

間隙水流の連成挙動解析と
地盤工学問題への適用に関する研究

平成元年10月

中川 加明一郎

間隙水流の連成挙動解析と
地盤工学問題への適用に関する研究

平成元年10月

中川 加明一郎

緒 論

地盤中には、地盤が土砂で構成されているものであっても、岩盤であっても、すべて間隙（空隙）がある。その間隙中にはほとんどの場合水が含まれている。

通常、地下水とも呼ばれる間隙水を、我々は直接には眼にすることはできないが、地表における水の場合と同じく、土木構造物の建設のみならず、農業、工業、治水、防災等々のために、制御し、地下水と調和してゆかなければならない。このためには、地盤中の間隙水の挙動を十分に把握することが肝要であり、間隙水挙動の定量的評価技術の確立が工学上の積年の課題である。本研究は、その課題解決に資することを目的に、特に、間隙水と他の因子との連成過程の解析法と地盤工学問題への適用性を論じたものである。

間隙水挙動の定量的評価法として最初に想起されるのは、いわゆる浸透流解析の適用であろう。ここでいう浸透流解析とは、基本的には、重力による間隙中の水のポテンシャルと、地盤の単位断面を通過する流量との関係を定式化し、与えられた境界条件のもとで解を求める方法であり、適用頻度の高い、工学上極めて有用な手法である。しかし、間隙水の挙動が単に重力の作用のみならず、種々の因子（たとえば地盤の変形、地盤の熱的作用、水以外の液体や気体の挙動など）の影響を受け、また逆に影響を及ぼすことを考慮しなければならない問題や現象のあることは、容易に理解できるところである。

このような相互に作用しあう両者のいわゆる連成挙動を数式表示する場合には、浸透流解析のそれに比べて、より一層複雑な非線形方程式となることが懸念される。したがって、このような問題の解法として、間隙水と他の因子の挙動を別個に解き、重ね合わせることを便宜的には思い付くこととなる。しかしながら、本質的には、直接、この連成作用を解析することが望ましく、また、特に、近年の大型電子計算機の飛躍的な発達が複雑な方程式の数値的な解法を可能にしていることを考慮すれば、連成挙動の直接的な解析も十分現実的であると考えることができる。

このような観点より、本研究は、基本的には間隙水挙動を連成挙動として認識し解析することを指向し、特に、連成挙動にかかわる要素として、地盤の変形、他の流体挙動、地盤の熱的挙動を対象として、各々の場合について挙動のモデル化と解法を検討したものであり、地盤工学上の問題への適用について述べたものである。

今後さらに、人間活動の広がりとともに、間隙水の挙動を、より一層精度よく、評価することが必要ともなろう。たとえば、放射性廃棄物の地中処分の安全性評価にかかわる地下水挙動を対象とする場合、広範囲の、長期的な、かつ高精度の地下水挙動評価を求められる最たるものであろう。間隙水挙動の本質を理解するとともに、その定量的評価法の確立を図ることは今後の課題でもあり、本研究はそのための端緒を著したものである。

(目 次)

緒 論

第 1 章 序論	1
1. 1 概説	1
1. 2 間隙水挙動のかかわる連成過程	2
1. 2. 1 連成過程の要素	2
(1) 連成過程の範囲	2
(2) 連成過程の要因	4
1. 2. 2 連成挙動解析の意義	6
1. 3 研究の推移	7
(1) 地盤の変形との連成	8
(2) 気体の挙動との連成	9
(3) 地盤の熱的挙動との連成	10
参考文献	13
第 2 章 地盤の変形との連成	16
2. 1 概説	16
2. 2 有効応力の概念	16
2. 2. 1 概説	16
2. 2. 2 不飽和土の特徴	17
(1) 不飽和状態の区分	17
(2) 力学挙動の特徴	18
(3) まとめ	26
2. 2. 3 有効応力の概念と不飽和土への適用性	27
(1) 概説	27
(2) 圧縮性間隙流体を有する地盤の変形特性の表示	28
(3) 有効応力の定義	33
(4) 不飽和土への適用性	34
2. 3 間隙水挙動と地盤の変形との連成挙動の表示	34
2. 3. 1 不飽和土の扱い方	34
(1) 間隙水の挙動	36
(2) 変形特性	38
2. 3. 2 支配方程式の誘導	40
2. 3. 3 境界条件および初期条件	41

2. 4	有限要素法による解法	42
2. 5	フィルダムの遮水ゾーン内の間隙水圧挙動解析への適用	45
2. 5. 1	概説	45
2. 5. 2	ロックフィルダムの概要	46
2. 5. 3	解析条件	47
	(1) 解析モデル	47
	(2) 境界条件	47
	(3) 入力物性値	47
	(4) 盛立工程と湛水工程のモデル化	49
2. 5. 4	解析結果	51
2. 6	結論	56
	参考文献	57
第3章	気液二相流挙動	60
3. 1	概説	60
3. 2	気液二相流挙動の支配方程式	60
	(1) 地盤内の流体の運動方程式	60
	(2) 質量保存則	61
	(3) 拘束条件	62
	(4) 支配方程式	62
	(5) 境界条件	64
3. 3	有限要素法による解法	65
3. 4	水封式気体貯蔵の検討への適用	69
3. 4. 1	概説	69
3. 4. 2	圧縮空気貯蔵のモデル実験	71
	(1) 実験装置および実験方法	71
	(2) 実験結果	75
3. 4. 3	模擬岩盤亀裂による漏気防止条件の検討	79
	(1) 実験装置	79
	(2) 実験方法と結果	81
3. 4. 4	気液二相流解析の適用	84
	(1) 圧縮空気貯蔵のモデル実験	84
	(2) 岩盤内圧縮空気貯蔵のシミュレーション	88
3. 5	結論	92
	参考文献	93
第4章	地下水の熱的挙動	94
4. 1	概説	94

4. 2	地下熱水挙動の表示	96
4. 2. 1	多孔質モデルの熱水流挙動	96
	(1) 基本条件	96
	(2) 貯留層の支配方程式	103
4. 2. 2	フラクチャーモデルの熱水流挙動	104
	(1) 基本条件	104
	(2) フラクチャーモデルにおける支配方程式	108
4. 3	有限要素法による解法	109
4. 3. 1	多孔質モデルの場合	109
4. 3. 2	フラクチャーモデルの場合	114
4. 4	地熱貯留層評価への適用	117
4. 4. 1	多孔質モデルによる相変化の影響の検討	117
4. 4. 2	人工貯留層評価	121
4. 5	結論	130
	参考文献	130
第5章	結論	132

表 リスト

第 1 章

表 - 1 . 1 連成過程の種類¹⁾

第 2 章

表 - 2 . 1 不飽和土の力学特性に関する主要な実験結果

表 - 2 . 2 不飽和土の有効応力式

表 - 2 . 3 固体実質部と骨格構造の圧縮率³⁵⁾

表 - 2 . 4 入力物性値

第 3 章

表 - 3 . 1 圧縮空気貯蔵ガスタービン発電計画

表 - 3 . 2 材料の透過特性

表 - 3 . 3 実験条件

表 - 3 . 4 鉛直動水勾配の推定値

表 - 3 . 5 模擬岩盤亀裂の透水係数

表 - 3 . 6 限界状態での上・下部空洞の圧力

第 4 章

表 - 4 . 1 入力物性値

図 リスト

第 1 章

図 - 1. 1 水の相図

第 2 章

- 図 - 2. 1 不飽和の形態
- 図 - 2. 2 不飽和土の粒子間力
- 図 - 2. 3 不飽和土のコラプス⁷⁾
- 図 - 2. 4 不飽和土の状態曲面²³⁾
- 図 - 2. 5 多孔質体の概念³⁴⁾
- 図 - 2. 6 間隙水圧・透水係数比関係
- 図 - 2. 7 手取川ダム平面図
- 図 - 2. 8 手取川ダム標準断面図
- 図 - 2. 9 解析モデルのゾーン
- 図 - 2. 10 有限要素分割図
- 図 - 2. 11 不飽和透水特性
- 図 - 2. 12 盛立工程
- 図 - 2. 13 湛水工程
- 図 - 2. 14 コアゾーン内の間隙水圧
- 図 - 2. 15 コアゾーン内の間隙水圧の経時変化
- 図 - 2. 16 コアセンターの沈下量の経時変化
- 図 - 2. 17 盛立て時のコアセンターの沈下量
- 図 - 2. 18 湛水過程の間隙水圧分布

第 3 章

- 図 - 3. 1 境界条件の種類
- 図 - 3. 2 貯蔵空洞地盤の分類
- 図 - 3. 3 岩盤空洞モデル
- 図 - 3. 4 空気貯蔵実験装置の構成概略図
- 図 - 3. 5 材料のサクション圧 - 飽和度関係
- 図 - 3. 6 材料のサクション圧 - 不飽和透水係数関係
- 図 - 3. 7 自由水面の測定結果
- 図 - 3. 8 空洞内圧と湧水量の関係
- 図 - 3. 9 空洞内圧と漏気量の関係
- 図 - 3. 10 漏気実験装置概略図
- 図 - 3. 11 模擬岩盤亀裂
- 図 - 3. 12 動水勾配と流量の関係

- 図-3. 13 メニスカスの推移の形態 (切り欠き角 $\alpha = 30^\circ$ の場合)
- 図-3. 14 有限要素分割図
- 図-3. 15 材料の飽和度 - 不飽和透水係数比関係
- 図-3. 16 相対透過特性
- 図-3. 17 自由水面形状
- 図-3. 18 空洞内圧と湧水量の関係 (計算結果)
- 図-3. 19 空洞内圧と漏気量の関係 (計算結果)
- 図-3. 20 有限要素分割図
- 図-3. 21 毛管圧特性
- 図-3. 22 相対透過特性
- 図-3. 23 貯蔵圧と地下水面形状の関係
- 図-3. 24 貯蔵圧と湧水量および漏気量の関係
- 図-3. 25 貯蔵圧と漏洩率の関係

第4章

- 図-4. 1 自然貯留層の概念
- 図-4. 2 人工貯留層の概念
- 図-4. 3 水の圧力と比エンタルピーの関係
- 図-4. 4 フラクチャーの局所座標系
- 図-4. 5 二次元解析モデル (有限要素分割図)
- 図-4. 6 圧力の経時変化
- 図-4. 7 温度の経時変化
- 図-4. 8 飽和度の経時変化
- 図-4. 9 10年後の圧力分布
- 図-4. 10 10年後の温度分布
- 図-4. 11 8年後の二相領域
- 図-4. 12 10年後の二相領域
- 図-4. 13 単相流解析と二相流解析の比較
- 図-4. 14 坑井配置の概念
- 図-4. 15 モデルの簡略化 (斜線部分を解析対象領域とする)
- 図-4. 16 有限要素分割図
- 図-4. 17 生産井の温度の経時変化
- 図-4. 18 15年経過時の岩体内の温度分布

第1章 序 論

1. 1 概説

地盤中には、地盤が土砂で構成されているものであっても、岩盤であっても、すべて間隙（空隙）がある。その間隙中にはほとんどの場合水が含まれている。

通常、地下水とも呼ばれる間隙水を、我々は、直接には眼にすることはできないが、地表における水の場合と同じく、人間活動においてはこの間隙水の挙動を制御し、これと調和してゆかなければならない。このためには、地盤中の間隙水の挙動を十分に把握することが肝要であり、間隙水挙動の定量的評価技術の確立が工学上の積年の課題となっている。

間隙水挙動の定量的評価を行おうとする上で主要な課題を挙げれば次のようになろう。第一に、間隙水の流れの適切な定式化、すなわち、間隙水挙動の表現がある。第二に、地盤特性の決定（試験）とその空間的分布の決定（調査）、すなわち、地盤のモデル化である。第三に、定式化された間隙水挙動の方程式の解法である。

間隙水挙動の定量的評価法として最初に想起されるのは、いわゆる浸透流解析の適用であろう。上記の課題に照らしていえば、浸透流解析では、定式化は、基本的には、重力による間隙中の水のポテンシャルと、地盤の単位断面を通過する流量との関係として表すことによりなされ、具体的には、ダルシー則と間隙水の質量保存則との適用により支配方程式が表される。地盤のモデル化では、透水特性とその分布状況が調査、試験により定められ、解法は、近年では、有限要素法を主体とした数値解析法の適用によりなされる。そして、このような浸透流解析は適用頻度の高い、工学上極めて有用な手法となっている。

これに対し、地盤工学上、浸透流解析の適用だけでは間隙水挙動の定量的評価が限界となることもまた容易に予想される。すなわち、間隙水の挙動が単に重力の作用のみならず、種々の因子（たとえば地盤の変形、水以外の液体や気体の挙動、地盤の熱的作用など）の影響を受け、また逆に影響を及ぼすことを考慮しなければならない問題や現象のあることは、容易に理解できるところである。

このような問題を対象とする時、定式化およびその解法が必ずしも単純ではなくなる。相互に作用しあう両者のいわゆる連成挙動を数式表示すれば、それは、浸透流解析の場合に比べて、より一層複雑な非線形の方程式となることが懸念され、また、解法においては、多大の労力と時間を必要とすることが懸念されよう。もちろん、便宜的には、浸透流解析により間隙水挙動を解き、この解を条件に他の因子の挙動を別個に解くことにより、問題の解決を図ることがとりあえず考えられる。あるいは逆に、他の因子の挙動に関する解を条件に浸透流解析を実施することも考えられる。そして、このような方法が工学上有効

となる場合も当然であろう。

ただし、地盤内の間隙水挙動をより精度よく評価することを指向する場合には、連成挙動を直接解析の対象とすることが望ましく、本質的であるといえよう。そして、特に、近年の電子計算機の発達が複雑な方程式の数値的な解法を可能にしていることを考えれば、連成挙動の直接的な解析も十分現実的であると考えることができる。

なお、上記のことを極論すれば、地盤内の間隙水の連成挙動の解析において、間隙水挙動に影響を及ぼす事項を一度に全部含む形で表しておき、その解法を導いておけば、間隙水のかかわる問題をすべて片付けられることに原理的にはなる。しかし、このような方法は現実には考えられる個々の問題に対応するには必ずしも得策ではなく、また、その必要もないと考えられる。

以上のような観点より、本研究においては、間隙水挙動の定量的評価技術の確立に資することを目的に、間隙水の連成挙動の解法を考察するものであるが、特に連成過程を考慮すべき要素として、ここでは、地盤の変形、間隙中の気体挙動、地下熱とを対象として、各々の場合について連成挙動の表現と解法を検討することとする。そして、それらの具体的な地盤工学上の問題への適用を著すことにする。

次章以降に、上記の連成挙動の解析および適用について具体的に論じることとするが、これに先立ち、以下には、間隙水挙動のかかわる連成過程の意味や、それを考慮することの必要性といった、連成過程の概念を示し、また、従来の研究を概観し、さらに、次章以降の議論の内容を概括的に述べることによって、本研究の意義を明らかにすることとする。

1. 2 間隙水挙動のかかわる連成過程

1. 2. 1 連成過程の要素

(1) 連成過程の範囲






一つの因子の挙動が他の因子の挙動に及ぼす影響を連成過程と呼び、地盤中の連成過程に関する総合的な考察を行った研究の代表的なものとして、これまでに、高レベル放射性廃棄物の地中処分にかかわる連成挙動に関する一連の研究¹⁾がある。この中で、地盤中の連成過程の主要な要素は、熱、地下水、力学および化学的作用であるとし、それらの組合せについて考察がされている(表-1. 1)。

ただし、これらの組合せのなかには、現象の解明にいわゆる重ね合わせの概念が適用される、一方向的な作用過程も含まれている。例えば、地下水の作用と化学的作用との間では、ある地下水の挙動のもとで、化学物質の溶解、析出、移流あるいは拡散を考えることになり、この場合には、相互作用というよりは、むしろ、地下水挙動が化学的現象の境界条件となるものである。

このような広範囲の連成過程の考察に対し、ここでは、間隙水挙動の定量的

評価技術の確立を目指す本論の目的に照らして、間隙水挙動のかかわる連成過程に限定し、またとくに因子同士が相互に作用しあう場合の、いわば狭義の連成過程を考察の対象とし、かかわる要因について整理することを考える。

表 - 1. 1 連成過程の種類¹⁾

No.	Type	Example
1.	T = C	phase changes
2.	T = H	buoyancy flow
3.	T = M	thermally induced fractures
4.	H = C	solution and precipitation
5.	H = M	hydraulic fracturing
6.	C-M	stress corrosion
7.		chemical reactions and transport in hydrothermal systems
8.		thermomechanical effects with change of mechanical strengths due to thermochemical transformation
9.		thermally induced hydromechanical behavior of fractured rocks
10.		hydromechanical effects (in fractures) that may influence chemical transport
11.		chemical reactions and transport in fractures under thermal and hydraulic loading

Note: T = Thermal, M = Mechanical, H = Hydrological, C = Chemical. A single line indicates weak coupling; a double line indicates strong coupling.

(2) 連成過程の要因

間隙水挙動との相互作用にかかわる因子を検討するためには、間隙水挙動が受ける影響とはどのようなものであるかを明らかにすることが必要となる。このために、いま一度、間隙水挙動の基本式に立ち返ってみる。

地盤内の間隙水の挙動の基本式を表すと次のようになる。すなわち、

$$v_i = k_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_w n) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_w \cdot v_i) = 0 \quad (1.2)$$

- ただし、 v_i : 間隙水の見かけの流速
 h : ポテンシャル $\left(= \frac{P}{\rho_w g} + x_3 \right)$
 P : 水圧
 x_i : 座標 ($i=3$ のとき鉛直方向を表す)
 k_{ij} : 透水係数テンソル
 ρ_w : 水の密度
 g : 重力の加速度
 n : 間隙率

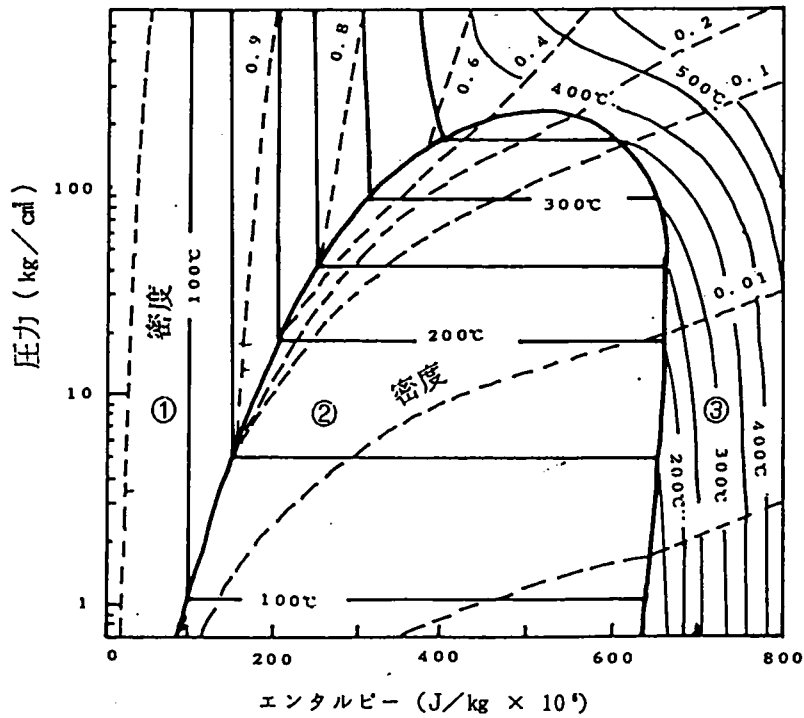
上式のうち、式(1.1)は間隙水の運動を定義するものであり、いわゆるダルシー則である。また、式(1.2)は間隙水に関する質量保存則を表すものであり、連続式とも呼ぶものである。

したがって、間隙水挙動が影響を受ける外的要因とは間隙水挙動を表すパラメータが受ける要因であるということができよう。式(1.1)、(1.2)を参照すれば、それらは以下のものである。

- a) 流体密度 (ρ_w) を変化させる要因
- b) 圧力 (P) を変化させる要因
- c) 透水係数 (k_{ij}) を変化させる要因
- d) 間隙率 (n) を変化させる要因

これらの要因の主要なものを具体的に挙げると次のようになろう。

a) の密度 (ρ_w) を変化させる要因としては、温度 (T)、圧力 (P) である。純水を対象にすれば、密度 (ρ_w)、温度 (T)、圧力 (P) の関係は、図-1.1のように表される²⁾。ただし、常温では ρ_w は一定と見なすことができよう。



①圧縮水領域, ②二相領域, ③加熱蒸気領域

図-1.1 水の相図

b) の圧力 (P) を変化させる要因としては、静水圧が、 $P = \int \rho \cdot g \, dx_3$ であることからすれば、まず、密度の変化がある。さらに、間隙中に水以外の流体があれば、界面を介して作用する他の流体圧の直接的な作用がある。

透水係数 (k) は、地盤を構成する材料にもよるが、基本的には、地盤中の間隙の大きさあるいは形状と水の粘性係数により決まる。このうち、粘性係数が温度の影響を受けるものである。したがって、c) の透水係数 (k) は間隙率の変化と、温度変化の影響を受けると考えられる。

d) の間隙率の変化は、地盤の変形によってもたらされる。

以上のことをまとめれば、間隙水挙動に影響を及ぼす要因の主なものとしては、地盤の変形、水以外の流体挙動、熱的作用ということになる。

また、これらの因子が、逆に間隙水の影響を受けることも明らかである。すなわち、間隙水の存在によって地盤の変形は拘束を受け、水以外の間隙流体の運動は間隙水の運動に制限され、また、間隙水の移行にともなって熱は運ばれる。

したがって、相互作用という観点からの連成過程の要素としては、これらの三つが主要なものとすることができる。

このような相互作用を考慮すべき地盤工学上の問題として代表的なものをあげれば、つぎのようなものがある。

まず、間隙水と地盤の変形に関しては、軟弱地盤の圧密、上述したフィルダ

△盛立時の遮水ゾーン内の間隙圧挙動と安定性、降雨あるいは地下水変化時の斜面の安定性等の問題がある。

水以外の間隙流体の運動を考慮する問題としては、岩盤空洞を利用した燃料貯蔵時やあるいは圧縮空気の地下貯蔵時の気密性評価、ニューマチックケーソンなどの圧気工法による地下水対策あるいは地盤の安定化の検討、その他海岸付近の地盤中における塩水くさびの評価等があげられる。

熱的作用がかかわる問題としては地熱貯留層評価が代表的なものである。

1. 2. 2 連成挙動解析の意義

間隙水挙動のかかわる上記のような連成問題の解法として、まず、浸透流解析により間隙水挙動の解を求め、この解を条件に他の因子の挙動を別個に解くという方法が、工学上の便宜的手法として思い付くところである。

しかし、このようないわゆる重ね合わせによる解法では、相互作用を考慮したものではないため、間隙水挙動の本質的な評価において、限界が生じることを避けられないこととなる。

例えば、上式(1. 1)、(1. 2)において相互作用にもとづく流体の密度、間隙率の変化がなく、かつ、熱的作用も水以外の流体の作用もないものとする、式(1. 1)、(1. 2)より次式が得られる。

$$n \frac{\partial S_r}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) = 0 \quad (1. 3)$$

これは、自由水面の変動を飽和度の変化として扱う際の非定常浸透流の支配方程式である。

式(1. 3)において、飽和度の時間的な変化を考えなければ、次式が得られ、

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right) = 0 \quad (1. 4)$$

あるいは、地盤が透水性に関して等方的であるとすれば、これはさらに次式のようないわゆるラプラスの方程式となる。

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x_i \partial x_i} = 0 \quad (1. 5)$$

いずれにしろ、式(1. 4)、または式(1. 5)によれば、地盤内の間隙水圧(ポテンシャル)は、境界条件だけで決まり、それ以外の影響を排除することになる。

仮に、式(1.3)のように、非定常性を考慮したとしても、それは、自由水面の変動にかかわる飽和度の変化を考慮することができるにとどまり、扱える間隙水圧挙動には限界が生じる。

このような限界の一例として、フィルダムにおける遮水ゾーン内での間隙水圧挙動を評価する場合を考えてみる。フィルダムの遮水ゾーン内で発生し消散する間隙水圧の挙動を評価することは、ダムの施工管理上重要な課題とされている。そして、実際のダム盛立時に、遮水ゾーン内の中心部に最も大きな値を持つような間隙水圧の分布がしばしば計測されるようになって³⁾いる。このような残留間隙水圧の分布する状態で、初期湛水を実施したときのその後の間隙水圧挙動を、仮に、式(1.3)にもとづく浸透流解析の適用により解こうとすれば、たとえ、残留間隙水圧分布に相当する間隙水圧の初期条件の分布を設定しても、浸透流解析の支配方程式の性質上無視され、したがって、計算上は一見瞬時に残留間隙水圧が消散してしまうという奇妙な結果を得てしまうことになる。

これは、もともと、浸透流解析の基本式(1.3)が連成過程を排除して導かれたことによるものであって、言い替えれば、この例のような間隙水挙動を評価しようとする場合には、連成挙動を考慮することが基本であることを示すものであるといえよう。

ただ、現実的な問題解法という立場からは、既往の非連成的な扱いもやむを得ない側面もあった。つまり、連成過程を表現する支配方程式が複雑となり、またその非線形性が強いため、これらの解法は有限要素法等の数値解析手法によらざるをえなくなり、多大の時間を要することが懸念されたためである。

これに対し、近年の電子計算機の著しい発達をみると連成挙動の直接的な解析も十分現実的であると考えられることができる。

したがって、本論においては、より本質的な間隙水挙動を評価するためには、直接相互作用を解析することが必要であるとの観点から、連成過程の具体的な要素として、

- 1) 地盤の変形との連成
- 2) 気体の挙動との連成
- 3) 地盤の熱的挙動との連成

を挙げ、これら三つの要素を対象に、地盤中の間隙水の連成挙動解析を考察することとする。

1.3 研究の推移

本論においては、以上に抽出したような三つの要素、すなわち、地盤の変形、気体の挙動および地盤の熱的作用を対象に、間隙水と各々との連成挙動解析について次章以降に考察するものであるが、ここでは、それらにかかわる従来の研究を概観することとする。

(1) 地盤の変形との連成

地盤が飽和である場合のみを対象とした場合、変形と間隙水挙動の相互作用を考慮すべき問題は軟弱地盤の圧密問題に代表される。

一次元の飽和地盤の圧密については、よく知られているように、Terzaghiによる圧密の基礎方程式があるが、この圧密方程式は、Biotの圧密理論⁴⁾の適用を一次元に限定したものと同一のものである。Biotの圧密方程式は、基本的には、土に関する釣合い条件、有効応力の原理、間隙水の連続条件、間隙水の運動（ダルシー則）、そして、地盤材料の有効応力・ひずみ関係を設定することにより導かれるものであり、変形と間隙水挙動の相互作用をより本質的に表すものである。

Biotの圧密理論は力学的には論理的であるものの、理論解を求めることは困難であり、一般的な問題の解法は、有限要素法などの数値解析手法によらなければならない。土を多孔質の線形弾性体であると仮定して、有限要素法により数値解を得ようとするChristian⁵⁾⁶⁾、SandhuとWilson⁷⁾あるいはYokoo⁸⁾の解法をはじめ、土の弾塑性的な挙動を考慮して圧密問題を解くことを考えた、赤井と田村⁹⁾、Small¹⁰⁾の有限要素解析手法、あるいはさらに土のクリープ特性を考慮したLewis¹¹⁾の方法がある。

ところで、Biotの圧密理論は、地盤の変形と間隙水挙動との相互作用の支配方程式ということであり、これにもとづく解析手法は、必ずしも圧密問題の解法にのみ限定されるものではない。足立¹²⁾は、海底の軟岩中のトンネル掘削時における周辺地山内の変形挙動および間隙水圧挙動の解析に赤井と田村の解析手法を適用している。

以上のような飽和地盤を対象とする場合に対して、フィルダムのコアなどのような堤体内、あるいは斜面内の浸透流について考えるとき、地盤内に自由水面が現れることが大きな特徴となる。

自由水面を扱う浸透流問題の解析手法としては、赤井¹³⁾あるいは駒田¹⁴⁾などにより、有限要素法による飽和・不飽和浸透流解析法が開発されており、有用な手法として、現実の地盤の解析例も多い。

ただ、実際のフィルダムにおいてみられるような盛立時のコア内の間隙水圧の発生や、あるいは消散過程を検討する際には、地盤の変形と間隙水挙動（浸透流挙動）との相互作用を考慮する必要がある。

フィルダムのコア内の間隙水圧発生量の予測手法に限定すれば、種々の試みがなされている。例えば、CavounidisとHoeg¹⁵⁾は、Biotの方程式のChristianによる解析手法を、アースダムの築堤時の解析に応用している。また、ChangとDuncan¹⁶⁾は、締固め土の間隙水が空気を包み込んでいる場合に対して、空気と水とをあわせて単一の間隙流体(homonized fluid)として扱い、さらに盛立材料の非線形性

を導入した形で *Biot* の方程式を適用した有限要素解析手法を開発している。

これらの方法は、重ね合わせの方法¹⁷⁾に比べて論理的であり、間隙水圧の発生や消散の様相を知ることはできる。しかし、自由水面を表現することができず、次の段階である初期湛水過程の解析へと連続させることはできない。

自由水面をふくむ連成解析としては、大西と村上¹⁸⁾が変形を考慮した浸透流解析を提案し、水位上昇時あるいは下降時の堤内の浸透流と堤体の変形の数値解析例を示している。ただし、有効応力の考え方に統一性を欠いているところがみられ、まだ、必ずしも十分な手法となるまでには至っていない。

地盤内の間隙水挙動と変形との相互作用は、飽和地盤においては特に軟弱地盤の圧密解析として本質的な取り扱いがされている。これに対して、たとえば、フィルダムのコアにおける間隙水圧の発生、消散あるいは初期湛水時の挙動のように、不飽和領域を含めた地盤をも対象に、間隙水挙動と地盤の変形との連成挙動を合理的に解析するためには、議論の基礎となる不飽和土をも含めた地盤において、有効応力の概念を明らかにするとともに、間隙水挙動と地盤の変形との連成過程の表示について検討することが必要であると考えられる。

(2) 気体の挙動との連成

間隙水の挙動と連成過程を考慮すべき他の流体としてここでは気体を代表的に対象とする。石油ガス、圧縮空気といった気体以外に、塩水、石油等といった液体が考えられるが、いずれにしろ、このような水と他の流体との連成挙動、すなわち、二相流挙動を、混合流体とした単一の流体として扱うのではなく、非混合の状態で考える点では相違ない。

このような地盤中の間隙における二相流挙動の検討は、石油工学の分野において手掛けられたものといつてよい。Douglasら¹⁹⁾は、岩盤の相対透過係数、毛管圧等を考慮して地下水面下での石油の移動を計算する数値解析法を差分法を適用して提案している。

混合しない二相流挙動の数学的なモデルに関する基礎的な考察は、BrustkernとMorel-Seytoux²⁰⁾、Bear²¹⁾によってあらわされ、鉛直一次元場での空気と水の両者の挙動を同時に考慮した数値解を示している。二相流問題の有限要素法による解析法はDouglasら²²⁾、Lewisら²³⁾によってあらわされ、とくに、帯水層を利用した圧縮空気貯蔵の事前評価のための手法として、Meiri²⁴⁾、あるいはBraesterとBear²⁵⁾により軸対象場での有限要素解析が行われている。

圧縮空気貯蔵をこのような帯水層ではなく、岩盤内に掘削された空洞で水封方式(地下水の作用を利用して漏気を防ぐ方式)により行おうとする場合には、漏気防止条件を明らかにするとともに、空洞からの漏気量を的確に予測する手法を用意しておくことが、水封式圧縮空気貯蔵の効率あるいは成立性の検討に不可決のことと考えられよう。

水封方式の概念あるいは適用性については、これまでにすでに燃料地下貯蔵の有効な方式として北欧を中心に数多くの実績がある^{26) 27)}。また、このような水封式燃料地下貯蔵方式における漏気防止条件の基礎的な考察はÅ b e r g²⁸⁾によってなされている。

わが国の岩盤への適用性を検討するに際し、駒田ら²⁹⁾は、有限要素法による浸透流解析を貯蔵用空洞周辺岩盤における地下水解析に適用して、鉛直動水勾配の分布がこのÅ b e r gによる漏気防止条件「空洞周辺における地下水の流れの鉛直動水勾配が1以上であること」を満足するか否かを判定することにより、漏気防止のための必要な貯蔵用空洞の設置深度、水封トンネル、水封ボーリング孔などの配置を決定する方法を提示している。しかし、また同時に、この漏気防止条件はかなりの余裕を持つものであることも実験的に指摘している。あらためて、水封方式における漏気防止条件を検討することが必要とされる。

水封方式による圧縮空気貯蔵において貯蔵用空洞内の空気圧が漏気防止可能の限界を超えた場合の漏気量を見積ることは、圧縮空気貯蔵の有用性を計る上で意義のあることである。

貯蔵空洞からの漏気量の算定は、本質的には空洞周辺での二相流挙動の解法と考えられる。しかしながら、これまでのところ、空洞周辺には地下水がないとの仮定のもとで、地盤中の定常気体流れにB l i g h t³⁰⁾の考え方を適用し、この場合定常浸透流解析が適用できるとして、漏気量の概略値を求めるという便宜的な方法³¹⁾の例があるに過ぎない。水封方式による気体貯蔵時の、岩盤空洞からの漏気量の的確な評価のために、気液二相流挙動解析の適用を検討する必要がある。

(3) 地盤の熱的挙動との連成

間隙水と地盤の熱的挙動との連成過程に関する考察は、主に地熱貯留層の評価の基礎をなすものとして、これまでに、精力的に研究が進められているところである。

地熱利用の方法としては、高温の岩盤内の間隙を循環する熱水を利用することとして行われる。この間隙を有する高温の岩盤が地熱貯留層であり、地熱貯留層とは、いわば地下の熱交換器である。そしてこの熱交換器の熱量、水量といった、地熱の賦存状況に合わせた、回収可能なエネルギー量とその可能期間を適正に評価することが、最終的に必要なこととなる。

地熱利用の実績は数多くあるが³²⁾、これまでに利用されている地熱貯留層とは、いわゆる自然貯留層と呼ばれる、深部岩盤内に自然に形成された比較的大きな空隙と透水性を有する領域を指すものである。

これに対し、新しい地熱利用の方法として、岩盤自体は高温であっても元々はほとんど流体の経路がないところ(高温岩体と呼ばれる)に、水圧破碎等により人工的に破碎面(フラクチャー)を設け、これを貯留層として利用する、

いわゆる人工貯留層技術に関する研究が米国によって始められた³³⁾。

自然貯留層を対象とする貯留層評価の手法の検討は、地熱利用の実績とあいまって、これまでに多くの研究がある。これらのうち、地熱貯留層の評価法として、例えば、WhitingとRamey³⁴⁾が行ったような、タンクモデルの適用も、初等的な評価として十分意義はあるものの、貯留層である岩盤の分布や特性が一般には一様でないことを考慮すると、よりの確な貯留層評価のためには、貯留層内の熱水挙動を、間隙水と地盤の熱的挙動との連成過程ととらえ、挙動の表現と解法が必要となるものである。

自然貯留層を対象とする貯留層評価のために、熱水流挙動を連成過程の解析の観点からモデル化については、これまでに多くの研究者により著されている。たとえば、FaustおよびMercer^{35) 36) 37)}を初めとして、ToronyiとFarouq Ali³⁸⁾、Coats³⁹⁾、Pritchettら⁴⁰⁾、Pruessら⁴¹⁾、Zyvoloskiら^{42) 43)}などによりそれぞれ熱水流動解析手法が提案されている。

これらの手法においては、共通して貯留層を多孔質体と見なして、ダルシー則の適用、また、密度および相状態が、温度と圧力に依存することを前提に、質量保存則とエネルギー保存則より熱水流動の支配方程式を誘導している。そして、これを有限要素法、有限差分法、あるいは積分差分法により、数値的に解を求めることとしている。

一方、いわゆる人工貯留層を対象とした場合、この人工貯留層の形成がまだ研究段階にあることもあって、評価手法も同様に研究途上にある。

これまでの評価手法においては、フラクチャー内の定常的な流れを仮定し、これを一つの境界条件として、温度場の解析を行うという手順をとるものが多い。BodvarssonとTsang⁴⁴⁾は、一本の井戸のまわりの水平フラクチャーを対象に、定常的な放射流がある時の温度変化の厳密解を求め、Hanson⁴⁵⁾は平面二次元的な定常流れ場で有限要素法により、Dodgell⁴⁶⁾、あるいは山口ら⁴⁷⁾は鉛直二次元流れ場で有限差分法または有限要素法により回収熱量の温度変化を求めることとしている。

しかし、高温岩体中の人工的なフラクチャー内の熱水流挙動解析においても、基本的には間隙（ここではフラクチャー）内の流体と岩体の熱的作用との連成過程の解析という観点に立って評価すべきであると考えられる。

以上のように、間隙水挙動に連成過程を考慮すべき要素ごとに、これまでの研究を概観し、課題を示した。次章以降では間隙水挙動の定量的評価技術の確立に資することを目的に、各々の要素について連成過程の表現と解法、また、具体的な地盤工学上の問題への適用を検討することにする。

すなわち、第2章においては、地盤の変形挙動との連成過程の解析と、これのフィルダム遮水ゾーン内の間隙水圧挙動の解析への適用について述べる。

地盤の変形との連成過程は基本的には、有効応力の概念により表されるが、これを締固め土を初めとする不飽和土にも適用できることを、有効応力の意義を論じることによりまず確認し、フィルダムを初めとし不飽和土を含んだ地盤での変形と間隙水挙動の支配方程式を示す。そしてこの解析手法の適用例として、実際のフィルダムの盛立時および初期湛水時における、遮水ゾーン内の間隙水圧の蓄積ならびに消散の挙動解析結果について述べ、間隙水の、地盤の変形との連成挙動を考慮することの必要性を示す。

第3章においては、間隙水と他の流体との連成過程として、気体挙動との連成過程、すなわち、気液二相流挙動の解析と、岩盤空洞内での気体貯蔵の検討への適用例を述べることとする。

まず、解析手法に関して、気液二相流挙動を表現する支配方程式を表す。

つぎに、二相流問題の典型として、水封方式による（すなわち地下水面下の岩盤内無覆工空洞を利用した）気体貯蔵方式の検討を行うこととする。水封式気体貯蔵の検討としては、まず、水封方式による圧縮空気貯蔵の際の地下水挙動の基本特性を模型実験により示し、また、水封式地下貯蔵方式の基本となる漏気防止条件を実験的に検討する。そして、ここで提案した気液二相流解析法を、模型実験の数値解析ならびに岩盤内圧縮空気貯蔵のシミュレーションに適用し、地盤中の間隙内における、水と他の流体との連成挙動解析の有用性を示すこととする。

第4章においては、地盤中の熱の影響を考慮した地下熱水挙動の解析法と、地熱貯留層評価への適用例を示す。

まず、地盤の熱的影響を受ける間隙水挙動を表現する上での基本条件を整理する。

そして、自然に地下深部岩盤に形成された貯留層に対して、多孔質モデルを適用し、定式化される熱水挙動の支配方程式の、有限要素法による解析例を示し、とくに、熱水の相変化を考慮の有無が、適正な貯留層評価を行う上で重要であることを確認する。

つぎに、高温岩体中に人工的に破碎面を設けて形成する、人工貯留層の評価を合理的に行うために、直接破碎面内の熱水流挙動を扱うフラクチャーモデルを適用することとし、この場合の熱水挙動の基本式を提案し、有限要素法による解析法を示す。そして、これを所定の高温岩体における人工貯留層に対する適正な利用規模を推定するための、熱水流挙動に関する数値シミュレーションに適用して手法の有用性を示し、地盤中の間隙水と熱との連成挙動解析の観点に立つた本手法の、地熱貯留層評価手法としての可能性を示すこととする。

最後に、第5章において、各章の研究成果を要約し結論を述べる。

参考文献

- 1) Tsang, C.F. ed.: Coupled processes associated with nuclear waste repositories, Academic Press, Orlando, 1987.
- 2) Faust, C.R. and J.W. Mercer: Geothermal reservoir simulation 1. Mathematical model for liquid- and vapor- dominated hydrothermal systems, Water Res. Research, Vol. 15, No.1, pp.23 - 30, 1979.
- 3) 社団法人電力土木技術協会編：最新フィルダム工学, 1981
- 4) Biot, M.A.: General theory of three- dimensional consolidation, J. Applied Physics, Vol.12, pp.155 - 164, 1941.
- 5) Christian, J.T.: Undrained stress distribution by numerical methods, J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, Vol.94, No.SM6, pp.1333 - 1345, 1968.
- 6) Christian, J.T. and J.M. Boehmer: Plane strain consolidation by finite elements, J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, Vol.96, No.SM4, pp.1435 - 1457, 1970.
- 7) Sandhu, R.S. and E.L. Wilson: Finite element analysis of seepage in elastic media, J. Eng. Mech. Div., ASCE, Vol.95, No.EM3, pp.641 - 652, 1969.
- 8) Yokoo, Y. et al.: Finite element method applied to Biot's consolidation theory, Soils and Foundations, Vol.11, No.1, pp.29 - 46, 1971.
- 9) 赤井浩一、田村武：多次元圧密問題による非線形応力-ひずみ理論の適用, 京大防災研究所年報, 第19号 B, pp.1 - 15, 1976.
- 10) Small, J.C. et al.: Elasto- plastic consolidation of soil, Int. J. Soils Structures, Vol.12, pp.431 - 448, 1976.
- 11) Lewis, R.W. et al.: A non- linear flow and deformation analysis of consolidated problems, Numerical Methods in Geomechanics, Vol.II, ASCE, pp.1106 - 1118, 1976.
- 12) Adachi, T. et al.: Tunnelling in fully saturated soft sedimentary rocks, Proc. 3rd Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Aachen, pp.599 - 610, 1979.
- 13) 赤井浩一、他：有限要素法による飽和-不飽和浸透流の解析, 土木学会論文報告集, 第264号, pp.87 - 96, 1977.
- 14) 駒田広也：飽和-不飽和土中の非定常浸透流解析, 電力中央研究所報告研究報告：377015, 1978.
- 15) Cavounidis, S. and K. Hoeg: Consolidation during construction of earth dams, J. Geotech. Eng. Div. ASCE, Vol.103, No.GT10, pp.1055 - 1067, 1977.
- 16) Chang, C.S. and J.M. Duncan: Analysis of consolidation of earth- and rock- fill dams; Contract Report S- 77 - 4, U.S. Army Engineer, Waterways Experiment Station, 1977.
- 17) Eisenstein, Z. et al.: Analysis of consolidation in cores of earth dams, Numerical Methods in Geomechanics, Vol.II, ASCE, pp.1089 - 1105, 1976.
- 18) 大西有三・村上毅：有限要素法による地盤の応力・変形を考慮した浸透流解析, 土木学会論文報告集, 第298号, pp.87 - 96, 1980.

- 19) Douglas, J. Jr. et al.: A method for calculating multi- dimensional immiscible displacement, Trans. of AIME, Vol.216, pp.297 - 308, 1959.
- 20) Brustkern, R.L. and H.J. Morel- Seytoux: Analytical treatment of two- phase infiltration, J. Hydraulics Div., ASCE, Vol.96, No.HY12, pp.2535 - 2547, 1969.
- 21) Bear, J.: Dynamics of Fluids in Porous Media, American Elsevier, New York, 1972.
- 22) Douglas, J. Jr. and H.H. Rachford Jr.: The application of variational methods to waterflooding problems, J. Canadian Petroleum Technology, pp.79 - 85, 1969.
- 23) Lewis, R.W. et al.: A finite element approach to two- phase flow in porous media, Finite Elements in Fluids, ed. by R.H. Gallagher, Vol.1, John Wiley and Sons, London, pp. 183 - 199, 1975.
- 24) Meiri, D.: Two- phase flow simulation of air storage in an aquifer, Water Resour. Res., Vol. 17, No.5, pp.1360 - 1366, 1981.
- 25) Braester, C. and J. Bear: Some hydrodynamic aspects of compressed- air energy storage in aquifers, Journal of Hydrology, Vol.73, pp.201 - 225. 1984.
- 26) International Symposium on Storage in Excavated Rock Caverns, Rock Store 77, Stockholm, 1977.
- 27) International Symposium for Environmental Protection, Lowcost Storage and Energy Savings, Rockstore 80, Stockholm, 1980.
- 28) Åberg, B.: Prevention of gas leakage from unlined reservoirs in rock, Proc. Int. Symp. Storage in Excavated Rock Caverns, Rock Store 77, Stockholm, pp.399 - 414, 1977.
- 29) 駒田広也, 他 : 水封式燃料地下貯蔵用空洞周辺岩盤の浸透流に関する検討, 土木学会論文報告集, 第300号, pp.69 - 80, 1980.
- 30) Blight, G.E.:Flow of air through soils, J. Soil Mech. Found.Div., ASCE, Vol.97, No.SM4, pp.607 - 624, 1971.
- 31) 中川加明一郎、他 : 浸透流解析による岩盤内圧縮空気貯蔵の検討, 電力中央研究所報告, 研究報告 : 382023, 1982.
- 32) Grant, M.A. et al.: Geothermal Reservoir Engineering, Academic Press, New York, 1982.
- 33) LASL:Proceedings of the Second NATO- CCMS Information Meeting on Dry Hot Rock Geothermal Energy, 75,1977.
- 34) Whiting, R.L. and H.J. Ramey Jr.: Application of material and energy balances to geothermal steam production, J. Petroleum Techology, Vol.21, pp.893 - 900, 1969.
- 35) Faust,C.R. and J.W. Mercer : Geothermal reservoir simulation 1 . Mathematical model for liquid- and vapor- dominated hydrothermal systems, Water Resour. Res., Vol. 15, No.1, pp.23 - 30, 1979.
- 36) Faust,C.R. and J.W. Mercer: Geothermal reservoir simulation 2. Numerical solution techniques for liquid- and vapor- dominated hydro- thermal systems, Water Resour.

Res., Vol. 15, No.1, pp.31 – 46, 1979.

- 37) Mercer, J.W. and C.R. Faust: Geothermal reservoir simulation 1. Application of liquid – and vapor – dominated hydrothermal modelling techniques to Wairakei, New Zealand, Water Resour. Res., Vol. 15, No.3, pp.653 – 671, 1979.
- 38) Toronyi, R.M. and S.M. Farouq Ali: Two – phase, Two – dimensional simulation of a geothermal reservoir, Soc. Petro. Eng. Jour. Vol.17, No.3, pp.171 – 183.1977.
- 39) Coats, K.H.: Geothermal reservoir modeling, 52nd Annual Fall Tech. Conf. and Exhibition of the Society of Petro. Eng. of AIME, Denver, SOE – 6892, 1977.
- 40) Pritchett, J.W. et al.: Reservoir simulation studies – – Wairakei Geo – thermal field, New Zealand, LBL report LBL – 11497, 1980.
- 41) Pruess, K. and R.C. Schroeder: Basic theory and equations used in the two – phase multidimensional geothermal simulator, SHAFT79, LBL report LBL – 9464, 1979.
- 42) Zyvoloski, G. et al.: Finite difference techniques for modelling geothermal reservoirs, Int. J. Num. Anal. Methods in Geomechanics, Vol. 3, p.355 – 366, 1979.
- 43) Zyvoloski, G.: Finite element methods for geothermal reservoir simulation, Int. J. Num. Anal. Methods in Geomechanics, Vol. 7, p.75 – 86, 1983.
- 44) Bodvarsson, G.S. and C.F. Tsang: Injection and thermal breakthrough in fractured geothermal reservoirs, LBL report, LBL – 12698, 1981.
- 45) Hanson, J.: A secondary recovery method of the extraction of geothermal energy (2) Heat transfer effects in forced geoheat recovery systems, Contract report EY – 76 – S – 06 – 2227, The U.S. Energy Research and Development Administration, 1977.
- 46) Dodge, F.T.: The use of scale models to determine thermohydro – mechanics of Hot – Dry – Rock Reservoirs, DOE report, No. DOE – ER – 1076 – T – 1, 1982
- 47) 山口勉、他 : 有限要素法による高温岩体からの熱抽出シミュレーションに関する研究、採鉱と保安、Vol.28, No.5, pp.233 – 243, 1982.

第2章 地盤の変形との連成

2. 1 概説

地盤の安定性を評価する際に、地盤中の間隙水の挙動を考慮しなければならない場合が多い。たとえば、フィルダムの盛立時あるいは初期湛水時の遮水ゾーン（コア）内の間隙水圧の挙動、斜面の切り取りあるいは盛土によって発生する地下水流の変化、市街地での地下洞道掘削時の地下水位低下や地盤沈下、また、軟弱地盤の圧密や、さらには地震時の砂地盤の液状化など、地盤の安定性が間隙水の挙動の影響を大きく受ける問題は少なくない。

地盤の挙動に及ぼす間隙水あるいは地下水の挙動の影響に関するこれまでの扱いは、便宜的な考え方によるものが多い。すなわち、間隙水の挙動については、これだけを単独の問題として解析し、その結果を地盤の変形や安定の解析への入力値として扱うという方法が採られてきた。しかしながら、地盤の構成材料の変形特性が非線形であったり、あるいは、非定常現象を対象とする場合、これまでの重ね合わせによる方法は必ずしも有効ではなく、むしろ、間隙水と地盤の骨格部分の変形との相互作用の解法、つまり連成過程の問題の解法という本質的な考え方を適用する必要がある。

本章においては、このような間隙水挙動がかかわる地盤の安定性評価の基礎となる、間隙水と地盤の変形との連成作用の表現と解法について述べるものとする。そして、とくに不飽和状態の地盤を同時に含めて考察する場合を考え、まず、間隙水挙動と地盤の変形との連成作用の基本となる有効応力の概念の不飽和土における意義を明らかにしたうえで、連成作用の表示式を示すこととする。つぎに、有限要素法を適用したこの連成挙動の解析法を示し、実際のフィルダムの遮水ゾーンにおける、盛立時あるいは初期湛水時の間隙水圧挙動の解析に適用した結果を示すこととする。

2. 2 有効応力の概念

2. 2. 1 概説

地盤あるいは土質構造物の安定性に及ぼす間隙水挙動の影響の検討においては、これまでは、多くの場合、地下水面下の飽和土を対象に、Terzaghiの有効応力の概念¹⁾を基本として、間隙水挙動と変形挙動と相互作用を考慮して議論することがもっぱらであった。

これに加え、不飽和土に対しても、間隙水の影響を考えるべき課題は少なくない。たとえば、フィルダムの盛立時あるいは初期湛水時の安定性、地下水位上昇時の斜面の安定性、圧気ケーソンや圧気シールドを採用した場合の切羽の安定性がある。ただし、不飽和土は、間隙中に水だけでなく、空気も存在する

ことから、飽和土とは違った特有の性質を有し、このことが、議論を単純に進めることを難しくしている。

しかし、もし、このような不飽和土を含んだ場合にも、飽和土と同様の有効応力の概念が適用できるものであれば、地盤の安定性に及ぼす間隙水挙動の影響を、飽和地盤および不飽和地盤の両領域を含めて、連続して検討することができることになる。

そこで、ここでは、既往の研究結果に基づき、不飽和土の力学挙動の特徴を整理して示し、次に、一般的な有効応力の概念と意義について議論を展開し、不飽和土における有効応力の概念の適用性に関して考察を加えることとする。

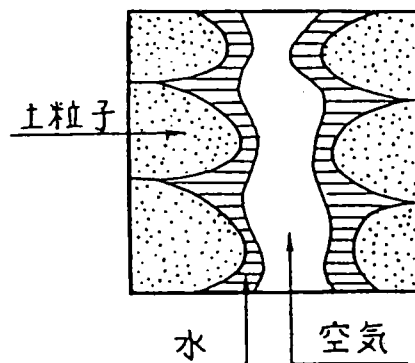
2. 2. 2 不飽和土の特徴

(1) 不飽和状態の区分

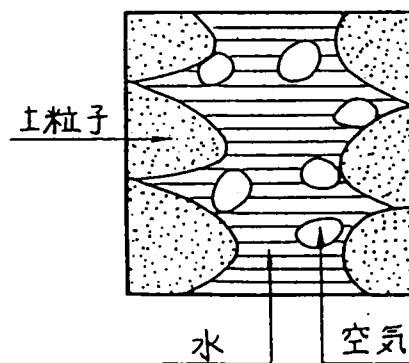
一口に不飽和土といっても、間隙の保水状態によって不飽和の形態は種々の状態を示し、八幡によれば、一様不飽和、封入不飽和あるいは片寄り不飽和という分類がされるようになる²⁾。ただし、ここでいう片寄り不飽和とは、むしろ、状態の非均一性を指すものであり、一様不飽和状態で含水量が変化してゆく状態、あるいは、封入不飽和と一様不飽和との遷位部分ということが出来るものであり、したがって特性の面からは、一様不飽和と封入不飽和とに大別できよう(図-2.1)。

一様不飽和とは、間隙中の空気が外気と連続している場合をいい、通常、間隙水圧は空気圧よりも小さくなりいわゆるサクションを呈する。従来の飽和・不飽和浸透流解析³⁾⁴⁾で対象とされている不飽和状態である。

一様不飽和の場合、間隙中の流体である水及び空気が各々ともに連続しており、間隙流体の運動としては二相流となる。しかし、土の骨格が仮想的に土粒子と水分とにより構成されるものとするれば、連続する空気を単一の間隙流体として代表的に扱うことが可能となる。



(a) 一様不飽和



(b) 封入不飽和

図-2.1 不飽和の形態

他方、封入不飽和とは、間隙中の空気（または気体）が連続するほど十分には多くなく、したがって、空気が間隙水に取り囲まれ、外気とは接続のない場合の不飽和状態を指すものである。細粒分を多く含み、最適含水比付近で飽和度が100%近くに締固められた材料によるフィルダムのコアの様な盛土地盤の間隙では、このような間隙水が空気を包み込んだ封入不飽和状態となる場合が考えられる。

封入不飽和状態での間隙水は単一の圧縮性流体と見なすことができる⁵⁾。そして、この場合の流体の密度 ρ_m は、気体の水への溶解を考慮して、間隙空気圧 $U_{(a)}$ の関数として、つぎのように表される。

$$\rho_m = \frac{\rho_w S_{r0}}{\frac{U_{(a0)}}{U_{(a)}} \{1 - (1 - H) S_{r0}\} + (1 - H) S_{r0}} \quad (2. 1)$$

ここで、 ρ_w ; 水の単位体積重量
 S_{r0} ; 初期飽和度
 $U_{(a0)}$; 初期間隙空気圧
 H ; 空気の水への溶解率

また、これより圧縮率 β_m が次式のように導かれる。

$$\beta_m = -S_{r0} \beta_w B(wa) + \frac{1}{U_{(a)}} \{1 - (1 - H)\} S_{r0} \quad (2. 2)$$

ここで、 β_w ; 水の圧縮率
 $B(wa)$; サクシヨンの効果を表す量（サクシヨンの効果がないときには $B(wa) = 1$ ）

以上のように、一様不飽和の場合は空気が、封入不飽和の場合は空気を取り込んだ水が、各々の場合の不飽和土の間隙流体であることにより、いずれの不飽和状態であっても、不飽和土は、土粒子で（一様不飽和の場合には水分もともに）形成される骨格部と、単一の圧縮性の間隙流体とにより構成されていると見なすことができよう。

(2) 力学挙動の特徴

不飽和土の力学特性に関する既往の研究のうち、不飽和土の力学挙動の特徴を示す実験結果を代表的に示すと表-2. 1のようになる。これらの研究のほとんどは、サクシヨン、すなわち間隙空気圧と水圧の差の影響を検討しており、

表 - 2 . 1 不飽和土の力学特性に関する主要な実験結果

No.	試験方法	材	料	供試体作成方法	制 御 項 目	計 測 項 目	結 果	実 験 者
1	三軸圧縮	Braeheadシルト		・スラリー状からサクシオンによる圧密	① $\sigma_3, -u_w, u_e, -u_w$ を軸圧載荷中一定とする (σ_3, u_e, u_w は変化) ② u_e 一定 (非気条件)	σ_3 (拘束) u_e (間隙空気圧) u_w (間隙水圧) σ_1 (軸圧) ϵ_1 (軸ひずみ) ΔV (体積変化) ΔV_v (排水量)	① 軸差応力 ($\sigma_1 - \sigma_3$) ひずみ曲線 (ϵ_1), 体積変化 ($\Delta V / V$) ひずみ曲線, 飽和度ひずみ曲線 は $\sigma_3, -u_w, u_e, -u_w$ が一定であれば, σ_3, u_e, u_w の変化の影響を受けない。 ② 飽和土の有効応力表示による強度包絡線は, 不飽和土の有効応力を ($\sigma - u_w$) あるいは ($\sigma - u_e$) と表示して表わす強度包絡線のあいだにある。	Bishop & Donald ⁶⁾ (1961)
2	一次元圧縮	シルト シルト質砂 シルト質粘土		・スラリー状から圧密 ・自然含水 (気乾) 状態での締め固め ・液性限界状態の土を気乾 (飽和土の調整)	・浸水時の載荷圧 ・初期飽和度	・載荷圧 ・体積変化	・不飽和土は浸水により体積減少を起こす。	Jennings & Burland ⁷⁾ (1962)
3	等方圧縮	シルト シルト質粘土		・スラリー状から圧密 ・自然含水 (気乾) 状態での締め固め ・液性限界状態の土を気乾 (飽和土の調整)	・浸水時の載荷圧 ・初期飽和度	・拘束圧 σ ・体積変化	・不飽和土は、浸水により体積変化 (Collapse) を起こす場合がある。 ・コラプスが生じる限界飽和度がある。	Jennings & Burland ⁷⁾ (1962)
4	三軸圧縮	Selset clay Talybont clay Mangla shele		締め固め (突固め)	[$\sigma_3, -u_e, -u_w$ 又は非排気・非排水	σ_1 (軸圧) σ_3 (拘束圧) u_w (間隙水圧) u_e (間隙空気圧) ϵ_1 (軸ひずみ) ΔV (体積変化) ΔV_v (排水量)	① $\sigma_3, -u_e$ が一定であれば、強度、応力・ひずみ関係、サクシオン・ひずみ関係は同一 ② $\sigma_3, -u_e$ を増大させると、強度は増大し、応力・ひずみ関係も変わる。	Bishop & Blight ⁸⁾ (1963)

No.	試験方法	材	供試体作成方法	制御項目	計測項目	結果	実験者
5	等方圧縮	粉末フリントと カオリンの混合 物	・気乾した材料を静的 に締め固める	①等方圧縮中 u_v, u_w を 一定 ②浸潤中等方圧縮一定 ③浸潤 (サクシオン減少) 中体積一定 ($\Delta V=0$)	σ u_v u_w ΔV ΔV_v ΔV_w	① 浸潤によりコロラプスが生じる。 ② $e-p-(u_v-u_w)$ 曲面 (コロラプス が表現できる) および $S_g-p-(u_v-u_w)$ 曲面が求まる。	Matyas & Radhakrishna ¹⁰⁾ (1968)
6	一次元圧縮	West Water clay + Derwent clay (Illete)	・動的締め固め ・静的締め固め	(締め固め程度 (構造)) 粘土分含有率 (低・中 ・高) と変化させる u_v 一定 (排気条件) ($\sigma-u_v$) ~ (u_v-u_w) 経路	・体積変化 ・全応力 ・間隙空気圧 u_a ・間隙水圧 u_w ・排 (吸) 水量	① 飽和化の過程でサクシオン解放による コロラプスが生じるため、不飽和土は飽 和および不飽和過程でヒステリシスを 呈する (Stress path dependent)。 ② 粘土分が少ないと、Stress path in- dependent となる (collapseが生じない)。 ③ 載荷圧が大きいと、(最適含水比より 乾燥側で締め固めた試料は) コラプス プスを生じやすい。 ④ 乾燥側の場合、サクシオンが大きいと、 剛性が大 (剛性の増加はサクシオンの 増加と線形にならない)	Barden et al. ¹⁰⁾ (1969)
7	一次元圧縮	カオリン モンモリロナイト Black cotton土	・圧密リング内で静的 に締め固める	・初期含水比 ・初期速度 ・載荷途中吸水	・載荷圧 ・圧縮量	・カオリンは吸水沈下 ・モンモリロナイト、Black cotton土は ある載荷圧を境に、以下では膨潤、以上 では吸水沈下	Sridharan et al. ¹¹⁾ (1973)
8	等方圧縮 (一次元圧縮)	Regina clay Kaolin	・Regina clayは不攪乱 サンプリング ・Kaolinは締め固め (締め固め方法の詳細 は不明)	・ $\Delta \sigma$ (全応力増分) ・ Δu_a (間隙空気圧増分) ・ Δu_w (間隙水圧増分)	σ (全応力) u_a (間隙空気圧) u_w (間隙水圧) ΔV (体積変化量) ΔV_v (排水量)	・体積変化が変化量の小さい範囲では、 ($\sigma-u_v$) の増分と (u_v-u_w) の増分 の線形結合	Fredlund & Mongenster ¹²⁾ (1976)

No.	試験方法	材	料	供試体作成方法	制御項目	計測項目	結果	実験者
9	一次元圧密 (三次元)	カオリン		締め固め (詳細は不明)	$\Delta\sigma = \Delta u_v = \Delta u_h$	<ul style="list-style-type: none"> 圧縮量 拘束圧 (空気圧) σ_3, u_v 間隙水圧 u_v 排水量 	<ul style="list-style-type: none"> 体積変化が生じない。 	Fredlund & Mongenstern ¹³⁾ (1977)
10	三軸圧縮試験	千曲川堆積土 (砂質シルト)		突固め	<ul style="list-style-type: none"> 間隙水圧一定 (排気) 非排水 	<ul style="list-style-type: none"> 間隙水圧変化 体積変化 軸差応力 	<ul style="list-style-type: none"> 三軸圧縮時の体積変化は、 「応力増加による体積変化と、 サクション解放によるCollapse の和」 	川上 & 阿部 ¹⁴⁾ (1978)
11	三軸圧縮 (又は伸張)	信楽粘土		含水比調整した材料 の定圧締め固め	<ul style="list-style-type: none"> 締め固め圧力 排気、排水条件 	<ul style="list-style-type: none"> σ_1 (軸圧) ϵ_1 (軸ひずみ) σ_3 (拘束圧) ΔV (体積変化) ΔV_v (排水量) u_v (間隙水圧) u_v (間隙空気圧) 	<ul style="list-style-type: none"> ① 等方圧縮時の $e - \log(\sigma - u_v)$ 曲線は急曲部を一つ持ち、サクションが大きいほど、急曲部の ($\sigma - u_v$) は大きくなる。 ② サクションが大きいほど ($\sigma_1 - \sigma_3$) に対するひずみは小さくなる (剛になる)。 ③ $\sigma - u_v$、又は $u_v - u_v$ が大きくなると、強度は増す。 	軽部, 他 ¹⁵⁾ (1978)
12	三軸圧縮	豊浦標準砂		土槽内 水中自然落下飽和土 をサンプリングした もの	<ul style="list-style-type: none"> 初期飽和度 排気条件 非排水条件 	<ul style="list-style-type: none"> 拘束圧 σ_3 体積変化 ΔV 軸圧 σ_1 軸ひずみ ϵ_1 非(吸)水量 ΔV_v 	<ul style="list-style-type: none"> ① 砂の場合、強度の飽和度依存性は明確でない。 ② 飽和度が大きくなると、せん断剛性は小さくなる。 	中川, 他 ¹⁶⁾ (1984)

No.	試験方法	材	料	供試体作成方法	制 御 項 目	計 測 項 目	結 果	実 験 者
13	三軸圧縮	豊浦標準砂		<ul style="list-style-type: none"> 土槽内 水中自然落下飽和土をサンプリングしたもの 	<ul style="list-style-type: none"> 吸水時の軸差応力(を保持) 非気条件 	<ul style="list-style-type: none"> 拘束圧 σ_3 体積変化 ΔV 軸圧 σ_1 軸ひずみ ϵ_1 非(吸)水量 ΔV_w 	<ul style="list-style-type: none"> ① 等方圧縮状態で、吸水による体積減少(コラプス)が生じる。 ② 軸差応力保持の条件下で吸水させると、せん断変形が増大し、これに伴うダイレタンションが発生する。 	中川, 他 ¹⁷⁾ (1985)
14	三軸圧縮	粉末カオリン		<ul style="list-style-type: none"> 加湿し、動的に締め固め 	<ul style="list-style-type: none"> 排水, 非気状態 応力経路 供試体サクシジョン 	<ul style="list-style-type: none"> σ_1 ϵ_1 σ_3 ΔV ΔV_w Δu_v Δu_w 	<ul style="list-style-type: none"> ① 等方圧縮の場合の圧縮係数は、S_Aが大きいか小さい。 ② 破壊時応力 p ($=\sigma_m - u_v$) - q 平面上で、Sとパラメータに直線関係 q 軸切片は S (サクシジョン) が大きいと大きくなる。 	梶部, 他 ¹⁸⁾ (1986)

このことは、前述の一樣不飽和状態の不飽和土を対象としていることを意味する。そして、一樣不飽和状態である場合に、不飽和土の強度あるいは変形性が飽和度の大小の影響を強くうけることを示すものである。以下に強度および変形性に関する不飽和土の特徴を記す。

1) 強度特性

まず、不飽和土の強度の飽和度（あるいはサクシヨン）依存性は、土粒子間に形成されるメニスカスにおけるサクシヨンにより土粒子同士の接点での垂直力、つまり粒子間力が大きくなり、土粒子間の滑りに対する抵抗が増加するものによることとして概念的に説明されよう¹⁹⁾（図-2.2）。この粒子間力の強度増加に及ぼす影響の程度は、もちろん、土質あるいは粒度組成によっても異なることは容易に予想される。

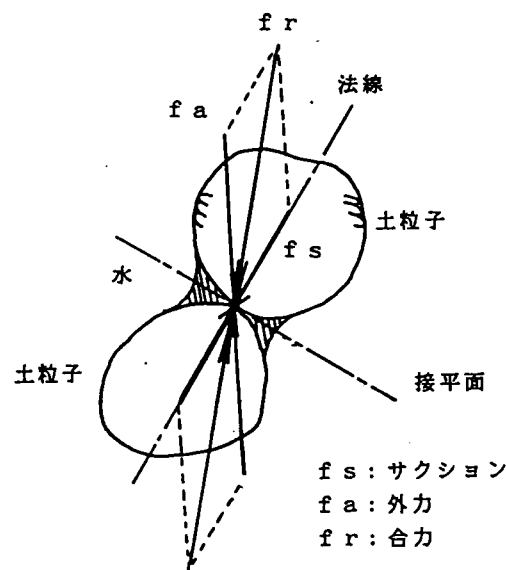


図-2.2 不飽和土の粒子間力

このような飽和度依存の強度特性の表示の仕方としては、二通りの方法がある。ひとつには、土の強度自体は飽和度によらず有効応力によりただ一つ決まり、有効応力が飽和度に依存して変わることにより、結果として飽和度依存の強度特性を示すとする考えによるものであり、他の一つは、有効応力の概念を導入せず、強度基準あるいは強度定数を直接不飽和の影響を考慮してあらわそうとする考えによるものである。

前者の場合は、土の強度基準は、たとえばMohr-Coulomb式、

$$\tau = c' + \sigma' \tan \phi' \quad (2.3)$$

ここで、 τ ; せん断応力
 σ' ; 有効（垂直）応力

c' ; 粘着力
 ϕ' ; 内部摩擦角

で唯一表されるとし、不飽和土における有効応力を、次式のようないわゆる Bishop の有効応力式²⁰⁾、

$$\sigma' = \sigma - u_w + \chi (u_a - u_w) \quad (2.4)$$

ここで、 u_a ; 間隙空気圧
 u_w ; 間隙水圧
 χ ; 飽和度に依存する有効応力に関するパラメータ
($0 < \chi < 1$)

のような飽和度に依存した有効応力式を考えることによって、すなわち、間隙の飽和度に応じて生じるサクション ($u_a - u_w$) が、有効応力として寄与することにより、結果として、強度特性が表されるとするのである。

これに対し、もう一方の強度表示の方法は、たとえば、Fredlund^{21) 22)} の強度基準、

$$\tau = c' + (\sigma - u_w) \tan \phi' + (u_a - u_w) \tan \phi_s \quad (2.5)$$

ここで、 σ ; 全応力
 ϕ_s ; サクションの強度寄与分を表す摩擦角

のように、直接不飽和の影響を考慮し、不飽和土の強度特性を表すことも考えられる。

式 (2.4) を式 (2.3) に代入したものと式 (2.5) とを比較してみると $\tan \phi_s = \chi \tan \phi'$ とすれば、Fredlund の強度の表示式は Bishop の有効応力式による強度の表示と一致する。しかしながら、Bishop らの考え方は、有効応力式 (2.4) の成立を前提としているのに対し、Fredlund が不飽和土における有効応力概念の成立性に捕らわれずに強度表示している点は、不飽和度の力学特性に関する取り組み方において大いに差があるところである。

2) 体積変化特性

不飽和土の体積変化特性を特徴づけるのは浸水時あるいは吸水時の挙動である。Sridharan¹¹⁾ が示すように土質によっては粘土鉱物自体の吸水膨張により吸水時に膨張を顕著に示すものもあるが、有効応力との議論との関連

から特にコラプスが不飽和土の体積変化特性として特徴づけられる。

コラプスとは、不飽和土が浸水を受けたときに示す体積減少をいう(図-2.3)。

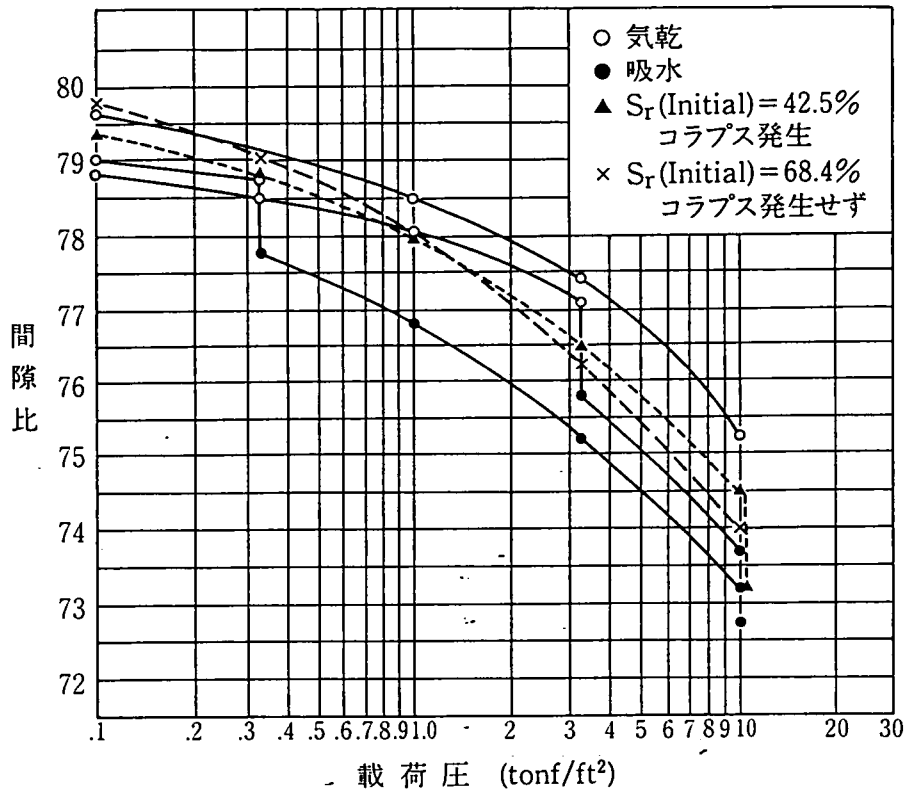


図-2.3 不飽和土のコラプス⁷⁾

コラプスは、土粒子接点でのメニスカスにおけるサクションにより、不飽和状態では一次的に安定状態にあつた土の構造が、浸水によりメニスカスがなくなりこれによって接点力を失い、より密な状態になる現象として概念的に表すことができよう。したがって、コラプスの発生は、構造の不安定さ、負荷されている外力、サクションの大きさ、といった要因を満たしているかにより決まることとなる¹⁰⁾。

このコラプス現象は、不飽和土の有効応力式として提案されたBishop式の適用性に限界を与えるもののひとつである⁷⁾。Bishopによる不飽和土の有効応力式(2.4)によれば、サクションの解放、すなわち、 $(u_s - u_w)$ の減少は、有効応力を減少させることになる。有効応力の減少は土の体積膨張を意味するが、これでは、コラプスが生じることが説明できなくなる。そこで、コラプスを含めた不飽和土の体積変化挙動を表すためには、有効応力という単一の応力によつて表現することは妥当でないとして有効応力の概念を捨て、体積変化を、 e (間隙比) $\sim (\sigma - u_s) \sim (u_s - u_w)$ という空間での状態曲面(図-2.4)、すなわち、 $e = f(\sigma - u_s, u_s - u_w)$ として実験的に表すことが提案され^{9) 12)}、また、コラプスによる地盤沈下解析に適用が試みられている²³⁾。

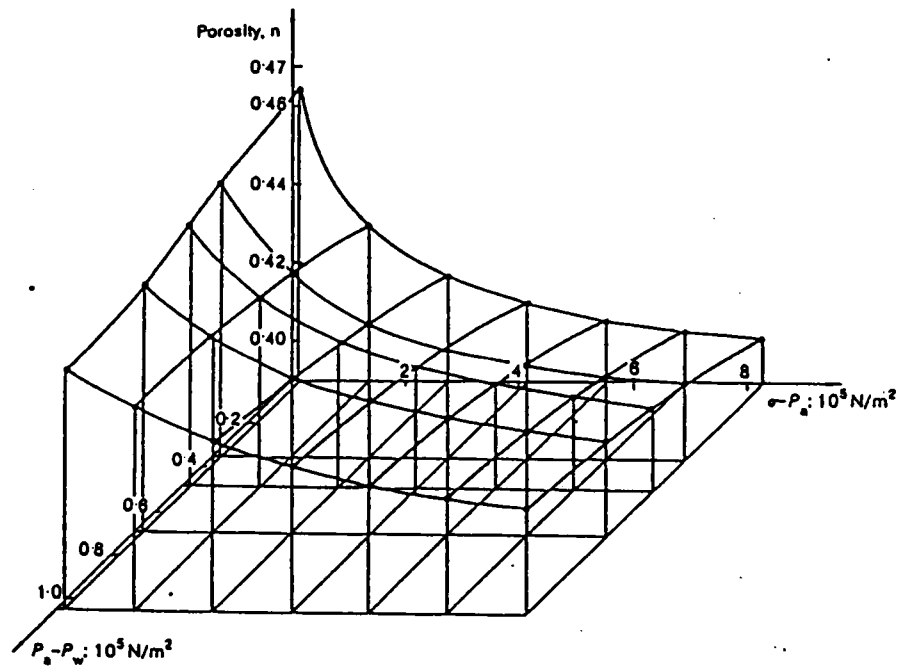


図 - 2. 4 不飽和土の状態曲面²³⁾

なお、不飽和土の体積変化特性に関する実験的研究から、体積変化にかかわる応力のパラメータとして、 $(\sigma - u_s)$ 、 $(u_s - u_w)$ が支配的であることが結論されている。すなわち、これらの値が変わらなければ、個々の値、 σ 、 u_s 、 u_w が変化しても体積変化は生じないことになる¹³⁾。

3) せん断変形特性

不飽和土のせん断変形特性に関しては、サクシヨンの増加にともないせん断強度が増加することから、これに対応して剛になり変形係数が大きくなることは容易に予想がつくものであり、この変形係数の飽和度依存の機構は、これまでに述べたことと同様にやはり、サクシヨンによる土粒子間の結合力の増加が土の構造を剛にするものとして概念的に説明されよう。

(3) まとめ

以上のことをまとめて記すと次のようになる。

- a. 不飽和土の間隙は、保水状態によって、一様不飽和あるいは封入不飽和とに区分される。
- b. 一様不飽和状態の不飽和土では、力学挙動にかかわる応力のパラメータとして

(外力) - (間隙空気圧)

(間隙空気圧) - (間隙水圧)

が支配的である。このうち(間隙空気圧) - (間隙水圧)はサクションであり、サクションは粒子間力として作用する。

- c. 一様不飽和状態の不飽和土では、力学特性がサクションの変化に強く影響を受ける。すなわち、サクションが大きくなると土の剛性および強度は増す。
- d. 一様不飽和状態の不飽和土では、サクションの解放により非可逆的な体積変化およびせん断変形が生じる。そして、土の骨格の構造が不安定である場合コラプスが生じることがある。
- e. 間隙の状態が一様不飽和、封入不飽和とにかかわらず、不飽和土は、土粒子が(一様不飽和の場合には水分を含めて)形成する骨格部と、単一の圧縮性の間隙流体とよりなるものとみなせる。またこの場合、間隙流体として、一様不飽和の場合には空気が、封入不飽和の場合には空気を取り込んだ水が、それぞれ代表することとなる。

2. 2. 3 有効応力の概念と不飽和土への適用性

(1) 概説

2. 2. 2での検討結果によれば、結局、サクションが粒子間力として作用することにより、不飽和土の力学特性が特徴づけられるものであることがわかった。

表-2. 2は不飽和土における有効応力式あるいは有効応力の考え方のうち、代表的なものをまとめて表した。

これらのうち、ほとんどが、サクションの効果を(すなわち、等しくならぬ間隙空気圧と間隙水圧を)、どのように有効応力式に取り入れるかを検討することに苦勞してきたといえよう。その代表例がB i s h o p式(2. 4)であったといえよう。

B i s h o p式が土粒子間の釣合から議論されているのに対し、このような有効応力の概念を離れ、変形に係わる応力成分を

(外力) - (間隙空気圧)

(間隙空気圧) - (間隙水圧)

とし、これらを独立変数に選び、不飽和土の構成式の検討をしようとするC o l e m a n流の考え方がある。²⁸⁾

たとえば、M a t y a sとR a d h a k r i s h n a⁹⁾は、B i s h o p流の有効応力の概念から離れ、体積変化を直接これらの関数として表すことを示し、また、F r e d l u n d^{21) 22)}は、せん断強度の表示においてもこの立場をとった。さらに、^{18) 29)}軽部らは、「複合有効応力」を唱え、不飽和土の構成式の検討をしている。

表 - 2 . 2 不飽和土の有効応力式

No	有効応力式	主なパラメータの説明	提案者
1	$\sigma' = \sigma - u_a + \alpha (u_a - u_w)$	α : 飽和土に関するパラメータ ($0 \leq \alpha \leq 1$) u_a : 間隙空気圧 u_w : 間隙水圧	Bishop ²⁶⁾ (1959)
2	$\sigma' = \sigma - u_a + \alpha_s (h_a + u_w) + \alpha_l (h_l + u_w)$	h_a : マトリックスサクシオン α_s : マトリックスサクシオンに関するパラメータ h_l : 溶質によるサクシオン α_l : 溶質サクシオンに関するパラメータ u_a : 間隙空気圧	Richards ²⁷⁾ (1966)
3	$\sigma' = \sigma - u_a + a_w (u_a - u_w)$	a_w : 断面中に連続する水の占める割合 u_a : 間隙空気圧 u_w : 間隙水圧	Lambe & Whitman ²⁸⁾ (1969)
4	$\sigma' = \sigma - mu'$ $m = n + \frac{(1-n)C_s - C_s + C_s n}{C_s - C_s}$	n : 間隙率 u' : 流体圧 C_s : 骨格の圧縮率 C_s : 固体実質部の圧縮率 C_s : 間隙流体の圧縮率	岡 ²⁹⁾ (1980)
5	$\sigma' = \sigma - u_w$ (封入不飽和) $\sigma' = \sigma - u_{e,0}$ (それ以外の不飽和) $u_{e,0} = u_r + (u_{e,0} - u_r)(u_{e,0}/u_w)$ $u_r = 10 (e_{e,0} - e_{e,0}) / \kappa$	$u_{e,0}$: 空気侵入時の間隙水圧 $\beta_{e,0}$: 初期間隙比 $\beta_{e,0}$: オープンドライでの間隙比 κ : $e \sim \log p'$ 直線の膨張時の傾き η : 材料パラメータ u_w : 間隙水圧	向後 ²⁷⁾ (1987)

有効応力の概念については、これまでにすでにしばしば岡により議論されているところであるが^{26) 30) 31) 32) 33)}、土粒子間の力の釣合から論じるのではなく、土を構成する、土粒子からなる骨格、すなわち固体相と、その間隙にある流体相との、変形に関する二相の相互作用として論じるべきものであることが示されている。

このことからすると、前章でも明らかにされたように、粒子間力であるサクシオンは、土粒子からなる土の骨格の強度あるいは変形性を左右するものであるが、直接には有効応力にかかわるものではなく、有効応力の概念の議論から外すものであることがわかる。したがって論点は、不飽和土において、間隙流体と骨格部の変形の相互作用の表現として、有効応力の概念が誘導できるか否かにあるといえよう。

まず、不飽和土を固体相と流体相との二相からなるものとするのは、一様不飽和の場合には、間隙水を固体相に含め空気を単一の間隙流体と見なすことにより、また、封入不飽和の場合には、空気を包み込んだ水を単一の間隙流体と扱うことにより、それぞれ整合性はとれる。したがって、間隙流体が圧縮性である場合の、有効応力の概念の適用性を検討することが、不飽和土における有効応力の概念の適用性を検討することになるものである。

(2) 圧縮性間隙流体を有する地盤の変形特性の表示

ここでは圧縮性間隙流体を有する地盤材料の変形特性を一般的な表示法につ

いて考察を加えることとする。

間隙流体を有する地盤材料の変形を検討する上で、地盤は、連続する間隙と連続する骨格部とよりなる、いわゆる、多孔質体として扱われる。多孔質体に関する基本的な概念については、これまでに石原によりまとめられており³⁴⁾、また、多孔質体の挙動について、二相混合体理論を適用適用した考察を岡が行っている²⁶⁾が、ここでは、これらの考え方にならい検討を進めることにする。

まず、地盤材料を固体相と流体相という抽象的な二つの連続体の相の重ね合わせで（即ち二相混合体として）、表現することにする（図-2.5）。

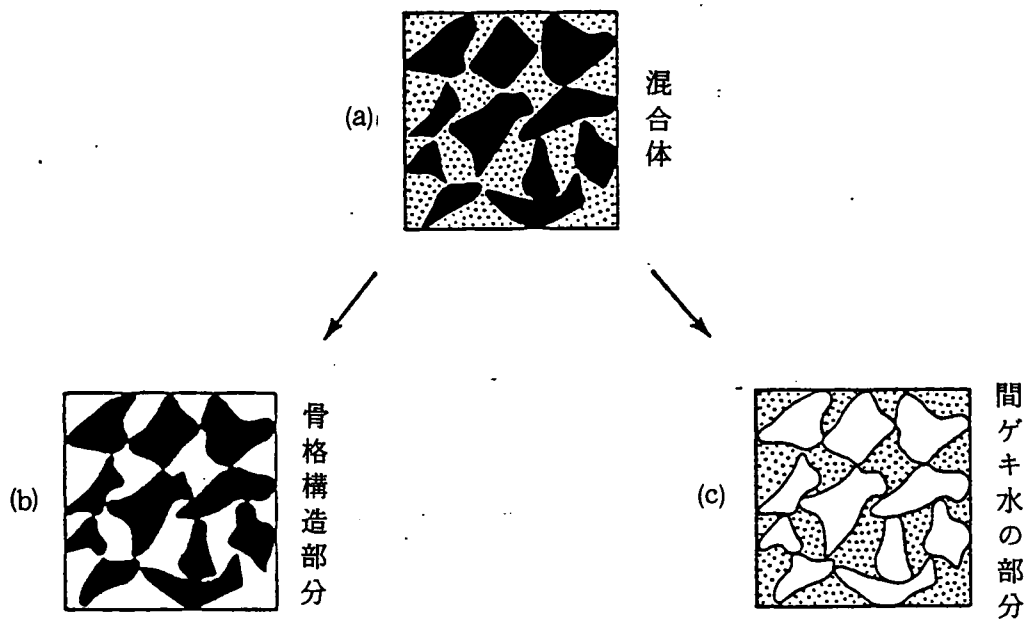


図-2.5 多孔質体の概念³⁴⁾

一般応力下で表される二相混合体の応力とひずみの関係は次のようである。

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(s) + \sigma_{ij}(f) \quad (2.6)$$

$$\sigma_{ij}(s) = C_{ijkl}(1) \varepsilon_{kl}(s) + \gamma(2) \frac{\varepsilon_{kk}(f)}{3} \delta_{ij} \quad (2.7)$$

$$\sigma_{ij}(f) = \gamma(2) \frac{\varepsilon_{kk}(s)}{3} \delta_{ij} + \gamma(3) \frac{\varepsilon_{kk}(f)}{3} \delta_{ij} \quad (2.8)$$

ただし

σ_{ij} ; 全応力
 $\sigma_{ij}(\)$; 各相の応力テンソル (s, f はそれぞれ固体相、流体相を表す)
 $\varepsilon_{ij}(\)$; 各相のひずみ
 $C_{ijkl}(1), \gamma(2), \gamma(3)$; 材料定数

式 (2. 7)、(2. 8) は、次のようにも書くことができる。

$$\sigma_{ij}(s) = C_{ijkl}(1) \varepsilon_{kl}(s) + C_{ijkl}(2) \varepsilon_{kl}(f) \quad (2. 9)$$

$$\sigma_{ij}(f) = C_{ijkl}(2) \varepsilon_{kl}(s) + C_{ijkl}(3) \varepsilon_{kl}(f) \quad (2. 10)$$

ただし、

$$C_{ijkl}(2) = \frac{\gamma(2)}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} \quad (2. 11)$$

$$C_{ijkl}(3) = \frac{\gamma(3)}{3} \delta_{ij} \delta_{kl} \quad (2. 12)$$

式 (2. 9)、(2. 10) をひずみに関して解くと次式が得られる。

$$\varepsilon_{ij}(f) = K_{ijkl}(1) \sigma_{kl}(s) + K_{ijkl}(2) \sigma_{kl}(f) \quad (2. 13)$$

$$\varepsilon_{ij}(s) = K_{ijkl}(3) \sigma_{kl}(s) + K_{ijkl}(1) \sigma_{kl}(f) \quad (2. 14)$$

ここで、 $K_{ijkl}(1)$ 、 $K_{ijkl}(2)$ 、 $K_{ijkl}(3)$ は混合体に関する材料定数を表す。我々が、通常、土あるいは岩盤のひずみと称するとき、これは上式における固体相のひずみ $\varepsilon_{ij}(s)$ に相当するものである。この固体相のひずみ $\varepsilon_{ij}(s)$ を、混合体におけるパラメータの代わりに、土あるいは岩盤の固有の材料定数により表すことを以下に考えてみる。

まず、流体相および固体相の各々の体積ひずみ $\varepsilon_{ij}(f)$ および $\varepsilon_{ij}(s)$ は、固体 (土粒子) 実質部の体積ひずみ e_s 、流体の体積ひずみ e_w 及び間隙の体積ひずみ e_p と次のように関係付けられる。

$$\varepsilon_{kk}(f) = e_w + (1 - n) (e_s - e_p) \quad (2. 15)$$

$$\varepsilon_{kk}(s) = n e_p + (1 - n) e_s \quad (2. 16)$$

ここで、 e_s 、 e_w 、 e_p は実質量を表すものであり、この内、 e_s 、 e_w は固体 (土粒子) 実質部の受ける等方圧 p_s 及び間隙流体圧 p_f と以下の関係で表される。

$$e_s = C_s P_s \quad (2.17)$$

$$e_w = C_l P_l \quad (2.18)$$

ただし、

C_s ; 固体実質部の圧縮率

C_l ; 流体の圧縮率

また、間隙流体圧 P_w および固体実質部の等方圧 P_s は、流体層の等方応力成分 $\sigma(f)$ ($= \sigma_{kk}(f)/3$) 及び固体相の等方応力成分 $\sigma(s)$ ($= \sigma_{kk}(s)/3$) と、それぞれ次式のように関係づけられる。

$$\sigma(f) = n P_l \quad (2.19)$$

$$\sigma(s) = (1 - n) P_s \quad (2.20)$$

なお、 P_l は実質的な圧力として、例えば間隙水圧のように測定されうる量である。

以上の事項を前提として、外応力が作用した状態のうち、

$$\sigma_{ij}(f) = 0 \quad (2.21)$$

$$\sigma_{ij}(s) = \sigma_{ij} \quad (2.22)$$

となる場合を考えてみる。

これは、外応力の作用に対して間隙流体圧が発生しない場合であり、*drained condition* (間隙が水で飽和されている場合には排水条件) に相当する。そしてこのとき、式 (2.14) より、

$$\varepsilon_{ij}(s) = K_{ijkl}(3) \sigma_{kl} \quad (2.23)$$

となり、 $K_{ijkl}(3)$ は *drained condition* での試験 (いわゆる排水試験) により実験的に求められる量となる。すなわち、土 (あるいは岩) の骨格の変形性を表す量となる。

したがって、*Drained condition* では式 (2.15) が次式のように書き換えられる。

$$\varepsilon_{ii}(f) = \frac{1-n}{n} \left\{ \frac{1}{1-n} C_s \frac{\sigma_{ij} \delta_{ij}}{3} - K_{ijkl}(3) \sigma_{kl} \delta_{ij} \right\} \quad (2.24)$$

そして、式 (2.13) において $\sigma_{ij}(f) = 0$ としたものと、式 (2.24) より、次式が導かれる。

$$K_{ijkl}(1) \delta_{kl} = \frac{1}{n} \left\{ \frac{C_s}{3} \delta_{ij} - (1-n) K_{ijkl}(3) \delta_{kl} \right\} \quad (2.25)$$

次に、 $p_l = p_s = u$ の条件を考えてみる。これは、「飽和土を非被覆の状態水中におき水圧 u を作用させる場合」²⁶⁾ であり、石原³⁴⁾ による「浸水試験」の条件に相当するものである。この条件は次式のように表示される。

$$\sigma_{ij} = u \delta_{ij} \quad (2.26)$$

$$\sigma_{ij}(f) = n u \delta_{ij} \quad (2.27)$$

$$\sigma_{ij}(s) = (1-n) u \delta_{ij} \quad (2.28)$$

さらにこのとき、

$$\varepsilon_{ij}(f) = \frac{\varepsilon_{kk}(f)}{3} \delta_{ij} \quad (2.29)$$

$$\varepsilon_{ij}(s) = \frac{\varepsilon_{kk}(s)}{3} \delta_{ij} \quad (2.30)$$

とできる。

これらの条件より、また、このとき $\varepsilon_{kk}(s) = e_p = e_s = C_s u$ であり、 $\varepsilon_{kk}(f) = e_w = C_l u$ であるので、式 (2.13)、(2.14) より、再び式 (2.25) が導かれ、かつ、次式が得られる。

$$K_{ijkl}(2) \delta_{kl} = \frac{1}{n} \left\{ \frac{C_l}{3} \delta_{ij} - (1-n) K_{ijkl}(1) \delta_{kl} \right\} \quad (2.31)$$

以上のように得られた式 (2.25)、(2.31) に基づき、外応力 σ_{ij} が作用し、間隙流体圧が $p_l = p$ と計測される一般的な場合の固体相のひずみ $\varepsilon_{ij}(s)$ を、固体 (材料) 実質部および流体の圧縮率 C_s および C_l 、そして、材料の *d r a i n e d c o n d i t i o n* での変形係数 $K_{ijkl}(3)$ とにより、次式を導くことができる。

$$\varepsilon_{ij}(s) = K_{ijkl}(3) \sigma_{kl} - p \left(K_{ijkl}(3) \delta_{kl} - \frac{C_s}{3} \delta_{ij} \right) \quad (2.32)$$

いま、 $i \neq j$ とすると、式 (2.32) は、

$$\varepsilon_{ij}(s) = K_{ijkl}(3) (\sigma_{kl} - p \delta_{kl}) \quad (2.33)$$

となり、 $i = j$ とすると、

$$\begin{aligned}\varepsilon_{(i)(i)}(s) &= K_{(i)(i)kl}(3) \sigma_{kl} - P (K_{(i)(i)kl}(3) \delta_{kl} \frac{Cs}{3}) \\ &= K_{(i)(i)mm}(3) \{ \sigma_{kl} \\ &\quad - (1 - \frac{1}{3} \frac{Cs}{K_{(i)(i)mm}(3)}) P \delta_{kl} \} \quad (2.34)\end{aligned}$$

式(2.33)あるいは式(2.34)において、右辺にある応力成分($\sigma_{kl} - P \delta_{kl}$)あるいは($\sigma_{kl} - \{1 - Cs / (3 K_{(i)(i)mm}(3))\} P \delta_{kl}$)は、外応力 σ_{kl} のうち、地盤の変形に寄与する部分を表すことになる。

(3) 有効応力の定義

前節において、連続する間隙流体を含む地盤の変形挙動の一般的な表示を試み、地盤固有の変形特性、すなわち、*drained condition*での変形特性を適用すると、式(2.32)のように、または、式(2.33)及び式(2.34)のように、導かれることを示した。この結果に基づき、ここで有効応力を次のように定義する。すなわち、「有効応力とは、外応力のうち、地盤の変形に寄与する成分である」と。したがって、式(2.33)あるいは式(2.34)によると、有効応力 σ'_{ij} は、せん断ひずみ成分に対しては、

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - P \delta_{ij} \quad (2.35)$$

となり、直ひずみ成分 $\varepsilon_{(k)(k)}$ に対しては、

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \left\{ 1 - \frac{1}{3} \frac{Cs}{K_{(k)(k)mm}(3)} \right\} P \delta_{ij} \quad (2.36)$$

となる。

特に材料の等方性を仮定すれば、

$$\begin{aligned}K_{llmm}(3) &= 3 K_{(k)(k)mm}(3) \\ &= C_b\end{aligned} \quad (2.37)$$

となり、 $K_{llmm}(3)$ は、*drained condition*での固体相の体積圧縮率、すなわち、骨格部の体積圧縮率(C_b)を表す。そして、式(2.34)は、以下のようなになる。

$$\varepsilon_{(i)(i)}(s) = K_{(i)(i)}(3) (\sigma_{kl} - \beta P \delta_{kl}) \quad (2.38)$$

$$\text{ただし、} \beta = 1 - \frac{Cs}{C_b} \quad (2.39)$$

もし、固体実質部の圧縮率が骨格のそれに比べて十分に小さければ、すなわち、

$$C_b \gg C_s$$

$$(2.40)$$

であれば、 $\beta = 1$ となる。そして、この場合、外応力 σ_{ki} 及び間隙流体圧 P と、骨格の歪 $\varepsilon_{ij}(s)$ との関係を、せん断歪及び直歪の区別なく、十分な近似として次式のように表すことができる。

$$\varepsilon_{ij}(s) = K_{ijkl}(3) (\sigma_{ki} - P \delta_{ki}) \quad (2.41)$$

上式の意味するところは次のように解釈することができる。つまり、地盤（土または岩盤）の骨格の *drained condition* での体積圧縮率が、骨格を構成する固体実質部の体積圧縮率に比べて十分大きい時（つまり、式(2.40)を満足する時）、作用する外応力のうち、骨格の変形に寄与する成分は（すなわち有効応力は）、外応力より間隙流体圧を差し引いたものとして表される。これは、いわゆる *Terzaghi* の有効応力式である。そして、*Terzaghi* の有効応力式は、固体実質部の圧縮率が骨格部のそれに比べて十分に小さいことを必要条件として成立することを意味するものである。

表-2.3は種々の地盤材料における固体実質部の圧縮率 C_s と骨格部の圧縮率 C_b とをまとめて表したものである³⁵⁾。これによれば、通常、土と呼ばれる範囲にある材料においては、 $\beta = 1$ とでき、式(2.41)が適用できるものと考えてよい。また、不飽和土においても、サクションの効果により骨格部の圧縮率が極端に小さくなるものでないと考えられ、式(2.41)は適用できるものである。

表-2.3 固体実質部と骨格構造の圧縮率³⁵⁾

材 料	圧縮率 ($\text{cm}^3/\text{kgf} \times 10^{-3}$)		$1 - \frac{C_s}{C_b}$
	C_b	C_s	
石英質砂岩	5.8	2.7	0.534
花崗岩 (30m深さ)	7.5	1.9	0.747
Vermont大理石	17.5	1.9	0.891
コンクリート (近似値)	20	2.5	0.875
密な砂	1800	2.7	0.999
ゆるい砂	9000	2.7	1.000
London粘土 (過圧密)	7500	2.0	1.000
Gosport粘土 (正規圧密)	60000	2.0	1.000

(4) 不飽和土への適用性

以上のように、「外応力のうち変形に寄与する応力成分」を有効応力と定義すれば、この有効応力の概念は、間隙流体の圧縮性、非圧縮性にかかわらず多孔質体（二相混合体）と見なせる材料に適用できるものであることがわかった。通常、土質材料の場合は、固体実質部の圧縮率が骨格部のそれに比べて十分に小さいことより、前述の β は1となり、したがって、Terzaghiの有効応力式が成り立ち、有効応力は外応力より間隙流体圧を差し引いたものとして以下のように表されることになる。

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - P \delta_{ij} \quad (2.35)$$

そして、これは、飽和土のみならず不飽和土においても成り立つものであることが分かる。ただし、間隙流体圧 P として、一様不飽和の場合は間隙空気圧を、封入不飽和の場合には、空気を取り込んだ間隙流体圧を設定することになる。

現場などでは間隙水圧の計測は、間隙水圧計の埋設によって行われる。このとき、特別に土中のサクションを計測するときのほかは、通常、水圧と空気圧とを完全に分離することは行わない。一様不飽和の場合には、連続する間隙空気の圧力が計測され、封入不飽和の場合には、空気を取り込んだ水の圧力が計られるものと考えられる。したがって、上式でいう間隙流体圧 P とは通常に計測される間隙圧と考えて差し支えない。

なお、飽和・不飽和浸透流解析のように、間隙水圧を負の状態から正の状態まで連続して検討の対象とし、これを P として表すのであれば、特別に圧縮空気を扱う以外の、通常の大気圧状態を考えればよい場合には、以上のことを考えて、有効応力式を次のように表しても、上述の議論と矛盾するものではない。

$$\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \alpha P \delta_{ij} \quad (2.42)$$

ここで、 σ_{ij} ; 全応力

σ'_{ij} ; 有効応力

δ_{ij} ; クロネッカーのデルタ

P ; 間隙水圧

α ; $P < 0$ のとき $\alpha = 0$ 、 $P \geq 0$ のとき $\alpha = 1$

2.3 間隙水挙動と地盤の変形との連成挙動の表示

2.3.1 不飽和土の扱い方

地盤の安定性に及ぼす間隙水挙動の影響は、本質的には、地盤の変形と間隙

水挙動との相互作用関する問題（連成問題）として考える必要がある。そしてこの連成問題は、基本的には、間隙水の連続条件と土塊に関する釣合条件を同時に考える Biot の考え方で表すことができる。

地盤の変形と間隙水挙動との連成問題を飽和地盤のみにおいて考えるときは、従来の Biot の理論に基づく飽和地盤の圧密解析によって対応できる。しかし、フィルダムや斜面を初めとして、地盤内に自由水面が現れる場合には地盤内に不飽和な領域を含み、従来の圧密解析手法をそのまま適用することはできない。ここでは、ひろく不飽和領域をも含めた地盤での変形と間隙水挙動の連成問題の解析を考えるものとする。

(1) 間隙水の挙動

不飽和状態を含めた間隙水の挙動の解析として、これまで、自由水面を有する地下水挙動を対象に、飽和・不飽和浸透流の考え方を適用した有限要素法等の数値解析手法が多く用いられるようになってきている。飽和領域のみを対象とする解析手法を便宜的に適用しようとする、この場合、自由水面を一つの境界とするため、自由水面が時間の経過とともに変化する非定常浸透流問題や降雨の地盤中への浸透問題に対しては、その適用にかなりの制約を受ける。これに対し、飽和・不飽和浸透流解析では、不飽和領域を飽和領域と同格に扱うことにより、解析領域の境界を自由水面ではなく地表面とすることができる。したがって、自由水面が経時的に大きく変化する場合や、降雨を考慮する場合に、解析が容易となる。

ただ、自由水面の変動の解析を主とするこれまでの飽和・不飽和浸透流解析のほとんどが、地盤の変形を考慮せず、また、不飽和状態として、自由水面より上方の、間隙中の空気が常に大気を接続している、一様不飽和の形態を対象としている。これに対して、細粒分を多く含み、最適含水比付近で飽和度が100%近くに締固められた材料によるフィルダムのコアのような盛立地盤の間隙では、空気は大気と接続のない状態、すなわち、間隙水が空気を包み込んだ封入不飽和状態となる場合が考えられる。したがって、このような封入不飽和状態を含む、飽和・不飽和地盤での間隙水の連続条件あるいは運動の表示式を明らかにしておく必要がある。

封入不飽和状態の間隙水の連続式について考える。

封入不飽和状態での間隙水は、2.2で述べたように、封入された空気と水とからなる単一の圧縮性流体と見なすことができ、この場合、質量保存則により、多孔質体中の間隙流体の連続式は次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m n) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_m v_i^{(m)}) = 0 \quad (2.43)$$

ここで、 ρ_m ; 流体の密度
 n ; 間隙率
 $v^{(m)}_i$; 流体のみかけ速度

この流体の密度 ρ_m は、水の密度 ρ_w と飽和度 S_r とから次式のように表される。

$$\rho_m = \rho_w S_r \quad (2.44)$$

式 (2.44) を式 (2.43) に代入し、さらに、

$$v_i = S_r v^{(m)}_i \quad (2.45)$$

とすると、次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_w S_r n) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_w v_i) = 0 \quad (2.46)$$

式 (2.46) は、従来の飽和・不飽和浸透流解析法において適用されてきた Richards による連続式と同一のものであるが、一様不飽和と完全飽和だけでなく、封入不飽和状態についても成り立つことが分かる。

式 (2.46) において、水の密度を時間および空間について不変であると思えば、次式のように書き改めることができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (n S_r) + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.47)$$

式 (2.47) の第一項は、

$$\frac{\partial}{\partial t} (n S_r) = \dot{n} S_r + n \dot{S}_r \quad (2.48)$$

であり (ただし、 $(\dot{\quad}) = \partial (\quad) / \partial t$)、そして、飽和度 S_r は間隙水圧 P に依存することにより、結局、間隙水の連続式は次式のようになる。

$$S_r \dot{n} + n \frac{\partial S_r}{\partial P} \dot{P} + \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.49)$$

ただし、式 (2.49) において、間隙水圧 P はゲージ圧とし、 $P < 0$ のときは一様不飽和状態の間隙水のサクションとし、 $P \geq 0$ のときは単一の圧縮性

流体としての間隙水の圧力とする。したがって、飽和度 S_r と間隙水圧 P との関係は、 $P < 0$ については、飽和度とサクションの関係から、 $P \geq 0$ については、理論的には、式 (2. 1) および式 (2. 44) から、次式の関係が得られる。

$$S_r = \frac{S_{r0}}{\frac{u_{(a0)}}{P + u_{(a0)}} \{1 - (1 - H) S_{r0}\} + (1 - H) S_{r0}} \quad (2. 50)$$

次に、封入不飽和状態の間隙水の運動の表示について考える。
飽和あるいは不飽和状態の土中の水の運動は、次式で表される。

$$v_i = -K_{ij} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (2. 51)$$

ここで、 v_i ; 流速ベクトル
 k_{ij} ; 透水係数テンソル
 h ; 全水頭

ただし、透水係数は飽和度に依存する。また、サクションが飽和度の関数となることから、透水係数とサクションの関係が定められ、式 (2. 51) によって、一様不飽和 (ならびに完全飽和) の状態の間隙水の運動が表される。

これに対し、間隙流体が圧縮性流体となる (すなわち、封入不飽和状態の場合) についても、透水係数が飽和度の関数になることが予想されるので、式 (2. 50) を考慮して、間隙水圧と透水係数の関係が得られる (図-2. 6)。そして、このように間隙水圧-飽和度-透水係数の関係が定められれば、一様不飽和、封入不飽和および飽和状態の全ての形態の間隙水に関する運動の表示式として、式 (2. 51) が適用できることになる。

(2) 変形特性

この連成問題の解析には、間隙水の運動特性すなわち浸透特性に加えて、さらに地盤の骨格部分の有効応力・ひずみ関係を明らかにする必要がある。

不飽和土の有効応力については、2. 2 で明らかにしたように、以下のよう
に表す。

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + \alpha P \delta_{ij} \quad (2. 42)$$

ここで、 σ_{ij} ; 全応力

- σ'_{ij} ; 有効応力
- δ_{ij} ; クロネッカーのデルタ
- P ; 間隙水圧
- α ; $P < 0$ のとき $\alpha = 0$ 、 $P \geq 0$ のとき $\alpha = 1$

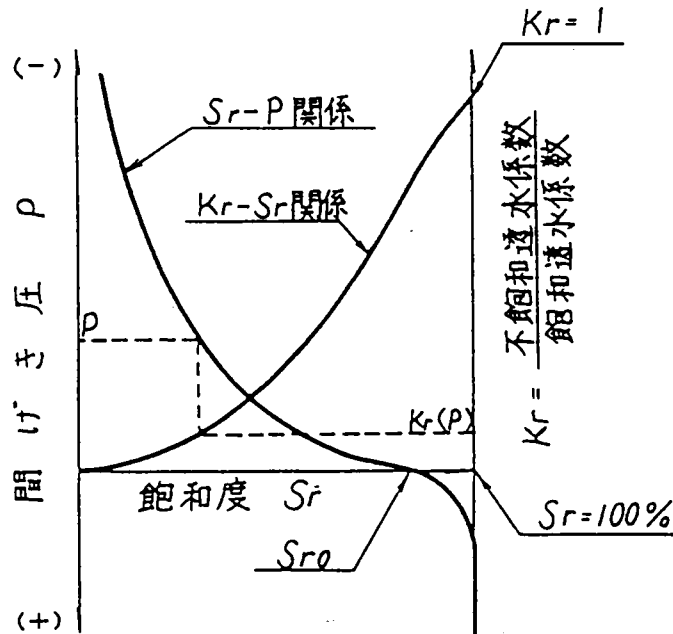


図 - 2. 6 間隙水圧・透水係数比関係

地盤材料の有効応力・ひずみ関係は、ある単一相物質の構成式により表されるものとして、さまざまな研究が進められている^{36) 37)}が、本論の範囲では有効応力・ひずみ関係は次式のように表されるものとする。

$$\dot{\sigma}'_{ij} = C_{ijkl} \dot{\epsilon}_{kl} \quad (2. 5 2)$$

ここで、 $\dot{\sigma}'_{ij}$; 有効応力増分テンソル

$\dot{\epsilon}_{ij}$; ひずみ増分テンソル

C_{ijkl} ; 有効応力・ひずみ関係を表す係数

2. 3. 2 支配方程式の誘導

不飽和領域を含む地盤内の間隙水圧挙動と変形との連成作用の支配方程式を以下に誘導してみる。

まず、場の方程式として、

1) 土に関する釣合条件

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} + f_i = 0 \quad (2.53)$$

ここで、 f_i は物体力。

2) 間隙水の連続条件

$$S_r \cdot n + n \frac{\partial S_r}{\partial P} \dot{P} + \frac{\partial}{\partial x_i} v_i = 0 \quad (2.49)$$

3) 間隙水の運動方程式

$$v_i = -k_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} h \quad (2.51)$$

がある。そして、付加拘束条件として、

4) 有効応力式

$$\sigma_{ij} = \sigma'_{ij} + \alpha P \delta_{ij} \quad (2.42)$$

5) 有効応力・ひずみ関係

$$\dot{\sigma}'_{ij} = C_{ijkl} \dot{\varepsilon}_{kl} \quad (2.52)$$

6) ひずみ・変位関係

$$\varepsilon_{ij} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.54)$$

ここで、 u_i は変位

を考慮することができる。

式 (2. 4 2), (2. 5 2), (2. 5 3) および (2. 5 4) から、さらに

$\dot{P} = (\dot{h} - \dot{x}_3) \rho_w g = \dot{h} \rho_w g$ (ただし、 g は重力の加速度) を考慮して、次式が導かれる。

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{C}_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_i} \dot{u}_k + \alpha \rho_w g h \delta_{ij}) = 0 \quad (2. 5 5)$$

ここで、 $\bar{C}_{ijkl} = \frac{1}{2} (C_{ijkl} + C_{jikl})$

一方、間隙水の連続条件式 (2. 4 9) に $\dot{n} = \dot{\epsilon}_{ii} = \frac{\partial}{\partial x_i} \dot{u}_i$ および式

(2. 5 1) を代入して次式が得られる。

$$S_r \frac{\partial}{\partial x_i} \dot{u}_i + n \rho_w g \frac{\partial S_r}{\partial P} h - \frac{\partial}{\partial x_i} (k_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} h) = 0 \quad (2. 5 6)$$

不飽和領域を含む地盤の変形と間隙水の運動との連成問題は、結局、式 (2. 5 5) および式 (2. 5 6) で表される。すなわち、この支配方程式は未知数を変位 u_i および間隙水の全水頭 h とする連立方程式として表されたことになる。

2. 3. 3 境界条件および初期条件

支配方程式をを解くためには、境界条件および初期条件が、変形に関するものと間隙水の運動に関するものとそれぞれ別個に必要となる。つまり、従来の変形問題における条件および飽和・不飽和浸透流問題における条件と同じ条件をそれぞれ別個に設定すればよい。

境界条件としては、

1) 変形に関して

変位に関する境界 $S_d ; u_i = \bar{u}_i$

応力に関する境界 $S_t ; \sigma_{ij} n_j = \bar{T}_i$

2) 間隙水の運動に関して

全水頭に関する境界 $S_h ; h = \bar{h}$

流量に関する境界 S_0 ; $v_i n_i = -\bar{Q}$

ただし、 \bar{u}_i ; 既知の変位ベクトル

\bar{T}_i ; 既知の応力ベクトル (traction)

\bar{h} ; 既知の全水頭

\bar{Q} ; 既知の流入量

n_i ; 単位法線ベクトル

初期条件は次のように表される。

i) 初期変位として $u_i(t_0) = \bar{u}_i$

ii) 初期全水頭として $h_i(t_0) = \bar{h}_i$

ただし、 t_0 は初期時刻。

従来の飽和・不飽和浸透流解析においては、全水頭の初期分布は必ずしも任意に与えることができないことを先に述べた。これに対し、今回は土の変形による間隙の変化を同時に含む支配方程式になっているため、任意の全水頭分布を初期条件とすることができる。すなわち、間隙水圧の変化は間隙の変化、つまり土の変形をともなって生じるものであり、間隙水圧と土の変形は、同時に両者が整合された状態で変化するものである。したがって、例えばフィルダムのコア内に残留間隙水圧が分布する状態を初期条件として、初期湛水時の間隙水圧の挙動を解析することが可能となる。

2. 4 有限要素法による解法

導かれたこの支配方程式を理論的に解くことは困難であるので、ここでは数値解析的に解くこととして有限要素への離散化を考える。

誘導された支配方程式 (2. 55)、(2. 56) における変数 u_i および h をそれぞれ次のように離散化する。

$$u_i = N_k(u) u_i^k \quad (2. 57)$$

$$h = N_k(h) h^k \quad (2. 58)$$

ここで、 $N_k(u)$; 変位に関する形状関数
 $N_k(h)$; 全水頭に関する形状関数
 u_i^k ; 第 k 節点の変位ベクトル
 h^k ; 第 k 節点の全水頭
 $k = 1, 2, \dots, n$ 。
 n ; 要素の節点数

Galerkin 法³⁸⁾により式 (2.55)、(2.56) はそれぞれ次のように近似される。

$$\sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} N_m(u) \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\bar{C}_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_i} \dot{u}_k + \alpha \rho_w g \delta_{ij} \dot{h} \right\} + f_{ij} \right] dV_\nu = 0 \quad (2.59)$$

$$\sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} N_m(h) \left[S_r \frac{\partial}{\partial x_i} \dot{u}_i + n \rho_w g \frac{\partial S_r}{\partial P} \dot{h} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(k_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} h \right) \right] dV_\nu = 0 \quad (2.60)$$

ここで、 V_ν ; 第 ν 番目の要素の体積
 N ; 要素の総数

式 (2.57) および (2.58) を式 (2.59) および (2.60) に代入して、さらに、Gauss の発散定理を適用すると、節点変位ベクトル u_i^k および節点全水頭 h^k に関する連立方程式が次のように求められる。

$$K_{mn}^k \dot{u}_k^n + L_{mn}^i \dot{h}^n = \dot{F}^i \quad (2.61)$$

$$A_{mn} h^n + G_{mn}^k \dot{u}_k^n + D_{mn} \dot{h}^n = E_m \quad (2.62)$$

ただし、

$$K_{mn}^k = \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} \left(-\frac{\partial}{\partial x_j} N_m(u) C_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_i} N_n(u) \right) dV_\nu$$

$$L_{mn}^i = \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} \left(\frac{\partial}{\partial x_j} N_m(u) \alpha \rho_w g \delta_{ij} N_n(u) \right) dV_\nu$$

$$\dot{F}_m^i = \sum_{\nu=1}^N \int_{S_\nu} (N_m(u) \dot{T}_i) dS_\nu + \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} (N_m(u) \dot{f}_i) dV_\nu$$

$$A_m = \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} \left(- \frac{\partial}{\partial x_i} N_m(h) k_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} N_n(h) \right) dV_\nu$$

$$G_m^k = \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} \left(N_m(h) S_r \frac{\partial}{\partial x_k} N_n(h) \right) dV_\nu$$

$$D_m = \sum_{\nu=1}^N \int_{V_\nu} \left(N_m(h) n_i \rho_w g \frac{\partial S_r}{\partial P} N_n(h) \right) dV_\nu$$

$$E_m = \sum_{\nu=1}^N \int_{S_\nu} (N_m(h) Q) dS_\nu$$

また、 $T_i = \sigma_{ij} n_j$ (traction)

$$Q = - \left(k_{ij} \frac{\partial}{\partial x_j} \right) n_i \quad (\text{流入量})$$

S_ν ; 第 ν 番目の要素の表面積

連立方程式(2.61)および(2.62)の未知数は節点での変位 u_k^n および、全水頭 h^n であるが、 $\dot{u}_k^n (= \frac{\partial}{\partial t} u_k^n)$ 、 $\dot{h}^n (= \frac{\partial}{\partial t} h^n)$ および h^n の形で含まれている。そこで、それぞれについて、次のような差分近似を行う。

$$\dot{u}_k^n = \frac{\Delta u_k^n}{\Delta t}$$

$$\Delta u_k^n = u_k^n(t + \Delta t) - u_k^n(t)$$

$$\dot{h}^n = \frac{\Delta h^n}{\Delta t}$$

$$\Delta h^n = h^n(t + \Delta t) - h^n(t)$$

$$h^n = \frac{1}{2} \{ h^n(t) + h^n(t + \Delta t) \}$$

また、 \dot{F}_m^i および E_m についても、次のように近似する。

$$\dot{F}_{m^i} = \frac{\Delta F_{m^i}}{\Delta t}$$

$$\Delta F_{m^i} = F_{m^i}(t + \Delta t) - F_{m^i}(t)$$

$$E_n = \frac{1}{2} (E_n(t) + E_n(t + \Delta t))$$

これらの時間に関する差分近似を連立方程式 (2. 6 1) および (2. 6 2) に適用し、さらにマトリックス表示によつて整理すると次式のようなになる。

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{cc} [K] & [L] \\ [G] & \left[\frac{\Delta t}{2} [A] + [D] \right] \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \Delta \underline{u} \\ \underline{h}(t + \Delta t) \end{array} \right\} \\ & = \left\{ \begin{array}{c} \Delta \underline{F} + [L] \underline{h}(t) \\ \left[-\frac{\Delta t}{2} [A] + [D] \right] \underline{h}(t) + \frac{\Delta t}{2} (\underline{E}(t) + \underline{E}(t + \Delta t)) \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (2. 6 3)$$

この方程式 (2. 6 3) を、与えられた境界条件および初期条件のもとに、必要な時間間隔 Δt ごとに逐次解くことにより、非定常な変位ならびに間隙水圧挙動を明らかにすることができる。

2. 5 フィルダムの遮水ゾーン内の間隙水圧挙動解析への適用

2. 5. 1 概説

フィルダムの遮水ゾーン (コアゾーン) 内の間隙水圧の変化は、ダムの安定性に強くかかわるものとされている。すなわち、間隙水圧の増大は有効応力の減少をもたらす、コアのせん断強度を低下させる。また、間隙水圧の消散は有効応力の増加に伴うコアの圧密の進行として、余裕高に影響してくる。さらには、湛水過程での間隙水圧の挙動はダムの安定性に及ぼす湛水速度の影響を把握する上で重要な鍵となるものである。したがって、コアゾーン内の間隙水圧挙動を盛立段階から湛水過程まで監視し、挙動を把握しておくことが、ダムの安定上不可欠と言える。そしてさらに、これらのダムの挙動をあらかじめ解析的に予測し、検討しておくことは、ダムの設計、施工および管理にとって重要である。

ここでは、このフィルダムの遮水ゾーン (コアゾーン) 内の間隙水圧の変化を、不飽和状態を含む地盤の間隙水挙動と変形との連成作用として捉え、上述

した解析手法を実ダムの盛立から湛水過程までの一連の数値シミュレーションに適用した結果を述べるものである。そして数値解析結果と実測結果との比較から、先の解析手法の妥当性を確認するとともに、初期湛水時における間隙水圧挙動予測に本手法の適用が有用であることを示すものである。

2. 5. 2 ロックフィルダムの概要

今回の解析の対象としたロックフィルダムは、電源開発株式会社により建設された手取川ダムである。手取川ダムは手取川の総合開発の一環として建設された多目的ダムであり、最大出力 250 MW の発電だけでなく、手取川下流地域の水道用水や工業用水の供給および洪水調節にも利用されるものとして、1974 年に着工され、1979 年 12 月に完成をみている。

図-2. 7 および図-2. 8 に手取川ダムの平面図および標準断面図をそれぞれ示す。当ダムは、堤高 153 m、堤頂長 420 m の中央遮水壁型ロックフィルダムで、図-2. 8 に示すように、土質遮水壁（コア）、フィルター、トランジション、内部ロックおよび外部ロックの 5 つのゾーンからなっている。また、基礎岩盤にはグラウト処理によって改良されたゾーンがある。

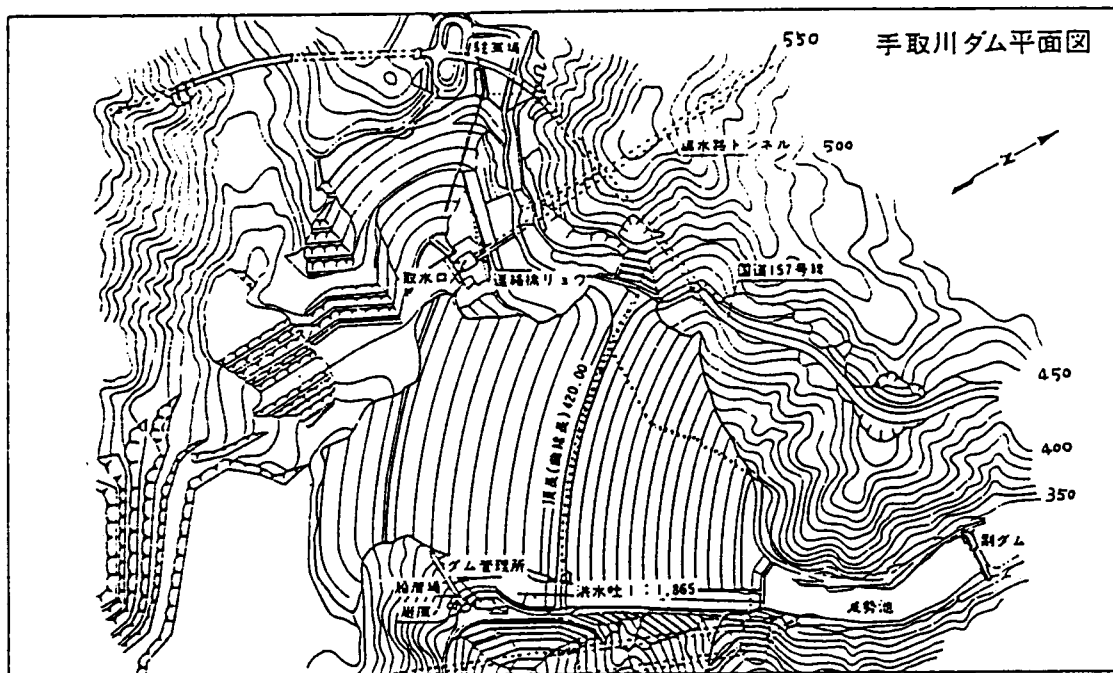


図-2. 7 手取川ダム平面図

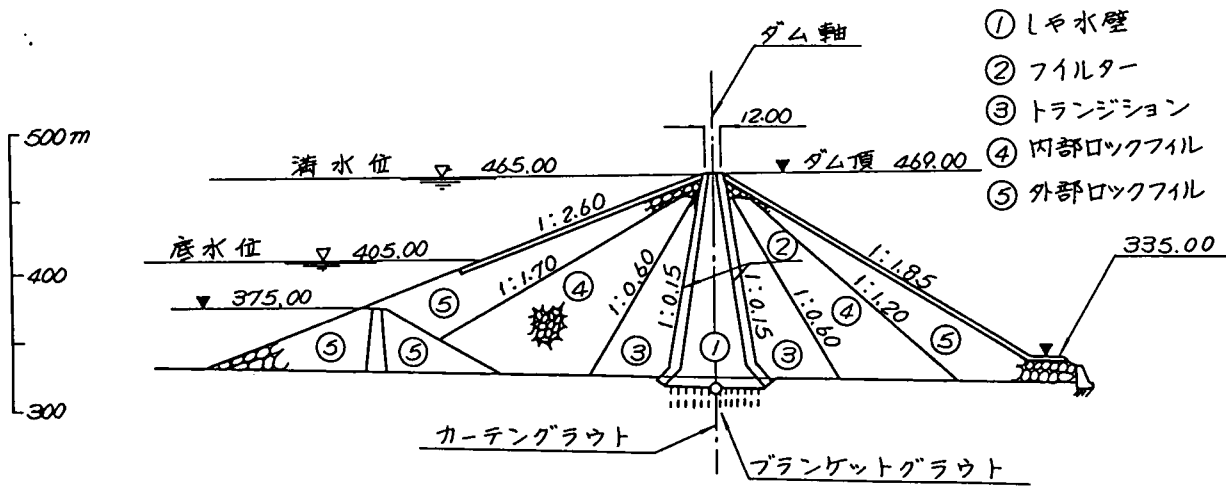


図 - 2. 8 手取川ダム標準断面図

2. 5. 3 解析条件

(1) 解析モデル

ダムは本来三次元的に挙動するものであるが、現在のところ計算機の容量から三次元解析は必ずしも実用的ではない。そこで、ここでは代表断面に対する二次元解析を考える。

解析の対象として、図 - 2. 8 の標準断面を考えることとした。ただし、解析モデルとしては、図 - 2. 9 に示すように、コア、フィルターおよびロックの3つのゾーンによるダム本体と、グラウト処理による改良も考慮した基礎岩盤とに簡略化したものを用いることにした。この解析モデルに基づき、二次元有限要素に分割したものを図 - 2. 10 に示す。

(2) 境界条件

境界条件としては、変形に関するものと間隙水挙動に関するものとを設定する必要がある。今回の解析においては、まず、変形に関し、基礎岩盤の変位が生じないものとした。また、間隙水挙動に関しては、基礎岩盤の堤面で不透水とし、基礎岩盤の上流端、下流端、およびロックゾーン内の静水圧分布を仮定した。したがって、基礎岩盤では浸透流にのみ関する解析が行われ、また、ロックゾーンでは変形にのみ関する解析が実施されたことになる。

(3) 入力物性値

各ゾーンの諸物性値を表 - 2. 4 に示す。これらのうち、等方圧密曲線、乾燥密度、初期間隙比、飽和透水係数および真比重は、室内試験および現場試験

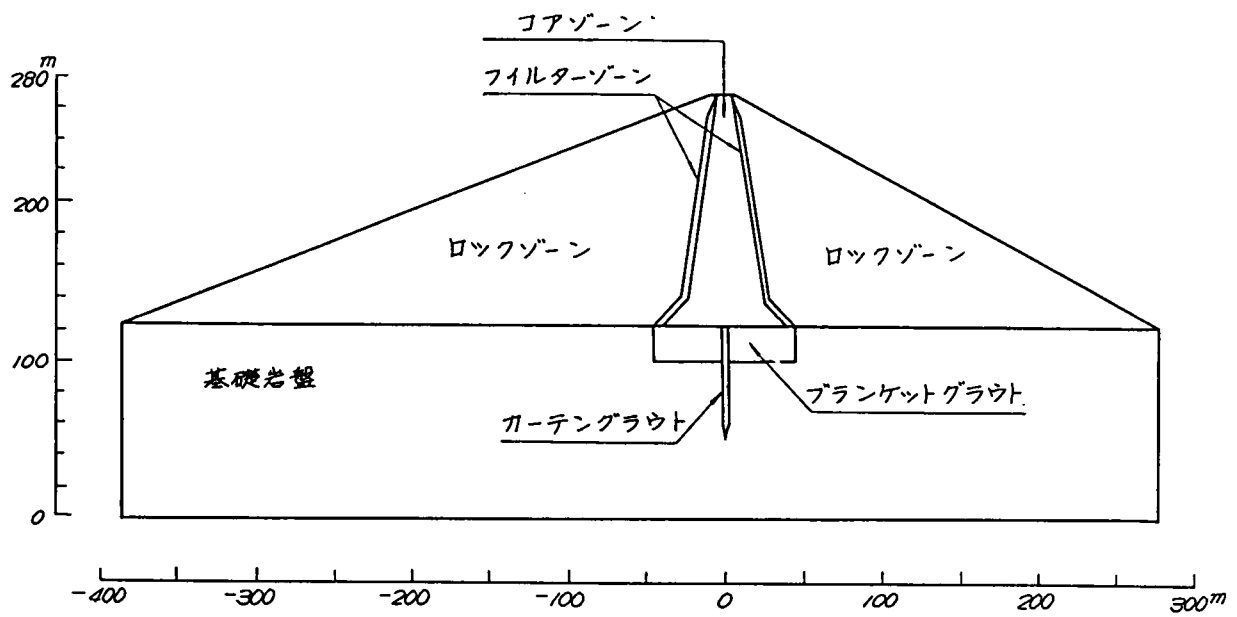


図 - 2. 9 解析モデルのゾーン

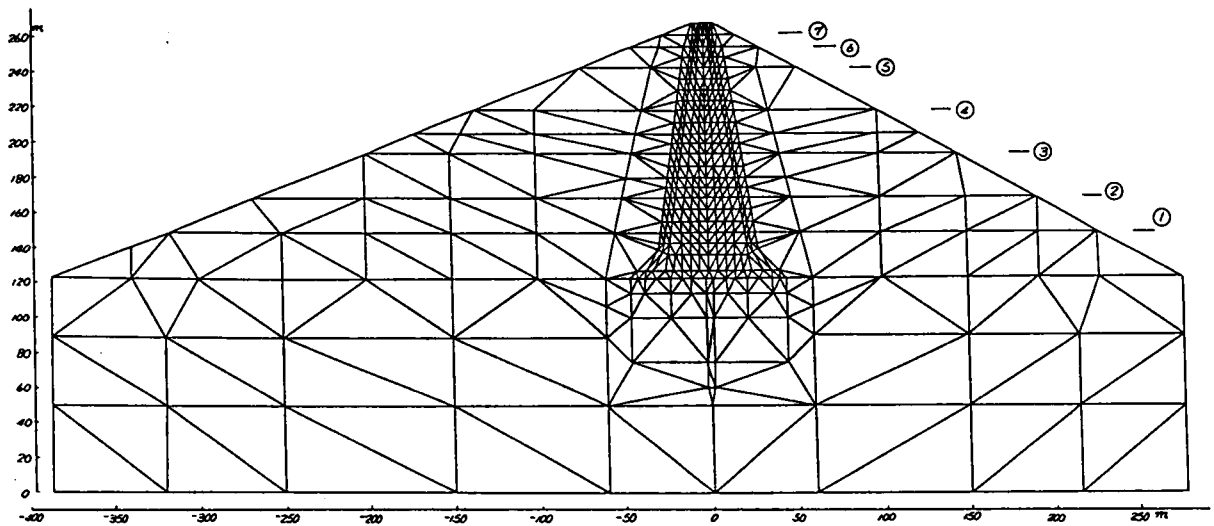


図 - 2. 10 有限要素分割図

の結果³⁹⁾に基づいて決定した。また、ポアソン比は手取川ダムとほぼ同規模の大型ロックフィルダムにおける物性値分布の実測結果⁴⁰⁾を参考にした。

なお、材料の変形特性として、体積弾性係数 K が平均有効主応力 σ'_{m} 、初

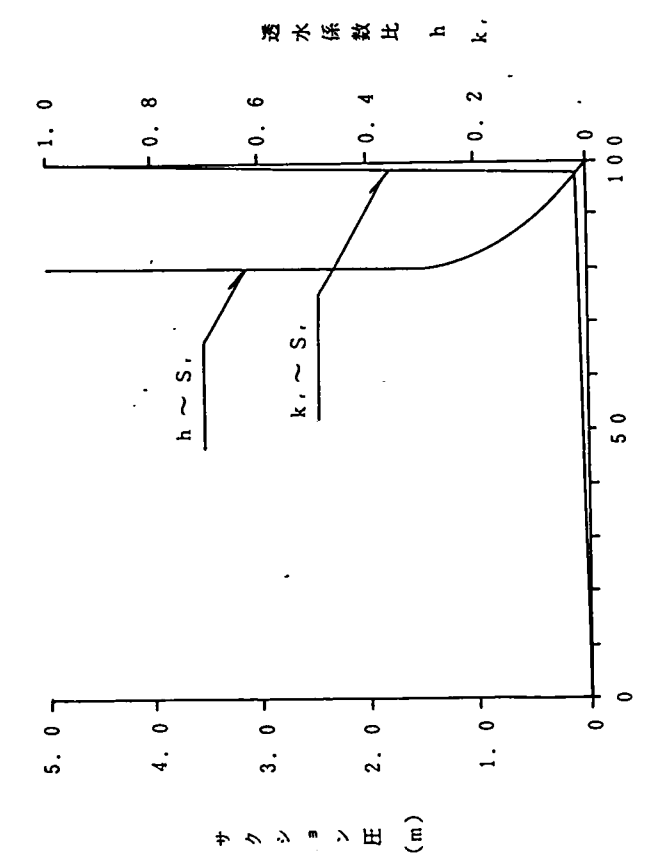
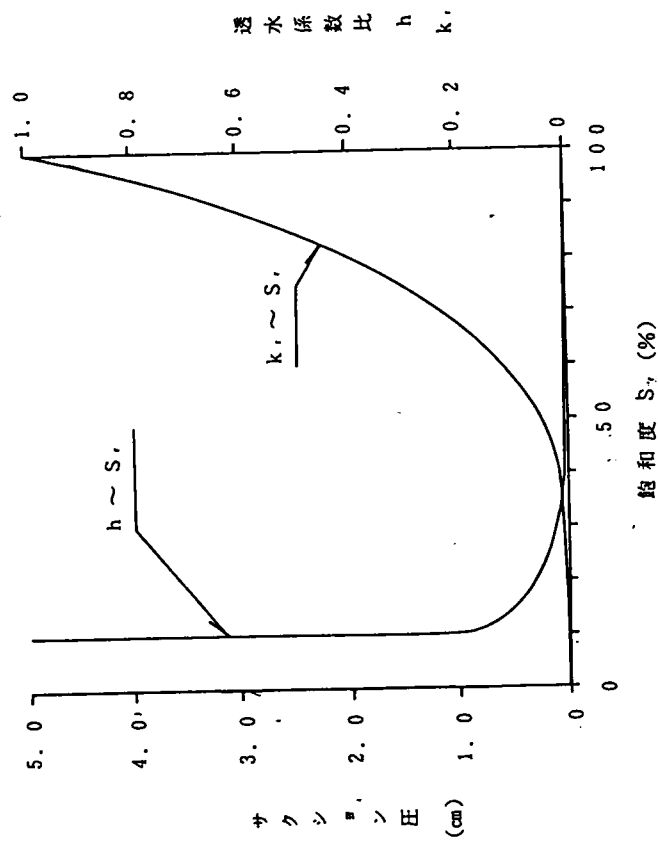
期間隙比 e_0 および等方圧密膨潤曲線 ($e \sim \ln \sigma'_m$) の勾配 κ と、 $K = (1 + e_0) \sigma'_m / \kappa$ の関係にある非線形弾性を仮定した。不飽和透水特性に関しては特に試験が実施されてはいなかったので、飽和・不飽和浸透流解析の物性の決め方 4) に基づいて、コア、フィルターおよびロックゾーンの不飽和透水特性を、図-2.11のように仮定した。

表-2.4 入力物性値

項目 \ 土質材料	コア	フィルター	ロック	カーテングラウト	ブランケットグラウト	地盤
等方圧密曲線 $e \sim \ln \sigma'_m$ の膨張あるいは再圧密時の勾配 κ	0.0227	0.0114	0.016	—	—	—
ポアソン比 ν	0.4	0.35	0.35	—	—	—
乾燥密度 r_d [t/m ³]	1.9	2.04	1.98	—	—	—
初期間隙比 e_0	0.33	0.32	0.36	—	—	—
飽和透水係数 k [cm/sec]	1×10^{-7}	1×10^{-4}	1×10^{-2}	3×10^{-3}	1×10^{-4}	3×10^{-4}
自然飽和度 S_r [%]	80.0	10.0	9.0	—	—	—
最大毛管上昇高 h_c [cm]	150.0	10.0	10.0	—	—	—
真比重 G_s	2.71	2.69	2.69	—	—	—

(4) 盛立工程と湛水工程のモデル化

手取川ダムの盛立工程および湛水工程はそれぞれ図-2.12および図-2.13に示すものであった。今回の解析においては、盛立過程では7層に分割したフィルダムを順次盛り立てるものとした。そして、盛り立てた要素に対して、設定された時間増分 Δt に対応する自重増分を与える方法をとった。また、湛水過程では設定された時間増分 Δt に対応して貯水池の水位を上昇させることとした。



(a) コアゾーン

(b) ロックおよびフィルターゾーン

図-2. 11 不飽和透水特性

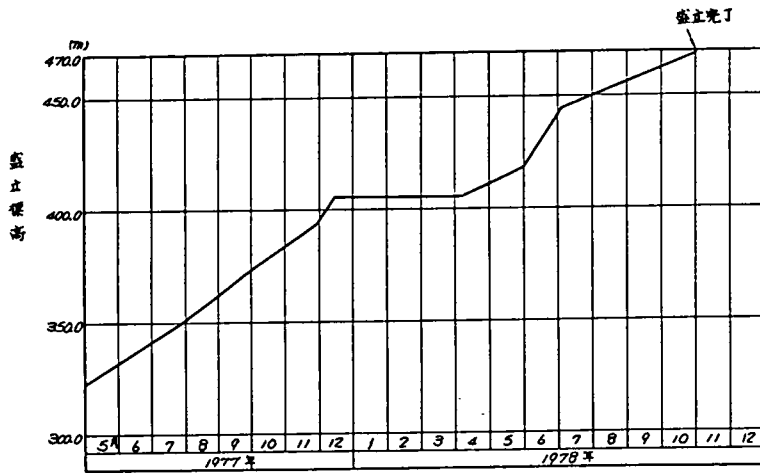


図 - 2. 1 2 盛立工程

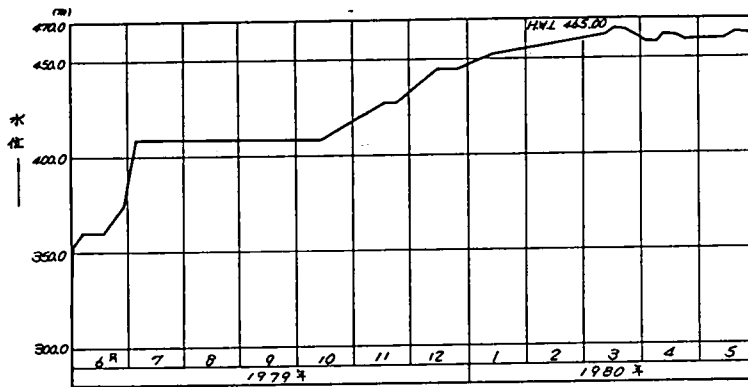


図 - 2. 1 3 湛水工程

2. 5. 4 解析結果

今回の数値解析結果のうち、盛立過程における間隙水圧のコアゾーン内での分布の様子を図 - 2. 1 4 に示す。図 - 2. 1 4 (a) は盛立の進行にともなって発生した間隙水圧の分布を表し、図 - 2. 1 4 (b) は図 - 2. 1 4 (a) の状態から 113 日の盛立を休止したことによる間隙水圧の消散状態を表している。また、図 - 2. 1 4 (c) は盛立て完了時の間隙水圧分布を示している。間隙水圧の消散は、消散しやすいフィルターゾーンなどの境界面から始まり、しだいにコアゾーンの中心部へと進行する。したがって、コアゾーン内には中心部から球根状に間隙水圧が残留することになる。これらの解析結果は、従来

のフィルダムのコアゾーンでの計測結果が示す傾向と同様のものといえる。

図-2.15はコアゾーン内の間隙水圧の経時変化を示したものである。図中の実線は実測値であり、破線が計算値である。間隙水圧の実測値と計算値の比較をしてみると、完全に一致するものではないが、盛立ての進行にともない間隙水圧が発生し、また盛立てが冬季間中断すると間隙水圧は消散が進んで減少するという、実測値にみられる全体の傾向を計算結果は比較的よく表しているといえよう。

図-2.16は盛立過程におけるコアゾーンの沈下量の経時変化を示したものである。図中の実線は実測値を、破線は計算値をそれぞれ示している。盛立ての進行にともない変形が進行するが、冬季間の盛立て中断時にも間隙水圧の消散に対応して発生する沈下の様子がわかる。図-2.17はコアセンターでの沈下量の分布を示したものである。沈下量がコアゾーンの中央部で大きくなる傾向は実測値および計算値とも同様である。両者は比較的よく一致しているものといえよう。

盛立完了後の応力状態、間隙水圧状態を初期条件として、湛水過程の解析を引続き行ったが、図-2.18は堤体および基礎岩盤内の間隙水圧分布の変化の様子を示したものである。残留間隙水圧が分布する状態から、湛水の進行によって、定常状態の間隙水圧分布へと移行してゆくコアゾーンでの間隙水圧の変化を伺い知ることができる。これらの変化の様子は定性的には従来より、いわれてきている現象を説明するものと考えられる。また、これまでの浸透流解析においては、コアゾーン内の残留間隙水圧を考慮することが不可能であったのに対し、本解析手法により、盛立完了後の残留間隙水圧の湛水過程に及ぼす影響を示すことが可能となることがわかる。

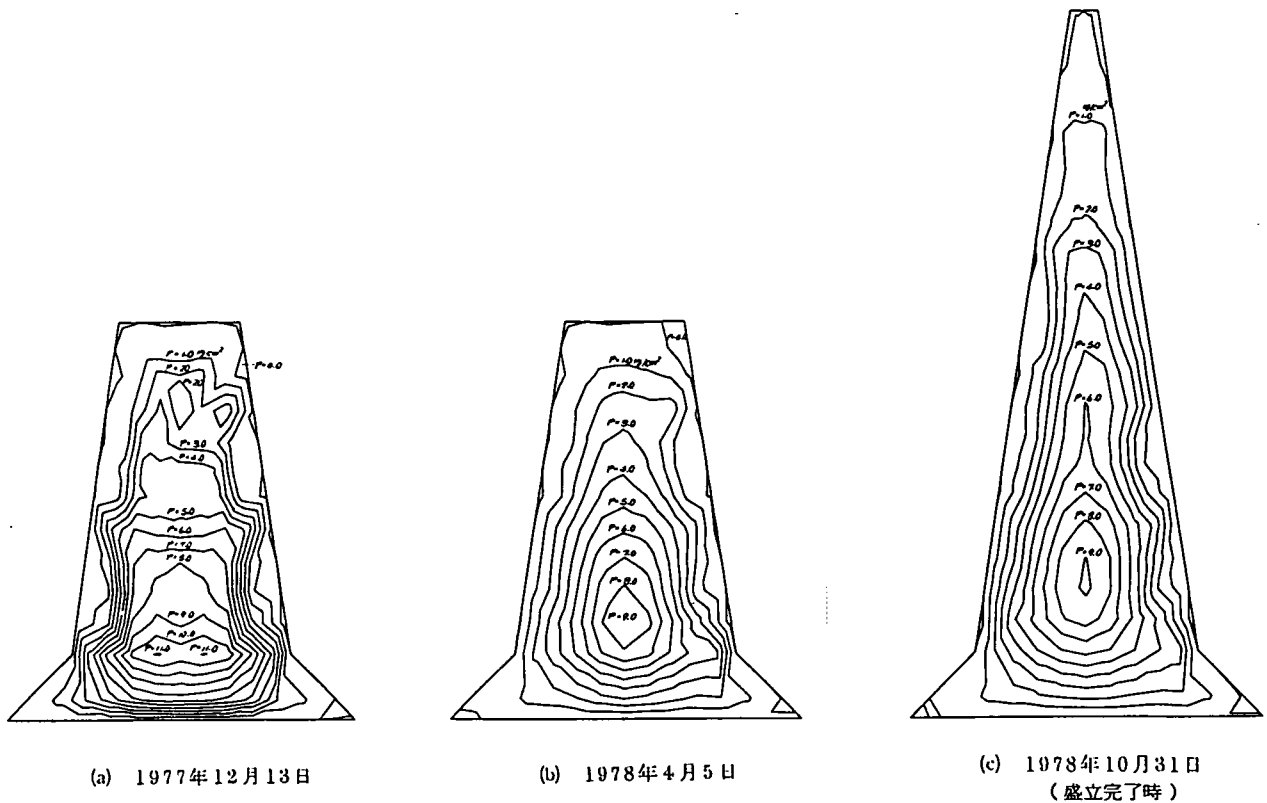


図-2. 14 コアゾーン内の間隙水圧

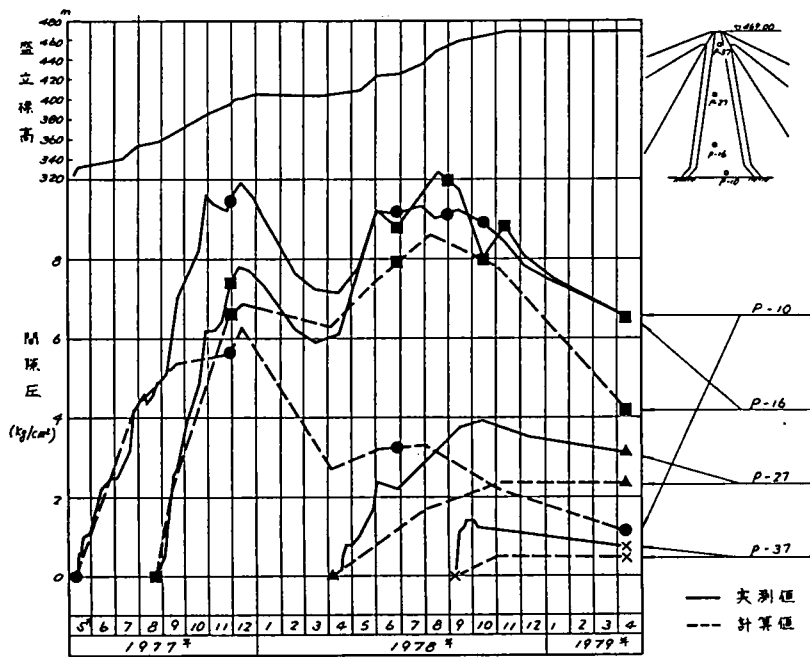


図-2. 15 コアゾーン内の間隙水圧の経時変化

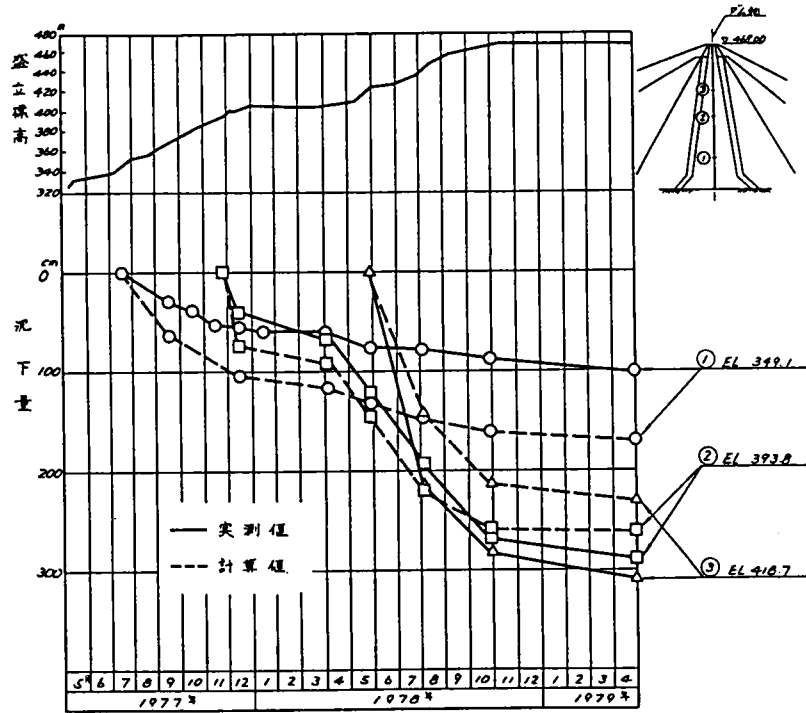


図-2. 16 コアセンターの沈下量の経時変化

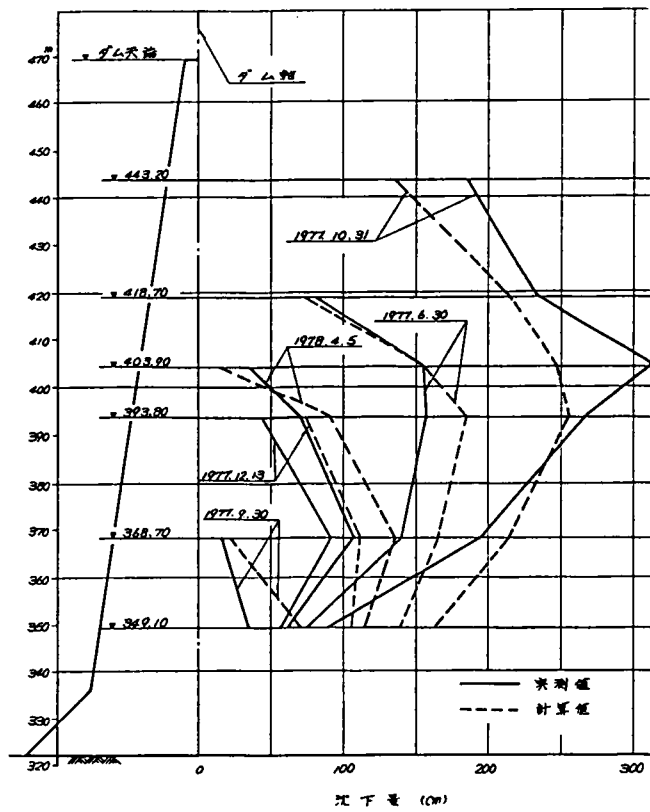
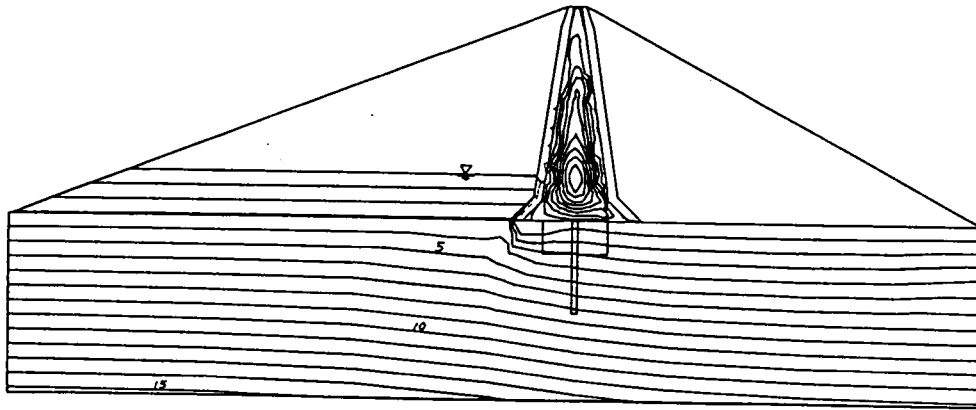
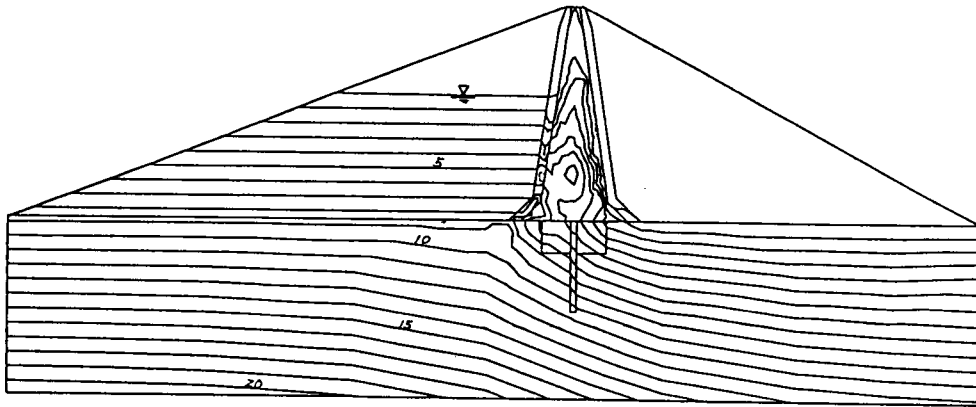


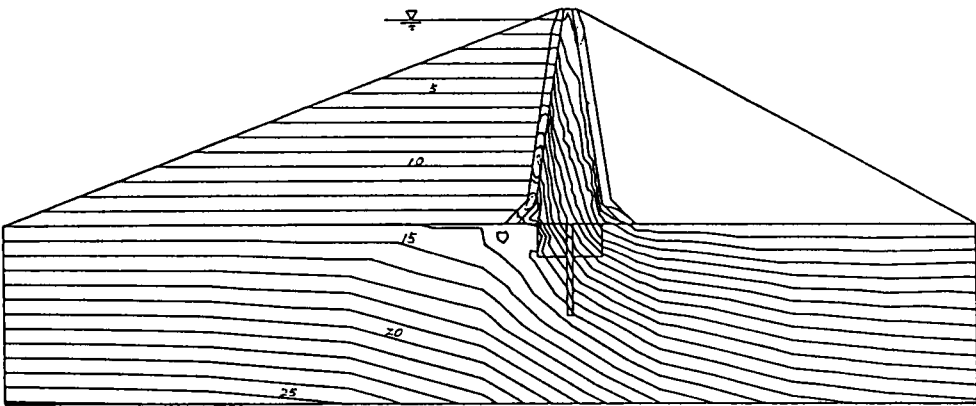
図-2. 17 盛立て時のコアセンターの沈下量



(a) 1979年6月1日



(b) 1979年10月14日



(c) 1980年5月31日

(等圧線の間隔は 1.0 kg/cm^2)

図 - 2. 18 湛水過程の間隙水圧分布

2. 6 結論

本章においては地盤中の間隙水挙動にかかわる連成過程のうち、地盤の変形との連成過程を表す支配方程式を、不飽和領域にも拡張して適用することを考慮して導いた。すなわち、まず、間隙水挙動と地盤の変形との連成作用の基本となる有効応力の概念を明らかにして、連成過程の支配方程式を求めた。そして、この方程式の有限要素法による解法を、実際のロックフィルダムの盛立てから湛水過程までの一連の数値解析に適用した結果を示し、実測値との比較を行った。本章の結論を要約して示すと以下のようである。

(1) 地盤における有効応力の概念と意義について、地盤を多孔質体と見なし、考察した結果、有効応力を「外応力のうち、変形に寄与する応力成分」と定義すると、多孔質体の固体相構成材料(土の場合の土粒子)自体の圧縮性が固体相のそれに比べ無視できるほど小さいとき、間隙流体が圧縮性であっても、有効応力は外応力より間隙流体圧を差し引いたもの、すなわち、Terzaghiの有効応力式が近似的に適用できることを示した。

(2) 不飽和土の間隙の状態は、保水状態によって、一様不飽和あるいは封入不飽和となるが、一様不飽和の場合には、間隙水を固体相に含め空気を単一の間隙流体と見なすことにより、また、封入不飽和の場合には、空気を包み込んだ水を単一の間隙流体と扱うことにより、いずれのばあいも、不飽和土を固体相と圧縮性の流体相との二相からなるものとするができる。したがって、不飽和土においても有効応力を飽和土に対するものと同様に定義することができることがわかった。

なお、一様不飽和土において間隙空気として大気圧状態を考える場合には、(1)の定義によれば、全外力が有効応力となる。

(3) 上記の有効応力の定義のもとで、力の釣合条件、および飽和・不飽和状態の間隙水の連続条件から、間隙水挙動と地盤の変形に関して本質的な扱いをできる、両者の連成過程の支配方程式を求めた。この支配方程式は、対象領域に飽和領域のみならず不飽和領域をも含むことにより、これまでの手法では困難であった、自由水面の現れる問題にも適用できる。

(4) ここで導いた間隙水挙動と地盤の変形挙動との連成過程の支配方程式の有限要素法による解法を、フィルダムの盛立過程の解析に適用した結果、盛立ての進行によりコアゾーン内に間隙水圧が発生し、盛立てを停止すると消散に向かう様子が示された。また、消散はフィルターゾーンなどの境界付近から始まり、その結果コアゾーン内にはいわゆる球根状に間隙水圧の残留する状態が示された。これは従来のコアゾーンでの計測結果が示す傾向と同一であり、間隙水圧の分布および変化に関する数値解と実測値とは全体の傾向として比較的良好一致をみた。また、コアゾーンでの沈下に関する計算結果と実測値とも、両者はよく一致することが認められた。

(5) この連成過程の解析手法を、さらに、フィルダムの盛立過程に続く湛水過程の解析に適用した結果、残留間隙水圧が分布する状態から湛水の進行にともない定常状態へと移行してゆく間隙水圧の変化の様子を知ることができた。この結果は従来よりいわれてきているものの、これまでの浸透流解析では不可能であった現象を説明するものであり、盛立過程の結果とも合わせ、連成過程に着目した解析手法が、フィルダムの盛立てから湛水過程までの一連の挙動の解析に有用であることを示したものである。

(6) 上記(4)、(5)は、フィルダムの盛立および湛水時における挙動解析の結果ではあるが、フィルダムの問題に限定されず、より一般的に、地盤中の間隙水挙動と、地盤の変形との相互作用を解析し定量的に検討する上で、直接両者の連成過程を表現し、本質的な扱いをすることの必要性が示されたものと考えられる。

参考文献

- 1) Terazghi, K.: The shearing resistance of saturated soils and the angle between the planes of shear, Proc. 1st Int. Conf. Soil Mech., Vol.1, pp.54-56, 1936.
- 2) 八幡俊雄: 「土壌の物理」, 東京大学出版会, p.86, 1975.
- 3) 赤井浩一、他: 有限要素法による飽和-不飽和浸透流の解析, 土木学会論文報告集, 第264号, pp.87-96, 1977.
- 4) 駒田広也: 飽和-不飽和土中の非定常浸透流解析, 電力中央研究所報告研究報告: 377015, 1978.
- 5) Fredlund, D.G.: Density and compressibility characteristics of air-water mixtures, Can. Geotech. J., Vol.13, pp.386-396, 1976.
- 6) Bishop, A.W. and Donald, I.B.: The experimental study of partly saturated soil in the triaxial apparatus, Proc. 5th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng. Vol.1, pp.13-21, 1961.
- 7) Jennings, J.E.B. and Burland, J.B.: Limitation to the use of effective stresses in partly saturated soils, Geotechnique, Vol.12, pp.125-144, 1962.
- 8) Bishop, A.W. and Blight, G.E.: Some aspects of effective stress in saturated and partly saturated soils, Geotechnique, Vol.13, No.3, pp.177-197, 1963.
- 9) Matyas, E.L. and H.S. Radhakrishna: Volume change characteristics of partially saturated soils, Geotechnique, Vol.18, pp.432-448, 1968.
- 10) Barden, L. et al.: Volume change characteristics of unsaturated clay, J. Soil Mech. Found. Div., ASCE, Vol.95, No.SM1, pp.33-51, 1969.
- 11) Sridharan, A. et al.: Volume change behaviour of partly saturated clays during soaking and the role of effective stress concept, Soils and Foundations, Vol.13, No.3, pp.1-15,

- 1973.
- 12) Fredlund, D.G. and N.R. Morgenstern: Constitutive relations for volume change in unsaturated soils, *Can. Geotech. J.*, Vol.13, pp.261 – 276, 1976.
 - 13) Fredlund, D.G. and N.R. Morgenstern: Stress state variables for undrained soils, *J. Geotech. Eng. Div., ASCE*, Vol.103, No.GT5, pp.447 – 466, 1977.
 - 14) 川上浩・阿部広史：「不飽和土三軸試験時の体積変化挙動と構造崩壊」, 信州大学工学部紀要, 第44号, pp.109 – 121, 1978.
 - 15) 軽部大蔵・苗村康造・森田登・岩崎哲雄：不飽和土の力学的性質に関する基礎的研究, 土木学会論文報告集, 第269号, pp.105 – 119, 1978.
 - 16) 中川加明一郎・駒田広也・横森敬介：不飽和土の力学特性に及ぼす含水量の影響, 第19回土質工学研究発表会講演概要集, pp.339 – 340, 1984.
 - 17) 中川加明一郎・駒田広也・蒔田秀人：不飽和砂の力学特性に及ぼす吸水の影響, 第20回土質工学研究発表会講演概要集, pp.331 – 332, 1985.
 - 18) 軽部大蔵・加藤正司・勝山潤一：不飽和カオリンの有効応力と力学定数, 土木学会論文集, 第370号 / III-5, pp.5 – 14, 1986.
 - 19) 八木則男, 他：締め固め土の圧縮とせん断に関する2、3の考察, 不飽和土の工学的性質研究の現状シンポジウム発表論文集, 土質工学会, pp.29 – 34, 1987.
 - 20) Bishop, A.W.: The principle of effective stress, *Technisk Ukeblad*, No. 39, pp.859 – 863, 1959.
 - 21) Fredlund, D.G. et al.: The shear strength of unsaturated soils, *Can. Geotech. J.*, Vol.15, pp.313 – 321, 1978.
 - 22) Fredlund, D.G.: Second Canadian Geotechnical Colloquium: Appropriate concepts and technology for unsaturated soils, *Can. Geotech. J.*, Vol. 16, pp.121 – 139, 1979.
 - 23) Lloret, A. and E.E. Alonso: Consolidation of unsaturated soils including swelling and collapse behaviour, *Geotechnique* Vol.30, No.4, pp.449 – 477, 1980.
 - 24) Richards, B. G : The significance of moisture flow and equilibria in unsaturated soils in relation to the design of engineering structures build on shallow foundations in Australia, *Symposium on Permeability and Capillarity*, ASTM, 1966.
 - 25) Lambe, T. W. and R. V. Whitman : *Soil Mechanics*, John Wiley and Sons, Inc., New York, pp. 241 – 250, 1969.
 - 26) 岡二三生：2相混合体理論からみた有効応力の定義について、土木学会論文報告集, 第299号, pp. 59 – 64, 1980.
 - 27) 向後雄二：不飽和土の力学挙動に対する弾塑性論的解釈と解析, 不飽和土の工学的性質研究の現状シンポジウム発表論文集, 土質工学会, pp.69 – 77, 1987.
 - 28) Coleman, J.D.: Stress strain relations for partly saturated soil, *Correspondence to Geotechnique* Vol.12, No.4, pp.348 – 350, 1962.

- 29) 軽部大蔵：不飽和土の構成式，不飽和土の工学的性質研究の現状シンポジウム発表論文集，土質工学会，pp.59-68，1987.
- 30) 岡二三生，中川加明一郎：二相混合体よりみた有効応力概念について，第32回土木学会年次学術講演会講演集、III-64，pp.114-115，1977.
- 31) Oka, F.: Constitutive theory for solid-fluid mixture and its application to stress wave propagation through cohesive soil, Proc. JSCE, No.272, pp.117-130, 1978.
- 32) 岡二三生、足立紀尚：不飽和土の試験法と力学挙動，土と基礎，Vol.29, No.6, pp.27-33, 1981.
- 33) 岡二三生：土における有効応力の原理，土と基礎，Vol.36, No.6, pp.11-17, 1988.
- 34) 石原研而：土質動力学の基礎，鹿島出版会，1976.
- 35) Skempton, A.W.: Effective Stress in Soils, Concrete and Rocks, Proc. Conf. Pore Pressures, Butterworths, London, pp.4-16, 1960.
- 36) Constitutive equations of soils, Proceedings of Specialty Session 9, 9th Int. Conf. Soil Mech. Found. Eng., 1977.
- 37) Constitutive laws, edited by Wittke, W., Proc. 3rd Int. Conf. Numerical Methods in Geomechanics, Aachen, pp.283-502, 1979.
- 38) Finlayson, B. A.: The method of weighted residuals and variational principles, Academic Press, New York, 1972.
- 39) 電源開発株式会社：手取川第一発電所新設工事工事記録，1982.
- 40) 沢田義博，他：ロックフィルダムの物性値分布特性および堤体の動的特性——弾性波動に基づく考察，電力中央研究所報告，研究報告：377008，1977.

第3章 気液二相流挙動

3. 1 概説

通常、地盤中の間隙流体の運動としては、多くの場合、水についてのみ考えればよい場合がほとんどである。間隙が不飽和の場合には、水だけでなく、空気も存在することになるが、いわゆる自由水面を対象とする間隙水挙動の問題においては、間隙中の水の運動に比べて、空気の運動は無視でき、瞬時に大気と平衡状態となることが仮定されることとなる。

しかしながら、例えば、圧気ケーソンや圧気シールドを採用して掘削地盤の切羽の安定性を確保しようとする場合の地盤の安定性評価や、地下水面下に設けた無覆工岩盤空洞内に、地下水の作用を利用して圧縮空気を貯蔵しようとする、いわゆる水封方式の圧縮空気貯蔵の可能性検討に際しては、間隙水だけでなく、間隙中の空気の挙動も同時に考慮する必要があるが生じる。

そこで、本章においては、まず、このような間隙水と間隙空気との連成作用、いわゆる気液二相流挙動の支配方程式を示し、つぎに地盤工学上の適用例として、水封方式による気体貯蔵方式の検討を考える。すなわち、水封方式による圧縮空気貯蔵の際の周辺地下水挙動の基本特性を模型実験により検討し、さらに、模擬岩盤亀裂を用いた漏気実験により、水封式地下貯蔵方式における漏気防止条件について考察する。そして、模型実験の数値解析および圧縮空気貯蔵の可能性検討へ気液二相流解析手法を適用して、本手法の有用性を示すこととする。

3. 2 気液二相流挙動の支配方程式

これまでの二相流の考え方をみると2つのタイプが考えられる。すなわち一つの考え方は二相が混合して挙動するとするものであり、たとえば、二種類の気体の混合体の挙動などが対象となる。これに対するもう一つの考え方は、二相間に境界面が存在し、両者は混合しないとするものである。無覆工岩盤空洞内での圧縮空気貯蔵等において連成作用を考慮すべき気体と液体の挙動の場合は、後者の二相流挙動と考えてよく、これにもとづき、気液二相流挙動の支配方程式を表すことにする。

(1) 地盤内の流体の運動方程式

地盤の間隙中の気体および水の運動はダルシー則により表されるとして、次式を考える¹⁾。

$$v(a)_i = -K_{r,a} \frac{K_{ij}}{\mu_a} \left(\frac{\partial P_a}{\partial x_i} + \rho_a g \frac{\partial x_3}{\partial x_i} \right) \quad (3.1)$$

$$v(w)_i = -K_{r,w} \frac{K_{ij}}{\mu_w} \left(\frac{\partial P_w}{\partial x_i} + \rho_w g \frac{\partial x_3}{\partial x_i} \right) \quad (3.2)$$

ここで、 a, w : 気体および水を表す添え字
 $v(a)_i, v(w)_i$: 気体および水のみかけの流速
 K_{ij} : 透過係数テンソル
 $K_{r,a}, K_{r,w}$: 気体および水の相対透過係数比
 P_a, P_w : 気体圧および水圧
 μ_a, μ_w : 気体および水の粘性係数
 ρ_a, ρ_w : 気体および水の密度
 g : 重力の加速度
 x_i : 座標 ($i = 3$ のとき鉛直方向)

なお、上式における気体および水の相対透過係数比は、それぞれ、間隙で占める気体および水の飽和度 S_a および S_w に依存するものである。

(2) 質量保存則

Meiri²⁾によると、地盤内の間隙中の二相流体の質量保存則は次式の連続条件として表される。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v(a)_i}{\beta_a} + R_a \frac{v(w)_i}{\beta_w} \right) = - \frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{S_a}{\beta_a} + R_a \frac{S_w}{\beta_w} \right) \right] + q_a \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v(w)_i}{\beta_w} + R_w \frac{v(a)_i}{\beta_a} \right) = - \frac{\partial}{\partial t} \left[n \left(\frac{S_w}{\beta_w} + R_w \frac{S_a}{\beta_a} \right) \right] + q_w \quad (3.4)$$

ここで、 β_a, β_w : 気体および水の構成体積率
 q_a, q_w : 気体および水の流入項
 n : 間隙率
 R_a : 気体の水中への溶解率
 R_w : 水の気化率

ここでいう構成体積率とは、ある状態での体積 V の、標準状態での体積 V_s 。

に対する比、すなわち、 $\beta = V / V_{\text{c}}$ を意味するものである。Vが圧力の関数であることを考慮すれば、 β は各相の圧力の関数となることがわかる。

なお、 R_v 、 R_s は、気体および水の各相の圧力の関数であるとする。

ただし、間隙率の変化、すなわち地盤の変形、はここでは考慮しないこととする。

上式のうち、式(3.3)は水中に溶解している分も含めた空気の連続式であり、式(3.4)は、空気中に気化している水分も含めた水の連続式である。

(3) 拘束条件

気体と水との運動の連成作用を表す拘束条件として、まず、地盤の間隙で占める各相の飽和度 S_s 、 S_w に関し次式を考えることができる。

$$S_s + S_w = 1 \quad (3.5)$$

さらに、飽和度がサクション P_c の関数であることを考える。

すなわち、

$$S_w = S_w(P_c) \quad (3.6)$$

ただし、

$$P_c = P_s - P_w \quad (3.7)$$

(4) 支配方程式

上述の拘束条件により、質量保存則(3.3)、(3.4)の各々の右辺において、

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} = \frac{d S_w}{d P_c} \frac{\partial P_c}{\partial t} = S_w \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right)$$

$$\frac{\partial S_s}{\partial t} = - \frac{\partial S_w}{\partial t} = - S_w \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right)$$

となり、また、 β_s, β_w および R_s, R_w が各々の相の関数であることより、

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\beta_s} \right) = \frac{d}{dP_s} \left(\frac{1}{\beta_s} \right) \frac{\partial P_s}{\partial t} = \left(\frac{1}{\beta_s} \right)' \cdot \frac{\partial P_s}{\partial t}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\beta_w} \right) = \frac{d}{dP_w} \left(\frac{1}{\beta_w} \right) \frac{\partial P_w}{\partial t} = \left(\frac{1}{\beta_w} \right)' \cdot \frac{\partial P_w}{\partial t}$$

$$\frac{\partial R_v}{\partial t} = \frac{dR_v}{dP_s} \frac{\partial P_s}{\partial t} = R_v' \cdot \frac{\partial P_s}{\partial t}$$

$$\frac{\partial R_s}{\partial t} = \frac{dR_s}{dP_w} \frac{\partial P_w}{\partial t} = R_s' \cdot \frac{\partial P_w}{\partial t}$$

となり、さらに、ダルシー則 (3. 1) および (3. 2) とにより、地盤の間隙中の気液二相流の支配方程式が以下のように導かれる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda_s K_{ij} \left(\frac{\partial P_s}{\partial x_j} + \rho_s g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right. \\ & \quad \left. + R_s \lambda_w K_{ij} \left(\frac{\partial P_w}{\partial x_j} + \rho_w g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right] \\ & = n \left[-\frac{1}{\beta_s} S_w' \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right) + (1 - S_w) \left(\frac{1}{\beta_s} \right)' \cdot \frac{\partial P_s}{\partial t} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{\beta_w} R_s S_w' \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right) + R_s S_w \left(\frac{1}{\beta_w} \right)' \cdot \frac{\partial P_w}{\partial t} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{\beta_w} S_w R_s' \cdot \frac{\partial P_w}{\partial t} \right] - q_s \quad (3. 8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda_w K_{ij} \left(\frac{\partial P_w}{\partial x_j} + \rho_w g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right. \\ & \quad \left. + R_v \lambda_s K_{ij} \left(\frac{\partial P_s}{\partial x_j} + \rho_s g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right] \\ & = n \left[\frac{1}{\beta_w} S_w' \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right) + S_w \left(\frac{1}{\beta_w} \right)' \cdot \frac{\partial P_w}{\partial t} \right. \\ & \quad \left. - \frac{1}{\beta_s} R_v S_w' \left(\frac{\partial P_s}{\partial t} - \frac{\partial P_w}{\partial t} \right) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + R_v (1 - S_w) \left(\frac{1}{\beta_g} \right) \cdot \frac{\partial P_g}{\partial t} \\
& + \frac{1}{\beta_g} (1 - S_w) R_v \left[\frac{\partial P_g}{\partial t} \right] - q_w \quad (3.9)
\end{aligned}$$

ただし、 $\lambda_g = \frac{K_{rg}}{\mu_g \cdot \beta_g}$, $\lambda_w = \frac{K_{rw}}{\mu_w \cdot \beta_w}$

以上のように、間隙中の気体と水との連成作用を考慮した挙動の支配方程式が、水圧 P_w と気体圧 P_g とを未知変数とする非線形な連立方程式として表された。

(5) 境界条件

上に表した気液二相流の支配方程式 (3.8), (3.9) を解くための境界条件としては、通常は、圧力またはフラックスのいずれかで与えられる。すなわち、

$$P(x) = \bar{P}(x)$$

または、

$$u(x) = \bar{u}(x) = \frac{K_{r(i)}}{\mu(i)} K_{ij} \left(\frac{\partial P(x)}{\partial x_j} + \rho(i) g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) n_j$$

ここで、 $\bar{(\quad)}$ は既知量であることを表し、 n_j は境界の法線方向係数を表す。ただし、空洞からの漏気量の評価を行うために、二相流挙動解析を適用しようとする場合、帯水層内の貯蔵において気体、液体の挙動を評価する場合と違って、境界条件をどのように設定するかが課題である。

ここでは、空洞壁面あるいは地表部において、図-3.1に示す4通りを考慮することとする。すなわち、図-3.1に示す領域に従って、

A領域 : $u_w = 0$, $P_g = \bar{P}_g$, $P_g - P_w > P_{cc}$ (不飽和)

B領域 : $u_w > 0$, $P_g = \bar{P}_g$, $P_g - P_w = P_{cc}$

A'領域 : $u_g = 0$, $P_w = \bar{P}_w$, $P_g - P_w < P_{cc}$ (飽和)

B'領域 : $u_s > 0, P_w = \bar{P}_w, P_s - P_w = P_{cc}$

ここで、 P_{cc} は、サクションと飽和度の関係において、飽和と不飽和の境界に対応するサクション圧を指す。

このような境界条件を設定することにより、空洞からの漏気を解析的に検討することができる。

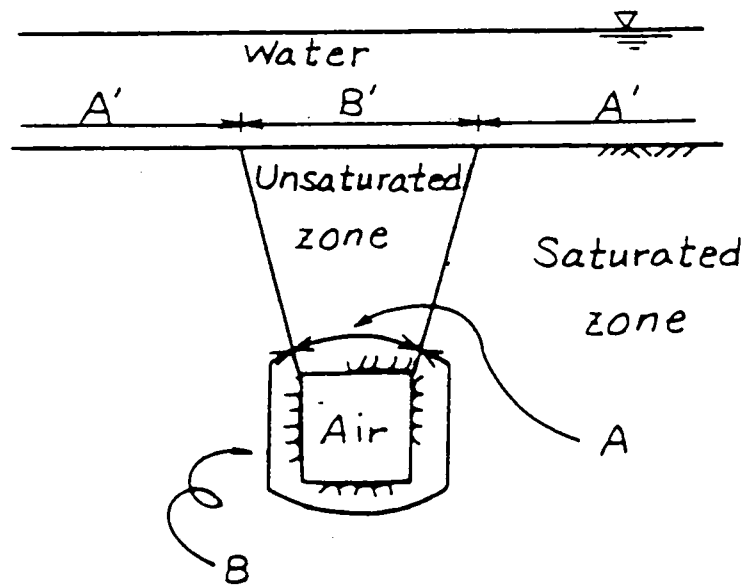


図 - 3. 1 境界条件の種類

3. 3 有限要素法による解法

式(3. 8), (3. 9)のように誘導された、気液二相流の支配方程式は、理論解析的に解くことは困難であるが、2. 4にならい、Galerkin法を適用した有限要素法等により数値解析的に解くことができる。

方程式(3. 8), (3. 9)における未知変数 P_a, P_w をそれぞれ次のように離散化する。

$$P_s = N_k P_s^k \quad (3. 10)$$

$$P_w = N_k P_w^k \quad (3. 11)$$

ここで、 N_k ; 形状関数

P_a^k ; 節点 k での気体圧

P_w^k ; 節点 k での水圧

$k = 1, 2, \dots, n$ 。

n ; 要素の節点数

このような離散化のもとで、Galerkin法を適用し、さらに Gauss の発散定理を適用することにより、式 (3. 8)、(3. 9) の近似解を、次式のような有限要素の節点における気体圧 P_a^k および水圧 P_w^k に関する連立方程式を解くことにより得られることとなる。

$$B(a)_{mk} P_a^k + A(a)_{mk} P_w^k + D(a)_{mk} \left(\frac{\partial P_a^k}{\partial t} - \frac{\partial P_w^k}{\partial t} \right) + C(a)_{mk} \frac{\partial P_a^k}{\partial t} + E(a)_{mk} \frac{\partial P_w^k}{\partial t} = Q(a)_m + G(a)_m \quad (3. 12)$$

$$B(w)_{mk} P_a^k + A(w)_{mk} P_w^k + D(w)_{mk} \left(\frac{\partial P_a^k}{\partial t} - \frac{\partial P_w^k}{\partial t} \right) + C(w)_{mk} \frac{\partial P_a^k}{\partial t} + E(w)_{mk} \frac{\partial P_w^k}{\partial t} = Q(w)_{mk} + G(w)_m \quad (3. 13)$$

ただし、

$$B(a)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} \lambda_a \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial N_k}{\partial x_j} dV_e$$

$$A(a)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} R_s \lambda_w \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial N_k}{\partial x_j} dV_e$$

$$D(a)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n \left(-\frac{1}{\beta_a} + \frac{1}{\beta_w} R_s \right) S_w' N_m N_k dV_e$$

$$C(a)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n (1 - S_w) \left(\frac{1}{\beta_a} \right) ' N_m N_k dV_e$$

$$E(a)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n S_w \left(R_s \left(\frac{1}{\beta_w} \right) ' + R_s' \frac{1}{\beta_w} \right) N_m N_k dV_e$$

$$Q(a)_m = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m q_a dV_e + \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e N_m \frac{1}{\beta_a} \bar{u}(a) d\Gamma_e$$

$$+ \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e N_m R_a \frac{1}{\beta_w} \bar{u}(w) d\Gamma_e$$

$$G(a)_m = - \sum_{e=1}^N \int_{V_e} r_e R_a \lambda_w \rho_w g \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{i3} dV_e$$

$$B(w)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} r_e \lambda_w \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial N_k}{\partial x_j} dV_e$$

$$A(w)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} R_v \lambda_a \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{ij} \frac{\partial N_k}{\partial x_j} dV_e$$

$$D(w)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n \left(\frac{1}{\beta_w} - \frac{1}{\beta_a} R_v \right) S_w N_m N_k dV_e$$

$$C(w)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n (1 - S_w) \left(R_v \left(\frac{1}{\beta_a} \right)' + R_v \frac{1}{\beta_a} \right) N_m N_k dV_e$$

$$E(w)_{mk} = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} n S_w \left(\frac{1}{\beta_w} \right)' N_m N_k dV_e$$

$$Q(w)_m = \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m q_w dV_e + \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e N_m \frac{1}{\beta_w} \bar{u}(w) d\Gamma_e$$

$$+ \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e N_m R_w \frac{1}{\beta_a} \bar{u}(a) d\Gamma_e$$

$$G(w)_m = - \sum_{e=1}^N \int_{V_e} R_v \lambda_a \rho_a g \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{i3} dV_e$$

また、

$$\bar{u}(a) = \frac{K_{ra}}{\mu_a} K_{ij} \left(\frac{\partial P_a}{\partial x_j} + \rho_a g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) n_i$$

$$\bar{u}(w) = \frac{K_{rw}}{\mu_w} K_{ij} \left(\frac{\partial P_w}{\partial x_j} + \rho_w g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) n_i$$

ただし、

- N ; 要素数
- V_e ; 第 e 要素の体積
- Γ_e ; 第 e 要素の表面積
- $\bar{u}(a)$; 気体の流入量
- $\bar{u}(w)$; 水の流入量
- n_i ; 単位法線ベクトル

式 (3. 1 2), (3. 1 3) における係数を、

$$\begin{aligned} H(a)_{mk} &= D(a)_{mk} + C(a)_{mk} \\ L(a)_{mk} &= -D(a)_{mk} + E(a)_{mk} \\ F(a)_m &= Q(a)_m + G(a)_m \\ H(w)_{mk} &= D(w)_{mk} + C(w)_{mk} \\ L(w)_{mk} &= -D(w)_{mk} + E(w)_{mk} \\ F(w)_m &= Q(w)_m + G(w)_m \end{aligned}$$

とまとめ、また、係数あるいは変数の時間方向には次のような近似を行う。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\Psi_{i+\Delta t} - \Psi_i}{\Delta t}$$

$$\Psi = (1 - \theta) \Psi_i + \theta \Psi_{i+\Delta t}$$

ただし、 Ψ は係数マトリックスもしくは変数に相当するものであり、 θ は $0 \leq \theta \leq 1$ の定数である。

このようにして、先の式 (3. 1 2)、(3. 1 3) を整理し、マトリックス表示すると次式のようになる。

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{cc} \Delta t \theta [B(a)] + [H(a)] & \Delta t \theta [A(a)] + [L(a)] \\ \Delta t \theta [B(w)] + [H(w)] & \Delta t \theta [A(w)] + [L(w)] \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{l} \{P^{(a)}\}_{i+\Delta t} \\ \{P^{(w)}\}_{i+\Delta t} \end{array} \right\} \\ & = \left\{ \begin{array}{l} ([H(a)] - \Delta t(1 - \theta)[B(a)])\{P^{(a)}\}_i \\ \quad + ([L(a)] - \Delta t(1 - \theta)[A(a)])\{P^{(w)}\}_i \\ \quad + \Delta t(1 - \theta)\{F(a)\}_i + \Delta t \theta \{F(a)\}_{i+\Delta t} \\ \\ ([H(w)] - \Delta t(1 - \theta)[B(w)])\{P^{(a)}\}_i \\ \quad + ([L(w)] - \Delta t(1 - \theta)[A(w)])\{P^{(w)}\}_i \\ \quad + \Delta t(1 - \theta)\{F(w)\}_i + \Delta t \theta \{F(w)\}_{i+\Delta t} \end{array} \right\} \end{aligned} \quad (3. 1 4)$$

以上が、有限要素の節点における気体圧 $P_{(i,j)}$ 、水圧 $P_{(i,j)}$ を未知数とする連立方程式であり、与えられる初期条件および境界条件に対して、逐次代入法による反復計算によって、解を得ることができる。

3.4 水封式気体貯蔵の検討への適用

3.4.1 概説

わが国の電力の安定供給にとって、負荷の平準化は極めて重要な課題の一つである。負荷を平準にする方策としてエネルギー貯蔵の技術開発が進展しているが、その一つとして夜間電力を利用して加圧された空気を地下に貯蔵し、これをガスタービン発電と連携させて昼間発電に用いる方式（CAES-GT発電方式）が優れた経済性を有するものとされる³⁾。

CAES-GT発電はすでに西ドイツのHuntorf発電所において実用化され⁴⁾、さらに欧米で計画されている⁵⁾（表-3.1）。ただし、これらの場合の圧縮空気貯蔵は、岩塩層内の空洞あるいは褶曲構造帯水層を利用することになっているが、わが国の場合ではこのような地質、地盤条件は得がたく、通常岩盤内に空洞を掘削し、ここに圧縮空気を貯蔵することを検討することが要求される（図-3.2）。

このような圧縮空気貯蔵を、岩盤空洞を無覆工として合理的、経済的に行おうとする場合、空洞を地下水面下に設けて地下水の作用により気体の漏洩を防止する方式、いわゆる、水封方式が採られることになる⁶⁾。

圧縮空気貯蔵を水封方式により効率的に行おうとする場合の主要な検討事項として、漏気防止に必要な空洞設置深度もしくは漏気防止対策の検討、あるいは的確な漏気量の予測が挙げられよう。

漏気防止条件については、これまでに、水封式燃料地下貯蔵技術の確立を目的とした検討⁷⁾においては、Aberg⁸⁾の提案した、「空洞周辺における地下水の流れの鉛直動水勾配が1以上であること」が採用されている。しかしながら、この条件を満足するためには、貯蔵用空洞を非常に深く掘削するか、あるいは空洞直上に水封用のトンネルやボーリング孔を設置し、注水する必要があるなど、必ずしも経済的でなくなる場合も生じる。

地下水面下に設置された無覆工空洞からの漏気防止条件を定めるにあたり、Abergの表した漏気防止条件は、亀裂内に存在する気泡の移動防止という見地から誘導されたものである。これに対し、これまでにおこなわれているHele-Shawモデルによる水封式燃料貯蔵実験⁹⁾によれば、必ずしも「鉛直動水勾配が1以上」でなくても貯蔵できることが示されており、したがって、合理的な漏気防止条件の検討が必要とされる。

水封方式による圧縮空気貯蔵の場合の、地下空洞からの漏気量の予測に当たっ

表 - 3. 1 圧縮空気貯蔵ガスタービン発電計画⁵⁾

地点/会社	国名	出力	貯蔵タイプ	年月	備考
Huntorf	西ドイツ	290MW	岩塩層	1978	運転中
Sesta	イタリア	25MW	滞水層	1986	試験運転中
Donbass (黒海北部)	ソ連	1050MW (350×3台)	岩塩層	1990 予定	建設中
Pittsfield	米 国 イリノイ		滞水層	1981 ~3	貯蔵試験
Alabama Co.	米 国	50MW	岩塩層	1989	F. S. 中
Cleveland Ele. Co.	米 国	50MW	岩塩層		考慮中
Sacramento	米 国		滞水層		F. S. 中 (原子力事故用)
Los Angeles (SCE)	米 国	50MW	岩塩層		F. S. 中
Soyland	米 国	220MW	岩盤, 定圧		建設中

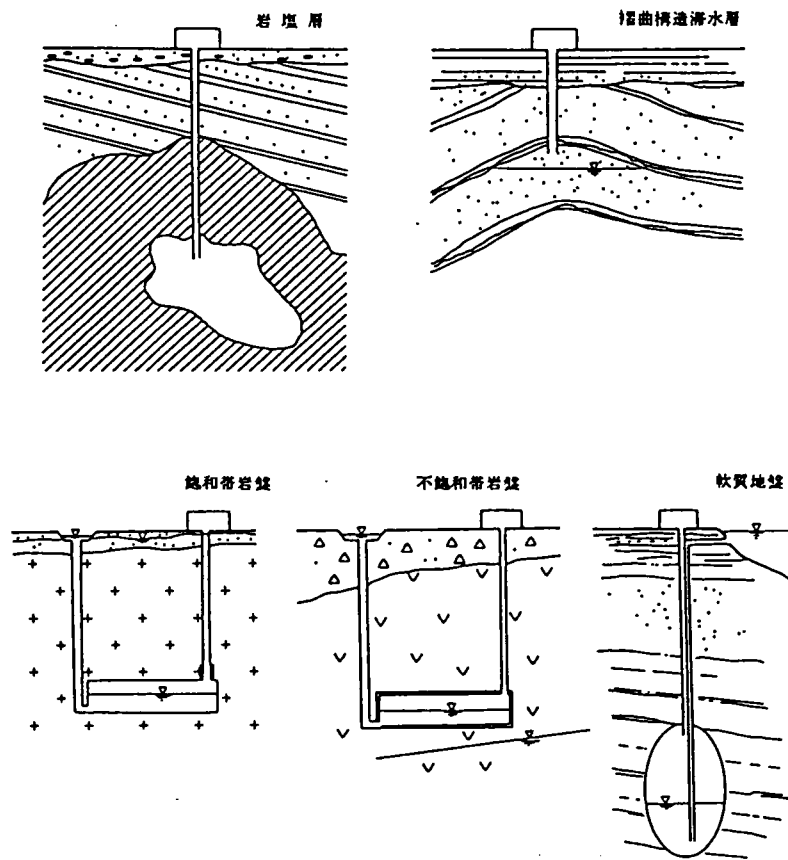


図 - 3. 2 貯蔵空洞地盤の分類⁶⁾

ては、岩盤内での漏気現象を上述した気体（空気）と液体（地下水）との連成挙動として考える必要がある。

そこで、ここでは、地下水面下の空洞での圧縮空気貯蔵に関し、まず、漏気現象あるいは圧縮空気貯蔵の基本特性を把握するために実施したモデル実験について述べ、また、模擬岩盤亀裂を用いた漏気実験を実施し、無覆工空洞からの漏気防止条件を検討する。そして、漏気量の定量的な予測として、上に述べた気液二相流解析手法を、模型実験の数値解析および圧縮空気貯蔵の可能性検討へ適用して、本手法の有用性を示すこととする。

3. 4. 2 圧縮空気貯蔵のモデル実験

(1) 実験装置および実験方法

水封方式による圧縮空気貯蔵を採用する場合に必要な、漏気防止条件の検討あるいは漏気現象の把握のために、地下水面下の地下空洞からの漏気に関するモデル実験を実施した。

岩盤空洞モデルの概略を図-3. 3に、また実験装置の構成の概略を図-3. 4に示す。

岩盤空洞モデルはABS樹脂の粒を焼結し成形した合成樹脂性硬質多孔質板（ダイセル化学工業（株）製パールコン）を用い、中に空洞を設けることにより作成したものである。

このモデルの両側面の水頭値は外部の水槽の高さを調節することにより、所定の値を保持できるようにした。空洞内には一定圧力の空気を送入できるようにし、送気量を流量計により、読み取ることとした。また、空洞内への湧水量もメスシリンダーにより読み取った。

空洞モデル本体は、図-3. 3に示したように多孔質板の表、裏面を透明アクリル板で密着させ、モデル内の気液境界面を観測できるようにしたが、この際、水がアクリル板内と多孔質板との間を水みちとして流れないように、接着には十分注意を払った。

岩盤モデルには材質の異なる3種（B（製品名BP-12）、C（製品名BP-23）、D（製品名BP-35））を用いた。

これらの材料特性として、透水係数、透気係数および不飽和透水特性を試験により求めた。

透水試験および透気試験は、上と同種の材料からなる直径38mm、高さ50mmの円柱供試体に対して、最大 160 g/cm^2 の水圧差、もしくは最大 16 g/cm^2 の空気圧差を与えて、定常的な透水量もしくは透気量を測定することにより行った。

不飽和透水特性としては、供試体の大きさを直径102mm、高さ30mmとし、サクシオン圧-飽和度の関係を加圧板法¹⁰⁾により、サクシオン圧-不飽和透水係数の関係を加圧型の不飽和透水係数測定装置¹⁰⁾により、それぞれ求めた。透水係数、透気係数の各測定結果を表-3. 2に示す。

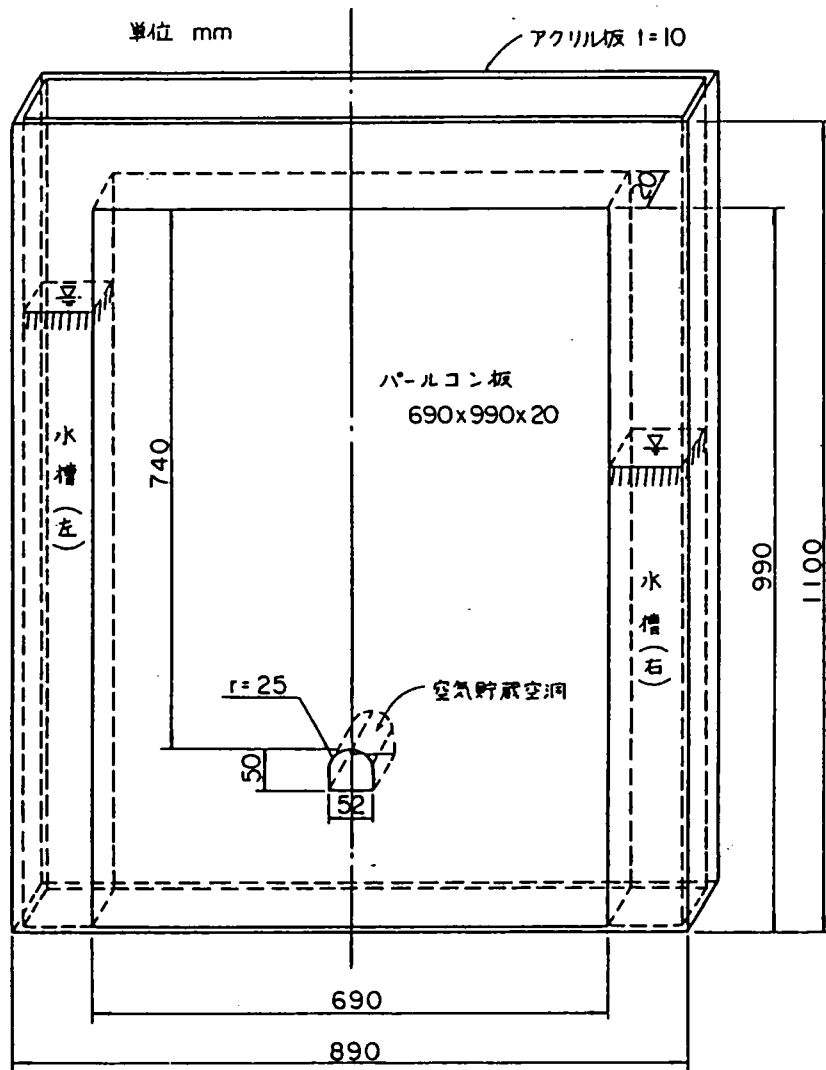


図 - 3 . 3 岩盤空洞モデル

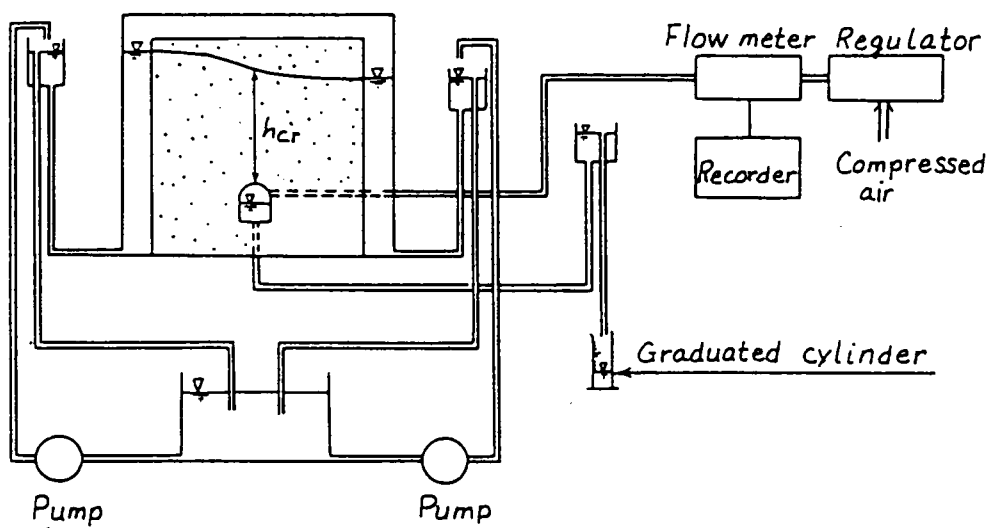


図 - 3 . 4 空気貯蔵実験装置の構成概略図

表 - 3. 2 材料の透過特性

Material	Water permeability (cm/sec)	Air permeability (cm/sec)
B	2.60×10^{-1}	4.77×10^{-1}
C	1.58×10^{-1}	4.72×10^{-1}
D	4.85×10^{-2}	4.42×10^{-1}

また、サクション圧 - 飽和度の関係を図 - 3. 5 に、サクション圧 - 不飽和透水係数の関係を図 - 3. 6 に示す。

実験は、モデル両側面の水頭および空洞内圧をパラメータとして、空気の漏洩量、気液境界面の推移状況、空洞内湧水量、地下水面形態を測定、観測することとした。また、必要に応じ写真撮影も行った。

なお、水面観察を容易にするために、エラニン色素またはメチレンブルーによる着色水、あるいは、麦茶を循環水として使用した。

実験ケースを表 - 3. 3 に示す。

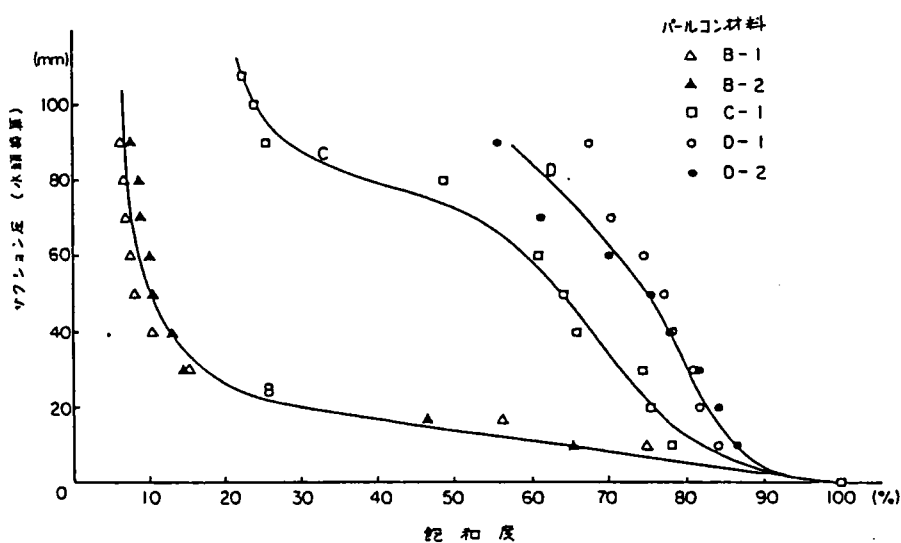


図 - 3. 5 材料のサクション圧 - 飽和度関係

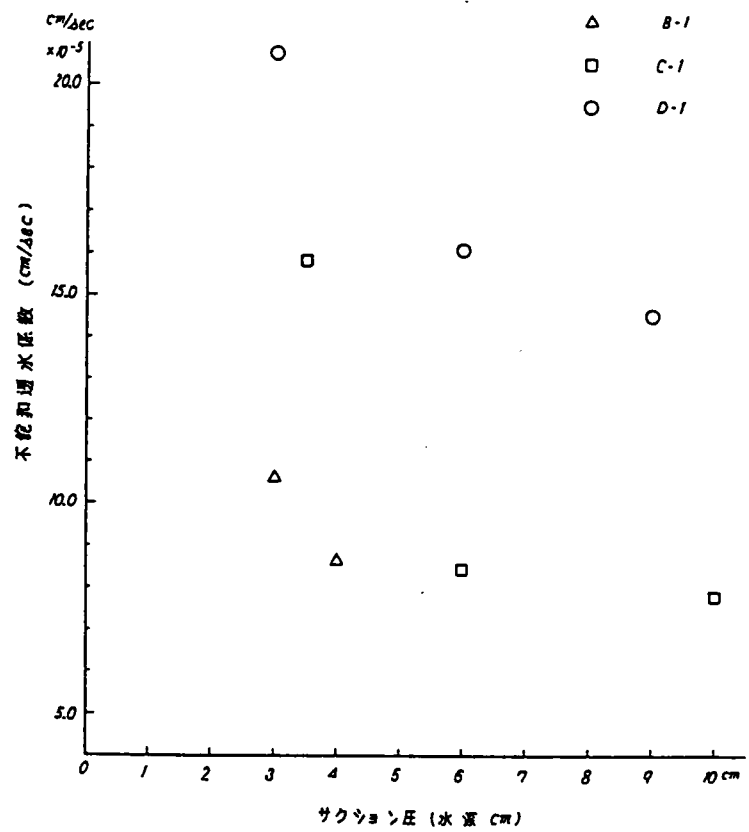


図 - 3. 6 材料のサクション圧 - 不飽和透水係数関係

表 - 3. 3 実験条件

Case No.		Total head (mm) *)	
		Left reservoir	Right reservoir
I	0	760	760
	1	700	700
	2	700	500
	3	700	300
	4	700	200
II	1	500	500
	2	500	400
	3	500	300
	4	500	200
III	1	400	400
	2	400	300
	3	400	200
IV	1	300	300
	2	300	200
V	1	200	200

*) Total head is 0 at the height of the crown of the cavern

各実験ケースにおける実験手順はつぎのとおりである。

まず、モデルの両側面に所定の水位を与えて保持する。この状態で貯蔵空洞内に空気を送入し、段階的に空洞内圧を上昇させる。

漏気を確認した後、ある程度空気の漏洩量が大きくなるまで内圧を上昇させる。

この後、段階的に空洞内圧を減少させ、漏気が停止した時点で実験を終了する。

なお、各段階において、定常状態になったことを確認してつぎの段階に移ることとする。

(2) 実験結果

1) 地下水面および漏洩状況

今回の実験ケースのうち代表的にB-I-1、D-I-1、D-I-4および、D-IV-1のケースについて、空洞内圧が大気圧状態の場合と漏洩開始直前における自由水面の測定結果を図-3.7に示す。

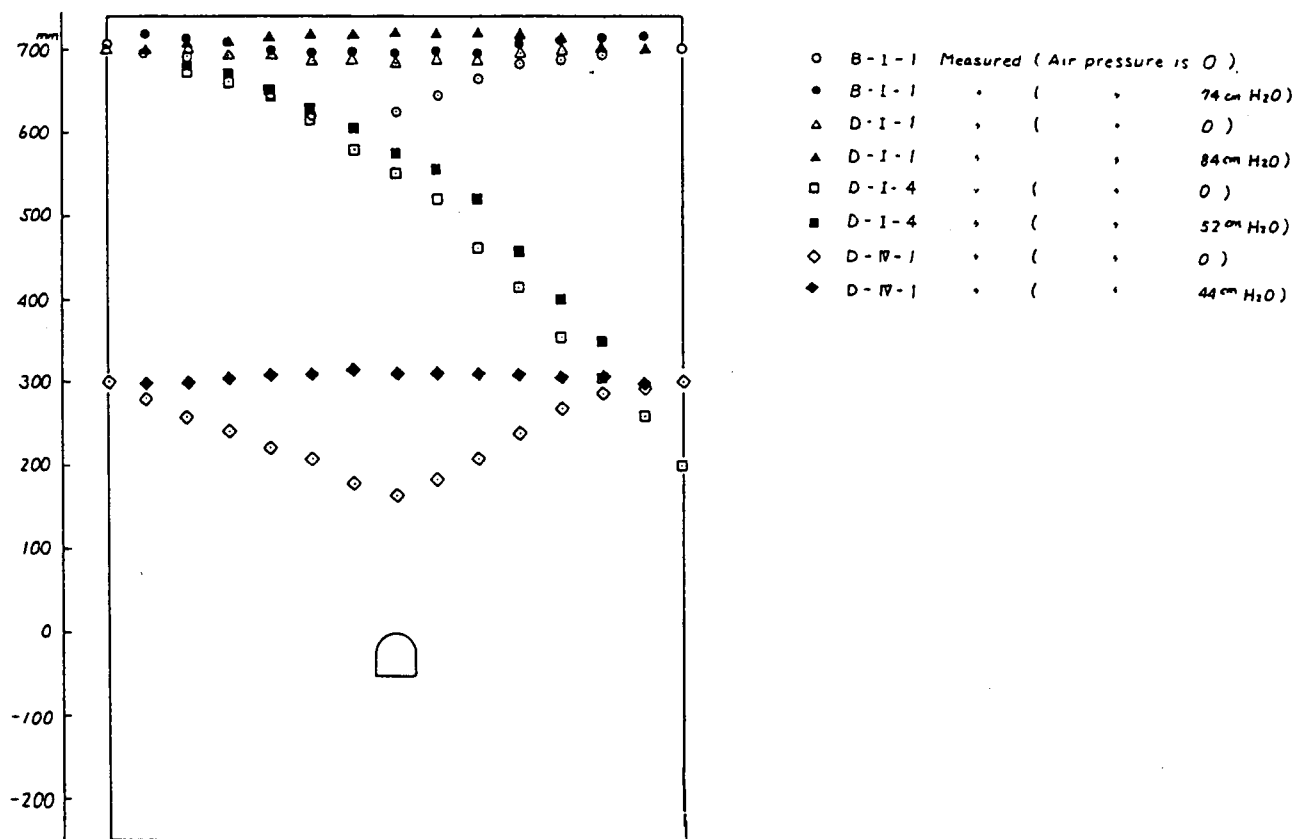


図-3.7 自由水面の測定結果

いずれのケースにおいても、空洞内圧を大気圧より段階的に上昇させていくと、自由水面は漏気するまで徐々に上方に上がって行った。

モデルの材質の相違の影響として、モデル材料の透水係数が大きいときほど自由水面の低下量が大きくなるという傾向が現れた。透水係数が大きいと間隙が大きいものと思われ、したがって、水分保持特性の相違により、自由水面の低下量が影響を受けたものと考えられる。

空洞から空気が漏洩していく際に、空洞から気液境界面が進展する様子を観測できるものと予想されたが、モデルの前面の亚克力板を通しては、観測できなかった。漏気の発生は空気流量計により、また、多孔体板の上面全体、あるいは、側方からの細かい気泡の連続的な発生を観測することにより確認できた。

2) 空洞内湧水量

空洞内への湧水量の測定結果の代表例を湧水量と空洞内圧との関係として図-3.8に示す。空洞内圧の上昇過程と下降過程における湧水量の相違はほとんど認められず、湧水量は空洞内圧の上昇に伴いほぼ直線的に減少することがわかる。

3) 空洞からの漏気量

図-3.9には空洞からの漏気量に関する測定結果の代表例を示す。

これらの結果によれば、モデルの材質あるいは設定した左右の水位にかかわらず、空洞内圧の上昇過程において、内圧がある限界値以下であれば、漏気量がゼロであり、限界値をこえると、空洞内圧が大きくなるにしたがい漏気量が増大してゆくことをがわかる。

漏気している状態から、空洞内圧を減少させてゆくと、漏気量も減少し、また、ある圧力値を境に漏気が認められなくなる。

したがって、空洞内の空気圧が、ある限界値以下であれば、空気を貯蔵できることがこれらの結果は示唆するものである。ただし、貯蔵圧に対応する漏気量は、漏気の生じている状態から空洞内圧を減圧させてゆく場合には、昇圧過程におけるそれより大きくなること、そして、漏気の停止する空気圧は、漏気開始時の限界値より小さくなるといったヒステリシスを示すものであることもわかる。

4) 漏気防止の限界鉛直動水勾配

漏気開始時もしくは停止時の空洞内の空気圧を限界貯蔵圧 $P_{c,r}$ とし、これに対応する空洞直上の限界鉛直動水勾配 $I_{c,r}$ を次式により算出した。

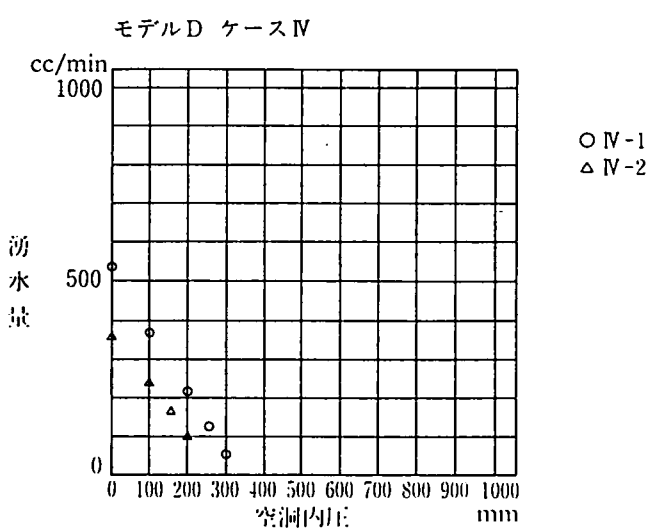
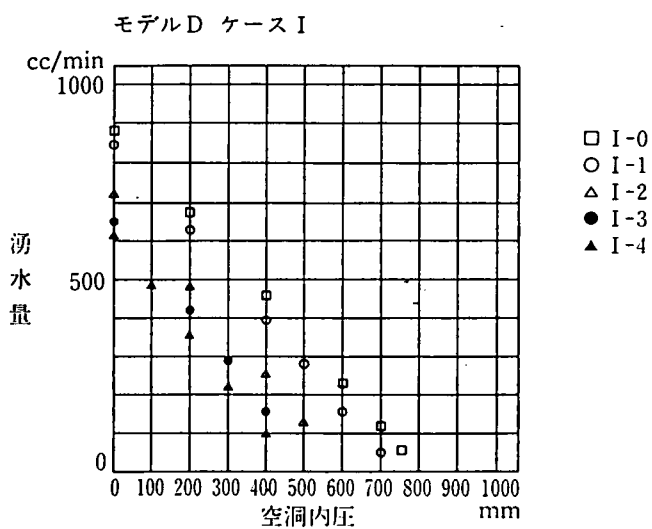
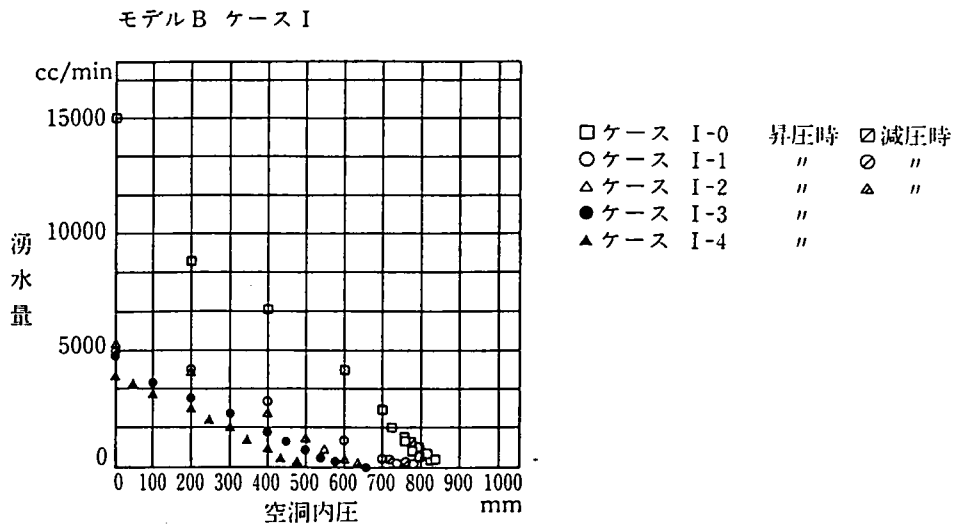


図 - 3 . 8 空腔内圧と湧水量の関係

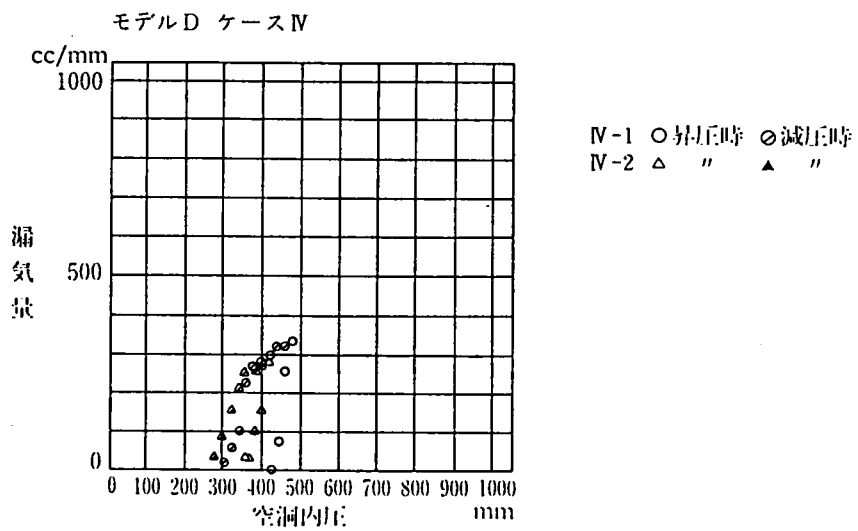
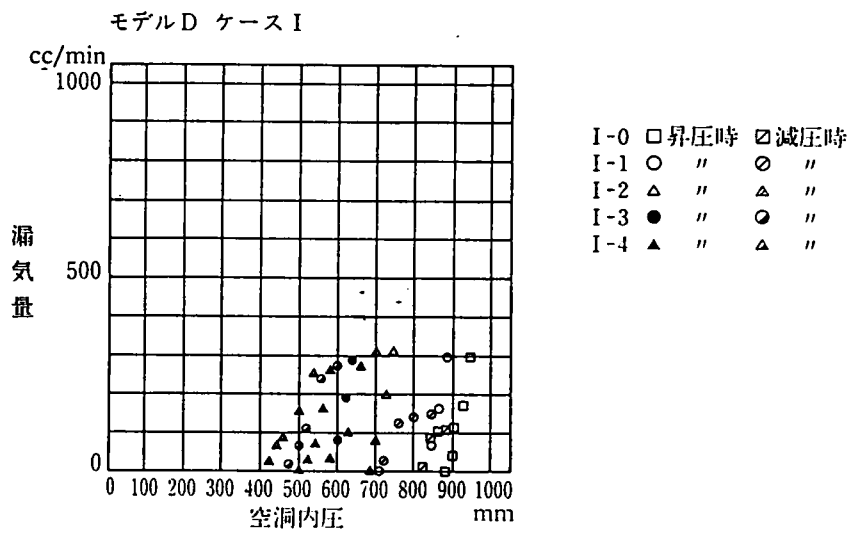
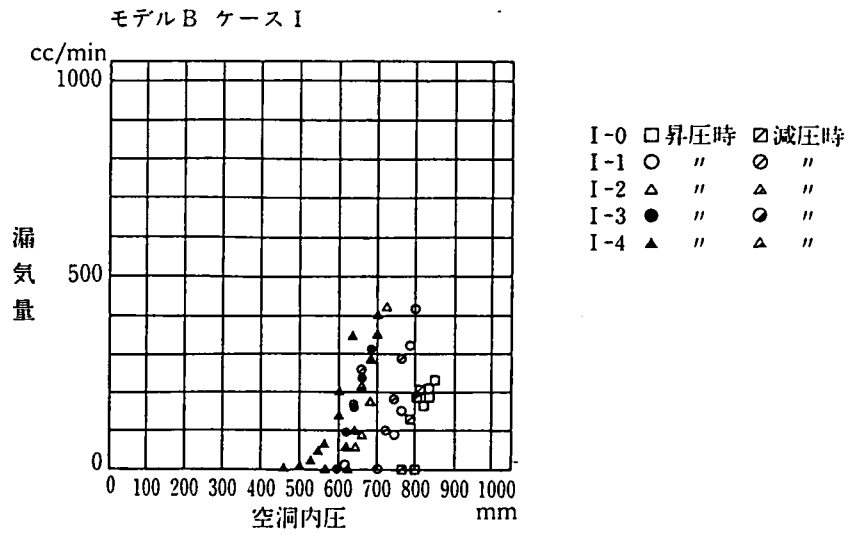


図 - 3 . 9 空洞内圧と漏気量の関係

$$I_{cr} = \frac{h_{cr} - (P_{cr} / \rho_w g)}{h_{cr}}$$

ここで、 h_{cr} は自由水面から空洞天端までの深さを表す。
 今回の実験結果から算出した I_{cr} を表 - 3. 4 に示す。

表 - 3. 4 鉛直動水勾配の推定値

実験 ケース	左側水頭 (mm)	右側水頭 (mm)	限 界 動 水 勾 配 I_{cr}						
			材 料 B		材 料 C		材 料 D		
			昇 圧 時	減 圧 時	昇 圧 時	減 圧 時	昇 圧 時	減 圧 時	
I	0	760	760	-0.053	0.000	-0.105	-0.079	-0.158	0.000
	1	700	700	-0.062	-0.007	-0.049	-	-0.155	0.013
	2		500	0.015	0.061	0.069	-	-0.139	0.056
	3		300	0.049	0.019	0.035	0.086	-0.018	0.175
	4		200	0.226	0.108	0.078	0.176	0.133	0.287
II	1	500	500	-0.004	0.049	-0.129	-0.025	-0.206	0.048
	2		400	0.022	0.141	-0.087	-0.034	-0.228	0.060
	3		300	0.022	0.148	-0.037	0.014	-0.152	0.021
	4		200	0.052	0.147	0.024	0.086	-0.090	0.163
III	1	400	400	0.000	0.070	-0.130	-0.077	-0.253	-0.014
	2		300	-0.014	0.100	-0.129	-0.108	-0.232	-0.016
	3		200	-0.012	0.138	-0.076	-0.094	-0.262	0.052
IV	1	300	300	-0.067	0.122	-0.136	-0.132	-0.350	0.128
	2		200	-0.028	0.071	-0.051	-0.077	-0.385	-0.027
V	1	200	200	-0.058	0.130	-0.185	-0.221	-0.256	0.196

なお、ここで求めた I_{cr} は、空洞周辺の厳密な鉛直動水勾配ではなく、空洞天端の鉛直線上の平均的な鉛直動水勾配の概略値である。表 - 3. 4 に示されるように、もとめられた I_{cr} は - 0.4 ~ 0.3 の範囲にあり、特に昇圧過程での漏気開始時に注目するとゼロの付近に集中し、さらに、透水係数が小さい材料のモデルでは負の値をとることが圧倒的に多くなるこのことは、地下水面上の空洞には、空洞天端の水深に相当する圧力まで昇圧しても、漏気なしに圧縮空気を貯蔵するものであることを示すものである。

3. 4. 3 模擬岩盤亀裂による漏気防止条件の検討

(1) 実験装置

前述の圧縮空気貯蔵のモデル実験により、水封方式による圧縮空気貯蔵を採用した場合の漏気現象を把握し、漏気防止条件の概略を得たが、ここではさらに、模擬岩盤亀裂を用いた漏気実験を行い、水封式気体貯蔵時の漏気防止条件を検討することとする。

実験装置の概略を図 - 3. 10 に示す。

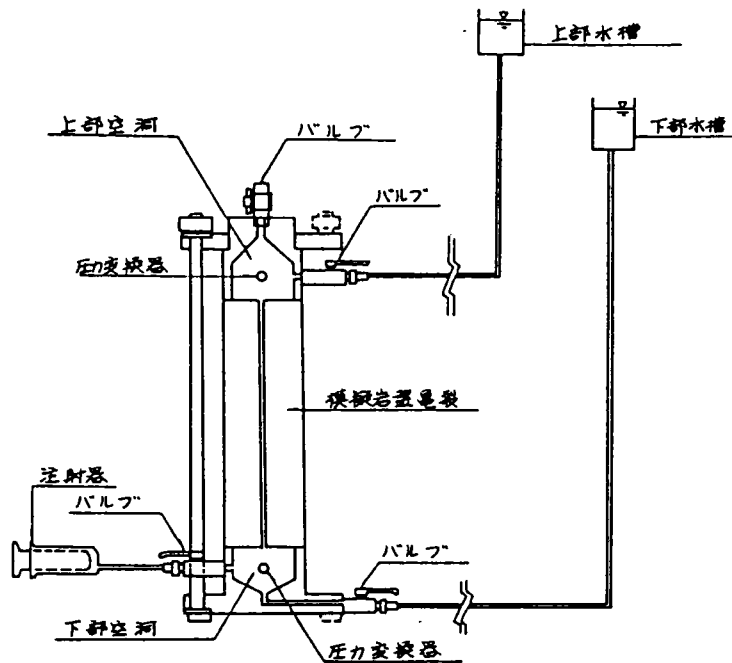


図 - 3 . 1 0 漏気実験装置概略図

模擬岩盤亀裂は、角柱の亚克力材により作成し、亀裂の厚さを $t = 1 \text{ mm}$ とした (図 - 3 . 1 1)。また、模擬岩盤亀裂の下端に角度 α の切り欠きを設けて、空洞壁面の凹凸を表現した。ただし、 α は 30° 、 60° 、 90° および 120° の 4 種類とした。なお、下端に切り欠きを設けない模擬岩盤亀裂も使用したがこの場合は $\alpha = 180^\circ$ と表すものとする。

上部空洞および下部空洞は、それぞれバルブおよびチューブを通して、上部水槽および下部水槽に連結してある。水槽は両者とも、高さを移動でき、一定の水位を保持できるものとした。また、さらに、上部空洞および下部空洞での圧力は、圧力変換器により測定した。

下部空洞への空気の注入は、注射器によって行った。

この模擬岩盤亀裂の特性として、亀裂内の動水勾配と流量の関係を知るために、各々の模擬岩盤亀裂について上部空洞と下部空洞との間に全水頭差 $\Delta \phi$ を与え、そのときの亀裂内の流量 Q を測定した。全水頭差 $\Delta \phi$ を、亀裂の上端から切り欠きの頂部までの長さ ($l = 50 \text{ cm}$) で割って、すなわち、 $I = \Delta \phi / l$ とし、動水勾配 I と流量 Q の関係を求めた。動水勾配 I と流量 Q の関係の代表例を示すと図 - 3 . 1 2 のようになり、全ての亀裂模型で次式の直線関係になる。

$$Q = (k \cdot A) I \quad (3.14)$$

ここで、

k ; 亀裂の透水係数

A ; 亀裂の断面積

直線の傾き ($k \cdot A$) は、各々の亀裂模型で表-3.5のようになる。表-3.5における透水性 ($k \cdot A$) の値がばらつくのは、亀裂模型の幅や仕上がりの精度にばらつきがあったことによるものと思われるが、何れの場合も直線関係式 (3.14) が亀裂模型で成り立つことより、亀裂内の流れは層流であると考えられる。

実際の岩盤において、岩盤亀裂厚さが小さく、したがって岩盤亀裂内の流れが層流であると考えられるので、今回の模擬岩盤亀裂を用いて実施した漏気防止に関する実験結果による基本的な特性は実際の岩盤に対しても適用できるものと思われる。

(2) 実験方法と結果

実験の手順として、まず、亀裂の上・下部間に十分な水頭差

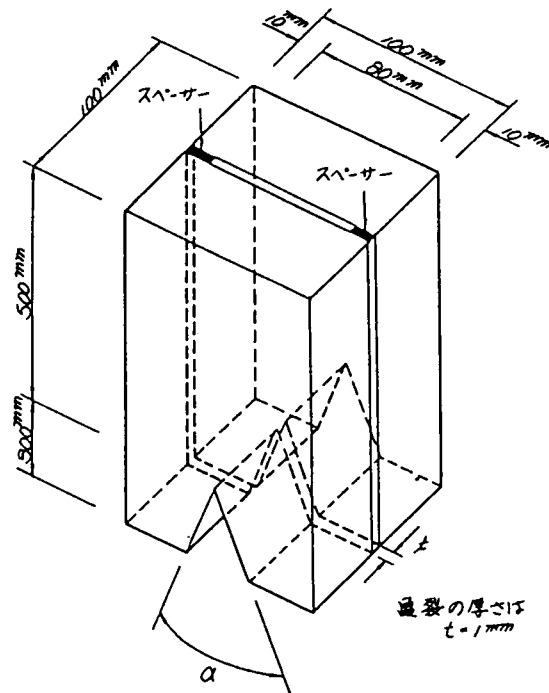


図-3.11 模擬岩盤亀裂

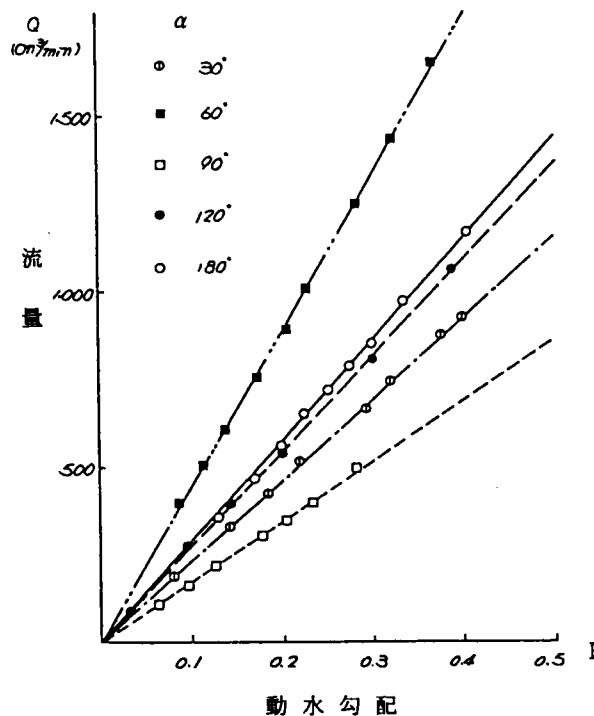


図-3.12 動水勾配と流量の関係

を与えた状態で、下部空洞内に空気を注入した。次に、上・下部間の全水頭差を徐々に減少させて行き、漏気を発生させた。そして、漏気に至るまで、亀裂の上下における圧力および亀裂内の流量を測定した。

表 - 3. 5 模擬岩盤亀裂の透水係数

α (deg.)	K.A (cm ³ /min)
30	2301
60	4413
90	1721
120	2719
180	2885

なお、模擬岩盤亀裂の上下間の水頭差を徐々に減少させてゆくと亀裂下端部の切り欠きにメニスカス（水と空気の境界面）

が発生し、進展する様子がみられ、このメニスカスの状態の観察と写真撮影を行った。メニスカスの進展は図 - 3. 13 のように示され、また、この進展の様子は以下のように要約できる。

- 第 1 段階：メニスカスが切り欠きの一部に発生する（図 - 3. 13 (1)）。
- 第 2 段階：メニスカスは亀裂内に成長して行き、切り欠きの頂部に到達する（図 - 3. 13 (2)）。
- 第 3 段階：メニスカスはさらに広がり、切り欠きの頂部から離れ（図 - 3. 13 (3)）、下部空洞の空気が完全に漏気する。

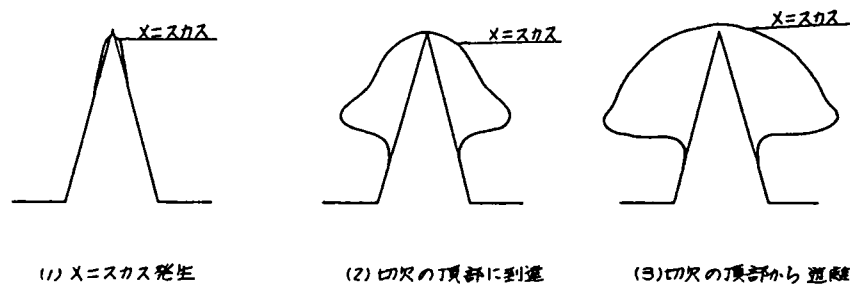


図 - 3. 13 メニスカスの推移の形態（切り欠き角 $\alpha = 30^\circ$ の場合）

実験結果として得られた漏気の生じる直前の亀裂上部の水圧 P_u と下部の貯蔵空気圧 P_w とを表 - 3. 6 に示す。この結果より、切り欠き頂部での静水圧 P_w と空気圧 P_u との関係を調べてみる。ただし、切り欠き頂部での静水圧 P_w は、亀裂上部での、水圧 P_u に切り欠き頂部より上方の亀裂の長さ L ($= 50$ cm) に相当する静水圧を加えたものである。すなわち、 $P_w = P_u + \rho_w \cdot$

$g \cdot L$ として計算される。ここで ρ_w は水の密度、 g は重力の加速度である。
 P_{ws} も表-3.6に同時に示した。

表-3.6からいずれの切り欠き角度 α に対しても漏気防止の限界状態では、貯蔵空気圧 P_a は静水圧 P_{ws} にほぼ等しくなること ($P_a \approx P_{ws}$) がわかる。またこれより、漏気防止の限界動水勾配 I_{cr} は、 $I_{cr} \approx 0$ であったことがわかる。

このことは、上述した圧縮空気貯蔵のモデル実験で示された漏気防止時の地下水条件とも整合するものである。

以上のことより、無覆工空洞からの漏気防止条件が「貯蔵空気圧が空洞壁面の静水圧より小さいこと、あるいは、岩盤亀裂内の動水勾配が、空洞に流入に成分を有すること」となることと結論できる。

なお、壁面の凹凸の影響を考慮するためには、不規則な壁面形状の最も外側を連ねた面を改めて空洞壁面と見なし、ここで以上の漏気防止条件を適用すればよい。

表-3.6 限界状態での上・下部空洞の圧力

Degree of notch	Water pressure at the top of the crack	Stored air pressure	Estimated static water pressure	
α (Deg)	P_u (kPa)	P_a (kPa)	P_{ws} (kPa)	P_{ws}/P_a
30	7.93	12.54	12.93	1.03
60	8.06	13.02	13.06	1.00
90	6.48	11.03	11.48	1.04
120	8.46	13.66	13.46	0.99
180	2.57	8.05	7.57	0.94

3. 4. 4 気液二相流解析の適用

(1) 圧縮空気貯蔵のモデル実験

1) 解析条件

気液二相流解析により圧縮空気貯蔵のモデル実験の数値解析を行った。ただし、解析の対象としては、実験ケースのうちの、D-I-1とD-I-4とした。

岩盤モデルの有限要素分割図を図-3.14に示す。このモデルの境界条件

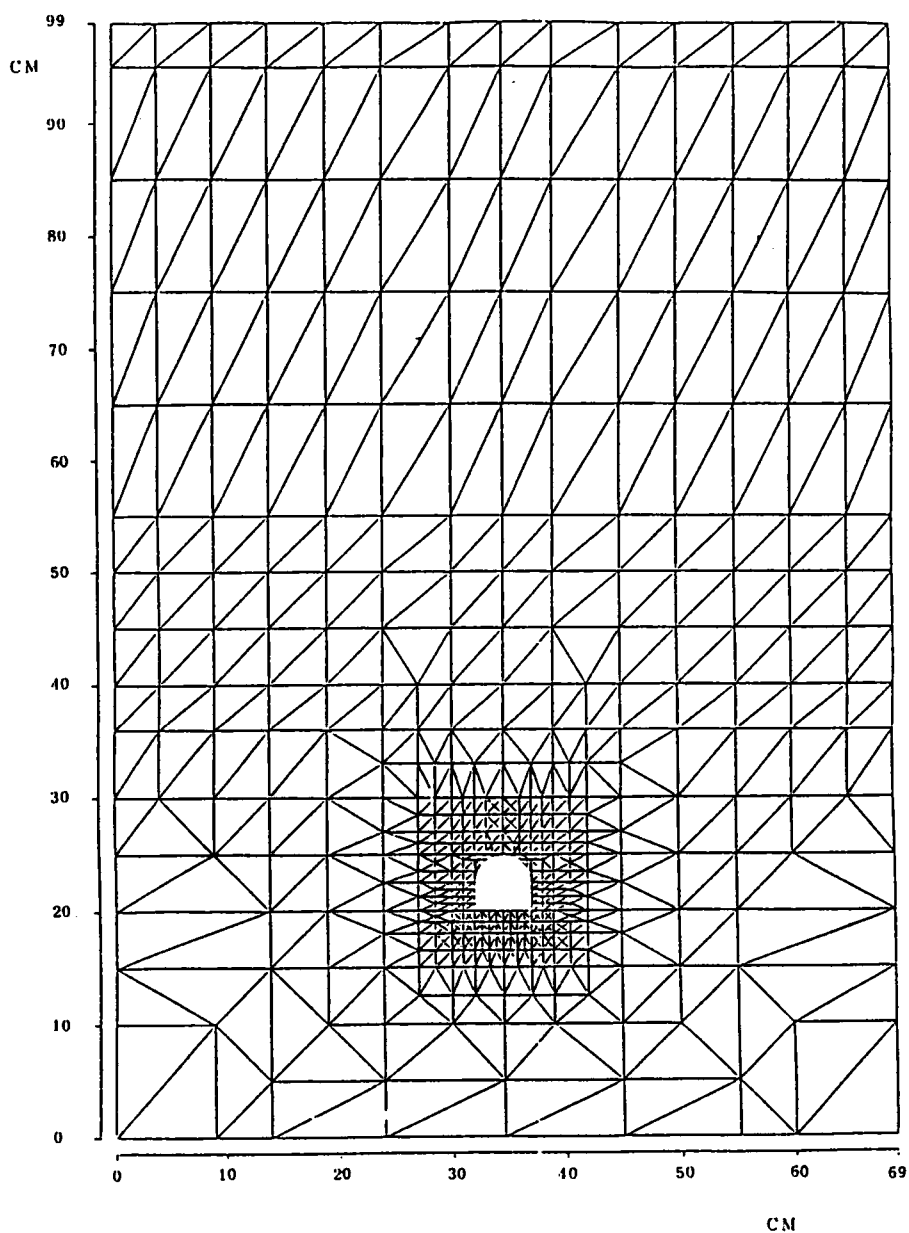


図-3.14 有限要素分割図

として、左右の境界には保持される水位より、下部には水深に相当する静水圧を与え、それより上方には大気圧を与えた。また、モデル底面は不透水、不透気とした。貯蔵用空洞内の壁面には所定の貯蔵空気圧を境界条件として設定した。

入力物性値のうち、飽和透水係数 k_w は等方的であり、実測で得られた透水係数 $k_w = 4.85 \times 10^{-2} \text{ cm/s}$ を採用した。水の粘性係数を $\mu_w = 1.307 \times 10^{-3} \text{ kg/m/s}$ (10°C) とし、これより、材料の透過係数 K_{ij} を定めることとした。

水に対する相対透過係数比は、不飽和透水特性 (図-3.5 および図-3.6) より求められる飽和度-不飽和透水係数比関係 (図-3.15) を用いた。毛管特性は飽和度とサクションの関係 (図-3.5) を採用した。

空気の粘性係数は 10°C では本来は $1.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$ であるとされるが、実測で得られた透水係数 k_w と透気係数 $k_a = 4.42 \times 10^{-1} \text{ cm/s}$ および水の粘性係数 μ_w より算出される $\mu_a = (k_w/k_a) \cdot \mu_w = 1.434 \times 10^{-4} \text{ kg/m/s}$ を空気の粘性係数とみなしてここでは用いることとした。

空気に関する相対透過係数比については実測値がなく、図-3.16 を設定した。

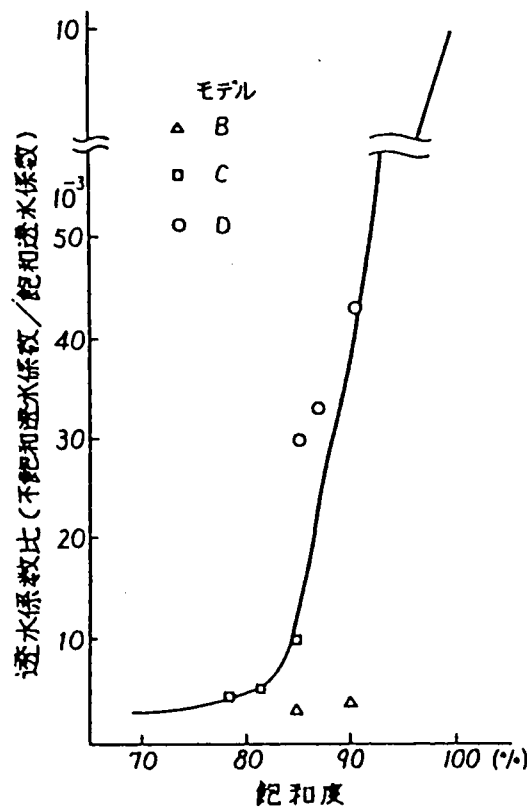


図-3.15 材料の飽和度-不飽和透水係数比関係

空気の密度および水の密度は 10°C のときにそれぞれ $\rho_a = 1.247 \text{ kg/m}^3$ および $\rho_w = 999.7 \text{ kg/m}^3$ とする。また、空気の構成体積率は 0°C 、 1 atm (絶対圧) を基準状態として、ボイル・シャルルの法則より、 $\beta_a = (1/P_a) \cdot (273.15 + 10) / 273.15$ として求められる (10°C の場合)。ただし、空気圧 P_a の単位は atm であり、絶対圧で表示される。水については非圧縮であるとし、 $\beta_w = 1$ とした。溶解率および気化率はここでは考えなかった。

2) 解析結果

地下水面形状について、 $D-I-1$ において、空洞内圧を 0 および $84 \text{ cmH}_2\text{O}$ (ゲージ圧) とした場合の解析結果と、また、 $D-I-4$ において、空洞内圧を 0 および $52 \text{ cmH}_2\text{O}$ (ゲージ圧) とした場合の解析

結果とを図-3.17に示した。図中には実験における観測結果も同時に示した。観測結果と解析結果とを比較してみると、両者に若干の相違はみられるものの、空洞内圧を増加したことによる地下水面の移動量は、解析結果と観測結果とではほぼ一致しており、解析結果はおおむね実験結果を良く表しているものと考えられる。

図-3.18は空洞内圧と空洞内への湧水量との関係を図示したものである。実験値と解析結果は良く一致していることがわかる。貯蔵圧を増加させるにしたがい、湧水量がほぼ直線的に減少する様子が認められる。

図-3.19は、漏気が発生する場合の空洞内圧と漏気量の関係を示したものである。貯蔵限界圧 (漏気が発生するときの空洞内圧) は、実験結果に比べて若干小さめとなり、また、漏気量の絶対値は、漏水量の場合ほどは一致しないが、空気の挙動に関する物性に想定したものをを用いたことを考慮すれば、全体としてはおおむね解析結果は実験結果を良く表していると判断できる。

以上のように、モデル実験結果と解析結果との比較検討により、気液二相流解析は、漏気防止条件あるいは漏気現象を良く表すものであり、圧縮空気貯蔵における合理的な漏気防止対策の検討あるいは漏気量の予測を行う上で極めて

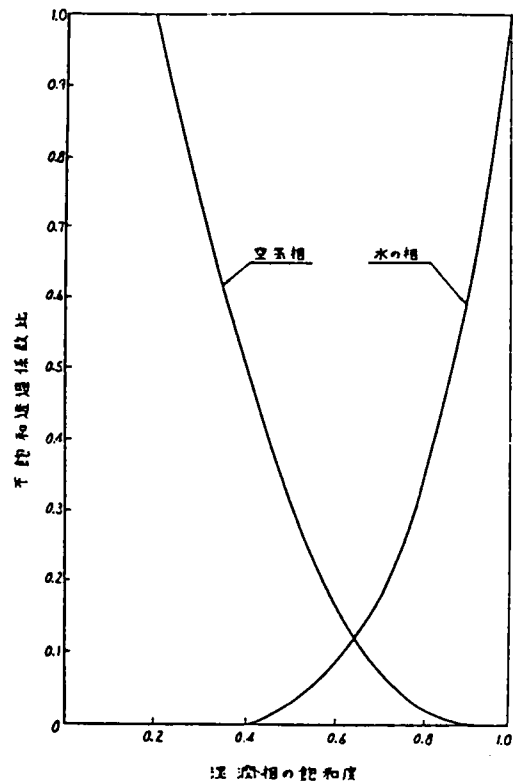


図-3.16 相対透過特性

有効であることがわかる。

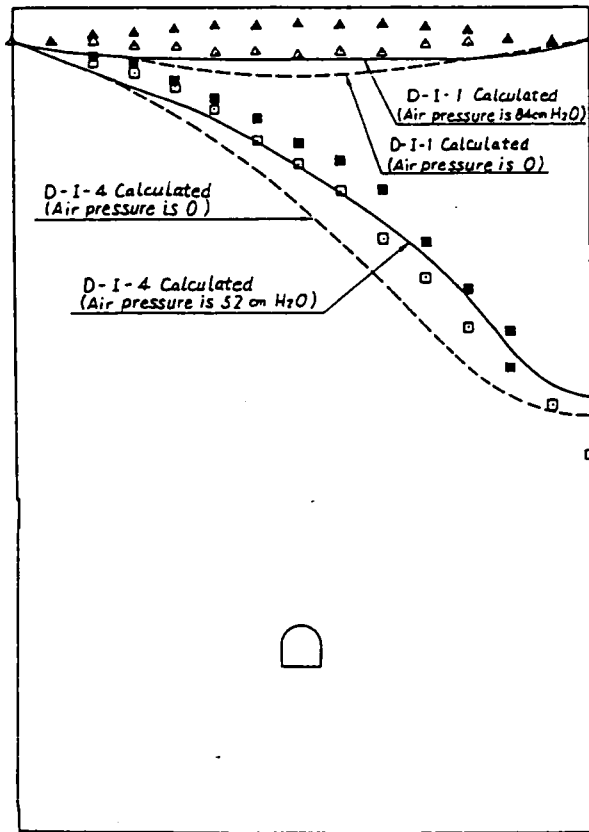


図-3. 17 自由水面形状

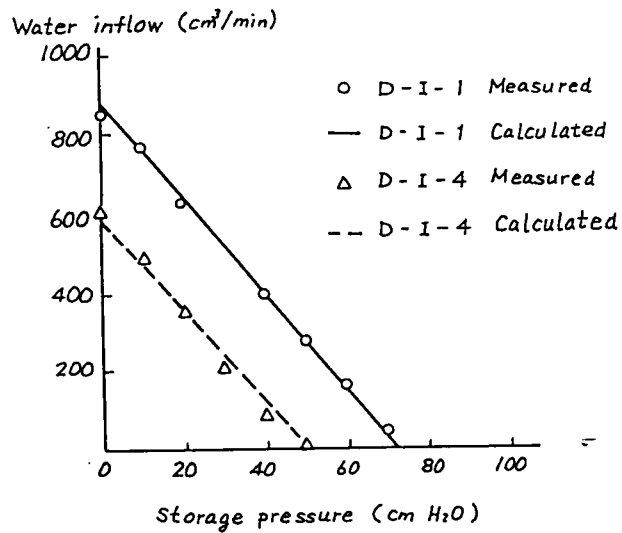


図-3. 18 空洞内圧と湧水量の関係 (計算結果)

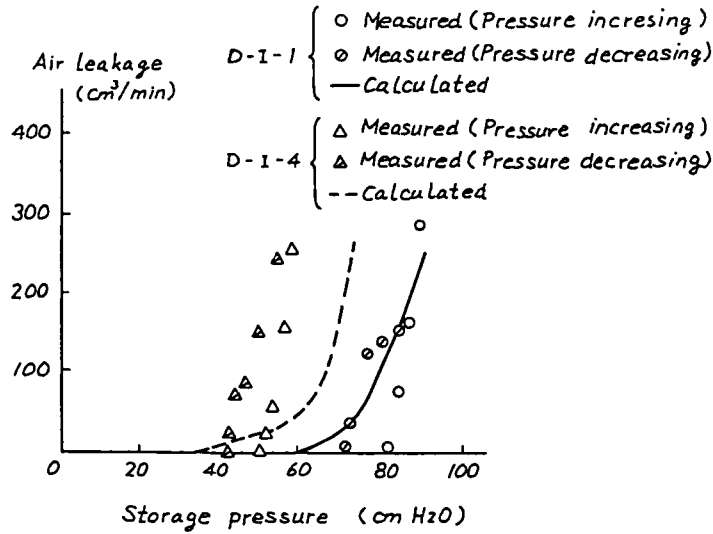


図-3. 19 空洞内圧と漏気量の関係 (計算結果)

(2) 岩盤内圧縮空気貯蔵のシミュレーション

1) 解析条件

実規模と想定される圧縮空気貯蔵の検討に気液二相流解析を適用した。貯蔵用空洞は、地下水面下 334 m の岩盤中に設置した 4 本の馬蹄型空洞 (幅 10 m、高さ 15 m) からなるものを想定した。解析モデルは、図-3. 20 に示す二次元断面のものであり、対象面より右側を解析領域としている。なお、緩み領域は空洞壁面より 3 m あるとし、解析上空洞の一部として扱うこととした。

境界条件として、対象面およびモデル底面を不透水、不透気とし、遠方境界には静水圧を分布させた。モデル上面は大気圧とし、空洞内壁面には所定の貯蔵空気圧を分布させた。

入力物性値としては、地盤の飽和透水係数を $k_w = 1 \times 10^{-5} \text{ cm/s}$ とし、不飽和透過係数比および毛管圧特性は図-3. 21 および図-3. 22 に示すものを用いた。その他の物性値については、空気の粘性係数を $\mu_a = 1.76 \times 10^{-5} \text{ kg/m/s}$ としたほかは、全て、上述の圧縮空気貯蔵のモデル実験の数値解析におけるものと同一のものを想定した。

2) 解析結果

解析結果として得られた地下水面形状を図-3. 23 に示す。空洞内圧が大きいと地下水面は高くなるが、ある限界 (ここでは 35 atm) を超えると地下水面は空洞下方に低下する。

空洞内圧 (絶対値) と、二つの空洞への湧水量および空洞からの漏気量の関係を図-3. 24 に示す。空洞への湧水量は貯蔵圧の増加にともない、直線的に減少し、貯蔵圧が 35 atm でほぼ 0 となる。一方、漏気量は貯蔵圧が 35

a t mまではほとんど発生せず、35 a t mを超過した場合に漏気が発生する。このように得られた貯蔵圧と漏気量の関係は、圧縮空気を無覆工空洞内に貯蔵するに際し、空洞深さ相当の静水圧分まで貯蔵圧を昇圧しても、特に漏気防止対策を行わなくても、貯蔵が可能であることを示し、岩盤内圧縮空気貯蔵の漏気対策を大幅に合理化するものであることを示している。

なお、貯蔵容量に対する漏気量の比を漏気率とし、貯蔵圧との関係として示すと、図-3.25のようになる。貯蔵圧を60気圧とした場合の漏気率は9.56%と計算される

以上の解析結果は、気液二相流解析が、空気と水との両者の挙動を同時に扱い、より本質的な解析を行い得るものであり、圧縮空気貯蔵発電システムの可能性検討の主要課題である岩盤空洞内からの漏気防止条件、あるいは、漏気量を予測するために有効であることを示すものである。

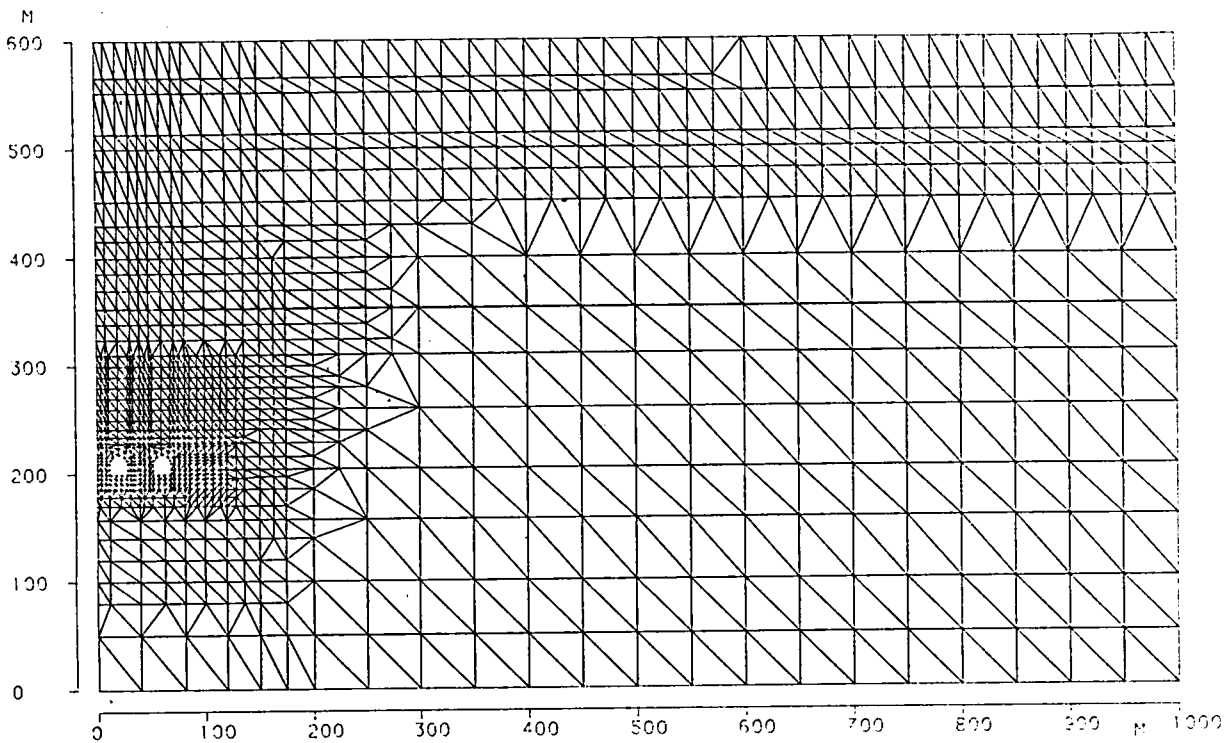


図-3.20 有限要素分割図

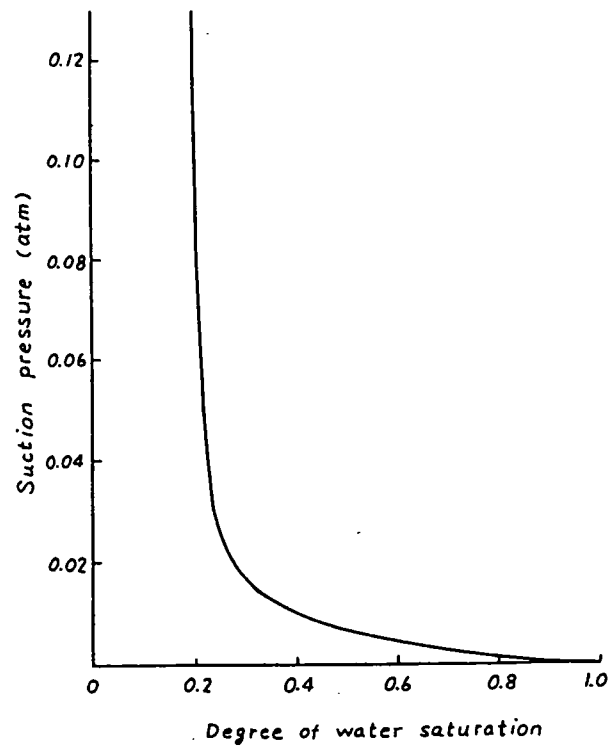


图 - 3 . 2 1 毛管压特性

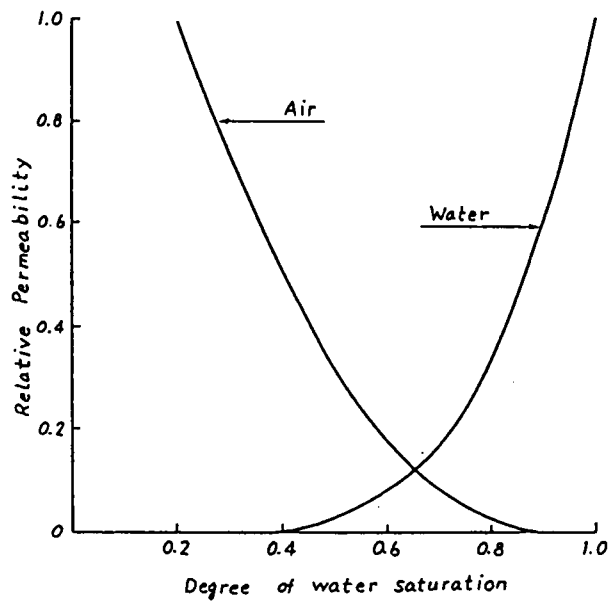


图 - 3 . 2 2 相对透過特性

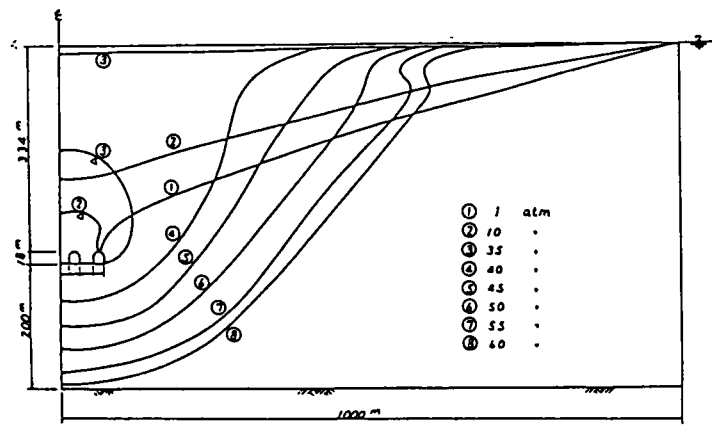


図 - 3. 2 3 貯蔵圧と地下水面形状の関係

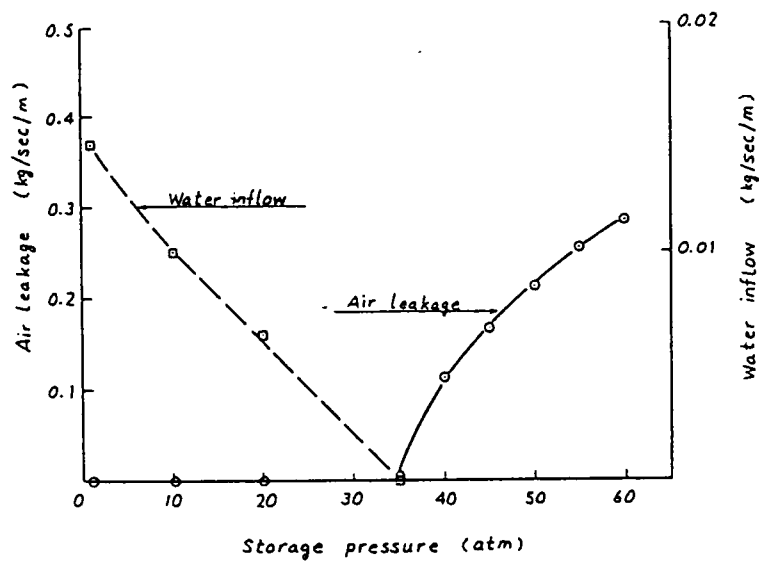


図 - 3. 2 4 貯蔵圧と湧水量および漏気量の関係

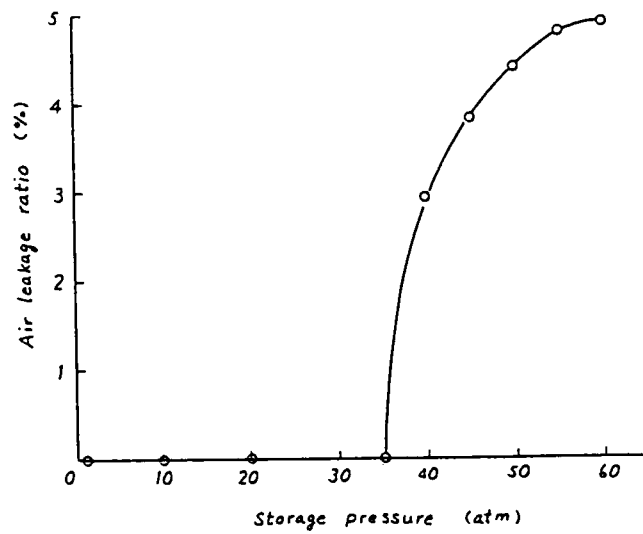


図 - 3. 2 5 貯蔵圧と漏洩率の関係

3. 5 結論

本章においては地盤中の間隙水挙動との相互作用にかかわる因子のうち、他の流体挙動、とくに気体挙動を代表的に対象として、これとの連成過程について論じた。すなわち、間隙水と気体挙動との連成過程、いわゆる気液二相流挙動を表現する支配方程式の表示と、二相流問題の典型として、水封方式による(すなわち地下水面下の岩盤内無覆工空洞を利用した)気体貯蔵方式の検討を行った。本章の結論を要約して示すと以下のようである。

(1) 地盤中の気液二相流挙動を、非混合の二つの流体の連成過程ととらえ、サクション(気体圧と水圧の差)と間隙中での水の飽和度との関係を拘束条件として、両相の運動の表示式と連続式より、気液二相流挙動の支配方程式を表した。そして、この方程式を解き地下水面下の気体貯蔵用空洞からの漏気量の評価を行うために必要となる、空洞壁面あるいは地表部における境界条件を明らかにした。

(2) 水封方式による圧縮空気貯蔵を採用する場合に必要な、漏気防止条件の検討あるいは漏気現象の把握のために、地下水面下の地下空洞からの漏気に関するモデル実験を実施した。この結果、地下水面下の無覆工空洞内には、これまでの漏気防止条件より大きな限界圧まで圧縮空気を貯蔵することが可能であることを示した。ただし、貯蔵限界圧を超えて漏気が一旦発生すると、漏気を停止させるためにはこの貯蔵限界圧よりさらに空洞内圧を低下させる必要のあることも示した。

(3) 模擬岩盤亀裂を用いた漏気実験を行い、水封式気体貯蔵時の漏気防止条件を検討した結果、無覆工空洞からの漏気防止のためには、貯蔵圧を壁面での静水圧以下とすること、あるいは岩盤亀裂内の動水勾配が空洞に流入する成分を有することが必要であることを明らかにした。なお、模擬岩盤亀裂の入口に切り欠きを設けた実験結果より、空洞の凹凸の影響は、不規則な壁面形状のもつとも外側を連ねた面をあらためて空洞と見なし、ここで漏気防止条件を適用すればよいことを示した。

(4) 上述の(1)の気液二相流挙動の支配方程式の有限要素法による解法を、モデル実験の数値解析に適用し、地下水面の変化や、空洞内圧と空洞内への湧水量あるいは漏気量との関係に関する実験結果と解析結果との比較検討により、気液二相流解析は、無覆工空洞からの漏気現象を良く表すものであることを確認した。また、実規模と想定される圧縮空気貯蔵の検討に気液二相流解析を適用した。この結果、気液二相流解析が、空気と水との両者の挙動を同時に扱い、より本質的な解析を行い得るものであり、漏気防止条件あるいは漏気量の予測を行う上で極めて有効であることがわかった。

参考文献

- 1) Bear, J.: Dynamics of Fluids in Porous Media, American Elsevier, New York, 1972.
- 2) Meiri, D.: Analysis of compressed air aquifer storage by finite element methods, Thesis of Dr. Eng., The University of Wisconsin - Milwaukee, 1979.
- 3) 林正夫 : 新構想の圧縮空気貯蔵 - ガスタービン発電の経済性の概念 - - ピークとミドルの兼用発電プラント方式の提案 - -, 電力土木, No.218, pp.3 - 23, 1989.
- 4) Mattick, W. et al.: Huntorf - The world's first 290MW gas turbine air - storage peaking plant, Proceedings of American Power Conference, Illinois Institute of Technology, pp. 322 - 330, 1975.
- 5) Electric Power Research Institute: EPRI Journal, May, 1986
- 6) 緒方正彦, 他 : ガスタービン発電用圧縮空気岩盤内地下貯蔵空洞のフィージビリティ, 電力中央研究所報告, 調査報告 : U87094, 1988.
- 7) 駒田広也, 他 : 水封式燃料地下貯蔵用空洞周辺岩盤の浸透流に関する検討, 土木学会論文報告集, 第300号, pp.69 - 80, 1980.
- 8) Aberg, B.: Prevention of gas leakage from unlined reservoirs in rock, Proc. Int. Symp. Storage in Excavated Rock Caverns, Rock Store 77, Stockholm, pp.399 - 414, 1977.
- 9) (財) 日本立地センター : 石油地下備蓄技術調査研究報告書, pp.180 - 249, 1980.
- 10) 土壌物理性測定法, 養賢堂, 1982.

第4章 地下水の熱的挙動

4.1 概説

世界有数の火山国であるわが国では、地熱発電に利用できる地熱エネルギー量が1億kW強とも推定されているが、現状ではその0.2%程度の約22万kWが発電に利用されているに過ぎない¹⁾。この豊富な地熱エネルギーは、エネルギー資源の大部分を海外に依存しているわが国にとって極めて貴重な純国産エネルギーであり、地熱開発は大いに進められて然るべきものであろう。しかしながら、これは地熱源の開発において、事前に貯留層の生産能力や最適発電規模などを予測するための、適切な地熱貯留層の評価手法が確立されていないため、地熱開発のリスクが大きく、多分の費用を必要とし、これにともない、発電コストが高くなることによるものである。

地熱開発にともなうリスクを軽減するためには、地熱貯留層の適正な評価を行うことが必要であり、このためには地熱源の探査技術を向上させることとともに、定量的に検討する手法を確立することが求められる。そして定量的評価のためには、地熱貯留層内における熱水すなわち間隙水の挙動を数理的に表現し解析することが必要となる。

本章では、地熱貯留層評価の基礎となる、地下熱水挙動、すなわち、間隙水と地盤の熱的作用との連成挙動の表現と解法について述べることにする。

地熱貯留層評価のための間隙水挙動の解析を行う上で、貯留層を形成する間隙のあり方に着目することは有用である。

すなわち、自然の地熱貯留層が、自然に形成された地下の比較的大きな透水性を示す領域と考えられる(図-4.1)のに対し、いわゆる人工貯留層とは、岩盤自体は高温であつても、元々はほとんど流体の経路がないところ(高温岩体と呼ばれる)に、水圧破碎等により人工的に破碎面(フラクチャー)を設け、これを貯留層として利用するものである(図-4.2)。

そこでこのことより、まず、自然貯留層に対しては、貯留層を多孔質体と見なして導かれる、地盤(岩盤)の熱的作用との連成過程が考慮された間隙水挙動の基本式を示し、これを多孔質モデルと呼び、有限要素法を適用した解析例を示すこととした。そしてとくに、熱水の相変化の影響を考慮することが、適正な貯留層評価を行う上で重要であることを確認することとした。

次に、高温岩体中の人工貯留層に対しては、貯留層評価を合理的に行うために、流体の経路をフラクチャー内のみであるとするフラクチャーモデルを表し、熱水流挙動の表示と有限要素法の適用による解析例を示すこととした。

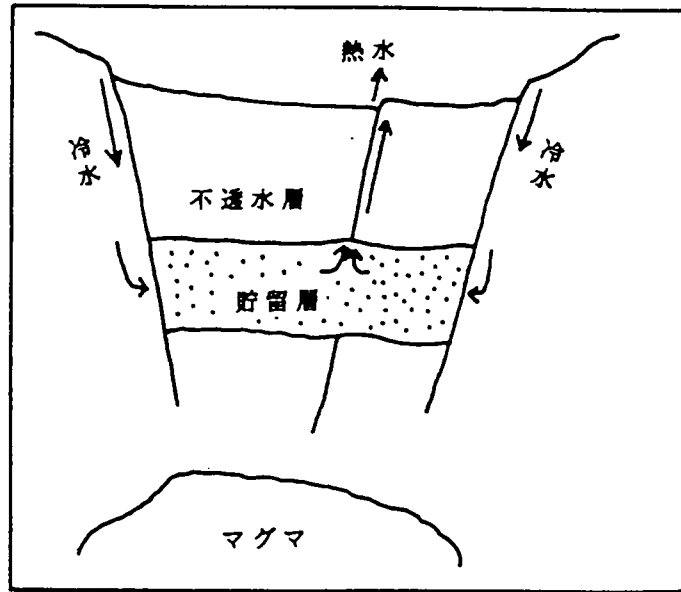


図 - 4 . 1 自然貯留層の概念

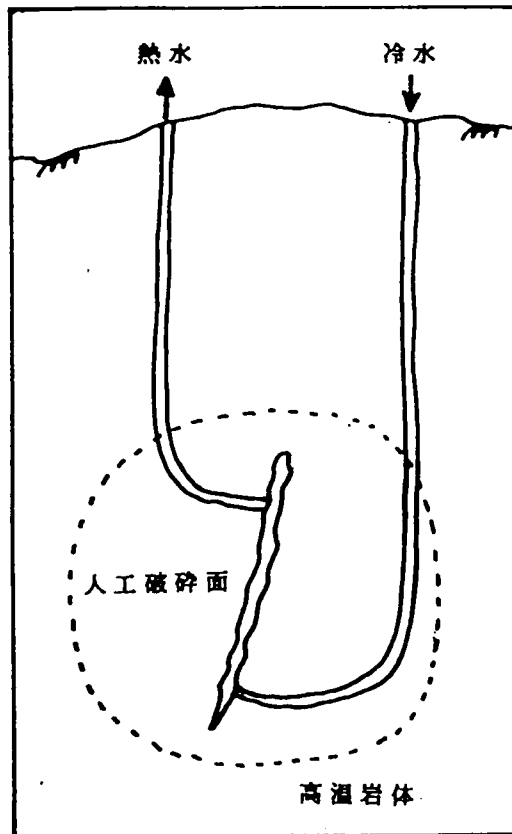


図 - 4 . 2 人工貯留層の概念

4. 2 地下熱水挙動の表示

4. 2. 1 多孔質モデルの熱水流挙動

高温の地熱貯留層においては、間隙流体である水は温度あるいは圧力によって過圧熱水、過熱蒸気あるいは両者の混合した状態など、相状態の変化をしめす。そこで、このような、地盤の熱的作用との連成過程を考慮した間隙流体の挙動を検討するにあたり、ここでは、自然貯留層を相変化を生じる間隙流体と多孔質体との混合体として捉え、この混合体の挙動の表示を考えることとして基本条件を整理し、多孔質モデルによる、地熱貯留層内における間隙流体の支配方程式を示すこととする。

(1) 基本条件

a. 多孔質地熱貯留層における保存則

地熱貯留層内での間隙流体挙動のように、熱的挙動が対象となる場合には、保存則として、これまでに扱ってきた間隙流体の質量保存則に加え、貯留層のエネルギーの保存則を適用することが必要となる。

水が相変化を起こすことを考慮して、間隙流体を、液相、気相の混合体と考えると、この間隙流体の質量保存則は以下のようにあらわされる。

$$\frac{\partial \phi \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_m v_{mi}) - q = 0 \quad (4.1)$$

ただし、

$$\rho_m = S_L \rho_L + (1 - S_L) \rho_G \quad (4.2)$$

$$\rho_m v_{mi} = \rho_L v_{Li} + \rho_G v_{Gi} \quad (4.3)$$

ここで、

- ϕ ; 空隙率
- ρ_m ; 間隙流体の密度
- q ; 湧出項
- ρ_L ; 液体の密度
- ρ_G ; 気体の密度
- v_{mi} ; 間隙流体の見かけの速度 (単位断面積を通過する流量)
- v_{Li} ; 液体の見かけの速度
- v_{Gi} ; 気体の見かけの速度
- S_L ; 空隙中で液体の占める割合、すなわち、液体の飽和度

流体が相変化を起こすことを考慮して、貯留層を固相、液相、気相の三相系の混合体と考えると、混合体理論^{2) 3)}によれば、貯留層におけるエネルギーの保存は、熱的平衡として次式のように表される。

$$\begin{aligned} \rho \cdot r - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} - \rho \frac{D U}{D t} + \sum_{\alpha} (\pi_i(\alpha) - \frac{1}{2} m(\alpha) v_i(\alpha)) v_i(\alpha) \\ + \sum_{\alpha} \sigma_{[ik]}(\alpha) d_{ik}(\alpha) - \sum_{\alpha} \sigma_{[ik]}(\alpha) \omega_{ik}(\alpha) \\ = 0 \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここで、

$$\rho \frac{D U}{D t} = \sum_{\alpha} \left\{ \rho(\alpha) \frac{D U(\alpha)}{D t} + m(\alpha) U(\alpha) - \theta_i(\alpha) v_i(\alpha) - \lambda_{ki}(\alpha) \omega_{ik}(\alpha) \right\} \quad (4.5)$$

$$m(\alpha) = \frac{D \rho(\alpha)}{D t} + \rho(\alpha) \frac{\partial v_k(\alpha)}{\partial x_k} \quad (4.6)$$

$$\sigma_{(ij)}(\alpha) = \frac{1}{2} (\sigma_{ij}(\alpha) + \sigma_{ji}(\alpha)) \quad (4.7)$$

$$\sigma_{[ij]}(\alpha) = \frac{1}{2} (\sigma_{ij}(\alpha) - \sigma_{ji}(\alpha)) \quad (4.8)$$

$$d_{ij}(\alpha) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i(\alpha)}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j(\alpha)}{\partial x_i} \right) \quad (4.9)$$

$$\omega_{ij}(\alpha) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i(\alpha)}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j(\alpha)}{\partial x_i} \right) \quad (4.10)$$

$$\pi_i(\alpha) = \rho(\alpha) (F_i(\alpha) - f_i(\alpha)) + \frac{\partial \sigma_{ki}(\alpha)}{\partial x_k} \quad (4.11)$$

$$f_i(\alpha) = \frac{D v_i(\alpha)}{D t} \quad (4.12)$$

$$\text{ただし、} \rho = \sum_{\alpha} \rho(\alpha) \quad (4.13)$$

$$\rho v_i = \sum_{\alpha} \rho(\alpha) v_i(\alpha) \quad (4.14)$$

ここで、 α ; 相を表す添え字 ($\alpha = r$ のときは固相を、 $\alpha = L$ のときは液相を、 $\alpha = G$ のときは気相をそれぞれ表す)

ρ ; 混合体の密度

$\rho(\alpha)$; 各相の密度

v_i ; 混合体の速度

- $v_i(\alpha)$; 各相の速度
- r ; 熱供給関数
- q_i ; 熱流束ベクトル
- U ; 単位質量当りの内部エネルギー
- $U(\alpha)$; α 相の単位質量当りの内部エネルギー
- $F_i(\alpha)$; α 相の物体力
- $\sigma_{ij}(\alpha)$; α 相の応力
- $\theta_i(\alpha)$; 相互作用による α 相の内部的な力
- $\lambda_{ij}(\alpha)$; 相互作用による α 相の応力相当分

また、 D/Dt は物質導関数を表す。

式(4.5)中、

$$\begin{aligned} \rho(\alpha) \frac{D U(\alpha)}{D t} + m(\alpha) U(\alpha) \\ = \frac{\partial}{\partial t}(\rho(\alpha) U(\alpha)) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho(\alpha) v_k(\alpha) U(\alpha)) \end{aligned} \quad (4.15)$$

とも表される。

各々の相の密度は、各々の実質の密度の以下のような関係にある。すなわち、

$$\rho(r) = (1 - \phi) \rho_s \quad (4.16)$$

$$\rho(L) = \phi S_L \rho_L \quad (4.17)$$

$$\rho(G) = \phi (1 - S_L) \rho_g \quad (4.18)$$

ここで、 ρ_s : 固体の密度

ρ_g : 気体の密度

ρ_L : 液体の密度

ϕ : 空隙率

S_L : 空隙中で液体の占める割合、すなわち、液体の飽和度

また、単位断面積を通過する各相の体積を各々の相の見かけ速度と考えれば、各々の見かけ速度と実速度とは次の関係のように表せる。

$$v_{r,i} = (1 - \phi) v_i(r) \quad (4.19)$$

$$v_{L,i} = \phi S_L v_i(L) \quad (4.20)$$

$$v_{G,i} = \phi (1 - S_L) v_i(G) \quad (4.21)$$

ここで、 v_{ri} 、 v_{Li} 、 v_{Gi} は、それぞれ、固体、液体、気体の見かけ速度を表す。

なお、式(4.4)の右辺第4項以降、また、式(4.5)の右辺中第3項、第4項は、熱的平衡において応力仕事の寄与分を表しているが、地熱貯留層においては、温度の寄与するエネルギー量が応力仕事のそれに比べて遙かに大きいものと考えられるので、ここではこれらを見捨てる、熱的平衡は以下のように表される。

$$\begin{aligned} & \rho \cdot r - \frac{\partial q_k}{\partial x_k} \\ & - \sum_{\alpha} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\rho(\alpha) U(\alpha)) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho(\alpha) v_k(\alpha) U(\alpha)) \right\} \\ & = 0 \end{aligned} \tag{4.22}$$

多孔質体と見なせる貯留層は、本質的には、固相、液相、および気相の三相系の混合物としての挙動を示すものとして、以上のような保存則が適用されることになる。

ただ、ここでいう液相と気相との関係は、高温下における水の相変化の結果であって、前章の水と空気のように間隙中での構成比を自由に与えられるような関係とは違い、間隙流体の二相状態は水の比エンタルピー（単位質量当りの内部エネルギー） $U(m)$ と圧力 P によって一義的に定まるものである。

したがって、このことに着目し、便宜的に、まず、多孔質体貯留層が固相と流体相との二相系の混合物と考え、次に、流体相の挙動が蒸気と熱水との混合物の挙動であるとして、全体を考察するという手順をとっても一般性を失うものではない。

すなわち、上述の保存則を表す式において、相を表す添え字 α として、 $\alpha = r$ （固相を表す）、 $\alpha = m$ （混合流体相を表す）の二つを考えればよい。

ただし、

$$\rho(m) = \rho(L) + \rho(G) \tag{4.23}$$

$$\rho(m) v_i(m) = \rho(L) v_i(L) + \rho(G) v_i(G) \tag{4.24}$$

$$\rho(m) U(m) = \rho(L) U(L) + \rho(G) U(G) \tag{4.25}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho(m) v_k(m) U(m)) \\ & = \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho(L) v_k(L) U(L)) \end{aligned}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho (G) v_k (G) U (G)) \quad (4.26)$$

である。

なお混合流体の実質の密度を ρ_m とすると、相としての密度 $\rho (m)$ とは

$$\rho (m) = \phi \rho_m \quad (4.27)$$

であり、また、見かけ速度 v_{m_i} と実速度 $v_i (m)$ とは

$$v_{m_i} = \phi v_i (m) \quad (4.28)$$

として表される。

b. 流体の運動

多孔質体の運動はなく、液相および気相の運動が D a r c y 則により表されるものとする。

すなわち、

$$v_{r_i} = 0 \quad (4.29)$$

$$v_{g_i} = - \frac{k_{ij} k_{rg}}{\mu_g} \left(\frac{\partial P_g}{\partial X_j} + \rho_g g \frac{\partial X_3}{\partial X_j} \right) \quad (4.30)$$

$$v_{l_i} = - \frac{k_{ij} k_{rl}}{\mu_l} \left(\frac{\partial P_l}{\partial X_j} + \rho_l g \frac{\partial X_3}{\partial X_j} \right) \quad (4.31)$$

ここに、 k_{ij} ; 物理的透過係数テンソル

k_{rg} (k_{rl}) ; 気(液)相の相対透過係数

μ_g (μ_l) ; 気(液)相の粘性係数

P_g (P_l) ; 気(液)相の圧力

g ; 重力の加速度

なお、物理的透過係数は場所の関数として与えられるものとし、熱の影響は考えない。相対透過係数は液相飽和度 S_l の関数として与えられるものとし、また、ヒステリシスは考えないものとする。

また、粘性係数は温度の関数として与えられる。

気相と液相の圧力差(すなわち毛管圧)は高温では無視できるものとする。すなわち、

$$P_o = P_L = P \quad (4.32)$$

したがって、式(4.30)、(4.31)において気相および液相の圧力を区別せず、単に流体圧Pを考えればよい。

c. 岩盤の変形

岩盤の変形に関しては、空隙率が平均有効応力 σ_m' の関数であるとする。ただし、通常、地熱貯留層では全応力 $\sigma (= \sigma_m' + P)$ が変化しないと考えることができるので、流体圧Pの変化に対してのみ変化するとして表される。すなわち、

$$\phi = \phi(P) \quad (4.33)$$

なお、岩石密度は場所の関数として与えられるものとし、熱の影響は考えない。

d. 熱的特性

貯留層中では蒸気と熱水の移動は緩やかであり、相間の接触により熱交換は瞬時に行われ、相間ではつねに熱的平衡状態にあるとする。したがって、以下の事項が成り立つこととする。

1) 混合体における熱流束ベクトルは温度の関数として、次式のように与えられる。

$$q_i = -K_{mij} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (4.34)$$

ここに、

T ; 温度

K_{mij} ; 貯留層の熱伝導率テンソル

2) 貯留層内の温度Tは流体の圧力Pおよび比エンタルピー $U(m)$ によって定まる(たとえば図-4.3⁴⁾)。したがって、

$$T = T(P, U(m)) \quad (4.35)$$

3) 岩石の比エンタルピー $U(r)$ と温度Tとは次式のような線形関係として表される。

$$U(r) = CrT \quad (4.36)$$

ここで、 C_r ; 岩石の比熱

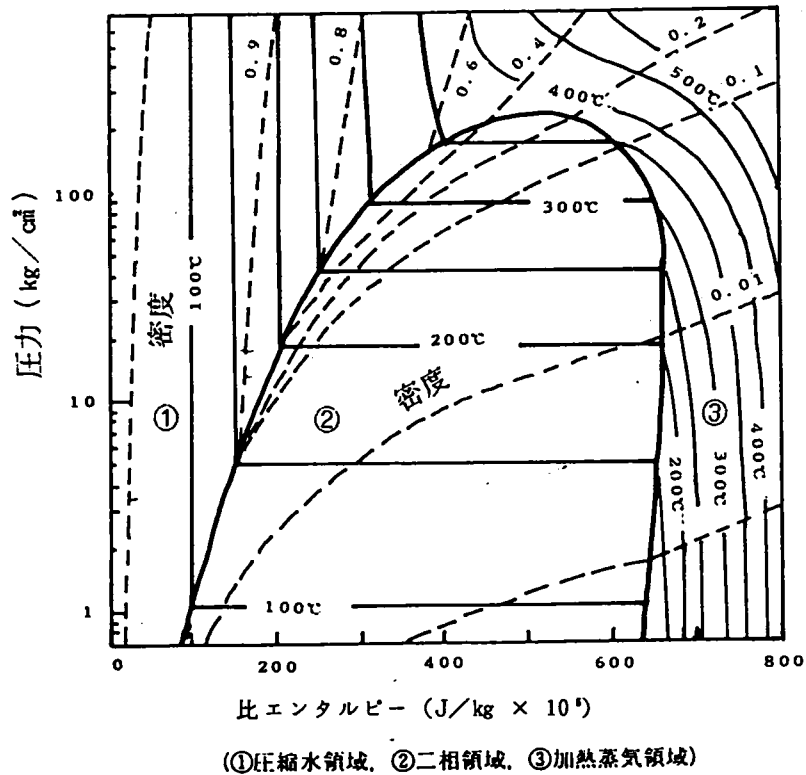


図 - 4. 3 水の圧力と比エンタルピーの関係

4) 流体の密度および相状態は流体の圧力 P および比エンタルピー U (m) によって定まる。

そして、二相状態での飽和度 S_L 、液体密度 ρ_L および気体密度 ρ_G 、また、液相の比エンタルピー $U(L)$ および気相の比エンタルピー $U(G)$ は、混合流体の圧力 P および比エンタルピー U (m) とにより式 (4. 23)、(4. 25) の関係を満たすように決まる。

すなわち、

$$\rho_m = \rho_m (P, U (m)) \quad (4. 37)$$

$$\rho_L = \rho_L (P, U (m)) \quad (4. 38)$$

$$\rho_G = \rho_G (P, U (m)) \quad (4. 39)$$

$$S_L = S_L (P, U (m)) \quad (4. 40)$$

$$U(L) = U(L) (P, U (m)) \quad (4. 41)$$

$$U(G) = U(G) (P, U (m)) \quad (4. 42)$$

(2) 貯留層の支配方程式

以上の条件のもとで、地熱貯留層内における間隙流体の支配方程式が質量保存則およびエネルギー保存則より導かれる。なお、ここで、水の比エンタルピー $U(m)$ を h と書き改める。すなわち、

$$h = U(m) \quad (4.43)$$

質量保存を表す式 (4.1) は、式 (4.3)、(4.30) ~ (4.33)、(4.37)、(4.43) を考慮すれば次のように書き改められる。

$$\begin{aligned} & (\rho_m \beta + \phi \Theta_h) \frac{\partial P}{\partial t} + \phi \Theta_p \frac{\partial h}{\partial t} \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\omega_{Lij} \left(\frac{\partial P}{\partial x_j} + \rho_L g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\omega_{Gij} \left(\frac{\partial P}{\partial x_j} + \rho_G g \frac{\partial x_3}{\partial x_j} \right) \right] - q = 0 \quad (4.44) \end{aligned}$$

ただし、

$$\beta = \frac{\partial \phi}{\partial P}$$

$$\Theta_h = \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial P} \right)_h$$

$$\Theta_p = \left(\frac{\partial \rho_m}{\partial h} \right)_p$$

$$\omega_{Lij} = \frac{k_{ij} k_{rL} \rho_L}{\mu_L}$$

$$\omega_{Gij} = \frac{k_{ij} k_{rG} \rho_G}{\mu_G}$$

エネルギー保存を表す式 (4.22) は、式 (4.16) ~ (4.18)、(4.20)、(4.21)、(4.26)、(4.27)、(4.30) ~ (4.36)、(4.43) より次のように書き改められる。

$$\left[\rho_r C_r \left\{ (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h - T \beta \right\} + h \left\{ \rho_m \beta + \phi \Theta_h \right\} \right] \frac{\partial P}{\partial t}$$

$$\begin{aligned}
& + [\rho_r C_r (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial h}\right) P + \phi (h \Theta_p + \rho_m)] \frac{\partial h}{\partial t} \\
& - \frac{\partial}{\partial x_k} (U(L) \omega_{Lkj} \left(\frac{\partial P}{\partial x_j} + \rho_L g \frac{\partial x_j}{\partial x_j}\right)) \\
& - \frac{\partial}{\partial x_k} (U(G) \omega_{Gkj} \left(\frac{\partial P}{\partial x_j} + \rho_G g \frac{\partial x_j}{\partial x_j}\right)) \\
& - \frac{\partial}{\partial x_k} (K_{mkj} \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right) h \frac{\partial P}{\partial x_j} + \left(\frac{\partial T}{\partial h}\right) p \frac{\partial h}{\partial x_j} \right\}) \\
& - q U = 0 \tag{4.45}
\end{aligned}$$

ただし、

$$q U = \rho \cdot r \tag{4.46}$$

上述の式(4.44)および式(4.45)が、多孔質貯留層における、地盤の熱的作用との連成過程を考慮した間隙流体の挙動をあらわす基礎方程式であり、間隙流体の圧力Pと比エンタルピーhを未知変数とする非線形な連立方程式である。この支配方程式は、有限要素法等により数値解析的に解くことができる。

4.2.2 フラクチャーモデルの熱水流挙動

人工貯留層の場合には、高温であってももともとは流体の経路がほとんどない岩盤(高温岩体)内に、人工的に設けたフラクチャー内に水を循環させることにより熱交換が行われることになる。したがって、このように、フラクチャーのみが経路となる流体の挙動を検討する場合に、前述の、領域全体に流体があるとする多孔質体としてのモデル化を適用することは適切ではない。

そこで、ここでは、このようなフラクチャーのみを熱水の経路とするフラクチャーモデルを設定し、ここでの水と岩盤の熱との連成挙動、すなわち、熱水流挙動の合理的な表示を考えることとする。

(1) 基本条件

高温岩体中のフラクチャーを熱水の経路とし、ここでの熱水挙動を解析する上で次のような仮定を設ける。

- 1) 水の経路は、フラクチャー内のみであることとし、高温岩体は不透水性であるとする。
- 2) 岩体では熱伝導のみが考慮される。
- 3) フラクチャー内で水と高温岩体とは瞬時に熱交換が行われ、つねに熱的

平衡状態にあるものとする。

- 4) フラクチャー内の水は二相状態（熱水または蒸気、あるいは両者の混合した状態）にある。そして、水の状態は、フラクチャー内の水圧 P および比エンタルピー h により決まる。

このような仮定に基づけば、フラクチャー内で流体に関する質量保存と熱的平衡を考え、岩体においては熱的平衡のみを考えればよいことになる。以下に、フラクチャー内の熱水の挙動、岩体の熱伝導挙動およびフラクチャーでの熱交換について記す。

a. フラクチャー内の流体の挙動

開口幅 b のフラクチャー（図-4.4）を想定し、ここでの流体の挙動の表示について検討する。

フラクチャー内では流体に関する質量保存とエネルギー保存（熱的平衡）を考える必要がある。

まず、フラクチャー内での質量保存則は次式のように表される。

$$\frac{\partial (b \cdot \rho_m)}{\partial t} + \frac{\partial (b \cdot \rho_m \cdot u_{mk})}{\partial \xi_k} - q_p = 0 \quad (4.47)$$

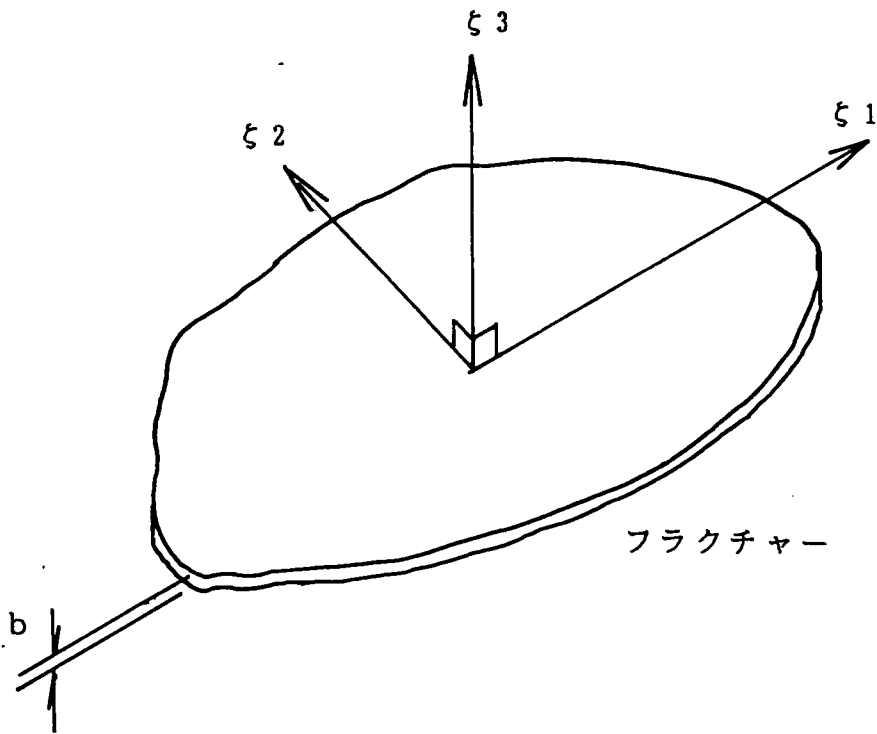


図-4.4 フラクチャーの局所座標系

ただし、

$$\rho_m u_{mi} = \rho_L u_{Li} + \rho_G u_{Gi}$$

ここで、 b ; フラクチャーの開口幅

u_{mk} ; フラクチャー内の流体の ζ_k 方向の平均流速

ζ_i ; フラクチャーに関する座標系 (図-4.4)

q_p ; 湧出項

それ以外は多孔質体におけるものと同じのものである。

一方、フラクチャー内でのエネルギー保存は、多孔質体の場合の式(4.22)にならない、次式のように表される。

$$q_{ru} - \frac{\partial}{\partial t} (b \cdot \rho_m \cdot h) - \frac{\partial}{\partial \zeta_k} (b \cdot \rho_m \cdot u_{mk} \cdot h) = 0 \quad (4.48)$$

ここで、 q_{ru} は湧出項。

なお、上式においてはフラクチャー内での流体の熱伝導成分は対流成分に比較して小さく無視できるものとしている。

流体の運動は、フラクチャーに沿ってのみ流れるものとし、Darcy則が適用できることを仮定すると、以下のように表される。

$$u_{Li} = - \frac{k_{nj} k_{nl}}{\mu_L} \left(\frac{\partial P_L}{\partial \zeta_j} + \rho_L g \frac{\partial x_s}{\partial \zeta_j} \right) \quad (4.49)$$

$$u_{Gi} = - \frac{k_{nj} k_{Gj}}{\mu_G} \left(\frac{\partial P_G}{\partial \zeta_j} + \rho_G g \frac{\partial x_s}{\partial \zeta_j} \right) \quad (4.50)$$

$$u_{L3} = 0 \quad (4.51)$$

$$u_{G3} = 0 \quad (4.52)$$

ただし、 k_{nj} ; フラクチャーでの物理的透過係数テンソル

ここで、 ζ_s は、フラクチャーに関する局所座標系のうち、フラクチャーに直交する方向を表している。

フラクチャー内の流体の運動が、平行板内の流れであるとすれば、フラクチャーの物理的透過係数 k_{nj} は次のように表される。

$$k_{r,ij} = \frac{b^2}{12} \delta_{ij} \quad (i, j = 1, 2)$$

ただし、 δ_{ij} ; クロネッカーのデルタ

フラクチャーの開口幅 b は熱の影響を受けず、フラクチャー壁面での有効垂直応力 σ_n' の関数であるものとする。ただし、通常は高温岩体では全応力 σ_n ($= \sigma_n' + P$) の変化がないものと考えられるので、フラクチャーの開口幅は流体圧 P の関数として表される。すなわち、

$$b = b(P) \quad (4.53)$$

b. 岩体の熱伝導挙動

岩体では流体が存在せず熱伝導のみを考えるので次式がなりたつ。

$$q_{r,i} = -K_{r,ij} \frac{\partial T_r}{\partial x_j} \quad (4.54)$$

ここに、

$q_{r,i}$; 岩体内の熱流束ベクトル

T_r ; 温度

$K_{r,ij}$; 岩体の熱伝導率テンソル

そして、岩体でのエネルギー保存は次式のように表される。

$$q_{r,u} - \frac{\partial q_{r,k}}{\partial x_k} - \frac{\partial (\rho_r h_r)}{\partial t} = 0 \quad (4.55)$$

ただし、

ρ_r ; 岩体の密度

h_r ; 岩体の比エンタルピー

$q_{r,u}$; 湧出項

岩体において、温度 T_r と比エンタルピー h_r とは次式のように表される。

$$h_r = C_r T_r \quad (4.56)$$

ここで、 C_r は岩体の比熱を表す。

c. フラクチャーでの熱交換

フラクチャー部では熱交換が瞬時に行われるものとするので、フラクチャー部において岩体の温度と流体の温度とが等しくなることが、フラクチャー部と岩体での挙動における拘束条件として挙げられる。

すなわち、

$$h_r = C_r T(P, h) \quad (4.57)$$

ただし、 $T(P, h)$ は流体の温度であり、流体圧および流体の比エンタルピーより定まる。

(2) フラクチャーモデルにおける支配方程式

流体の熱的特性は先の多孔質貯留層におけるものとして、以上より、フラクチャー内での流体挙動に関する支配方程式を得ることができる。

まず、多孔質貯留層における式(4.44)を導いた場合と同様の手順で、質量保存を表す式(4.47)から次式が導かれる。

$$\begin{aligned} & (\rho_m \chi + b \Theta_h) \frac{\partial P}{\partial t} + b \Theta_p \frac{\partial h}{\partial t} \\ & - \frac{\partial}{\partial \zeta_i} \left[b \omega_{n,ij} \left(\frac{\partial P}{\partial \zeta_j} + \rho_L g \frac{\partial x_s}{\partial \zeta_j} \right) \right] \\ & - \frac{\partial}{\partial \zeta_i} \left[b \omega_{r,ij} \left(\frac{\partial P}{\partial \zeta_j} + \rho_G g \frac{\partial x_s}{\partial \zeta_j} \right) \right] - q_p = 0 \end{aligned} \quad (4.58)$$

ただし、

$$\chi = \frac{\partial b}{\partial P}$$

$$\omega_{n,ij} = \frac{k_{nj} k_{rL} \rho_L}{\mu_L}$$

$$\omega_{r,ij} = \frac{k_{nj} k_{rG} \rho_G}{\mu_G}$$

エネルギー保存則を表す式(4.48)からは式(4.45)の誘導と同様の手順により次式が求められる。

$$\begin{aligned} & h \{ \rho_m \chi + b \Theta_h \} \frac{\partial P}{\partial t} + b (h \Theta_p + \rho_m) \frac{\partial h}{\partial t} \\ & - \frac{\partial}{\partial \zeta_k} \left(U(L) b \omega_{n,kj} \left(\frac{\partial P}{\partial \zeta_j} + \rho_L g \frac{\partial x_s}{\partial \zeta_j} \right) \right) \end{aligned}$$

$$-\frac{\partial}{\partial \zeta_k} (U(G) b \omega_{rGkj} \left(\frac{\partial P}{\partial \zeta_j} + \rho_a g \frac{\partial x_3}{\partial \zeta_j} \right)) - q_{rU} = 0 \quad (4.59)$$

岩体密度は熱の影響を受けないものとし、式(4.54)～(4.56)より岩体における熱挙動に関する支配方程式は次式のように得られる。

$$\rho_r \frac{\partial h_r}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{K_{rij}}{C_r} \frac{\partial h_r}{\partial x_j} \right) - q_{rU} = 0 \quad (4.60)$$

以上の式(4.58)、(4.59)および(4.60)が、フラクチャーモデルにおける熱的作用との連成過程を考慮した間隙流体(すなわちフラクチャー内の流体)の挙動をあらわす支配方程式であり、間隙流体の圧力Pと比エンタルピーhおよび岩体での比エンタルピー h_r が未知変数である。そして、式(4.57)が拘束条件として付加される。

4.3 有限要素法による解法

4.3.1 多孔質モデルの場合

前章において導いた支配方程式の解法について考える。

多孔質モデルにおける支配方程式は式(4.44)および(4.45)である。これらの支配方程式は、多孔質モデルの場合には流体の圧力Pおよび比エンタルピーhを未知変数とする非線形の連立偏微分方程式である。このような方程式の理論的な解法は極めて困難であると考えられるので、ここでは、有限要素法を適用することにより、数値的に解くことについて考える。

なお、間隙流体挙動の支配方程式の特徴として、式(4.45)で示されるように、未知変数のうち、hが $\partial P / \partial t$ あるいは $\partial h / \partial t$ (Pあるいはhの時間に関する微分)との積の形をとっている。ここでは、解法の単純化を図るため、 $\partial P / \partial t$ および $\partial h / \partial t$ にかかる比エンタルピーhを解法の過程においてはとりあえず係数と考え、逐次代入法による反復計算時に更新するという手順をとることとする。

まず、支配方程式における変数P、hを、有限要素において次式のような離散化を導入する。

$$P = N_k P^k \quad (4.61)$$

$$h = N_k h^k \quad (4.62)$$

ただし、

N_k ; 圧力、比エンタルピーに関する形状関数

P^k ; 第 k 節点の圧力

h^k ; 第 k 節点の比エンタルピー

式 (4.44), (4.45) に式 (4.61), (4.62) を代入し、これらを Galerkin 法を用いて離散化し、さらに Gauss の発散定理を適用することにより、以下の式が得られる。

$$\begin{aligned}
 & \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m (\rho_m \beta + \phi \Theta_h) N_n dV_e \frac{\partial P_n}{\partial t} \\
 & + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m \phi \Theta_v N_n dV_e \frac{\partial h_n}{\partial t} \\
 & + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} \omega_{Lij} \frac{\partial N_n}{\partial x_j} dV_e P^n + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} \omega_{Lis} dV_e \\
 & + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} \omega_{Gij} \frac{\partial N_n}{\partial x_j} dV_e P^n + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} \omega_{Gis} \rho_{G\alpha} dV_e \\
 & - \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e N_m \rho_m v_{mi} n_i d\Gamma_e \\
 & - \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m q dV_e = 0 \tag{4.63}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m \left[\rho_r C_r \left\{ (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) h - T \beta \right\} \right. \\
 & \quad \left. + h (\rho_m \beta + \phi \Theta_h) \right] N_n dV_e \frac{\partial P_n}{\partial t} \\
 & + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e N_m \left[\rho_r C_r (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right) P \right. \\
 & \quad \left. + \phi (h \Theta_v + \rho_m) \right] N_n dV_e \frac{\partial h_n}{\partial t} \\
 & + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} U(L) \omega_{Lij} \frac{\partial N_n}{\partial x_j} dV_e P^n
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_j} U(L) \omega_{Lij} \rho_{Lk} dV_e \\
& - \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e \cdot N_m \rho_L U(L) v_{Li} n_i d\Gamma_e \\
& + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} U(G) \omega_{Gij} \frac{\partial N^n}{\partial x_j} dV_e P^n \\
& + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} U(G) \omega_{Gij} \rho_{Gk} dV_e \\
& - \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \cdot N_m \rho_G U(G) v_{Gi} n_i d\Gamma_e \\
& + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{mij} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) h \frac{\partial N^n}{\partial x_j} dV_e \cdot P^n \\
& + \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{mij} \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right) p \frac{\partial N^n}{\partial x_j} dV_e \cdot h^n \\
& + \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} r_e \cdot N_m q_i n_i d\Gamma_e \\
& - \sum_{e=1}^N \int_{V_e} v_e \cdot N_m q_u dV_e = 0 \tag{4.64}
\end{aligned}$$

ただし、

- N ; 要素数
- V_e ; 第 e 要素の体積
- Γ_e ; 第 e 要素の表面積
- h ; 要素の平均比エンタルピー
- n_i ; 単位法線ベクトル

式 (4.63), (4.64) を整理して、以下のようにまとめる。

$$\begin{aligned}
K_{mm} P^n + C(P)_{mm} \frac{\partial P^n}{\partial t} + C(h)_{mm} \frac{\partial h^n}{\partial t} &= -B_m + R_m + Q_m \tag{4.65} \\
L_{mm} P^n + S_{mm} h^n + D(p)_{mm} \frac{\partial P^n}{\partial t} + D(h)_{mm} \frac{\partial h^n}{\partial t} &
\end{aligned}$$

$$= -E_m + G(L)_m + G(G)_m - H_m + Q_{Um} \quad (4.66)$$

ここで、

$$C(P)_m = \sum_{e=1}^N \int v_e N_m (\rho_m \beta + \phi \Theta h) N_n dV_e$$

$$C(h)_m = \sum_{e=1}^N \int v_e N_m \phi \Theta_p N_n dV_e$$

$$K_m = \sum_{e=1}^N \int v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} (\omega_{Lij} + \omega_{Gij}) \frac{\partial N_n}{\partial x_j} dV_e$$

$$B_m = \sum_{e=1}^N \int v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} g (\omega_{Lis} \rho_L + \omega_{Gis} \rho_G) dV_e$$

$$R_m = \sum_{e=1}^N \int r_e N_m \rho_m v_{mi} n_i d\Gamma_e$$

$$Q_m = \sum_{e=1}^N \int v_e N_m q dV_e$$

$$D(p)_m = \sum_{e=1}^N \int v_e N_m [\rho_r C_r \{ (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) h - T \beta \} \\ + h \{ \rho_m \beta + \phi \Theta h \}] N_n dV_e$$

$$D(h)_m = \sum_{e=1}^N \int v_e N_m [\rho_r C_r (1 - \phi) \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right) P \\ + \phi (h \Theta_p + \rho_m)] N_n dV_e$$

$$L_m = \sum_{e=1}^N \int v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} (U(L) \omega_{Lij} + U(G) \omega_{Gij}) \\ + K_{mij} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right) h \frac{\partial N_n}{\partial x_j} dV_e$$

$$E_m = \sum_{e=1}^N \int v_e \frac{\partial N_m}{\partial x_i} (U(L) \omega_{Lis} \rho_L + U(G) \omega_{Gis} \rho_G) g dV_e$$

$$G(L)_m = \sum_{e=1}^N \int r_e N_m \rho_L U(L) v_{Li} n_i d\Gamma_e$$

$$G(G)_m = \sum_{e=1}^N \int_{r_e} N_m \rho_c U(G) v_{ci} n_i d \Gamma_e$$

$$S_m = \sum_{e=1}^N \int_{v_e} \frac{\partial N_m}{\partial x_i} K_{mj} \left(\frac{\partial T}{\partial h} \right)_p \frac{\partial N_n}{\partial x_j} d V_e$$

$$H_m = \sum_{e=1}^N \int_{r_e} N_m q_i n_i d \Gamma_e$$

$$Q_{Um} = \sum_{e=1}^N \int_{v_e} N_m q_u d V_e$$

ここで、さらに式(4.65)、(4.66)の右辺をそれぞれ

$$F_{sm} = -B_m + R_m + Q_m$$

$$F_{Um} = -E_m + G(L)_m + G(G)_m - H_m + Q_{Um}$$

とまとめ、また、係数あるいは変数の時間方向には次のような近似を行う。

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\Psi_{i+\Delta t} - \Psi_i}{\Delta t}$$

$$\Psi = (1 - \theta) \Psi_i + \theta \Psi_{i+\Delta t}$$

ただし、 Ψ は係数マトリックスもしくは変数に相当するものであり、 θ は $0 \leq \theta \leq 1$ の定数である。

このようにして、先の式(4.65)、(4.66)を整理し、マトリックス表示すると次式のようなになる。

$$\begin{aligned} & \left[\begin{array}{cc} \Delta t \theta [K] + [C(P)] & [C(h)] \\ \Delta t \theta [L] + [D(P)] & \Delta t \theta [S] + [D(h)] \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \{P\}_{t+\Delta t} \\ \{h\}_{t+\Delta t} \end{array} \right\} \\ & = \left\{ \begin{array}{l} ([C(P)] - \Delta t (1 - \theta) [K]) \{P\}_t + [C(h)] \{h\}_t \\ ([D(P)] - \Delta t (1 - \theta) [L]) \{P\}_t + ([D(P)] - \Delta t (1 - \theta) [S]) \{P\}_t \\ + \Delta t (1 - \theta) \{F_s\}_t + \Delta t \theta \{F_s\}_{t+\Delta t} \\ + \Delta t (1 - \theta) \{F_u\}_t + \Delta t \theta \{F_u\}_{t+\Delta t} \end{array} \right\} \quad (4.67) \end{aligned}$$

以上が、有限要素の節点における圧力 P^a 、比エンタルピー h^a を未知数とする連立方程式であり、与えられる初期条件および境界条件に対して、逐次代入法による反復計算によって、非定常解を得ることができる。

なお、境界条件としては、式 (4. 67) よりわかるように、流体の運動に関するものと熱に関するものとをそれぞれ考える必要がある。

流体の運動に関し、自然境界条件としては、

$$v = \rho_m v_{m_i} n_i$$

また、固定境界条件としては、

$$P = \bar{P}$$

一方、熱に関する自然境界条件は、

$$\eta_L = \rho_L U(L) v_{L_i} n_i$$

$$\eta_G = \rho_G U(G) v_{G_i} n_i$$

$$\lambda = q_i n_i$$

また、熱に関する固定境界条件は、

$$h = \bar{h}$$

となる (以上の境界条件の表示で $\bar{\quad}$ は境界での既知の値であることを示している)。

なお、熱に関する境界条件は、固定境界条件 (すなわち、比エンタルピーもしくは温度の指定) で与えられるか、あるいは自然境界条件の場合には断熱境界として与えられる場合を考えておけば工学上十分であると思われ、 $\eta_L = 0$ 、 $\eta_G = 0$ とできる。

4. 3. 2 フラクチャーモデルの場合

フラクチャーモデルにおける支配方程式は式 (4. 57) ~ (4. 60) である。これらの支配方程式は、フラクチャーモデルの場合にはフラクチャーにおける流体の圧力 P と比エンタルピー h および岩体の比エンタルピー h_r を未知変数とする非線形の連立偏微分方程式である。

フラクチャーモデルにおける支配方程式の解法にあたって、多孔質モデルの場合と同様に、有限要素法の適用による数値解法を得ることができる。

ただし、フラクチャーモデルの場合は、有限要素法における離散化に際して、フラクチャー部と岩体部で異なる形状関数を用いることになる。すなわち、

$$\begin{aligned} P &= N_{rk} P^k \\ h &= N_{rk} h^k \\ h_r &= N_{rk} h_r^k \end{aligned}$$

ここで、 N_{rk} ；フラクチャー部での圧力、比エンタルピーに関する形状関数
 N_{rk} ；岩体部での比エンタルピーに関する形状関数
 P^k ；フラクチャー部での第 k 節点の圧力
 h^k ；フラクチャー部での第 k 節点の比エンタルピー
 h_r^k ；岩体部での第 k 節点の比エンタルピー

このような有限要素による近似を行い、多孔質モデルの場合と同様の手順により、式 (4. 58) ~ (4. 60) を有限要素法により離散化したものが以下のように得られる。

$$K_{fmm} P^n + C_f(P)_{mm} \frac{\partial P^n}{\partial t} + C_f(h)_{mm} \frac{\partial h^n}{\partial t} = -B_{f_m} + R_{f_m} + Q_{f_m} \quad (4. 68)$$

$$\begin{aligned} L_{fmm} P^n + D_f(p)_{mm} \frac{\partial P^n}{\partial t} + D_f(h)_{mm} \frac{\partial h^n}{\partial t} \\ = -E_{f_m} + G_f(L)_m + G_f(G)_m + Q_{fUm} \end{aligned} \quad (4. 69)$$

$$S_{fmm} h^n + D_f(h)_{mm} \frac{\partial h^n}{\partial t} = -H_{f_m} + Q_{fUm} \quad (4. 70)$$

ここで、

$$C_f(P)_{mm} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{fe}} N_{f_m} (\rho_m \chi + b \Theta h) N_{f_n} dV_{fe}$$

$$C_f(h)_{mm} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{fe}} N_{f_m} b \Theta p N_{f_n} dV_{fe}$$

$$K_{fmm} \doteq \sum_{e=1}^N \int_{V_{fe}} \frac{\partial N_{f_m}}{\partial \zeta_i} b (\omega_{n,ij} + \omega_{rn,ij}) \frac{\partial N_{f_n}}{\partial \zeta_j} dV_{fe}$$

$$B_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} \frac{\partial N_{r,m}}{\partial \zeta_i} b (\omega_{Lis} \rho_L + \omega_{Gis} \rho_G) g d V_{r,e}$$

$$R_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_{r,e}} N_{r,m} b \rho_m u_m n_i d \Gamma_{r,e}$$

$$Q_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} q_p d V_{r,e}$$

$$D_r(p)_{mn} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} h (\rho_m \chi + b \Theta_h) N_{r,n} d V_{r,e}$$

$$D_r(h)_{mn} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} b (h \Theta_p + \rho_m) N_{r,n} d V_{r,e}$$

$$L_{r,mn} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} \frac{\partial N_{r,m}}{\partial \zeta_i} b (U(L) \omega_{Lij} + U(G) \omega_{Gij}) \frac{\partial N_{r,n}}{\partial \zeta_j} d V_{r,e}$$

$$E_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} \frac{\partial N_{r,m}}{\partial \zeta_i} b (U(L) \omega_{Lis} \rho_L + U(G) \omega_{Gis} \rho_G) g d V_{r,e}$$

$$G_r(L)_m = \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_{r,e}} N_{r,m} \rho_L U(L) u_{Li} n_i d \Gamma_{r,e}$$

$$G_r(G)_m = \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_{r,e}} N_{r,m} \rho_G U(G) u_{Gi} n_i d \Gamma_{r,e}$$

$$Q_{r,um} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} q_{fu} d V_{r,e}$$

$$D_r(h)_{mn} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} \rho_r N_{r,n} d V_{r,e}$$

$$S_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} \frac{\partial N_{r,m}}{\partial x_i} \frac{K_{ij}}{C_r} \frac{\partial N_{r,n}}{\partial x_j} d V_{r,e}$$

$$H_{r,m} = \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_{r,e}} N_{r,m} q_n n_i d \Gamma_{r,e}$$

$$Q_{r,um} \doteq \sum_{e=1}^N \int_{V_{r,e}} N_{r,m} q_{ru} d V_{r,e}$$

時間に関しても多孔質モデルの場合と同様の近似を行うことにより、フラクチャー部の有限要素の節点における圧力 P_n および比エンタルピー h_n 、岩体部の有限要素の節点における比エンタルピー h_{rn} を未知数とする連立方程式が得られ、反復計算により、非定常解を得ることができる。

なお、境界条件としては、フラクチャー部の流体の運動に関し、自然境界条件が、

$$v_f = \overline{\rho_m u_m n_i}$$

としてあたえられ、また、固定境界条件としては、

$$P = \overline{P}$$

があたえられる。

フラクチャー部の熱に関する境界条件としては、自然境界条件として、

$$\eta_L = \overline{\rho_L U(L) v_{Li} n_i}$$

$$\eta_G = \overline{\rho_G U(G) v_{Gi} n_i}$$

を与え、固定境界条件として、

$$h = \overline{h}$$

を与えることとなる。

岩体部に関しては、熱に関する自然境界条件および固定境界条件が、それぞれ、以下のように設定される。

$$\lambda_r = \overline{q_{ri} n_i}$$

$$h_r = \overline{h_r}$$

なお、以上の境界条件の表示で $(\overline{\quad})$ は境界での既知の値であることを示している。

4. 4 地熱貯留層評価への適用

4. 4. 1 多孔質モデルによる相変化の影響の検討

上記の多孔質モデルにおける熱水流挙動に関する支配方程式に Galerkin 法を適用した有限要素法による解法の妥当性を、基本的な部分（一次元での圧力伝播あるいは定常流れ場での熱移動）で確認したのち、生産量の違いが貯留層の挙動に及ぼす影響をケーススタディにより検討することとした。

解析の対象は、図-4.5に有限要素分割を示すような、平面二次元的な貯留層を想定し、これに対して二相状態を考慮した熱水流挙動解析を行うこととした。

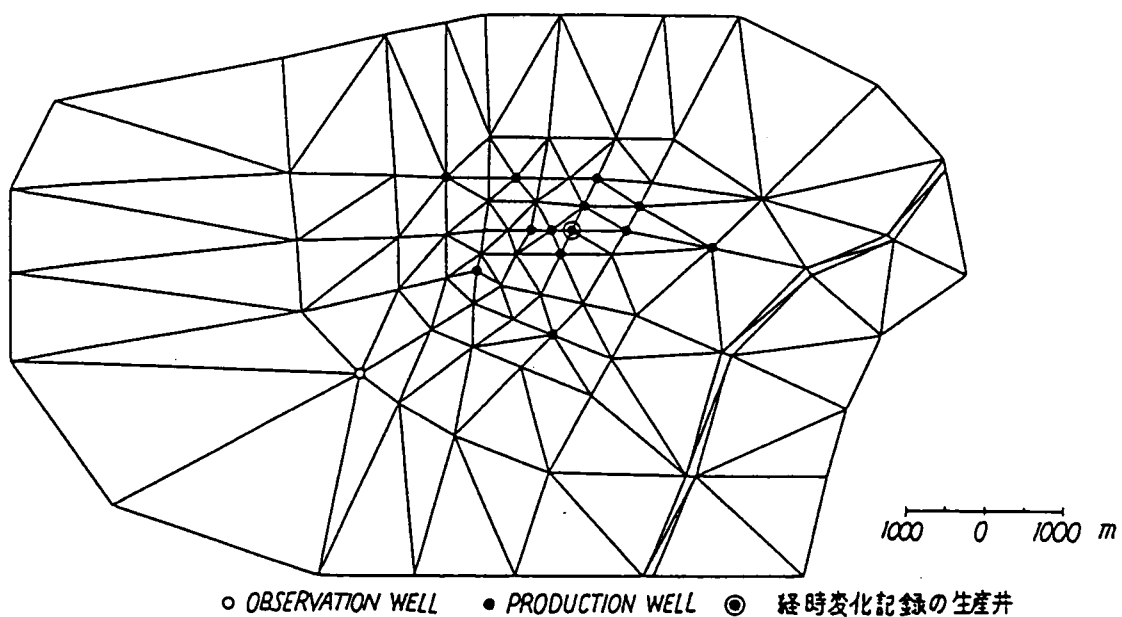


図 - 4 . 5 二次元解析モデル (有限要素分割図)

表 - 4 . 1 入力物性値

絶対透水性係数	$k_{xx}=k_{yy}$ (m ²)	1.0×10^{-13}
"	k_{xy} (m ²)	0.0
初期間隙率	ϕ_0	0.20
岩石密度	ρ_r (kg/m ³)	2750.0
岩石比熱	C_r (kcal/kg·°C)	0.22
岩石圧縮率	β_r (m ³ /N)	2.90×10^{-10}
気相残留飽和度	S_{Gr}	0.95
液相残留飽和度	S_{Lr}	0.05
液相熱伝導率	K_L (kcal/m·s·°C)	1.553×10^{-4}
固相熱伝導率	K_r (kcal/m·s·°C)	5.200×10^{-4}
混合熱伝導率	K_m (kcal/m·s·°C)	3.538×10^{-4}

入力物性値としては表-4. 1に示したものを想定した。なお、相対透過特性に関してはC o r e y⁵⁾が示した、以下のような液相飽和度の関数となる相対透過係数比を想定し、ヒステリシスは考慮しないこととした。

$$k_{rL} = \frac{(S_L - S_{Lr})^4}{(1 - S_{Lr})^4}$$

$$k_{rG} = \left[1 - \frac{(S_L - S_{Lr})}{(S_{Gr} - S_{Lr})} \right]^2 \left[1 - \frac{(S_L - S_{Lr})^2}{(S_{Gr} - S_{Lr})^2} \right]$$

ただし、 $S_{Gr}(S_{Lr})$: 気(液)相の残留飽和度

境界条件としては、モデルの周囲で断熱、不透水とし、13ヶ所の生産井より、所定の生産量Qを湧出として与えることとした。なお、今回の解析では生産井1本当りの生産量Qを $Q = 0.20 \text{ kg/m s}$, 0.25 kg/m s , 0.30 kg/m s と変化させてケーススタディを行うこととした。

初期条件としては、全領域で圧力P。が $P_0 = 4.903 \times 10^3 \text{ kN/m}^2$ 、比エンタルピーが $h_0 = 2.503 \times 10^2 \text{ kcal/kg}$ を設定した。なお、この初期条件を温度に換算すると 250°C になる。

解析結果として得られたもののうち、図-4. 6、図-4. 7は、図-4. 5中に示した代表的な生産井および観測点における圧力および温度の経時変化を各々に示したものであり、図-4. 8は同じ生産井における飽和度の変化を示したものである。図-4. 9および図-4. 10は10年後の貯留層内の圧力分布及び温度分布をそれぞれ表す。

また、さらに図-4. 11, 図-4. 12は8年後及び10年後に貯留層内で生じた二相領域の範囲を示すものである。

図-4. 6および図-4. 7でわかるように、熱水の生産により、時間の経過にともなつて圧力および温度が低下していく。特に、圧力の低下は温度の低下に比べて顕著となる。また、これらの図からわかるように、生産量を増大させてゆくと、これに対応して温度および圧力の低下が早まり、とくに今回の例では一本当りの生産量は $Q = 0.30 \text{ kg/m} \cdot \text{s}$ とすると、圧力、温度とも経過時間が7年をすぎたあたりで急激に低下することが認められる。

このような圧力および温度の急変は、貯留層内で不飽和領域(二相領域)の拡大とも対応していることが、図-4. 8あるいは、図-4. 11, 図-4. 12よりわかる。図-4. 8によると生産量が $Q = 0.20 \text{ kg/m s}$ の場合には10年経過後も液相の飽和度が100%であるが、 $Q = 0.25 \text{ kg/m s}$ の場合で7年すぎから、 $Q = 0.30 \text{ kg/m s}$ は5年頃から二相化が始まっている。と

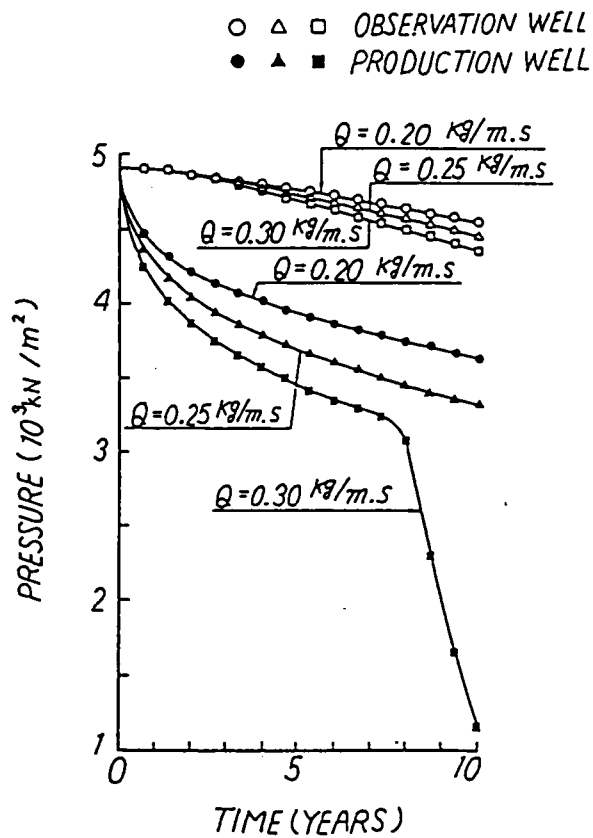


図 - 4 . 6 圧力の経時変化

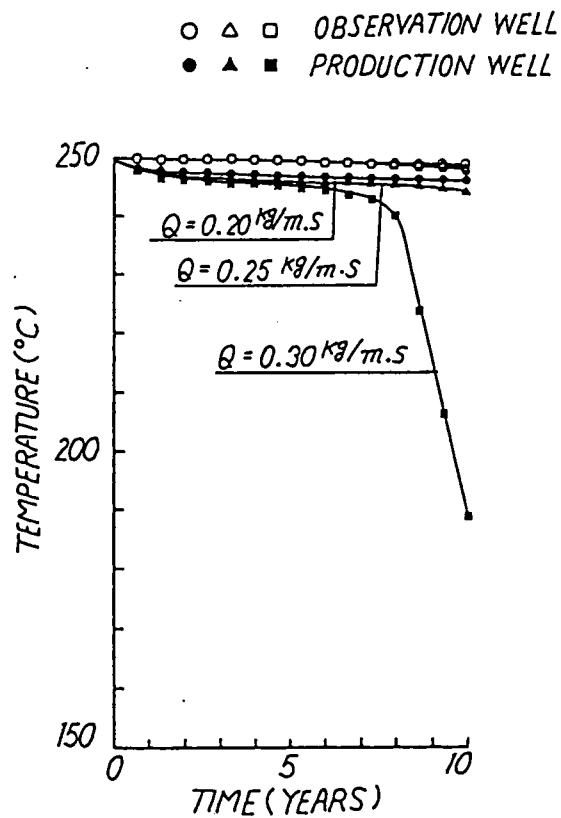


図 - 4 . 7 温度の経時変化

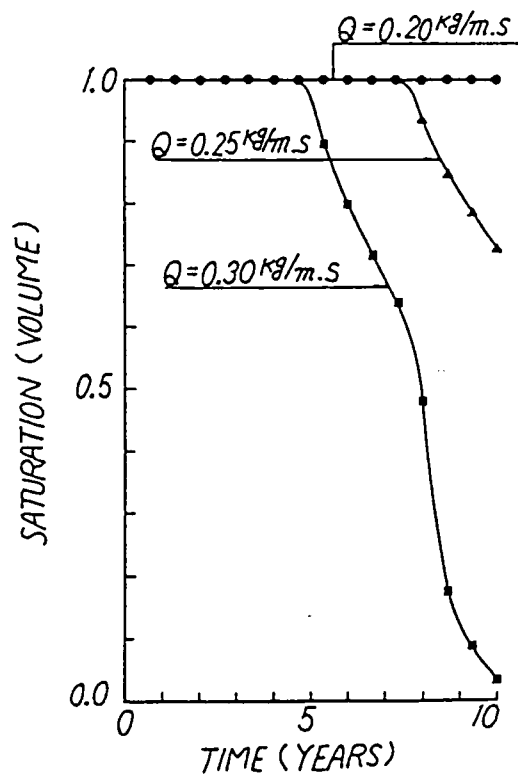


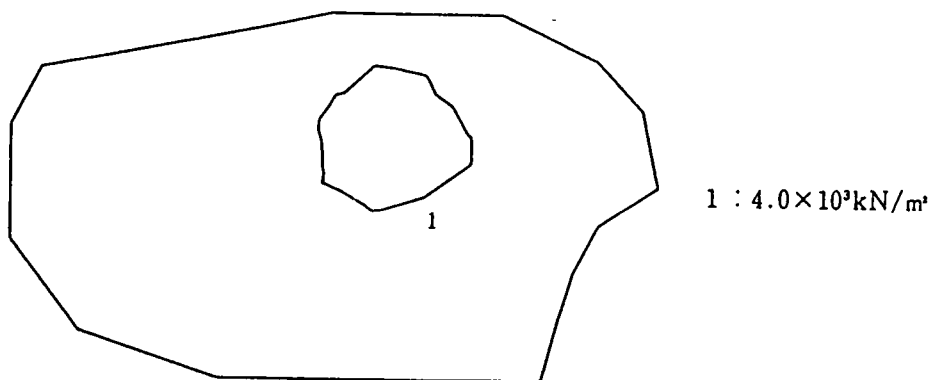
図-4.8 飽和度の経時変化

に $Q = 0.30 \text{ kg/m.s}$ の場合には7年から8年の間で飽和度が50%をきっている。さらに、二相領域は、 $Q = 0.20 \text{ kg/m.s}$ の場合には貯留層内に生じないが、生産量が $Q = 0.25 \text{ kg/m.s}$ 、 $Q = 0.30 \text{ kg/m.s}$ と増えるにしたがい、その広がりが大きくなっていることが、図-4.11、図-4.12よりわかる。これらから判断すると、この生産量 $Q = 0.30 \text{ kg/m.s}$ は過剰であったものといえよう。

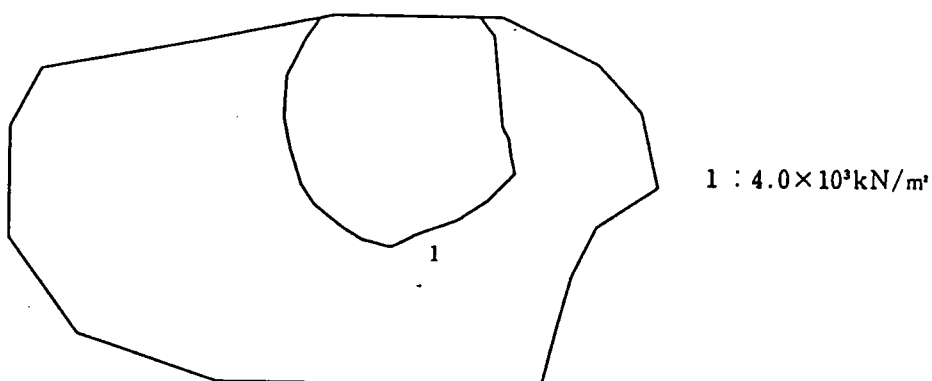
図-4.13は一本当りの生産量が $Q = 0.30 \text{ kg/m.s}$ である場合について、流体の比熱を $C_L = 1.0 \text{ kcal/kg} \cdot \text{C}$ として熱水単相流解析を行った結果と二相流解析の結果を比較して示したものである。これらの比較によっても貯留層内における二相流の出現が生産井における圧力及び温度の急激な低下につながるものであることがわかる。また、このことは貯留層内の流れや状態の解析、あるいは適正な生産規模の検討といった貯留層評価において、二相流状態を考慮しないと、貯留層の過大評価となることもあるので注意を要することを示唆するものである。

4.4.2 人工貯留層評価

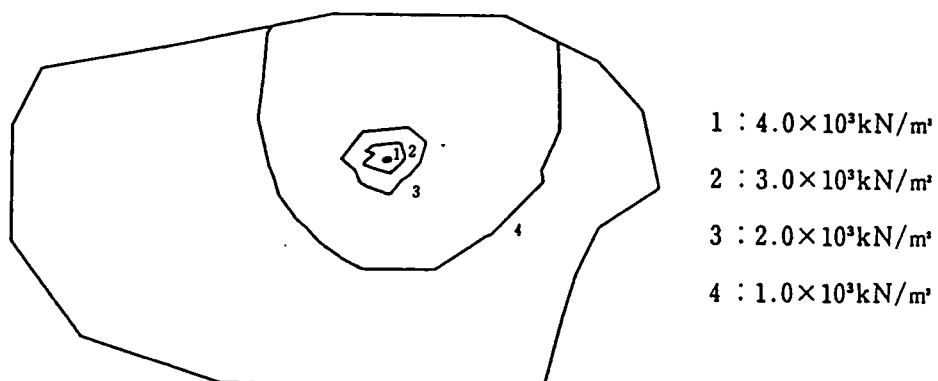
フラクチャーモデルによる熱水流挙動の有限要素解析手法の有効性を示すために、高温岩体に人工貯留層が形成された場合の、ここからの熱抽出のケーススタディに、本手法を適用した結果を以下に示すこととする。



(a) $Q=0.20 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

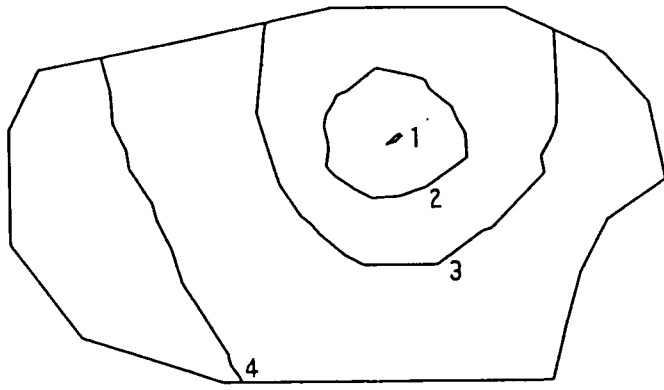


(b) $Q=0.25 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$



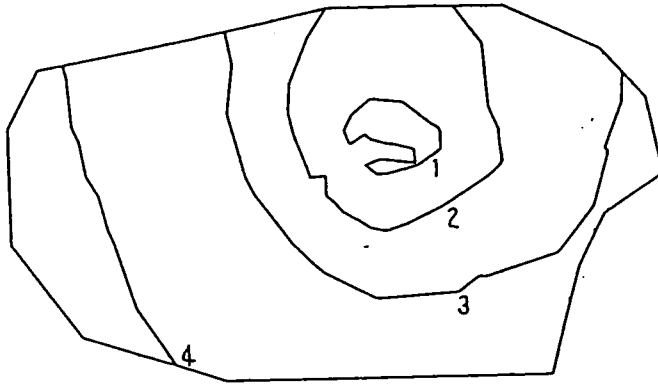
(c) $Q=0.30 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

図 - 4 . 9 10年後の圧力分布



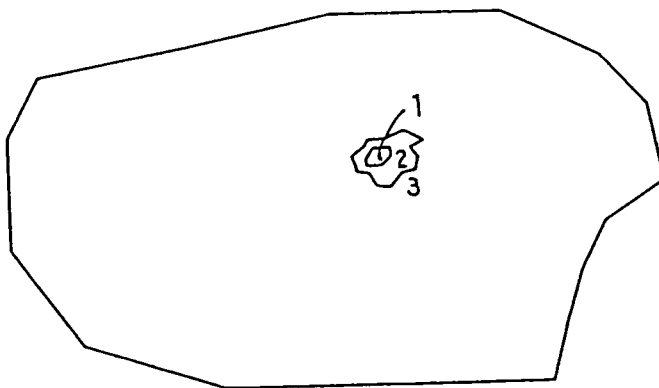
- 1 : 246°C
- 2 : 247°C
- 3 : 248°C
- 4 : 249°C

(a) $Q=0.20 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$



- 1 : 246°C
- 2 : 247°C
- 3 : 248°C
- 4 : 249°C

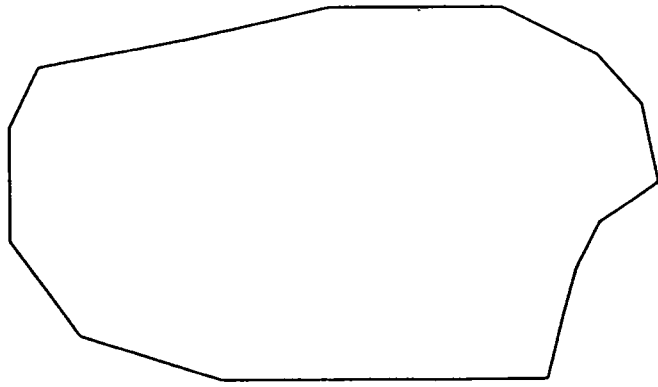
(b) $Q=0.25 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$



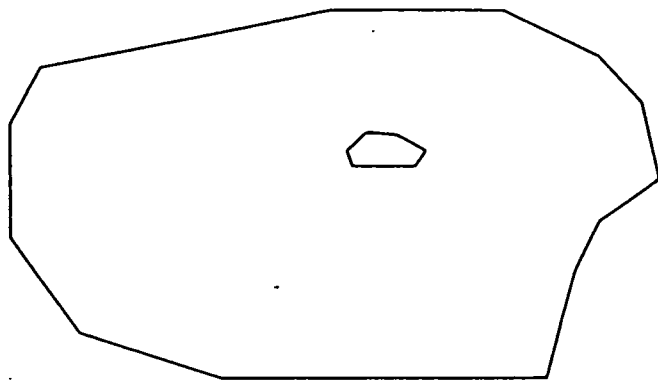
- 1 : 235°C
- 2 : 240°C
- 3 : 245°C

(c) $Q=0.30 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

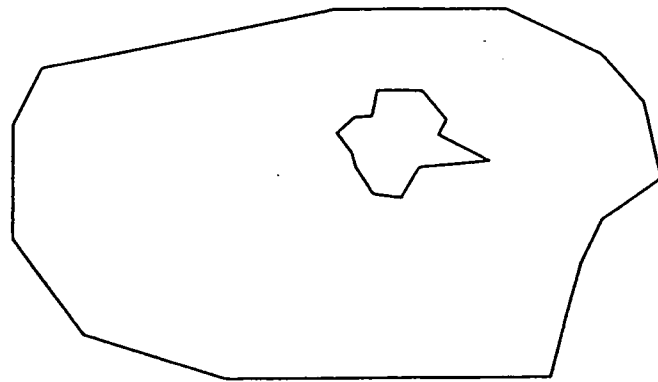
図 - 4 . 1 0 1 0 年後の温度分布



(a) $Q=0.20 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

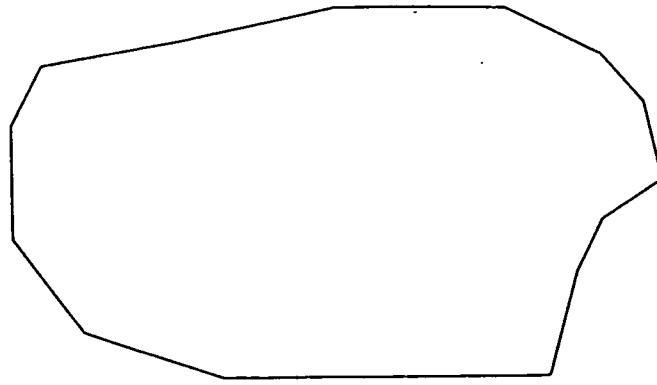


(b) $Q=0.25 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

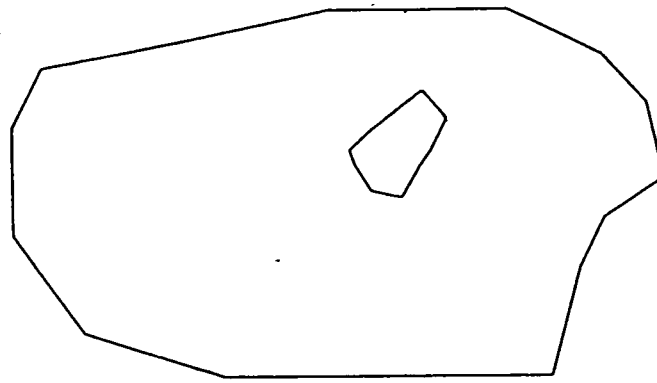


(c) $Q=0.30 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

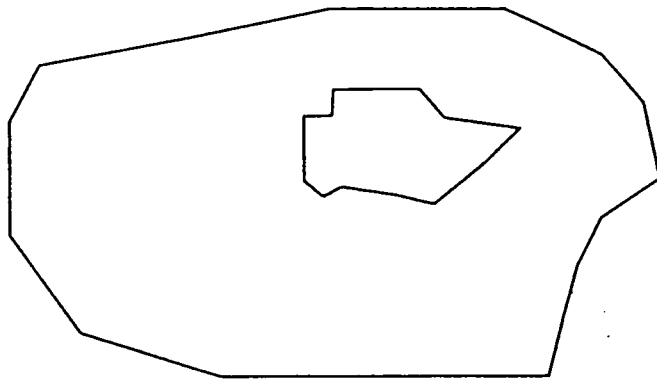
図 - 4 . 1 1 8 年後の二相領域



(a) $Q=0.20 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$



(b) $Q=0.25 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$



(c) $Q=0.30 \text{ kg/m}\cdot\text{s}$

図 - 4 . 1 2 1 0 年後の二相領域

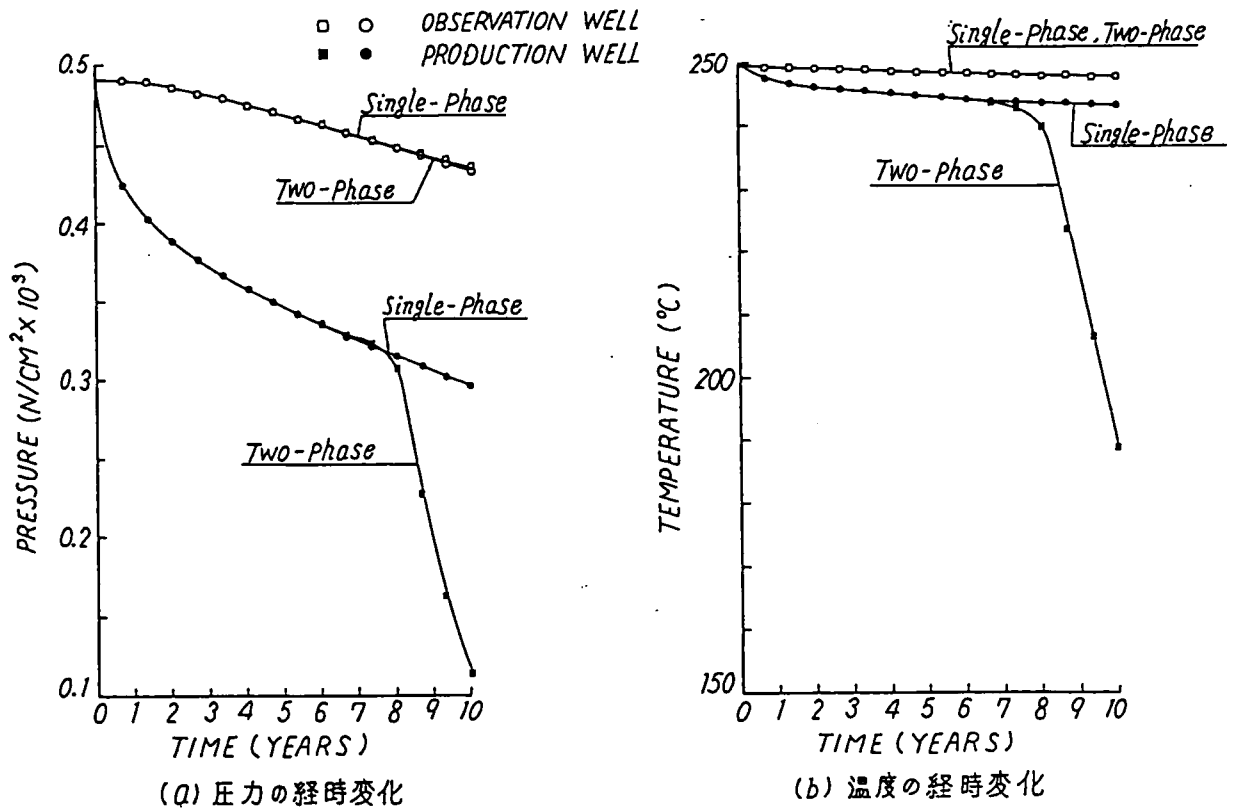


図-4. 13 単相流解析と二相流解析の比較

解析モデルとしては、図-4. 14のように配置される坑井と水平方向のクラック（フラクチャー）で構成される人工貯留層⁶⁾を対象として、図-4. 15のように取り出したものを考えることにする。本来、このような人工貯留層のように、岩盤内に形成された有限の広がりを持つフラクチャーと注入あるいは生産点とを対象とする場合には、岩体およびフラクチャーの分布を三次元的に扱うことが望ましいが、三次元解析の複雑もあり、ここでは、初歩的な近似という観点より、二次元解析を行うこととした。

有限要素メッシュに分割すると図-4. 16のようになり、ここでは、下端に水の経路であるフラクチャーを設定することとした。そして、フラクチャーの左端より注入し、右端より生産することとした。

解析条件のうち、高温岩体の物性値として密度を $\rho_r = 2.5 \text{ t/m}^3$ 、比熱を $C_r = 0.2 \text{ kcal/kg} \cdot \text{C}$ 、熱伝導率を $K_r = 2.5 \text{ kcal/m} \cdot \text{h} \cdot \text{C}$ とした。水の物性値は純水に関するものを採用した。相対透過特性に関しては4. 4. 1と同様に Corey⁶⁾ の飽和度・相対透過係数比を想定した。初期条件として、岩体の初期温度を 300 C とした。また、境界条件として、周囲を断熱境界であるとした。そして、この岩体に幅が $b = 1.0 \text{ mm}$ のフラクチャーを設けることとした。

ここでのケーススタディとして、フラクチャーに圧力が $1.96 \times 10^4 \text{ kN/m}^2$

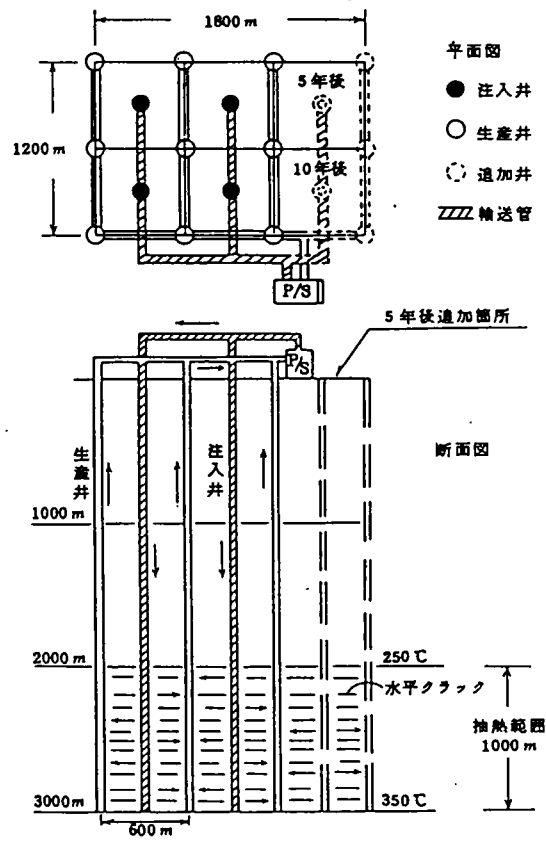


図 - 4 . 1 4 坑井配置の概念⁶⁾

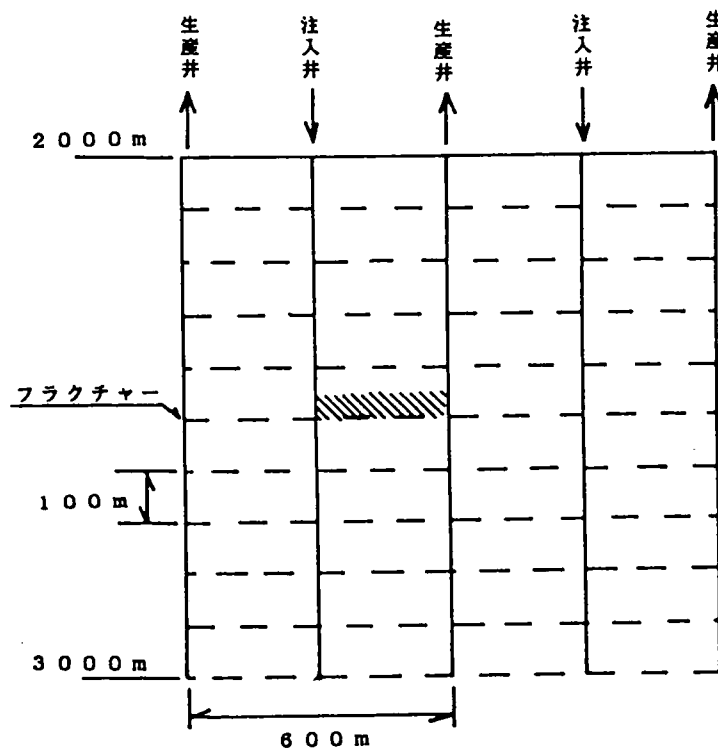


図 - 4 . 1 5 モデルの簡略化 (斜線部分を解析対象領域とする)

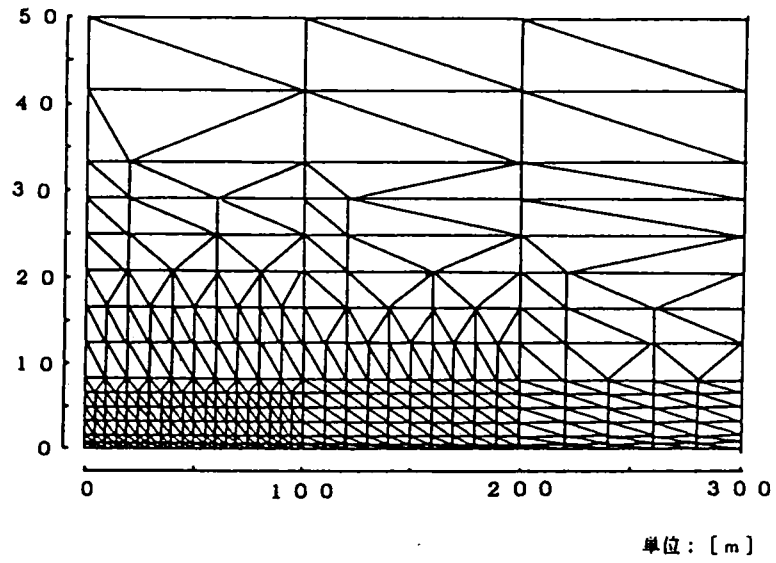


図 - 4 . 1 6 有限要素分割図

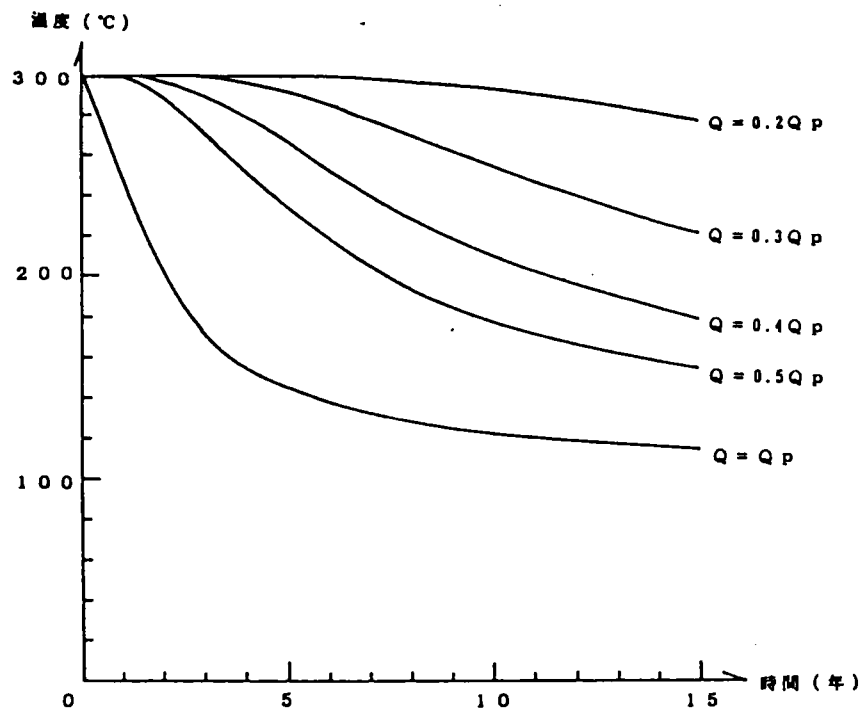
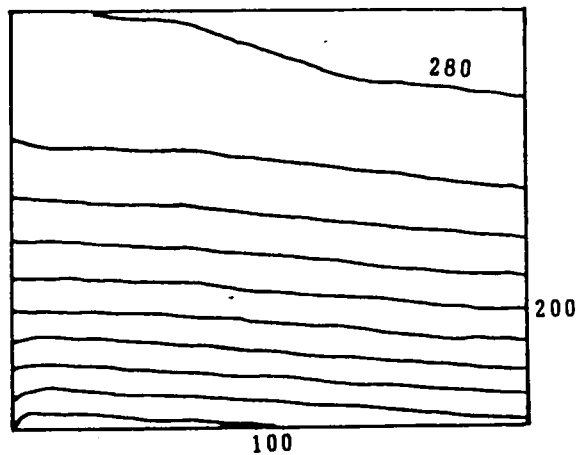


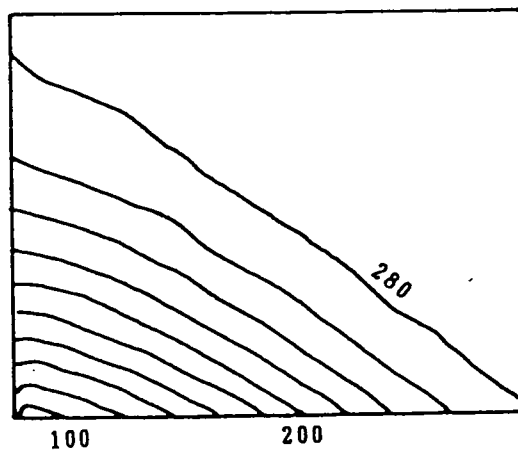
図 - 4 . 1 7 生産井の温度の経時変化

(200 kg f/cm^2)、また、温度が 84°C の水を注入した場合の高温岩体の挙動ならびに生産井の温度の経時変化を、生産量 Q をパラメータとして変化させて検討してみた。

解析結果として、生産量を Q_p ($=1.16 \times 10^{-2} \text{ kg/m} \cdot \text{s} \cdot \text{e} \cdot \text{c}$)、 $0.5 Q_p$ 、 $0.4 Q_p$ 、 $0.3 Q_p$ 、 $0.2 Q_p$ とした場合の生産井の温度の経時変化の違いを図-4.17に示した。また、15年経過時の岩体内の温度分布を図-4.18に示した。これらの結果から、高温岩体からの抽熱により、時間の経過にともなって岩体の冷えてゆく様子が生産量によって異なることがわかるが、これより、所定の高温岩体に対する適正な利用規模を推定する上で、本シミュレーション手法が有用であることが示唆された。



(生産量が大き: $Q=Q_p$)



(生産量が小: $Q=0.2Q_p$)

図-4.18 15年経過時の岩体内の温度分布

4. 5 結論

本章においては、地盤中の間隙水挙動に影響を及ぼす要因の一つである、熱的作用を対象として、これらの連成挙動、すなわち熱水流挙動の表現と解法について、とくに地熱貯留層評価を考慮して論じた。すなわち、地熱貯留層を形成する間隙のあり方に着目し、自然貯留層の場合と人工貯留層の場合とを分けて、適正な貯留層評価を行う上での熱水流挙動の支配方程式を表し、適用性を検討した。本章の結論を要約して示すと以下のようである。

(1) 自然貯留層評価を対象とする場合、自然貯留層を温度あるいは圧力により相変化を生じる間隙水と多孔質体との混合体ととらえ、貯留層のエネルギー保存則および間隙水の質量保存則より、多孔質モデルによる地熱貯留層内における間隙水挙動の支配方程式を表した。

(2) 高温岩体中に人工的に破砕面（フラクチャー）を設けて形成する、いわゆる人工貯留層の評価を合理的に行うために、フラクチャーのみを熱水の経路とし、岩体は熱伝導のみを考えるフラクチャーモデルを設定し、ここでの水と岩盤の熱との連成挙動の基本式を示した。すなわち、フラクチャー内で流体に関する質量保存とエネルギー保存を考え、岩体においてはエネルギー保存のみを考慮して熱水流挙動の支配方程式を誘導した。

(3) 多孔質モデルによる熱水流挙動に関する支配方程式の有限要素法による解法を、生産量の違いが貯留層の挙動に及ぼす影響を検討するためのケーススタディに適用した結果、適正生産量を超過すると生産熱水の圧力および温度の低下をきたし、とくに相変化が起こって、貯留層内に不飽和領域が現れると急激な低下となることが示された。このような傾向は相変化がないとする单相流解析では表し得ず、貯留層の過大評価となることを警告するものである。

(4) フラクチャーモデルの熱水流挙動解析を実規模と想定される高温岩体における人工貯留層の熱抽出のケーススタディに適用し、所定の高温岩体に対する適正な利用規模を推定する上で、本手法が有用であることを示した。

(5) 以上の事項は、地熱貯留層内における熱水流挙動を間隙水挙動と地盤（岩盤）の熱的作用との連成過程としてとらえ、表現することにより適正な貯留層評価が可能となることを示し、連成挙動解析の重要性を示唆するものである。

参考文献

- 1) 北野晃一、他：高温岩体発電の技術開発――貯留層規模の評価技術と抽熱技術――，電力中央研究所報告，総合報告：U11,1989.
- 2) Green,A.E. and P.M. Naghdi: A theory of mixtures, Arch. Rational Mech.Anal., Vol.24, pp.243-263, 1966.
- 3) Green,A.E. and P.M. Naghdi: A note on mixtures, Int. J. Engng Sci., Vol.6, pp.631-

635, 1968.

- 4) Faust, C.R. and J.W. Mercer: Geothermal reservoir simulation 1. Mathematical model for liquid- and vapor- dominated hydrothermal systems, Water Resour. Res., Vol. 15, No.1, pp.23-30, 1979.
- 5) Corey, A.T.: Mechanics of Heterogeneous Fluids in Porous Media, Water Resour. Pub., Fort Collins, Colorado, 1972.
- 6) 高温岩体発電コスト試算研究会：高温岩体発電の経済性について，電力中央研究所報告，委員会報告：385001，1986.

第5章 結 論

本研究は、地盤工学上重要な課題の一つである、地盤中の間隙水挙動の定量的評価技術の確立を目的として、間隙水挙動と他の因子との連成過程に着目してその解法を示し、また、具体的な地盤工学の問題への適用性を論じたものである。ここでは結論として各章の内容および成果を要約して以下に述べることにする。

第1章は本研究の序論をあらわすものであり、間隙水挙動にかかわる連成過程の意味あるいは連成過程を考慮することの必要性を述べたものである。そして、考慮すべき具体的な因子として、ここでは地盤の変形、水以外の流体挙動、および地盤の熱的作用が主要なものであることを示し、これらに関する主たる研究の推移を概観し、あわせて本研究の意義を説明した。

第2章においては、地盤中の間隙水挙動にかかわる連成過程の因子として、地盤の変形を対象として論じた。

まず、間隙水挙動と地盤の変形との連成作用の基本となる有効応力の概念と意義について、地盤を多孔質体と見なして考察を加え、有効応力を「外応力のうち、変形に寄与する応力成分」と定義することにより、不飽和土を含めた地盤の有効応力式を表した。すなわち、封入不飽和状態であれば、不飽和土の有効応力は飽和土のそれと同様に表され、一様不飽和状態であれば、全外力が有効応力であることを示した。

つぎに、これにもとづき、不飽和領域にも拡張して適用できる連成過程の支配方程式を求めた。そして、間隙水の全水頭および地盤の変位を未知数とするこの方程式の有限要素法による解法を示した。また、この数値解析法を、実際のロックフィルダムの盛立てから湛水過程までの一連の挙動解析に適用し、この結果、これまでの浸透流解析では不可能であった、フィルダムコアゾーン内において発生あるいは消散といった一連の間隙水圧挙動が、今回の数値解析より表現されることを明らかにした。

以上により、一般的に、地盤中の間隙水挙動と、地盤の変形との相互作用を解析し定量的に検討する上で、直接両者の連成過程を表現し、本質的な扱いをすることの必要性が明らかにされ、今回表した手法がこれに対して有効であることが示されたものと考えられる。

第3章においては、地盤中の間隙水挙動にかかわる連成過程の因子のうち、他の流体挙動、とくに気体挙動を代表的に対象として、これとの相互作用について論じた。

まず、間隙水と間隙気体挙動との連成過程、いわゆる気液二相流挙動の支配

方程式を、非混合の二つの流体の運動の表示式と連続式とから導き、また特に、地下水面下の気体貯蔵用空洞からの漏気量の評価を行うために必要となる、空洞壁面あるいは地表部における境界条件を明らかにし、有限要素法による解法を示した。

つぎに、気液二相流問題の典型として、水封方式による（すなわち地下水面下の無覆工空洞での）気体貯蔵について検討を加えた。まず、圧縮空気貯蔵に関するモデル実験あるいは模擬岩盤亀裂を用いた漏気実験により、合理的な漏気防止条件として、無覆工空洞からの漏気防止のためには、貯蔵圧を壁面での静水圧以下とすること、あるいは岩盤亀裂内の動水勾配が空洞に流入する成分を有することが必要であることを明らかにした。また、今回の解析法をモデル実験の数値解析に適用して、地下水面の変化や、空洞内圧と空洞内への湧水量あるいは漏気量との関係といった、無覆工空洞内気体貯蔵にかかわる気液二相流挙動がよく表されることを確認し、さらに、実規模と想定される圧縮空気貯蔵の検討にも適用して、有効性を示した。

以上により、地盤中の間隙水と間隙気体挙動とがかかわる問題の解法を考えるとときには、気体と水との両者の連成過程を同時に扱う挙動解析、いわゆる気液二相流挙動が、より本質的な考察を行う上で必要であり、また、地盤工学への適用して有効であることがわかった。

第4章においては、地盤中の間隙水挙動に影響を及ぼす要因の一つである熱的作用を対象として、これらの連成挙動、すなわち熱水流挙動の表現と解法について、とくに地熱貯留層評価を考慮して論じた。

まず、地熱貯留層を形成する間隙のあり方に着目し、自然貯留層の場合と人工貯留層の場合とを分けて、適正な貯留層評価を行う上での熱水流挙動の支配方程式を表すこととした。すなわち、自然貯留層を対象とする場合、貯留層を間隙水と多孔質体との混合体とする多孔質体モデルを適用し、高温岩体中に人工的に破砕面（フラクチャー）を設けて形成する、いわゆる人工貯留層を対象とする場合には、フラクチャーのみを熱水の経路とし、岩体は熱伝導のみを考えるフラクチャーモデルを設定し、質量保存とエネルギー保存を考え、岩体においてはエネルギー保存のみを考慮して熱水流挙動の支配方程式を誘導して有限要素法による解法を示した。

多孔質モデルを用い、生産量の違いが貯留層の挙動に及ぼす影響を検討した結果、適正生産量を超過し、とくに相変化を起こすと生産水の圧力、温度とも急激な低下が生じ、相変化がないとする単相流解析では貯留層の過大評価となることを指摘した。また、フラクチャーモデルの熱水流挙動解析を実規模と想定される高温岩体における人工貯留層の熱抽出の数値シミュレーションに適用し、所定の高温岩体に対する適正な利用規模を推定する上で、本手法が有用であることを示した。

以上により、地熱貯留層内における熱水流挙動を、間隙水挙動と地盤（岩盤）の熱的作用との連成過程としてとらえ表現することにより、適正な貯留層評価が可能となることを明らかにし、連成挙動解析の重要性を示した。

以上のように、本研究は、基本的には地盤内の間隙水挙動を連成挙動として認識し、解析することを指向し、連成挙動にかかわる要素ごとに、挙動の定式化と解法を検討したものであり、地盤工学上の種々の問題において、間隙水挙動の本質を理解し定量的評価技術を確立するための有力な手法となり得る。ただし、もとより本研究で論じたものはあくまでも手段あるいは道具であって、この手法を適用して得られる結果はあくまでも地盤特性の設定とその空間的分布の設定の精度によることはいうまでもない。むしろ、手法がより厳密な現象まで対象とすることを考慮すると、これらを決定するための試験、調査がより一層重要であり、これらの分野でも多くの研究が必要である。

今後ますます人間活動の広がりとともに、間隙水挙動をより一層精度よく評価することが必要と考えられる。たとえば、放射性廃棄物の地中処分の安全性評価にかかわる地下水挙動を対象とする場合、次世代以降にも及ぶ長期的なまた広範囲な地下水挙動を高精度で定量的に評価することが求められることにもなろう。間隙水挙動の本質を理解するとともに、その定量的評価法の確立を図ることは引続き今後の課題でもあり、本研究の成果がそのための一助になれば著者の幸いと感ずるところである。

謝 辞

本論文をとりまとめるに当たり、御指導と御助言とを賜った京都大学工学部教授赤井浩一先生に対し、昭和48年に卒業特別研究を御指導頂いてより10年以上の長きにわたり、筆者を温かく見守って頂いたことを合わせ、心より感謝の意を表する次第です。また、遅筆な筆者をつねに叱咤し御指導頂いた京都大学工学部教授足立紀尚先生には深く感謝する次第です。そして、本研究に対して有益な助言を賜った、京都大学工学部助教授大西有三先生、岡山大学工学部助教授西垣誠先生に対しても心から感謝致します。

本研究は筆者が昭和53年に(財)電力中央研究所地盤耐震部地盤基礎研究室に勤務してより、これまでに携わってきた研究の一環として実施してきたもののうち、主に地下水問題にかかわる研究として実施してきたものであり、このような機会を与えて頂いた、当時の(財)電力中央研究所土木技術研究所所長千秋信一博士、地盤耐震部長で現在東海大学教授の林正夫博士、現在の我孫子研究所所長安芸周一博士、北原義浩調査役、処分研究室長の駒田広也博士を始め、これまで筆者が所属した、地下構造物研究室、地盤構造研究室、地盤研究室、そして地下水理研究室の諸先輩、同輩の方々に深く感謝致します。また、本研究における数値解析の実施に当たっては、とくに(株)開発計算センターの井田文雄氏に負うところが大きく、感謝致します。その他、本研究の実施に当たっては、(財)電力中央研究所内外の多数の方々のご協力を得たことを最後に付記し、深く感謝する次第です。