σ_x	-0.24	0.48	1.33	2.63	2.37	1.96	1.59	2.19	1.18
σ_y	4.26	3.31	8.97	7.02	9.19	10.93	11.36	10.20	6.56
σ_z	3.34	2.77	5.65	7.93	6.38	6.29	5.28	6.97	6.63
τ_{yz}	-0.76	0.34	1.63	-2.50	-2.21	-2.63	-0.90	-2.05	-3.98
τ_{zx}	0.23	-0.88	2.21	-4.40	-4.13	-2.57	-2.95	-0.88	1.28
τ_{xy}	-0.25	0.47	-0.18	2.24	3.02	-1.05	-1.43	-0.084	-0.78
Principal stress (MPa)									
σ_1	4.71	3.47	9.70	12.42	12.36	12.21	11.61	11.21	10.79
σ_2	2.92	3.00	5.94	5.10	5.75	6.72	6.91	6.15	2.69
σ_3	-0.27	0.082	0.32	0.053	-0.45	0.34	-0.29	2.01	0.89
Direction cosines									
	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z	X Y Z
σ_1	-0.066, 0.868, -0.492	0.022, 0.911, 0.411	0.090, 0.906, -0.414	0.446, 0.522, -0.727	0.430, 0.724, -0.540	0.011, 0.910, -0.415	-0.115, 0.990, -0.087	0.035, 0.897, -0.441	-0.150, 0.629, -0.706
σ_2	0.023, 0.494, 0.869	0.368, 0.375, -0.851	0.408, -0.413, -0.815	0.151, -0.845, -0.514	-0.253, 0.670, 0.698	0.503, -0.364, -0.784	0.488, -0.020, -0.873	-0.204, 0.439, 0.875	-0.193, -0.721, -0.665
σ_3	-0.998, -0.047, 0.053	-0.930, 0.170, -0.327	0.909, 0.096, 0.406	-0.882, 0.120, -0.455	-0.867, 0.164, -0.471	0.864, 0.200, 0.462	0.865, 0.413, 0.481	0.978, 0.060, 0.198	0.970, -0.036, -0.242

と、Ｎｏ．８の測定が最も信頼性が高いことがわかる。Ｎｏ．８の測点に前後するＮｏ．６測点、Ｎｏ．９測点、Ｎｏ．１０測点のひずみ分布はＮｏ．８測点のそれによく似ているが、バラツキはかなりある。一方、Ｎｏ．１３測点とその手前のＮｏ．１２測点とは傾向は一致しているが奥部のＮｏ．１４測点では傾向が変っている。

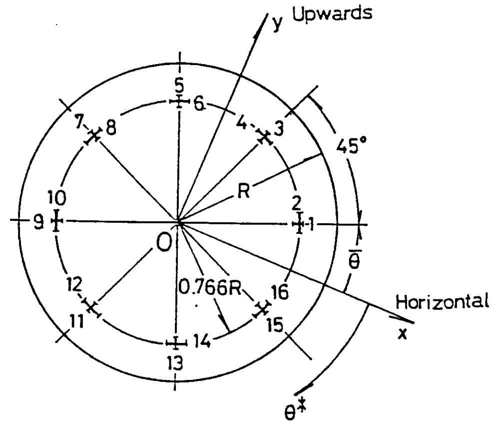


図3.4.5 ゲージ配列

ε_θ は１８０度の周期性を有しており、最小二乗評価によって求められた図３．４．６の実曲線 ε_θ の周期性には著しい再現性があり、すべての測点について頂点の位置がほぼ一致している。また、ε_ϕ の分布にも互いに類似性がある。すなわち、Ｎｏ．１４測点を除くと、$\theta^*=90°$（$\theta=270°$）前後で引張、$\theta^*=270°$（$\theta=90°$）前後で圧縮となっている。

応力状態を立体表示すれば図３．４．７のようである。この図は孔の奥の方から孔口を見た描き方であり、Ｘ軸が孔底方向を示し、Ｙ軸は発電所長軸方向である。多くの最大主応力がＹ軸に垂直な面と交差しており、発電所長軸方向の地圧が卓越していることを示している。

主応力および垂直応力σ_X、σ_Y、σ_Zの分布を描くと図３．４．８のようである。σ_1は７．５ｍ奥で最大であり、孔口からこの位置までの増加は急激であるが奥部での低下はゆるやかである。σ_3はほぼ零であり、発電所空洞の大きさを考慮すると合理的な分布と考えられる。σ_X、σ_Y、σ_Zを比較すると、σ_Xが最も小さい。σ_Xは孔口から７．５ｍ位置までは単調に増加し、これより奥で幾分の減少傾向にあるが一定とみなせる。σ_Zの分布は７．５ｍ位置で最大であり、これより孔口側は線形である。σ_Yはσ_Xおよびσ_Zより大きい。しかし、７．５ｍ位置では、σ_Zの方が幾分大きい。これらの分布だけから判断すると、ゆるみ領域が７．５ｍ地点まで広がっていることはないと考えられ、また、３．２で述べたボアホールカメラによる不連続面の観察の結果を考慮すると側壁から３．６ｍまでの間がゆるみ領域と考えることができる。

つぎに、面内応力の分布を調べる。図３．４．９はＹＺ面内の応力成分から算定した面内主応力の方位と大きさを示している。下の図が孔口に近いものであり、上方のものほ

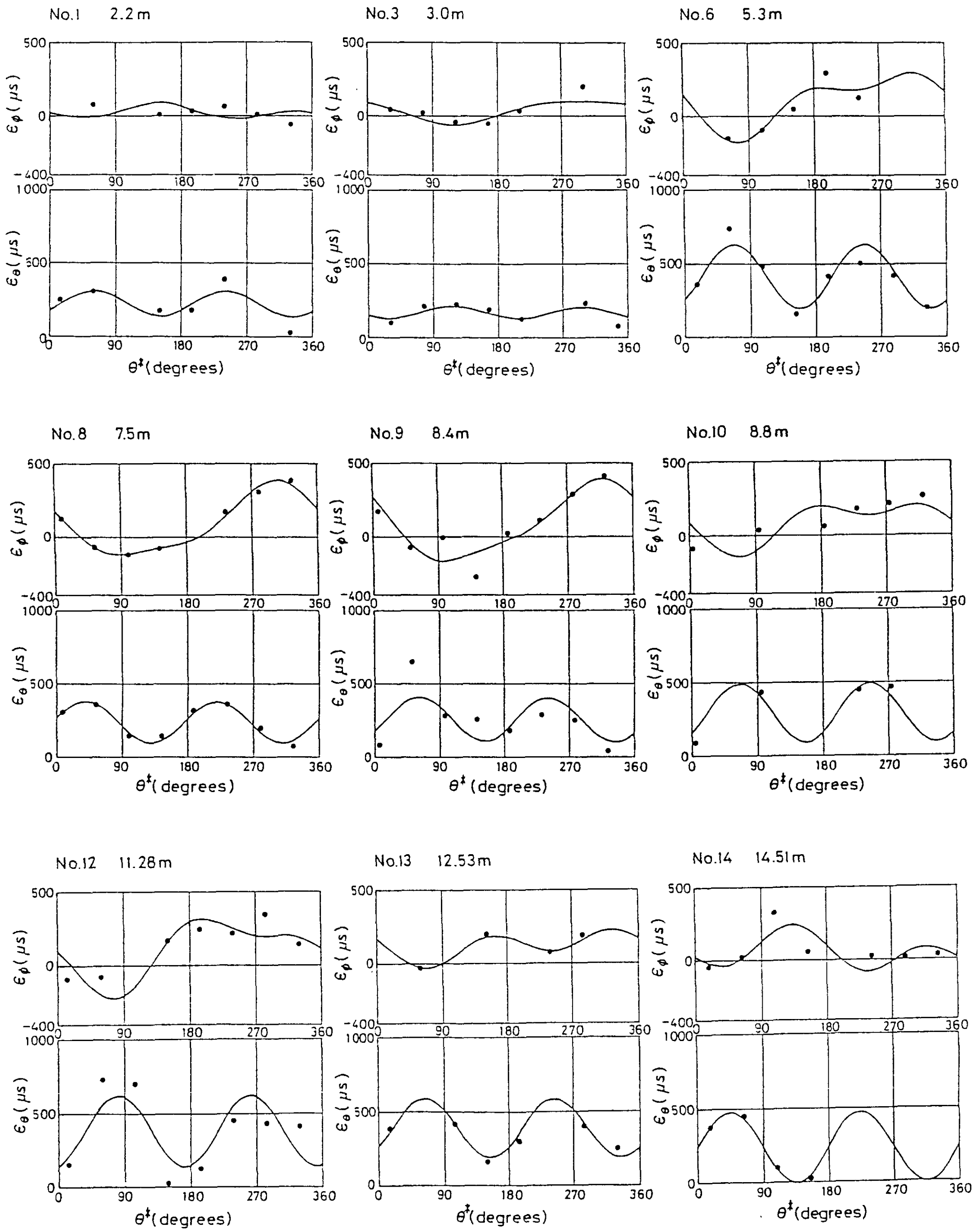


図3.4.6 応力状態より得られた孔底ひずみ分布
（図中の黒丸が測定値）

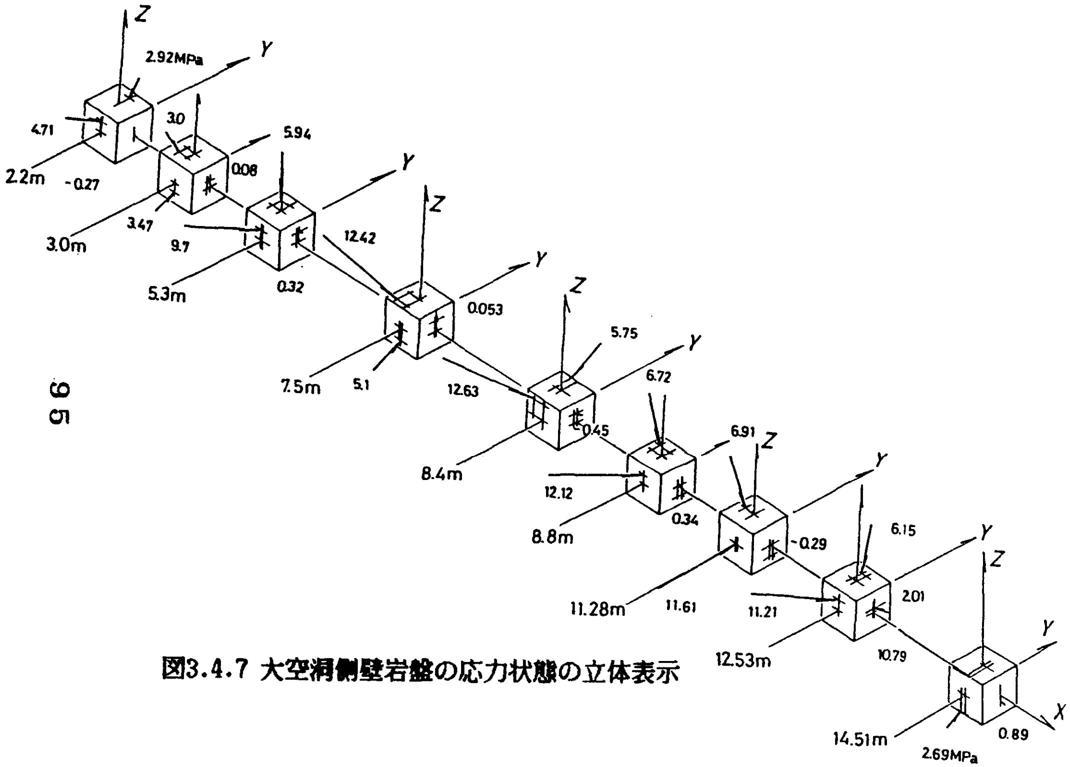


図3.4.7 大空洞側壁岩盤の応力状態の立体表示

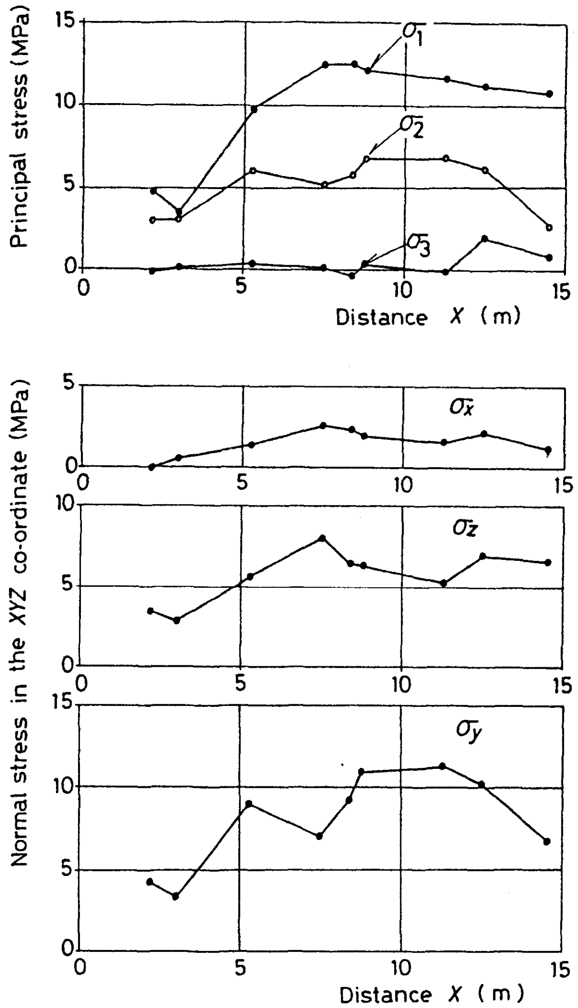
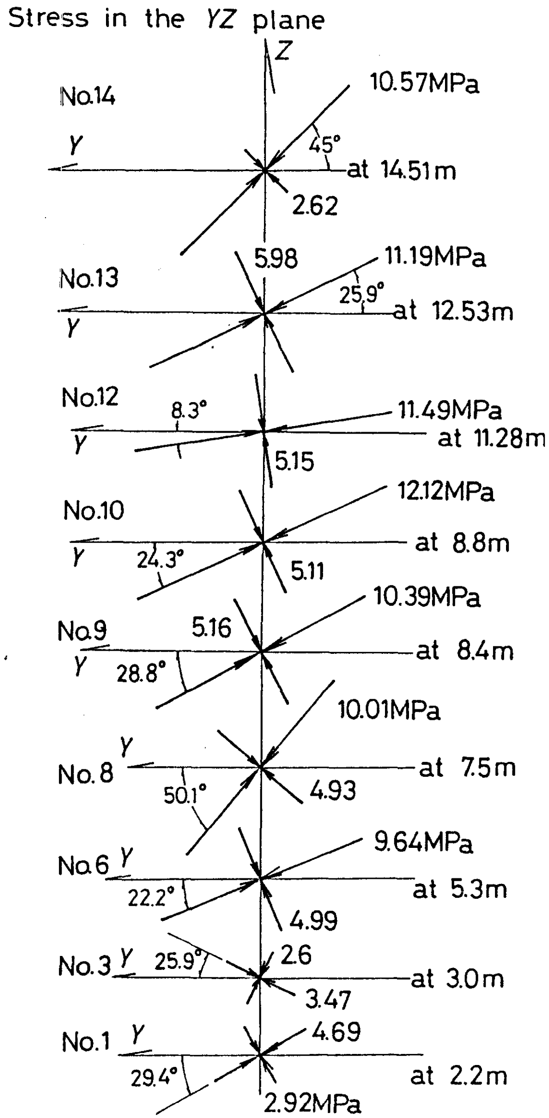


図3.4.8 岩盤内の応力分布



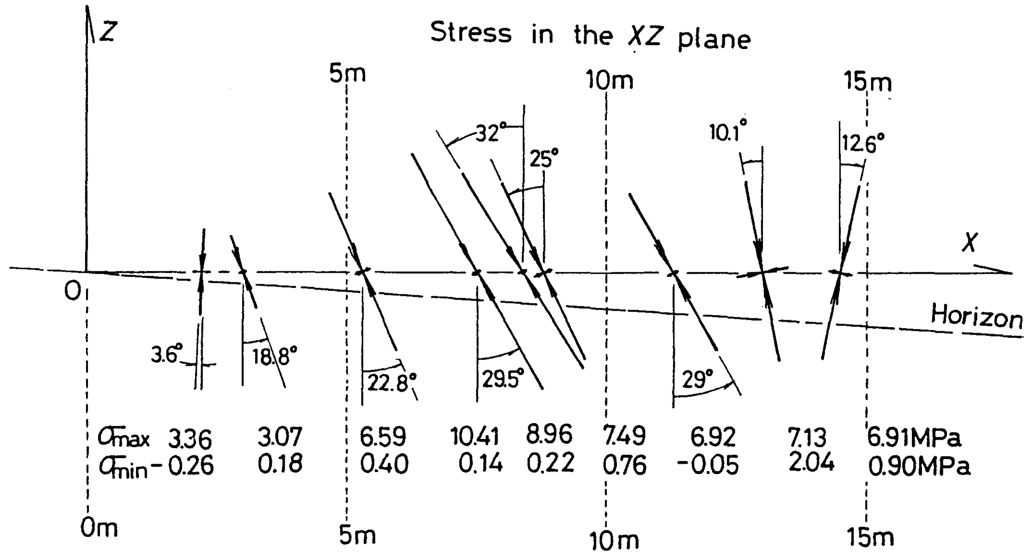


図3.4.10 ＸＹ平面内の主応力分布

図3.4.9 ＹＺ平面内の主応力分布

ど奥部に位置している。最大圧縮の方向は水平から右上がりで８～５０度の傾斜を有している。

ＸＹ面内の応力は図３．４．１０に示すようであり、最大圧縮の方向はＹ軸とほぼ一致しているが、Ｎｏ．８測点（７．５ｍ位置）とＮｏ．９測点（８．４ｍ位置）だけは傾いている。

ＸＺ面内の応力は図３．４．１１に示すようである。最大圧縮の方向がかなり傾斜していることに注目される。５．３ｍ～１１．２８ｍ区間の結果は最大圧縮の方向が鉛直から２２～３２度右下がりとほぼ一致している。この傾きは、ゆるみ領域が発電所空洞下部で広がっていることを示唆しているものと思われる。

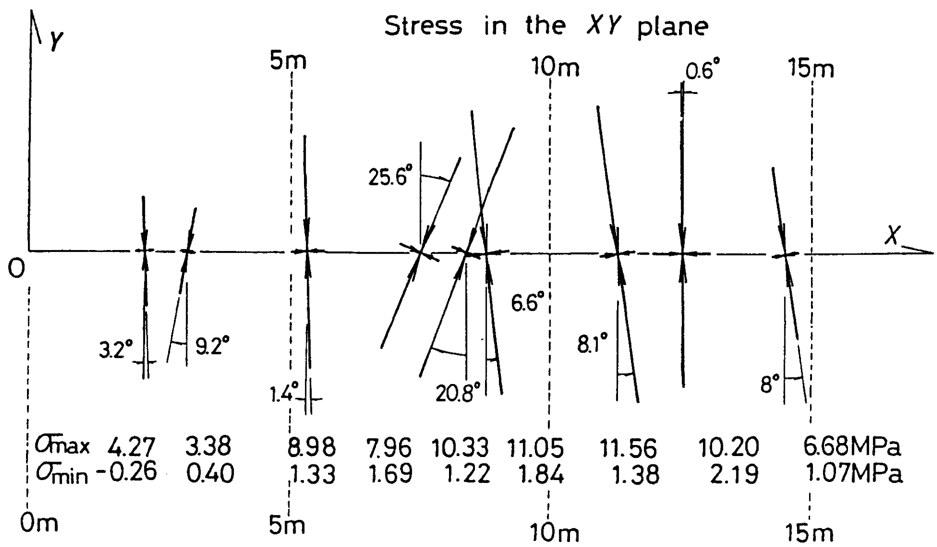


図3.4.11 ＸＺ平面内の主応力分布

３．４．４ 不連続面に作用する応力と摩擦特性

実験により決定された主応力方位をシュミットネットに打点すると図３．４．１２のようである。図中のＸＹＺは基本座標系であり、Ｙ軸は発電所長軸に平行である。したがって、σ_1およびσ_2が壁面に平行な走向をもち、ＳＷ方向に約３０度傾斜している平面内に存在し、σ_3は壁面に直行するＮ５２.５°Ｅの方向にある。したがって、不安定な不連続面の極はＮＥの象限内に存在することになる。

不連続面に作用する応力は隣接点の測定応力から求め、不連続面に作用する垂直応力をσ、合せん断応力をτとして表示することにし、まず、ゆるみ領域であると思われる壁面から４.５ｍまでにある不連続面の応力状態を調べる。なお、不連続Ｎｏ.は表３．２．１のＮｏ.である。

Ｎｏ.１応力測定値からはφ１４６ｍｍ孔内のＮｏ.１～Ｎｏ.４の不連続面応力およびφ７６ｍｍ孔内のＮｏ.２～Ｎｏ.１２のそれが計算された。これらの不連続面はＮｏ.１応力測定点（２．２ｍ地点）をはさむ状況で壁面から１～３ｍの区間にある。また、Ｎｏ.３応力測定値からφ１４６ｍｍ孔内のＮｏ.２～Ｎｏ.５の不連続面応力および

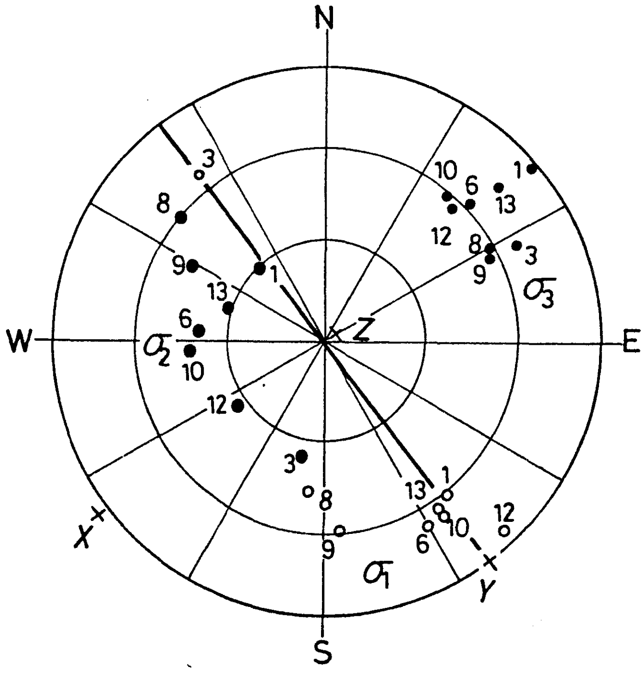


図3.4.12 主応力方位の下半球シュミットネット投影

φ７６mm孔内のＮｏ.６～Ｎｏ.１５のそれが計算された。これらの不連続面はＮｏ.３応力測定点（３.９m地点）をはさむ状況で壁面から２～４．５mの区間にある。

Ｎｏ.１応力測定値から推定された不連続面応力は図３．４．１３に示すようである。図中の黒丸は不連続面の力学的特性から安定性の低いものであり、白丸は安定な状態にあると考えられる不連続面の応力状態である。これらの不連続面の極を図３．４．１４のシュミットネットに打点し、不安定と考えられるものは黒丸で、安定と考えられるものは白丸で示した。同図はＮｏ.１応力測定によって求められた主応力方位も記入してあり、不安定と考えられた不連続面の極はσ_3の極を中心とした１つの円内に存在し、その外側にのみ安定な極が存在する。

同様に、Ｎｏ.３応力測定値から推定された不連続面応力は図３．４．１５に示すようである。同図でも安定性の低いものを黒丸で、安定と考えられるものを白丸で示した。不連続面の極は図３．４．１６のシュミットネットに示すようであり図３．４．１４と同様の傾向が見出せる。しかし、Ｎｏ.１応力測定値からみると不安定と考えられた２つの亀裂がＮｏ.３応力測定値からみると安定という判定になっている。

図３．４．１３と図３．４．１５を重ねて描くと、図３．４．１７のようである。不連続面の力学的特性から推察して不安定な応力状態にあるとみなせる黒丸の応力状態に作用する垂直応力は小さく、黒丸は１本の直線付近に分布していることに注目される。黒丸の並びから不連続面の粘着力と摩擦係数を推定すると、それぞれ０.３ＭＰａ、１.５であり、摩擦角は約５６度となる。これらの不連続面は発電所壁面に平行に近いものであり、掘削によって発生した可能性が高く、ゆるみ領域ではこれらの不連続面応力がすべり応力状態にあると解釈でき、安定な応力状態の不連続面が少ないことが明らかとなった。

つぎに、４．５m以奥の不連続面について調べる。φ１４６mm孔内の不連続面Ｎｏ.６はＮｏ.６応力測点とＮｏ.８応力測点にはさまれている。Ｎｏ.６応力測定値からはσ＝６.５６ＭＰａ＞τ＝４.４０ＭＰａが得られており、Ｎｏ.８応力測定値からはσ＝５.２６ＭＰａ＜τ＝５.９ＭＰａが得られている。垂直応力推定値に差があるものの、せん断応力が壁面に近い方で小さく、奥部で大きいことから考えると、この不連続面も部分的にはすべり状態を履歴して、ゆるみ領域の不連続面に似た状態を呈していると想像することができる。

φ１４６mm孔内の不連続面Ｎｏ.７はＮｏ.８応力測点とＮｏ.９応力測点にはさまれている。Ｎｏ.８応力測定値からはσ＝４.０１ＭＰａ＞τ＝２.５１ＭＰａが得られており、Ｎｏ.９応力測定値からはσ＝４.８９ＭＰａ＞τ＝３.９６ＭＰａが得られている。値にバラツキはあるもののσ＞τであり、この不連続面が安定な応力状態にあることは明

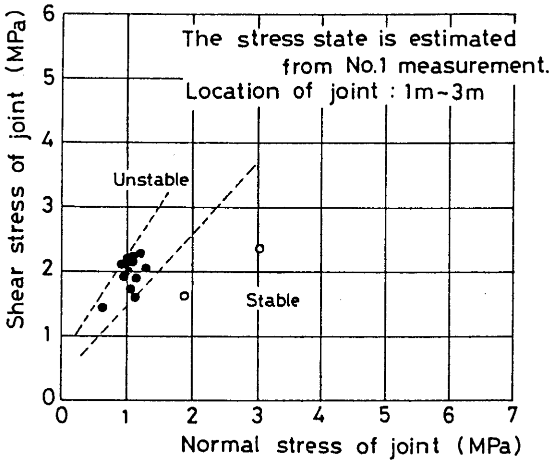


図3.4.13 側壁より1～3mにある不連続面の応力状態

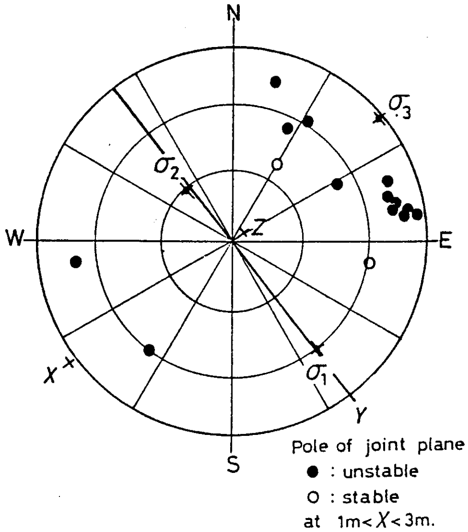


図3.4.14 壁面より1～3mにある不連続面方位の下半球シュミットネット投影

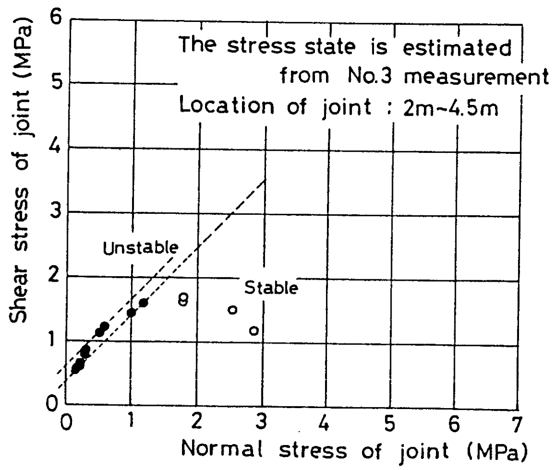


図3.4.15 壁面より2～4.5mにある不連続面の応力状態

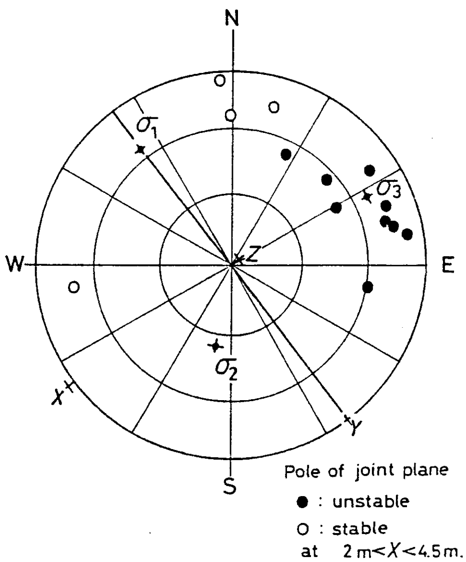


図3.4.16 壁面より2～4.5mにある不連続面方位の下半球シュミットネット投影

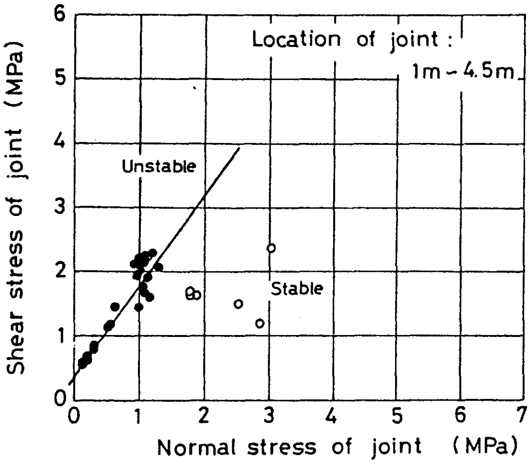


図3.4.17 ゆるみ領域の不連続面の摩擦特性

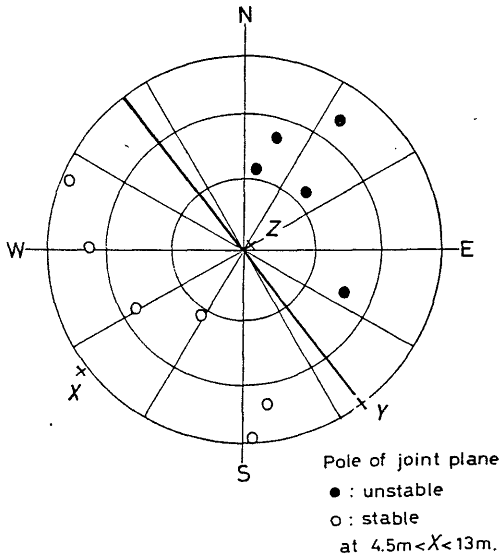


図3.4.19 壁面より4.5m以奥にある
不連続面方位の下半球
シュミットネット投影

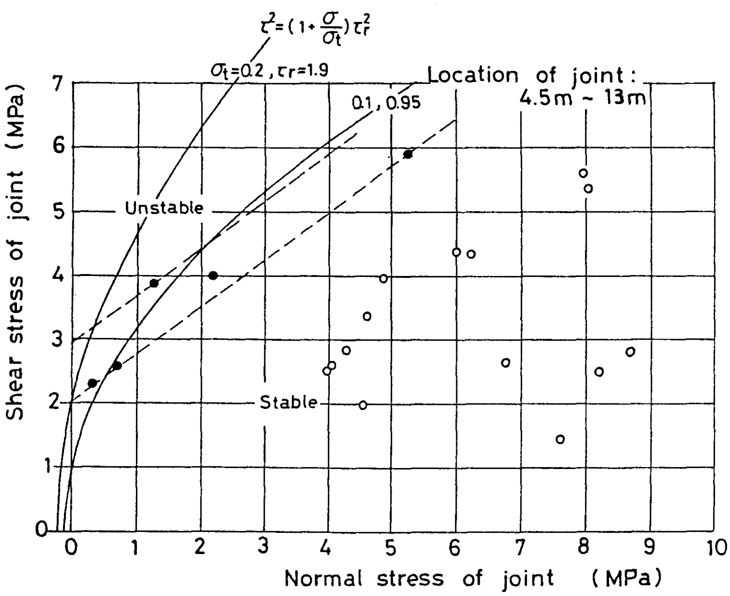


図3.4.18 4.5m以奥の不連続面の応力状態と
FEM解析に用いた強度特性

らかであると思われる。

φ１４６mm孔内の不連続面Ｎｏ.８はＮｏ.１０応力測点とＮｏ.１２応力測点にはさまれている。この不連続面の応力は、Ｎｏ.１０応力測定値からσ＝８.２４ＭＰａ＞τ＝２.４８ＭＰａ、Ｎｏ.１２応力測定値からσ＝７.１１ＭＰａ＞τ＝０.９４ＭＰａ、と推定されている。したがって、安定な応力状態にあると思われる。

φ１４６mm孔内の不連続面Ｎｏ.９は、方位および傾斜からみてφ７６mm孔内の不連続面Ｎｏ.２１あるいは不連続面Ｎｏ.２２に連続していると見なせるから、連続性の高い不連続面と考えられる。この不連続面の応力をＮｏ.１２応力測定値から求めると、σ＝１.２７ＭＰａ＜τ＝３.８６ＭＰａである。同様に、不連続面Ｎｏ.２１では　σ＝０.３４ＭＰａ＜τ＝２.２８ＭＰａ、不連続面Ｎｏ.２２ではσ＝２.２ＭＰａ　＜　τ＝３.９９ＭＰａである。すべてσ＜τであることから判断して、この不連続面群は安定性の低い応力場にあると考えられる。

φ１４６mm孔内の不連続面Ｎｏ.１０はＮｏ.１２応力測点とＮｏ.１３応力測点とにはさまれている。Ｎｏ.１２応力測定値からはσ＝０.７１ＭＰａ＜τ＝２.５７ＭＰａが、Ｎｏ.１３応力測定値からは、σ＝４.０９ＭＰａ＞τ＝２.６２ＭＰａがそれぞれ求められている。せん断応力の値は揃っているが、垂直応力の大きさは異なり空洞側で小さい。したがって、不連続面Ｎｏ.１０は奥部では安定であるが、壁面に近い部分で安定性が低い応力状態に置かれていることになる。

４.５ｍ以奥の不連続面応力をまとめて図示すると図３．４．１８のようである。同図の黒丸は前述した理由により安定性が低く、白丸は安定な応力状態にあると判断したものである。安定性が低い不連続面応力は一本の直線上に分布しているようであるが、その数は少なく安定性の高い不連続面の方が多く存在している。これは、不連続面周囲の岩盤の拘束によるもの考えられ、４.５ｍ以奥は弾性領域であると判断できる。

４.５ｍ以奥の不連続面の極をシュミットネットに描くと図３．４．１９のようであり、不安定と考えられた黒丸の不連続面は傾斜が小さい。これは、最大主応力が壁面に平行な走向で傾斜約６０度の面内に存在したために他ならない。

３．５ 結　言

安定解析のインプットとなるべき不連続面の幾何形状、その力学特性および岩盤の応

力状態を求めるためにボーリング孔を利用した原位置調査法を開発し、この方法を地下発電所の大空洞に適用し、周辺岩盤の３次元応力分布と不連続面の力学特性を決定した。

３．２では、ボアホールを利用したボアホールカメラによる不連続面の調査法を述べ空洞側壁内の調査を行ない、つぎのような結果を得た。

1） ボアホールカメラを用いた不連続面調査はボアホール内の不連続面の状態を精度よく決定することができ、シュミットネット等の記述が可能である。

2） 観測された不連続面は、空洞軸と平行な走向を持ち、空洞側壁近くに密集していることが明らかとなった。

3） 不連続面の開口、充填物の状態からすると、側壁近くの不連続面は潜在していたものではなく、空洞施工中に発生したものでいわゆるゆるみ領域を形成していたと考えられ、その領域は側壁から約４ｍ程度であった。

３．３では、岩盤内の応力の測定のための応力解放法による球状孔底ひずみ法を開発し、測定原理、測定精度、測定システムについて検討し、つぎのような結果を得た。

4） 球状孔底ひずみ法はボアホール孔底を球状に加工し、そこにひずみゲージを貼付し、応力解放をする方法であり、測定精度はひずみ測定位置に依存し、$\phi=$ １３０度の位置が最も良いことを明らかにした。

5） 従来の方法に比較して特にボアホール軸方向の応力の測定精度が高くなり、１回の測定で３次元的な応力が決定できる。したがって、ボアホール中でこの測定をくり返すことによって応力分布をも決定することが可能である。

6） 応力測定のシステムを開発し、弾性係数の決定法を確立した。

３．４では、応力測定を空洞側壁面から２．１２～１４．５１ｍの間での９ヶ所で行ない、弾性係数を決定して側壁岩盤内の応力分布を求め、つぎのような結果を得た。

7） 決定された応力分布は最小主応力がボーリング軸方向にあり、最大および中間主応力は側壁面に平行な走向をもち、ＳＷ方向に傾斜約３０度の面内に存在していることが明らかになった。また、応力分布は、側壁から７．５ｍ奥で最大応力を示し、側壁からこの位置までの応力の増加は急激であるが、奥部での低下は緩やかであることが明確となった。

8） 決定された応力分布と不連続面の分布状態を考慮すると、空洞壁面近くのゆるみ域は３．６ｍ程度であることが明らかとなった。

9） 求めた応力分布より岩盤内の不連続面に作用する応力を求めた。この値を用いて不連続面の摩擦特性と検討し、ゆるみ領域の不連続面は不安定で、その摩擦角は５６度、粘着力は０．３ＭＰａであることを推定した。

１０）提案した方法を用いると原位置での３次元岩盤応力と不連続面の強度特性を同時に精度よく求めることが可能であり、工学的に有効な方法であることが証明された。

参 考 文 献

1) Deere, D. V. :Technical description of rock cores for engineering purpose, Rock Mech. Eng. Geol. , vol. 1, pp. 17-22,1964.

2) 飯島利仁：ボアホールカメラでのぞいた世界、土木学会論文集、No. 361、VI-3、pp. 64-68、1985.

3) 堀義直：ボアホールテレビ、土木学会論文集、No. 361、VI-3、pp. 120-121、1985.

4) 菅原勝彦、尾原祐三、岡村宏、王濱南：球状孔底ひずみ測定による３次元岩盤応力の決定－岩盤応力分布の測定に関する研究（第１報）－、日本鉱業会誌、１０１巻、１１６７号、pp. 277-282、1985.

5) 菅原勝彦、尾原祐三、岡村宏：応力解放法による球面孔底ひずみの測定－岩盤応力分布の測定に関する研究（第２報）－、日本鉱業会誌、１０２巻掲載予定、1986.

6) 尾原祐三、菅原勝彦、岡村宏、松山雅典：大空洞周辺応力分布の測定、日本鉱業会九州支部春季例会、1985.

7) Sugawara, K. and Y. Obara:Measurement of in situ rock stress by hemisphrical-ended technique, Int. J. Mining Sci. Technology, (to be appeared)

8) 川股重也：Finite Element Methodによる回転体の非軸対称問題の解析、コンピュータ使用による構造解析講習会テキスト、日本鋼構造協会、pp. 246-256、1968.

9) 近藤良夫、舟阪渡：技術者のための統計的方法、共立出版、pp. 578-588、1967.

10) 亀岡美友：ボアホール底面上の応力の解放による岩盤応力測定に関する研究、昭和５３年１２月、京都大学学位論文、1973.

11) 御牧陽一：新高瀬川地下発電所地点における初期地圧の測定結果について、第８回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集、pp. 67-71、1973.

12) たとえば、金川忠、林正夫、北原義浩：地圧の計測法と応用、電力土木、No. 163、pp. 31-42、1979.

4．不連続岩盤の力学挙動の解析法とその適用

4．1 緒 言

岩盤構造物が計画された場合、前章までのような一連の研究を実施し、その結果を踏まえて岩盤のモデルを構築し、このモデルを用いて安定解析を行なうことが望ましい。岩盤のモデル化は、不連続面の多様性を考慮すると、それに応じた方法が採られるべきであり、さらに、そのモデルに対する解析法も準備されるべきである。

不連続体としての岩盤を数値解析で取り扱う場合、２つのモデル化の方法が考えられる。１つは、不連続体としての岩盤をそれと等価な連続体と見なす方法であり、他方は、岩盤をそのまま不連続体としてモデル化する方法である。前者における安定解析は、岩盤を均質等方体、異方体あるいは不均質体として取り扱い、後者においては、断層や成層面などの不連続面、岩盤構造物の建設にともなって新たに発生する破壊面等をモデル化あるいはそれらを考慮した解析法を用いて行われる。

本章は、不連続面を考慮した岩盤挙動予測のための数理モデルを用いた計算法を開発し、それぞれの問題に応じたアプローチの方法を提案するものである。具体的には、層状地盤上におかれた基礎、不連続面の一面せん断試験、斜面の逐次破壊現象および採炭による地表沈下に対してモデル化を行ない、変形・応力解析を実施した。最後に結言では、本章で得られた結果を述べるとともに、不連続体としての従来の解析法と本章で提案した解析法との比較を行なった。

4．2 成層地盤の解析解

4．2．1 多層成層地盤の理論解

堆積地盤は地殻変動やそれにともなう外力が作用していない場合は水平成層状態である。地盤を半無限弾性体とみなし、地上面に鉛直荷重あるいはせん断荷重が作用した場合の理論解をBoussinesq[1]、Cerruti[2]が求めており、水平層状地盤に対してはKafka[2]、Sontag[2]がこれを求めている。これらの解は各層の弾性定数を用いて補正弾性定数を求め、

直交異方性として取り扱ったり、各層間の摩擦は伝播しないとして、層の厚さの違いによる応力伝播の性状を考察している。これに対してMaury[3]は、長方形板の解析手法として一般的な２次元弾性論を応用し、多層成層地盤の理論式を求めている。

本節では、層間の接触状態を考慮した多層成層地盤の変形、応力状態をMauryの提案した方法について検討し、この地盤上に鉛直分布荷重が作用したときの地盤の力学挙動解析を行った結果について述べる。

本方法では、多層成層地盤をせん断力を伝達する長方形板の重ねあわせのモデルとし、長方形板に任意荷重が作用したときのAiryの応力関数を用いて応力・変形解析を行なう。本方法は、厚さが異なる多層地盤であったり、地盤中に弾性定数が異なる層が存在している場合にも適用が可能であり、さらに、マイクロコンピューターを用いて解析が行なえる利点を有している。

図４．２．１に示すように、n層よりなる平面ひずみ状態の多層地盤モデルを考え、各層内に水平方向にx軸、鉛直方向にy軸を定める[3]。第n層は半無限弾性体であり、各層は均質等方の弾性体とし、m層の層厚を$h_m=2b_m$、Young率をE_m、Poisson比をν_mとする。

いま、第m層のAiryの応力関数を$\Phi_m(x, y)$とすると、$\Phi_m(x, y)$は重調和関数であり次式を満足する。

$$\nabla^4 \Phi_m(x, y)=0 \tag{4.2.1}$$

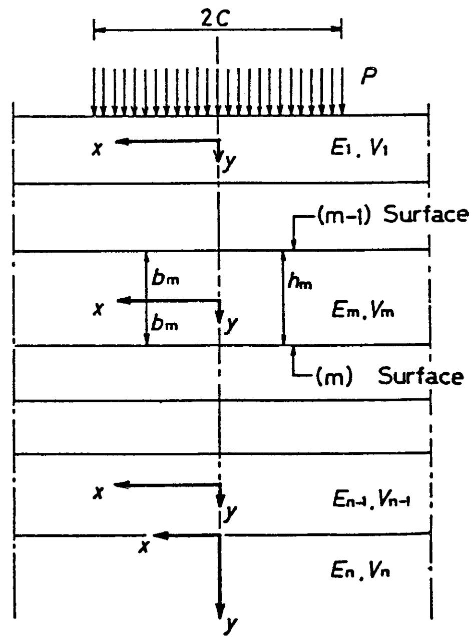


図4.2.1 多層地盤モデルと座標系

また、応力成分は

$$(\sigma_x)_m = \partial^2 \Phi_m(x, y)/\partial^2 y$$
$$(\sigma_y)_m = \partial^2 \Phi_m(x, y)/\partial^2 x$$
$$(\tau_{xy})_m = -\partial^2 \Phi_m(x, y)/\partial x \partial y \tag{4.2.2}$$

で与えられる。平面ひずみ状態を考えると、各ひずみ成分は次式で与えられる。

$$(\varepsilon_x)_m=\partial u/\partial x=(1/E_m)[(1-\nu_m^2)(\partial^2\Phi_m/\partial y^2)-\nu_m(1+\nu_m)(\partial^2\Phi_m/\partial x^2)]$$

$$(\varepsilon_y)_m=\partial v/\partial y=(1/E_m)[-\nu_m(1+\nu_m)(\partial^2\Phi_m/\partial y^2)+(1-\nu_m^2)(\partial^2\Phi_m/\partial x^2)]$$

$$\begin{aligned}(\gamma_{xy})_m&=[(\partial u/\partial y)+(\partial v/\partial x)]/2\\&=-[(1+\nu_m)/E_m](\partial^2\Phi_m/\partial x\partial y)\end{aligned} \qquad (4.2.3)$$

ここで、uおよびvはそれぞれx、y方向の変位成分である。いま、次のような変位関数を導入する。

$$\begin{aligned}\partial^2\Psi_m(x,y)/\partial x\partial y&=\partial^2\Phi_m(x,y)/\partial x^2+\partial\Phi_m(x,y)/\partial y^2\\&=\nabla^2\Phi_m(x,y)\end{aligned} \qquad (4.2.4)$$

式（4．2．4）を用いて式（4．2．3）を積分すると、次式で示される変位成分が得られる。

$$\begin{aligned}(u)_m&=(1/E_m)[(1-\nu_m^2)(\partial\Psi_m/\partial y)-(1+\nu_m)(\partial\Phi_m/\partial x)]\\(v)_m&=(1/E_m)[(1-\nu_m^2)(\partial\Psi_m/\partial x)-(1+\nu_m)(\partial\Phi_m/\partial y)]\end{aligned} \qquad (4.2.5)$$

ただし、

$$\partial^2\Psi_m/\partial x^2+\partial^2\Psi_m/\partial y^2=0$$

である。なお、Φ_m、Ψ_mは$\Phi_m(x,y)$、$\Psi_m(x,y)$を意味する。

第m層の Airy の応力関数は式（4．2．1）を満足し、次のように書くことができる[4)]。

$$\Phi_m(x,y)=\int_0^\infty 1/\alpha^2\cdot[A_m(\alpha)\cosh\alpha y+B_m(\alpha)\alpha y\sinh\alpha y \qquad (4.2.6)$$

$$+ C_m(\alpha)\sinh\alpha y + D_m(\alpha)\alpha y\cosh\alpha y] \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

ここで、$A_m(\alpha)$、$B_m(\alpha)$、$C_m(\alpha)$、$D_m(\alpha)$は各層によって決定される定数で、αのみの関数である。ただし、$\alpha = n\pi/\ell$であり、ℓは層の長さである。式（4．2．2）～式（4．2．6）を用いると第m層の応力成分および変位成分は次式で与えられる。

$$(\sigma_x)_m = \int_0^\infty [(A_m + 2B_m)\cosh\alpha y + B_m\alpha y\sinh\alpha y$$
$$+(C_m + 2D_m)\sinh\alpha y + D_m\alpha y\cosh\alpha y] \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(\sigma_y)_m = -\int_0^\infty [A_m\cosh\alpha y + B_m\alpha y\sinh\alpha y + C_m\sinh\alpha y$$
$$+ D_m\alpha y\cosh\alpha y] \cdot \cos x \cdot d\alpha$$

$$(\tau_{xy})_m = \int_0^\infty [(A_m + B_m)\sinh\alpha y + B_m\alpha y\cosh\alpha y$$
$$+(C_m + D_m)\cosh\alpha y + D_m\alpha y\sinh\alpha y] \cdot \sin\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(u)_m = 1/E_m \int_0^\infty 1/\alpha \cdot [2(1 - \nu_m^2)(B_m\cosh\alpha y$$
$$+ D_m\sinh\alpha y) + (1 + \nu_m)(A_m\cosh\alpha y$$
$$+ B_m\alpha y\sinh\alpha y + C_m\sinh\alpha y$$
$$+ D_m\alpha y\cosh\alpha y)] \cdot \sin x \cdot d\alpha$$

$$(v)_m = 1/E_m \int_0^\infty 1/\alpha \cdot [2(1 - \nu_m^2)(B_m\sinh\alpha y + D_m\cosh\alpha y)$$
$$-(1 - \nu_m)\{(A_m + B_m)\sinh\alpha y + B_m\alpha y\cosh\alpha y$$
$$+(C_m + D_m)\cosh\alpha y + D_m\alpha y\sinh\alpha y\}] \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

（4．2．7）

なお、$A_m(\alpha)$～$D_m(\alpha)$はA_m～D_mのように記述している。

第n層で半無限体となると仮定すると、第n層内での応力関数は次式で示される。

$$\Phi_n(x, y) = \int_0^\infty 1/\alpha^2 \cdot [-K_{n-1}(\alpha)(1 + \alpha y)$$
$$+ L_{n-1}(\alpha)\alpha y] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

（4．2．8）

このとき、応力成分および変位成分は次式で与えられる。

$$(\sigma_y)_n = \int_0^{\infty} [K_{n-1}(\alpha)(1-\alpha y) + L_{n-1}(\alpha)(\alpha y-2)] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(\sigma_x)_n = \int_0^{\infty} [K_{n-1}(\alpha)(1+\alpha y) - L_{n-1}(\alpha)\alpha y] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(\tau_{xy})_n = \int_0^{\infty} [K_{n-1}(\alpha)\alpha y + L_{n-1}(\alpha)(1-\alpha y)] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \sin\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(u)_n = 1/E_n \int_0^{\infty} 1/\alpha \cdot [2(1-\nu_n^2)(K_{n-1}(\alpha)-L_{n-1}(\alpha)) + (1+\nu_n)\{-K_{n-1}(\alpha)(1+\alpha y) + L_{n-1}(\alpha)\alpha y\}] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \sin\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(v)_n = 1/E_n \int_0^{\infty} 1/\alpha \cdot [2(1-\nu_n^2)(L_{n-1}(\alpha)-K_{n-1}(\alpha)) - (1+\nu_n)\{K_{n-1}(\alpha)\alpha y + L_{n-1}(\alpha)(1-\alpha y)\}] \cdot \exp(-\alpha y) \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

（４．２．９）

ここで、$K(\alpha)$、$L(\alpha)$は層の境界面に作用するσ_yとτ_{xy}に関するもので、αのみの関数である。

４．２．２ 応力関数の境界条件

第ｍ層と第（ｍ－１）層との層間における境界面でのσ_yとτ_{xy}は次式のように書くことができる。以下、$A_m(\alpha)$はA_m、$K_m(\alpha)$はK_mというように記述する。

$$(\sigma_y)_m = \int_0^{\infty} K_m \cdot \cos\alpha x \cdot d\alpha$$

$$(\tau_{xy})_m = \int_0^{\infty} L_m \cdot \sin\alpha x \cdot d\alpha \qquad (4.2.10)$$

これは、第m層を基準として次式のように表現することができる。

$y=+b_m$の場合

$$[\sigma_y(x,+b_m)]_m=\int_0^\infty K_m\cdot\cos\alpha x\cdot d\alpha$$

$$[\tau_{xy}(x,+b_m)]_m=\int_0^\infty L_m\cdot\sin\alpha x\cdot d\alpha$$

$y=-b_m$の場合

$$[\sigma_y(x,-b)]_m=\int_0^\infty K_{m-1}\cdot\cos\alpha x\cdot d\alpha$$

$$[\tau_{xy}(x,-b_m)]_m=\int_0^\infty L_{m-1}\cdot\sin\alpha x\cdot d\alpha \qquad (4.2.11)$$

m＝１のときKおよびLはK_0、L_0となり、これらは地表面に作用している垂直、せん断応力に関係する項となる。

いま、地表面の幅２Ｃに鉛直分布荷重Ｐが作用しているとする。このときFourier変換を行なうと、地表面のK_0は

$$K_0=-2PC/\pi\cdot\sin\alpha C/\alpha C \qquad (4.2.12)$$

で示される。集中荷重の場合は同様に次式のようである。

$$K_0=-P/\pi \qquad (4.2.13)$$

本解析においてはせん断荷重は作用していないものとして$L_0=0$とする。

さて、各層間の接触状態によって境界条件を考えると、

層間が完全に付着している場合

$$\begin{aligned}
&(1)\quad [\sigma_y(x,+b_m)]_m=[\sigma_y(x,-b_{m+1})]_{m+1}\\
&(2)\quad [\tau_{xy}(x,+b_m)]_m=[\tau_{xy}(x,-b_{m+1})]_{m+1} \qquad (4.2.14)\\
&(3)\quad [u(x,+b_m)]_m=[u(x,-b_{m+1})]_{m+1}\\
&(4)\quad [v(x,+b_m)]_m=[v(x,-b_{m+1})]_{m+1}
\end{aligned}$$

層間が完全にすべる場合

$$
\begin{aligned}
&(1)\quad [\sigma_y(x, +b_m)]_m = [\sigma_y(x, -b_m)]_{m+1} \\
&(2)\quad [\tau_{xy}(x, +b_m)]_m = [\tau_{xy}(x, -b_m)]_{m+1} \qquad (4.2.15) \\
&(3)\quad [v(x, +b_m)]_m = [v(x, -b_{m+1})]_{m+1}
\end{aligned}
$$

が成り立つ。半無限層と上部の層との間では、つぎの条件が成立する。

層間が完全に付着している場合

$$
\begin{aligned}
&(1)\quad [\sigma_y(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [\sigma_y(x, 0)]_n \\
&(2)\quad [\tau_{xy}(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [\tau_{xy}(x, 0)]_n \qquad (4.2.16) \\
&(3)\quad [u(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [u(x, 0)]_n \\
&(4)\quad [v(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [v(x, 0)]_n
\end{aligned}
$$

層間が完全にすべる場合

$$
\begin{aligned}
&(1)\quad [\sigma_y(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [\sigma_y(x, 0)]_n \\
&(2)\quad [\tau_{xy}(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [\tau_{xy}(x, 0)]_n \qquad (4.2.17) \\
&(3)\quad [v(x, +b_{n-1})]_{n-1} = [v(x, 0)]_n
\end{aligned}
$$

4．2．3 応力関数の係数

Airyの応力関数の係数、すなわち式（4．2．6）、式（4．2．7）のA_m、B_m、C_m、D_mは次のようにして決定することができる。

式（4．2．11）および式（4．2．14）を用いると、次式を得る。

$$
\begin{aligned}
&A_m \cosh\alpha b_m + B_m \alpha b_m \sinh\alpha b_m = -(K_m + K_{m-1})/2 \\
&C_m \sinh\alpha b_m + D_m \alpha b_m \cosh\alpha b_m = -(K_m - K_{m-1})/2 \\
&(C_m + D_m)\cosh\alpha b_m + D_m \alpha b_m \sinh\alpha b_m = (L_m + L_{m+1})/2 \\
&(A_m + B_m)\sinh\alpha b_m + B_m \alpha b_m \cosh b_m = (L_m - L_{m+1})/2
\end{aligned}
\qquad (4.2.18)
$$

上式より、係数A_m、B_m、C_m、D_mが以下のように決定される。

$$A_m = [-(K_m + K_{m-1})(\alpha b_m \cosh\alpha b_m + \sinh\alpha b_m)$$

$$-(L_m-L_{m-1})\cdot\alpha b_m\sinh\alpha b_m]/\gamma_m$$

$$B_m=[(K_m+K_{m-1})\cdot\sinh\alpha b_m+(L_m-L_{m-1})\cdot\cosh\alpha b_m]/\gamma_m$$

$$C_m=[-(K_m-K_{m-1})(\alpha b_m\sinh\alpha b_m+\cosh\alpha b_m)$$
$$-(L_m-L_{m-1})\cdot\alpha b_m\cosh\alpha b_m]/\delta_m$$

$$D_m=[(K_m-K_{m-1})\cdot\cosh\alpha b_m+(L_m+L_{m-1})\cdot\sinh\alpha b_m]/\delta_m$$

（４．２．１９）

ここに、

$$\gamma_m=\sinh 2\alpha b_m+2\alpha b_m$$
$$\delta_m=\sinh 2\alpha b_m-2\alpha b_m$$

である。

以上は、完全付着状態の場合である。完全すべり状態の場合は、Ｌに関する項を零とすることにより係数を決定することができる。

４．２．４ 完全付着状態の理論式

具体的に、完全付着状態の場合を考えてみよう。この場合、境界条件は式（４．２．１４）で与えられ、応力関数内の係数は式（４．２．１９）で与えられる。ここで式（４．２．１４）の（３）より

$$[u(x,+b_m)]_m=[u(x,-b_{m+1})]_{m+1} \qquad (4.2.20)$$

である。したがって、式（４．２．２０）に式（４．２．１９）を代入してＫ、Ｌについて整理すると、つぎのようになる。

$$[\{2(1-\nu_m^2)/E_m\}(\sinh 2\alpha b_m/2)(1/\gamma_m-1/\delta_m)]K_{m-1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m^2)/E_m\}(\sinh 2\alpha b_m/2)(1/\gamma_m+1/\delta_m)$$

$$-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}(\sinh 2\alpha b_{m+1}/2)(1/\gamma_{m+1} + 1/\delta_{m+1})-(1+\nu_m)/E_m-(1+\nu_{m+1})/E_{m+1}]K_m$$

$$+[-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}(\sinh 2\alpha b_{m+1}/2)(1/\gamma_{m+1} - 1/\delta_{m+1})]K_{m+1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}\{-(\cosh\alpha b_m)^2/\gamma_m + (\sinh\alpha b_m)^2/\delta_m\}]L_{m-1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}\{(\cosh\alpha b_m)^2/\gamma_m+(\sinh\alpha b_m)^2/\delta_m\} +\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}\{(\cosh\alpha b_{m+1})^2/\gamma_{m+1} +(\sinh\alpha b_{m+1})^2/\delta_{m+1}\}]L_m$$

$$+[-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}\{(\cosh\alpha b_{m+1})^2/\gamma_{m+1} -(\sinh\alpha b_{m+1})^2\delta_{m+1}\}]L_{m+1}$$

$$=0 \qquad (4.2.21)$$

同様に式（４．２．１４）の（４）より

$$[v(x, +b_m)]_m=[v(x, -b_{m+1})]_{m+1} \qquad (4.1.22)$$

であるので、式（４．２．２２）に式（４．２．１９）を代入してＫ、Ｌについて整理すると、つぎのようになる。

$$[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}\{(\sinh\alpha b_m)^2/\gamma_m-(\cosh\alpha b_m)^2/\delta_m\}]K_{m-1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}\{(\sinh\alpha b_m)^2/\gamma_m+(\cosh\alpha b_m)^2/\delta_m\} -\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}\{-(\sinh\alpha b_{m+1})^2/\gamma_{m+1} -(\cosh\alpha b_{m+1})/\delta_{m+1}\}]K_m$$

$$+[-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}\{-(\sinh\alpha b_{m+1})^2/\gamma_{m+1}$$

$$+(\cosh\alpha b_{m+1})^2/\delta_{m+1}\}]K_{m+1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}(\sinh 2\alpha b_m/2)(-1/\gamma_m+1/\delta_m)]L_{m-1}$$

$$+[\{2(1-\nu_m{}^2)/E_m\}(\sinh\alpha b_m/2)(1/\gamma_m+1/\delta_m)$$
$$-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}(\sinh 2\alpha b_{m+1}/2)(1/\gamma_{m+1}$$
$$+1/\delta_{m+1})-(1+\nu_m)/E_m+(1+\nu_{m+1})/E_{m+1}]L_m$$

$$+[-\{2(1-\nu_{m+1}{}^2)/E_{m+1}\}(\sinh 2\alpha b_{m+1}/2)(-1/\gamma_{m+1}$$
$$+1/\delta_{m+1})]L_{m+1}$$

$$=0 \qquad (4.2.23)$$

第ｎ層の岩盤は半無限層である。式（４．２．１６）の（３）より

$$[u(x,+b_{n-1})]_{n-1}=[u(x,0)]_n \qquad (4.2.24)$$

であるので、次式を得る。式（４．２．２４）に式（４．２．１９）を代入してＫ、Ｌについて整理すると、つぎのようである。

$$[\{2(1-\nu_{n-1}{}^2)/E_{n-1}\}(\sinh 2\alpha b_{n-1}/2)(1/\gamma_{n-1}-1/\delta_{n-1})]K_{n-2}$$

$$+[\{2(1-\nu_{n-1}{}^2)/E_{n-1}\}(\sinh 2\alpha b_{n-1}/2)(1/\gamma_{n-1}+1/\delta_{n-1})$$
$$-2(1-\nu_n{}^2)/E_n-(1+\nu_{n-1})/E_{n-1}+(1+\nu_n)/E_n]K_{n-1}$$

$$+[\{2(1-\nu_{n-1}{}^2)/E_{n-1}\}\{-(\cosh\alpha b_{n-1})^2/\gamma_{n-1}$$
$$+(\sinh\alpha b_{n-1})^2/\delta_{n-1}\}]L_{n-2}$$

$$+[\{2(1-\nu_{n-1}{}^2)/E_{n-1}\}\{(\cosh\alpha b_{n-1})^2/\gamma_{n-1}$$
$$-(\sinh\alpha b_{n-1})^2/\delta_{n-1}\}+2(1-\nu_n{}^2)/E_n]L_{n-1}$$

$$=0 \qquad (4.2.25)$$

同様に式（４．２．１６）の（４）より

$$[v(x, +b_{n-1})]_{n-1}=[v(x, 0)]_n \qquad (4.2.26)$$

であるので、次式を得る。式（４．２．２６）に式（４．２．１９）を代入してＫ、Ｌについて整理すると、つぎのようになる。

$$\begin{aligned}
&[\{2(1-\nu_{n-1}^2)/E_{n-1}\}\{(\sinh\alpha b_{n-1})^2/\gamma_{n-1} \\
&\qquad -(\cosh\alpha b_{n-1})^2/\delta_{n-1}\}]K_{n-2} \\
&+[\{2(1-\nu_{n-1}^2)/E_{n-1}\}\{(\sinh\alpha b_{n-1})^2/\gamma_{n-1}+(\cosh\alpha b_{n-1})^2/\delta_{n-1}\} \\
&\qquad +2(1-\nu_n^2)/E_n]K_{n-1} \\
&+[\{2(1-\nu_{n-1}^2)/E_{n-1}\}(\sin 2\alpha b_{n-1}/2)(-1/\gamma_{n-1}+1/\delta_{n-1})]L_{n-2} \\
&+[\{2(1-\nu_{n-1}^2)/E_{n-1}\}(\sinh 2\alpha b_{n-1}/2)(1/\gamma_{n-1}+1/\delta_{n-1}) \\
&\qquad -2(1-\nu_n^2)/E_n-(1+\nu_{n-1})/E_{n-1}+(1+\nu)/E_n]L_{n-1} \\
&=0 \qquad (4.2.27)
\end{aligned}$$

４．２．５ 完全すべり状態の理論式

完全すべり状態の場合を考える。この場合の境界条件は式（４．２．１５）、（４．２．１７）で与えられ、応力関数内の係数は、せん断応力が零のためＬに関する項を零とした形で得られる。すなわち、式（４．２．２３）および式（４．２．２７）において、$L_m=L_{m-1}=0$および$L_{n-2}=L_{n-1}=0$として求められる。

以上、完全付着状態および完全すべり状態の理論式について述べてきたが、これは各層間での漸化式より表現され、これらを連立して解くことによって、各層の係数Ｋ、Ｌが定まる。この定まった係数を式（４．２．１９）に代入することによって、各層の応力関数係数を求める。この値を用いて、式（４．２．７）、（４．２．９）に代入し、応力および変位を決定することができる。

計算手順を示すと図４．２．２のようである。まず、インプットデータを読み込む。

つぎに、サブルーチンMATRIXで、各層で得られる漸化式を、マトリックスに代入する。これを、サブルーチンGAUSSで解くことによって、各層のK、Lが求まる。得られたK、Lを用いて各層の応力および変位をサブルーチンSTSCPXで計算する。K_nの値が一定値に収束するまで順次計算を繰り返し、収束状態をサブルーチンSTSCPX内に設けたCHECKで判別し、収束した場合、応力および変位を印刷させ、計算は終了する。

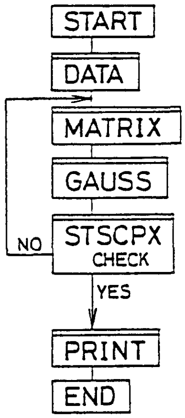


図4.2.2 計算手順

４．２．６ 連続体地盤の力学挙動解析

完全付着の場合、すなわち、連続体である地盤に鉛直分布荷重が作用した場合の解析モデルを示すと図４．２．３のようである。地表面にx軸、深さ方向にy軸を設定し、地盤はYoung率Ｅ＝０．５ＧＰa、Poisson比ν＝０．２０、鉛直荷重は等分布荷重で荷重幅２Ｃ＝４ｍ、荷重Ｐ＝０．１ＭＰaとする。また、式（４．２．１２）のαはπ／１００として解析を行なった。以下、この解析モデルを基本モデルと呼ぶことにする。

地表面上でのK_nの変化のようすを示すと図４．２．４のようである。αが半周期でK_nは大きく減少し、その後は徐々に零に漸近するように振動する。解析は６πの周期まで積分した。

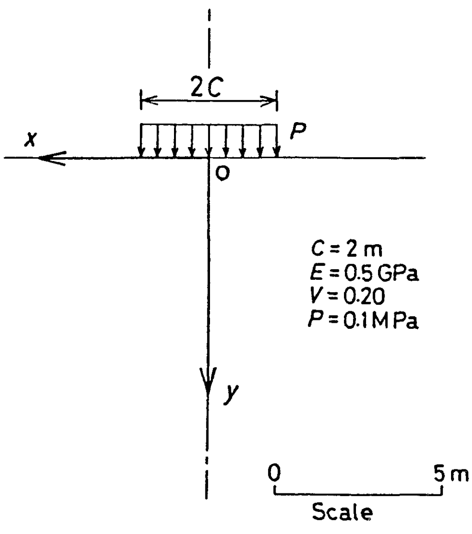


図4.2.3 解析モデル(基本モデル)

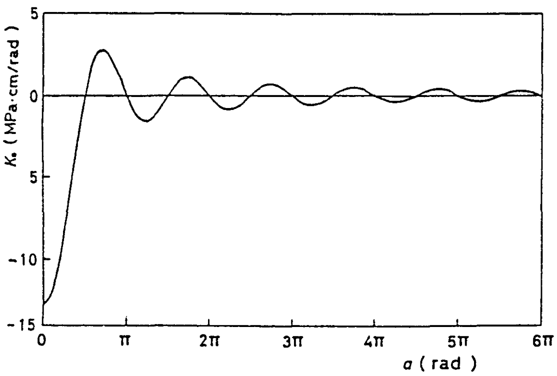


図4.2.4 K_nの変化

つぎに、地表面でのσ_yの分布を示すと図４．２．５のようである。等分布荷重は載荷端でわずかに乱れが生じているが、全体としてはよい近似と思われる。

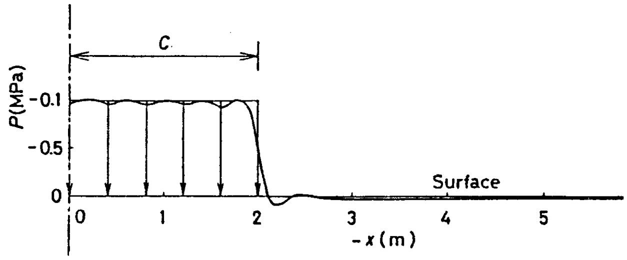


図4.2.5 地表面でのσ_yの分布

地盤内の応力について検討する。地表面に鉛直分布荷重が作用した場合の理論解は次式で与えられている[5]。

$$\sigma_x = -(P/\pi)[T(x,\ y) - 2y(1 - x^2 + y^2)K(x,\ y)]$$
$$\sigma_y = -(P/\pi)[T(x,\ y) + 2y(1 - x^2 + y^2)K(x,\ y))$$
$$\tau_{xy} = -(4P/\pi)xy^2K(x,\ y) \qquad (4.2.28)$$

ここで、

$$T(x,\ y) = \mathrm{Arctan}[-2y/(1 - y^2 + x^2)]$$
$$K(x,\ y) = 1/[(1 + x^2 + y^2) - 4x^2]$$

である。対称軸上のσ_y/Pおよびσ_x/Pについて、理論式と解析解より得られた結果を示すと、図４．２．６のようである。地表面近くでわずかな誤差が生じるが、深部では理論解とよく一致している。地盤内のσ_y/Pの応力分布を示すと図４．２．７のようであり、地盤内には、応力球根が見られる。

つぎに、荷重がＣ＝４ｍについて解析を行なった。地盤の弾性定数は、基本モデルと同様である。地盤内のσ_y/Pの分布を示すと、図４．２．８のようである。Ｃ＝２ｍに比べて応力球根は大きくなり、広い範囲に広がっている。

地盤は常に均質ではなく、弾性定数の異なるものが存在することがある。そこで、層厚４ｍの軟弱層が地盤中に存在しているとして解析を行なった。軟弱層は、Young率Ｅ＝０．１ＧＰａ、Poisson比ν＝０．３０で、鉛直分布荷重の幅と大きさは基本モデルと同様で

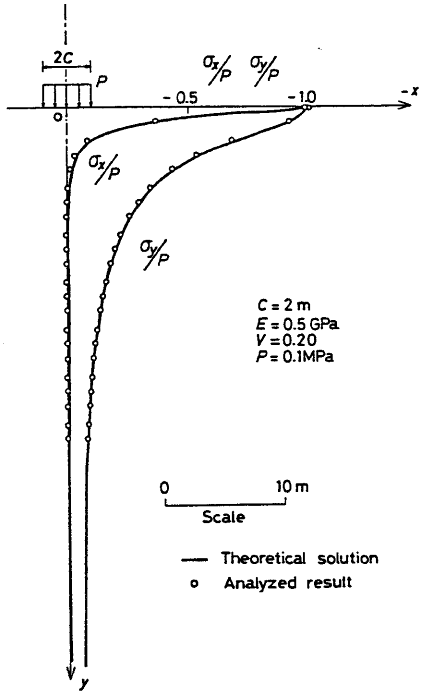


図4.2.6 理論解と解析解による対称軸上の
σ_y/Pおよびσ_x/Pの分布

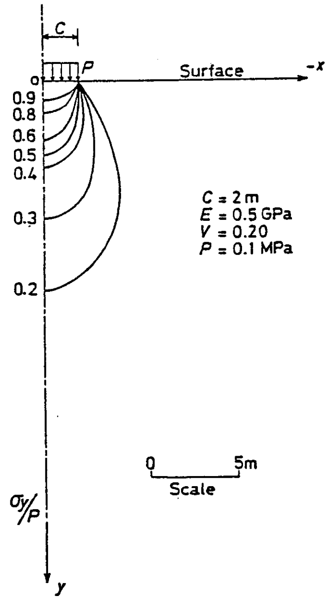


図4.2.7 荷重幅c＝2mの場合の
σ_y/Pの応力分布図

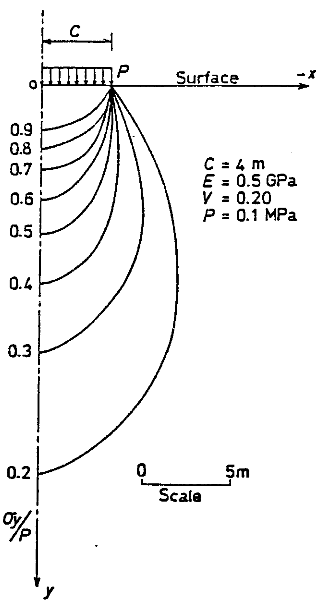


図4.2.8 荷重幅c＝4mの場合の
σ_y/Pの応力分布図

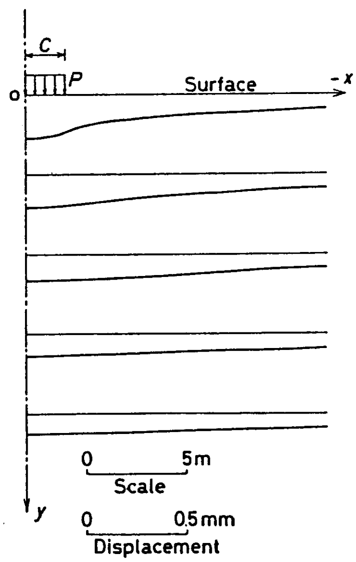


図4.2.9 地盤の変形状態
（基本モデル）

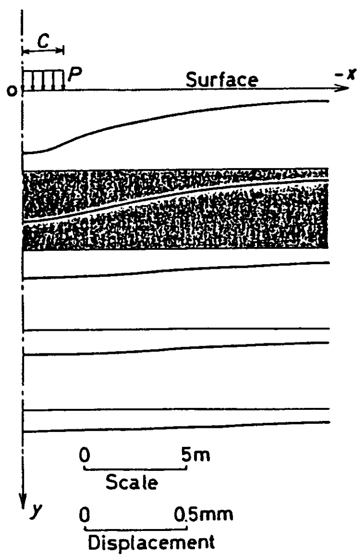


図4.2.10 軟弱層がある場合の地盤の
変形状態

ある。基本モデルおよび本モデルの地盤の変形状態を示すと図4．2．9および4．2．10のようである。図4．2．10は軟弱層が地表から第2層目、つまり地表面下4mの地点に存在する。軟弱層の上部では大きく変形し、この変形のため地表面の沈下量は大きくなる。しかし、軟弱層より深い所にある地盤は基本モデルとほぼ同程度の変形状態となる。

軟弱層の位置が、地表面に与える影響を検討するために、その位置と載荷中心の鉛直変位ｖとの関係を示すと図4．2．11のようである。軟弱層が地表面近くに与える影響は大きい。しかし、鉛直分布荷重幅のほぼ5～6倍ぐらいまで離れると、鉛直変位はほぼ一定値に漸近する。したがって、例えば有限要素法などの数値解析を行なう場合、この程度の有限境界を設定するならば、よい近似が得られるものと思われる。

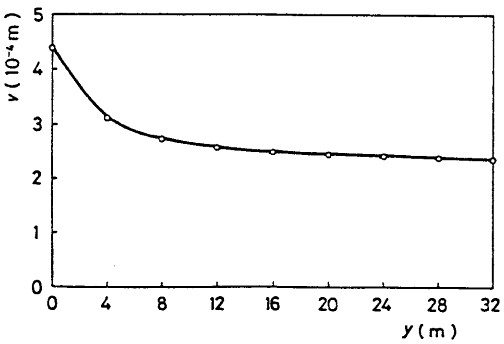


図4.2.11 軟弱層の位置と鉛直変位との関係

4．2．7 層間に摩擦力が存在しない地盤の力学挙動解析

半無限地盤上に、層厚4mの地盤が9層堆積しているモデルを用いて解析した。他の条件は基本モデルと同様である。対称軸上のσ_y/Pおよびσ_x/Pの分布を示すと図4．2．12のようである。同図には連続体地盤の基本モデルによって得られる結果も破線で描かれている。σ_y/Pは連続体地盤に比べて深部にまで伝達し、層間近くでわずかに乱れが生じている。層間に摩擦力が無い場合、各々の層は単独でたわむことができる。したがって、σ_x/Pは層の上部では圧縮、下方向では引張りとなる。さらに、この値は深くなるにつれて小さくなり、半無限層にまで伝達する。

地盤内のσ_y/Pおよびσ_x/Pの分布を示すと図4．2．13、4．2．14のようである。σ_y/Pは基本モデルの図4．2．7に比べて、横への広がりは同様であるが 、地下深くまで伝達している。σ_x/Pは各層で同様な傾向を示し、対称軸近くでは上部で圧縮、下部で引張応力が生じている。対称軸から離れると、反対に上部で引張り、下部で圧縮応力となる。対称軸近くのこの傾向は、深くなるにつれて顕著であり、圧縮および引張り領域は増していく。

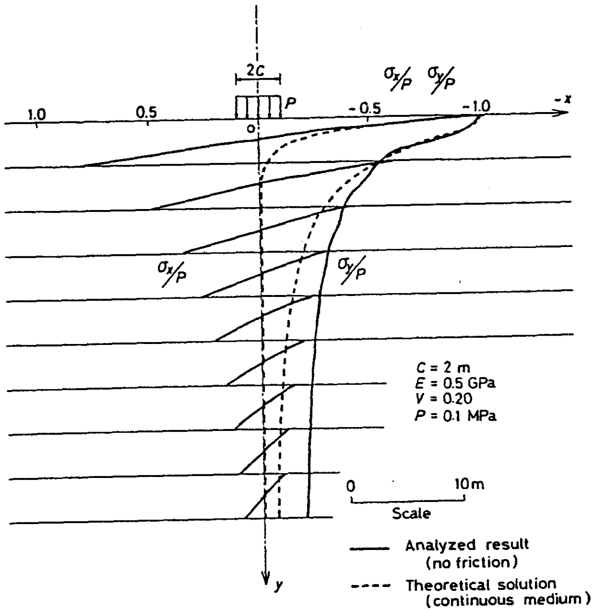


図4.2.12 対称軸上のσₓ/Pおよびσᵧ/Pの分布
（連続地盤における理論解を破線で記入）

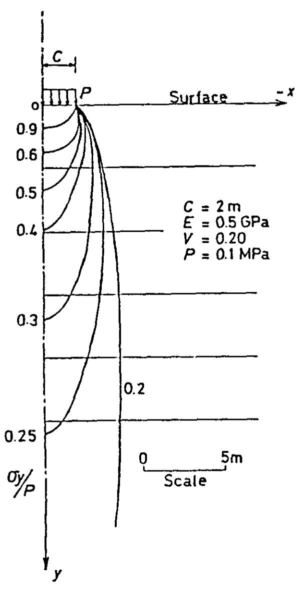


図4.2.13 σᵧ/Pの応力分布図

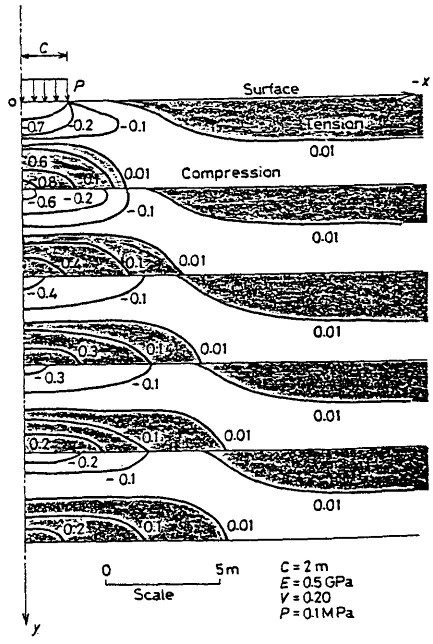


図4.2.14 σₓ/Pの応力分布図

４．３ 境界要素と有限要素のカップリングによる解析[7)8)]

４．３．１ 境界要素法の基礎

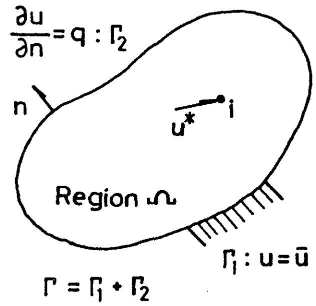


図4.3.1 記号の定義

境界要素法は無限領域を解析する得意な方法であり、半無限領域を扱う地盤工学、岩盤力学の分野ではとくに利用価値が高い[6)]。一方、有限要素法は材料特性すなわち、構成式を容易に導入することができ、岩盤の力学挙動の予測に有力な手段である。したがって、これらの解析法をカップリングすることができれば、より精度のよい解を得ることができると考えられる。本節では、境界要素法と有限要素法の利点を生かすためにこれらの解析法のカップリングを行う方法を提案し[7)8)]、水平層状地盤に適用した例[7)]について述べる。

図４．３．１に示す領域Ω内で支配方程式がラプラス方程式

$$\nabla^2 u = 0 \qquad (4.3.1)$$

を満足するようなポテンシャル関数uを考える。

境界条件は次式で与えられる。

$$\text{基本境界条件} \quad : \quad \Gamma_1 \text{上で} \quad u = \bar{u}$$
$$\text{自然境界条件} \quad : \quad \Gamma_2 \text{上で} \quad \partial u / \partial n = \bar{q} \qquad (4.3.2)$$

式（４．３．１）を式（４．３．２）のもとでsecond Green's theoremを用いて境界Γのみの未知数を含む積分方程式に変換し、解こうとするのが境界要素法(以下、ＢＥＭと略す)の基本概念である[9)]。

１次の導関数をもつ重み関数としてu*を用いると重みつき残差法としてつぎのように書くことができる。

$$\int_\Omega (\nabla^2 u) u^* d\Omega = \int_\Gamma (q - \bar{q}) u^* d\Gamma - \int_\Gamma (u - \bar{u}) q^* \Gamma \qquad (4.3.3)$$

ただし、

$$q=\partial u/\partial n,\quad q^*=\partial u^*/\partial n$$

である。

（４．３．３）式の左辺を部分積分して発散定理を用いると

$$\int_\Omega(\partial u/\partial x_k)(\partial u^*/\partial x_k)\,d\Omega=\int_{\Gamma_2}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1}q\,u^*\,d\Gamma$$
$$+\int_{\Gamma_1}(u-\bar{u})\,q^*\,d\Gamma \qquad (4.3.4)$$

を得る。さらに、左辺について部分積分を行なうと、

$$\int_\Omega(\partial u/\partial x_k)(\partial u^*/\partial x_k)\,d\Omega$$
$$=\int_\Omega(\partial/\partial x_k)\{u(\partial u^*/\partial x_k)\}\,d\Omega$$
$$-\int_\Omega u(\partial u^*/\partial x_k)(\partial u^*/\partial x_k)\,d\Omega$$
$$=\int_\Gamma u(\partial u^*/\partial n)\,d\Gamma-\int_\Omega u(\nabla^2 u^*)\,d\Omega \qquad (4.3.5)$$

を得て、これを（４．３．４）式に代入すると次式が得られる。

$$\int_\Omega u(\nabla^2 u^*)\,d\Omega=\int_{\Gamma_2}u\,q^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1}\bar{u}\,q^*\,d\Gamma$$
$$-\int_{\Gamma_2}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma-\int_{\Gamma_1}q\,u^*\,d\Gamma \qquad (4.3.6)$$

（４．３．６）式が境界要素法の基礎式である。

　さて、1つの集中負荷が点ｉに作用するときの支配方程式は

$$\nabla^2 u^*+\delta_i=0 \qquad (4.3.7)$$

となる。ここでδ_iはDiracのデルタ関数である。（４．３．７）式の解は基本解と呼ばれ、つぎのように性質を持つ。

$$\int_\Omega u(\nabla^2 u^* + \delta_i)\, d\Omega = \int_\Omega u\ (\nabla^2 u^*)\ d\Omega + \int_\Omega u\, \delta_i\, d\Omega$$
$$= \int_\Omega u\ (\nabla^2 u^*)\ d\Omega + u_i = 0 \qquad (4.3.8)$$

ここで、u_iは自載を与えた点における未知関数uの値である。（４．３．８）式より

$$\int_\Omega u\ (\nabla^2 u^*)\ d\Omega = -u_i \qquad (4.3.9)$$

であるから、（４．３．６）式は

$$u_i + \int_{\Gamma_2} u\, q^*\, d\Gamma + \int_{\Gamma_1} \bar{u}\, q^*\, d\Gamma = \int_{\Gamma_2} \bar{q}\, u^*\, d\Gamma + \int_{\Gamma_1} q\, u^*\, d\Gamma \qquad (4.3.10)$$

となる。ただし、

$$q = \partial u / \partial n, \quad q^* = \partial u^* / \partial n$$

である。

等方弾性体の２次元問題に対しては基本解は次式で与えられる。

$$u^* = 1/2\pi \cdot \ln(1/r) \qquad (4.3.11)$$

ここで、ｒは載荷点からの距離である。

（４．３．１０）式は領域内の任意の点で成立するが、問題をＢＥＭによって定式化するためには、この式を境界上で考慮する必要がある。

（４．３．１１）式のu^*はｒ＝０において特異点となる。特異点ｉのまわりに半径εなる半円を考え、ε→０となる極限をとることによってｉ点のu^*と見なすことが

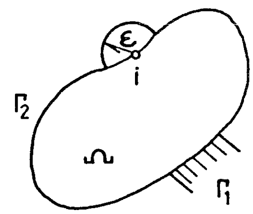


図4.3.2 境界点の特異積分

できる。図４．３．２に示すように、ｉが境界Γ_2上にあるとすると式（４．３．１０）はつぎのように書くことができる。ただし、境界はなめらかな境界を仮定している。

$$u_i+\int_{\Gamma_2-\Gamma_\varepsilon} u\,q^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_\varepsilon} u\,q^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1}\bar{u}\,q^*\,d\Gamma$$

$$=\int_{\Gamma_2-\Gamma_\varepsilon}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_\varepsilon}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1} q\,u^*\,d\Gamma \qquad (4.3.12)$$

ここで、極限操作を行なうと、つぎのようである。

$$\lim\left[\int_{\Gamma_\varepsilon} u\,q^*\,d\Gamma\right]=\lim\left[\int_0^\pi u(-1/2\pi)\,d\theta\right]=-u_i/2$$

$$\lim\left[\int_{\Gamma_\varepsilon}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma\right]$$

$$=\lim\left[\int_0^\pi \bar{q}\cdot 1/2\pi\cdot\ln(1/\varepsilon)\cdot\varepsilon\cdot d\theta\right]=0 \qquad (4.3.13)$$

ここで、

$$q^*=\partial u/\partial n,\quad d\Gamma=r\,d\theta$$

である。この結果（４．３．１２）式は

$$2/u_i+\int_{\Gamma_2} u\,q^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1}\bar{u}\,q^*\,d\Gamma=\int_{\Gamma_2}\bar{q}\,u^*\,d\Gamma+\int_{\Gamma_1} q\,u^*\,d\Gamma \qquad (4.3.14)$$

となり、（４．３．１４）式は一般に次式のように書くことができる。

$$u_i/2+\int_{\Gamma} u\,q^*\,d\Gamma=\int_{\Gamma} q\,u^*\,d\Gamma \qquad (4.3.15)$$

ただし、$\Gamma=\Gamma_1+\Gamma_2$であり、Γ_1上で$u=\bar{u}$、Γ_2上で$q=\bar{q}$である。

境界をｎ個の一定要素に分割し、そのうちのn_1個はΓ_1上、n_2個はΓ_2上にあるとす

ると、u、qの値はそれぞれ要素内で一定であり、点iで（4．3．15）を離散化すると次式のようになる。

$$u_i/2+\sum_j u_i \overline{H}_{ij}=\sum_j q_i G_{ij} \tag{4.3.16}$$

ただし、

$$\overline{H}_{ij}=\int_{\Gamma_j} q^* d\Gamma、\qquad G_{ij}=\int_{\Gamma_j} u^* d\Gamma$$

である。この式は、ある特定の節点iに対して成り立っており、すべての節点について（4．3．16）式を書けばn個の方程式を得る。いま、

$$H_{ij}=\overline{H}_{ij} \qquad \cdots\cdots \quad i\neq j$$
$$H_{ij}=\overline{H}_{ij}+1/2 \qquad \cdots\cdots \quad i=j$$

とすると（4．3．16）式は

$$\sum_j H_{ij} u_j=\sum_j G_{ij} q_j \tag{4.3.17}$$

となり、マトリックス表示すると次式を得る。

$$[H][U]=[G][Q] \tag{4.3.18}$$

[U]の n_1 個の値と、[Q]の n_2 個の値は既知であるから未知数はn個となる。未知数を左辺に既知数を右辺へ移項するとつぎのようになる。

$$[A][X]=[F] \tag{4.3.19}$$

（4．3．19）式を解くことで節点の未知数uおよびqを求めることができる。

4．3．2 境界要素法と有限要素法のカップリング法

図4．3．3に示すように有限要素領域 Ω_F と境界要素領域 Ω_B が Γ_I の境界で結合さ

れている。Γ_I上の節点の変位ベクトルを[U]、荷重ベクトルを[F]とするとΓ_Iで連続であるためには次式を満足しなければならない。

$$[U_{FI}]=[U_{BI}]=[U_I]$$
$$[F_{FI}]+[F_{BI}]=0 \qquad (4.3.20)$$

図4．3．3において、有限要素で離散化した領域Ω_Fでは次式が成立する。

$$\begin{bmatrix} K_F & \\ & K_I \end{bmatrix}\begin{bmatrix} U_F \\ U_{FI} \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} F_F \\ F_{FI} \end{bmatrix} \qquad (4.3.21)$$

ここに、[K]は剛性マトリックスである。また、境界要素で離散化した領域Ω_Bでは式（4．3．18）を用いて、

$$\begin{bmatrix} H_I & \\ & H_B \end{bmatrix}\begin{bmatrix} U_{BI} \\ U_B \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} G_I & \\ & G_B \end{bmatrix}\begin{bmatrix} Q_{BI} \\ Q_B \end{bmatrix} \qquad (4.3.22)$$

が成立する。ここに、[Q]はΩ_Bの節点の応力ベクトルである。

境界Γ_I上で連続条件を満足するためには式（4．3．20）の第2式を満足しなければならない。ところが、（4．3．22）式において、境界要素領域より得られる境界上の値は応力ベクトルであるので（4．3．20）式の第2式を満足させるためには節点の荷重ベクトルに変換する必要がある。（4．3．22）式は（4．3．18）式と同様に書くことができる。

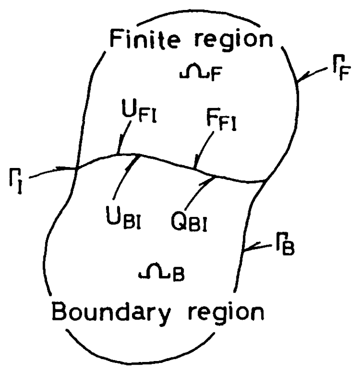


図4.3.3 記号の定義

$$[H][U]=[G][Q] \qquad (4.3.23)$$

したがって、

$$[G]^{-1}[H][U]=[Q] \tag{4.3.24}$$

を得る。Ω_Bにおける応力ベクトル[Q]と荷重ベクトル[F]の関係は、変換マトリックス[M]を用いて

$$[F]=[M][Q] \tag{4.3.25}$$

と表される。ここに[M]は、

$$[M]=\int_{\Gamma}[\Psi]^{T}[\Phi]\,d\Gamma \tag{4.3.26}$$

である[10]。ここで、[Ψ]はΩ_Fにおける変位の内挿関数、[Φ]はΩ_Bにおける応力ベクトルの内挿関数である。なお、本解析で用いた長さL_kの線形要素に対する[M]はつぎのようである。

$$[M]=(L_k/2)\begin{bmatrix} 2/3 & 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 2/3 & 0 & 1/3 \\ 1/3 & 0 & 2/3 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 & 2/3 \end{bmatrix}$$

（4．3．24）式および（4．3．25）式を用いると、

$$[M][G]^{-1}[H][U]=[F] \tag{4.3.27}$$

となる。ここで、

$$[K']=[M][G]^{-1}[H] \tag{4.3.28}$$

とおくと

$$[K'][U]=[F] \qquad (4.3.29)$$

を得る。Γ_IとΓ_Rに分けて記述すると、

$$\begin{bmatrix} K_I' & \\ & K_R' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_{RI} \\ U_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{RI} \\ F_R \end{bmatrix} \qquad (4.3.30)$$

を得る。（４．３．２）式と（４．３．３０）式を（４．３．２０）式の境界条件を考慮して重ね合せると次式の全体マトリックスができ、これより未知数が決定されることになる。

$$\begin{bmatrix} K_F & & \\ & (K_I+K_I') & \\ & & K_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_F \\ U_I \\ U_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_F \\ 0 \\ F_R \end{bmatrix} \qquad (4.3.31)$$

本方法によると、材料特性の異なる多層地盤の場合、層間に有限要素である接合要素を導入することによって容易にこれを表現することができる。なお、本節で用いた境界要素は、線形要素であり、積分はGauss積分で行なった。

４．３．３ 層状地盤上におかれた基礎

２層構造の水平地盤上に幅１ｍの基礎が置かれた場合の解析を行なった。解析モデルは図４．３．４に示すようであり、比較のため、有限要素法を用いた解析も実施した。各層は境界要素で離散化され、層間にはGoodman[11]の提案した接合要素が挿入されており、境界要素と有限要素をカップリングしている。このときの、地盤のYoung率E_n＝ １００ＭＰａ、Poisson比ν＝０．４、せん断率G_nは０．３４７ＧＰａであり、ジョイント要素の垂直およびせん断剛性はそれぞれK_n＝１００E_n、K_s＝１００G_nとしている。これは、層間が完全に連続に接合されていることを意味している。基礎の垂直応力は１０ｋＰａである。このときの地表面の鉛直変位の分布を示すと図４．３．５のようである。カップリングの解析と有限要素法の解析結果が併せて描いてあり、両者の解析結果はほぼ一致し、

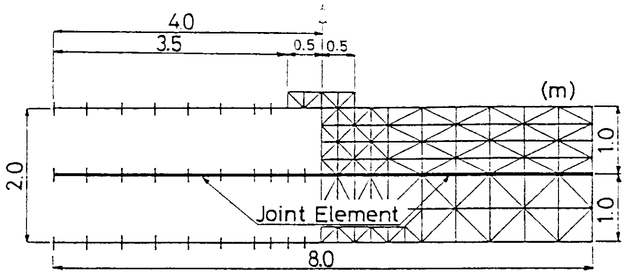


図4.3.4 ２層地盤解析モデル
右側が有限要素分割、左側が境界要素分割例を示す。

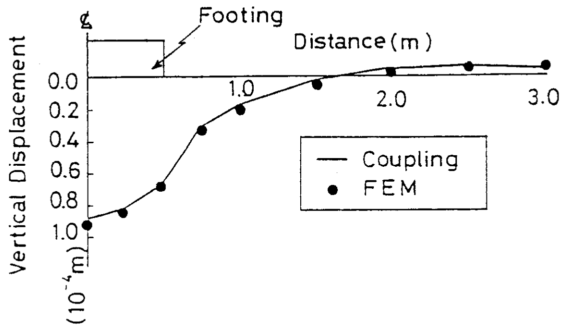


図4.3.5 カップリング解析結果と、有限要素解析結果

本方法による解析方法の妥当性を示している。

つぎに、図４．３．６に示すような４層地盤上に幅１ｍの基礎が置かれた場合の解析を実施した。基礎の荷重端近傍では応力集中が発生するものと考えられ、この部分は要素を細かく分割した。前のモデルと同様に各層は境界要素で、層間は接合要素が挿入されている。基礎の載荷応力は１０ｋＰａでYoung率E_0＝１００ＭＰａ、せん断率G_0＝３５．７ＭＰａ、Poisson比ν＝０．４としている。このとき、接合要素の垂直剛性K_nを一定にしてせん断剛性K_sを３５．７ＭＰａ/ｃｍ(１００G_0)、１ＭＰａ/ｃｍ、１ＫＰａ/ｃｍのように変化させた。鉛直応力が作用したときの地盤上の鉛直変位および中心軸上の地盤内の鉛直変位を表すと、図４．３．７および８のようである。また、同じ値の水平応力が作用したときの地表面の水平変位および中心軸上の水平変位を示すと図４．３．９および１０のようである。K_sが小さくなる場合は層間ですべりが生じ鉛直応力は深部まで伝達するため、鉛直変位が大きくなっていることがわかる。層間は前にも述べたようにK_n＝１００E_0、K_s＝１００G_0のとき、ほぼ結合しており、K_sが減少するにつれてすべりが大きくなっている。

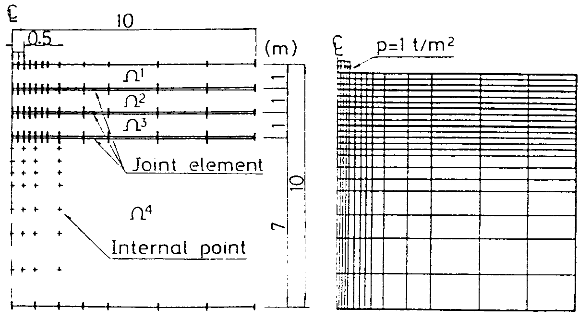


図4.3.6 4層地盤モデルの境界要素分割

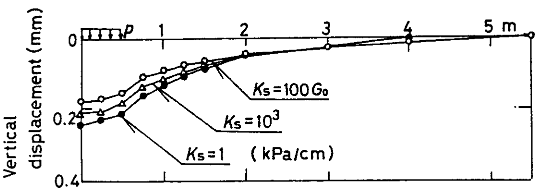


図4.3.7 地盤上の鉛直変位

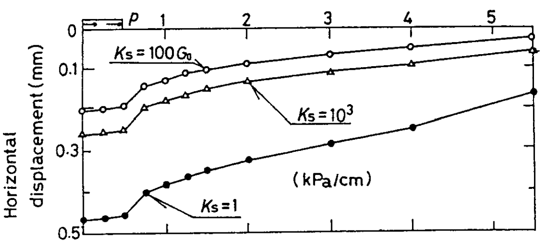


図4.3.9 地盤上の水平変位

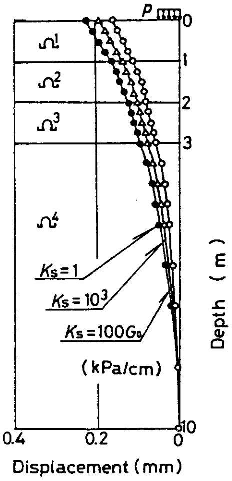


図4.3.8 対称軸の鉛直変位

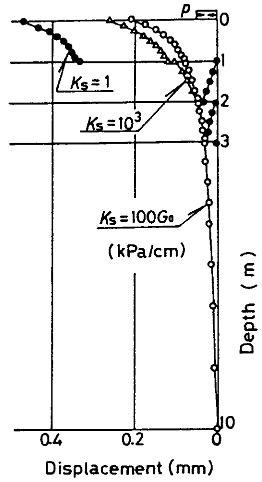


図4.3.10 中心軸の水平変位

4．4 修正剛体バネモデルによる解析

4．4．2 修正剛体バネモデル

川井ら[12]は、物体内において破壊面が形成され、進展する現象を解析に導入する方法として剛体バネモデル(Rigid Body-Spring Model)を提案した。このモデルは、物体を剛体要素に分割し、各々の要素が要素境界上に分布したバネによって結合されているとするものであり、また、要素境界において不連続性の導入が比較的容易であると考えられ、極限荷重の設計に対して有効である。オリジナルの剛体バネモデルは、変位が弾性解とは著しく異なり、さらに要素分割により解の精度が異なるという欠点を有している。本節で

は、オリジナルの剛体バネモデルのひずみの定義に修正を加えて定式化を行ない、弾性問題にも適用できるモデルを提案する。さらに、不連続面に塑性論に基づいた弾塑性構成式を導入し、弾性解析および弾塑性解析を行なう。

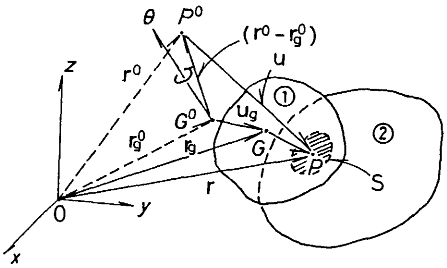


図4.4.1 剛体バネモデルと記号の定義

（a）変位関数[12]

３次元剛体要素の集合体のうち、代表的な２つの互いに接触している要素を取り出して考える。この場合、要素の接触面が既知であると仮定すると図４．４．１に示すような剛体の運動学から物体内の任意の点Ｐでの変位ベクトルは次式で表される

$$[u]=[u_G]+[\theta]\times([r]-[r_G]) \qquad (4.4.1)$$

ここに、

$[u]^T=\{u_1,\ u_2,\ u_3\}$	：	剛体内の任意点Ｐの変位ベクトル
$[u_G]^T=\{U_1,\ U_2,\ U_3\}$	：	要素重心点Ｇにおける剛体平行変位ベクトル
$[\theta]^T=\{\theta_1,\ \theta_2,\ \theta_3\}$	：	要素重心点Ｇにおける剛体回転変位ベクトル
$[r]^T=\{r_1,\ r_2,\ r_3\}$	：	要素内の任意点Ｐの位置ベクトル
$[r_G]^T=\{g_1,\ g_2,\ g_3\}$	：	要素重心点Ｇの位置ベクトル

であり、×は外積を表す。（４．４．１）式を成分表示すると

$$u_i=U_i+\epsilon_{ijk}\theta_j(r_k-g_k) \qquad (4.4.1')$$

となる。ここに、ϵ_{ijk}は置換記号である。

図４．４．１に示すように要素①と要素②の接触境界面上のＰの変形後の位置をP^1、P^2とするとＰ点の相対変位ベクトルδは、

$$[\delta]=\overline{P^1P^2}=[u]^2-[u]^1 \qquad (4.4.2)$$

となる。全体座標系(x 、 y 、 z)と局所座標系($\bar{x}$ 、 $\bar{y}$ 、 $\bar{z}$)との座標変換マトリックスを[P]とすると

$$[\bar{\delta}]=[P][\delta] \qquad (4.4.3)$$

となり、(4.4.2)式を(4.4.3)式に代入すると

$$\begin{aligned}[\bar{\delta}]=[P][\{[u_G]^2+[\theta]^2\times([r]-[r_G]^2)\}\\ -\{[u_G]^1+[\theta]^1\times([r]-[r_G]^1)\}]\end{aligned} \qquad (4.4.4)$$

または、総和規約を用いると、

$$\bar{\delta}_i=P_{ij}[U_j^2-U_j^1+\varepsilon_{jkm}\theta_k^2(r_m-g_m^2)-\varepsilon_{jkm}\theta_k^1(r_m-g_m^1)] \qquad (4.4.4')$$

となる。これを重心の変位と回転について書き下すと次のようになる。

$$[\bar{\delta}]=[P][R][d_e]=[B][d_e] \qquad (4.4.5)$$

ここに、

$$[\bar{\delta}]^T=\{\delta_x, \delta_y, \delta_z\}$$

$$[R]=\left[\begin{array}{cccccc} -1 & 0 & 0 & 0 & -(z-g_z^1) & y-g_y^1 \\ 0 & -1 & 0 & z-g_z^1 & 0 & -(x-g_x^1) \\ 0 & 0 & -1 & -(y-g_y^1) & x-g_x^1 & 0 \end{array}\right.$$

$$\left.\begin{array}{cccccc} 1 & 0 & 0 & 0 & z-g_z^2 & -(y-g_z^2) \\ 0 & 1 & 0 & -(z-g_z^2) & 0 & (x-g_x^2) \\ 0 & 0 & 1 & y-g_y^2 & -(x-g_x^2) & 0 \end{array}\right]$$

$$[d_e]^T=\{U^1_1,\ U^1_2,\ U^1_3,\ \theta^1_1,\ \theta^1_2,\ \theta^1_3,\ U^2_1,\ U^2_2,\ U^2_3,\ \theta^2_1,\ \theta^2_2,\ \theta^2_3\}$$

$$[B]=[P][R] \qquad (4.4.6)$$

である。ここで、上指標は要素の番号を示す。以下、議論は全て２次元問題について進めるので、図４．４．２に示すような２次元要素について考える。相対変位ベクトルは

$$[\delta]=[R][d_e] \qquad (4.4.7)$$

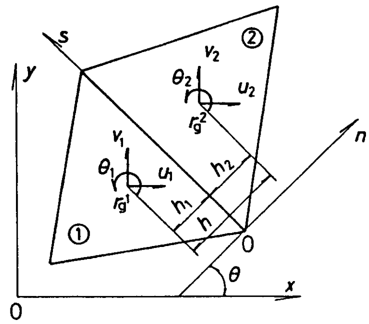


図4.4.2 ２次元剛体バネ要素

である。ここで、全体座標(Ｘ，Ｙ)において

$$[\delta]^T=\{\delta_X,\ \delta_Y\}$$

$$[d_e]^T=\{U_1,\ V_1,\ \theta_1,\ U_2,\ V_2,\ \theta_2\} \qquad (4.4.8)$$

$$[R]=\begin{bmatrix} -1 & 0 & Y-g^1_Y & 1 & 0 & -(Y-g^2_Y) \\ 0 & -1 & -(X-g^1_X) & 0 & 1 & X-g^2_X \end{bmatrix}$$

である。また、局所座標系(ｘ，ｙ)に対してはｎ軸とｘ軸とのなす角をθとすると

$$[\bar{\delta}]=[P][R][d_e]=[B][d_e] \qquad (4.4.9)$$

ここで、

$$[\bar{\delta}]^T=\{\delta_x,\ \delta_y\}$$

$$[P]=\begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta & & \\ -\sin\theta & \cos\theta & & \\ & & \cos\theta & \sin\theta \\ & & -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} m & n & & \\ -n & m & & \\ & & m & n \\ & & -n & m \end{bmatrix}$$

$$
[B]^T = \begin{bmatrix} -m & n \\ -n & -m \\ m(y-g_y^1)-n(x-g_x^1) & -n(y-g_y^1)-m(x-g_x^1) \\ m & -n \\ n & m \\ -m(y-g_y^2)+n(x-g_x^2) & n(y-g_y^2)+m(x-g_x^2) \end{bmatrix}
$$

（4．4．10）

と書くことができる。

（b） ひずみの定義

要素境界面に生ずる相対変位を用いて微小変形理論にもとづいて平均化されたひずみを

$$\varepsilon_n = \partial u/\partial n \fallingdotseq \Delta u/\Delta n \qquad (4.4.11)$$

$$\varepsilon_s = \partial v/\partial s \fallingdotseq \Delta v/\Delta s$$

$$\gamma_{ns} = (\partial v/\partial n) + (\partial u/\partial s) \fallingdotseq (\Delta v/\Delta n) + (\Delta u/\Delta s)$$

と定義する。要素重心間距離ｈに対してΔuの相対変位を考えると次の関係が得られる。

$$\Delta u = \delta_n \text{ ，} \Delta n = h \qquad (4.4.12)$$

同様に、要素境界面の長さｗに対してΔvの相対変位を考えると

$$\Delta v = \delta_s \text{ ，} \Delta s = w \qquad (4.4.13)$$

となる。したがって、つぎの関係式が得られる。

$$[\bar{\varepsilon}] = [S][\bar{\delta}] = [S][B][d_e] \qquad (4.4.14)$$

ここに、

$$[\varepsilon]^T=\{\varepsilon_n,\ \varepsilon_s,\ \gamma_{ns}\}$$

$$[S]=\begin{bmatrix}1/h & 0\\ 0 & 1/w\\ 1/w & 1/h\end{bmatrix} \qquad (4.4.15)$$

である。

（c） 弾性構成式

応力とひずみの関係は次式で与えられる

$$[\overline{\sigma}]=[D][\overline{\varepsilon}] \qquad (4.4.16)$$

ここに、

$$[\overline{\sigma}]^T=\{\sigma_n,\ \sigma_s,\ \sigma_{ns}\} \qquad (4.4.17)$$

である。平面応力問題の場合、[D]は

$$[D] = E/(1-\nu^2)\cdot\begin{bmatrix}1 & \nu & 0\\ \nu & 1 & 0\\ 0 & 0 & (1-\nu)/2\end{bmatrix} \qquad (4.4.18)$$

である。

（d） 要素剛性マトリックス

修正剛体モデルでは、要素境界面に平均化されたひずみを定義したため、内部仕事は応力とひずみの関係で与えられる。そのため、従来の剛体バネモデルとはエネルギー評価が異なる。仮想仕事の原理は一般に次式で表される。

$$\int_s[\delta^*]^T[t]\,ds+\int_v[\delta^*]^T[F]\,dv=\int_v[\varepsilon^*]^T[\sigma]\,dv \qquad (4.4.19)$$

ここで、

[t]：単位面積当りの表面力ベクトル

[F]：単位体積当りの体積力ベクトル

[δ*]：仮想変位ベクトル

[ε*]：仮想変位に対応するひずみテンソル

[σ]：応力テンソル

であり、左辺が外部仕事、右辺が内部仕事の項である。

図４．４．２に示すように要素①と要素②が連結している場合を考える。要素①、②の重心に作用する荷重ベクトルは、

$$[f]^T=\{f_x^1,\ f_y^1,\ f_\theta^1,\ f_x^2,\ f_y^2,\ f_\theta^2\} \tag{4.4.20}$$

重心変位ベクトルは、

$$[d_e]^T=\{U^1,\ V^1,\ \theta^1,\ U^2,\ V^2,\ \theta^2\} \tag{4.4.21}$$

であるから、外力のなす仕事は剛体要素の重心間でなす仕事に等価である。したがって、

$$\int_s[\delta^*]^T[t]ds+\int_v[\delta^*]^T[F]dv=[d_e^*]^T[f] \tag{4.4.22}$$

と表すことができる。一方、内部仕事は

$$\begin{aligned}\int_v[\varepsilon^*]^T[\sigma]dv&=\int_v[\varepsilon^*]^T[D][\varepsilon]dv\\&=[d_e^*]^T\int_v[B]^T[S]^T[D][S][B]dv[d_e]\\&=[d_e^*]^T t\int_s[B]^T[S]^T[D][S][B]dA[d^e]\\&=[d_e^*]^T[K_e][d_e]\end{aligned} \tag{4.4.23}$$

となり、ここで、

$$[K_e] = t\int_s [B]^T[S]^T[D][S][B]\,dA \qquad (4.4.24)$$

となる。また、ｄＡは微小面積を表わす。（４．４．２２）および（４．４．２３）により

$$[f] = [K_e][d_e] \qquad (4.4.25)$$

を得る。このとき、$[K_e]$を、剛体バネモデルの要素剛性マトリックスと呼ぶ。

ここで問題となるのは積分ｄＡの範囲である。いま、図４．４．３に示すように各要素の重心G_1、G_2と要素境界面の端点２、４を通る長方形ｉｊｋℓで考えて（４．４．２３）および（４．４．２４）式の面積積分を

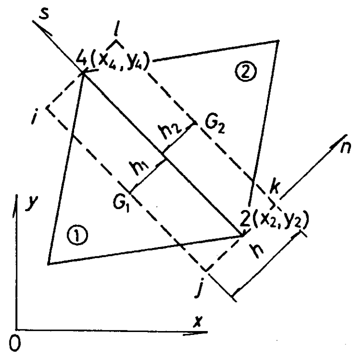


図4.4.3 面積積分の領域

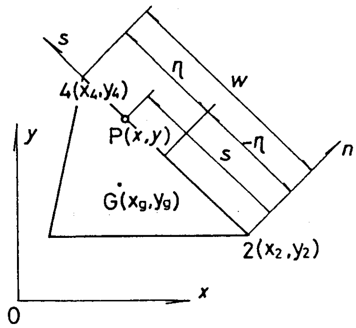


図4.4.4 線積分の記号の定義

$$dA = h\,ds \qquad (4.4.26)$$

とすると、要素境界面上での線積分で書き直すことができる。ここに、$h = h_1 + h_2$である。

図４．４．４に示すようにｗを要素境界面の長さとすると、局所座標ｓは基準化された座標ηを用いると、

$$s = w(\eta + 1)/2 \qquad (4.4.27)$$

と表されるので、

$$ds=(1/2)w\,d\eta \qquad (4.4.28)$$

であり、境界面上の任意点P(x，y)の座標値は、節点２および４の座標を用いて、

$$x=(x_4-x_2)s/w+x_2=\{(x_4-x_2)\eta+x_4+x_2\}/2$$
$$y=(y_4-y_2)s/w+y_2=\{(y_4-y_2)\eta+y_4+y_2\}/2 \qquad (4.4.29)$$

と与えられる。なお、要素剛性マトリックスの計算には、Gaussの数値積分を用いる。

$$f(\eta)d\eta=\Sigma H_i f(\eta_i) \qquad (4.4.30)$$

ここに、η_iは積分点の座標、H_iは重み係数である。

４．４．２ 修正剛体バネモデルにおける弾塑性構程式

材料が破壊した後、一定の幅ｄをもつ塑性せん断帯が形成されると考える[13)]。せん断帯の入った要素内のひずみ増分は、弾性成分$d\varepsilon^e$と塑性成分$d\varepsilon^p$の和で表わすことができる。

$$[d\varepsilon]=[d\varepsilon^e]+[d\varepsilon^p] \qquad (4.4.31)$$

図４．４．５に示すように降伏した要素では、２つのサブエレメントからなる。すなわち、変形はｏｘ軸から角α傾いた厚さｄのせん断帯に集中し、残りは剛体挙動をするサブエレメント（ａ）と弾性挙動を示すサブエレメント（ｂ）からなり、これらを重ね合せることによって要素の挙動を知ることができる。

初めに、サブエレメント（ａ）を考えると、せん断帯内の塑性流れは、降伏条件

$$f(\sigma_n,\tau,\beta)=0 \qquad (4.4.32)$$

により開始される。ここに、σ_n，τはそれぞれ垂直応力、せん断応力であり、βはひずみ

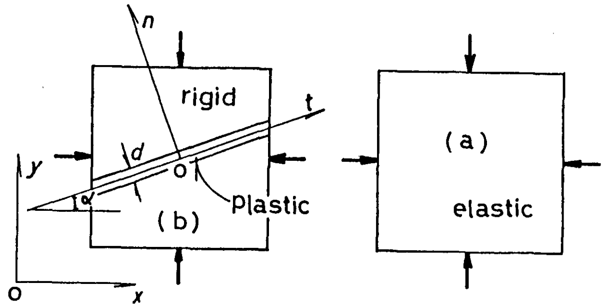


図4.4.5 弾塑性要素と弾性要素

硬軟化パラメータである。塑性挙動は流れ則に従う。すなわち、

$$d\bar{\varepsilon}^p_n = d\lambda(\partial f/\partial \sigma_n),\qquad d\bar{\gamma}^p = d\lambda(\partial f/\partial \tau_t),\qquad d\bar{\varepsilon}^p_t = 0 \tag{4.4.33}$$

であり、ここに、$d\bar{\varepsilon}^p_n$、$d\bar{\gamma}^p$、$d\bar{\varepsilon}^p_t$は局所座標系(n，t)に関するせん断帯の塑性ひみ増分である。$d\bar{\varepsilon}^p_t$はせん断帯に沿った塑性ひずみ増分であり、せん断帯以外が剛体であるため零となる。また、（4．4．33）式は次のように書くことができる。

$$[d\bar{\varepsilon}^p] = (1/H)[C][d\sigma] \tag{4.4.34}$$

ここに、

$$[C] = (\partial f/\partial[\sigma])^T(\partial f/\partial[\sigma]) \tag{4.4.35}$$

である。マトリックス表示すると

$$\begin{bmatrix} d\bar{\varepsilon}^p_n \\ d\bar{\varepsilon}^p_t \\ d\bar{\gamma}^p \end{bmatrix} = 1/H \begin{bmatrix} (\partial f/\partial \sigma_n)^2 & 0 & (\partial f/\partial \sigma_n)(\partial f/\partial \tau) \\ 0 & 0 & 0 \\ (\partial f/\partial \tau)(\partial f/\partial \sigma_n) & 0 & (\partial f/\partial \tau)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\sigma_n \\ d\sigma_t \\ d\tau \end{bmatrix} \tag{4.4.36}$$

である。ここで、Hは硬軟化係数であり、$d\bar{\varepsilon}^p$は考えているサブエレメントのひずみ増分であるる。要素の平均的な塑性ひずみ増分は、せん断帯の面積F_wと要素の面積Fを用いて次式のように定義する。

$$[d\varepsilon^p]=F_w/F\cdot[d\bar{\varepsilon}^p]=1/\eta\cdot[d\bar{\varepsilon}^p] \qquad (4.4.37)$$

と書くことができる。ここで、$F_w/F=1/\eta$である。

弾性部分のサブエレメント（b）の構成式は

$$[d\varepsilon^e]=[D_e]^{-1}[d\sigma] \qquad (4.4.38)$$

と書くことができ、$[D_e]^{-1}$は弾性コンプライアンスマトリックスである。

（4．4．34）式、（4．4．37）式および（4．4．38）式から全ひずみ増分は次式で表される。

$$[d\varepsilon]=[d\varepsilon^e]+[d\varepsilon^p]=\{[D_e]^{-1}+(1/\eta H)[C]\}[d\sigma]=[D_{ep}]^{-1}[d\sigma] \qquad (4.4.39)$$

ここで、

$$[D_{ep}]^{-1}=[D_e]^{-1}+(1/\eta H)[C] \qquad (4.4.40)$$

である。

いま、つぎのようなCoulombの降伏条件を考える。

$$f=\tau+\sigma_n\tan\phi-c(\beta)=0 \qquad (4.4.41)$$

ここに、ϕおよび$c(\beta)$はそれぞれ内部摩擦角および粘着力であり、

$$d\beta=d\gamma^p \quad , \quad c=c_0-c_1\beta \qquad (4.4.42)$$

と仮定する。ここに、c_0およびc_1は初期粘着力と軟化係数である。上式は粘着力が塑性せん断力の進行に伴い減少することを意味する。流れ則（4．4．33）式は、

$$d\varepsilon_n^p = d\lambda(\partial f/\partial\sigma_n) \quad , \quad d\gamma^p = d\lambda(\partial f/\partial\tau) = d\beta \tag{4.4.43}$$

となり、適合条件

$$(\partial f/\partial[\sigma])^T[d\sigma] + (\partial f/\partial\beta)d\beta = 0 \tag{4.4.44}$$

から、

$$d\lambda = d\beta = (\partial f/\partial[\sigma])^T[d\sigma]/(-\partial f/\partial\beta) \tag{4.4.45}$$

を得る。（４．４．４１）式より

$$\partial f/\partial\beta = (\partial f/\partial c)/(\partial c/\partial\beta) = -(dc/d\beta) = c_1 \tag{4.4.46}$$

となり、したがって、塑性ひずみ増分は、

$$[d\varepsilon^p] = -(1/c_1)[C][d\sigma] \tag{4.4.47}$$

ここに、

$$[C] = \begin{bmatrix} \tan^2\phi & 0 & \tan\phi \\ 0 & 0 & 0 \\ \tan\phi & 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{4.4.48}$$

となる。すなわち、Coulombの降伏条件式を用いると、（４．４．３５）式の[C]は、（４．４．４８）のようになる。

Coulombの降伏条件においてせん断帯の方向αは次式により決定される。

$$\alpha = -\theta + \pi/4 + \phi/2 \tag{4.4.49}$$

ここに、θはｏｘ軸と最大主応力とのなす角であり、

$$\theta = 1/2 \cdot \tan^{-1}\{2\tau_{xy}/(\sigma_y - \sigma_x)\} \qquad (4.4.50)$$

である。上式からわかるように、せん断帯の方向は、その応力状態によって決定される。したがって、要素分割によってｎ－ｔ座標系の定まる剛体バネモデルでは、せん断帯を生じるような方向に沿って要素境界面が存在するように要素分割を行なう必要がある。

４．４．３ 弾性解析と弾塑性解析

（ａ） 弾性解析

川井によって提案されたオリジナルな剛体バネモデルは、弾性問題の解と異なるという問題があった。そこで、剛体バネモデル、修正剛体モデルおよび有限要素を用いて切欠きのある物体の引張問題について解析を行なった。有限要素法と修正剛体バネモデルの要素分割図、荷重条件および境界条件を図４．４．６に示す。剛体バネモデルは変位境界に仮要素を配しており、これにより変位を正しく評価することになる。ここで、用いた弾性定数はＥ＝２０ＧＰａ、ν＝０．３である。

荷重とＡＡ’面の節点変位の平均値の関係を図４．４．７に示している。修正剛体モデルの解と有限要素法の解はよい一致を示すが、オリジナルな剛体バネモデルでは著しく異なっている。また、従来の剛体バネモデルにみられたような要素分割のパターンによる有限要素法の解との差はほとんどなく、むしろ、要素の分割数を多くすると、有限要素法の解に近づく傾向にあることも明らかとなった。

（ｂ） 弾塑性解析

のこぎり歯状の不連続面に対する一面せん断試験のシミュレーションを行なった。要素分割を図４．４．８に示す。用いた材料定数を表４．４．１に示す。

表4.4.1　材料定数

	Continuous Spring	Discontinuous Spring
C (MPa)	4.75	0.2
E (MPa)	6870	588
ν	0.19	0.19
ϕ (°)	38	32

解析方法は、初期応力法を用いた応力再分配法であり解の収束判定は

$$\sum^{N}|f_R|/\sum^{N}|f_1|\leqq 0.1\times10^{-3} \tag{4.4.51}$$

で行なった。ここに、f_Rは不平衡力、f_1は与えた荷重、Nは要素総数である。なお、引張を受けた不連続面の弾性定数は、母岩の1/1000倍とした。

垂直荷重を一定に保ち水平にせん断荷重を増分で与え、垂直応力10MPaおよび2MPaの場合についての解析を実施した。せん断応力とせん断変位の関係を示すと図4.4.9のようであり、せん断変位と垂直変位の関係は図4.4.10のようである。同図には同様なモデルのせん断試験の結果があわせて描いてある。せん断応力とせん断変位の関係では、せん断変位が進むと実験結果と解析結果が一致してくるが、せん断変位の小さい段階では、解析によるせん断応力は、実験結果より幾分小さな値となっている。

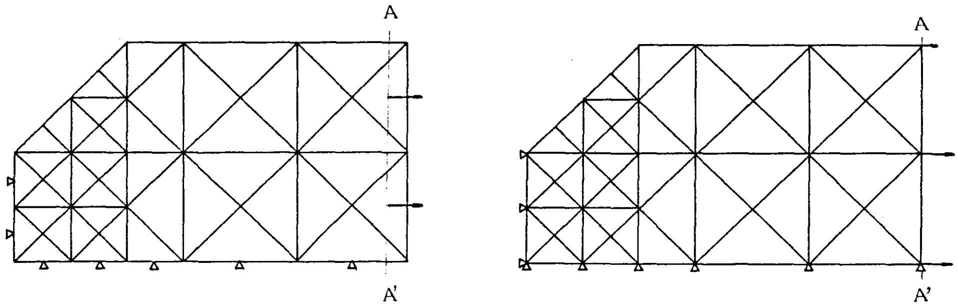


図4.4.6 修正剛体バネモデルと有限要素モデル

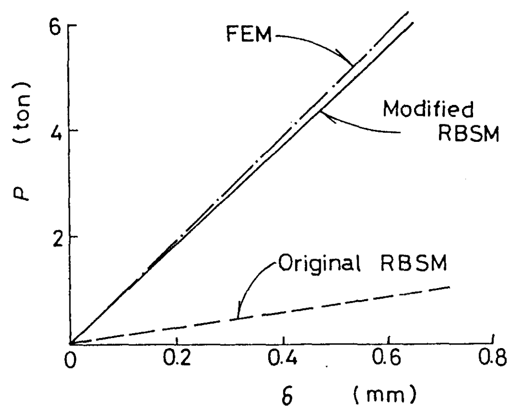


図4.4.7 荷重変形曲線

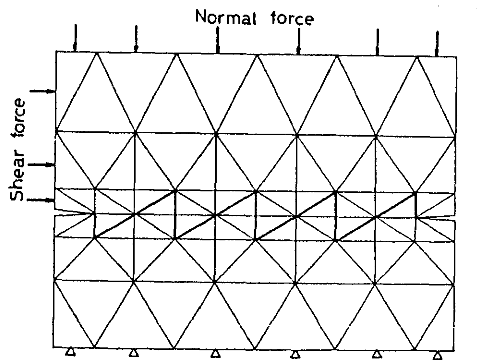


図4.4.8 せん断試験の修正剛体バネモデル
(太い実線が不連続面)

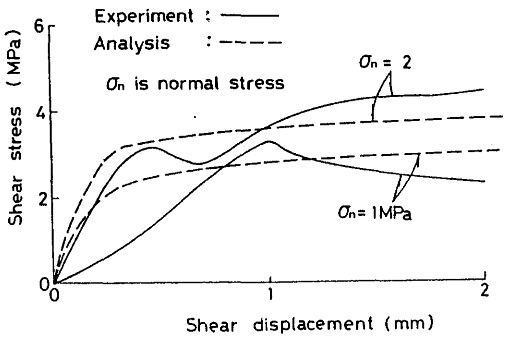


図4.4.9 せん断応力とせん断変位の関係

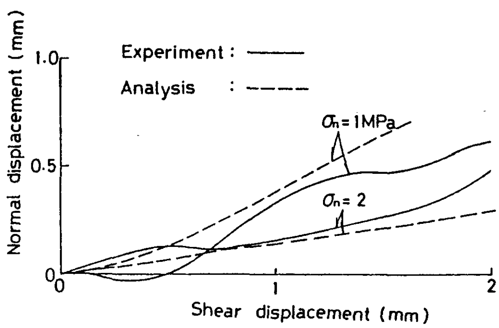


図4.4.10 せん断変位と垂直変位の関係

4．5 塑性クラック要素を用いた解析[14)]

4．5．1 塑性クラックの発生および方向

地質調査等によってあらかじめ岩盤中の不連続面の存在が明確になっている場合は種々の接合要素を用いることによって力学挙動解析を行なうことができる。一方、岩盤斜面を掘削あるいは斜面上に橋脚等の基礎を建設する場合に発生する破壊面はその発生する場所および方向の推定は困難である。したがって、破壊面の発生やその方向を解析中に決定していくことによって逐次破壊面現象をより正確にシミュレートすることができると考えられる。本節では、この逐次破壊現象を解析するために、塑性理論にもとづいた塑性クラック要素[14)]を提案するとともに、開発した有限要素法プログラムを用いた２、３の解析例を示す 。

いま、要素内の応力状態が（４．５．１）式で表わされるCoulombの破壊基準を満たすと、その要素は降伏したとみなし、要素内にクラックが生じる。

$$f \geqq \tau + \sigma_n \tan\phi - c \qquad (4.5.1)$$

ここで、ｆは降伏関数、ϕ、ｃはそれぞれ内部摩擦角と粘着力である。以下、この要素を塑性クラック要素と呼ぶ。このとき、せん断破壊に対するクラックの発生方向は

$$\theta = \theta' + \phi/2 - 3\pi/4 \qquad (4.5.2)$$

で表される。ここで、θは図４．５．１に示すように、ｘ軸からクラック長軸までの角度、θ'はｘ軸よりσ_3までの角度で

$$2\theta' = \tan\{2\tau_{xy}/(\sigma_x - \sigma_y)\} \qquad (4.5.3)$$

で表される。ここで、σ_x、σ_y、τ_{xy}はｘ軸、ｙ軸方向の垂直応力およびせん断応力である。

引張り破壊に対しては、応力が引張強度を越えたときに生じ、その方向は図４．５．２に示すように

$$\theta = \theta' - \pi/2 \qquad (4.5.4)$$

で表される。

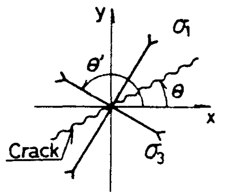


図4.5.1 せん断時のクラック発生方向

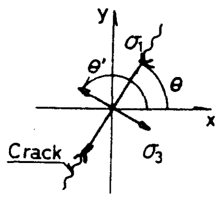


図4.5.2 引張応力状態でのクラックの発生方向

４．５．２ 塑性クラック要素の要素剛性マトリックス[15)]

要素内の応力が、Coulombの破壊基準を満足したとする。このとき、図４．５．３に示すように全体座標系のｏｘ軸よりθ度だけ傾き、要素の重心Ｇを通り幅がｄのクラックが発生する。図４．５．３に示すように、要素１２３に内部節点４、５、６、７、８を導入し、要素１２３を５つのサブエレメントに分割する。ここでサブエレメント①②③④は弾性的に挙動し、⑤は塑性ひずみが生じる弾塑性体とする。各サブエレメントで求められた剛性を重ね合せることにより、要素１２３の

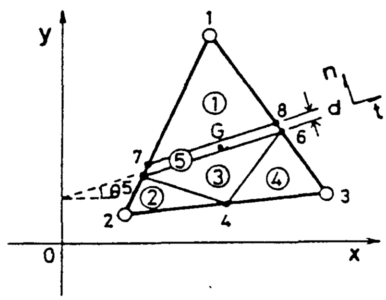


図4.5.3 塑性クラック要素

剛性方程式はつぎのようである。

$$\begin{bmatrix} F_s \\ \\ F_t \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{ss} & K_{st} \\ \\ K_{ts} & K_{tt} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_s \\ \\ u_t \end{bmatrix} \qquad (4.5.5)$$

ここに、ｓは外部節点１、２、３、ｔは内部節点４、５、６、７、８に関係した項であることを示す。

内部節点では力を伝達することができないので（４．５．５）式から、

$$F_t = K_{ts} u_s + K_{tt} u_t = 0 \qquad (4.5.6)$$

であるから、

$$u_t = -K_{tt}^{-1} K_{ts} u_s \qquad (4.5.7)$$

を得る。（４．５．７）式を（４．５．５）式に代入すると

$$F_s = (K_{ss} - K_{st} K_{tt}^{-1} K_{ts}) u_s \qquad (4.5.8)$$

となる。ここで、

$$K = K_{ss} - K_{st} K_{tt}^{-1} K_{ts} \qquad (4.5.9)$$

とおくと、（４．５．８）式は

$$F_s = K u_s \qquad (4.5.10)$$

となり、外部節点でのみで他の要素と関係づけられる剛性方程式が求まる。

４．５．３　クラック内の応力･ひずみ関係[14)]

クラック内のひずみ増分は、弾性ひずみ増分と塑性ひずみ増分の和で表される。

$$[d\varepsilon]=[d\varepsilon^{e}]+[d\varepsilon^{p}] \qquad (4.5.11)$$

いま、クラック内の塑性流れは、降伏関数と関連流れ則を用いてつぎのように表される。

$$f(\sigma_n、\tau、\beta)=0 \qquad (4.5.12)$$

$$d\varepsilon_n^p=\lambda(\partial f/\partial\sigma_n),\quad d\varepsilon_t^p=0,\quad d\gamma^p=\lambda(\partial f/\partial\tau) \qquad (4.5.13)$$

ここで、$d\varepsilon_n^p$、$d\varepsilon_t^p$、$d\gamma^p$は図4．5．3に示すように、クラックの局所座標に関する塑性ひずみ増分であり、σ_n、τはそれぞれクラック内の垂直応力およびせん断応力、βは降伏後の挙動を表すパラメーターである。また、（4．5．13）式の第2式はクラックに沿う連続の条件によるものである。（4．5．13）式は、一般に、

$$[d\varepsilon^{p}]=(1/H)[C][d\sigma] \qquad (4.5.14)$$

と書くことができる。ただし、

$$[C]=(\partial f/\partial[\sigma])^{T}(\partial f/\partial[\sigma])$$

である。ここで、Hは硬化パラメーターである。

さて、降伏関数としてCoulombの破壊基準を用いると

$$f=\tau+\sigma_n\tan\phi-c(\beta)=0 \qquad (4.5.15)$$

である。ここで、ϕは内部摩擦角で、cはクラック内のひずみ状態で変化する粘着力である。このとき、つぎのような仮定を行う。

$$d\beta=d\gamma^{p},\quad c(\beta)=c_0-c_1\beta \qquad (4.5.16)$$

ここで、c_0は初期の粘着力であり、降伏後は塑性せん断ひずみ増分に伴ってc_0を低下させることとなる。したがって、c_1は軟化パラメータとよぶこができよう。このとき、

（４．５．１３）式はつぎのようになる。

$$d\varepsilon_n=\lambda(\partial f/\partial \sigma_n),\quad d\gamma^p=\lambda(\partial f/\partial \tau)=d\beta \qquad (4.5.17)$$

Druckerの適合条件

$$df=(\partial f/\partial[\sigma])^T[d\sigma]+(\partial f/\partial \beta)d\beta=0 \qquad (4.5.18)$$

より

$$\lambda=\beta=(\partial f/\partial[\sigma])^T[d\sigma]/(-\partial f/\partial \beta) \qquad (4.5.19)$$

$$\partial f/\partial \beta=(\partial f/\partial c)(\partial c/\partial \beta)=c_1 \qquad (4.5.20)$$

を得る。よって、塑性ひずみ増分はつぎのようになる。

$$[d\varepsilon^p]=-(1/c_1)[C][d\sigma] \qquad (4.5.21)$$

ただし、[C]は（４．５．１４）式の[C]と同様である。弾性状態の応力･ひずみ関係は

$$[d\varepsilon^e]=[D]^{-1}[d\sigma] \qquad (4.5.22)$$

であるから、（４．５．２１）式および（４．５．２２）式を（４．５．１１）に代入すると、全ひずみ増分が得られ、

$$[d\varepsilon]=([D]^{-1}-[C]/c_1)[d\sigma] \qquad (4.5.23)$$

となる。この関係は局所座標におけるものであるから、使用する際には全体座標系に座標変換して用いる。なお、クラックはアイソパラメトリック要素としてクラック厚さｄは

$$d=\eta\cdot A^{1/2} \qquad (4.5.24)$$

で表す。ここで、Aは要素の面積であり、ηはAと等価な正方形の一辺に対する比率である。なお、本節の解析では、$c(\beta)=c_0$として塑性ひずみの増分による降伏関数の移行は考慮していない。

4．5．4 平板の1軸試験および斜面の逐次破壊の解析

（a） 平板の1軸圧縮試験

解析モデルは図4．5．4に示すように、平板の一軸圧縮試験をシミュレートしたもので平板の1/4断面である。材料定数は

$$E=4500\mathrm{MPa},\quad \nu=0.2,\quad c_0=10\mathrm{MPa},\quad \phi=30^\circ$$

で、外荷重としては強制変位を与えた。なお、解析手順を示すと図4．5．5のようである。

解析ケースは、

Ｃａｓｅ（１）：Meshの大きさが解析に及ぼす影響を見るために$\eta=1/20$として要素数８、５０、２００の場合

Ｃａｓｅ（２）：ηの影響を見るために要素数５０のとき、$\eta=1/10$、$1/20$、$1/30$の場合

である。

Ｃａｓｅ（１）： 解析より得られた荷重変位曲線を示すと図４．５．６のようである。要素数が小さくなれば降伏開始応力は、わずかに低くなる。これは、一定ひずみ要素を用いて解析を行なっているために応力集中を起こす場所のひずみが大きな要素で平均されるからである。しかし、これらの差はわずかである。要素数５０のときのクラックの発生･進展状態を図４．５．７に示す。最初、端面近くでクラックが発生し、つぎに中央付近、さらには全体破壊へと進展していることがわかる。要素数の影響はこのクラック発生･進展ではかなり顕著である 。

Ｃａｓｅ（２）： 解析より得られた荷重変位曲線を示すと図４．５．８のようである。ηを増加させることにより降伏以後の荷重変位曲線の剛性は低くなっている。これは、クラック幅が拡がるにつれて、塑性クラック要素内の塑性成分が増大するためである。

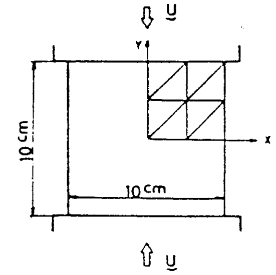


図4.5.4 平板の一軸圧縮試験の
解析モデル

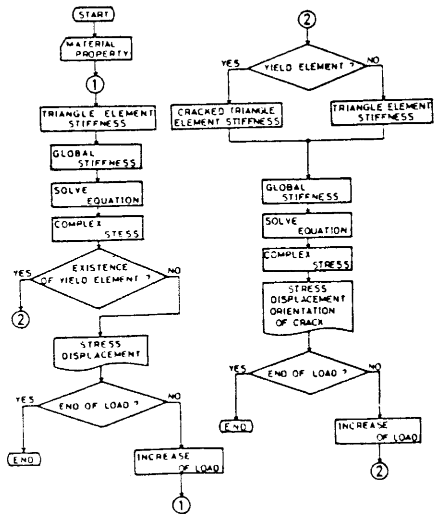


図4.5.5 フローチャート

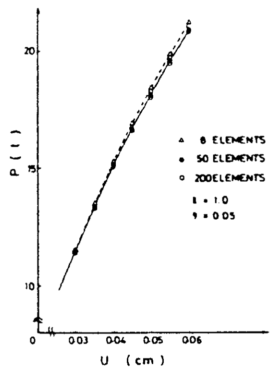


図4.5.6 荷重変位曲線
Case (1)

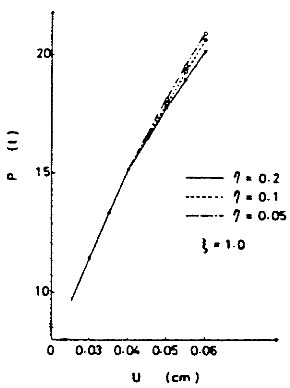


図4.5.8 荷重変位曲線
Case (2)

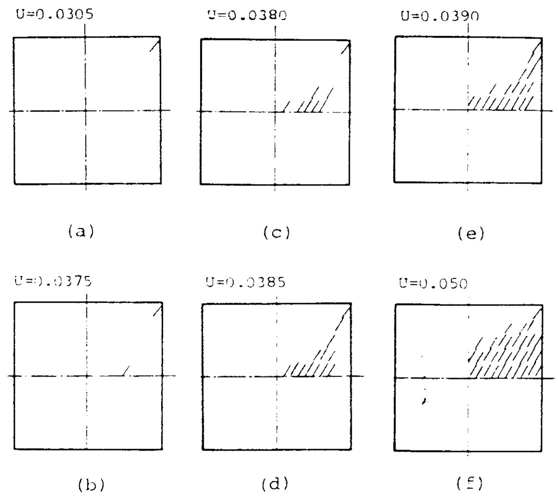


図4.5.7 破壊の進展（要素数５０、η＝０.０５）
モデルの上の数字は変位で単位はｃｍ、
１/４断面についてのみ破壊を記入

（ｂ） 斜面の逐次破壊

解析モデルは図４．５．９に示すようであり、のり先に幅４ｍの基礎（Ｃａｓｅ１）、法先から４ｍのところに幅４ｍの基礎（Ｃａｓｅ２）が置かれた場合の解析を行ない、荷重は強制変位で与えた。なお、斜面の材料定数は図中に示し、η＝０．１とした。

図４．５．１０および図４．５．１１はそれぞれの場合の破壊進展の様子であり、図中の実線はクラックの発生および方向を示し、これが連結したときに破壊したと見なすことができる。

Ｃａｓｅ１では、基礎の沈下が２.５ｃｍのときすでに法先で破壊が始まり、沈下量５.５ｃｍのときには斜面の1/2の高さですべりが起こっている。しかし、Ｃａｓｅ２では、クラックの連結は斜面の表面には見られず、沈下が８.５ｃｍになって法先でわずかな破壊が生じている。同様なモデルを用いて２次元模型実験を行い、最終的な載荷状態での斜面の様子を示すと写真４．５．１のようである。破壊面が明確に発生しており、解析のそれとよく一致していることがわかる。

図４．５．１２に基礎の反力･変位曲線を示す。両者は共に非線形な曲線を示すが、Ｃａｓｅ１では斜面に破壊が生じるため耐力はＣａｓｅ２に比べ、わずかに小さくなっている。

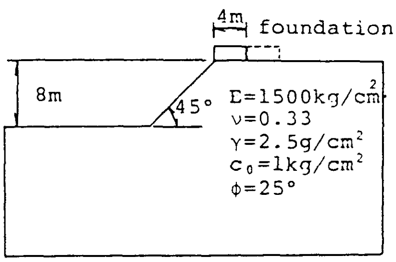


図4.5.9 斜面の解析モデル

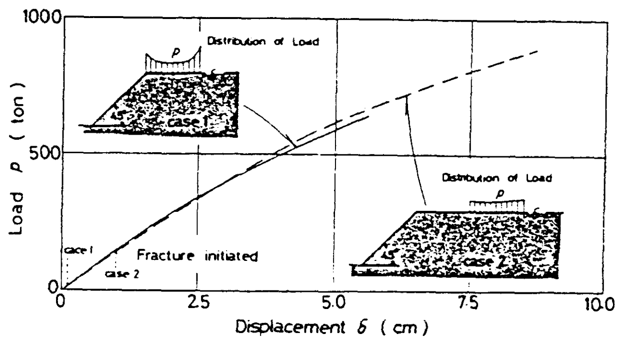
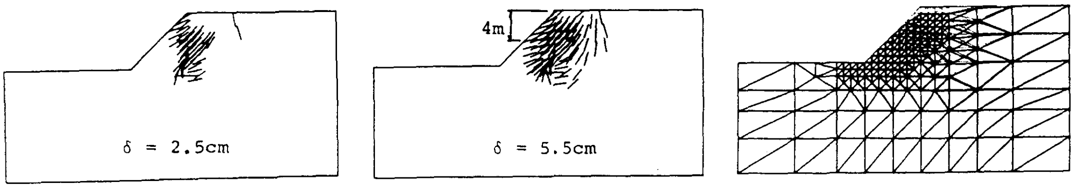
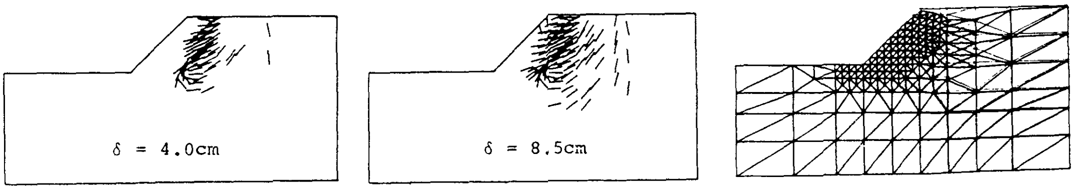


図4.5.12 載荷中心での反力－変位曲線



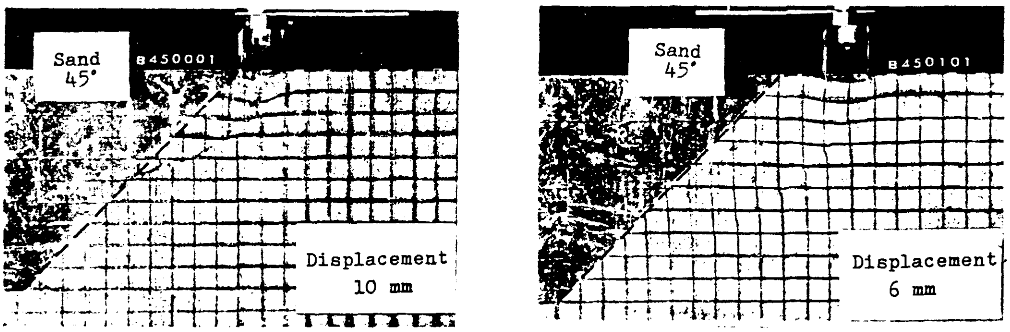
(a)　　　(b)　　　(c)

図4.5.10 破壊の進展：Ｃａｓｅ　１



(a)　　　(b)　　　(c)

図4.5.11 破壊の進展：Ｃａｓｅ　２



(a) Case 1　　　(b) Case 2

写真4.5.1 解析モデルと同様な模型実験結果

4．6 成層地盤の地表沈下予測への適用[16)]

4．6．1 解析方法

炭層は堆積岩盤中に存在し、その上部、下部に存在する岩盤は成層状態を示している。地表深くに存在する炭層において石炭を採掘する場合、炭層の上部に存在する層状岩盤は自重の作用のもとでたわみ、崩落する。このような現象が順次上方へと波及してついには地表に到達し、地表沈下を起こす。地表では沈下のみならず水平移動が生じ、地表の諸物件に様々な被害を与えることになる。本節では、この地表沈下の予測のために成層地盤モデルを提案する[16)]。このモデルは、成層面が地表沈下に大きな影響を与えると考え、この部分に接合要素を導入し、剛性にスケール効果を考慮して石炭採掘に伴う弾塑性解析を行なう。また、採掘領域上で観測された地表沈下の実測値との比較検討を行ない、さらに、岩盤の応力状態、破壊状態まで言及する。

（a） 有限要素法

2次元有限要素を用いる。仮想仕事の原理により、剛性方程式はつぎのように書くことができる。

$$[K][dq]=[dF]+[dP] \qquad (4.6.1)$$

ここに、[K]は接線剛性マトリックス、[dq]は節点変位の増分ベクトル、[dF]は節点外力の増分ベクトル、[dP]は残留節点力の増分ベクトルである。解析は増分反復法を用いている。ひずみ増分ベクトル[dε]および応力増分ベクトル[dσ]はつぎのように表される。

$$\begin{aligned}[d\varepsilon]&=[B][dq]\\ [d\sigma]&=[C][d\varepsilon]\end{aligned} \qquad (4.6.2)$$

ここに、[B]は変換マトリックス、[C]は接線弾性マトリックスである。

成層地盤は図4．6．1に示す8節点4角形要素を用いた。このとき、座標系x、yにおいてxおよびy方向の変位uおよびvは形状関数N_iを用いて

$$u = \Sigma N_i u_i$$
$$v = \Sigma N_i v_i \qquad (4.6.3)$$

と定義される。ここに、u_i、v_i（$i = 1$、2、・・・、8）は節点変位、N_i（$i = 1$、2、・・・、8）は２次の形状関数である。

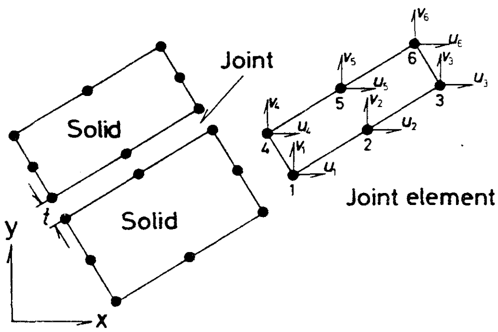


図4.6.1　８節点４角形要素とジョイント要素

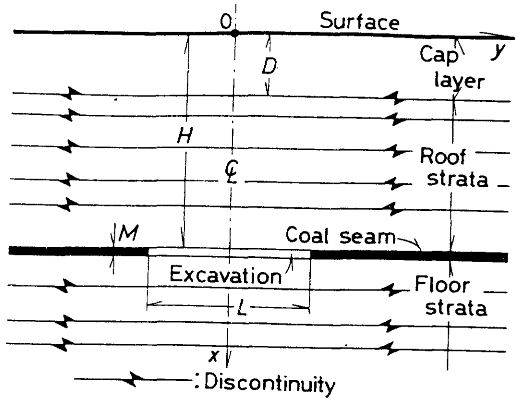


図4.6.2　２次元成層地盤モデル

（ｂ）　成層モデル

成層地盤モデルは図４．６．２に示すようである。空洞は深さH、厚さMの石炭層の中にあり、長さはＬである。岩盤層の多くは堆積岩であるため、その層理面は地質学的にも工学的にも不連続面と見なすことができ、したがって、この部分はジョイント要素を用いて離散化した。なお、成層岩盤は先に述べた８節点４角形要素を用いている。

岩盤層の上には厚さＤの表土層がある。表土層は極めて変形しやすく、岩盤層の沈下に追従して変形することができると考えられる。このため、表土層は相応に小さいYoung率をもった１つの連続体とみなした。なお、採掘に伴う地盤の動きはこの成層モデルの場合、空洞の中心鉛直軸に対して左右対称に生じるので、解析はモデルの右半分について行った。

（ｃ）　採掘のシミュレーション

初期垂直応力σ_vはかぶり重量圧に等しいと仮定する。いま、x軸を下向きにとると

$$\sigma_v = \int_0^x \gamma \, dx \qquad (4.6.4)$$

である。ここに、γは地層の単位体積重量である。一方、水平主応力σ_Hは側圧係数λを用いて

$$\sigma_H = \lambda \cdot \sigma_V \qquad (4.6.5)$$

と仮定する[17)]。

採掘のシミュレーションはつぎのように行なう。採掘によって、空洞部の応力は零となる。したがって、初期応力σ_Vおよびσ_Hに等価な節点力を逆向きに与える。節点力は増分形式で与え全接点力を１/１００ずつ与える。この過程で上盤と下盤は変形し、空洞上下面の相対変位v_cが空洞の厚さMを越えたとき図４．６．３（ｂ）に示すように上下盤は重なることになる。このような状態は現実に起こることが無いので図４．６．３（ｃ）に示すように、上下盤間に作用している垂直応力σ_nが平衡状態になるよう反復法により計算をくり返す。

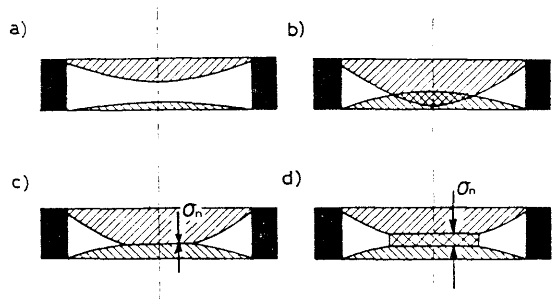


図4.6.3 掘削時の空洞の状態
ａ） 上下盤が閉合しない場合
ｂ） 上下盤が重なる場合
ｃ） 閉合圧が釣り合う場合
ｄ） 自然充塡が行われた場合

実際の空洞においては、天盤の崩落により、自然充塡が行われる。自然充塡物を介した閉合は、図４．６．３（ｄ）に示すようであり、閉合条件は

$$v_c = \alpha \cdot M \qquad (4.6.6)$$

で与えられる。ここに、αは充塡状態に依存する係数であり、以下充塡係数と呼ぶことにする。充塡係数は沈下率に等しいと考えられ、充塡係数は掘削厚さと最大沈下量の関係から経験的に推定することができる[18)]。

（ｃ） ジョイント要素

炭層の上下盤は成層状態であり、層理面は地質学的にも工学的にも不連続面とみなすことができる。この層理面は図４．６．１に示すような６接点のジョイント要素[11)]を用

いて離散化を行なった。構成式は増分形式で示すとつぎのようである。

$$d\tau_{ns} = K_s\, d w_{ns}$$
$$d\sigma_{nn} = K_n\, d w_{nn}$$
（４．６．７）

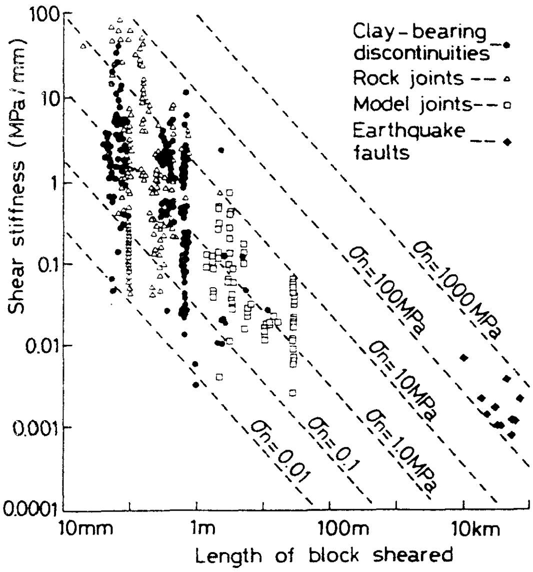


図4.6.4 せん断長さとせん断剛性の関係[19)]

ここに、dw_{ns}およびdw_{nn}はそれぞれジョイント要素の接線方向および垂直方向の変形の増分であり、$d\tau_{ns}$および$d\sigma_{nn}$はせん断応力と垂直応力の増分である。K_sおよびK_nはジョイントのせん断剛性および垂直剛性である。

せん断試験によって決定される不連続面のせん断剛性は応力状態ばかりでなく、せん断されたブロックの長さに依存する。せん断剛性に対する寸法効果は図４．６．４に示されるように垂直応力とせん断長さに関係している[19)]。図４．６．４の関係に従うと、せん断剛性K_sは次式で与えられる。

$$K_s = 0.2 \cdot (\ell)^{-0.92} \cdot (\sigma_n)^{0.86} \qquad (4.6.8)$$

ここに、K_sの単位はＭＰａ/ｍｍ、ℓはジョイントの長さで単位はｍ、σ_nは圧縮垂直応力で単位はＭＰａである。式（４．６．８）でℓは一様なせん断力を受ける試験片の長さであり、ジョイント要素の長さとは無関係である。各々の要素のK_sを決定するためには、そこに作用する一様にせん断される範囲を知る必要がある。本解析では（４．６．８）式をジョイント要素のせん断剛性の決定に用い、以下、ℓを等価ジョイント長さと呼ぶことにする。

垂直剛性は圧縮応力下で一定であると仮定する。すべり基準を$\tau_{ns} = \mu\sigma_{nn}$とし、成層面の応力状態がこのすべり基準を満足した場合、すなわち、$\tau_{ns} \geqq \mu\sigma_{nn}$の場合、せん断剛性$K_s$は零とする。ここに、$\mu$は摩擦係数である。

薄い石炭層もジョイント要素で離散化し、その剛性は、次式で定義する。

$$K_s = G_c/M,\quad K_n = E_c/M \tag{4.6.9}$$

ここに、G_cおよびE_cはそれぞれ石炭層の剛性率およびYoung率であり、Mは炭層の厚さである。

（d） 岩盤の構成式

岩盤のYoung率E_rは、岩盤係数βを導入してつぎのように定義する[20)]。

$$E_r = \beta E_0 \tag{4.6.10}$$

ここに、E_0は岩盤を構成する岩石のYoung率である。岩盤係数は岩盤中のクラック等の影響を示す係数であり、岩盤のYoung率と岩石のYoung率の比率を与えるものである。

水平な成層地盤では、曲げ応力が各地層中でそれぞれのたわみ状態に依存して増加し、層理面に垂直な方向の引張破壊の原因となる。このような引張破壊を生じた場合、層方向のYoung率は零となる。いま、x軸を垂直下向きにとり、y軸を水平にとると、y軸に直角な方向の特性は同様とみなすことができる。つまりy軸は横等方体の主軸となる。このような横等方体の構成式は次式のようである。

$$\begin{bmatrix} d\sigma_x \\ d\sigma_y \\ d\tau_{xy} \end{bmatrix} = E_r/\{m(1-\nu)-2\nu^2\} \begin{bmatrix} (m-\nu^2)/(1+\nu) & \nu & 0 \\ \nu & 1-\nu & 0 \\ 0 & 0 & \{m(1-\nu)-2\nu^2\}/\{m+1+2\nu\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d\varepsilon_x \\ d\varepsilon_y \\ d\gamma_{xy} \end{bmatrix} \tag{4.6.11}$$

ここに、$d\sigma_x$、$d\sigma_y$、$d\tau_{xy}$は増分、$d\varepsilon_x$、$d\varepsilon_y$、$d\gamma_{xy}$はひずみ増分、νは岩盤のPoisson比、m はy方向でのYoung率の減少率の逆数であり、減少がないとき $m=1$ となり、破壊が生じた場合 $m=1000$ としている。なお、引張強度は0.1MPaとし

ている。

4．6．2 地表沈下の実測例

中国Zaozhung鉱山で観測された地表沈下について述べる[21)]。炭層は厚さ１０m、傾斜は４度であり、通常、炭層を４つの層に分け、最も上の層から順に分層採掘している。

地表沈下計測のために試験採掘が行われた。採掘パネルを示すと図４．６．５のようであり、最上段の炭層のみ掘削されている。パネルは幅３３m、長さ３００mであり、採掘深度は１３０mで、空洞の平均厚さは１.８５mである。

柱状図を図４．６．６に示す。厚い泥岩の上に石炭層があり、その上を砂岩、泥岩、風化した砂岩がおおっている。それらの天盤岩石層の厚さは８mから１６mである。さらに上部には、第４紀層が存在し、上の砂層の透水係数は０.０９３～０.０１３４cm/s、下の砂層の透水係数は$0.24 \times 10^{-4} \sim 0.67 \times 10^{-3}$cm/sである。このような砂層の透水係数の違いから異質の層が存在していることが判明した。

得られた地表沈下曲線は図４．６．７に示すようで、最大沈下量S_{max}は１４０cmである。したがって、$S_{max}/M = 0.76$である。最大水平変位u_{max}は５３cmであり、$u_{max}/M = 0.29$である。走向方向と傾斜方向の沈下曲線がほとんど一致しており、掘削幅は臨界幅とほぼ等しいと推定される。また、地層傾斜の影響は無視できるほど少ない。

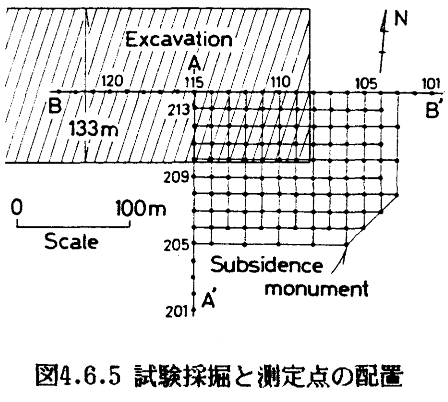


図4.6.5 試験採掘と測定点の配置

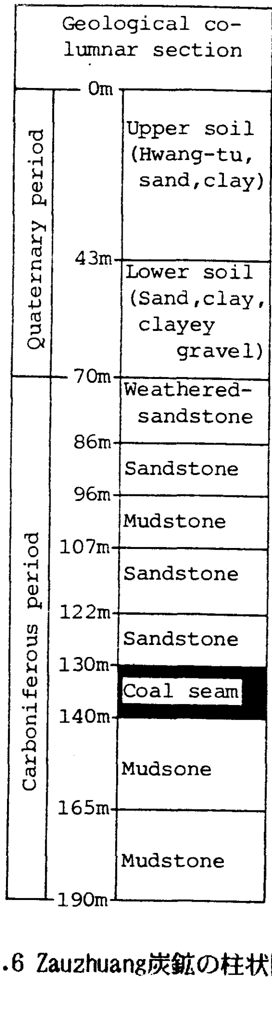


図4.6.6 Zauzhuang炭鉱の柱状図

沈下曲線は図4．6．7に示すように、凹の領域と凸の領域とから構成されている。この2つの領域の境界は沈下が(1/2)S_{max}に達する点である。その点は空洞の端から約15m内側にあり、この点で水平変位が最大となっている。この点を1/2沈下点と呼ぶことにする。

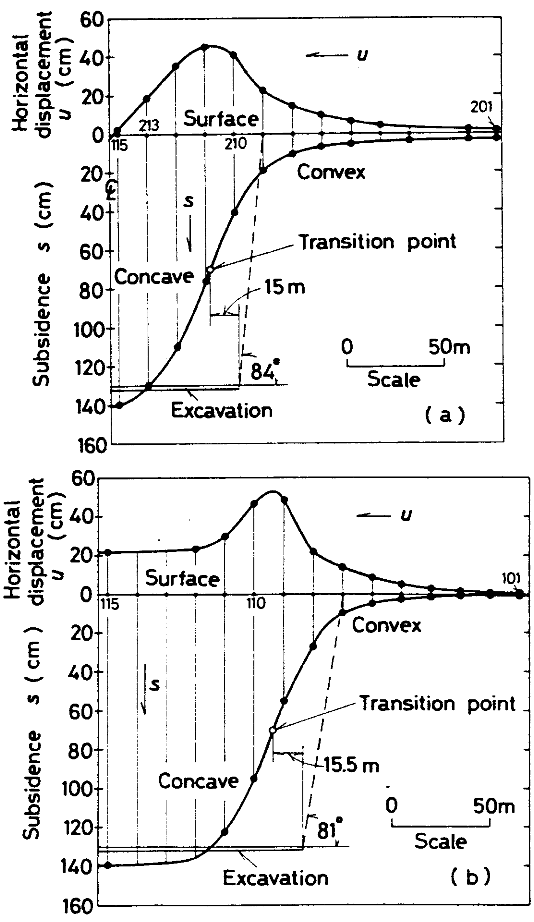


図4.6.7 地表沈下曲線
(a) 走向方向 (b) 傾斜方向

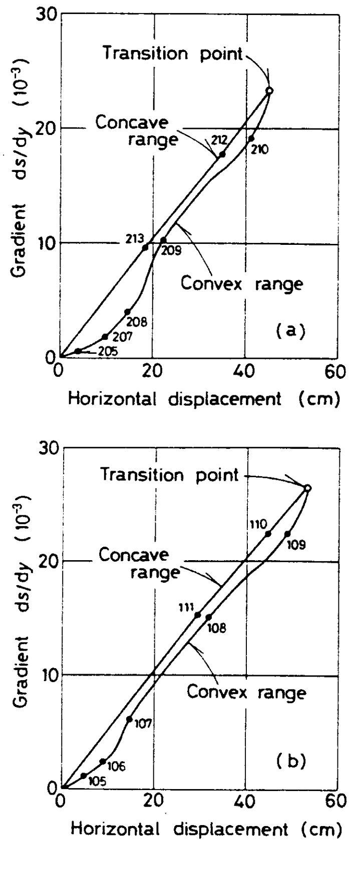


図4.6.8 dS/dvとuの関係
(a) 走向方向 (b) 傾斜方向

傾斜dS/dyと水平変位uの関係は、図4．6．8のようである。凹領域のデータは上の曲線で、凸領域のデータは下の曲線でそれぞれ示してある。大略、水平変位は傾斜に正比例しており、この関係はつぎのように表示できる。

$$dS/dy = u/K \qquad (4.6.12)$$

ここに、K＝２０ｍである。（４．６．１２）式をｙで微分するとつぎのようになる。

$$1/\rho = \varepsilon/K \qquad (4.6.13)$$

ここに、εは水平ひずみであり、ρは曲率半径である。一般的な地表沈下は（４．６．１３）式が成立しており[22]、ここの沈下特性も例外ではないことが明確である。

４．６．３　地表沈下の数値解析

（ａ）　解析モデルと地盤定数

有限要素分割図は図４．６．９に示すようであり、得られた地質柱状を参考にして全部で９層より成る。各地層の間の層理面はジョイント要素でモデル化した水平な薄層があり、これは太線で示した。なお、石炭層の上の部分は１．８５ｍの厚さのジョイント要素でモデル化した。また、石炭層の下の泥岩は厚い連続体と見なしている。空洞の長さＬは１３３ｍであり、深度１３０ｍにある。

各地層のYoung率E_nは、１軸圧縮試験結果を参照して、第１層(表土層)のE_nは０．１ＧＰａ、第２層および第３層のE_nは２ＧＰａ、第４層から第９層までの砂岩および泥岩層のE_nは３ＧＰａとした。また、Poisson比は第１層(表土層)が０．４、それ以下は０．２５とした。

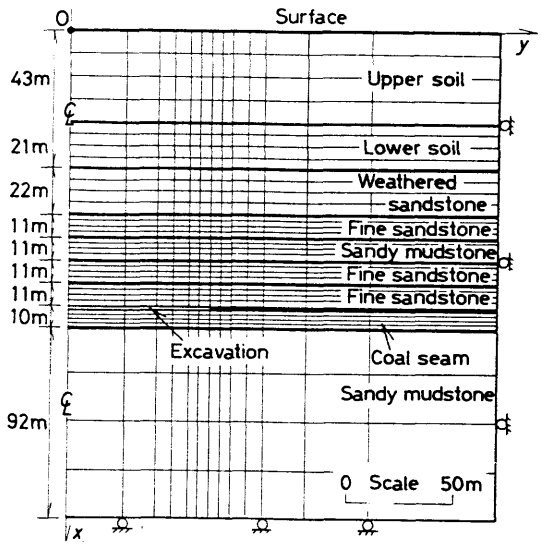


図4.6.9 有限要素モデル

（ｂ） 等価ジョイント長さℓの検討

解析条件は側圧係数λ＝１／３、地盤の単位体積重量γ＝２.５ｇ/ｃｍ^3、ジョイント要素の垂直剛性K_n＝１ＭＰａ/ｍｍ、摩擦係数μ＝０.５、岩盤係数β＝１.０、充填係数α＝０.８とした。

等価ジョイント長さℓの異なるケースについて地表沈下曲線を描くと図４．６．１０のようであり、ℓ≧５ｍでは沈下曲線に差異が少なくなる。これは、空洞が閉合するためであると考えられる。

そこで、空洞の上下盤の変位状態を調べてみる。空洞中心での上下盤の相対変位は、図４．６．１１に示すようであり、掘削が進むにつれて応力解放が増加する。ℓ＝０.５ｍの場合、最終値は０.４７Ｍとなり、空洞は閉合しない状態で掘削が完了する。一方、ℓ＝５０ｍの場合、８５％の応力解放の段階で閉合して相対変位が０.８Ｍのまま接触圧力σ_nは０.６８σ_vまで増加する。ここに、σ_vは初期垂直圧力である。

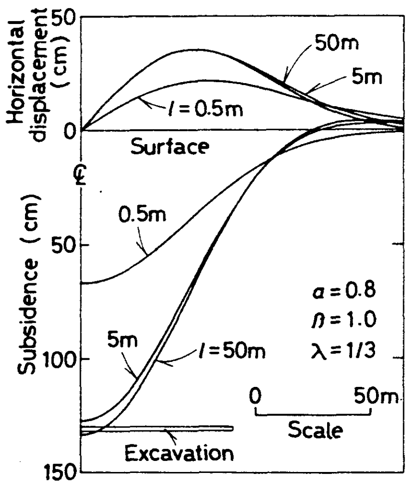


図4.6.10 等価ジョイント長さの異なる地表沈下曲線

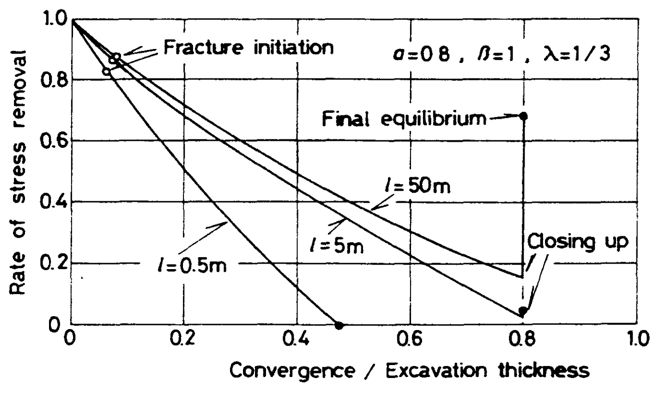


図4.6.11 空洞の上下盤の接近量と掘削相当外力との関係

図４．６．１１に示すように、曲げ破壊は掘削の早い段階にはじまっており、引張破壊領域はℓ＝０．５ｍの場合とℓ＝５０ｍの場合で大きな違いはない。この様子を示すと図４．６．１２のようである。したがって、最大沈下量の差異は引張破壊領域の違いによるものではなく、図４．６．１３に示すような地層間のすべりやすさ、すなわち、等価ジョイント長さℓに依存しているものと考えるべきであろう。

水平変位ｕと傾斜ｄＳ/ｄｙの関係は等価ジョイント長さℓに依存し、図４．６．１４に示すようである。実測された最大水平変位は５３ｃｍ、最大傾斜は２７×１０^{-3}であり、ℓ＝５０ｍの場合の解析結果とのよい一致がみられる。

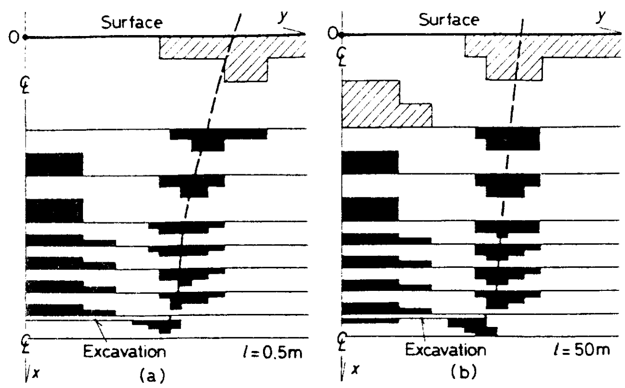


図4.6.12 地盤内の引張破壊状態
黒の部分が引張破壊を示し、斜線部は０．１ＭＰａ以上の引張応力が発生した領域

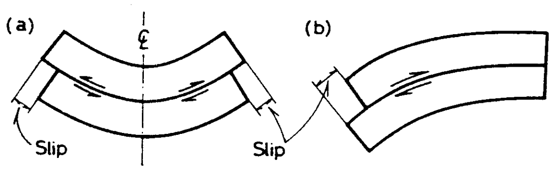


図4.6.13 すべり状態
(a) 凹部のすべり
(b) 凸部のすべり

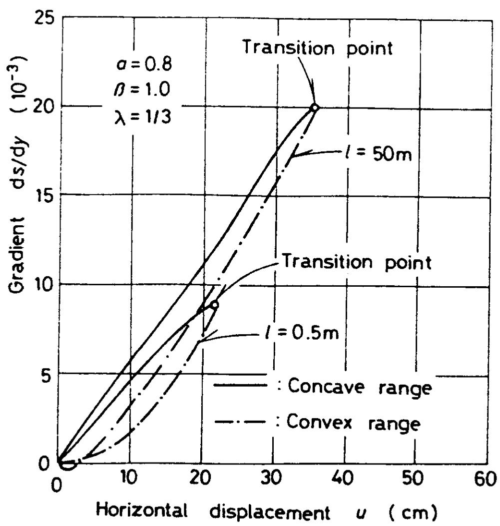


図4.6.14 ｄＳ/ｄｙとｕの関係

（c）・岩盤係数βの検討

側圧係数λ＝1/3、充塡係数α＝0.8としてℓ＝50m、ℓ＝0.5mのとき岩盤係数βを0.1～1.0の範囲で変化させた場合の沈下曲線は図4.6.15のようである。この図の縦軸は沈下量Sを最大沈下量S_{max}で除し、横軸はy座標を空洞長さLで除した無次元量である。実測値は黒丸で示してあり、ℓ＝50mの解析のとき実測値に近い結果が得られた。

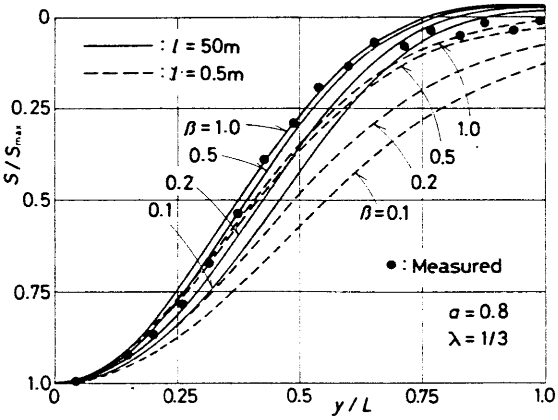


図4.6.15 岩盤係数βを変化させたときの正規化地表沈下曲線

1/2沈下点は岩盤係数の減少に伴い外側へ移動する。ℓ＝50mの時、1/2沈下点と空洞の端との間の水平距離は6～17mであり、β＝0.5の場合、解析された1/2沈下点は実測とよく一致している。

（d） 実測結果と解析結果との比較

これまでに、等価ジョイント長さℓおよび岩盤係数βに対する検討を行なってきた。この結果、実測値に最も近い結果が得られたのはℓ＝50m、β＝0.5のときであった。そこで、充塡係数α＝0.8、岩盤係数β＝0.5、側圧係数λ＝1/3、等価ジョイント長さℓ＝50mの場合の解析結果と実測結果と比較してみると、図4.6.16のようである。沈下曲線は凹領域で良く一致しているが、凸領域ではあまりよい一致は見られない。また、水平変位の曲線についても、凸領域で同様の結果を得た。これは、地表での破壊に関係があると考えられる。この

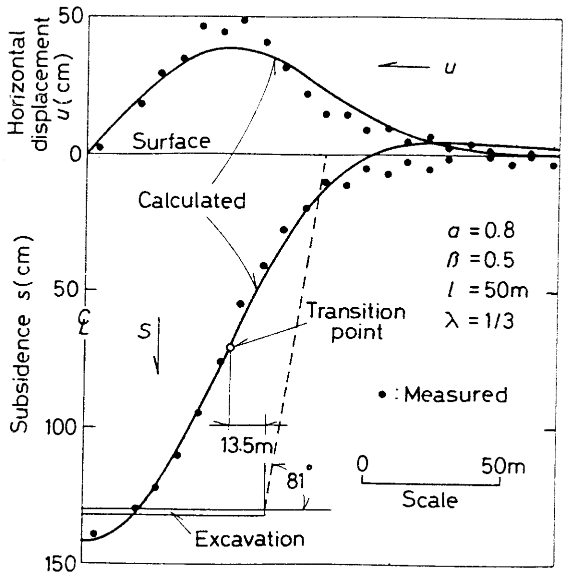


図4.6.16 解析結果と実測結果の比較

試験現場では、空洞端から８１°の傾斜の線と地表面との交点のところに鉛直な引張り破壊が観測されている。このように、破壊に伴って水平方向の応力が解放されることにより実測と解析との差異が生じたものと思われる。

４．６．４ 地盤内の変形および応力状態

ジョイント要素の上下面の水平相対変位を例示すると、図４．６．１７のようである。水平相対変位は1/2沈下点の左右で台形の分布を示している。台形の頂部は数１０ｍにわたって一様のすべりが生じたことを意味しており、一様すべり範囲は解析で仮定した等価ジョイント長さℓにほぼ一致している。したがって、一様すべり領域の幅から等価ジョイント長さを決定することができるものと考えられる。また、一様すべり領域の幅は空洞の長さにほぼ比例するものと考えられる。

ジョイント要素に作用する垂直応力分布を示すと図４．６．１８のようである。空洞端では非常に高い応力集中が生じており、この部分ではジョイント要素のせん断剛性は増加することになる。一方、空洞では閉合が見られ、この部分で鉛直応力が回復している。また、上下盤にはアーチアクションが見られ、免圧帯となっている部分では垂直応力の減少に伴いジョイント要素のせん断剛性が減少することになる。

図４．６．１９には岩盤内のａ－ａ、ｂ－ｂ、ｃ－ｃ断面における水平応力の分布を示している。圧縮応力の集中は空洞上部および空洞端上部の岩盤の各層の上部に見られる。また、直上の岩盤のトラストが大きくなっていることも読みとれる。

空洞端および各層の上部に発生する応力集中は岩盤が圧縮破壊するには不十分だと考えられる。したがって、本モデルで圧縮破壊の影響は無視できると仮定したことは妥当であるものと思われる。しかし、厚い層の採掘の場合のように圧縮の応力集中が大きいときには、圧縮破壊の影響は無視できないであろう。

４．６．５ 掘削空洞の大きさと地表沈下の関係

採掘空洞Ｌが１３３ｍのとき等価ジョイント長さℓは５０ｍが妥当であり、等価ジョイント長さℓは一様すべり領域の幅から推定できるものと考えられた。そこで等価ジョイント長さℓが空洞の長さＬに正比例するものと仮定して、採掘空洞の長さＬと地表沈下の関係を考慮することにする。

解析条件として、充填係数 α＝０.８、側圧係数λ＝1/3、地盤の単位体積重量γ＝２.５ｇ/ｃm^3、空洞高さＭ＝１.８５ｍ、ジョイント要素の垂直剛性K_n＝１ＭＰａ/ｍｍ、摩擦係数μ＝０.５、採掘深度Ｚ＝１３０ｍと仮定した。

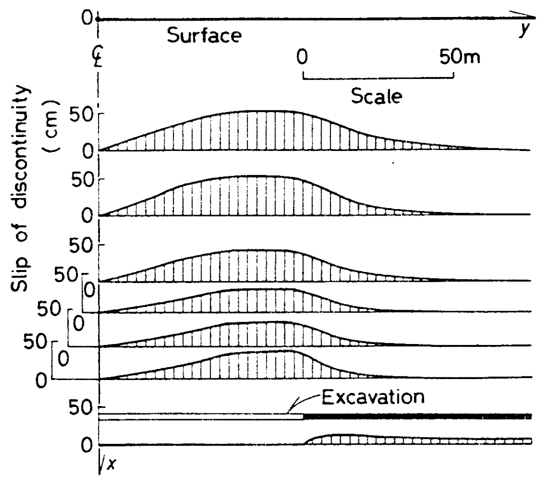


図4.6.17 不連続面での水平相対変位量
（$\alpha=0.8$、$\beta=0.5$、$\lambda=1/3$、$\ell=50m$）

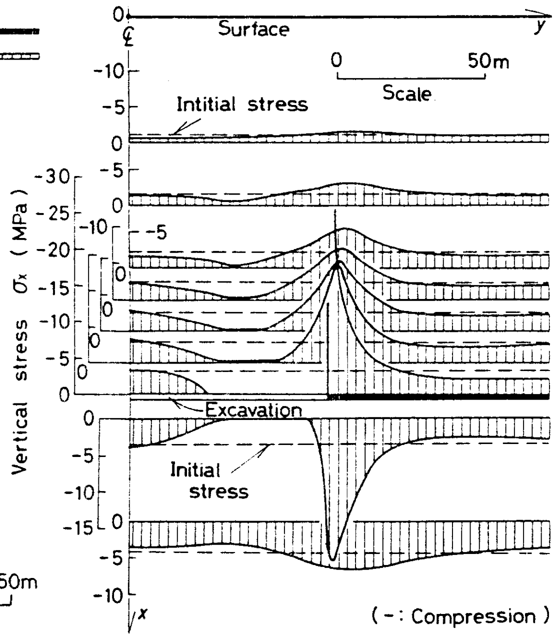


図4.6.18 不連続面での垂直応力分布
（$\alpha=0.8$、$\beta=0.5$、$\lambda=1/3$、$\ell=50m$）

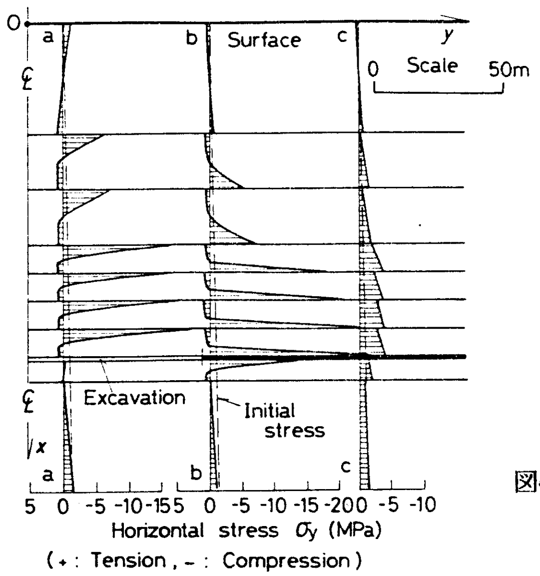


図4.6.19 各層における水平応力分布
（$\alpha=0.8$、$\beta=0.5$、$\lambda=1/3$、$\ell=50m$）

表4.6.1 有限要素法による地表沈下特性
（M＝１.８５m、Z＝１３０m）

β=0.5	L(m)	Smax(cm)	L/Z	Smax/M
1	27	1.75	0.21	0.0095
2	53	10.10	0.41	0.055
3	93	56.80	0.72	0.307
4	133	135.50	1.02	0.732
β=1.0				
1	27	2.9	0.21	0.016
2	53	18.5	0.41	0.100
3	93	101.0	0.72	0.546
4	133	144.3	1.02	0.780

表4.6.2 国内の水平層の炭層をもつ鉱山で見られた地表沈下特性

No.	Z(m)	L(m)	Smax(m)	M(m)	L/Z	Smax/M
1	255	192	0.73	1.2	0.75	0.61
2	135	105	0.93	2.1	0.78	0.44
3	225	175	1.78	3.3	0.78	0.54
4	190	160	0.91	1.8	0.84	0.51
5	210	110	0.56	1.7	0.52	0.33

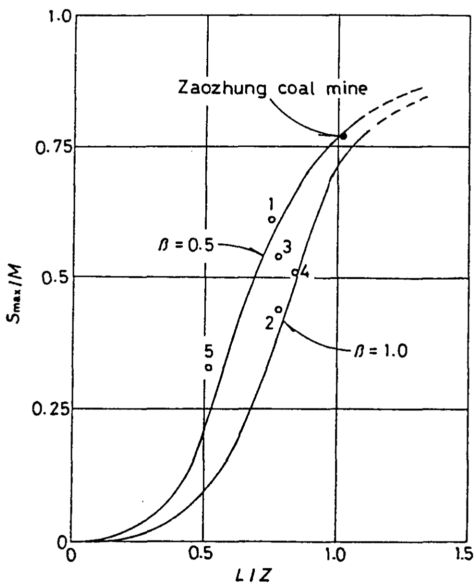


図4.6.20 S_{max}/MとL/Zの関係

空洞長さＬを２７ｍ、５３ｍ、９３ｍ、および１３３ｍでありＬ/Ｚが１.０程度までの４ケースについて、等価ジョイント長さℓをそれぞれ１０ｍ、２０ｍ、３５ｍおよび５０ｍと仮定して解析を行なった。岩盤係数βは０.５と１.０の２通りとし、ジョイント要素のせん断剛性K_sは（４．６．８）式に従って与え、各地層のYoung率E_0は４．６．３（ａ）に述べたようである。

各ケースの地表沈下曲線より得られた最大沈下量S_{max}を空洞高さＭで除した値S_{max}/ＭおよびＬ/Ｚを示すと表４．６．１および図４．６．２０のようである。同図の縦軸はS_{max}であり、横軸は空洞長さＬを空洞の深度Ｚで除した無次元量である。岩盤係数βによってS_{max}/ＭとＬ/Ｚの関係は異なっている。同図には本節で計算した中国の炭鉱の例を黒丸で表４．６．２に示すような国内で観測された水平層の沈下曲線より得られた結果を白丸で併せて描いてある。なお、図中の番号は表４．６．２の番号である。

実測値は解析値のβ＝１.０からβ＝０.５程度のところで分布していることがわかる。これは事例の採掘深度Ｚが１３５～２５５ｍであり、Ｌ/Ｚが１.０以下であったことが良好な結果を得た原因と考えられる。したがって、本解析モデルを採用するとき、空洞の大きさに正比例した等価ジョイント長さℓおよび０.５～１.０の岩盤係数βを用いれば、地表沈下の傾向を予測できるものと考えられる。

４．６ 結　言

本章では不連続岩盤の力学挙動の予測法として数値解析法を開発し、種々の問題に対して適用を試みた。４．２においては、多層成層地盤に鉛直分布荷重が作用したときの地盤の応力および変形状態を理論的に検討し、つぎのような結果が得られた。

１） 理論解は各層での応力関数の係数の漸化式で表される。この係数を求めることにより、各層の応力および変位状態を求めることができる。

２） 連続体地盤について解析を行なった。与えた鉛直分布荷重は十分に近似でき、また、地盤の応力状態は理論解のそれとよく一致した。したがって、本方法の信頼性が非常に高いことが証明された。

３） 地盤内に軟弱層が存在する場合について解析を行なった。軟弱層は地表面から鉛直分布荷重幅の６倍程度離れると、地表面に及ぼす影響は無くなり、したがって、有限要素法などの解析に対しては、この程度の領域で解析すればよいことを

示した。

4） 層間に摩擦力が存在しない場合について解析を行なった。地表面に作用する応力は、均質弾性体に比べて地下深くまで伝達する。また、各層は独自にたわむことができ、したがって、層内に引張、圧縮の分布が発生する。

４．３においては、接合要素を導入した有限要素法と境界要素法のカップリングの方法を提案し、層状地盤上に基礎が置かれた問題に対して適用し、つぎのような結果が得られた。

5） 境界要素法と有限要素法のカップリング手法は、岩盤の材料特性が異なる場合など非常に有効で、とくに岩盤などを対象とする場合、境界要素法を用いた半無限の条件を簡単に導入することができる。

6） 解析対象全領域に有限要素法を適用するよりも要素数、節点数、インプットデータの数が少なくなり、また、計算機記憶容量も少量でよい。

7） 接合要素を用いて境界要素法と有限要素法をカップリングする場合、不連続面のすべり状態を考慮することができ、また、固定要素として使用する場合、その垂直剛性およびせん断剛性はそれぞれ岩盤の弾性定数の１００倍程度の大きな値を用いればよいことを示した。

４．４においては、オリジナルな剛体バネ要素を修正して、さらに弾塑性構成式を導入し、一面せん断試験について解析を行ない、つぎのような結果が得られた。

8） 修正した剛体バネモデルはオリジナルの剛体バネモデルに見られた要素分割パターンによる解の違いはほとんどなく、むしろ、要素の分割数を多くするとより精度のよい結果が得られることが明らかとなった。

9） ダイレタンシーを表現することのできる弾塑性構成式を境界バネに導入した結果、一面せん断試験の結果を十分に解析することができることを示した。

４．５においては、斜面の逐次破壊現象を、提案した塑性クラック要素を用いてシミュレーションし、つぎのような結果が得られた。

１０） 弾性解析で用いる材料定数すなわち、Young率、Poisson比、内部摩擦角および粘着力の他に２つのパラメーターが必要である。１つは軟化パラメータc_1であり軟化の程度を示すものであり、他方はクラックの幅に関係するパラメーターηである。これらのパラメータは実験的に決定することが可能である。

１１） 解析は増分荷重を与える方法で行ったが、逐次破壊現象は実験結果のそれと定性的によい一致が見られた。この方法をさらに発展させ、応力再分配法(stress transfer method)を用いるならば定量的にもよい一致を示すことが予想される。

４．６では、地表沈下の実測例を成層地盤モデルを用いて解析し、つぎのような成果を得た。

１２） 空洞上部の地層は曲げ応力の作用により容易にひび割れる。ひび割れた領域は空洞端より外側にも生じ、ひび割領域から限界角および破壊角が推定可能であることを示した。

１３） 地表沈下の状態を支配する主要な地盤特性は地層間のせん断特性であり、とくに成層面で許容されるすべりの大きさであることを見い出した。

１４） 採掘空洞の幅と沈下率の関係は地層間のせん断剛性のほか、当然の事ながら地層の初期変形係数に依存することを具体的に示した。

１５） 提案したモデルを用いると、過去に計測された地表沈下量のデータを予測することが可能であることを示し、本モデルは極めて有効な予測モデルであることが確かめられた。

最後に、従来および本章で提案した不連続体としての岩盤のモデル化および解析法の比較を表４．６．１に示した。不連続面のモデルはほとんどがバネで表現され、不連続面の開口、ダイレタンシーおよび寸法効果の現象を表わすことができる。また、不連続面の構成式を導入することのできるモデル化もあるが、いずれにしても、それらモデルの種々の力学パラメーターを決定しなければならず、これらを十分把握した上で使用する必要がある。

表4．6．1　不連続体としての数値解析法の比較

解析法	呼　　称	発案者	特　　徴	適用分野
有限要素法	ピン要素 (Pin-ended element)	Anderson[23]	節点間にピン端をもった1次元要素であり、圧縮力ののみ伝達する	鉄筋コンクリート
	ジョイント要素 (Joint element)	Goodman[24]	厚さを持たない2次元要素で、垂直剛性K_nおよびせん断剛性K_sで節点間を結合している	不連続体 不連続岩盤
		Zienkie-wicz[25]	厚さを持つアイソパラメトリック要素であり、曲がった不連続面やその構成式の導入が可能	不連続体 不連続岩盤 (粘土をはさむような不連続面を含む場合)
		Ghaboussi[26]	相対変位に基づく不連続面のすべり、開口およびダイレタンシーの表現が可能	不連続体 不連続岩盤
		本論文 4．6	寸法効果を考慮した層間すべりの表現が可能であり、せん断剛性K_sが作用する垂直応力の関数である。用いた要素はGoodmanのジョイント要素である	成層状態を呈している不連続岩盤
	結合要素 (Linkage element)	Ngo[27]	垂直剛性K_n、せん断剛性K_sで結合され、点接触、すべりおよび開口の表現が可能	異種材料間の付着 鉄筋コンクリート
	塑性クラック要素 (Cracked triangular element)	本論文 4．5	発生する不連続面内に弾塑性構成式が導入され、逐次破壊現象の追跡が可能	斜面上の基礎 斜面の掘削

境界要素法	FE,BE Coupling	本論文 4．3	不連続面間のすべりの表現が可能。カップリングに用いた要素はGoodmanのジョイント要素。境界要素法を用いているため半無限境界条件が含まれる	異種材料で構成されている不連続岩盤 層状地盤
	ＤＤＭ (Displacment Discontinuity Method)	Crouch[28]	クラック状の空洞が存在する場合の理論解を使用	クラック進展 鉱山での深部開発
剛体バネモデル	剛体バネモデル (Rigid body spring model)	川井[10]	岩盤を剛体とバネの集合体としてモデル化、基礎式の誘導はCastiglianoの定理を使用。要素分割が解の精度に影響	極限解析用 地盤基礎の極限荷重 不連続岩盤
	修正剛体バネモデル	本論文 4．4	モデル化は川井の方法と同様であるが、ひずみを再定義し、基礎式の誘導には仮想仕事の原理を用いている要素分割は解の精度にあまり影響しない	不連続岩盤 （とくに、亀裂の発達している岩盤）
個別剛体要素法	ＤＥＭ (Distinct Element Method)	Cundall[29]	剛体とバネの集合体としてモデル化を行う。基礎式は運動方程式を用い、各時間ごとに各要素の釣り合いを考慮して方程式をたてて解くため、不連続体の動力学的な運動や破壊の様子の追跡が可能	不連続体の動的運動過程 不連続岩盤 （とくに、亀裂の発達している岩盤）
理論解析法		本論文 4．2	多層成層地盤をせん断力が伝達する長方形板とみなして任意荷重が作用したときのAiryの応力関数を用い、変形・応力解析を行う。	多層成層地盤上の基礎

参 考 文 献

1) 土木学会編；土木技術者のための岩盤力学、昭和50年度改訂版.

2) 川本眺万；岩盤力学、朝倉書店、第3版、昭和54年.

3) Maury, P. V. ;Mecanique des milieux stratifies experiences et calculs, DUNOD, pp.68-86,1970.

4) 川本眺万；応用弾性学、共立版、昭和43年.

5) 日本材料学会編；岩石力学とその応用、丸善、pp.124-131、昭和41年.

6) Venturini, W. S. ;Boundary element method in Geomechanics, Lecture notes in engineering 4, Springer-Verlag, 1984.

7) 三井康司、市川康明、尾原祐三、川本眺万；層状地盤上の境界・有限要素解析、第15回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集、pp.111-115、1983.

8) Mitsui, Y., Y. Ichikawa, Y. Obara and T. Kawamoto;A coupling scheme of boundary and finite elements using joint element, Int. J. Num. Anal. Methods Geomech. , vol.9, pp.661-172, 1985.

9) Brebbia, C. A. ;New development, Int. Conf. F.E.M., Shanghai, pp.25-35, 1982.

10) Brebbia, C. A and S. Walker;神谷紀生、田中正隆、田中喜久昭共訳；境界要素法の基礎と応用、倍風館、pp.178-182、昭和56年.

11) Goodman, R. E. ;Methods of Geological engineering in descontinuous rocks, St. Paul, West Publishing Co. , 1976.

12) 川井忠彦；新しい要素モデルによる固体力学諸問題の解析、生産セミナーテキスト（コース29)、生産技術研究所奨励会、1977.

13) Pietruszczak, St. and Z. Morz;Finite element analysis of defortmation of strain softening materials, Int. J. Num. Methods Eng. , vol.17, pp.327-334,1981.

14) Obara, Y. , T. Yamabe, Y. Simizu, Y. Ichikawa and T. Kawamoto; Elastoplastic analysis by cracked triangular element, Proc. Int. Conf. F.E.M., Shanghai, pp.654-660, 1982.

15) Kawamoto, T. and N. Takeda;An analysis of progressive failure in rock slopes , Proc. 3rd Int. Cong. Num. Methods Geomech. , Archen, pp.797-808, 1979.

16) Sugawara, K. , Y. Obara, H. Okamura and Y. Wang; Pre-calculation of surface subsidence due to coal mining, Proc. 5th Int. Conf. Num. Methods Geomech. , Nagoya, vol.3, pp.1603-1610, 1985.

17) Brown, E. T. and Hoek, E. ;Trends in relationships between measured in situ stress and depth, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.15,No.4, pp.211-215, 1979.

18) Kratzsch, H. ;Bergschadenkunde, Berlin, Springer-Verlog, 1974.

19) Bandis, S. C. , A. C. Lumsden and N. R. Barton;Fundamentals of rock joint

deformation, Int. J. Rock. Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol.20, No. 6, pp.249-268, 1983.

20) Hobbs, N. B. ;The prediction of settlement of structures on rock, Proc. Int. Conf.Settlement of Structures, Cambridge, pp. 579-610, 1974.

21) Chinese research report;Case studies of coal mining, under rivers, structures and rail-roads, Report of the department of coal production, Beijing, 1979.

22) Ewy, R. T. and M. Hood;Surface strain over longwall coal mines;its relation to the subsidence trough curvature and to surface tpography, Int. J. Rock Mech. Min. Sci. & Geomech. Abstr. , vol. 21, No. 3, pp. 155-160, 1984.

23) Anderson, H. W. and J. S. Dodd; Finite element method applied to rock mechanics, Proc. 1st Cong. ISRM, Lisbon, vol.2, pp.317-321, 1966.

24) Goodman, R. E., R. L. Taylor and T. L. Brekke;A model for the mechanics of jointed rock, ASCE, vol.94(SM3), pp. 637-659, 1968.

25) Zienkiewicz, O. C.,B. Best, C. Dullage and K. C. Stagg;Analysis of non-linear problems in rock mechanics with particular reference to jointed rock system, Proc. 2nd Cong. ISRM, Beograde, vol.3, pp. 501-509, 1970.

26) Ghaboussi, J., E. L. Wilson and V. Isenberg;Finite element for rock joints and interfaces, ASCE, vol.99(SM10), pp. 833-848, 1973.

27) Ngo, D.and A. C. Scordelis;Finite element analysis of reinfoced concrete beams, J. ACE, vol.64, No.3, pp. 152-163, 1967.

28) Crouch, S. L. and A. M. Starfield;Boundary element methods in solid mechanics, George Allen & Urwin, 1983.

29) Cundall, P. A. ;A computer model for simulating progressive, large-scale movements in blocky rock system, Proc. Symp. ISRM, Nancy, France, pp. 8-11, 1971

5．不連続岩盤の力学挙動の模型実験法とその適用

5．1 緒　言

数理モデルは、複雑な地質構造、地盤の構成式、降伏条件、時間依存性などを簡単に導入することができ極めて有用である。しかし、破壊の形状は有限に分割された要素のスケールでしか明確とならず、また、インプットデータとなるべき情報が正確に把握されていなければしかるべき結果を得ることはできない。一方、物理モデルは、実物と模型の寸法が異なっており、模型の挙動と実物の挙動を関係づける相似則が検討されれば、実物の挙動を予測することが可能となる。また、数理モデルに比して破壊形態は明確となる。しかし、材料の選定やモデル寸法の制限を受けて実物を厳密にモデル化することは不可能となり、かなりの単純化や理想化を余儀なくされている。したがって、実験より得られる情報は実物のそれとは異なることも生じてくる。以上のように考えると、実物の挙動予測に対しては、物理モデルと数理モデルのそれぞれのデータを相互に交換することによってより正確な予測が可能であると考えられる。

模型実験による構造物の挙動予測は、数値解析では得られない破壊などの諸現象を観察することができ、あらゆる工学の分野で構造物の安定解析に貢献してきている。ところが、これら実験のデータを用いて挙動を予測する場合、模型の挙動と実物の挙動が相似であることが必要で、実物と模型の大きさに違いがある場合でも両者の挙動が相似であるならば、模型の挙動から実物の挙動を数値的に換算することができる。このような実験模型の挙動と実物の挙動を関係づける換算法は相似則と呼ばれ、理論的に与えられる。

本章は、相似則の確立されている遠心力載荷装置および底面摩擦装置を用いて、不連続岩盤の力学挙動の予測の方法を提案するとともに、物理モデルと数理モデルを用いた地盤の挙動予測を行ない、設計への適用を論じたものである。具体的には天盤の崩落、成層斜面の安定性および基礎に破砕帯を有するダムの安定性の検討を行なった。

5．2 遠心力載荷装置による模型実験[1)]

5．2．1 遠心力載荷装置

長壁式採鉱法では、払後天盤をすみやかにかつ安全に崩落させることが極めて重要である。なぜならば、採掘跡天盤の崩落が不十分な場合には、切羽付近が圧力アーチの支台圧となるため、切羽支保に大きな圧力が作用し、切羽付近の炭層も強い地圧の作用を受けて時には山はねを起こすからである。従来の研究は天盤に発生したクラックを考慮したモデルを用いたWright[2]の実験的研究があるが、この研究は天盤崩落の防止が目的で長壁式採鉱法のように天盤の崩落を起こさせることを目標としている場合には、従来の実験のような通常の載荷方法では、重力の効果が十分考慮されているとはいえない。本節では、重力場におけるきょう炭層模型の挙動を実験的に検討し、主として細長比のあまり大きくない天盤梁が、塑性曲げを起こして変形する場合の極限安定性について基礎的に論じる。

遠心力載荷装置を用いた研究は古くから内外で行われてきている。国内では数箇所の研究施設[3)−7)]に装置が置かれているが、岩盤を対象とした実験が実施できる装置は少なく、本実験装置はその一つである。用いた遠心力載荷装置を示すと図５．２．１のようである。模型の最大寸法は２００×２００mmで、遠心機の回転羽根に作られた切込み中に置かれる。回転羽根は長さ１２８ｃｍ、幅３２ｃｍ、高さ１５ｃｍ、重量３００ｋｇである。回転軸は直径７.５ｃｍで、模型にセットされるひずみゲージ等のひき出し線が配線してある。回転羽根を入れる外管容器は直径１７２ｃｍ、高さ４３ｃｍ、厚さ０.６ｃｍの円筒管で上蓋には一辺２３ｃｍの観測窓が設けてある。直流電動機は、サイリスタレオナード制御装置により、２５００ｒｐｍまでの任意の回転数に制御され、この回転数の計測は光電プローブとF-Vコンバータによっている。模型の挙動は写真撮影により記録する。この装置は遠心機の回転に同期した光電プローブのパルス信号を分周器に入力し、パルス数を整数分の１に減じた後、ディジタル式回転計に入力し、増幅して、ストロボ照射を行ない、回転中の模型像を観測窓内に固定させ、ストリークカメラにより撮影するものである。なお、ストロボの閃光時間は、２２μｓｅｃであり、フィルムの最大送り速度は１０ｃｍ/ｓｅｃである。

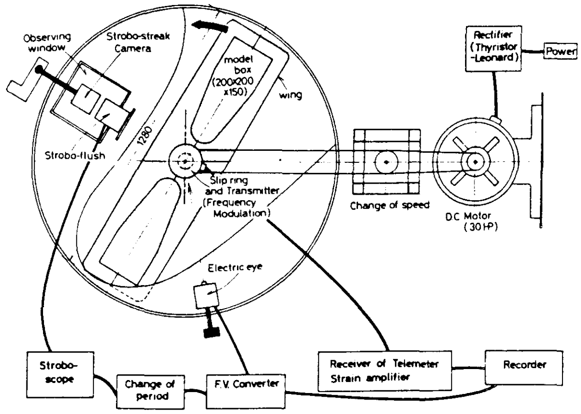


図5.2.1 遠心力載荷装置の概要

５．２．２ 遠心力載荷実験における相似則

実際の岩盤(以下、実物と呼ぶ)において、直交座標系X_1、X_2、X_3を任意にとると、釣り合い方程式は、テンソル表示を用いるとつぎのように書くことができる。

$$\partial \sigma^p_{ij} / \partial X_j + b^p_i = 0 \qquad (5.2.1)$$

ここに、σ^p_{ij}は応力テンソルでありb^p_iは物体力であり、上指標 ^{p} は実物(prototype)を表す。また、模型に対しても直交座標系x_1、x_2、x_3においてつぎの釣り合い方程式が成立する。

$$\partial \sigma^m_{ij} / \partial x_j + b^m_i = 0 \qquad (5.2.2)$$

ここに、σ^m_{ij}、b^m_iは（５．２．１）式と同様で上指標 ^{m} は模型(model)を表す。

さて、実物と模型の寸法の比をΛとすると

$$X_i = \Lambda x_i \qquad (5.2.3)$$

が成り立ち、したがって

$$\partial x_i / \partial X_i = 1/\Lambda \qquad (5.2.4)$$

となる。また、実物と模型に作用している力をそれぞれf^p、f^mとし、それらの比をΣとすると、

$$f^p = \Sigma \cdot f^m \qquad (5.2.5)$$

となる。$f^p = \sigma^p X^2$、$f^m = \sigma^m x^2$および（５．２．３）式を用いると実物と模型の応力の関係は

$$\sigma^p_{ij} = (\Sigma / \Lambda^2) \cdot \sigma^m_{ij} \qquad (5.2.6)$$

を得る。したがって、（５．２．４）、（５．２．６）式を（５．２．１）式に代入する

と

$$\partial \sigma^{m}_{ij}/\partial x_{j}+(\Lambda^{3}/\Sigma)\cdot b^{p}_{i}=0 \qquad (5.2.7)$$

となり、（５．２．２）式と比較すると

$$b^{m}_{i}=(\Lambda^{3}/\Sigma)\cdot b^{p}_{i} \qquad (5.2.8)$$

を得る。したがって、実物の単位体積重量をρ、重力加速度をgとすると

$$b^{m}_{i}=(\Lambda^{3}/\Sigma)\cdot \rho \cdot g \qquad (5.2.9)$$

となる。

いま、k方向が重力の方向と考え、遠心力載荷装置の角速度ω、回転数n、回転半径をR、模型の単位体積重量をρ'とすると、模型内の物体力は（５．２．９）式を用いて次式で表される。

$$b^{m}_{k}=\rho' R\omega^{2}=4\pi\rho' R n^{2}=(\Lambda^{3}/\Sigma)\rho g \qquad (5.2.10)$$

単位体積重量比$\rho/\rho'=\Gamma$とすると、

$$\Lambda=4\pi^{2}\Sigma R n^{2}/(g\Gamma) \qquad (5.2.11)$$

を得る。このとき、実物の材料を用いて実験する場合、$\Gamma=1$となるから（５．２．１１）式は

$$\Lambda=4\pi^{2}\Sigma R n^{2}/g \qquad (5.2.12)$$

となり、結局、幾何スケールΛの模型を作成れば応力スケールΣの相似性が成立することになる。

５．２．３ 炭層実験模型

模型は図５．２．２に示すような奥行き３ｃｍのものである。まず、模型の底部を基礎とし、この上に厚さＤが１．０５ｃｍの板状層を単純に１４枚積み重ねて、水平なきょう炭層を模した。つぎに、上から１１層目の中央に空洞を設けた。空洞の長さＬは表４．２．１に示した。材料は石膏、石灰粉、水を１：１：１で混合した材料Ａとこれに砂１０と水３をさらに加えた材料Ｂの２種類である。空洞の上下の層は常に材料Ａで製作し、空洞部分の層の材料のみを変化させた。ここに、材料Ａを使ったものを模型Ａと呼び、材料Ｂを使ったものを模型Ｂと呼んで区別する。なお、直接天盤中央までの回転半径Ｒは５０．５ｃｍである。

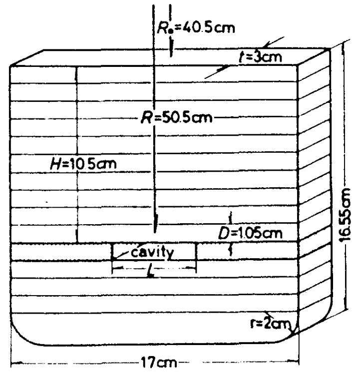


図5.2.2 模型の形状および寸法

いま、この模型が遠心機内を角速度ωで回転したとすると、直接天盤に作用する自重による等分布荷重ｑは、次式で与えられることになる。

$$q = \gamma \omega^2 RD/g \qquad (5.2.13)$$

ここにγは単位体積重量、ｇは重力加速度である。

模型材料の圧縮試験結果は、図５．２．３に示すようである。試験片は直径５ｃｍ、高さ１０ｃｍの円柱試験片で、ひずみはダイヤルゲージにより圧板間の変位を計った結果から算出した。圧縮強度やヤング率は表５．２．１に示した。

ところで、本装置による遠心力加速度は半径方向に作用し、かつ回転中心からの距離に比例して増大する。したがって模型内では、回転中心に近い地表面と底面付近とでは地盤の重量が異なる。また、本実験では、遠心載荷装置の回転軸と直角に、すなわち水平に模型が置かれている。したがって容器の中心軸から離れるに従って重力に水平方向の成分が生じることになる。この水平方向の力は梁中心から遠ざかるにつれて増加し、梁を水平方向に引き伸ばすことになる。空洞直上の梁についてみると、梁の左右の端ではこの成分が遠心力の１７％にも達し、容器の拘束を十分にしてもこの影響を除くことはできない。以上のような実験装置の欠陥を考慮すると、模型全体の挙動は厳密な重力場のそれとは相当に異なるものと推察される。しかしながら、かりに空洞直上部の梁になんらかの原因で

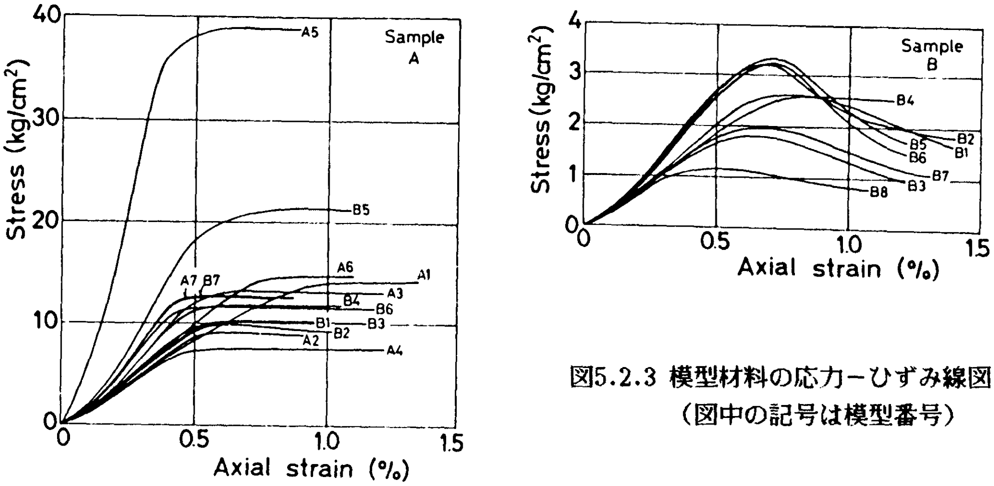


図5.2.3 模型材料の応力－ひずみ線図
（図中の記号は模型番号）

表5.2.1 遠心載荷実験結果の一覧表

模型番号	空洞長さ	天盤模型材料の物性値			炭層模型材料の物性値			直接天盤崩落時の載荷条件		中央部の引張亀裂の位置	直接天盤の最大たわみ	崩落時に炭層に作用する平均鉛直圧力比
		単位体積重量	平均圧縮強さ	平均ヤング率	単位体積重量	平均圧縮強さ	平均ヤング率	回転数	載荷強さ			
	L(cm)	γ(g/cm³)	Sc(kg/cm²)	E(kg/cm²)	γ'(g/cm³)	Sc'(kg/cm²)	E'(kg/cm²)	n(r.p.m.)	q/Sc	l_1/L	dc/D	$\bar{\sigma}/Sc'$
A1	4.0	1.17	14.2	1700	1.17	14.2	1700	1250	0.0763	0.43	0.27	0.90
A2	5.0	1.12	9.1	1900	1.12	9.1	1900	772	0.0435	0.50	0.32	0.56
A3	5.0	1.18	13.4	2800	1.18	13.4	2800	959	0.0480	0.40	0.13	0.62
A4	5.0	1.19	7.8	2200	1.19	7.8	2200	653	0.0386	0.40	0.22	0.50
A5	6.0	1.24	38.8	11900	1.24	38.8	11900	1235	0.0289	0.50	0.28	0.40
A6	7.0	1.16	14.5	2000	1.16	14.5	2000	779	0.0288	0.38	0.20	0.44
A7	8.0	1.19	13.0	3400	1.19	13.0	3400	616	0.0206	0.37	0.22	0.35
B1	4.0	1.18	10.3	2100	1.48	2.7	410	1134	0.0874	0.38	0.12	4.0
B2	4.0	1.13	9.7	2100	1.48	3.2	710	796	0.0645	0.43	0.20	2.3
B3	5.0	1.19	10.3	2500	1.45	1.6	400	799	0.0437	0.41	0.25	3.5
B4	6.0	1.18	11.7	2800	1.50	2.6	440	710	0.0301	0.49	0.22	1.9
B5	7.0	1.12	22.4	4300	1.50	3.3	670	834	0.0206	0.43	0.21	2.1
B6	8.0	1.19	11.4	3200	1.47	3.2	560	558	0.0193	0.38	0.18	1.2
B7	8.0	1.21	12.7	3600	1.48	2.0	410	574	0.0186	0.41	0.26	2.0

クラックが入るならば、クラックによって周囲と分離された梁に作用する遠心力の合力方向は鉛直方向から最大３度偏るにすぎない。したがって、このように範囲を限定してみれば、遠心載荷による影響はそれほど大きいものとは思われない。そこで、本実験では空洞直上部の梁の死荷重に起因する塑性曲げに限定して検討を進めることにする。

５．２．４ 実験結果

回転数を増し、きょう炭層内模型の応力を高めるとき、まず、直接天盤が幾分湾曲する傾向を示すと、中央部に小さいクラックの発生がみとめられる。この時点の載荷強さ

ｑ/Ｓ$_c$の値を示すと図５．２．４のようであり、天盤の細長比の２乗にほぼ反比例するが、このクラックの発生には、前述したような遠心載荷による水平力も影響しているものと想像される。さらに回転数を高めると、直接天盤のたわみ速度が増し、空洞の端の上側にも小さい亀裂がみとめられる。この亀裂の位置やその生じる時点の載荷強さなどは、炭層の圧縮変形の状況と大いに関係していると思われるが、本実験の範囲では、発生位置はすべて空洞端に近接していた。また、写真５．２．１にみるように、直接天盤の上部には空間が生じ、直接天盤は単独に遠心力の作用を受けて、湾曲しつづける。写真５．２．１は、崩落直前のものであり、崩落直後は写真５．２．２にみるように、直接天盤の中央部の上側に圧縮破壊が確認された。破壊角θは約６０°で材料の破壊角に一致した。写真５．２．１からわかるように、空洞直上部はクラックの入った梁として平衡を保っている。

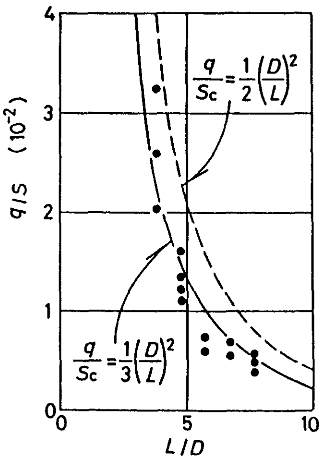


図5.2.4 天盤はり中央部に引張亀裂が発生した時点でのｑ/Ｓ$_c$
（図中の黒丸は実験値）

写真撮影によって求めた直接天盤のたわみ量を整理すると、図５．２．５のようである。これは付図のように梁中央のたわみ量ｄをまとめたものである。この図では、炭層の性質が異なっても崩落時のｄ/Ｄの大きさにはあまり差がないことに注目される。炭層が弱い材料からなる模型Ｂでは、模型Ａと異なり、炭層全体がかなり圧縮される。模型Ｂについて、炭層に作用する平均鉛直応力と炭層強度との比を縦軸にとり、炭壁の圧縮率δ/Ｄを整理してみると、図５．２．６のようである。このように炭壁はかなり圧縮され

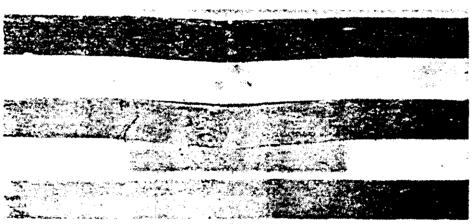


写真5.2.1 崩落直前の天盤はり（模型Ａ５）

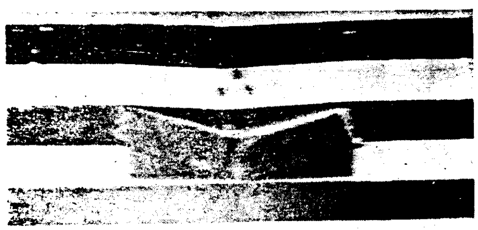


写真5.2.2 崩落後の天盤はり（模型Ａ５）

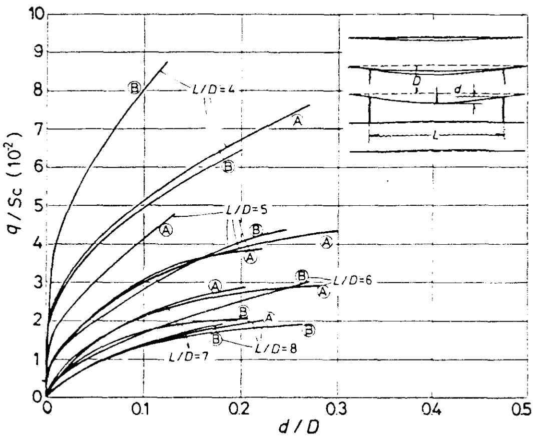


図5.2.5 天盤はりのたわみ量の変化
（図中のAは模型AをBは模型Bを示す）

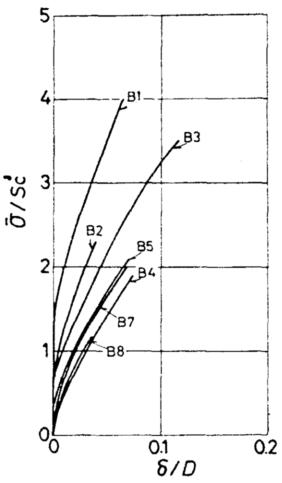


図5.2.6 模型Bを用いた場合の炭壁の圧縮率
（図中の番号は模型番号）

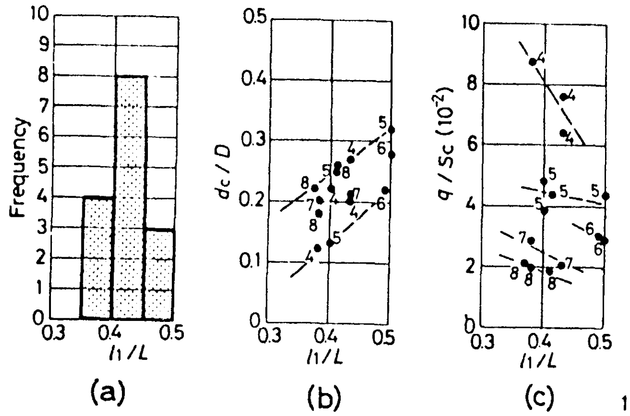


図5.2.7
(a) 天盤はり中央部の引張亀裂位置の発生頻度
(b) 崩落直前のたわみ量と中央部亀裂位置との関係
(c) 崩落時のq/S$_c$と中央部亀裂位置との関係
（図中の数字はL/Dの近似値を示す）

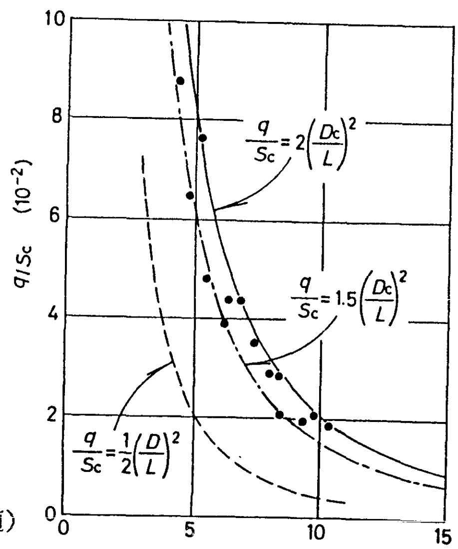


図5.2.8 天盤はりの崩落時のq/S$_c$と
L/D$_c$の関係（図中の黒丸は実験値）

ていたが、崩壊するまでには至らなかった。その結果、模型Aと似た梁の破壊が生じたのであろう。炭層がさらに脆弱であれば、炭壁部の崩壊が起り、天盤崩落の様相は幾分異なったであろうと思われる。

崩落時の回転数n、たわみd、載荷強さq/S_cおよび空洞の端より中央部のクラックまでの水平距離のうちの小さい方の値ℓ_1を空洞長さLで除した値ℓ_1/Lを表5．2．1に示した。ℓ_1/Lの頻度グラフを描くと図5．2．7（a）のようであり、中央部のクラックは、中央から幾分片寄って生じることが多く、また、同図に示したように、ℓ_1/Lが大きいものは崩落時のたわみ量d_cが大きく、q/S_cは反対に小さくなる傾向がみとめられる。

さて、崩落時の載荷強さq/S_cの値をまとめてみると、図5．2．8のようである。実験値は、

$$q/S_c = 2/(L/D_c)^2 \qquad (5.2.14)$$

と次式との間に分布している。

$$q/S_c = 1.5/(L/D_c)^2 \qquad (5.2.15)$$

ここで、

$$D_c = D - d_c$$

である。

この結果から直接天盤の崩落は、（5．2．14）式で与えられるq/S_cよりも載荷強さの少ない状態で発生し、（5．2．14）式はその上限値、すなわち塑性曲げを起こす梁の極限安定条件を与えるものと判断される。

5．3 底面摩擦装置による模型実験[8)]

5．3．1 底面摩擦装置

岩盤斜面の安定性の評価は、従来、土質力学における円弧すべりの理論をもとに発達してきた。この考え方は岩盤が巨視的に均質とみなせる場合に有効である。しかし、岩盤は不連続体であるため、斜面と不連続面の幾何形状、不連続面の力学特性等を考慮した安定性の評価を行なう必要がある。本節では、底面摩擦装置により層状斜面模型の挙動を実験的に検討し、主として、斜面傾斜と層理面の幾何形状について注目し、斜面の安定性について論じる。

底面摩擦装置は、模型上面に空気圧を作用させ、ベルトに垂直な荷重を変化させることによって模型内の摩擦力を制御し、自重効果を与える装置である。この装置の原理を示すと図5．3．1のようである。一定速度で作動するベルト上に模型を置き、固定障害で模型のすべりを止めることによって、模型とベルトの間で生じた摩擦力で模型内に自重と等価な力を作用させるものである。

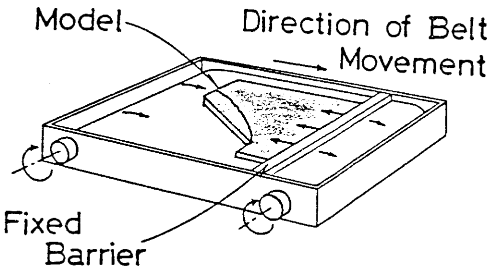


図5.3.1 底面摩擦装置の原理

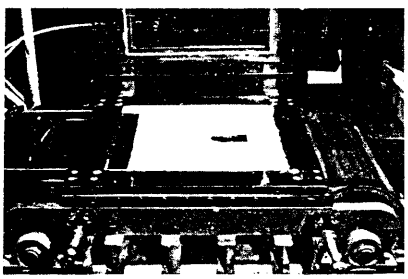


写真5.3.1 底面摩擦装置

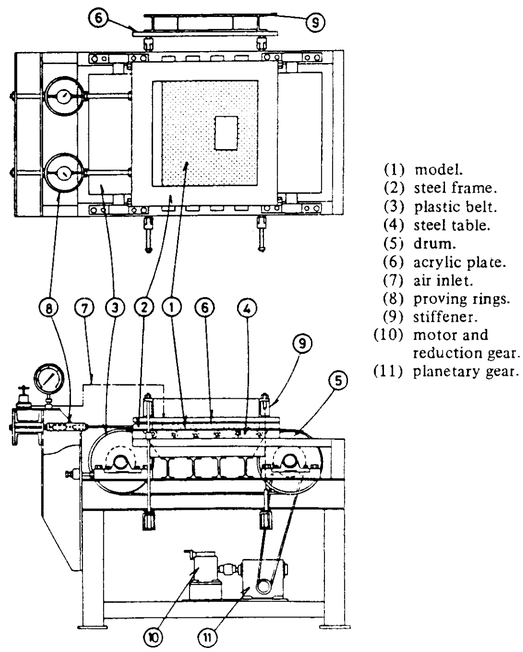


図5.3.2 底面摩擦装置の正面および平面図

本装置の概要は写真５．３．１のようであり、図５．３．２には正面および平面図を示す。模型は最大寸法５０ｃｍ×５０ｃｍ×２．５ｃｍで、左右のドラムに掛けられたゆっくり動くプラスティックベルト上に置かれ、鉄製のフレーム内に設置されている。このフレームは、ローラベアリング上に置かれ、プルービングリングを取り付けた２本のロッドで固定されており、図５．３．１の固定障害の役目をはたし、模型全体に作用する荷重はこの２つのプルービングリングで検出する。空気圧を作用させる場合は、図５．３．３で示すように、模型上面を薄いビニールシートで覆い、アクリル板および耐圧ガラスを取り付けたスティフナーをフレーム上で固定し、コンプレッサからの空気圧をレギュレータを用いて一定に保つ。なお、ドラムの回転速度は、０．０１～０．１ｒｐｍ(ベルト速度は、０.４９～９.４ｃm/ｍｉｎ)、レギュレータの精度は、０．０２ｋg/ｃm^2である。

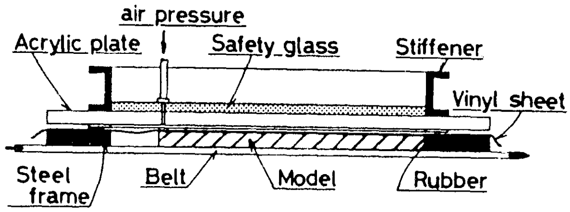


図5.3.3 模型上面より空気圧を作用させる場合の説明図

５．３．２ 底面摩擦模型実験における相似則

地盤構造物の挙動は初期状態、境界状態、不連続面の規模や充填物の有無、あるいは幾何学的状態などによって大きく支配されている。この構造物をシミュレートする場合、ただ単に幾何学形状を相似しただけでは、応力状態についての相似則が満足されなくなり、強度に関しても相似則を考慮しなければならない。また、岩盤を構成している岩石の弾性定数、粘着力、内部摩擦角などの種々の物性値が相似則に対して影響を与えることは明らかであろう。

底面摩擦模型実験における相似則[9]に対して、つぎのような無次元のパラメータ、すなわち、力学的相似条件と幾何学的相似条件を導入する。

$$\Sigma = \sigma_c / \sigma_c' \text{、} \quad \Lambda = z / z' \qquad (5.3.1)$$

ここで、σ_c、σ_c'はそれぞれ実物および模型の一軸圧縮強度であり、z、z' はそれぞれの寸法である。以下、Σを応力スケール、Λを幾何スケールと呼ぶことにする。

模型内の応力状態を示すと図５．３．４のようである。ベルトに垂直に作用する応力p_t、および模型とベルトの間の摩擦力τはつぎのように表される。

$$p_t = \gamma' \cdot t' + p_a \fallingdotseq p_a$$
$$\tau = \mu \cdot p_t = \mu p_a \qquad (5.3.2)$$

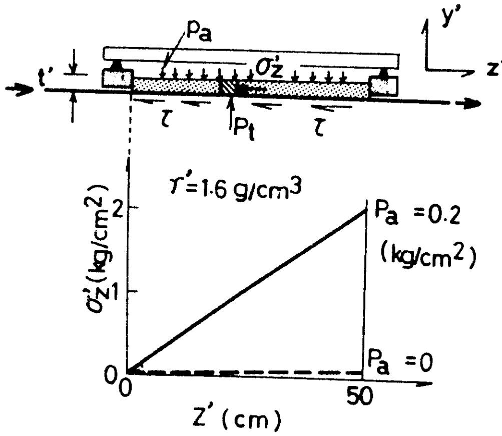


図5.3.4 模型内の応力状態

ここで、γ'は模型の単位体積重量、t'は模型の厚さ、p_aは模型上面に作用する空気圧 、μは模型とベルトの間の摩擦係数である。なお、モデルの単位体積重量によるベルトに垂直な応力は空気圧に比べて無視できるほど小さい。したがって、モデル内のベルトに平行な応力σ_z'は次式で表される。

$$\sigma_z' = \tau \cdot z'/t' = \mu \cdot p_a \cdot z'/t' \qquad (5.3.3)$$

たとえば、$\mu = 0.5$、$\gamma' = 1.6\ g/cm^3$、$p_a = 0.2\ kg/cm^2$の条件の下でのモデル内のσ_zの分布を示すと図５．３．４の実線で示すようである。わずかな空気圧を模型上面より作用させるだけで、模型内に大きな応力が発生することがわかる。したがって、空気圧を作用させることによって、応力スケールΣは実験に都合のよい値まで小さくでき、また、空気圧を変化させることによって任意に選ぶことができる。

つぎに、与えられた応力スケールΣと幾何スケールΛに対して作用させる空気圧p_aを決定するとつぎのようになる。

実際の構造物内の応力は、実物の単位体積重量をγとすると

$$\sigma_z = \gamma \cdot z = \gamma \cdot \Lambda \cdot z' \qquad (5.3.4)$$

となり、模型内の応力は（５．３．３）式より

$$\sigma_z' = \mu \cdot p_a \cdot z'/t' \qquad (5.3.3)$$

となる。ここで、$\sigma_z/\sigma_z'=\Sigma$であるから、$p_a$は次式で得られる。

$$p_a=t'\cdot\gamma\cdot\Lambda/(\mu\cdot\Sigma) \tag{5.3.5}$$

モデルに空気圧を作用させた場合、空気圧は模型の自由面（模型において地上面に相当する部分）では最大主応力、模型の底部（固定障害に接している部分）では最小主応力となる。模型材料の一軸圧縮強度は、一般に作用させる空気圧より大きいので模型の自由面においては破壊は起こらない。

一方、模型の底部で破壊を生じさせないためには、底部での応力が模型材料の破壊基準以下でなければならない。後述するように、ここで使用した模型材料の破壊基準はCoulombの破壊基準を満たすので、次式を満足しなければならない。

$$\sigma'_{z\cdot max}=\mu\cdot p_a\cdot z'_{max}/t'\leqq\sigma_c'+q\cdot p_a \tag{5.3.6}$$

ここで、$q=\tan^2\alpha$、$\sigma_c'=2c'\tan\alpha$、$\alpha=\pi/4+\phi/2$、ϕは模型材料の内部摩擦角、σ_c'は模型材料の１軸圧縮強度であり、c'は模型材料の粘着力を表す。（５．３．５）、（５．３．６）式および（５．３．１）式より次式を得る。

$$\Lambda\geqq\mu\cdot(z_{max}-\sigma_c/\gamma)/(q\cdot t') \tag{5.3.7}$$

（５．３．７）式の右辺は定数となるので、幾何スケールΛの値を決定する際、模型の底部を破壊させることのないように十分に注意しなければならない。

岩盤構造物に対する底面摩擦模型実験の静的挙動の相似則について述べたが、実際の構造物には重力加速度が作用しているため模型実験ではシミュレートが不可能な現象が存在する。たとえば、岩塊が斜面から飛び出し、回転しながら落下するような現象である。この場合、模型では通常の運動方程式が満たされずに実際の現象とは異なったものとなる。このため、模型実験において現われた挙動は実際に起こり得ないこともあるということをよく理解し、種々の挙動に対して評価を与えなければならない。

５．３．３ 模型材料の力学特性

模型材料としては、『砂、セメント、水の混合物』、『砂、石膏、水の混合物』、『小麦粉、食用油、砂の混合物』、あるいは、寒天、プラスティクなど数多くのものが用

いられてきたが、相似則をすべて満足する模型材料は存在し得ない。幾何スケールを決定すると、幾何スケールは構造物の変形も支配しているために他の相似則(たとえば変形に伴う応力分布など)を満足しなくなる。また、岩盤のもつ物性値、たとえば弾性定数は、本節で用いた模型材料においては図５．３．５に示すように、一軸圧縮強度との比が２５６：１であるので（５．３．１）式を用いて応力スケールを決定したならば弾性定数が一意的に定まる。しかし、一般に岩盤のもつ弾性定数と一軸圧縮強度の比は５００～２００：１[10]であるため、模型とは異なり、この結果、変形に対する相似則は満足されなくなる。さらに、岩盤のもつ不連続面の変形やダイレタンシー効果あるいは、岩盤の塑性的挙動に対しても相似則が問題となってくる。

本研究で使用した模型材料は、硫酸バリウム($BaSO_4$)、酸化亜鉛(ZnO)、白色ワセリンを７０：２１：９の割合で配合したもので[9][11]、この材料は強度が単位体積重量に大きく依存しているため、模型に要求される強度を比較的簡単に変化させることができる。さらに、化学反応を起こすこともなく、再使用が可能である。

この材料の力学特性を調べるため、三軸圧縮試験を行なった。単位体積重量γ＝１．９０ｇ/ｃｍ^{3}付近の応力・ひずみ線図を示すと図５．３．６のようである。単位体積重量γが１.７ｇ/ｃｍ^{3}以上の材料になると図５．３．６に示すように、弾性定数は拘束圧に関係なくほぼ一定値をとるようになる。そしてこの弾性定数は、材料の単位体積重量の増加に伴ってわずかに大きくなる。また、最大強度も拘束圧とともに増加し、ひずみ軟化現象からひずみ硬化現象へと遷移していく。単位体積重量γと最大差応力($\sigma_1-\sigma_3$)の関係を示すと図５．３．７のようである。各拘束圧ごとの実測値を結んだものが実線で示してある。なお、ひずみ硬化現象を示す場合の最大軸差応力は１０％ひずみ時の強度としている。最大強度は単位体積重量と拘束圧に大きく依存し、それらの増加とともに材料のもつ最大強度は増加している。したがって、応力スケールを決定するための模型の一軸圧縮強度を得るためには、それに対応する単位体積重量を決定すればよい。

ある単位体積重量γの材料の破壊基準は、図５．３．７に示すγと$\sigma_1-\sigma_3$の関係から求められるが、それらはCoulombの破壊基準に従うことがわかった。各単位体積重量に対する粘着力と内部摩擦角は、図５．３．８に示すように単位体積重量の増大に伴って単調増加する。

相似則における応力スケールを決定するためには、それに必要な強度に対応する単位体積重量を選択すればよい。しかし、これを定めれば、弾性定数、内部摩擦角、粘着力までも定まることとなり、実際の構造物の有する物性値の何らかが相似則を満足しなくなることは避けがたい。

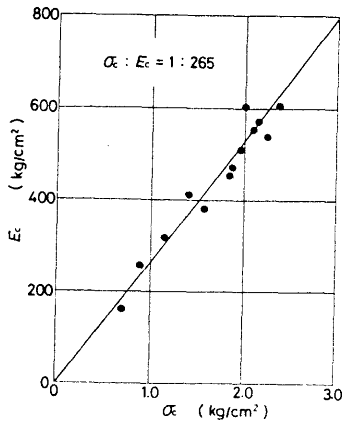


図5.3.5 模型材料の一軸圧縮強度σ_cと
ヤング率E_cの関係

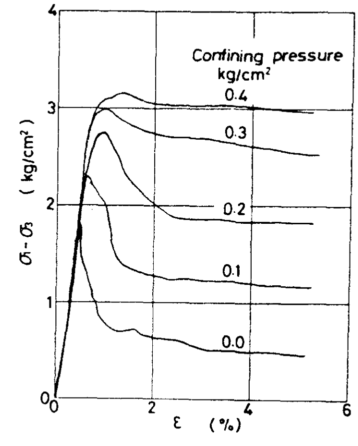


図5.3.6 模型材料の応力ーひずみ線図
（単位体積重量$\gamma = 1.9\ g/cm^3$）

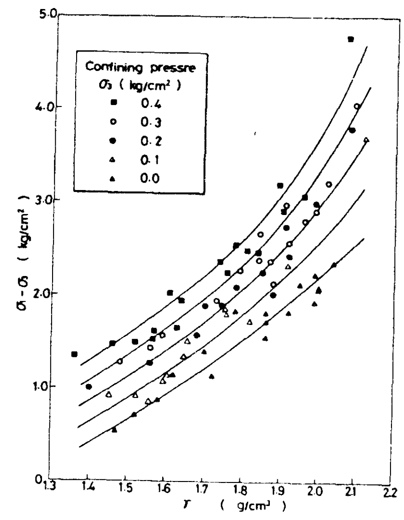


図5.3.7 模型材料の単位体積重量γと
最大差応力（$\sigma_1 - \sigma_3$）の関係

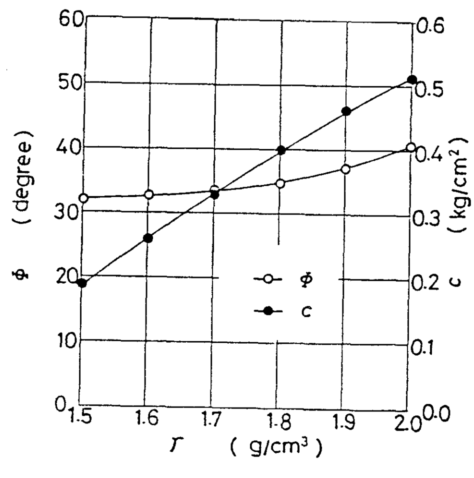


図5.3.8 模型材料の単位体積重量γと
粘着力cおよび摩擦角ϕの関係

５．３．４ 実験結果

実験は、風化した泥岩のような軟岩を対象として、ある角度をもって一様に不連続面が入った岩盤斜面をシミュレートしたものである。斜面の傾斜角度は７５°で、斜面の基礎岩盤は堅固であると仮定している。

実物と模型の諸物性値および幾何形状を表５．３．１および表５．３．２のように定めると、実際の岩盤の応力状態を得るために必要な空気圧は、（５．３．５）式よりP_a＝0.16kg/cm^{2}となる。

斜面に入っている不連続面を流れ目、差し目の２種類に分けそれぞれ水平面に対して１５°ずつ角度を変化させ、全部で１０ケースの実験を行なった。なお、ケースごとの破壊の状況を表５．３．２に示した。

（ａ） 流れ目の場合

β＝４５°、６０°のときに平面破壊をおこした。平面破壊とは、すべり面上のブロックが斜面前方へ移動するような破壊である。この様子を示すと図５．３．９のようである。破壊は不連続面で区切られた層の弱い部分に引張り亀裂が入り、それがきっかけとなってすべりを起こし、とくに、のり先部分でのすべりが大きくなっている。

いま、図５．３．１０のような不連続な面ＡＢをもつ斜面を考える。この面に作用している応力は自重によるものだけであるとし、破壊はこのａｂ面で起こると仮定する。この面に生じているせん断力は不連続面のもつ力学的特性、すなわち、粘着力C_d'および摩擦角ϕ_dによって決定することができ、すべり基準は線形と仮定する。

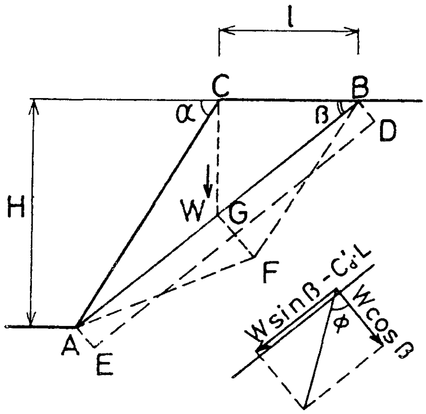


図5.3.10 不連続面が流れ目の場合の不連続面に作用する応力

図５．３．１０より不連続面上にある岩塊ＡＢＣの自重Ｗは次のように求められる。

$$\ell = H(\cot\beta - \cot\alpha) \qquad (5.3.8)$$

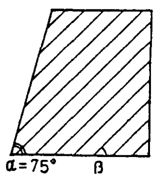
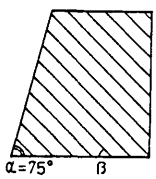
$$W = (\gamma H^2/2)(\cot\beta - \cot\alpha) \qquad (5.3.9)$$

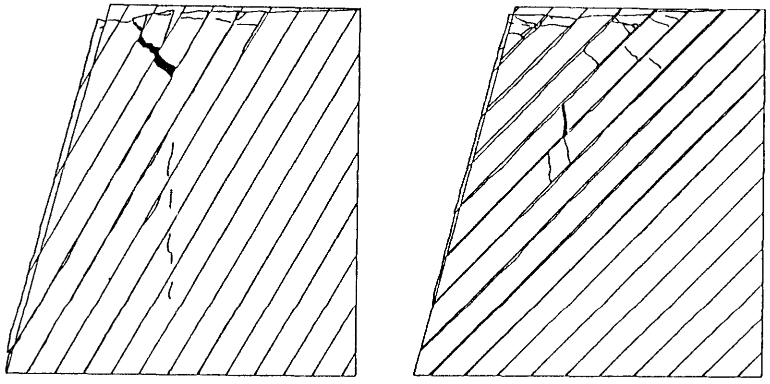
ここで、Ｈは斜面高さ、ℓはＣＢの長さ、γは岩塊の平均単位体積重量、βは破壊面の水

表5.3.1 実物と模型の諸物性および幾何形状

	Plototype	Model
Unit weight (g/cm³)	2.0	1.7
Uniaxal strength (kg/cm²)	6.5	1.2
Angle of internal friction (degree)	34	34
Modulus of elasticity (kg/cm²)	4000	330
Hight of slope	45m	45cm
Distance between discontinuities	3m	3cm
Friction coefficient between the model and the belt	μ	0.6
Thickness of model	t'(cm)	2.6
Geometric scale	λ	100
Stress scale	Σ	5.4

表5.3.2 斜面の破壊状態の一覧

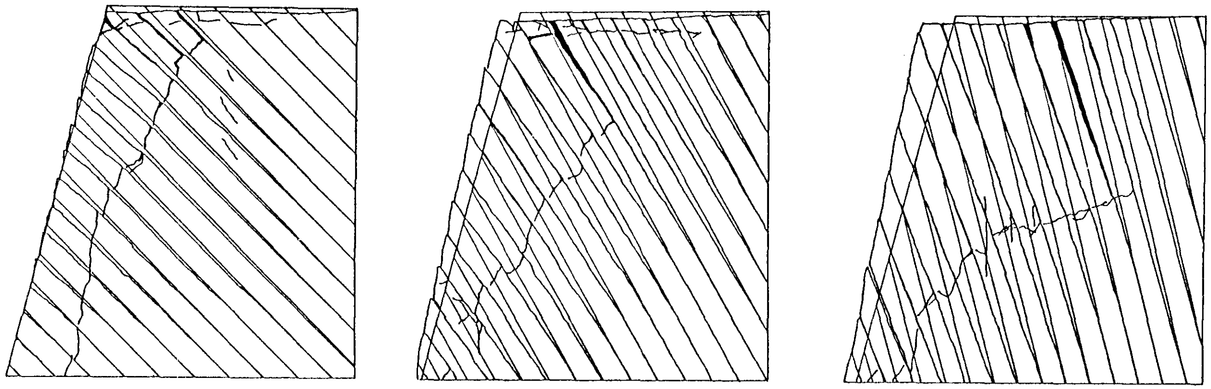
Direction of layers	Geometry	β(°)	Type of failure
Positive		75	not failed
		60	failed (plane failure)
		45	
		30	not failed
		15	
negative		-15	not failed
		-30	
		-45	failed (toppling)
		-60	
		-75	



β = 60°　　β = 45°

図5.3.9 不連続面が流れ目の場合の斜面の破壊の様子（上列）

図5.3.12 不連続面がさし目の場合の斜面の破壊の様子（下列）



β =-45°　　β =-60°　　β =-75°

平面からの傾き、αは斜面の傾きである。

自重のみ作用していると仮定しているので、最大主応力はのり先の鉛直下の破断面で生じ、ＡＢに垂直な応力分布は、図５．３．１０の三角形ＡＦＢで表される。この応力分布を近似的に四角形分布、すなわちＡＥＤＢで仮定するとＡＥは三角形ＡＦＢの高さＦＧの半分となる。

破断面のせん断応力と垂直応力の極限平衡状態は次式で与えられる。

$$W \cdot \sin\beta / L \leqq W \cdot \cos\beta \cdot \tan\phi_d / L + C_d' \qquad (5.3.10)$$

ここで、Ｌは破断面の長さで $L = H/\sin\beta$、C_d'は不連続面での見かけの粘着力、ϕ_dは不連続面での摩擦角である。

すべりが生じないためには次式を満足しなけらばならない。

$$\tan\phi_d \geqq \tan\beta [1 - 2C_d' / \{\gamma H (\cot\beta - \cot\alpha)\sin^2\beta\}] \qquad (5.3.11)$$

なお、（５．３．３）式において、$p_a = 0.16\,kg/cm^2$、$\mu = 0.6$、$t' = 2.6\,cm$のときのσ_γは$\sigma_z = 0.037z'$であり、自重がかぶり重量圧を決めると仮定すると、この空気圧が作用している模型に用いるγの値は０．０３７である。

ここでＨ＝４５ｃｍ、$\gamma = 0.037\,kg/cm^3$、$\alpha = 75°$ を（５．３．１１）式に代入し、βと(５.３.１１)式の右辺の関係をC_d'の値ごとにグラフにしたものが図５.３.１１である。$\tan\phi_d$の値を同じグラフの上に破線で描き、この破線よりもグラフが上部にある範囲では（５．３．１１）式を満たさないので平面破壊を起こす。

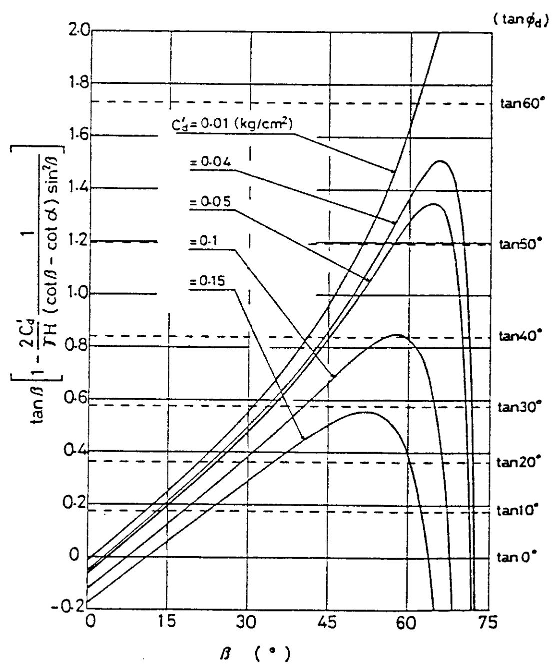


図5.3.11 平面破壊に対する安定性

不連続面の一面せん断試験の結果

によると、C_d'＝０.０４ｋｇ／ｃｍ^2、ϕ_d＝４０度であるから、この模型材料を用いた場合は図５．３．１１から、βが４４°から７１°までの範囲で平面破壊を起こすことになる。実験で破壊を示したときのβの値はこの範囲を満たしていることがわかる。

実際の岩盤斜面に対し、斜面の角度、不連続面の角度、およびその不連続面における粘着力、摩擦角を知ることができれば安定性を検討することができる。しかし、これらの値だけでなく、その他の要因、たとえば岩盤中の他の不連続面、地下水の有無、あるいは地震などが複雑に破壊に影響を及ぼしているため、これらの要因を考慮にいれた上で安定性を評価しなければならない。

（ｂ） 差し目の場合

β＝４５°、６０°および７５°のときにトップリングを起こした。この様子を示すと図５．３．１２のようである。どの場合においても不連続面によって区切られた柱状の層が片持ちばり状に前方へ屈曲し、層の途中に引張り亀裂を生じ、徐々にのり尻へ進んでいる。そしてその引張り亀裂はβが小さくなるほど急な角度で発生している。また、柱状の層の斜面側への動きによって層の間にすべりが生じ、すべりを生じた面の上の部分は逆縦崖を形成し、トップリング現象を示している。

トップリングを起こす原因は複雑であり、破壊のメカニズムにおいて未解明な部分が多い。トップリング現象の理論的解明は不連続面が差し目の場合の岩盤斜面の安定性を論ずる上での今後の大きな課題であるといえよう。

５．４ 基礎に断層破砕帯を有するダムの安定性評価への適用[12)]

５．４．１ ダム基礎の地質状況

建設されるダムはロックフィルダムであり、ダムサイトを構成する地質は砂岩および泥岩の互層より成っている。ダム基礎の地質平面図およびダム軸河床部での地質断面図を示すと図５．４．１のようである。堤敷には、上下流方向に走る３本のF_1～F_3断層が確認され、F_1およびF_3は大規模な破砕帯の両端に位置する断層である。ダム軸上での破砕帯幅は約６５ｍでダム軸とほぼ直交し、河川の上下流方向に延びている。また、境界が傾斜していることから推察すると、鉛直方向の破砕帯の分布は急激に狭くなり、ダム軸における着岩部から５０ｍの深さでは約４０ｍの幅となっていると考えられる。

このような地質状況のため、破砕帯を取り囲む堅岩と堤体が接する部分の施工形状が

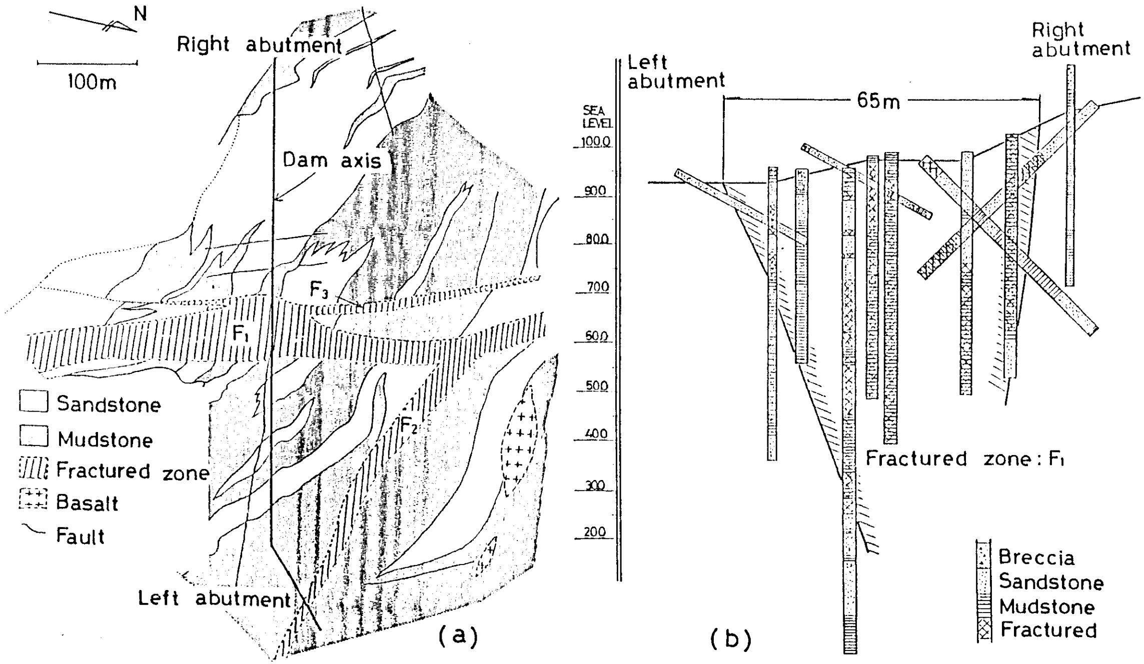


図5.4.1ダム基礎の地質
(a) ダム基礎の地質平面図　(b) ダム軸河床部での地質断面図

設計上の大きな問題となった。本節では、この部分の工学的な最適形状を決定するために、物理モデルおよび数理モデルを用いたシミュレーションを実施し、これらの結果をもとに設計に対するアプローチを示す。

５．４．２ 築堤材料および基礎地盤の力学特性

対象となる断面は図５．４．１（ｂ）に示すダム軸断面（堤体縦断）であり、この断面は３種類の物質で構成されている。すなわち、築堤材料（不透水性材料）、破砕帯および堅岩である。

不透水性材料としての築堤材料は、ダム軸上流池敷内の砂岩および泥岩の強風化帯である。この材料に対して３軸ＵＵ試験を実施した。供試体寸法は直径１００ｍｍ、高さ２００ｍｍであり、各拘束圧下における応力－ひずみ曲線の例を示すと図５．４．２のようである。

Duncanら[13]は応力－ひずみ関係を次式で与えている。

$$\sigma_1-\sigma_3=\varepsilon_1/(a+b\varepsilon_1) \qquad (5.4.1)$$

ここで、σ_1およびσ_3は最大および最小主応力、ε_1は軸ひずみであり、aおよびbは実験より得られる定数である。係数aは、初期接線弾性係数E_iの逆数であり、次式で与えられる。

$$1/a = E_i = K p_a (\sigma_3 / p_a)^n \qquad (5.4.2)$$

ここで、Kおよびnは実験より得られる定数であり、p_aは大気圧である。係数bは、双曲線で表される応力－ひずみ線図の漸近線を$(\sigma_1 - \sigma_3)_{ult}$とすると

$$1/b = (\sigma_1 - \sigma_3)_{ult} \qquad (5.4.3)$$

と表すことができる。

（5.4.1）式をもとに実験結果をまとめてみると図5.4.3のようであり、各拘束圧に対して直線関係となる。したがって、築堤材料の構成式は（5.4.1）式で表される双曲線で近似することができる。なお、破壊時の$(\sigma_1 - \sigma_3)_f$は係数R_fを用いて

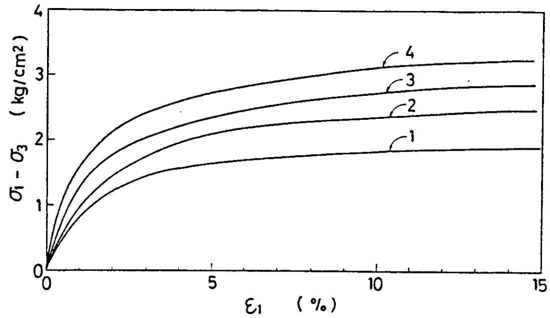


図5.4.2 築堤材料の応力－ひずみ関係（図中の数字は拘束圧：kg/cm²）

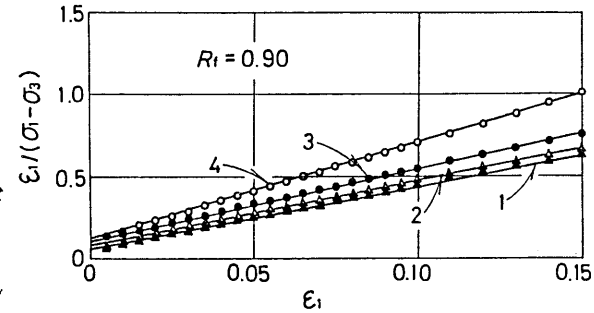


図5.4.3 築堤材料のε_1と$(\sigma_1-\sigma_3)/\varepsilon_1$の関係（図中の数字は拘束圧：kg/cm²）

$$(\sigma_1 - \sigma_3)_f = R_f (\sigma_1 - \sigma_3)_{ult} \qquad (5.4.4)$$

と書くことができ、図5．4．2の応力－ひずみ線図においては、$R_f = 0.90$であった。

本実験より得られた破壊時の直応力およびせん断応力の関係はクーロンの破壊基準に従い、粘着力C＝0.58kg/cm²、内部摩擦角ϕ＝8.6度であった。したがって、破壊時の差応力$(\sigma_1 - \sigma_3)_f$は次式で与えられる。

$$(\sigma_1-\sigma_3)_f=(2C\cos\phi+2\sigma_3\sin\phi)/(1-\sin\phi)$$
$$=1.35+0.35\sigma_3 \qquad (5.4.5)$$

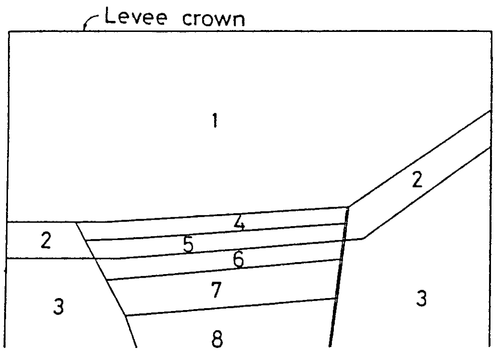
したがって、任意の応力レベルでの接線弾性係数は次式となる。

$$E_t=[1-\{R_f(1-\sin\phi)(\sigma_1-\sigma_3)\}/(2c\cos\phi+2\sigma_3\sin\phi)]^2$$
$$\cdot Kp_a(\sigma_3/p_a)^n \qquad (5.4.6)$$

本実験における定数は、K＝９０、n＝０．５であった。なお、ポアソン比は各拘束圧、応力レベルに拘わらず一定でν＝０．４７であった。

ダム基礎岩盤は観察および種々の試験結果に基づいて、田中あるいは菊池らの分類基準[14)]を参考に本ダムサイトに適合した岩盤分類を行った。これによると破砕帯は深度により岩級が異なり、風化された破砕帯上部は粘着力、内部摩擦力ともに非常に小さい。一方、堅岩はかなりの強度と高い弾性係数を持つことが明らかとなった。得られた力学特性を示すと表５．４．１のようである。

表5.4.1 ダム河床部の岩盤分類および力学特性



		D(kg/cm²)	ν	γ(g/cm³)	C(kg/cm²)	φ(°)	σ_c(kg/cm²)
1	Core	Nonlinear	0.47	1.9	5.8	8.6	1.35
2	Hard rock	8000	0.30	−	50.0	38.0	16.64
3	〃	16000	0.25	−	100.0	38.0	33.28
4	Fractured	240	0.40	−	5.0	19.0	1.40
5	〃 zone	370	0.40	−	10.0	19.0	2.80
6	〃	620	0.40	−	10.0	19.0	2.80
7	〃	1320	0.35	−	10.0	19.0	2.80
8	〃	1760	0.35	−	10.0	19.0	2.80

５．４．３ 模型実験による安定性の評価

（ａ） 実験模型と材料

用いた実験装置は前節と同様な底面摩擦実験装置である。

実験モデルを示すと図５．４．４のようであり、問題となる右岸側の床掘の掘削形状を変えた２ケースについて実験を行った。模型の寸法は縦３７．４ｃｍ、横５０ｃｍ、厚さ２．５ｃｍで実物の1/２６７であり、幾何スケールΛは２６７となる。

用いた実験材料は、堅岩部は硫酸バリウム、酸化亜鉛および白色ワセリンの混合物であり、その配合比は７０：２１：９である(材料１)。堤体および破砕帯は、小麦粉、標準砂および食用油の混合物であり、それらの配合比は堤体で１０：１５：１（材料２）、破砕帯で５：５：１（材料３）である。これらの材料の強度は単位体積重量に大きく依存しているため、模型に要求される強度を比較的簡単に実現することができる。

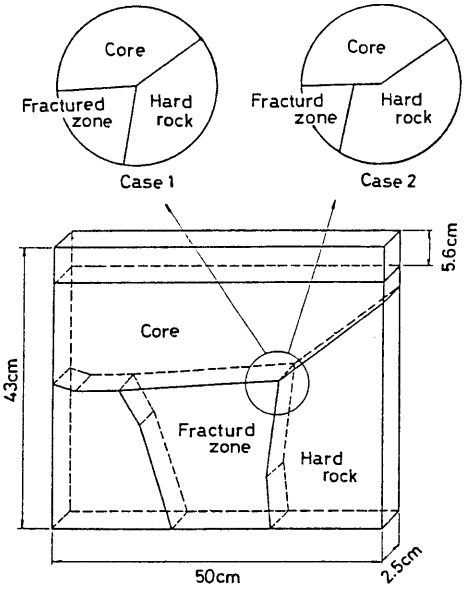


図5.4.4 実験モデルと実験ケース

各混合物に対して三軸圧縮試験を実施した。堅岩、堤体、破砕帯の材料の単位体積重量γ_R'＝１．９０ｇ/ｃｍ^3、γ_c'＝１．４４ｇ/ｃｍ^3、γ_F'＝１．４９ｇ/ｃｍ^{3}における応力－ひずみ線図を示すと図５．４．５のようである。堅岩の材料は脆性的であり、堤体、破砕帯の材料は延性挙動を示して双曲線を描き、これらの応力－ひずみ関係は実物のそれらと同様である。したがって、堤体および破砕帯の模型材料の応力－ひずみ関係は（５．４．１）式で表わされ、堅岩部においては破壊まで線形弾性で近似することが可能である。本実験で用いる材料定数を表５．４．２に示す。なお、同表には各材料とベルトの間の摩擦係数も示している。

モデルの幾何スケールΛは２６７で、表５．４．１および５．４．２のコアの１軸圧縮強度を比較するとΣ≒８となり、（５．３．５）式よりp_a＝０．３４ｋｇ/ｃｍ^{2}となる。本装置での最大空気圧は０．２５ｋｇ/ｃｍ^{2}であるため、この空気圧を作用させることは

不可能である。この問題を解決するために、堤体と破砕帯が接する部分での応力値が相似となるように模型の堤体部を図５．４．４に示すように５.６ｃｍ高くし、さらにその上部に木枠を入れp_a＝０.２０ｋｇ/ｃｍ^{2}を作用させて実験を行った。

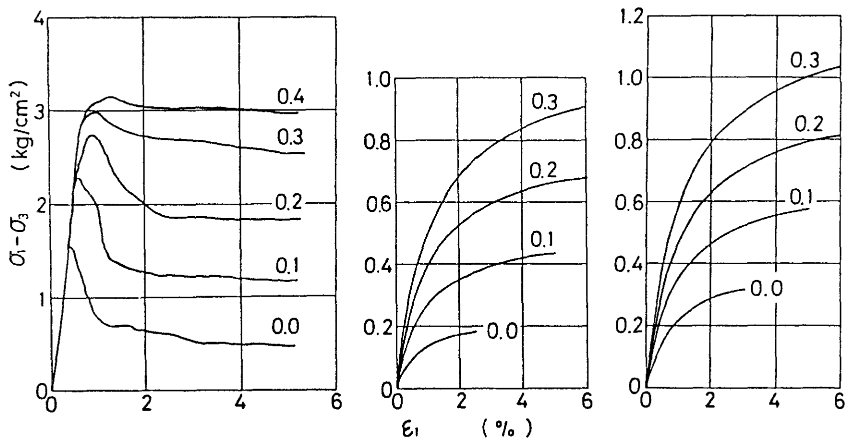


図5.4.5 模型材料の応力－ひずみ曲線
(a) 堅岩材料（材料１：γ_R'=1.90g/cm^3）
(b) 築堤材料（材料２：γ_C'=1.44g/cm^3）
(c) 破砕帯材料（材料３：γ_F'=1.49g/cm^3）

表5.4.2 模型材料の力学特性

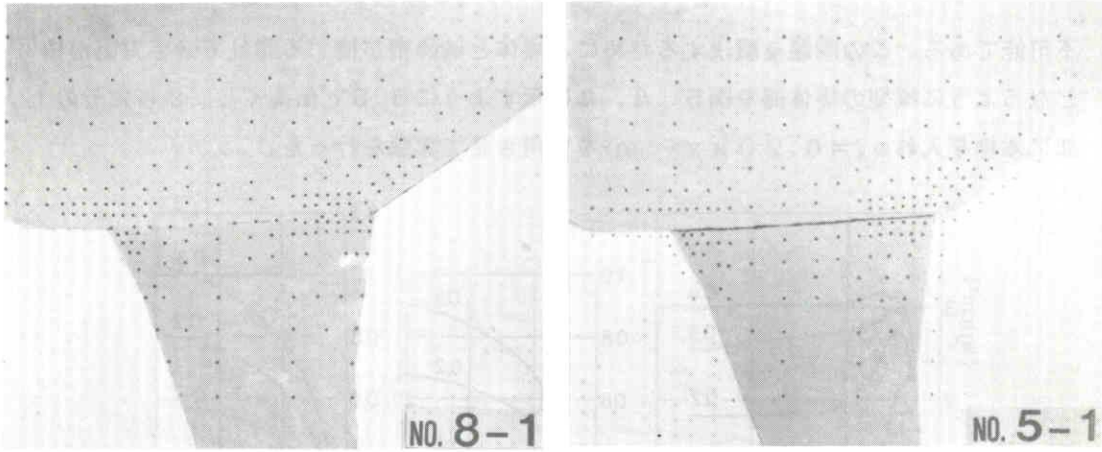
	E(kg/cm^2)	ν	C(kg/cm^2)	ϕ(°)	γ(g/cm^3)	σ_c(kg/cm^2)	μ
Core	127.3	0.3	0.054	33.2	1.44	0.17	0.47
Fractured zone	28.8	0.3	0.101	33.2	1.49	0.35	0.43
Hard rock	240.0	0.3	0.520	41.0	2.00	1.50	0.60

Geometoric scale : Λ=267, Stress scale : Σ=8.0, Air pressure : p_a=0.20 kg/cm^2

以上、モデルの材料およびモデルについて述べてきたが、モデル化は非常に簡単化している。すなわち、実物では破砕帯の深さ方向への材料特性が変化しているにも拘わらずこれを均一として取り扱っている。しかし、材料の応力－ひずみ関係は実物のそれとよく適合しており、堤体と破砕帯の境界付近ではかなり良好な結果が得られるものと思われる。なお、右岸側の断層粘土は、破砕帯と堅岩の境界にテフロンシートを挿入してモデル化を行った。

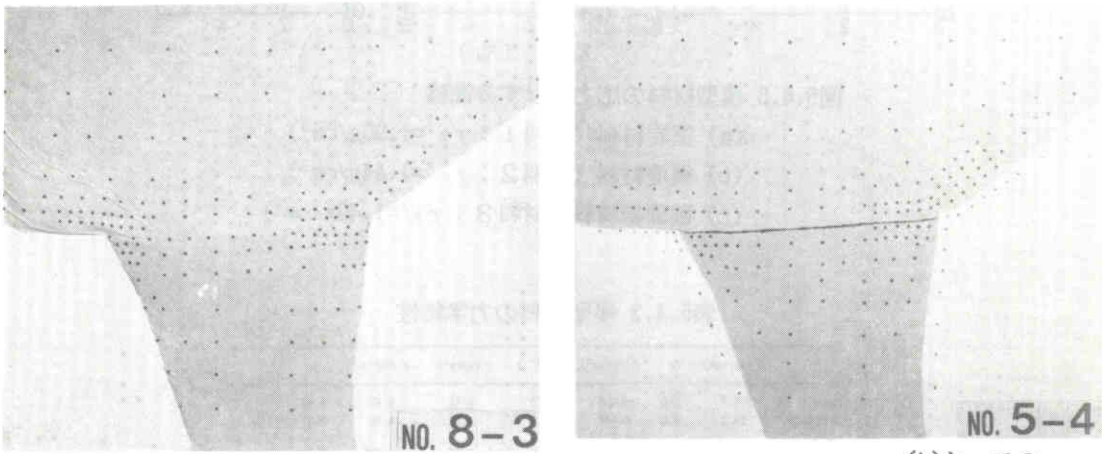
（ｂ） 実験結果

写真５．４．１に示すようなモデルに対して実験を行った両ケースの変形状態はほぼ同様であった。最も変形した場所は破砕帯中央上部の堤体内であり、破砕帯と堤体の境界



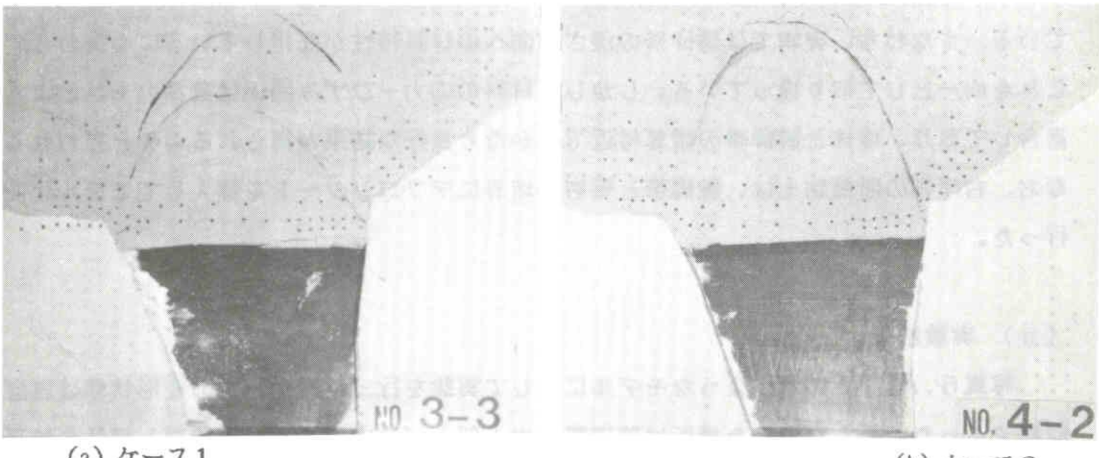
(a) ケース1　　(b) ケース2

写真5.4.1 模型の初期状態



(a)ケース1　　(b)ケース2

写真5.4.2 破砕帯底部にスリットを設けた場合の実験後の状態



(a) ケース1　　(b) ケース2

写真5.4.3 破砕帯を中空にした場合の堤体の破壊状態

での沈下量は両ケースとも１ｍｍであった。幾何スケールΛ＝２６７を考慮すると実物でのこの部分の変形量は約２７ｃｍとなる。この状態で実験を継続しても破壊の発生は見られなかった。

通常の実験ではあまりに変形量が小さく、両ケースの差は見られなかった。そこで、破砕帯部が地震などによって通常では考えられないような沈下が生じる場合を想定し、破砕帯の下部に１ｃｍのスリットを設けて実験を行った。実験後の様子を示すと写真５．４．２のようである。

ケース１では、破砕帯の沈下に伴い、問題となる部分の堤体は斜面となっている堅岩に沿ってなめらかに変形しており、破砕帯の沈下によく追随している。また、破砕帯の最大沈下点は右岸側によっていることがわかる。ケース２では、水平に施工された部分の堅岩が堤体のアバットとなり、堅岩の斜面上に盛土された堤体はほとんど変形していない。一方、破砕帯直上の堤体部は破砕帯の沈下に伴って鉛直に変形する。したがって、アバット部分との間のせん断変形が増加し、大きな鉛直荷重あるいは破砕帯部に大きな変形が生じた場合は、この部分にせん断破壊が生じることが予想される。

つぎに、以上の結果の補足のための参考ケースとして、両ケースにおいて、堤体の荷重を堅岩のみで受けもつ最も危険な状態についての実験をケース３およびケース４として行った。すなわち、破砕帯部を中空とした場合の実験である。実験結果を示すと写真５．４．３のようである。両ケースとも破壊は堤体上部まで及んでいることがわかる。しかし、ケース３では破壊の発生場所は堅岩斜面の中腹となっているが、ケース４では、堅岩の隅部からとなっている。

実物の破砕帯の最大沈下量は２７ｃｍ程度であり、堅岩に水平部分を設けたケースでは、この部分に変位の不連続が生じる。このダムのように、堤体、破砕帯および堅岩の３種類の物質で構成されている構造物の安定性の評価は、変形性の最も高い物質が変形する際の他の物質の追随性の評価であると考えることもできる。このように考えると、ケース１の方がすぐれた形状を与えているものと思われる。

５．４．４ 数値解析による安定性の評価

（ａ） 解析モデルと解析方法

解析モデルを示すと図５．４．６のようであり、模型実験と同様な２ケースについて解析を行った。モデルは岩盤分類に従って区分別けを行い、各区分に対して表５．４．１に示すような力学特性を用いた。堤体は（５．４．１）式の双曲線の形の構成式を用い、

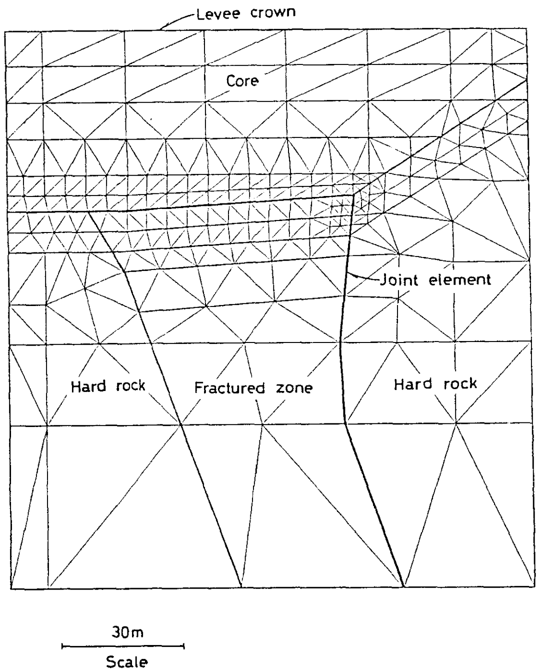


図5.4.6 解析モデルの有限要素分割

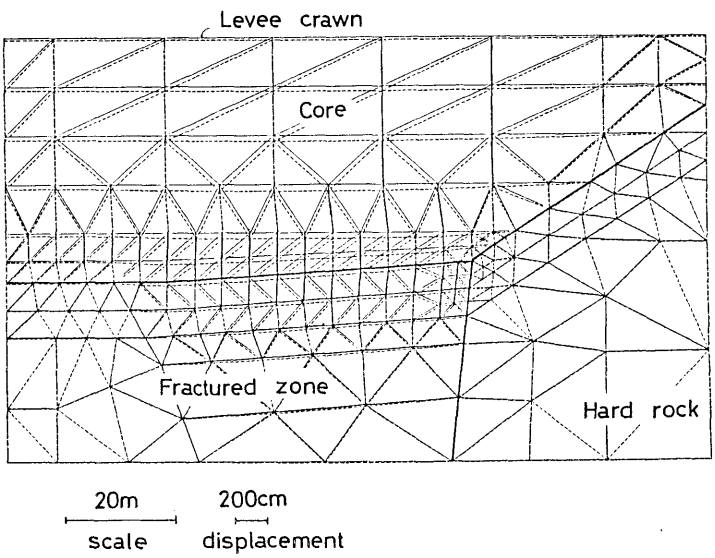


図5.4.7 盛土完成後の変形図（ケース1）

破砕帯はbi-linear、堅岩は線形弾性体とし、これらは三角形定ひずみ要素で有限要素法への離散化を行った。また、右岸側には数ｃｍ程度の断層粘土が存在しており、この部分はジョイント要素[15)]を用いている。いま、この粘土の変形係数Ｄを１００ｋｇ／ｃm^2、厚さｅを５ｃｍとすると、垂直剛性K_n＝D/ｅ＝２０ｋｇ/ｃm^3であり、また、この部分では非常にすべり易いとしてせん断剛性K_sは０.００１ｋｇ/ｃm^3を用いた。

解析方法は有限要素法による非線形解析である。まず、破砕帯および堅岩に自重分の初期応力を与える。つぎに、増分荷重として、築堤を５段階に分けて盛土を行う。このときの盛土荷重は堤体材料の自重に相当するものである。

（ｂ） 解析結果

盛土完成後のケース１の変形状態を示すと図５．４．７のようである。破砕帯は盛土された堤体材料の自重により下方に変形し、破砕帯上部の堤体も沈下する。沈下量は破砕帯中央の上方約１７ｃｍで、最大値４０ｃｍを示し、この様子はケース２につても同様であった。

破砕帯と堤体の接している境界の変形状態を示すと図５．４．８のようである。両ケースとも中央部付近で最大の沈下量を示し、その値は約２８ｃｍである。変形は、右岸側の破砕帯と堅岩の境界に存在する断層粘土のため右岸側に偏曲する。ケース２においては、右岸側の堅岩が水平に約４ｍ施工される場合を想定しているが、この部分の沈下が大きくなっていることがわかる。これは、破砕帯部の沈下によって堤体内部に発生するアーチアクションのアバットがこの部分に形成されたことを示している。

問題の施工部付近の主応力図を示すと図５．４．９のようである。ケース１では、堤体内の主応力の大きさおよび方向は堅岩に沿ってなめらかに変化している。一方、ケース２では水平に施行される部分に盛土された堤体内部に生じた最大主応力は鉛直方向に向かっており、したがって、この部分がアバットとなり、堅岩内部には、ほぼ水平方向にわずかではあるが引張応力が発生している。この部分で引張破壊が生じるならばパイピング等の現象が起こることも予想される。

前述の実験結果と比較してみると、破砕帯中央部での基盤の沈下量は実験で２７ｃｍ、解析で２８ｃｍとほぼ同様な結果を得た。施工形状の異なる両ケースともにモデル全体にわたる変形および応力状態には大差が見られず、問題となった部分の周囲において、実験での堤体内の変位状態と解析での応力状態に良い一致が見られた。また、解析ではわからない破壊の様子が実験によって把握され、一方、実験では判断できない堅岩部の引張応力の発生などが解析によって求められ、両モデルの利点を生かした情報を得ることができた。

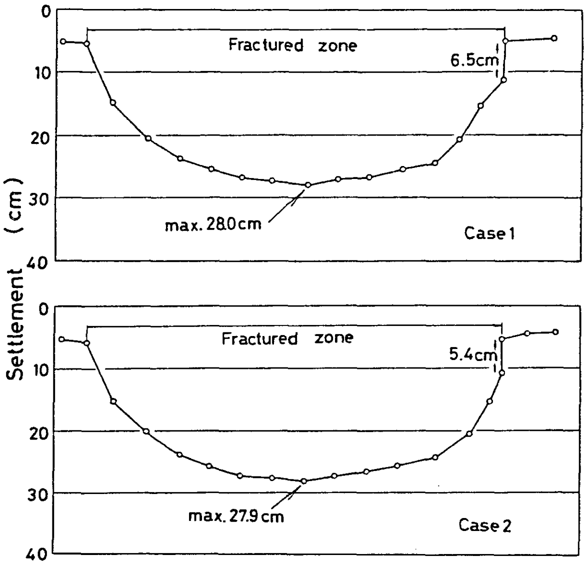


図5.4.8 盛土完成後の着岸部の変形状態

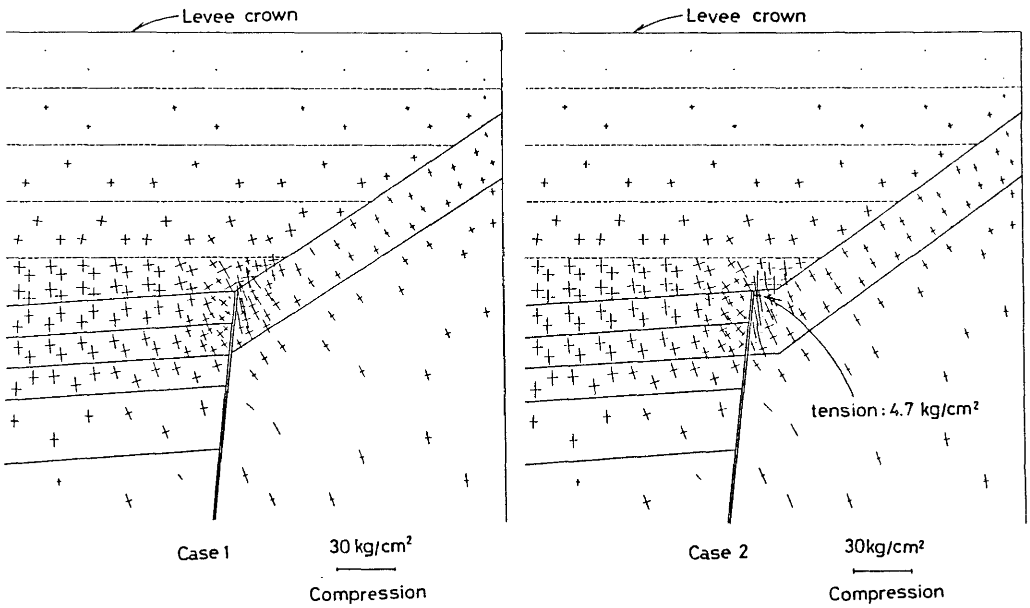


図5.4.9 盛土完成後の主応力状態

このように、両シミュレーションの結果の妥当性が検証され、設計には、変位、応力ともなめらかに変化する形状のケース１が工学的に最適な形状であることが決定された。

５．５ 結　言

本章では、岩盤構造物の挙動予測のために、遠心力載荷装置および底面摩擦装置を用いて模型実験を実施し、天盤の崩落、成層斜面の安定性について論じた。さらに、基礎に破砕帯を有するダムについて物理モデルおよび数理モデルを用いた挙動予測を実施し、その安定性について検討した。

５．２では、遠心力載荷装置を用いて天盤の崩落現象について実験を行い、炭層のように一様な厚さの天盤を自重によって変形する２次元の梁と仮定し、その細長比があまり大きくない場合に限定して、梁の挙動を実験的に考察し、つぎのような結果を得た。

１）このような梁では、まず梁中央の下側に引張破壊が起り、つぎに空洞端の上側にも引張破壊が生じるが、これらの破壊だけならば、梁はアーチアクションにより崩落しないことを確認した。

２）梁の重量がある限度以上であると、空洞端の支承面は圧縮降伏し、さらに重量が大きいと塑性曲げを起こして、大きく湾曲し、ついには、梁中央の上側の圧縮破壊によって梁は崩落する。

３）梁の安定性は、極限安定条件式（５．２．１２）が示すように、もとの梁の厚さから梁のたわみを差し引いた量D_cの２乗に比例する。

４）長壁式採鉱法のように天盤をすみやかに崩落させて切羽地圧を制御する必要がある場合には、上限値を示す極限安定条件式（５．２．１４）によるべきで切羽長さＬは次式を満足させる必要がある。

$$L \geqq (2 S_c D / \gamma)^{1/2}$$

ここに、Ｄは直接天盤の厚さ、S_cは天盤の圧縮強さ、γは天盤の単位体積重量である。

５．３では、底面摩擦装置を用いて成層斜面の実験を行ない、成層面と斜面の幾何形状に注目し、斜面の安定性について検討し、つぎのような結果を得た。

5） 相似則には、幾何スケールと応力スケールを導入し、幾何スケールは、実物と模型の寸法の比を、応力スケールは実物と模型の一軸圧縮強度の比を用いてそれぞれ表現することができる。

6） 不連続面が斜面に対して流れ目の状態のときの斜面は平面破壊を示す。このときの安定性は斜面および不連続面の角度、不連続面の粘着力、摩擦角を知ることができれば（５．３．１１）式を用いて安定性を評価することが可能である。

7） 不連続面が斜面に対してさし目の状態のときの斜面はトップリングを示す。トップリングのメカニズムは非常に複雑で、今後の課題である。

基礎に破砕帯を有するダムにおいて、破砕帯を取り囲む堅岩および堤体が接する部分の施工形状が問題となった。５．４ではこの部分をなめらかな形状のケース１と堅岩部に水平部が施行されるケース２の２ケースについての実験および数値解析を実施してダムの安定性について検討し、つぎのような結果を得た。

8） 実験は実物の1/２６７の模型を用いて行なった。このとき、両ケースとも破砕帯中央部の沈下は約２７ｃｍと予測することができた。

9） 破砕帯が地震などにより通常では考えられないような沈下が生じた場合、ケース２では堤体内に変位の不連続が生じた。

１０） 解析は非線形有限要素法を用いた。このとき両ケースともに破砕帯中央部の沈下は約２８ｃｍとなり、実験のそれとよく一致した。

１１） ケース２では堤体内の主応力分布に不連続が生じた。

１２） 実験および解析結果より、破砕帯中央部の沈下量は約２８ｃｍ程度で、堤体内に変位および応力の不連続が見られなかったケース１が工学的に最適形状と決定することができた。

参　考　文　献

1) 岡村宏、菅原勝彦、小夏英幹、尾原祐三；天盤崩落現象に関する基礎的研究、日本鉱業会誌、９５巻、１１９７号、pp. 387-392、1979.

2) Wright. F. D. ;Arching action in cracked roof beams. Proc. 5th Int. strata Conf. , London. 1972.

3) 三雲英之助、平松良雄、藤中雄三；盤圧現象の模型実験方法及び装置について、日本鉱業会誌、６８巻、７６９号、pp. 307-311、1972.

4) 山口柏樹、木村孟、藤井斉昭；遠心載荷装置による浅基礎の支持力実験、土木学会論文報告集、２３３号、pp. 77-85、1975.

5) 三笠正人、高田直俊、岸元好広；遠心力装置による自動圧密実験（第１報）、第２０回土木学会年次学術講演会講演概要集、1965.

6) 西田正、亀田伸裕；空洞天盤の破壊機構に関する研究、九州大学生研報告、５９巻、1974.

7) 岡村宏、菅原勝彦、秋本昌胤、久保田智、兼重修；遠心載荷実験における均質岩盤斜面の破壊－露天堀斜面の安定性に関する研究（第１報）－、日本鉱業会誌、９５巻、１０９１号、1979.

8) 川本眺万、尾原祐三、市川康明；底面摩擦模型実験装置および模型材料の力学特性－不連続面を有する岩盤構造物の力学特性に関する基礎的研究（第１報）－日本鉱業会誌、９９巻、１１７９号、pp. 1-6、1983.

9) Egger. P. ;A new development in the base-friction technique. Colloquim on "Geomechanical Models", ISRMES. Bergamo. pp. 67-81.1979.

10) Deere. D. V. ;Technical description of rock cores for engineering purpose. Rock Mech. Eng. Geol. . vol. 1, pp. 17-22. 1964.

11) Peik. G. and CHR. Teutsch ;The use of equivalent models in slope stability investigation. Int. J. Rock Mich. Min. Sci. & Geomech. Abstr. . vol. 13. pp. 321-330, 1976.

12) 尾原祐三、森富雄、白石幸久、川本眺万；破砕帯を有するフィルダムのモデル解析について、農業土木学会論文集（投稿中）.

13) Duncan. J. M. and C. Y. Chang ;Nonlinear analysis of stress and strain in soils. ASCE. vol. 96(SM5). pp.1629-1653. 1970.

14) 土木学会編；ダムの地質調査、1981.

15) Goodman. R. E. , R. L. Taylor and T. L. Brekke ;A model for the mechanics of jointed rock. ASCE. vol. 94(SM3). pp. 637-659. 1968.

6．結　　論

大型岩盤構造物を建設・施工するとき、その対象となる岩盤には多種多様な不連続面が内在しており、岩盤はその実質部と不連続面より成る不連続体とみなすことができる。この岩盤を取り扱う場合、不連続面の多様性、構造物の規模等を考えるとそれに応じたアプローチの方法が採られるべきで、それらの方法の確立が望まれている。このような現状のもとで、筆者は、岩盤構造物の設計のための不連続岩盤の力学挙動に関する基礎的研究を実施した。以下に得られた結果を総括し結論とする。

岩盤はその実質部と不連続面の集合体であり、それらの相互作用によって挙動する。したがって、それらを構成する岩石、不連続面および岩盤の力学特性を把握することは岩盤構造物の安定解析のためにも重要な課題である。２章では、まず、岩盤を構成する実質部の力学特性に注目し、均質弾性体と考えられている大谷石を用いて三軸圧縮試験を実施した。この結果、破壊以後に見られるひずみ軟化現象はその供試体レベルの構造特性であることを明らかにし、それ以前の挙動について、塑性理論に基づき降伏関数、硬化則、塑性ポテンシャルを用いた非関連流れ則より成る弾塑性構成式を提案し、この式を用いるとその力学挙動を十分表現できることを証明した。

つぎに、岩石は応力履歴を受けた後破壊し、不連続面が発生する。この発生した不連続面の力学特性を検討するために多段階三軸圧縮試験を実施した。この結果、発生した不連続面の残留強度特性はその面の摩擦特性であることがわかり、その不連続面のうち、実際に接触してすべっている面積に注目し、すべり基準を提案した。本方法を用いると１つの供試体で最大強度特性および不連続面の摩擦特性を同時に求めることができ、岩石自体の破壊基準との相関も表現することが可能であることを見い出した。

さらに、不連続岩盤をクラックモデルを用いて理想化し、岩盤の変形性に及ぼす不連続面の影響を明らかにした。まず、岩盤が単一の不連続面を含むと仮定し、その閉合状態により開口型と閉合型に分類し、それぞれの場合の変形性の評価式を誘導した。つぎに、これらの不連続面を複数含む場合の変形性の評価式を誘導し、これらの式を用いて岩盤の不連続性の一指標であるＲＱＤと変形係数との関係を算出して実際に観測された量と比較した結果、ほぼ同様な傾向が得られることが明らかとなり、岩盤の変形性の評価法に理論的根拠を与えることができた。

設計のための安定解析には、不連続面の幾何形状、その力学特性および岩盤の初期応力の情報も必要であり、これらは原位置での調査および試験によって決定される。３章では、ボアホールカメラを用いた不連続面の調査法について述べ、さらに、岩盤応力と不連続面の摩擦特性を同時に決定する方法を提案した。この結果、この方法は従来提案されて来た方法に比較して非常に測定精度が良く、１つのボーリング孔におけるただ一回の測定から３次元岩盤応力を決定することができることを理論的、実験的に明らかにした。

つぎに、本方法を地下発電所大空洞周辺の岩盤内の応力分布を測定に適用した。この結果、壁面より４ｍ程度のゆるみ領域が存在していることが明らかとなり、工学的にも納得できる結果を得ることができた。また、求めた応力分布よりボアホールカメラを用いて観測した岩盤内の不連続面に作用する応力を決定し、ゆるみ領域に存在する不連続面の摩擦特性は摩擦角５６度、粘着力０．３ＭＰａと決定することができた。

岩盤を構成する岩石の力学特性、不連続面の力学特性、構造物の形状や規模等が定量化された後、構造物の安定性の評価のために安定解析を実施する必要がある。４章では、不連続面を考慮した岩盤挙動予測のための数理モデルを用いた解析法を開発し、問題に応じたアプローチを行なった。さらに、従来から提案されている不連続体としての岩盤の解析法と比較し、本論文で提案した解析法の位置づけを明らかにした。

まず、多層成層地盤に鉛直分布荷重が作用したときの地盤の応力および変形状態を理論的に検討した。理論解は、１つの長方形板と仮定された各層での応力関数の係数の漸化式で表わされ、この係数は各層間の応力および変位の境界条件によって決定される。この結果を用いて連続体地盤について解析を行なった場合の応力分布は理論解のそれと良い一致を示し、本解析法の有用性が明らかとなった。

つぎに、接合要素を導入した有限要素法と境界要素法のカップリングの方法を提案した。本方法は断層、成層面のようなマクロな不連続面が存在するような境界値問題や、領域ごとに材料定数の異なる連続体について得意な解法であり、また、有限要素法と境界要素法のもつそれぞれの長所を生かすという点で今後ますます発展していく方法であると思われる。

極限解析法である剛性バネモデルに要素内ひずみを定義した修正剛体バネモデルを提案し、さらに、剛体要素間に分布するバネにダイレタンシーを表現することのできる弾塑性構成式を導入して、弾塑性解析を実施した。本解析は、あらかじめ不連続面の幾何形状が既知でない場合にも良い結果を生み出し、従来の剛体バネモデルに見られたような要素分割のパターンによる解析結果の違いはほとんどなく、むしろ要素分割を細かくすると理

論解に近づくことが明らかとなった。

構造物建設中に発生する不連続面はその発生する場所や方向の推定は困難であり、これらを解析中に決定することができればより正確な岩盤挙動予測が可能であると考えられる。このために、塑性理論に基づいた塑性クラック要素を提案し、斜面の逐次破壊現象をシミュレートした結果、破壊の始まりの様子や破壊のパターン等定性的に良い一致が得られることを見い出した。

最後に、スケールの大きなマイニングに関する問題にアプローチを試みた。採炭に伴う地表沈下は地盤の諸特性に大きく支配されている。とくに、地盤が成層状態を呈しているため、成層面の力学特性に大きく影響を受ける。したがって、成層面にスケール効果を導入した地表沈下予測のための成層地盤モデルを考案して解析を実施し、実測値との比較検討を行なった結果、本モデルを用いると過去の地表沈下量のデータを予測することが可能であることが明らかとなり、極めて有効な予測方法であることが証明された。

５章では、数値解析で得ることのできない破壊などの諸現象を把握するための物理モデルを用いた岩盤挙動予測法について論じている。物理モデルを用いる際には模型の挙動と実際の挙動が相似であることが必要で、それを関係づけるための理論は相似則として知られている。本章では、相似則の確立されている遠心力載荷装置および底面摩擦装置を用いて岩盤の力学挙動の予測方法について述べている。

まず、遠心力載荷装置を用いて炭鉱における天盤の崩落現象について、天盤を自重によって変形する２次元の梁と仮定した実験を行ない、天盤の破壊のメカニズムを明らかにすることができた。この結果、極限安定条件式を誘導し、この式を用いれば、長壁式採鉱法において天盤をすみやかに崩落させて切羽地圧を制御することが可能であることを見い出した。

つぎに、底面摩擦装置を用いて成層地盤より成る斜面の実験を実施し、不連続面と斜面の幾何形状によって異なる破壊形態を明らかにした。さらに、不連続面が斜面に対して流れ目の状態のときの破壊形態である平面破壊についての極限安定式を誘導し、この式を用いて流れ目の不連続面を有する斜面の安定性を評価することが可能であることを見い出した。

最後に、基礎に破砕帯を有するダムにおいて、破砕帯を取り囲む堅岩および堤体が接する部分の施工形状が問題となった。このため、ダムが築堤されたときの破砕帯の挙動予測を底面摩擦装置および有限要素法を用いてモデル解析を行なった。この結果、破砕帯の挙動予測は実験および解析の両方で良い一致を示し、また、破砕帯を取り囲む岩盤の工学

的な最適形状を決定することができた。

以上のように、本論文では、岩盤構造物の合理的設計のために、各章において事前調査による岩盤の諸物性の定量化、安定解析における数値解析法および模型実験法について基礎的に論じてきた。岩盤構造物が計画された場合、本来これら各章で取り扱った研究は互いにつながりあるものでなくてはならず、さらに、各々の研究により得られた情報は密接に交換が行なわれ、現象をより正確に表現しうる岩盤モデルが構築されることが望ましい。岩盤内に含まれる不連続面の多様性を考慮すると、さらに多くのモデル化、種々のアプローチの方法が考えられるが、これらは今後の課題として取り組みたい。

謝　辞

本論文は、名古屋大学教授川本眺万博士、熊本大学教授岡村宏博士、同大学助教授菅原勝彦博士のご指導のもとで行なった研究内容をまとめたものであり、同先生方の長年にわたるご懇篤なるご指導に対し深く感謝いたします。

また、本論文をまとめるにあたり、貴重なご助言とご教示を下さった名古屋大学教授植下協博士、同大学助教授馬場俊介博士に衷心より感謝いたします。

さらに、名古屋大学在職中から今日にいたるまでに有益なご助言、ご討議、多くの暖かい励ましの言葉をいただいた名古屋大学助手市川康明博士、信州大学助教授三井康司博士、埼玉大学助手山辺正氏、熊本大学助教授金子勝比古博士に感謝を表するとともに、数値解析および実験にご協力いただいた名古屋大学工学部地盤工学科および熊本大学工学部資源開発工学科の諸兄とその関係者各位に謝意を表します。

最後に、わが妻、両親への感謝を付言させていただく。