

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	地下空間に係わる熱及び水分移動の研究
Title(English)	
著者(和文)	藤井義久
Author(English)	Yoshihisa Fujii
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第3079号, 授与年月日:1995年9月30日, 学位の種別:課程博士, 審査員:
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第3079号, Conferred date:1995/9/30, Degree Type:Course doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

地下空間に係わる熱及び
水分移動の研究

機械物理工学専攻

藤井 義久

< 目次 >

第1章 緒論	1
1.1 背景	2
1.2 従来の研究	5
1.2.1 地下空間の温湿度	5
1.2.2 飽和粒子充填層内の熱移動	6
1.2.3 不飽和壁体内の乾燥・湿潤過程	6
1.2.4 水蒸気ミストの生成と成長	7
1.3 本研究の目的	8
1.4 本論文の構成	9
第2章 地下空間の熱環境の測定と解析	11
2.1 緒言	12
2.2 揚水式地下発電所の熱環境の実測	16
2.2.1 発電所の概要	16
2.2.2 温湿度の測定方法	21
2.2.3 発電所内温度	23
2.2.4 発電所内湿度	31
2.2.5 熱量収支	34
2.2.6 トンネル壁面熱伝達及び水蒸気伝達率	37
2.3 換気網モデルを用いた熱環境解析	42
2.3.1 解析モデル及び仮定	42
2.3.2 基礎式	44
2.3.3 差分式	46
2.3.4 数値解法及び計算アルゴリズム	50
2.3.5 実測結果との比較	52
2.4 換気風量設定法の提案	60
2.5 結論	63
第3章 トンネルの周辺地盤内の非定常熱移動	65
3.1 緒言	66
3.2 実験装置と実験方法	69
3.3 自然対流実験及び解析	72
3.3.1 基礎式	72
3.3.2 境界条件	74
3.3.3 数値解法	74

3.3.4 実験並びに解析結果	75
3.4 強制対流実験及び解析	87
3.4.1 基礎式	87
3.4.2 境界条件	88
3.4.3 数値解法	88
3.4.4 実験並びに解析結果	89
3.5 実トンネルの予測	101
3.6 結論	103
 第4章 多孔質壁体内の不飽和熱・水分移動	 104
4.1 緒言	105
4.2 モルタルコンクリートの微細構造	108
4.2.1 コンクリート試験体	108
4.2.2 空隙構造	109
4.2.3 水銀圧入法による毛管径分布の測定	113
4.2.4 毛管圧力の算定	114
4.2.5 浸透係数の測定	118
4.3 モルタルコンクリートの湿潤・乾燥実験	121
4.3.1 実験装置	121
4.3.2 インピーダンスプローブの較正	123
4.4 解析方法	124
4.4.1 解析モデル	124
4.4.2 基礎式	127
4.4.3 境界条件	138
4.4.4 数値解法	139
4.5 実験及び解析結果との比較	140
4.5.1 毛管接続率の影響	140
4.5.2 乾燥過程	142
4.5.3 湿潤過程	147
4.5.4 微小断面内の非平衡液水分布	152
4.5.5 空気温湿度が季節変動する場合の予測計算	157
4.6 結論	160
 第5章 トンネル内で発生するミストの核生成機構と成長	 161
5.1 緒言	162

5.2 解析方法	165
5.2.1 仮定	165
5.2.2 基礎式	167
5.2.3 境界条件	171
5.2.4 差分式及び計算アルゴリズム	172
5.3 数値解析結果	173
5.3.1 流速及び渦粘性分布	173
5.3.2 水蒸気及びミスト重量比の空間分布	175
5.3.3 ミストの粒径分布	180
5.3.4 異核の粒径分布の影響	182
5.3.5 壁面における熱及び物質伝達	184
5.3.6 ミストと乱流の相互作用	186
5.4 結論	191
 第6章 総括	 192
 < 謝辞 >	 196
 < 参考文献 >	 197

第1章 緒論

1.1 背景

地下空間を利用した施設はTable1.1に示すようにトンネル・地下鉄に限らず近年多様化し、従来は地表面下10m程度の浅い地盤に建設されていたものが、建設技術の発展と共に交通・エネルギー輸送・生産施設など大都市のインフラストラクチャーの多くが地表面下50m以上の大深度地下に建設されるものと予想されている。

大深度に建設される地下利用施設は滞水層内に設置される場合が多く、ここでは地下構造物と地下水との間の熱的相互作用は未解明の問題の一つであり、長期的な地盤温度の変化が地下空間の熱環境に影響を及ぼすと同時に、地下構造物からの熱移動によって地盤温度が変化し地下水の流動に伴って周辺環境へ影響を及ぼすことが考えられている。

地下空間は外気から遮断され周囲を熱容量の極めて大きな地盤・岩盤に囲まれているため恒温性が高く、これを利用した地下貯蔵庫などでは空調エネルギーの大幅な低減になるが、一方、発熱負荷が増加傾向にある地下鉄では地盤への蓄熱が進み開業当初不必要であった冷房設備を導入するケースが増えている。また、高い機密性のため常に適正な換気が必要なことも地下空間の大きな特徴であり、大規模な地下利用施設においては多量な外気導入が必要である。しかし、多量な外気導入は地下空間の恒温・恒湿性に多大な影響を及ぼすため、特に地下の生産・貯蔵施設では周辺壁体からの水分の浸透・蒸発の予測や壁面結露の防止対策が重要課題となっている。また多量の外気を導入する吸気トンネル内では梅雨・夏期に霧やモヤが発生し、視界不良や液滴の付着など新たな問題が発生している。

このように空調・換気負荷が大容量化する大規模地下空間にとっては、空調・換気計画の基礎となる空調負荷算定法及び地下空間の温湿度予測法の確立が急務となっている。そのためには地盤・岩盤及び周辺壁体との熱・水分移動のメカニズムを明らかにすることが不可欠である。

Fig.1.1は地下空間に係わる熱及び水分移動の概念図である。地下空間は半無限体である地盤・岩盤及び壁体と熱・物質的に連成された系である。

ここで、滞水した地盤・岩盤は半無限の飽和多孔体として考えることができる。従って、地下水流のある地盤・岩盤は熱伝導体として壁体と連成するだけでなく、地下水流に伴う熱移動が重要となる。また、壁体からの熱移動により比較的透水性の高い地盤では自然対流の発生も考えられるが、これら地下水流を伴う地盤・岩盤内の熱移動及び温度分布は多孔質構造によって大きく異なるものと予想される。

壁体は地下水の直接の侵入を防ぐことを目的とし、その材料は一般的にはコンクリートが用いられる。ここで、コンクリートの浸透性係数 K は 10^{-20} m^2

のオーダーと極めて小さいが、壁体は一方が湿り空気に他方が飽和地盤に接しているため壁体内ではセメントペーストの毛管構造を介した水分移動が行われる。また、壁体内の温度条件によっては壁体内部における蒸発（乾燥）・凝縮（内部結露）や空気側壁面における蒸発・凝縮（表面結露）が発生する。

地下空間は換気による湿り空気の移動、機械類からの発熱、空調機による除熱・除湿と共に壁体との熱・水分交換の影響を強く受け、温・湿度を詳細に解明するには地盤・岩盤及び壁体と連成させた解析が必要である。

本研究は以上の背景を鑑み地下空間の熱・水分移動に係わる総合的な観点から、飽和地盤内の熱・水分移動、コンクリート壁体内の不飽和熱・水分移動、及び霧発生を含む地下空間内の温湿度それぞれのメカニズムを解明し、地下空間の熱環境計画の基礎資料に供するものである。

Table 1.1 地下空間利用施設
(Underground Facilities)

適用分野		空調が必要となる条件	換気が必要となる条件
分類	名称		
生産施設	電力施設	・揚水式地下発電所 ・地下変電所 ・地下原子力発電所 ・地下送電ケーブル ・地下共同溝	・CO ₂ 濃度 ・粉じん濃度 ・その他ガス濃度
	その他工場	・地下工場 他	
交通施設	トンネル	・鉄道トンネル ・道路トンネル ・地下鉄 ・列車発熱 ・高温岩盤 ・温泉水 他	
備蓄施設	食糧貯蔵	・穀類、柑橘類貯蔵 ・地下瓶熟庫 ・照明 ・外気 ・人 他	
	その他地下貯蔵	・放射性廃棄物地下貯蔵 ・崩壊熱	
サービス建物・事務所・住宅		・地下街 ・地下室 ・照明 ・外気 ・人 他	

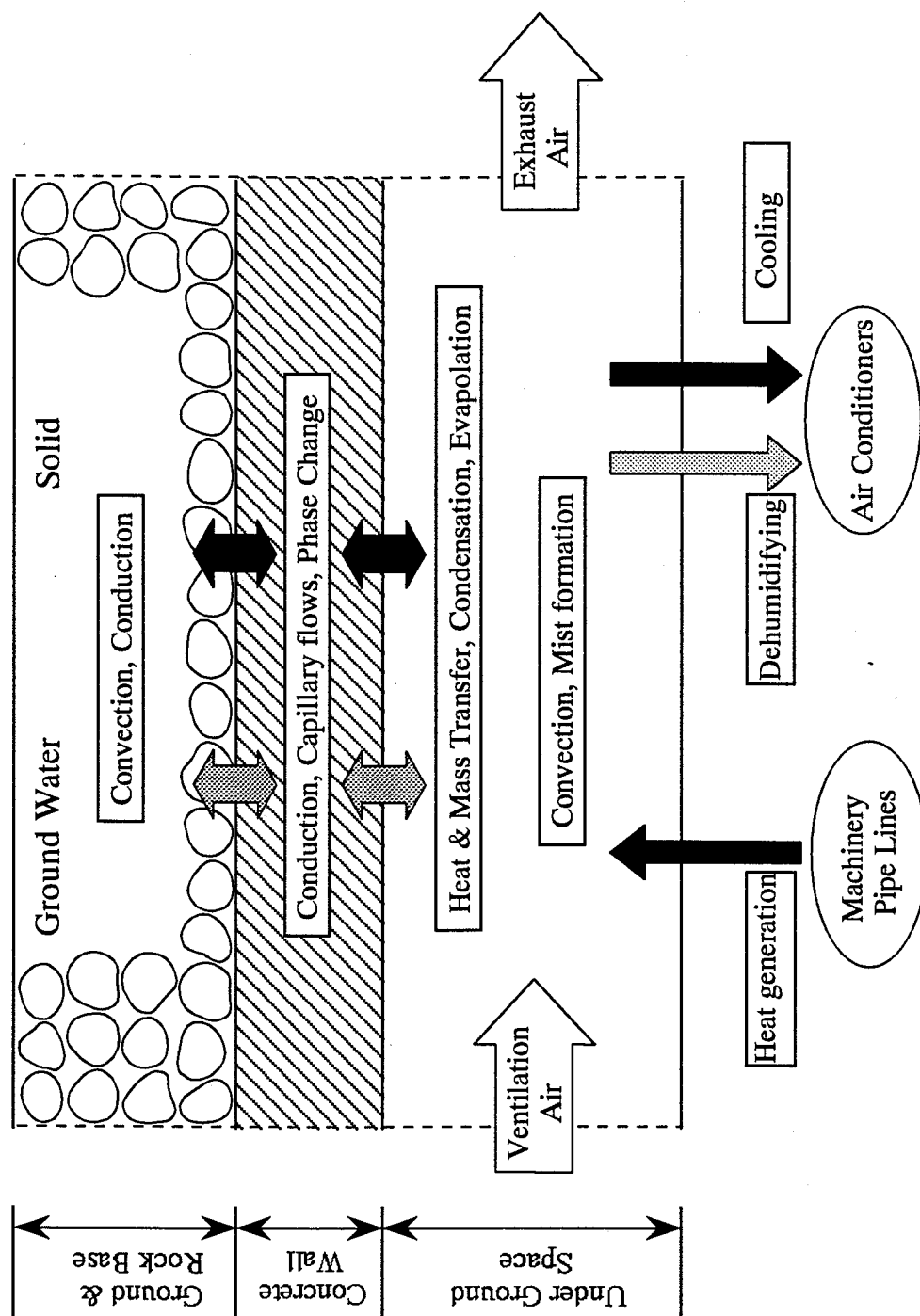


Fig 1.1 地下空間に係る熱・水分移動の概念図

1.2 従来の研究

大深度地下空間に係わる熱・水分移動を地盤・壁体・地下空間の総合的な観点から理論体系づけた研究はなされておらず、従来の地下空間の温・湿度の研究は鉱山や土木分野の地下構造物を対象にした事例研究が主であった。本章ではまず、鉱山坑道、トンネル、地下鉄に関する従来の研究を概説すると共に問題点を抽出する。次に、地盤・壁体それぞれの熱・水分移動に関する既往の研究を、最後に地下空間の熱・水分の新しい問題として霧（水蒸気ミスト）の発生に関する研究をまとめる。

1.2.1 地下空間内の温湿度

わが国における地下空間の温湿度の研究は鉱山坑道の通気を対象にした平松の研究^(1.1)に始まる。これは石炭・金属鉱山では採掘部の岩盤温度は60℃にも達するため換気による冷却が必要となるためである。

まず、乾いた坑道について壁面熱伝達率^(1.2)と周囲岩盤の熱伝導を考慮した通気温度の定常及び非定常の予測手法の検討が行われた^{(1.3),(1.4),(1.5)}。次に、天野ら^{(1.6),(1.7)}、内野ら^(1.8)、井上ら^{(1.9),(1.10)}によって濡れた坑道壁面を対象に通気温湿度の研究が行われた。しかし、これらの研究では解析を容易にするために岩盤は地下水の影響のない均質な熱伝導体として仮定されているため、透水性の大きな地盤への適用は困難である。また、岩盤中の水分の移動や蒸発・凝縮などの相変化は無視され、岩盤クラックから壁面に湧出した地下水からの蒸発量は表面熱伝達率との間にルイスの関係を仮定し、経験定数である濡れ率(Wetness Factor)を導入し見積もっている。しかし、コンクリート覆工を行う大深度地下構造物ではマクロクラックは極めて少なく表面からの蒸発量は壁体内部の毛管構造内の液水移動に支配されるため、濡れ率では現象を正しく表現できない。

鉱山坑道の特徴は編み目状に接続された複雑な坑道網にあり、風量及び温湿度分布には換気網解析^{(1.11),(1.12)}の応用が検討され、定常特性に関して実用的な解法が提案されている。しかし、大深度地下利用施設に特徴的な複数のトンネルと大規模地下空洞の組み合わせを対象にした換気網解析の研究は見あたらない。

道路・鉄道トンネルにおける温湿度の研究は高温岩帯を貫通する道路トンネル^(1.13)や列車発熱が長距離間に涉って蓄積される青函トンネル^(1.14)の場合などに散見される。因みに青函トンネルでは滞水した海底地盤内の温度分布は熱伝導体とは大きく異なり、その結果、坑内温度の上昇は低く押さえられる事が実測・解析結果から指摘されているが、地下水の地盤内伝熱に及ぼす影響は地下水・地盤間に総括的な熱交換係数を導入するにとどまり、地下水

流動のある地盤に関する伝熱のメカニズムは言及されていない。

地下鉄に関する熱環境の研究は古くから行われ、夏期における地下鉄トンネルの周辺地盤への流出熱量は全放散熱量の47～70%に達することが報告されている^{(1.15)(1.16)}。しかし、下田^(1.17)によれば地表面下数mに建設される地下鉄においてはアスファルト舗装や近隣の構造物で地下水の流動が阻害されると地盤への吸熱量が低下することが示され、地下水の影響を考慮した限界発熱量が提案され、限界発熱量以上では冷房が必要であるとしている。地下鉄の冷房負荷に関してはいくつかの数値解析手法^{(1.18), (1.19), (1.20)}が提案されているが、地下水の影響や潜熱移動のメカニズムまで考慮した解析は見あたらない。さらに、大深度地下空間では地下水の流動が複雑であるため温湿度の予測が困難とされ、10年以上の長期的な温度変動の測定実績がなく、その説明は今後の課題となっている。

1.2.2 飽和粒子充填層内の熱移動

大深度地下構造物の周辺地盤内の熱移動は地下水流の測定が困難なことから実測値に基づいた研究は見あたらない。しかし、飽和地盤内に建設されるトンネルのモデルとして、ここでは飽和粒状多孔質層内の水平円柱を考え、静止した滯水層の場合は自然対流による熱移動が、地域的な動水勾配による地下水流がある場合は強制対流が支配的となると予想される。

飽和多孔質層内に設置された水平円柱周りの自然対流の研究は数多くあり、浅い地盤に設置されたパイプを対象にしてポテンシャル流れに基づいた定常解析^{(3.1), (3.2)}、並びに実験的研究^(3.3)がなされている。さらに、Fandら^(3.4)によってダルシー流から非ダルシー流(Forchheimer Flow)までの広い範囲を対象にした熱伝達の整理式が提案されている。また、壁面近傍の間隙率分布が流体速度に及ぼす影響(チャンネル効果)についてはHsiaoら^(3.5)の解析例がある。

共存対流についてはMinkowyczら^{(3.6), (3.7)}、また強制対流についてはChengら^(3.8)によってダルシーモデルと境界層近似を用いた解析がなされている。木村らは積分法^{(3.9), (3.10)}を用いた解析を提案し、実用上十分な精度であることを示している。

しかし、多くの研究は定常状態を対象とし非定常な自然対流・強制対流を対象にした実験・解析はほとんど見あたらず、わずかに木村ら^(3.11)によってステップ状の壁面温度変化にたいする強制対流の解析が行われているにすぎない。さらに、周期変動する境界を対象とした研究は見あたらず、通過空気が日変動・季節変動をするトンネルを対象にした場合、壁面熱伝達率の算定のみならず飽和地盤内の非定常温度分布並びに熱移動は未説明の問題となっている。

1.2.3 不飽和壁体内の乾燥・湿潤過程

壁体コンクリートは一般にセメントペースト、5mm以下の細骨材、及び20mm以下の粗骨材の混合物であり、骨材となる砂・砂利に比べてセメントペーストは流体輸送路となる空隙を有し、その内部組織は $0.001\mu\text{m}$ 程度のゲル空隙、数 μm 程度の毛細管空隙さらにコンクリート製造過程で混入する数 $10\mu\text{m}$ から数mmのマクロ空隙から成る多孔質体である。

従来、不飽和多孔質体の熱・水移動の研究は土質^(4.1)、粉体・粒子充填槽^{(4.2)(4.3)(4.4)}、岩石^(4.5)など多方面で行われている。そこで用いられている解析理論はDe Vries^(4.6)を初めとするマトリックポテンシャルや水分化学ポテンシャルを用いたポテンシャル理論と蒸気圧・液水圧を直接用いる力学モデルに大別される。

ポテンシャル理論は次式の形で表される。

$$\begin{bmatrix} \rho_f & 0 \\ 0 & \rho C \end{bmatrix} \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \phi_f \\ T \end{bmatrix} = \nabla \cdot \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} \end{bmatrix} \nabla \begin{bmatrix} \psi \\ T \end{bmatrix}$$

ここで $\lambda_{11} \sim \lambda_{22}$ は不飽和水分拡散係数であり、 ϕ はポテンシャルであり満水域は重力ポテンシャル($-g\Delta x$)を、不飽和域では毛管ポテンシャル(P_c/ρ_f)を用いる^(4.1)。しかしポテンシャル理論では水分移動の力学的なメカニズムを記述したものでないため、温度と含水率の関数である不飽和水分拡散係数及び液占率 ϕ_f とポテンシャル ϕ の関係は実験的に求めざるを得ない^(4.7)。例えばコンクリートを対象にした研究では松本らのALC板（空隙率0.55）の実験・解析^(4.8)があるが、空隙率が0.2以下で浸透係数 K が 10^{-20}m^2 のオーダーである普通コンクリートでは不飽和水分拡散係数の測定が困難であるためにその乾燥及び湿潤過程の報告はなく、通常は湿気貫流率^(4.9)などの経験定数の形でまとめられている。

一方、力学モデルを用いた解析理論はWhitaker^(4.10)によって提唱され、固体壁に関する解析はHuang^(4.11)、Ilic&Turner^(4.12)、Ferguson & Lewis^(4.13)らによってなされているが、いずれも多孔体の微細構造と液水及び蒸気移動の物理モデルの関係が明確でなく、そのため毛管圧や不飽和浸透係数が直接測定できるレンガのように極めて空隙率が高く浸透性も良い材質を除いて報告はなく、一般性のある解析モデルの確立が望まれている。

1.2.4 水蒸気ミストの生成と成長

トンネル内の霧を対象にした研究は報告されていないが、大気圧下の乱流境界層における水蒸気ミストの発生は大気中の塵などを湿潤性異核とした不

均一核生成によると考えられる^(5.1).

層流境界層内の不均一核生成の解析は森・土方^(5.2)によって先鞭がつけられ、その後乱流への拡張がなされている^(5.3)。また層流平行平板に関しては林ら^(5.4)の実験・解析がありミスト発生量と壁面への熱・物質移動が調べられている。しかし、これらの解析では、ミスト発生後の空気は飽和を仮定しているためミスト粒子そのものの成長過程や重力沈降を加味した流動特性を扱うことはできない。

ミスト粒子の成長と流動特性の解析はAhluwalia&Im^(5.5)^(5.6), Cha et.al^(5.7), Girshick& Chiu^(5.8)によってなされているが、いずれも自己核生成を対象にしたものであり、実験との比較も少ない。乱流2次元ダクトを対象にした不均一核生成・ミスト成長の実験・解析は林ら^(5.9)によってなされているが、異核の粒径は均一と仮定されているため、大気塵のように広範囲な粒径分布をもつ異核群のミスト発生・成長機構に及ぼす影響は明らかでない。また、ミストの通過時間が極めて長いトンネルでは重力沈降の影響も明らかでない。

1.3 本研究の目的

本研究の目的は地下空間と壁体並びに周辺地盤・岩盤における熱と水分移動のメカニズムの解明にある。

本研究では第一に、今後大深度地下に建設される生産施設を鑑み、その典型的な施設である大規模地下発電所の11年間に渉る長期的な温湿度環境の測定から日変動・季節変動及び経年変化を明らかにすると共に、換気網モデルによる温湿度解析手法を提案する。

第二に地盤・岩盤を飽和多孔質体と考え、その伝熱特性を把握する。ここでは地下構造物の季節的な温度変動に伴う飽和地盤内の非定常熱移動に着目し、飽和粒子充填層内の温度分布変化と伝熱特性を実験的・解析的に明らかにする。

第三にコンクリート壁体内の不飽和熱・水分移動機構を解明し、冬期の乾燥過程及び夏期の表面結露による湿潤過程を明らかにする。ここでは従来の水分化学ポテンシャルに基づいた半経験モデルに代わって多孔質の微小構造に基づく力学モデルを提案し、実験との対比からその有効性を論じる。

第四に外気冷房に特有な現象として吸気トンネル内における水蒸気の不均一核生成と成長による霧の発生現象を解明する。ここでは従来解析が困難であった大気中の異核の粒径分布を考慮した数値解析を行い、トンネル内のミスト濃度分布や底面沈着量への影響を論ずる。

1.4 本論文の構成

第1章「緒論」では、地下空間に係わる熱・水分移動研究の工学的意義を解説する。また、地下空間の熱及び水分移動に関する過去の主な研究を概説し、その問題点を述べると共に、本研究の位置付けと目的を明らかにする。

第2章「地下空間の熱環境の測定と解析」では、大規模な大深度地下利用施設の熱環境の特徴の把握を目的として、11年間に渡って行った揚水式地下発電所の温湿度の実測結果を報告する。ここでは、外気並びに空洞内発熱量の日変動、季節変動、及び経年変動の空洞内温湿度に対する影響を明らかにする。また、トンネル壁面における季節による熱・水分伝達率の変化を実測し、湿度の季節変動には周辺壁体の乾燥・湿潤特性の影響が著しいことを示す。また夏期においては吸気トンネル内で著しい霧の発生する事を示す。

換気網モデルによる温湿度解析は複数のトンネルと地下大空洞から成る地下利用施設の非定常な温湿度状態をマクロに予測する手法を提案するものであり、2カ所の発電所の実測値と比較し解析精度を検証する。また空洞内の発熱に変動のある場合の温度制御方法として周囲岩盤の蓄熱効果を利用した換気風量の設定法の提案を行う。

第3章「トンネル周辺地盤内の非定常熱移動」では、トンネル壁体温度が周期変動する場合の飽和地盤内の非定常熱移動の把握を目的として、水平円柱の壁面温度が正弦波状に変動する場合についてガラスビーズ充てん槽内の温度変動の実験及び数値解析を行う。ダルシー領域では熱拡散が極めて小さいため自然対流では円柱上下方向に、強制対流では円柱下流側に周期的な熱溜りが発生する様子を明らかにする。この熱溜りの緩やかな消滅過程はダルシーレイリー数と無次元周期で整理し、数値解析との比較を行う。非ダルシー領域では熱拡散が速いため熱溜りは不明確となり、さらに無次元粒子径が0.1では壁面におけるチャンネル効果及び粒子と流体間の熱非平衡の影響が顕著となる事を示す。この様子は、数値解析によっても明らかにする。

第4章「多孔質体内の不飽和熱・水分移動」では、地下空間の壁体表面からの乾燥と表面結露による湿潤過程の解明を目的として、モルタルコンクリートを対象に細孔内の水分・熱移動の実験・解析を行う。ここでは、従来のポテンシャル理論に代わって、多孔質構造に基づいた熱・水分移動モデルを提案する。電子顕微鏡による観察と水銀圧入法による細孔径分布関数の測定

結果からモルタルコンクリートをマクロ空隙と毛細管群にモデル化し、毛管接続率を導入することにより毛管圧及び浸透性の推定を行う。また、乾燥領域から飽和水領域まで統一した数値解析法を提示し、乾燥及び湿潤実験との比較を行った結果から解析法の妥当性を検証する。さらに、実トンネルを想定し3年間にわたる壁体からの吸放湿変化を解析し、実トンネルにおける季節的な乾燥・表面結露現象を明らかにする。

第5章「トンネル内に発生するミストの核生成機構と成長」では、外気を導入するトンネルを上下に等温冷却面を有する2次元平行平板（幅2m,長さ360m）にモデル化し、大気の塵を異核とした不均一核生成とミスト成長の数値解析を行う。ここでは、従来は取り扱われなかった異核の粒径分布関数の影響を厳密に考慮するため、ミストの半径次元と異核の半径次元を併せて4次元空間を対象とした解析手法を提示する。数値解析の結果、トンネル内の過飽和度やミスト発生量及び粒径分布に異核の粒径分布関数の影響が強く現われ、特に半径 $0.03\mu\text{m}$ 以上の比較的大きな異核の数密度の低減がミスト発生量の大幅な低下となることを示す。また重力沈降によって底面へミストが付着し浮遊ミスト数が減少するためトンネル奥に到るほどミスト発生量は次第に低下することを示し、実際のトンネルにおける現象を説明する。

第6章「結論」では、各章で得られた結論をまとめ、また今後の課題を整理する。

第2章 地下空間の熱環境の 測定と解析

2.1 緒言

近年、電力需要の季節的・時間的な先鋭化に対応して発電容量1000MWを越える大規模な揚水式地下発電所が建設されている。揚水式地下発電所は山岳部の地表面下300m以上の地下岩盤帯に建設される代表的な大深度・大規模地下利用施設である。発電所は $1\sim 2\times 10^5\text{m}^3$ の岩盤大空洞内に構築され、外界とは1,000mにも及ぶ吸排気トンネルで接続されている。発電／電動機、主要変圧器及び補機類からは定格時1400kWに及ぶ熱が空洞内に放出され、空洞内の温度湿度を適正に維持するために空調換気システムが導入されている。

東京電力（株）新高瀬川及び玉原発電所は1980年代に建設された比較的新しい大規模地下発電所であり、それ以前の発電所に比べて空洞容積及び所内機器から空洞内への放熱量は10倍以上大きく、大深度地下構造物の典型として、その熱環境を調査する意義は大きい。しかしながら、地下発電所の熱環境を把握するには、周辺岩盤の熱容量が極めて大きいため数年から10数年の長期間の実測が必要となり、それ故に実体は明らかにされていない。

本章では新高瀬川発電所においては開業当初から11年間、玉原発電所においては3年間に涉って行った発電所内温湿度の日変動、年変動、及び経年変化の実測結果について述べ、岩盤の地下空間への影響度を論じるために代表的季節の発電所内の顕・潜熱収支を示す。また、岩盤と地下空間の間の熱・水分移動の指標として、吸気トンネル内の熱伝達率及び水蒸気伝達率の実測結果を示す。

次に地下大空洞とトンネル群の組み合わせを換気網にモデル化し、陰的差分法による非定常数値解析手法を提示する。また、実測値との比較からその予測精度を論じる。

最後に空洞内温度を制御するために岩盤の熱容量を有効に利用した換気風量の設定法を提案する。

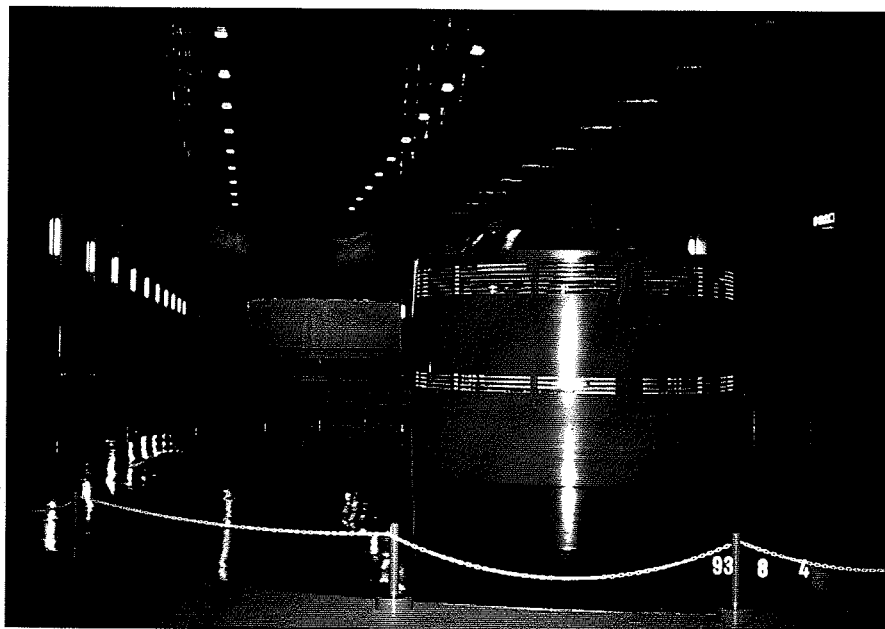


Photo 2.1 揚水式地下発電所の発電機室

＜記号＞

t	: 時間 [s]
T	: 温度 [°C]
X	: 絶対湿度 [kg/kg(dry air)]
y	: 空洞壁面に対する垂直方向次元 [m]
z	: トンネルの軸方向次元 [m]
r	: トンネルの半径方向次元 [m]
D_a	: 空気の拡散係数 [m ² /s]
D_0	: トンネルの水力直径 [m]
r_0	: トンネルの水力半径 [m]
r_1	: コンクリートと岩盤の境界点 [m]
A	: トンネルの断面積 [m ²]
L	: トンネルの周長 [m]
V	: 空洞容積 [m ³]
S	: 空洞の表面積 [m ²]
Q_j	: j トンネルからの流入空気量 [m ³ /s]
U	: トンネル通過風速 [m/s]
C	: 定圧比熱 [J/kg/K]
Δh	: 蒸発潜熱 [J/kg]
q	: 所内機器から空洞内への放熱量 [kW]
q_T	: 照明等からトンネル内への放熱量 [kW/m]
α	: 熱伝達率 [W/m ² K]
β	: 水蒸気伝達率 [m/s]
ρ	: 密度 [kg/m ³]
λ	: 熱伝導率 [W/mK]
Nu	: トンネル壁面の平均ヌセルト数 $Nu = \alpha D_0 / \lambda_a$
Sh	: トンネル壁面の平均シャーウッド数 $Sh = \beta D_0 / D_a$

<添え字>

a	: 空気
c	: コンクリート
R	: 岩盤
s	: 壁面
e	: 所内蓄熱体

差分式におけるインデックス

i	: 管路節点のインデックス
-----	---------------

- j : 管路枝のインデックス
- k : j管路枝の軸方向差分点のインデックス
- m : i管路節点及びj管路枝のk差分点の岩盤深さ方向差分点のインデックス
- n : 時間ステップのインデックス

2.2 揚水式地下発電所の熱環境の実測

2.2.1 発電所の概要

Fig.2.1に揚水式地下発電所の概要を、Fig.2.2に発電所の断面図を、また、Table2.1に新高瀬川・玉原の両発電所の主な諸元を示す。新高瀬川・玉原両発電所の構造は類似しており、発電所は発電機室とそれに隣接した変圧器室からなり、発電機室には発電容量300MWの発電／電動機が4台、また発電機室B1階からB4階には補機類が設置されている。変圧器室には主要変圧器が4台設置され、ケーブルトンネルには送電ケーブルが付設されている。最大発電電力量は新高瀬川発電所が1,280MW、玉原発電所は1,200MWとほぼ等しいが、発電・変圧器室の全空洞容積は新高瀬川発電所が230,000m³に対して玉原発電所が116,000m³と約半分である。

吸気トンネルの表面性状は新高瀬川発電所では巻き立てコンクリート仕上げであり滑らかであるのに対して、玉原発電所ではモルタルコンクリートの吹き付け仕上げとなっているため、流体的な粗度に差がある。発電機室及び変圧器室の側壁は大部分がコンクリート壁であり岩盤が露出する面は少ない。また、発電機室一階(1F)の側壁及び天井には内装壁があるため、コンクリート壁体と室内の間は約1mの熱・水分移動の緩衝帯となっている。

岩盤の熱物性値の測定にはコアボーリングによるサンプル試験を行い、岩盤の熱伝導率の測定は非定常加熱法を用いた。その結果では両発電所の周辺岩盤の熱物性値に著しい差はなかった。空洞建設以前の岩盤温度（以後、深部岩盤温度と呼ぶ）はボーリング調査の結果によれば年間を通じて安定しているが、新高瀬川発電所で10.0℃、玉原発電所では14.6℃と地域による差が認められる。地表面下数mの浅い地盤に建設される地下利用施設では周囲地盤の温度は地表面温度の影響や外気の季節変動の影響を受けるが、これに比べて大深度地下に構築される地下発電所においては周囲岩盤温度は地下発電所の影響を受けない限り恒温性が高く、また年平均外気温度に比べてやや高い。地表からの深さに対する増温率^(2.1)は一般的には0.01～0.03K/mとされているが、実測結果を見ると地域的な差が大きい。

Fig.2.3に空調換気システムを示す。換気的主要な目的は空洞内に設置された機械類の除熱にある。外気は長大な吸気トンネルを介して空調機に取り入れられており、外気の吸気トンネル通過時間は両発電所とも約15minと極めて長く、浅部地下利用施設では外気が直接地下空間に導入されるのに比べて大きな特徴となっている。新高瀬川発電所では年間定風量方式、玉原発電所では夏冬で風量を切り変える変風量方式である。空調機室は発電機室及び変圧器室それぞれに2箇所あり、調整空気はダクトで各階に分配される。排気は発電機及び変圧器室の天井から行われ、排気トンネルとケーブルトンネルを介し

て外界へ放出される。空調機の冷水コイルによる冷房能力は新高瀬川発電所で800kW、玉原発電所で1200kWであるが、両発電所とも測定期間中は熱量収支の測定精度向上のため冷水を停止し空調機による冷房は行わないまま、すなわち全外気冷房状態とした。

発電所に設置された発電電動機、変圧器、制御機器などのうち直接水冷されるものを除いて発熱量の大半は地下空洞に放熱される。各機器の壁面温度は概ね35℃以下であり、ふく射伝熱の影響は小さく、従って各機器から空洞内への放熱は対流伝熱が支配的と考えられる。

所内放熱量は発電電動機、変圧器、制御機器など所内各機器から空気への放熱量（定格放熱量×負荷率×時間稼働率）を総計する事により求める。

$$q = 246 + 7.56\eta \quad \text{kW (新高瀬川発電所)} \quad (2.1-a)$$

$$q = 311 + 11.32\eta \quad \text{kW (玉原発電所)} \quad (2.1-b)$$

ここで照明、制御機器、及び換気設備などからは常時定格発熱（負荷率1）があり、時間稼働率は年間一定である。しかし、主要変圧器や発電電動機などは発電・揚水運転時間と発電・揚水負荷率に比例して発熱があるため、これらの機器からの所内放熱量は設備利用率 η （ $\eta = 100 \times (\text{発電電力量} + \text{揚水電力量}) / \text{最大出力}$, [%]）に比例するものと考える。ただし、発電電動機、主要変圧器、及び送電ケーブルの壁面温度の立上がり時間は1～3hであり、式(2.1)で算定される放熱量には立上がり特性は考慮されていないので、日変動以下の時間スケールに対しては誤差を含むと考えられる。

最大発電電力量は新高瀬川発電所が1,280MW、玉原発電所は1,200MWとほぼ等しいが、式(2.1)を見ると玉原発電所では送電ケーブルなどが空冷のため空洞への放熱量は大きい。Fig.3.4に主な機器からの定格運転時の発熱量と運転稼働実績を基に式(2.1)から月平均の発熱実績を求めた結果を示す。揚水式地下発電所は電力のピークカットを目的としているため、発電所の運転は夜間の5～8時間が揚水運転、昼間の数時間が発電運転であり、また必ずしも毎日運転されるものではない。従って、月平均の発熱量は定格発熱量の10～50%程度である。

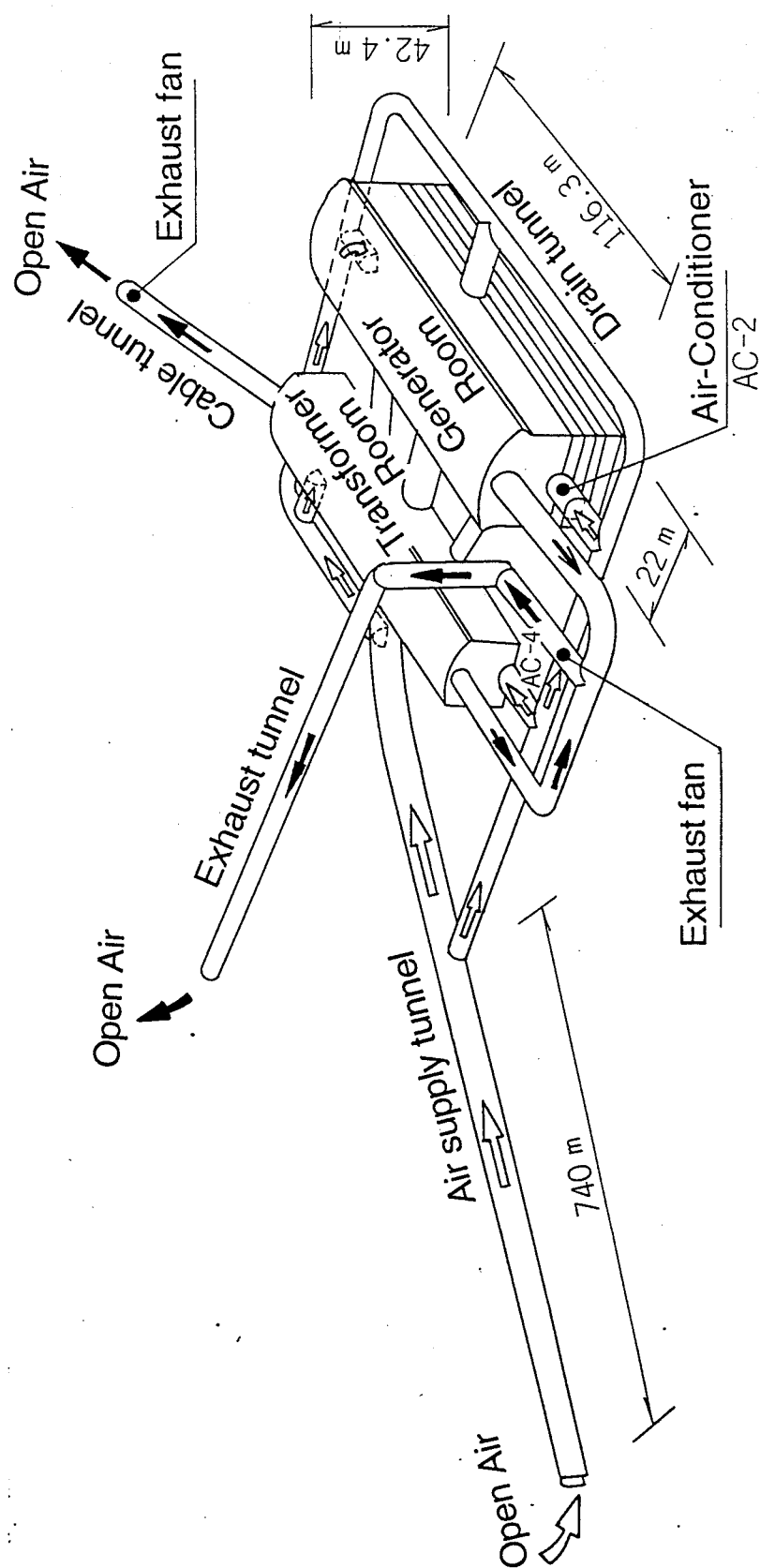


Fig. 2.1 玉原発電所の構造概要

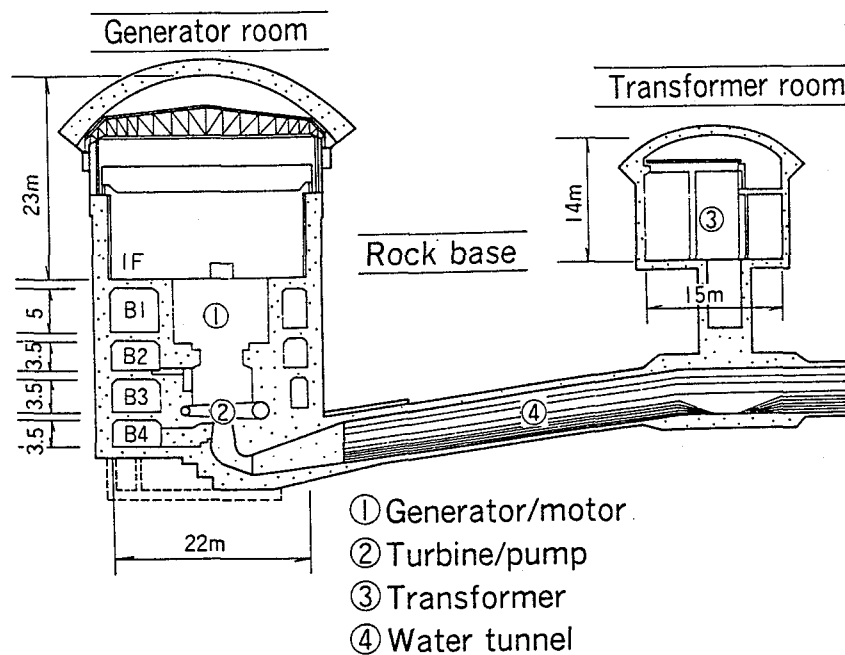


Fig. 2 2玉原発電所の断面図

Table 2.1 新高瀬川及び玉原発電所の諸元

発 電 所		新高瀬川	玉 原
吸気トンネル	延 長 m	900	850
	断 面 積 m ²	28	36
発電機室	容 積 m ³	170,000	88,000
	表 面 積 m ²	22,000	16,000
変圧器室	容 積 m ³	60,000	28,000
	表 面 積 m ²	11,000	8,000
定 格 外 気 風 量 m ³ /h		96,000	冬 98,000 夏 181,000
岩 盤	深部温度 °C	10.0	14.6
	熱伝導率 kW/mK	2.9	2.5
	比 重 kg/m ³	2,700	2,700
	岩 種	花こう岩	礫 岩

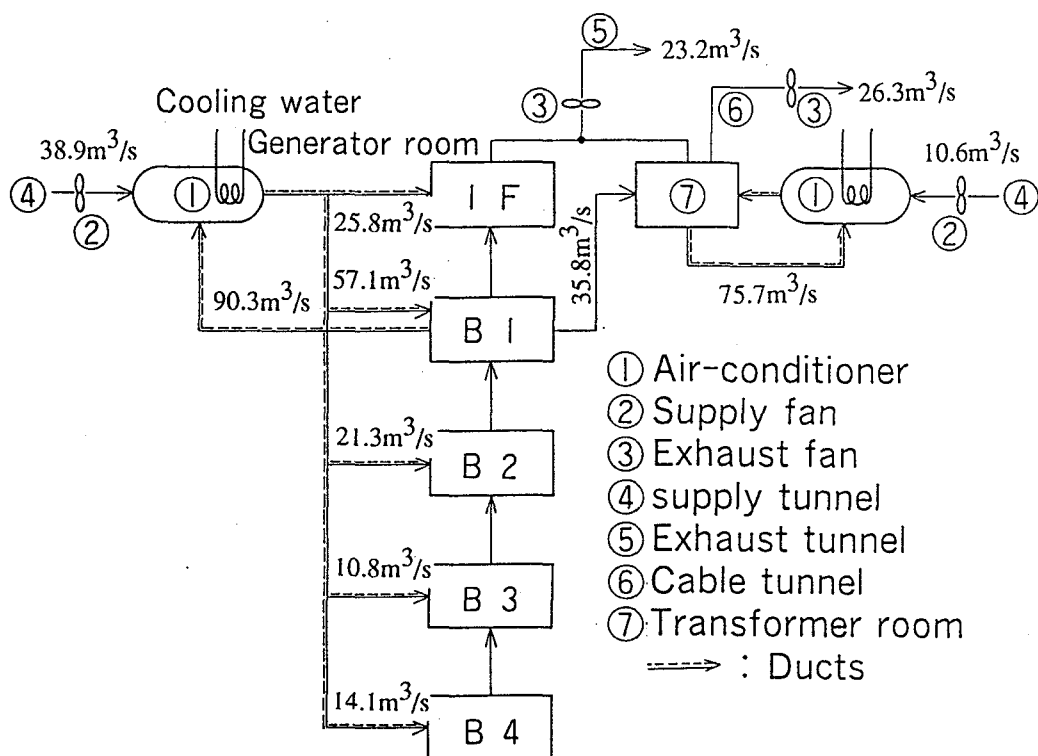


Fig.2.3 玉原発電所の空調換気システム（夏期定格時）

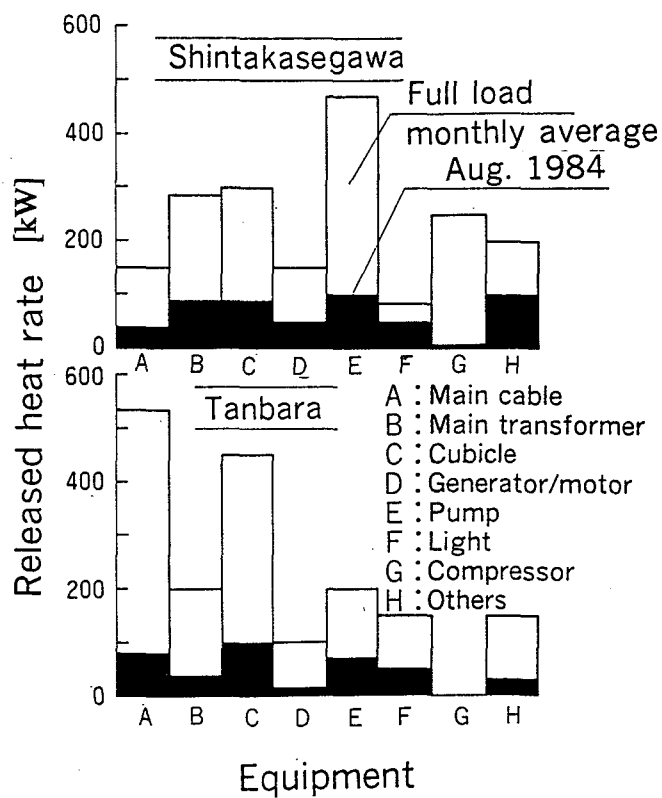


Fig.2.4 所内機器から地下空洞への放熱量

2.2.2 温湿度の測定方法

両発電所とも発電機室及び変圧器室各階には温湿度センサーを設置し、中央制御室内のデータ収録装置によって運転開始から3年間に涉って4時間ごとに測定した。Photo 2.1に温湿度センサーの設置状況を示す。温度センサーにはニッケル測温抵抗体、湿度センサーには塩化リチウム相対湿度センサーを用いた。Photo2.2に発電機室に設置した温湿度計を示す。センサーは床面から1.5m、側壁面から0.2m離して設置し、温湿度精度は年2回、アスマン通風乾湿計で較正した。その結果では、温度測定精度 $\pm 0.5\text{K}$ 、湿度測定精度 $\pm 3\%$ であった。また、手持式の温湿度計で移動測定を行い、各階の空間の温度分布と定点温度との関係を求めた結果では、定点測定結果は空間の平均温度を $\pm 1\text{K}$ の精度で代表していることが確認された。なお、新高瀬川発電所においては1985年から1992年までは携帯用の温度計によって3カ月に1回発電機室1Fの温度を簡易測定し、1992年4月から1993年8月までは再び4時間ごとの連続測定を行い、11年間の経年変化を測定した。

両発電所とも吸気トンネル内の熱伝達率、水蒸気伝達率を測定するためにトンネル坑口から100～200m間隔にトンネル壁面に計測ボックスを設置し、小型データレコーダ（グラント社スクイラルメータ・ロガー）によって空気温湿度及び壁面温度の計測を行った。Photo2.3に設置状況を示す。温度測定はT熱電対、湿度測定にはサーミスタ型絶対湿度センサー（芝浦電子製）を用いた。温度測定精度は $\pm 0.3\text{K}$ 、湿度測定精度は $\pm 0.001\text{kg/kg}$ （恒温恒湿槽内でアスマン通風乾湿計による較正）である。

トンネル内の風速分布はトンネル断面上9点の風速を熱線風速計により計測し、通過風量は平均値風速 U に断面積を乗じて求めた。また同時に、断面内温度分布を計測し、断面平均温度と側壁に設置した定点測定点の温度との関係を求めたところ、断面内の温度分布は $\pm 0.5\text{K}$ であり、定点測定点の温度は断面平均温度とみなせることを確認した。

なお、玉原発電所においては吸気トンネル坑口から315m点の側壁岩盤には長さ5mの水平ボーリングを、発電機室一階の側壁岩盤には長さ2mの水平ボーリングを行い、T熱電対によって岩盤温度変動を測定した。

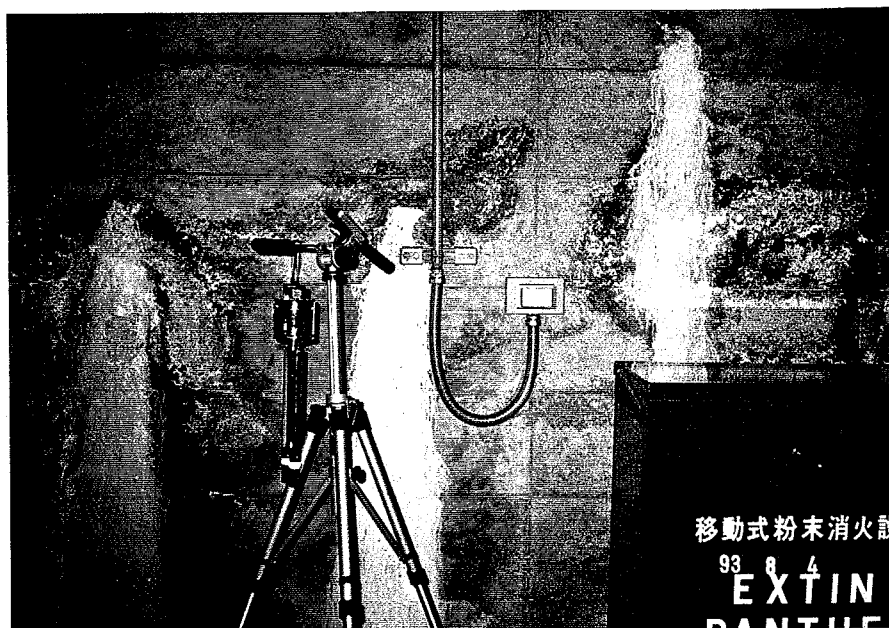


Photo 2.2 新高瀬川発電所の発電器室（B 3 階）に設置された定点観測用の
温湿度センサー（壁面は湧水により一部濡れている）

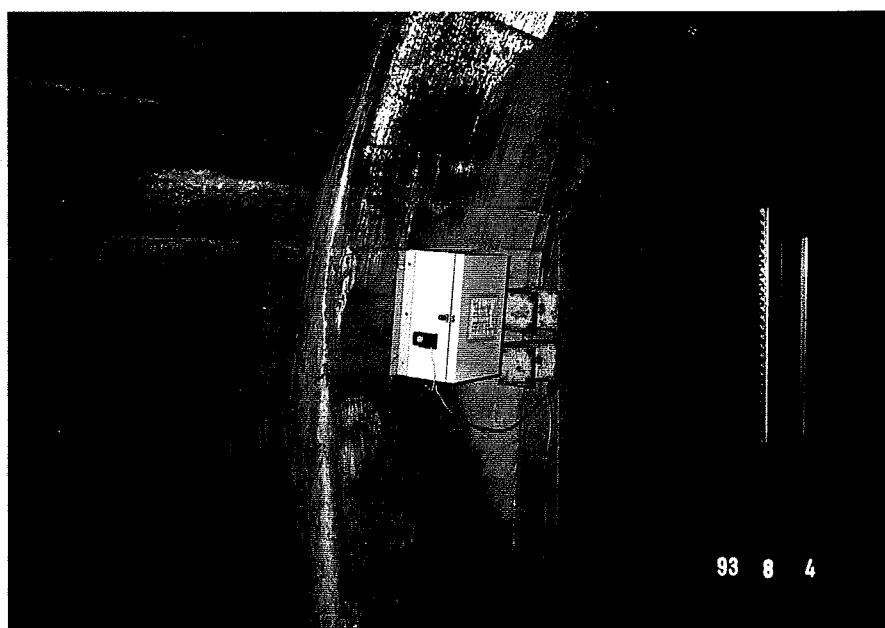


Photo 2.3 新高瀬川発電所の吸気トンネル奥（空調機室前）に設置した温湿
度センサー

2.2.3 発電所内温度

1) 日変動

Fig.2.5に所内温度の日変動の代表例を示す。外気温度の日変動幅は測定期間中最大15Kであったが、空調機取り入れ空気は1000mに及ぶ吸気トンネルを介して取り入れられるため、吸気トンネル奥では岩盤の温度緩和効果によって日変動幅は10%以下に減衰し、空調機取り入れ空気温度の日変動幅は1K程度となっている。外気温度の影響は空洞内ではさらに緩和され、発電機室及び変圧器室においては外気温の日変動の影響は見られない。

発電所内の温度変動を見ると発電所が稼働する日は発熱量の変化に伴って空洞内温度も変動するが温度変動幅は小さく、空間的に小さなB 4階の日変動幅は1K以内、1 F階の大空間では0.5Kにとどまっている。なお各階のダクト吹き出し口は壁面に沿って5mに一カ所と密に設置されているため、各階温度は十分に均一化され各階の平面的な温度分布は最大でも1.5Kと小さく、また1 F階の大空間においても換気が十分に行われ、また天井から排気されているため空間内の高さ方向の温度分布は1K以内である。このことから、室温の測定結果は各階の平均的な空気温度を代表していると判断された。

Fig.2.6には最も稼働率の高かった日の発熱量変動と空気温度変化の関係を示す。発熱量は24hのサイクルで600kW程度変動するが、それに対する空気温度変動幅は0.4Kであり、壁面を断熱と考えた場合の温度変動が10Kとなるのに対して極めて小さい。発熱量の増加と換気による除熱量の差を空洞の蓄熱量と考えると、地下空洞の単位表面積当たりの蓄熱量は24W/m²である。ただし、この値には空洞周辺の壁体のみならず床スラブや所内機器の温度緩和効果が含まれている。

2) 季節変動

Fig.2.7に両発電所代表点の1981年から1984年までの月平均温度と日平均温度の標準偏差（日間変動）を示す。

空調機取り入れ空気の日間変動は日変動と同様に無視できるほどに減衰し、さらに年変動幅は両発電所とも外気の年変動幅の50%まで減衰しており、吸気トンネルは外気温度の季節変動に対しても温度緩和効果が大きいことが示された。これは、浅部地下空間では吸気経路が短いため外気の日変動に対しても温度緩和効果は期待できないのと対照的であり、長大な吸気トンネルを有する大深度地下施設では季節変動以上の長い周期変動のみ空洞内温度に影響を及ぼすという特徴がある。空調機取り入れ空気温度の年平均値を見ると玉原発電所では新高瀬川発電所に比べて深部岩盤温度の差（4.6K）だけ高く、年平均外気温度に対しても5K高い。従って、経年的には年平均外気温度の影

響を受けてトンネル内の年平均温度は低下する事が予測され、1983年に比べて1984年の空調機取り入れ空気温度はやや低下している。

発電機及び変圧器室温度はほぼ定常的な季節変動を行っているが、この期間の発熱量は経年変化が小さく、新高瀬川発電所においては300～370kW、玉原発電所においては420～500kWであった事による。開業当初のため深部岩盤温度の影響が強く残っており、玉原発電所の発電機及び変圧器室温度は新高瀬川発電所に比べて概ね深部岩盤温度の差だけ高い。月平均外気温度の季節変動幅は20～25Kであるが発電機室及び変圧器室温度の季節変動幅は周辺岩盤との熱移動の影響を受け吸気トンネルからさらに緩和され、例えば新高瀬川発電所の発電機室1F階では年変動幅は外気温度の30%まで減少している。

Fig.2.8に発電機室の周辺岩盤温度の季節変動を示す。開業初年度(1982年)では過渡的な挙動を、次年度からは周辺空気に対して周期的な吸放熱を繰り返していることがわかる。長期間の蓄熱によって空洞周辺の岩盤温度は季節変動し、壁面温度の年変動幅は6.5Kに対して、壁面から奥に至るほど年変動幅は指数関数的に減少し、熱伝導体としての特徴が現れている。

岩盤内では熱伝導の他に地下水流による対流伝熱も考えられる。新高瀬川発電所において1993年8月行った湧水温度の実測結果では、発電機室及び変圧器室の最下階(B4)のドレンパイプから流出する湧水温度(60点測定)は発電所空洞から50m以上離れた周辺ドレン坑の湧水温度に比べて0.9～2.0K高く、地下水により岩盤は除熱されていることが伺われた。湧水量を乗じて求めた除熱量は発電機室全体で30～140kW(過去3年間の平均発熱量の6～30%)であったが、年間を通じた湧水量と湧水温度の実体が明らかでないため、地下水の岩盤内伝熱に対する影響を結論づけるまでには至らなかった。

Fig.2.9に発電所各階の温度分布を示す。1F階からB2階までの温度分布は2K程度と小さかった。一方B3及びB4階は発熱機器が少なく、また入口弁など配管類の表面温度はダム水温に近く、さらに湧水が流出しているため、1F室温に比べて3～4K低い。

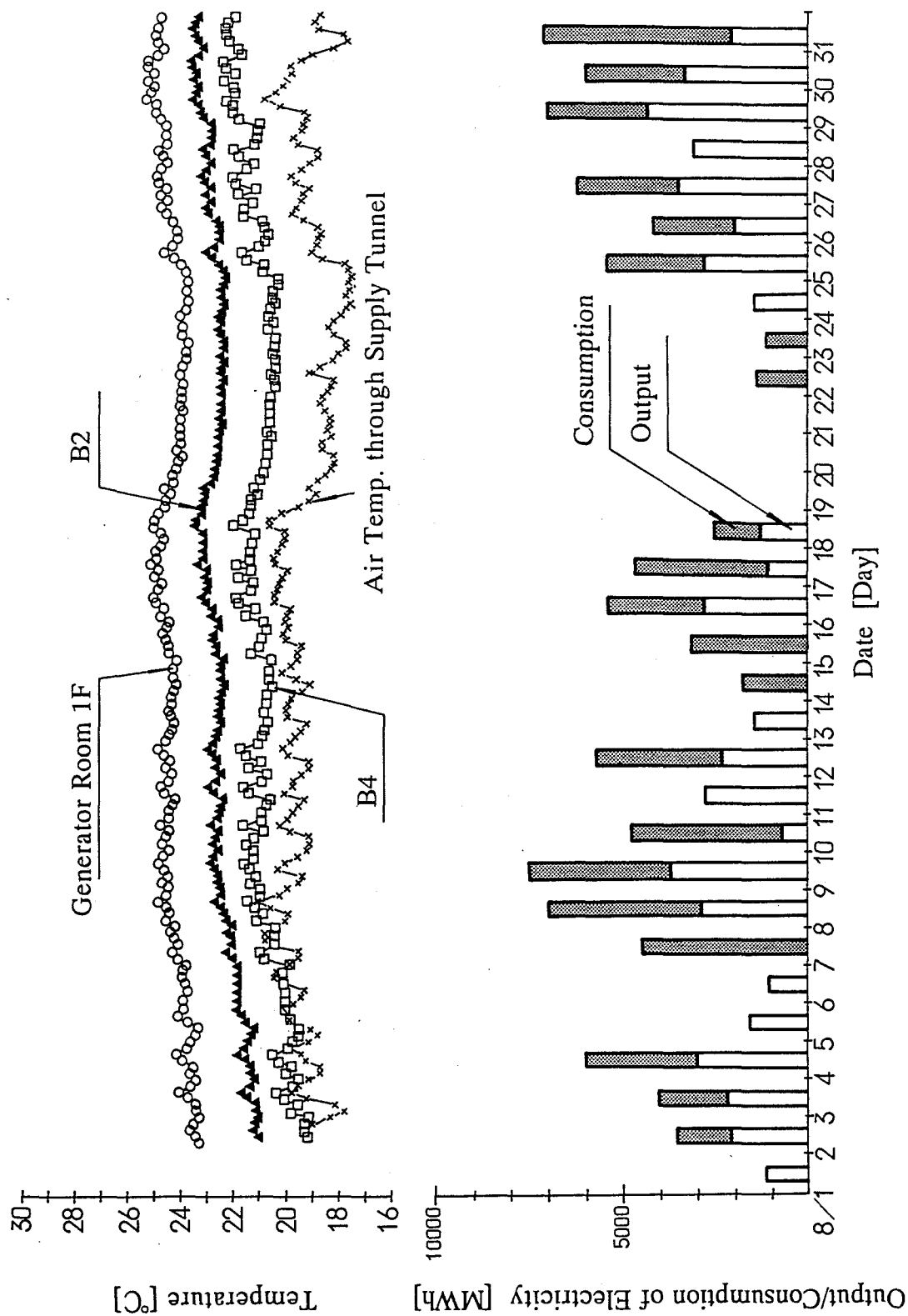


Fig. 2.5 夏の空洞内温度変動の実測結果
(玉原発電所, 1984年8月)

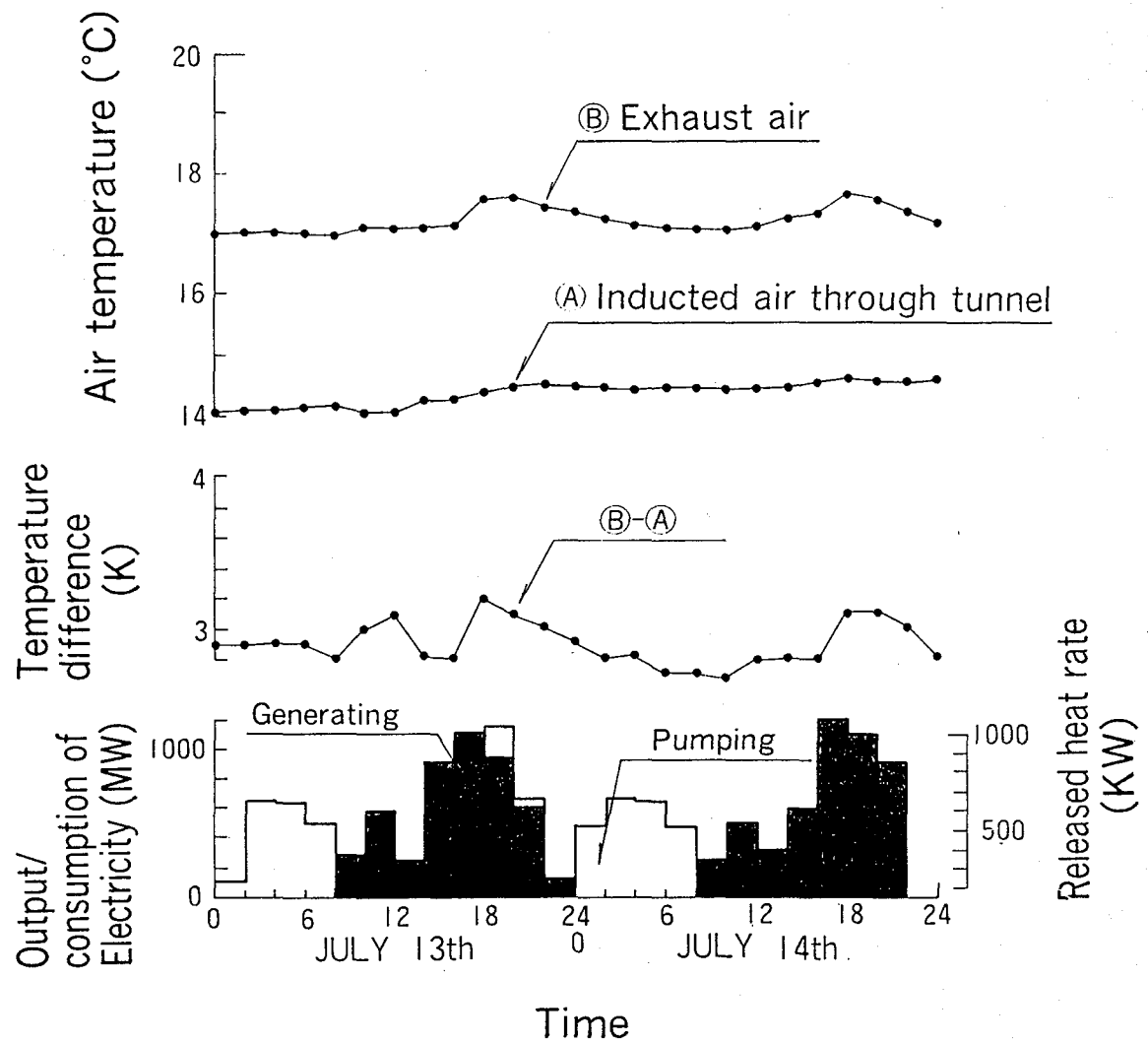


Fig. 2.6 発熱の日変動に対する空洞内温度変動の実測結果
(玉原発電所, 1984年7月13,14日)

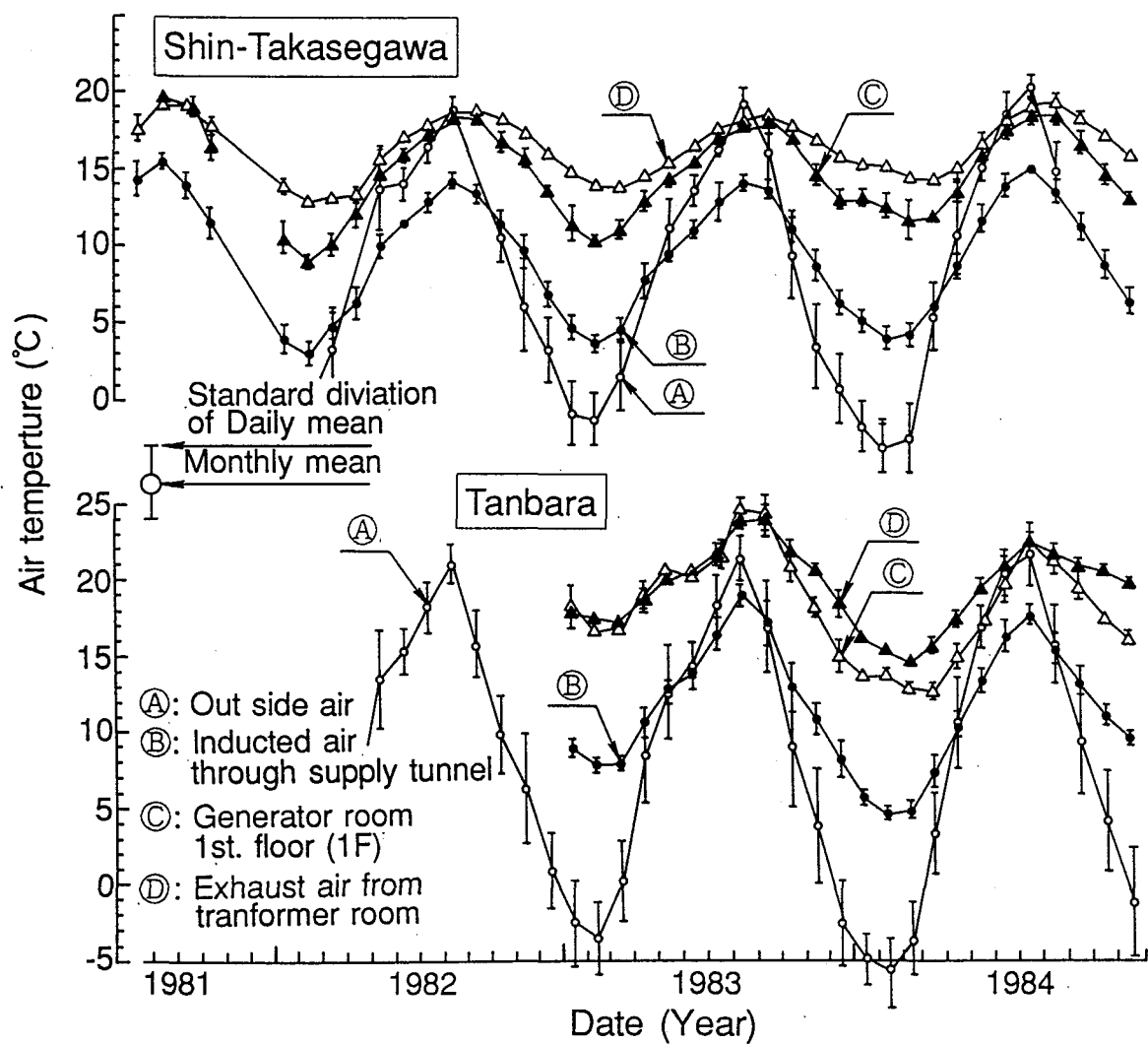


Fig. 2.7 発電所運転開始当初からの所内温度の月平均値と日較差の長期実測結果
 (新高瀬川発電所, 玉原発電所, 1981~1984年)

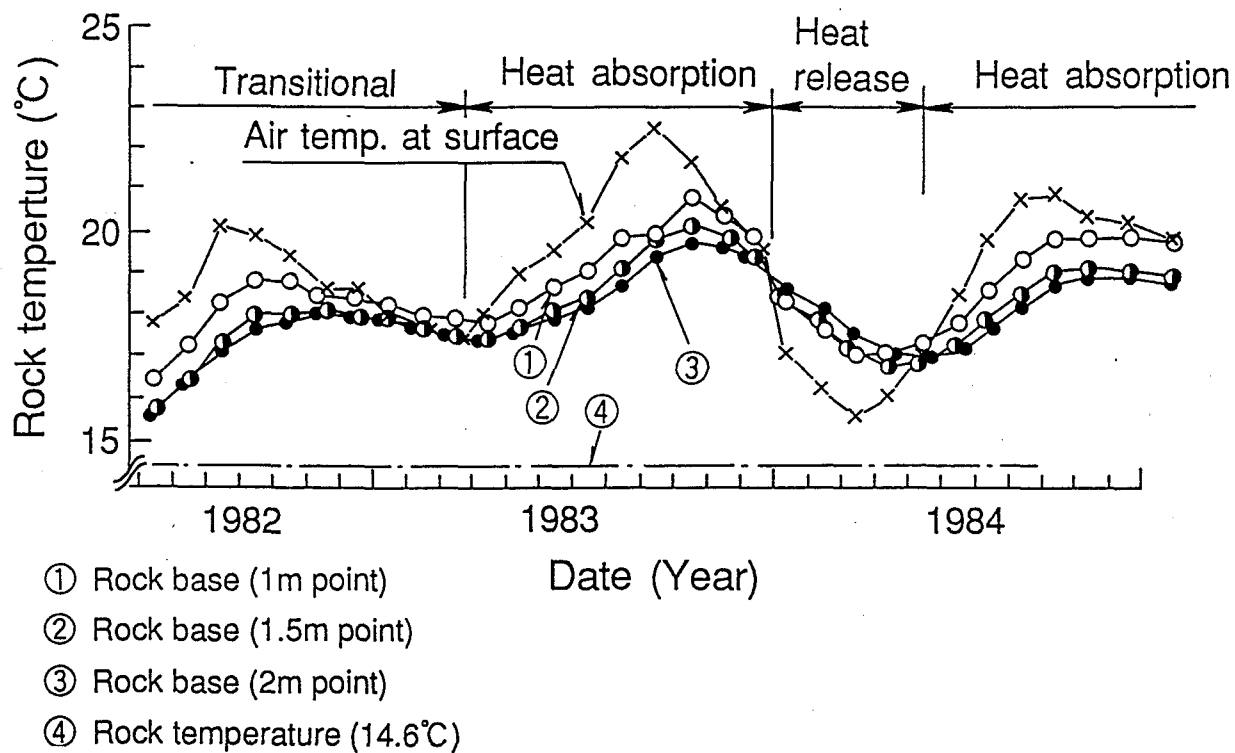


Fig.2.8 玉原発電所の発電機室1F階の岩盤温度の長期測定結果

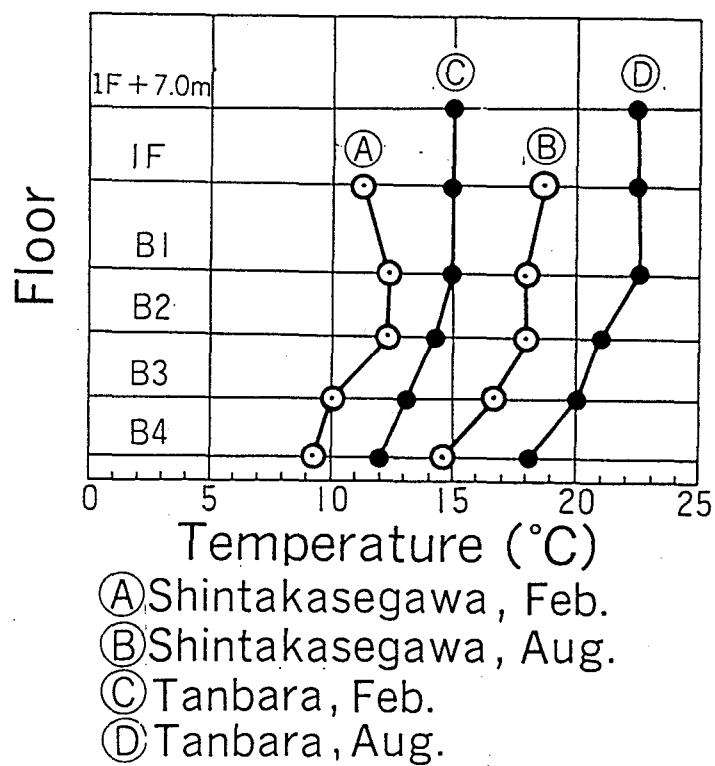


Fig.2.9 発電機室各階の2月と8月の月平均温度

3) 経年変化

Fig 2.10に新高瀬川発電所における11年間にわたる経年変化の実測結果を示す。外気温度は年によって夏と冬に差があるが年平均値はほとんど変化していない。また、新高瀬川発電所では年平均外気温度と深部岩盤温度がほぼ等しいため、空調機取り入れ空気温度は経年変化していないのに対して、空洞内温度は1983年に比べて、1993年8月の平均温度は4.5K上昇している。これは、1983年以降発電所稼働率が上昇し発熱量が増加したことに起因する。1983年と1993年の発熱量の差は年平均で約120kWであり、発熱量の増加に対する断熱温度上昇は4Kであり、実際の温度上昇とほぼ一致する。すなわち、空洞周辺岩盤は10年単位の経年変化に対しては緩和効果をほとんど持たないことが伺える。なお、1985年から1992年までの測定値は簡易温度計による3か月に1回の参考データであり、1～3年単位の発熱変動に対する温度緩和効果については実測結果からは判断できない。

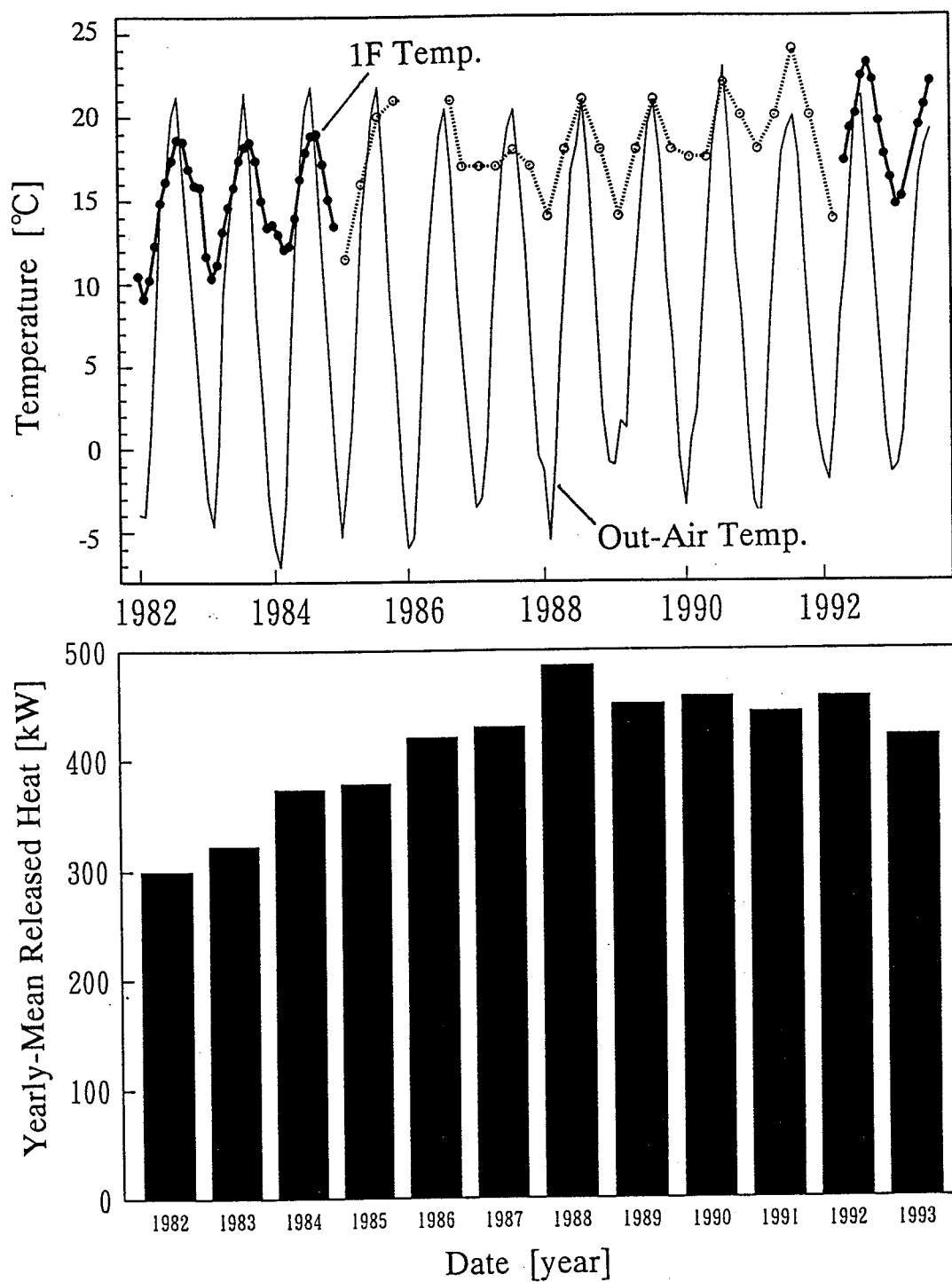


Fig.2.10 所内温度の経年変化と発電所他動実績の推移
 (新高瀬川発電所, 1982~1993年)

2.2.4 発電所内湿度

Fig.2.11及び2.12に両発電所内の温湿度状態を空気線図上に示す。

冬期，外気は吸気トンネル内で壁面から加熱かつ加湿される。しかし，トンネル壁面には地下水の流出がなく，またトンネル側溝の流水もほとんどないため，トンネル内の平均加湿量は新高瀬川発電所において $3.3 \times 10^{-6} \text{kg/m}^2\text{s}$ ，玉原発電所においては $5.0 \times 10^{-6} \text{kg/m}^2\text{s}$ と極めて小さい。このため，主な加湿源は壁体コンクリートの乾燥過程で放出される水蒸気と考えられる。両発電所とも発電機室及び変圧器室空洞においても若干の加湿が認められるが，2月の相対湿度は30～45%に留まっている。しかし，相対湿度が30%以下となると静電気が発生するため，現状以上に発熱量が増加した場合には相対湿度はさらに低下するものと考えられ湿度の調整が必要となる。

夏期，外気は吸気トンネル内で冷却され，トンネル奥の相対湿度はほぼ100%となっている。高温多湿の日はトンネル壁面全面に結露の発生が観測され，特に新高瀬川発電所においては著しい表面結露のため，通過空気は除湿されている。一方，玉原発電所では壁面は湿潤するが明確な除湿は認められなかった。これは，岩盤温度の違いにより新高瀬川発電所の吸気トンネルの冷却力が大きいためと考えられる。空洞内では，僅かに加湿される傾向が見えるが，これは主にB3，B4階において湧水が流出し，一部の壁面を濡らすと共に側溝を湧水が流下する際に循環空気を加湿するためと考えられる。しかし，加湿量は僅かであり，8月の相対湿度はB3，B4階は80%を越えるものの，1F階は60～70%である。

Photo2.4～2.6は新高瀬川発電所の8月の吸気トンネル内の状況であり，相対湿度がほぼ100%となる坑口から140m地点から水蒸気ミスト（霧）が発生した。トンネルの天井面からの液滴の落下はないことから，ミストは大気中の塵を異核とする不均一核生成によるものと考えられた。ミスト濃度は坑口から300m付近が最も多く，視界は数10mまで低下し著しい視界不良となった。しかし，吸気トンネルの最奥部及びドレーン坑では壁面全体は結露し相対湿度は100%であるにも係わらず視界は再び良化し，ミスト発生量はトンネル中間部に比べて少なくなっていることが伺われた。

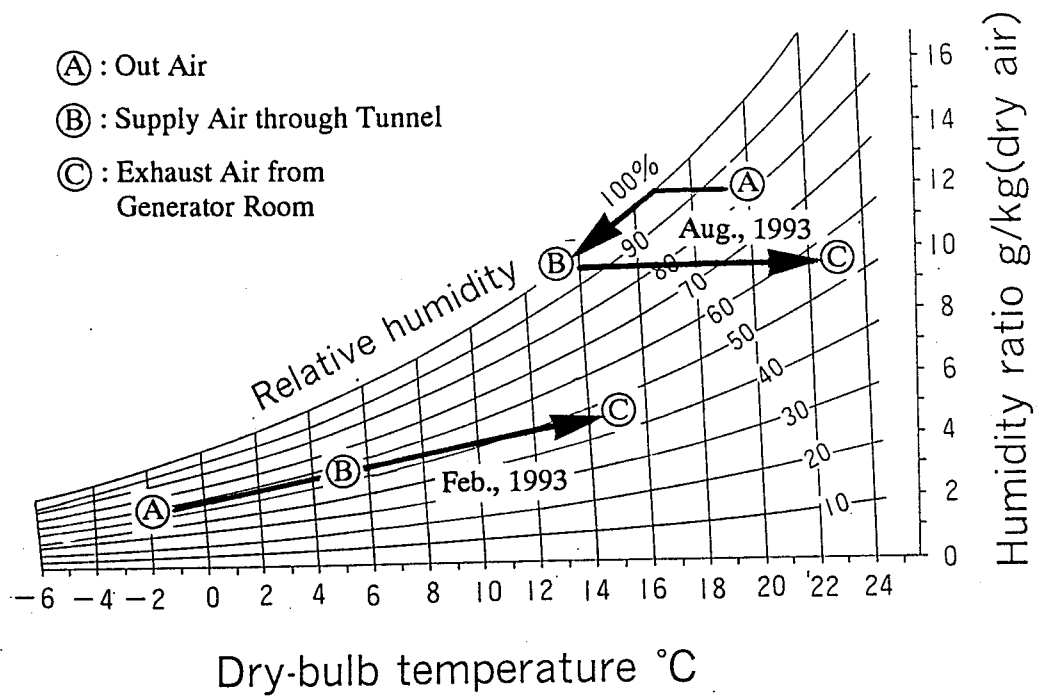


Fig. 3.11 新高瀬川発電所の月平均の温湿度状態
(1993年2月, 8月)

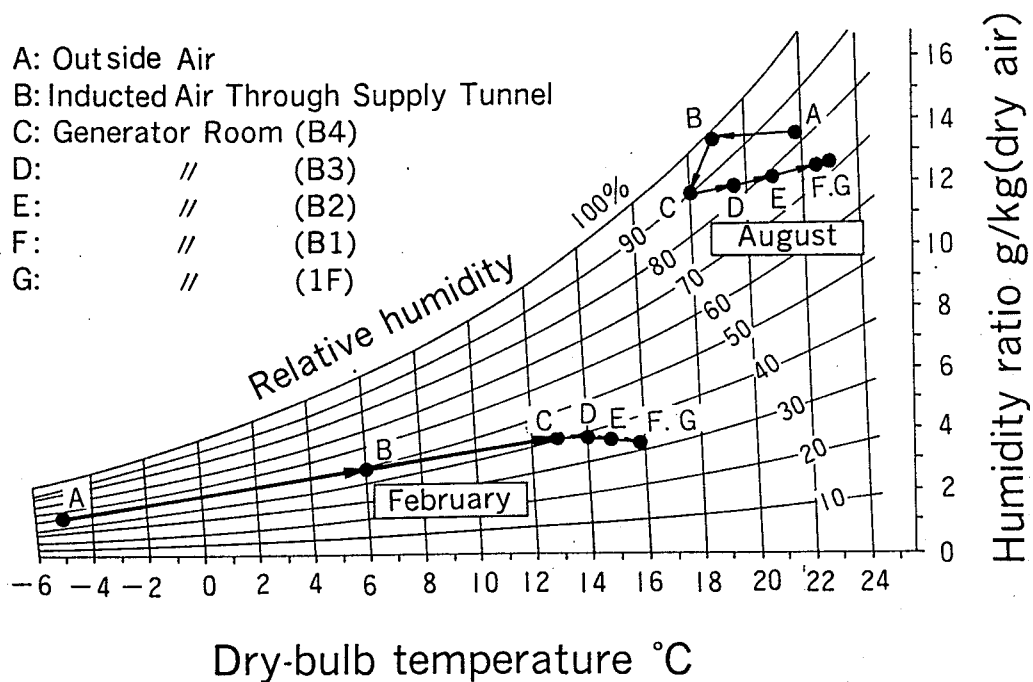


Fig. 3.12 玉原発電所の月平均の温湿度状態
(1983年2月, 8月)

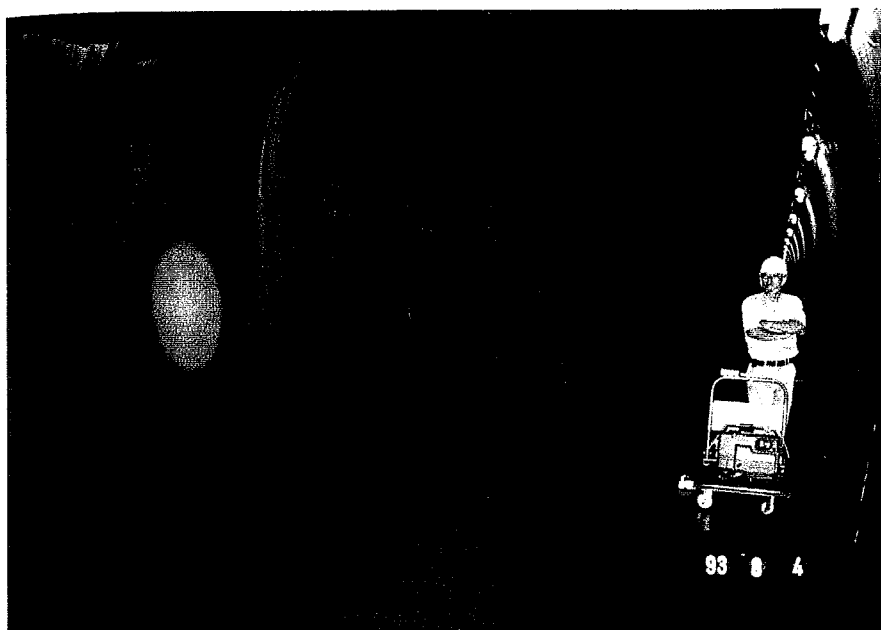


Photo 2.4新高瀬川発電所

坑口から40m点

空気温度17.7℃

相対湿度90%

壁面温度16.9℃

ミストの発生はない

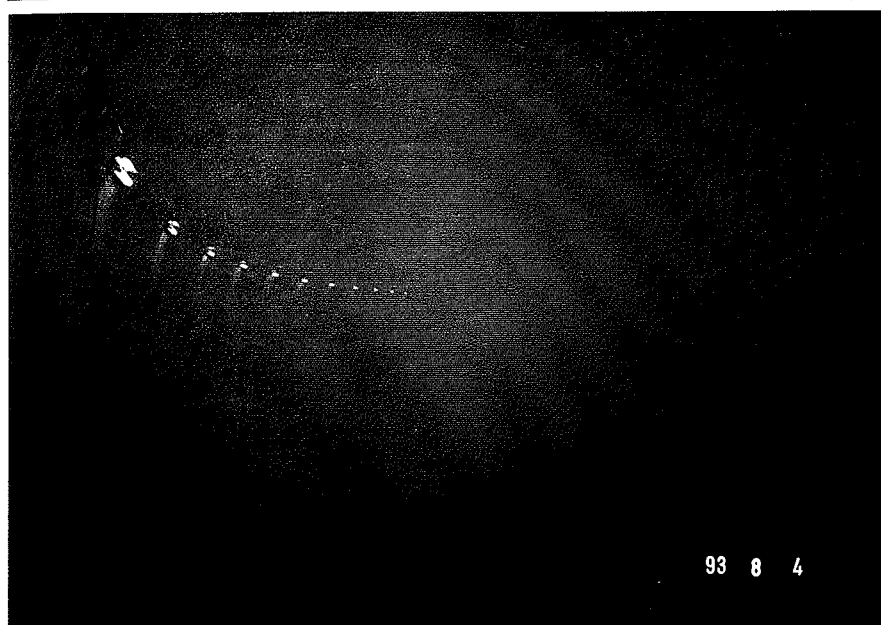


Photo 2.5新高瀬川発電所

坑口から300m点

空気温度14.9℃

相対湿度100%

壁面温度13.8℃

多量のミスト発生

著しい視界不良



Photo 2.6新高瀬川発電所

800m点から坑口方向

空気温度13.8℃

相対湿度100%

壁面温度13.6℃

少量のミスト発生

視界への影響少

2.2.5 熱収支

実測結果から、月平均の熱収支を求める。

換気による除熱量 H_V は吸気トンネル入口(T_o , X_o)と発電所からの排気(T_2 , X_2)のエンタルピー差に換気風量 Q を乗じて求める。

$$H_V = H_{VA} + H_{VL} = \rho_a Q \left[C_p (\bar{T}_2 - \bar{T}_o) + \Delta h \rho_{ao} (\bar{X}_2 - \bar{X}_o) \right] \quad (2.2)$$

トンネル周辺岩盤による吸・放熱量 H_T は吸気トンネル入口(T_o , X_o)と吸気トンネル末端の発電所空洞入口(T_1 , X_1)における空調機取り入れ空気とのエンタルピー差から求める。

$$H_T = H_{TA} + H_{TL} = \rho_a Q \left[C_p (\bar{T}_1 - \bar{T}_o) + \Delta h \rho_{ao} (\bar{X}_1 - \bar{X}_o) \right] \quad (2.3)$$

空洞周辺岩盤による吸・放熱量 H_C は発電所空洞入口(T_1 , X_1)と発電所空洞排気(T_2 , X_2)の熱量差から機器発熱を差し引いて求める。したがって H_C には発電所各階の蓄熱体(床, スラブ, 柱)や水配管における結露, ドレーン溝からの発湿などが含まれている。また, 所内機器からの空洞内への放熱量 H_m は式(2.1)を用いて算定する。 H_m は顕熱のみであり, 潜熱放出はないものとする。 H_A は空調機による除熱量であり, 全外気冷房のため $H_A=0$ である。

$$H_C = H_{CA} + H_{CL} = \rho_a Q \left[C_p (\bar{T}_2 - \bar{T}_1) + \Delta h \rho_{ao} (\bar{X}_2 - \bar{X}_1) \right] - H_m - H_A \quad (2.4)$$

Fig.2.13に夏期(8月平均)と冬期(2月平均)の新高瀬川地下発電所の月平均の熱収支を示す。ここで, 正の値は発電所内空気への放熱を, また負の値は吸熱を意味する。

夏期の熱収支を見ると, 機械類からの発熱量は520kWに対して, 吸気トンネル及び空洞周辺岩盤による吸熱が80%にも達し, 換気による除熱量はエンタルピーで考えるとほぼ0である。このことは, 地下空洞内部で発生した熱量はすべて周辺岩盤に吸収され, 外界にエンタルピー変化を与えていないことになる。ここで, 特に吸気トンネルの吸熱量が大きく, 吸気トンネルが外気に対して有効な冷却器の作用を果たしていることがわかる。吸気トンネルの全吸熱量の約45%は壁面における結露による潜熱吸熱であり, 空洞内の潜熱上昇が小さいため, 外気へは低湿度のまま放出されている。

一方, 冬期の熱収支を見ると機械類からの発熱量は400kWに対して, その2倍にも及ぶ熱量が換気によって外界に放出されている。夏期とは逆に, 吸気トンネル及び空洞壁面からは顕・潜熱の放出がある。壁面からの潜熱放出

は壁体からの蒸発であり、そのため空洞内の絶対湿度は外気より上昇するが、顕熱放出の方が大きいため、相対湿度は30%程度にとどまっている。

年間で見ると、吸気トンネルと空洞では夏期の吸熱分は冬期放熱され、年間のエンタルピー収支はほぼ0でバランスし、長期変動結果(Fig.2.10)に示したように、1993年では所内温度の経年変化は見られない。見方を変えると、夏期 空調機にとって最も過酷な時期に冬期蓄冷された岩盤の冷却力を利用でき、その結果、特に空調機による冷房なしで520kWに及ぶ発熱量が処理され、空洞内温度は最大でも24℃に収まっている事になる。これが可能となるのは

- 1) 大深度地下施設に特有な構造条件として、吸気トンネルが長大であり、外気とトンネル壁体間で十分な熱交換がなされること。
- 2) 換気風量は年間一定であり、夏期に岩盤へ吸熱した熱量は冬期に放熱され、経年的な岩盤への蓄熱が小さいこと。
- 3) 岩盤内の熱移動は熱伝導が支配的であり、温度の高い温泉水などの影響が小さいこと。

があげられる。

下田^(2.2)によれば、全外気冷房で室温を一定値以下に保てる最大発熱量を限界発熱量と定義しているが、これによれば地下鉄の駅舎など浅部地下利用施設の26℃の室温に対する限界発熱量は立地点にもよるが地下水の影響を無視すると、単位空洞表面積あたり概ね5W/m²である。一方、新高瀬川発電所においては室温24℃に対する限界発熱量は15.8W/m²にも達する。さらに、揚水式地下発電所では、発熱量の日変動が大きく、発熱変動に対する空洞の蓄熱効果(24W/m², 2.1.3章1)参照)を加味すると、時間最大の限界発熱量は50W/m²となる。これを可能としているのは第一に長大な吸気トンネルであり、第二に大規模な地下空洞である。このように、大深度地下利用施設は外気冷房の導入に有利であるが、外気冷房の設計に当たっては吸気トンネル及び地下空洞周辺の地盤・岩盤の影響を詳細に考慮した温湿度予測手法の確立が重要であると共に壁面における熱・水分伝達の把握が必要となる。

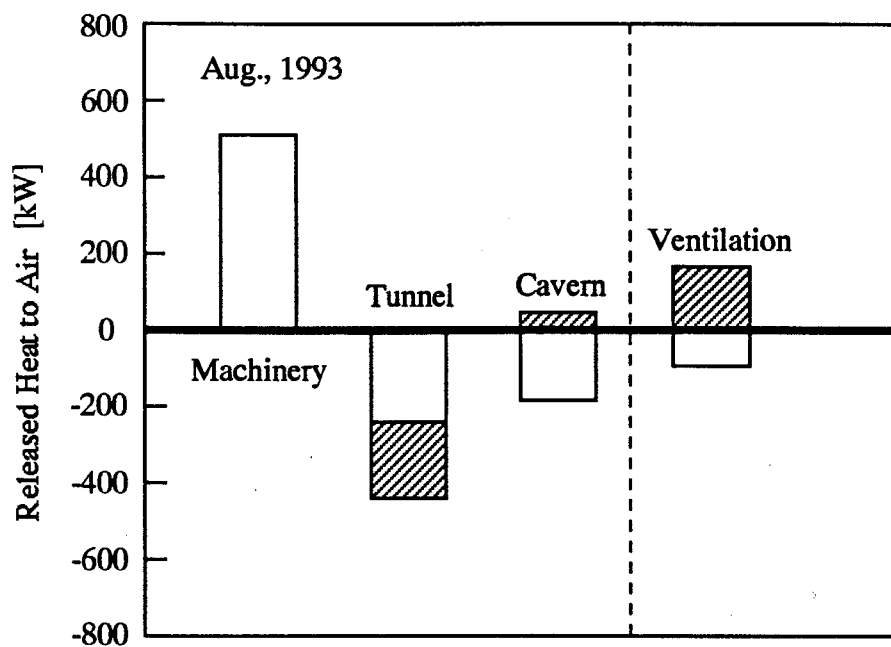
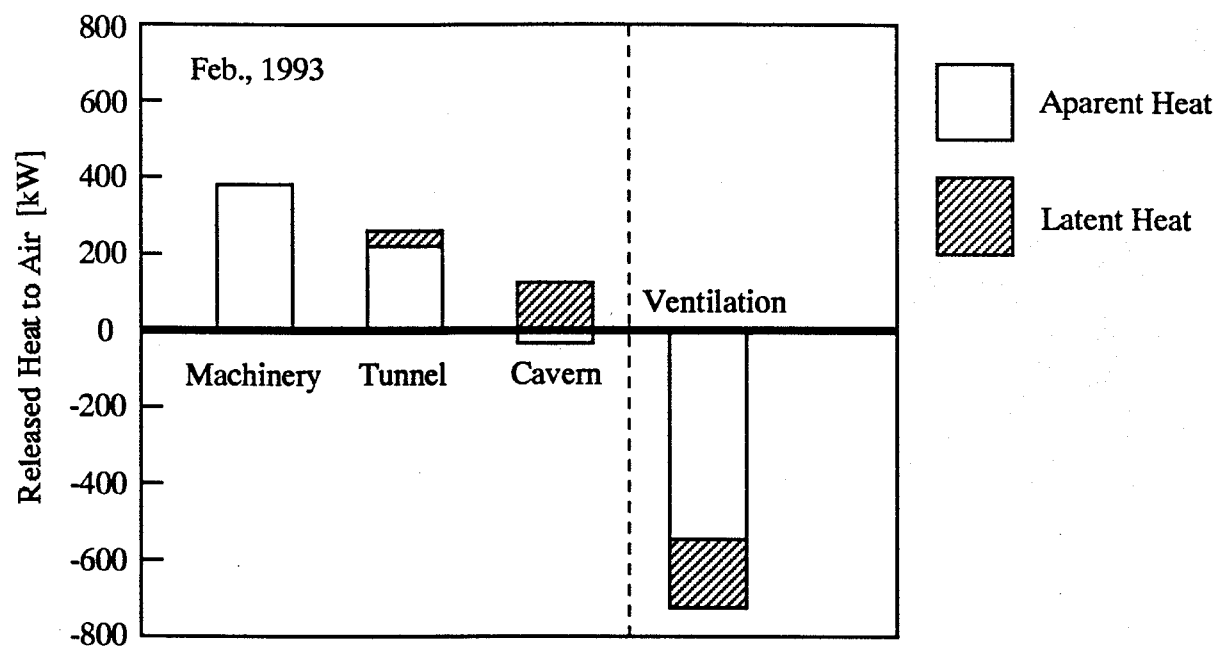


Fig.2.13 新高瀬川発電所の月平均の熱収支
(1993年2月, 8月)

2.2.6 トンネル壁面熱伝達率及び水蒸気伝達率

吸気トンネル内の直線区間(125m)の2点間の通過空気温度と壁面温度から壁面からの平均熱フラックス q_{Ts} とヌセルト数 Nu を次式で定義する.

$$q_{Ts} = \frac{\rho_a C_a A U \Delta T_a - q_T}{L \Delta z} \quad (2.5)$$

$$Nu = \frac{2 r_o q_{Ts}}{\lambda_a (\bar{T}_a - \bar{T}_s)} \quad (2.6)$$

ここに ΔT_a は2点間の温度差, Δz は2点間の距離, q_T は2点間の照明発熱量, $\bar{T}_a$, $\bar{T}_s$ は2点間の対数平均温度である.

Fig.2.14に風速一定条件における壁面からの熱フラックスと壁面と空気間の平均温度差の関係を示す. 2月には壁体表面は乾燥状態にあり, 7月には結露により湿潤状態にあるが, 壁面状態に係わらず両者の相関係数は0.97と高く定風量条件下では年間を通じて一定のヌセルト数で表現できる事が示された.

Fig.2.15に吸気トンネル奥に設置した換気ファンをコントロールしてトンネル通過風速 U を変えた場合のヌセルト数 Nu の測定結果を示す. ヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係は次の相関式で表される.

$$Nu = 0.044 Re^{0.8} \quad (\text{新高瀬川発電所}) \quad (2.7-a)$$

$$Nu = 0.066 Re^{0.8} \quad (\text{玉原発電所}) \quad (2.7-b)$$

両発電所とも滑らかな円管内の式(Kays^(2.3): $Nu=0.022 Re^{0.8} Pr^{0.5}$)に比べて Nu は2倍以上あり, 壁面粗度の影響が大きいことが伺われた. 特に玉原発電所の吸気トンネルの壁体はモルタル吹き付け仕上げのため表面粗さ $d=0.3\text{m}$ とトンネルの水力直径 $D=6.8\text{m}$ との比で定義する粗度(d/D)は0.04程度あり, 滑らかな巻立てコンクリート面の新高瀬川発電所に比べて Nu は1.5倍大きかった. Table2.2に壁面摩擦係数 f の影響を考慮した粗面管の相関式との比較を示す. 今回の測定値は概ね既往の文献値と50%の範囲で一致しており, 妥当な結果と考えられた. ただし, レイノルズ数が測定範囲の中では比較的小さい場合($Re=2 \times 10^5$), 直円管の実験結果である既存の文献値に比べて玉原発電所の測定結果は若干大きな値となった. これは, 平均風速 0.3m/s という低風速条件下での測定であったため風速変動のRMS値と平均風速の比である乱れ強さ(U'/U_{ave})が0.7以上あったこと, また低風速下ではトンネル軸方向の温度勾配による自然対流効果が顕著となり, トンネル上部と下部では $0.1 \sim 0.3\text{m/s}$ の差が生じた事など必ずしもトンネル断面内で一定風速条件を満足していないことが考えられる.

Table 2.2 粗度を考慮した相関式の比較 $f=0.07$

相関式	Nu at $Re=2 \times 10^5$	Nu at $Re=1 \times 10^6$
玉原発電所 $Nu = 0.066 Re^{0.8}$	1150	4200
Petukov ^(2.8) $Nu = \frac{(f/2) Re Pr}{1.07 + 12.7\sqrt{f/2} (Pr^{2/3} - 1)}$	860	4300
幾世橋 ^(1.2) $Nu = 0.194 (\sqrt{f/8} Re)^{0.824} Pr^{0.5}$	540	2000
McAdams-Kolar ^(2.9) $Nu = 0.102 (\sqrt{f/8} Re)^{0.914} Pr^{0.5}$	850	3700

次に、トンネル壁面からの水蒸気伝達を考えるために、トンネル内2点間の通過空気の水蒸気濃度と壁面温度に対応する飽和水蒸気濃度から壁面からの平均水蒸気フラックス J_{vs} とシャーウッド数 Sh を次式で定義する。

$$J_{vs} = \frac{\rho_a A U \Delta X_a - q_v}{L \Delta z} \quad (2.8)$$

$$Sh = \frac{2 r_0 J_{vs}}{D_a \rho_a (\bar{X}_a - \bar{X}_s(T_s))} \quad (2.9)$$

ここに ΔX_a は2点間の絶対湿度差、 Δz は2点間の距離、 q_v は2点間の加湿量、 $\bar{X}_a$ は2点間の対数平均絶対湿度であり、 $\bar{X}_s$ は T_s に対する飽和絶対湿度である。

Fig. 2.16に平均水蒸気フラックス q_{vw} と壁面温度に対応する飽和絶対湿度と通過空気の平均絶対湿度の差の相関を示す。この例ではトンネル壁体は巻き立てコンクリートであり、壁面上は漏水や流水など加湿源となるものはない。 X_s が X_a より小さい場合、すなわちトンネル内壁に結露が発生する7月では両者の相関は高い。これは壁面に液膜が形成される状態では絶対湿度は壁面温度に対する飽和絶対湿度に一致すると考えられるためである。温度境界層と濃度境界層にアナロジーが成立すると仮定すればルイスの関係からは $Nu=Sh$ となる。しかし、実測結果ではシャーウッド数はヌセルト数より小さく $Sh/Nu=0.6$ 程度である。この原因としては壁面温度の実測値は必ずしもコンクリート表面の液膜温度を代表させていないこと、またミストが発生した事によって壁面近傍の水蒸気量が減少しシャーウッド数が低下したことが考えられる。鉾山坑道では濡れた坑道壁面の水分移動を特徴づけるパラメータとし

て濡れ率 ϕ (Wetness Factor^(2.4)) が用いられている。濡れ率の定義からは $\phi = Sh/Nu$ であり、この表現を用いると結露壁においては $\phi = 0.6$ となる。

一方、2月における両者の相関は低く平均水蒸気フラックス q_{vw} は $X_s - X_a$ によらずほぼ一定の値となった。これは、乾燥したコンクリート面の絶対湿度が飽和条件を満足せず不飽和になっているためである。すなわち、冬期において長時間乾燥空気に曝露されたコンクリート壁体は乾燥が進みコンクリート内部から壁面への液水の移動速度が表面での蒸発速度に追いつかず、その結果壁面近傍の水蒸気圧は不飽和となると考えられる。不飽和条件では壁面における水蒸気の放湿量はコンクリート内部の液水移動と水蒸気拡散に律速され、7月における壁面水分フラックスが空気側の境界層性状に律速されるのとは対照的である。従って、仮にヌセルト数とシャーウッド数の比をとると $Sh/Nu = 0.07$ となり、井上^(2.5)らによる比較的乾いた裸岩坑道の推奨値 $\phi = 0.1$ に近い値となるが、裸岩と乾いたコンクリート壁体では発湿機構が異なるため、乾いたコンクリート壁体にルイスの関係に基づいた濡れ率 ϕ を用いるのは適当でない。

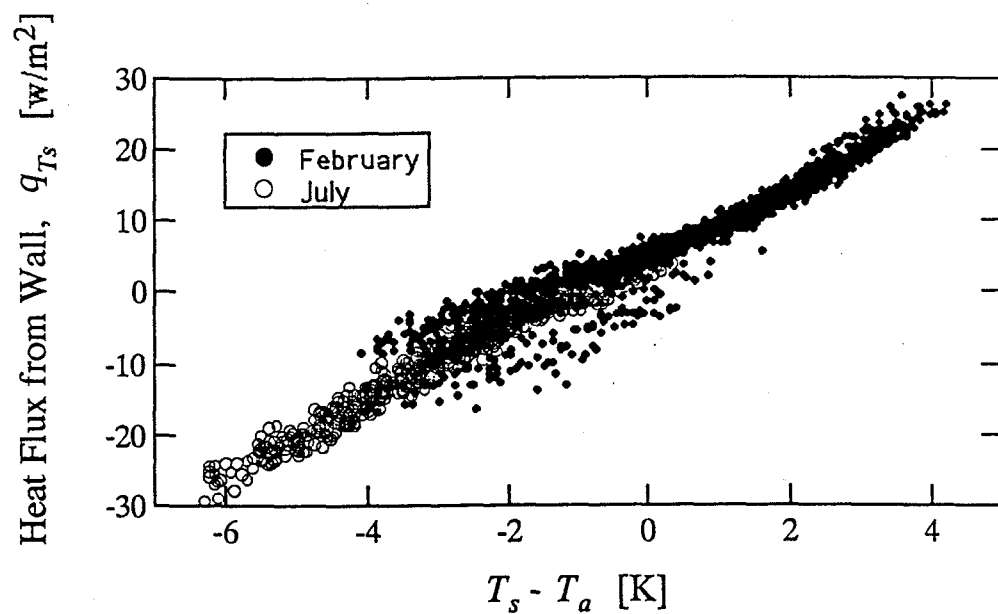


Fig.2.14 壁面熱フラックス q_s と壁面と空気の温度差($T_s - T_a$)の相関
(巻き立てコンクリート表面, 平均風速: 2月0.36m/s, 7月0.4m/s)

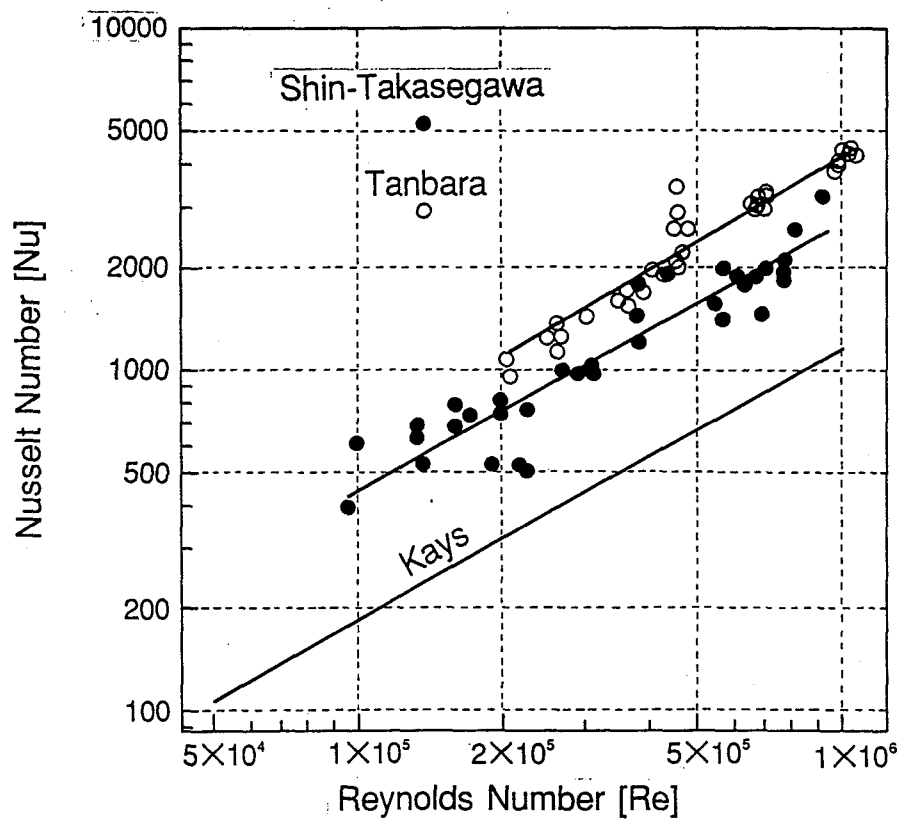


Fig.2.15 吸気トンネル壁面のヌセルト数 Nu とレイノルズ数 Re の関係

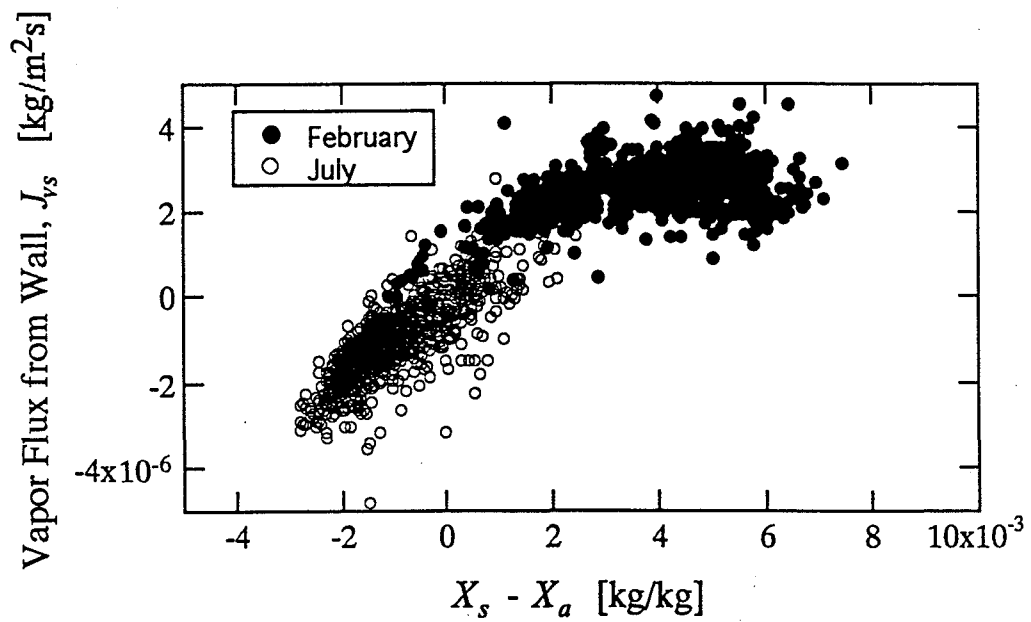


Fig.2.16 壁面水蒸気フラックス J_s と壁面と空気の絶対湿度差($X_s - X_a$)の相関
(巻き立てコンクリート表面, 平均風速: 2月0.36m/s, 7月0.4m/s)

2.3 換気網モデルを用いた熱環境解析

2.3.1 解析モデル及び仮定

地下発電所は複数のトンネルと地下空洞から構成される事、また潜熱移動の影響が無視できない事のため、温湿度変動を解析的に求めるのは困難である。従って、トンネルを換気網の枝、空洞を節点に表し、換気網モデルによる温湿度数値解析を行う。ここで、トンネルと空洞は一般性を失わないように単純化し、任意の地下空間施設に対して適用できるものとする。Fig.2.17にトンネル要素並びに空洞要素の概念図を示す。以下にモデル化に当たっての主な仮定を示す。

1) トンネル要素のモデル化

- ・馬蹄形断面トンネルを水力直径を用いた円形断面トンネルに近似する。
- ・トンネル内の空気流は軸方向1次元流れとする。
- ・トンネル断面内の温度・湿度分布は小さいと仮定し、これを無視する。
- ・岩盤内の熱輸送は熱伝導によるものとする。
- ・岩盤内の熱流はトンネル半径方向のみとし、トンネル軸方向の岩盤内の熱流は温度勾配が極めて小さいため無視する。
- ・トンネル壁体から10m離れた岩盤温度は深部岩盤温度に等しく不変とする。
- ・壁体内の水蒸気及び液水の移動は無視し、蒸発結露は壁面のみで行われるものとする。
- ・空洞内のダクトは側壁の熱・水分移動のないトンネル要素とする。

2) 空洞要素のモデル化

- ・空洞内は換気により十分に拡散され、温度・湿度分布はないものとする。
- ・岩盤内の温度浸透厚さ（～20m：11年経過）は空洞の長さスケール（～100m）に比べて小さいので岩盤を平板に近似し、壁面に対して垂直方向1次元の熱流を考えるものとする。
- ・室温変動に対する岩盤への温度浸透厚さを算定し、3年間の計算では壁面から20m離れた点の、11年間の計算では30m点の岩盤温度は深部岩盤温度で一定とする。
- ・所内蓄熱体と室内空気は日平均以上の長い時間スケールでは熱平衡が成り立つと仮定し、その熱容量を考慮する。

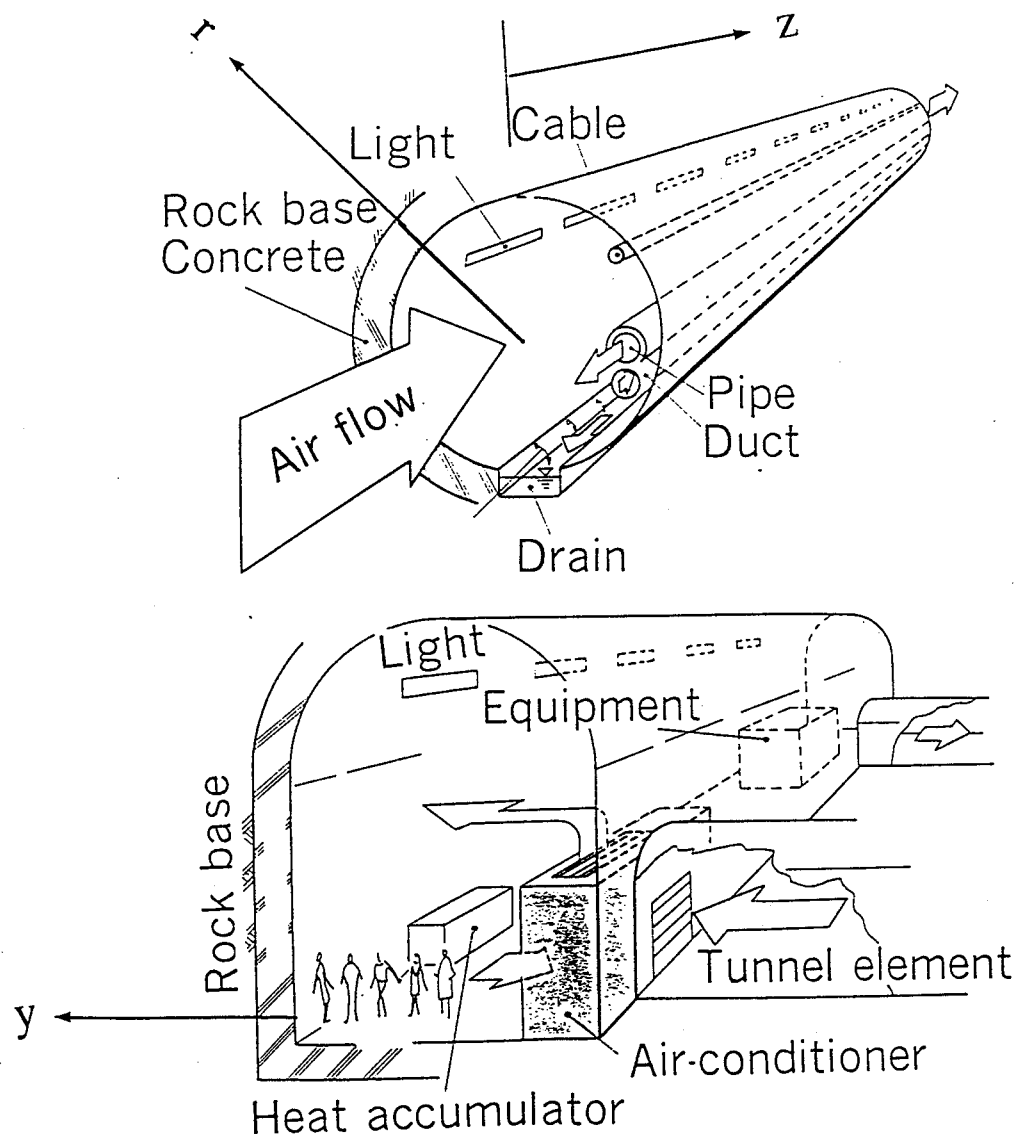


Fig.2.17 トンネル要素と空洞要素の概念図

2.3.2 基礎式

1) トンネル要素の基礎式

通過空気の熱収支式は拡散項は移流項に比べて小さいので無視すると次式となる。ここで、発熱項 q_T は照明や配管を対象にし、発熱量はトンネル単位長さあたりに換算する。

$$\rho_a C_a A \left(\frac{\partial T_a}{\partial t} + U_a \frac{\partial T_a}{\partial z} \right) = L \alpha (T_s - T_a) + q_T \quad (2.10)$$

ここで熱伝達率 α の算定には式(2.7)を用いる。

通過空気の水分保存式は次式となる。

$$\rho_a A \left(\frac{\partial X_a}{\partial t} + U_a \frac{\partial X_a}{\partial z} \right) = L J_s \quad (2.11)$$

ここで水蒸気フラックス J_s の算定は実測結果から式(2.12)を用いる。すなわち、表面結露の場合には、 J_s は壁面温度に対応した飽和絶対湿度と通過空気の絶対湿度の差に比例し、水蒸気伝達率と熱伝達率はルイスの関係が成立するものとする。しかし、表面から蒸発する場合には、壁体内の水分移動を解かないため、ここでは簡単に壁面温度やルイスの関係にはよらず一定値を仮定する。

$$\begin{aligned} J_s &= 0.6 \frac{\alpha}{C_p} \rho_a (X_s - X_a) & X_s < X_a \\ J_s &= 2 \times 10^{-6} & X_a > X_s \end{aligned} \quad (2.12)$$

壁体コンクリート及び周辺岩盤内の熱移動は円筒座標系の熱伝導式とする。

$$\rho_R C_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \lambda_R \left(\frac{\partial^2 T_R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_R}{\partial r} \right) \quad (2.13)$$

境界条件としてコンクリート面と空気の熱流の連続性からは次式が得られる。

$$-\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \alpha (T_a - T_s) + \Delta h J_s \quad (2.14)$$

コンクリートと岩盤の境界では熱流の連続が成り立つ。

$$-\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = -\lambda_R \frac{\partial T_R}{\partial r} \Big|_{r=r_1} \quad (2.15)$$

さらに深部岩盤は温度固定とする。

$$T_R \Big|_{r=r_\infty} = T_{R\infty} \quad (2.16)$$

流入点では温湿度は既知とし、流出点では自由流出とする。

$$T_a \Big|_{z=0} = T_{a0}, \quad X_a \Big|_{z=0} = X_{a0} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial z} \Big|_{z=Z_{end}} = \frac{\partial X_a}{\partial z} \Big|_{z=Z_{end}} = 0 \quad (2.18)$$

2) 空洞要素の基礎式

J_{in} 本のトンネルからの流入がある場合の空洞の熱収支は次式となる。

$$\left(\rho_a C_a V + \sum_{e=1} (\rho C V)_e \right) \frac{dT_a}{dt} = S \alpha (T_s - T_a) + \rho_a C_a \sum_{j=1}^{J_{in}} Q_j (T_j - T_a) + q \quad (2.19)$$

ここに、空洞壁面の熱伝達率は静謐な室内の対流熱伝達率^(2.5)と考え、 $2.3 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ を用いた。

水分の保存式は次式となる。ここで、水蒸気フラックス J_s の算定には式(2.12)を用いる。

$$\rho_a \frac{dX_a}{dt} = S \rho_a J_s + \rho_a \sum_{j=1}^{J_{in}} Q_j (X_j - X_a) \quad (2.20)$$

周辺岩盤の熱伝導は1次元の平板の熱伝導式を用いる。

$$\rho_R C_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \lambda_R \frac{\partial^2 T_R}{\partial y^2} \quad (2.21)$$

境界条件は、壁面の熱流の連続性からは

$$-\lambda_R \frac{\partial T_R}{\partial y} \Big|_{y=0} = \alpha (T_a - T_s) + \Delta h J_s \quad (2.22)$$

温度境界は壁面から十分離れた岩盤内点では

$$T_R \Big|_{y=y_\infty} = T_{R\infty} \quad (2.23)$$

となる。

2.3.3 差分式

Fig.2.18に換気網モデルを示す．空洞要素は節点に，トンネル要素は管路枝として表す．節点*i*は複数の管路枝*j*と接続されている．また，各節点*i*には岩盤深さ方向に不等間隔差分点*m*がある．管路枝*j*はトンネル軸方向に等間隔の差分点*k*があり，各差分点*k*には岩盤半径方向に不等間隔差分点*m*がある．管路枝*j*には U_j なる風速で湿り空気が通過し，各差分点*k*の通過風速は等しいものとする．Fig.2.18の例では，管路枝*j*は節点*i-1*及び*i*に接続しており*k=1*なる差分点の値は節点*i-1*の値に等しいものとし， $k=k_{end}$ なる差分点の値は節点*i*の値に等しいものとする．

1) トンネル要素の差分式

式(2.10)，(2.11)の対流項には3次精度のUTOPIAスキーム^(2.5)を，時間積分には後退オイラスキームを用い，全管路枝及び管路節点の関係式を陰的に定式化する．式(2.10)の*n+1*ステップに対する差分式はベクトル形式で以下の様に表される．

$$\begin{bmatrix} \frac{U+|U|}{12\Delta z} \\ \frac{-4U-2|U|}{6\Delta z} \\ \frac{|U|}{2\Delta z} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{L\alpha}{\rho_a C_a A} \\ \frac{4U-2|U|}{6\Delta z} \\ \frac{-U+|U|}{12\Delta z} \\ -\frac{L\alpha}{\rho_a C_a A} \end{bmatrix}_j \cdot \begin{bmatrix} T_a(k-2) \\ T_a(k-1) \\ T_a(k) \\ T_a(k+1) \\ T_a(k+2) \\ T_s(k) \end{bmatrix}_{j,k}^{n+1} = \frac{T_a^n(j,k)}{\Delta t} + \frac{q}{\rho_a C_a A} \quad (2.24)$$

しかし，風上側の節点*i-1*に接続する*k=2*では*k-2*点が仮想点となって定義できないため，*k=1*点に対して中心差分を用い*k=0*点の温度を消去すると，次式となる．

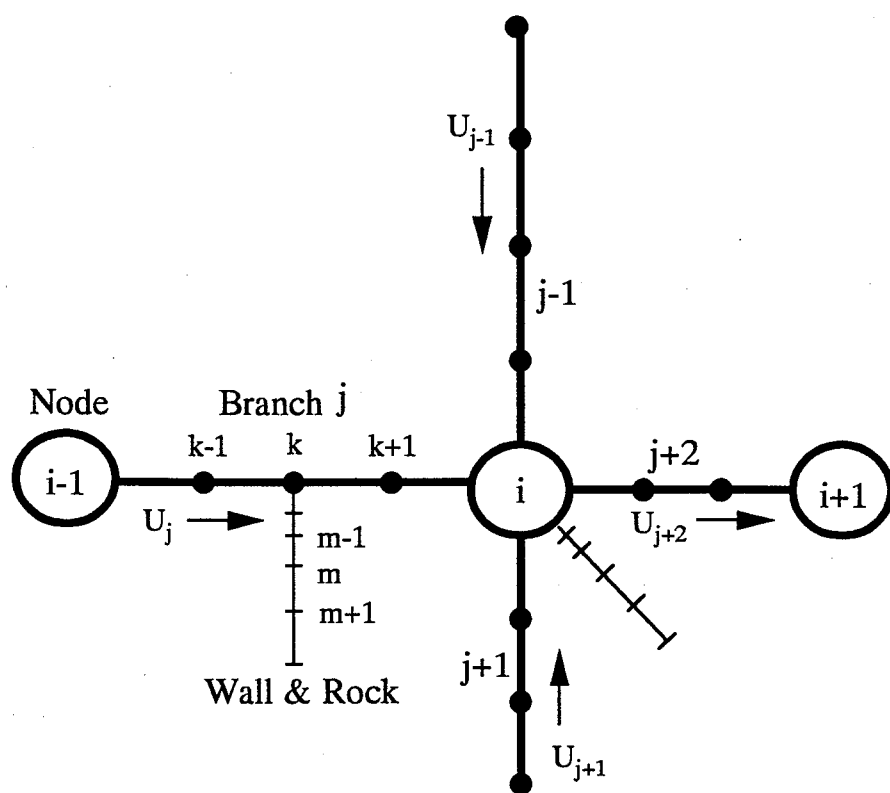


Fig. 2.18 換気網モデル

$$\left[\begin{array}{c} \frac{U + |U|}{6U\Delta t} - \frac{4U + 2|U|}{6\Delta z} \\ \\ \frac{U + 7|U|}{12\Delta z} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{L\alpha}{\rho_a C_a A} \\ \\ \frac{4U - 2|U|}{6\Delta z} \\ \\ \frac{-U + |U|}{12\Delta z} \\ \\ -\frac{L\alpha}{\rho_a C_a A} \end{array} \right]_j \cdot \left[\begin{array}{c} T_a(i) \\ T_a(k) \\ T_a(k+1) \\ T_a(k+2) \\ T_s(k) \end{array} \right]_{j,k=2}^{n+1} = \frac{T_a^n(j, k=2)}{\Delta t} + \frac{2\Delta z T_a^n(i)}{U\Delta t} + \frac{q}{\rho_a C_a A} \quad (2.25)$$

なお、風下側の節点*i*に接続する終点 ($k=k_{end}$)では

$$T_a^{n+1}(j, k_{end}+1) = T_a^{n+1}(j, k_{end}-1) \quad (2.26)$$

として、仮想点 $k_{end}+1$ を消去した。

岩盤内の熱伝導式(2.13)には中心差分を用いる。

$$\left[\begin{array}{c} -\Gamma(m) \\ \frac{r(m)\rho_a C_a}{\Delta t} + \Gamma(m) + \Gamma(m+1) \\ -\Gamma(m+1) \end{array} \right]_{j,k} \cdot \left[\begin{array}{c} T_R(m-1) \\ T_R(m) \\ T_R(m+1) \end{array} \right]_{j,k}^{n+1} = \frac{r(m)\rho_a C_a}{\Delta t} T_R^n(j, k, m) \quad (2.27)$$

ここに

$$\Gamma(m) = \frac{-2\lambda_R(m-1/2) \left(r(m) - \Delta r(m)/2 \right)}{\Delta r(m) \left(r(m) + \Delta r(m+1) \right)} \quad (2.28)$$

なお $\lambda_R(m-1/2)$ は m 点と $m-1$ 点の調和平均熱伝導率である。

壁面の差分式は式(2.14)を片側差分で展開する。ただし、壁面における潜熱移動量 $\Delta h J_s$ は 1 ステップ前の値を用いる。

$$\begin{bmatrix} -\alpha \\ \frac{2\lambda_c}{\Delta r^{(m=1)}} + \alpha \\ -\frac{2\lambda_c}{\Delta r^{(m=1)}} \end{bmatrix}_{j,k} \cdot \begin{bmatrix} T_a \\ T_s \\ T_c^{(m=1)} \end{bmatrix}_{j,k}^{n+1} = \Delta h [J_s]_{j,k}^n \quad (2.29)$$

水分量の保存式(2.11)は式(2.24)と同様に離散化される.

$$\begin{bmatrix} \frac{U + |U|}{12\Delta z} \\ \frac{-4U - 2|U|}{6\Delta z} \\ \frac{|U|}{2\Delta z} + \frac{1}{\Delta t} + \frac{L}{\rho_a A} \\ \frac{4U - 2|U|}{6\Delta z} \\ \frac{-U + |U|}{12\Delta z} \\ -\frac{L}{\rho_a A} \end{bmatrix}_j \cdot \begin{bmatrix} X_a(k-2) \\ X_a(k-1) \\ X_a(k) \\ X_a(k+1) \\ X_a(k+2) \\ X_s(k) \end{bmatrix}_{j,k}^{n+1} = \frac{X_a^n(j, k)}{\Delta t} + \frac{1}{\rho_a A} [J_s]_{j,k}^n \quad (2.30)$$

2) 空洞要素の差分式

複数のトンネルからの流入がある場合, i 節点の熱収支は式(2.19)は次式で差分化される. ここで, $U_{i,j}$ は i 節点に流入する j 管路枝からの風速であり, A_j は j 管路枝の断面積である.

$$\begin{bmatrix}
\frac{\rho_a C_a + \sum_e (\rho C)_e}{\Delta t} + s\alpha + \rho_a C_a \sum_{j=1}^{J_{end}} A_j U_{i,j} \\
\\
-s\alpha \\
\\
-\rho_a C_a A_{j=1} U_{i,j=1} \\
\vdots \\
-\rho_a C_a A_j U_{i,j} \\
\vdots
\end{bmatrix}
\cdot
\begin{bmatrix}
T_a \\
\\
T_s \\
\\
T_a(j=1, k_{end}) \\
\vdots \\
T_a(j, k_{end}) \\
\vdots
\end{bmatrix}^{n+1}
= \frac{\rho_a C_a + \sum_e (\rho C)_e}{\Delta t} T_a^n(i) + q
\quad (2.31)$$

岩盤内の熱移動式(2.21)は式(2.27)と同様にコントロールボリュームを用いて離散化し、空洞表面の熱流条件式(2.22)は式(2.29)に従う。また、水分量の保存式(2.20)は式(2.31)と同様な差分化を行うものとする。

2.3.4 数値解法及び計算アルゴリズム

差分式から得られる温度に関する連立代数方程式は以下の形にまとめられる。

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Theta_1 \\ \Theta_2 \end{bmatrix}^{n+1} = \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \end{bmatrix}^n \quad (2.32)$$

ここに Θ_1 は空気温度と壁面温度からなる状態ベクトル、 Θ_2 は岩盤温度の状態ベクトルであり $\langle T(i) \rangle$ を $T(i)$ に関する i_{end} 次元のベクトルとする。

$$\Theta_1^n = \left[\langle T_a^n(i) \rangle, \langle T_s^n(i) \rangle, \langle T_a^n(j, k) \rangle, \langle T_s^n(j, k) \rangle \right]^T \quad (2.33)$$

$$\Theta_2^n = \left[\langle T_R^n(i, m) \rangle, \langle T_R^n(j, k, m) \rangle \right]^T \quad (2.34)$$

A_{11} は差分式(2.24), (2.25), 及び(2.31)の左辺の係数から得られる行列, A_{22} は岩盤内温度に関する差分式(2.27)の左辺の係数から得られる行列, また A_{12} 及

び A_{21} は壁面の熱流条件式(2.29)の左辺から得られる行列式である。 $B_1 \sim B_2$ は各差分式の右辺側から得られるベクトルである。

水分保存の代数式は式(2.32)と同様に式(2.35)の形にまとめられる。

$$[A][\chi]^{n+1} = [B]^n \quad (2.35)$$

ここで、 χ は $X_a(i)$, $X_a(j,k)$, $X_s(i)$, $X_s(j,k)$ からなる列ベクトル、 A は管路枝の水分収支の差分式(式(2.30))及び節点の水分収支の差分式の左辺から得られる行列式であり、 B は同式の右辺から得られる列ベクトルである。

換気網内の温湿度の時間変化を求めるには代数方程式である式(2.32)及び(2.35)と壁面における水蒸気のフラックス(式(2.12))を連立させて解くことになる。

式(2.32)を直接解くのは左辺の係数行列が粗であるため効率的でない。ここで A_{22} が三行対角行列である事に着目すると θ_1 と θ_2 は次の2段階に分割して計算する。

$$\left[A_{11} - A_{12} U^{-1} \left(L^{-1} (A_{21}) \right) \right] \theta_1^{n+1} = B_1 - A_{12} U^{-1} \left(L^{-1} (B_2^n) \right) \quad (2.36)$$

$$\theta_2^{n+1} = U^{-1} \left(L^{-1} (B_2) - L^{-1} (A_{21}) \theta_1^{n+1} \right) \quad (2.37)$$

ここに $L^{-1} ()$ は A_{22} の下三角要素を消去するための前進代入のオペレータ、 $U^{-1} ()$ は A_{22} の上三角要素を消去するための後退代入のオペレータである。なお式(2.36)の左辺の行列のサイズはもとの行列のサイズに比べて岩盤の差分点の総数だけ小さく、その解法にはガウス消去法を用いることができる。また水分収支から得られる連立代数方程式(式(2.35))の解法もガウス消去による。

差分条件として吸気トンネルの Δz は100mとしたが、吸気トンネル奥の年変動幅は差分間隔をさらに小さくした場合($\Delta z=20m$)に比べて、1%の誤差に収まる。岩盤内は20分割し Δr , Δy の空気側境界近傍の最小厚みは0.1mとしたが、陰解法のため時間差分は大きくとれ、 Δt は24hとした。なお今回の解析では温度と湿度を分離して解いたことによる解の振動や発散は認められなかった。

2.3.5 実測結果との比較

1) 玉原発電所

Fig.2.19に玉原発電所の換気網モデルを示す。玉原発電所の例では発電機室及び変圧器室それぞれは一つの空洞として表す。即ち、節点①は変圧器室空洞を、節点②は発電機室空洞を表す。管路枝1は吸気トンネル、管路枝2～7は周辺ドレーン坑、また管路枝8～12は排気トンネルを示す。

計算条件として、外気温度は発電所近隣の気象庁藤原観測所の値を用いた。計算に用いた外気温湿度及び空洞内放熱量は月平均値を基に内挿し24時間ごとのデータとした。

Fig.2.20に吸気トンネル内の315m点における周辺岩盤温度の実測値と解析値の比較を示す。両者は概ね良く一致したが、表面及び1.25m点を見ると湧水量が多くなる8～11月は深部岩盤温度の影響を強く受けて熱伝導解との差が大きくなることが示された。

Fig.2.21～2.22に空洞内温度の実測値と解析値の比較を示す。変圧器室の温度計算値は実測結果の季節変動と概ね一致した。1983年6月は換気風量を冬モードから夏モードへ、11月は夏モードから冬モードへ切替えたため、両月では実測並びに解析結果とも空気温度に変極点が現れた。なお1984年は換気風量の切替を行なわなかったため空気温度の季節変化は滑らかである。空洞内放熱量は月平均約400kWで測定期間中ほぼ一定であったが、1983年7～9月の放熱量は150kW程度大きくその結果、換気風量は増加したにも関わらず1983年8月の空洞内温度は1984年8月に比べてやや高い。発電機室温度の季節変動巾は計算値の方がやや大きい。これは比較的構造が単純な変圧器室に比べて、多層構造の発電機室では床スラブとコンクリート柱の熱容量のみ考慮したが所内機器の熱容量が正確には把握できなかったこと、また各階を一つの空洞にモデル化した事による誤差と思われる。しかし、比較的単純な換気網モデルでありながら温度予測精度は概ね $\pm 1.5\text{K}$ に収まっており、実用上は許容範囲にある。

Fig.2.23に発電機室空洞の絶対湿度の実測値と計算結果の比較を示す。両者は年間を通して概ね良い一致を示している。季節変動を見ると、春秋の中間期は発電所全域で絶対湿度の変化は小さいが、冬期は吸気トンネル1～7及び空洞①②（記号はFig.2.19に従う）では空気温度の上昇に伴って壁面からの加湿により絶対湿度が増加している。その結果Fig.2.14を見ると外気に比べて発電機室1F階の絶対湿度は冬期 0.002kg/kg 程度増加している。夏期は吸気トンネル2,3,6,7点では結露により絶対湿度が減少したが、空洞①②では逆に温度上昇に伴って絶対湿度が増加した結果、外気と発電機室1F階の絶対湿度はほぼ等しい。

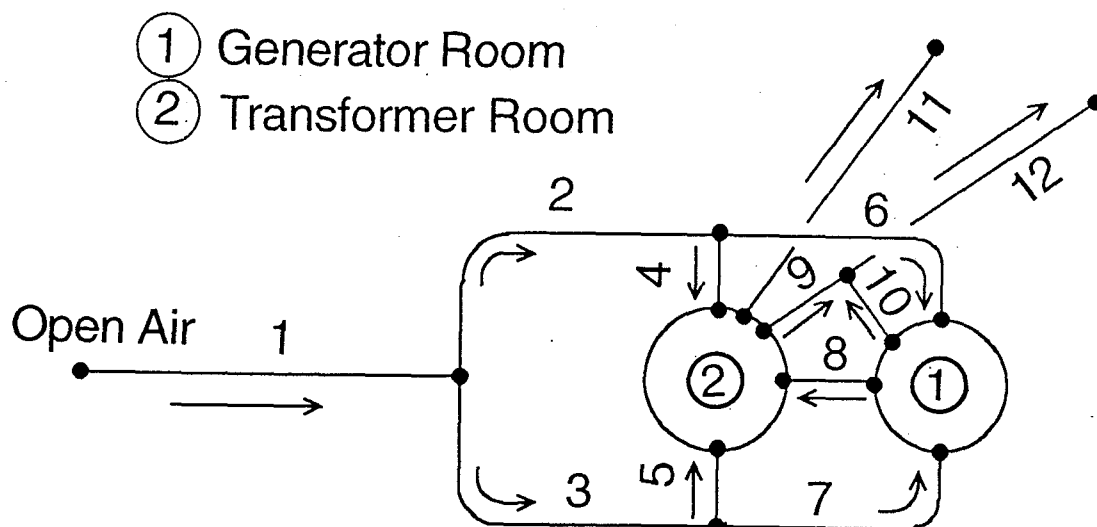


Fig. 2.19 玉原発電所における換気網モデル

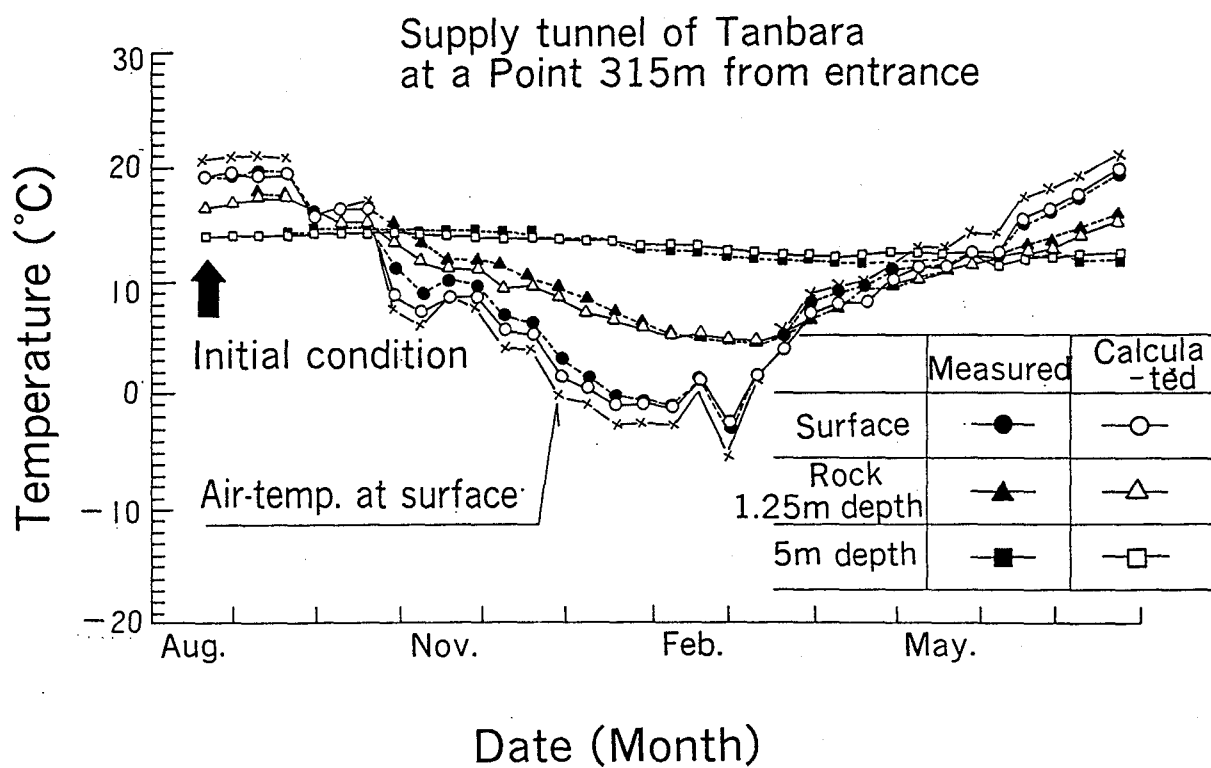


Fig. 2.20 吸気トンネル周辺岩盤温度の実測値と解析値の比較
(玉原発電所, 1982年~1983年)

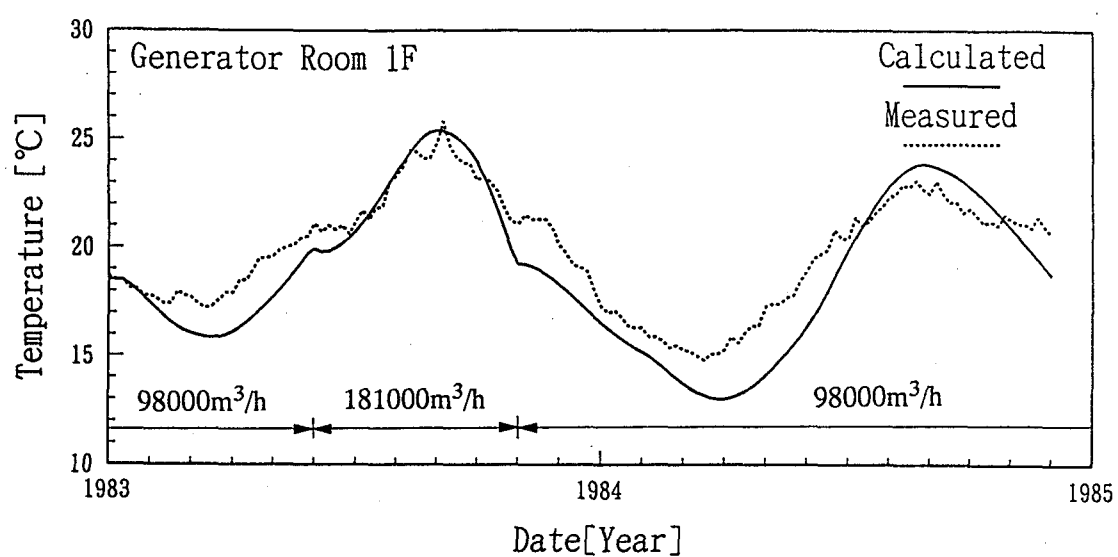


Fig. 2.21 発電機室空洞内温度の実測値と解析値の比較
(玉原発電所, 1983年～1985年)

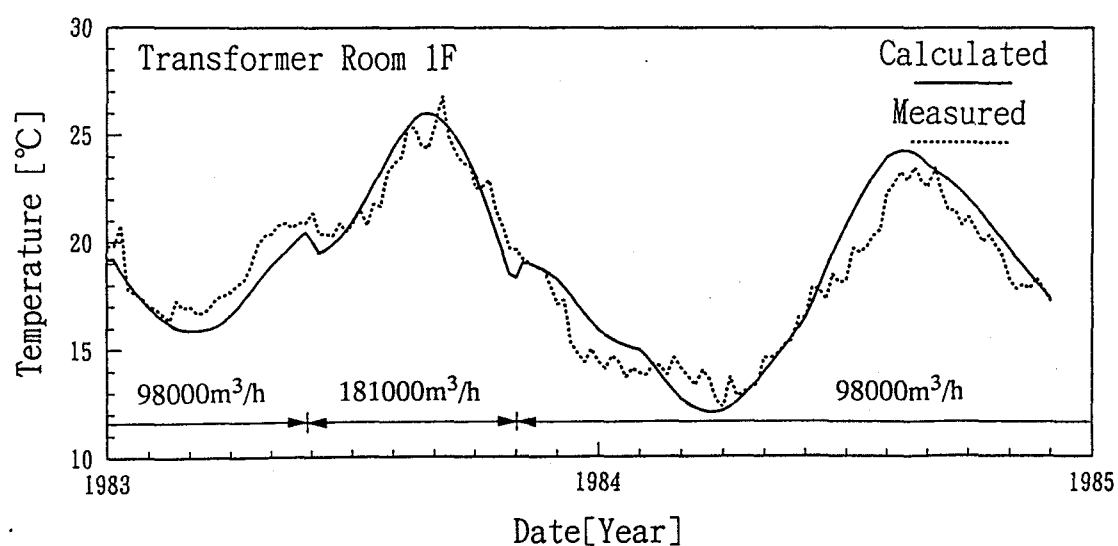


Fig. 2.22 変圧器室空洞内温度の実測値と解析値の比較
(玉原発電所, 1983年～1985年)

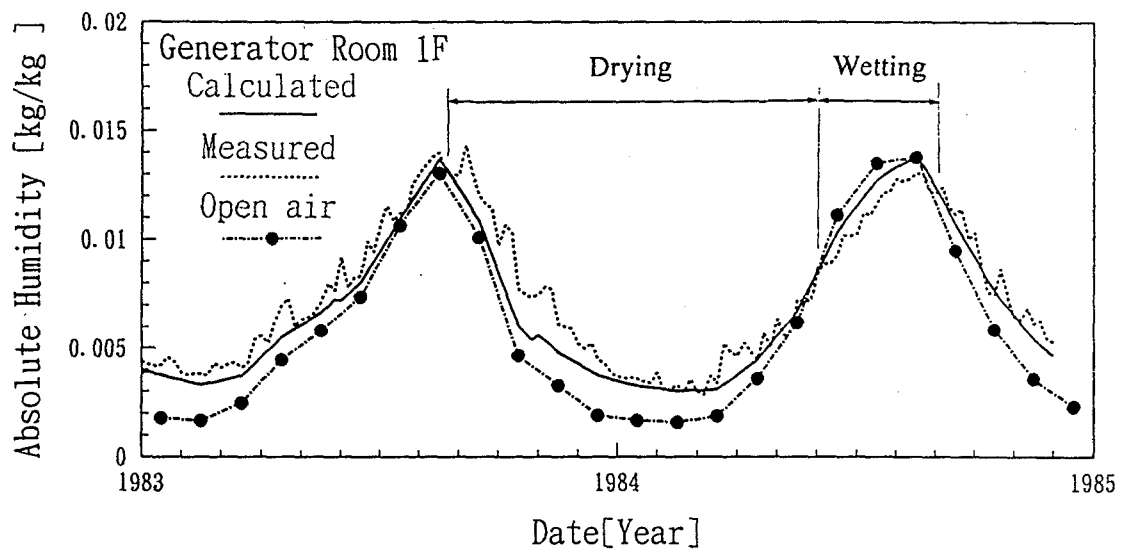


Fig. 2.23 発電機室空洞の絶対湿度実測値と解析値の比較
(玉原発電所, 1983年~1985年)

2) 新高瀬川発電所

Fig.2.24に新高瀬川発電所の換気網モデルと各階への風量配分を示す。新高瀬川発電所では発電機室及び変圧器室の各階はそれぞれ独立した空洞とした。空調機室（図中A.C.で表示）から各階へはダクトで配風されているが、換気網上ではダクトは周囲空気との熱・水分移動のない管路枝として取り扱った。各階からの還気はダクト同様に周囲空気との熱・水分移動のない管路枝として取り扱った。

Fig.2.25に新高瀬川発電所における11年間の解析結果を示す。外気温度は発電所下ダム観測所のデータを用いた。1984年からは発電所の稼働率が上昇し、1988年以降の空洞内への放熱量は発電開始当初(1982年)の約2.5倍に増加している。そのため、1983年から1993年までの10年間で空洞内温度は4.5K上昇し、1993年8月の実測値では24.0℃に達しているが、計算結果は概ねこれを再現している。温度解析精度は $\pm 1.0\text{K}$ （1982～1984年及び1992～1993年実績）であり、換気網モデルを詳細にしたため玉原発電所の場合に比べて解析精度は向上している。

Fig.2.26に発電機室各階の温度月平均値(1993年8月)の実測値と解析値の比較を示す。B3及びB4階では発熱量が小さいため岩盤温度の影響を強く受け温度が低く、解析値はこの傾向を良く再現している。発電機室1F階では実測値と解析値は良く一致しているが、空洞容積の小さいB2～B4階では換気量が少なく、また湧水からの伝熱の見積りが困難なため解析精度は若干悪くなっている。

Fig.2.27に空洞壁面から温度不動点までの距離と発電機室1F温度解析値の関係を示す。地下水の影響で壁面からの温度不動点距離が小さくなると、室内温度に対する深部岩盤温度の影響は強くなり、温度不動点距離が20m以上の場合には年平均値及び年変動幅は温度不動点距離によらずほぼ一定となり、半無限体を対象とした熱伝導解に漸近する。実測結果と比較すると、温度不動点距離が20m以上の解析結果が最も良く一致している。このことから岩盤内の伝熱は熱伝導が支配的であることが示唆された。しかし、仮に壁面から20m奥の岩盤温度（10℃）が一定とすれば年平均では40kWの熱量が空洞から岩盤へ流れていることになる。この熱量は全発熱量の10%程度にすぎないが経年的には20mより奥の深部岩盤温度を上昇させる要因となる。しかし、この熱量は先に湧水温度の実測値から求めた湧水による除熱量のオーダーと一致していることから、空洞周辺に吸熱された熱量は岩盤内で地下水に伝達され、湧水として再び空洞に戻った後、排水によって系外に放出されるため壁面から20m以上奥の深部岩盤温度は上昇しないことが推測される。

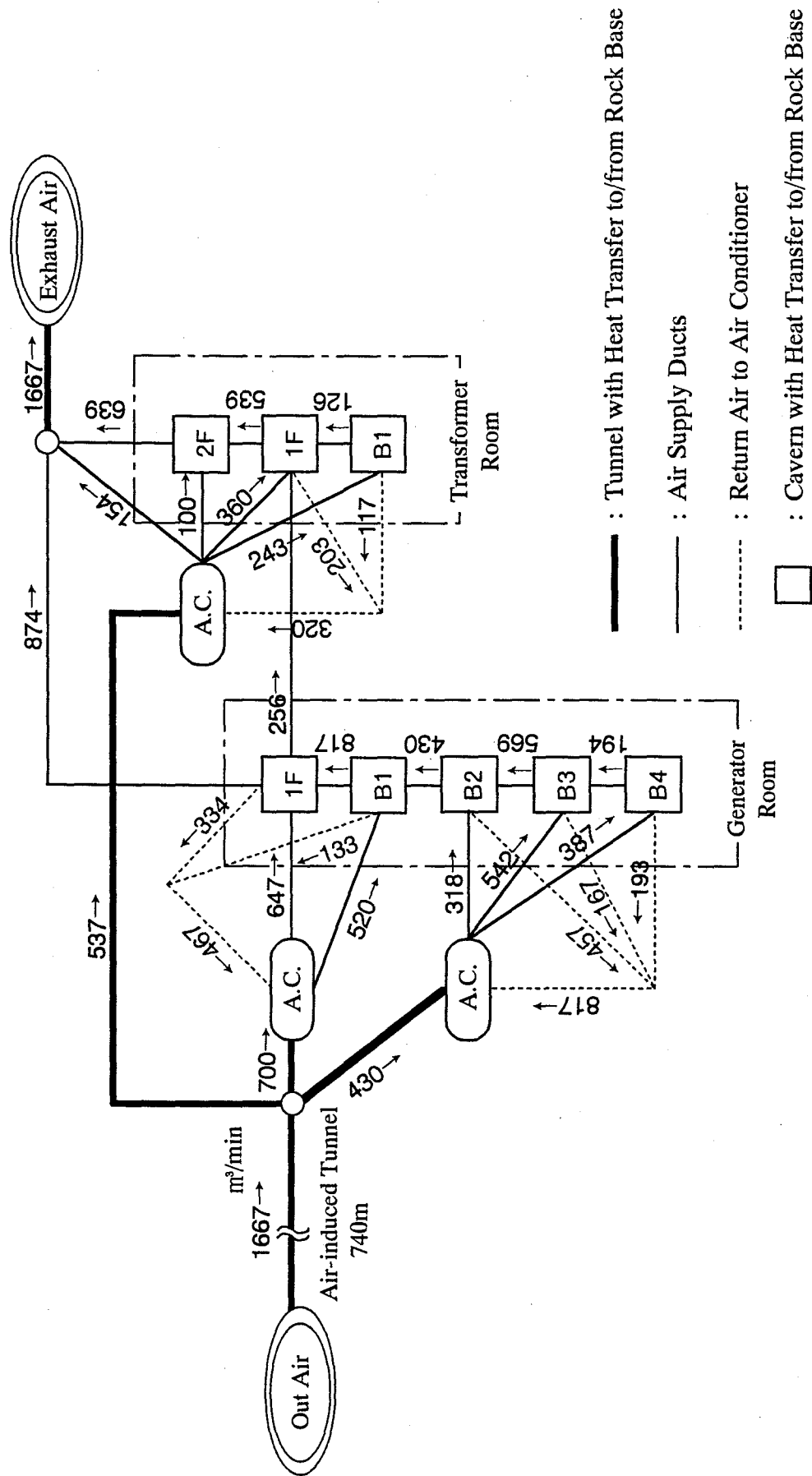


Fig. 2.24 新高瀨川発電所の換気網モデル

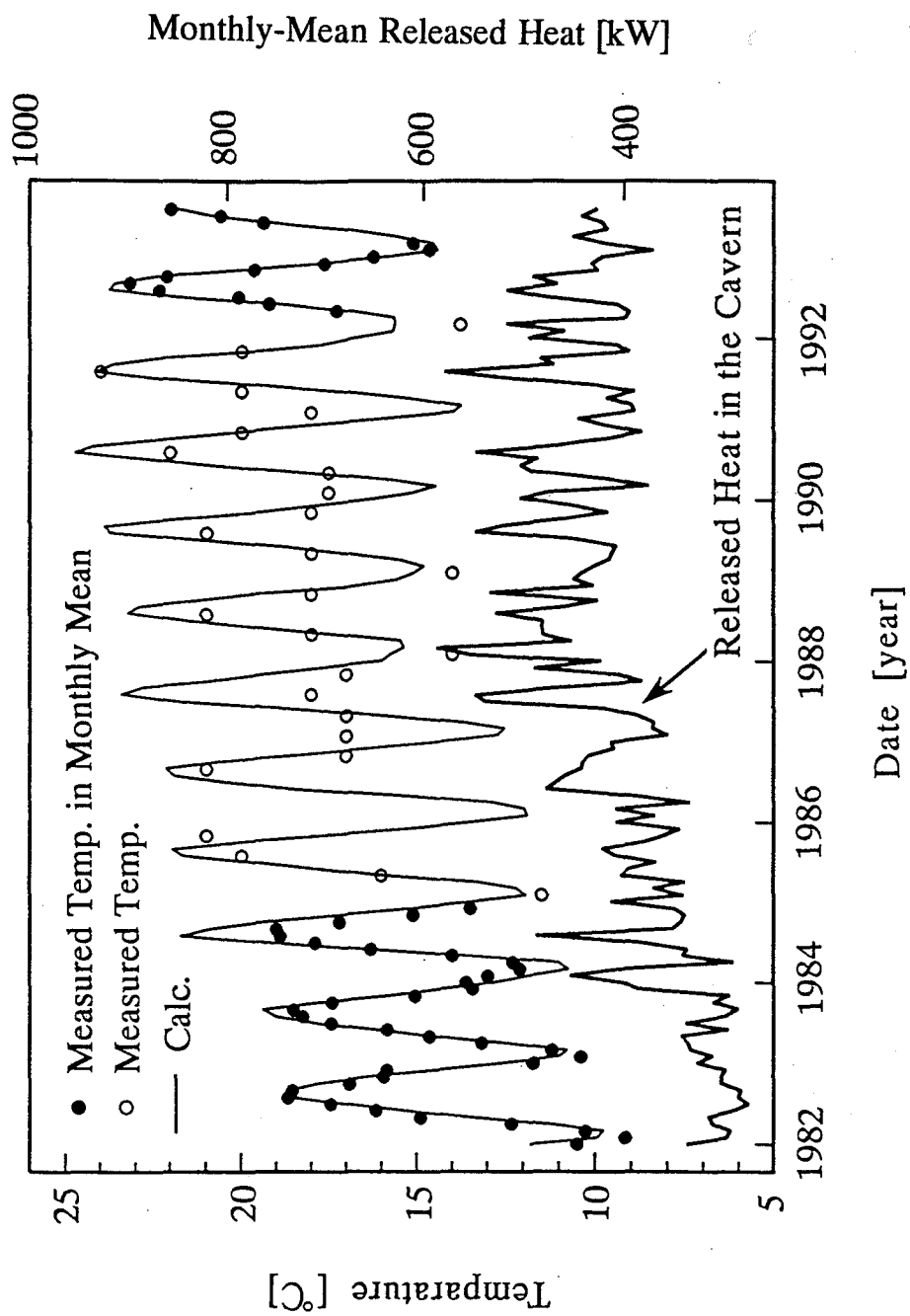


Fig.2.2.25 新高瀬川発電所の長期温度実測結果と解析値の比較

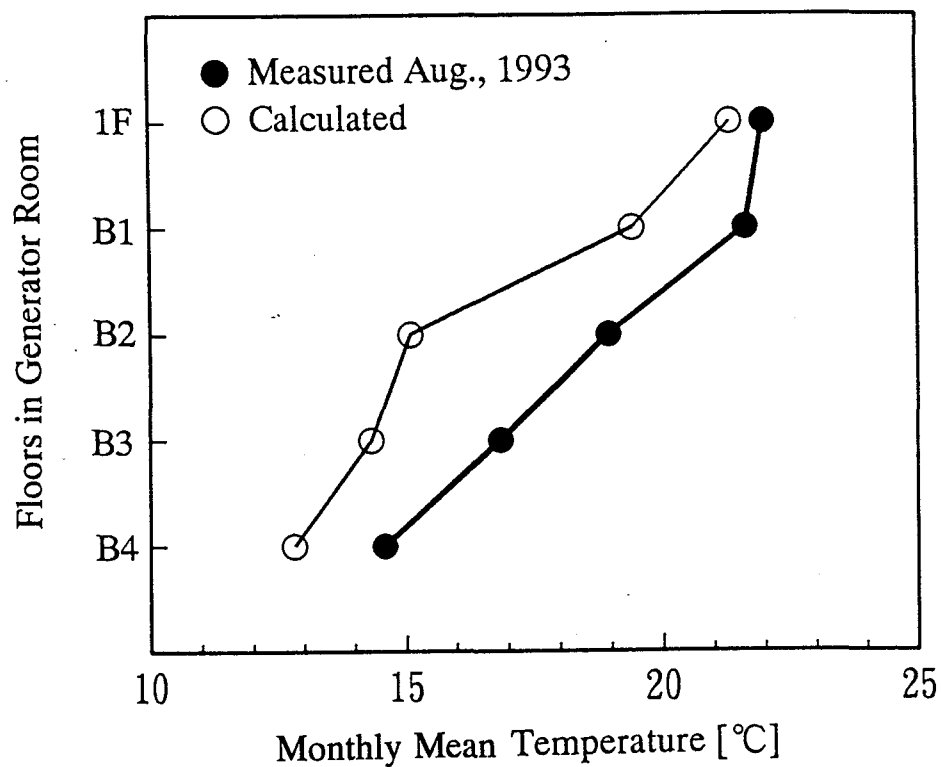


Fig. 2.26 発電機室の各階温度の実測値と解析値の比較
(新高瀬川発電所：1993年8月)

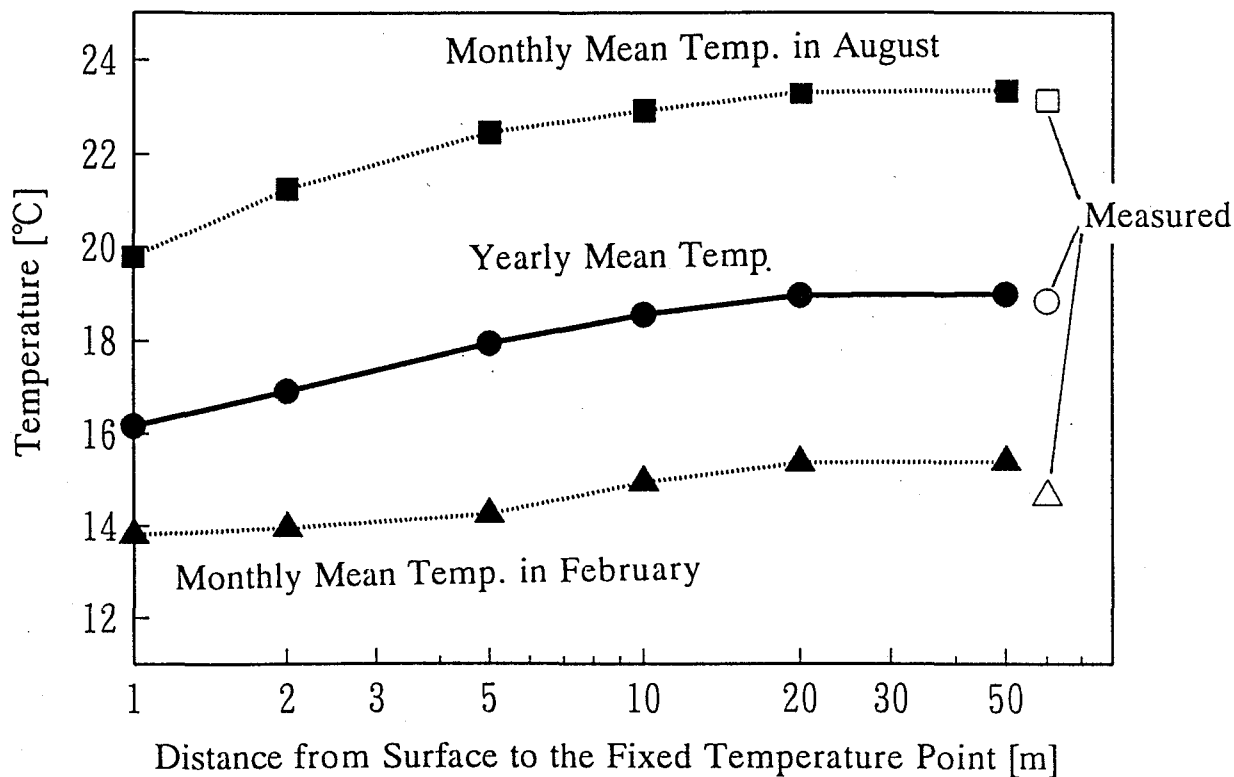


Fig. 2.27 温度不動点距離と発電機室 1 F 温度の年変動の関係
(新高瀬川発電所：1993年)

2.4 換気風量設定法の提案

Fig.2.28に新高瀬川発電所を対象に、発熱量をパラメータとした発電機室1Fの夏期最高温度（解析値）と換気風量の関係を示す。ここで、換気風量と発熱量は年間一定とし、ほぼ定常状態となる5年経過後の解析結果をプロットしたものである。

発電所稼働率が低く発熱量 q が315kW以下であれば、夏期の最高温度が最も低くなる換気風量の最適値が存在し、 $q=210\text{kW}$ では $1.1 \times 10^5 \text{m}^3/\text{h}$ 、 $q=315\text{kW}$ では $1.4 \times 10^5 \text{m}^3/\text{h}$ である。これは、過大な外気の導入は岩盤による温度緩和効果を低減させるためである。

換気風量の上限を $2 \times 10^5 \text{m}^3/\text{h}$ とすれば、夏期の空洞内温度を例えば 25°C 以下に保つには $q=840\text{kW}$ までの発熱量に対して全外気冷房が可能である。即ち、限界発熱量は $25.5 \text{W}/\text{m}^2$ であり、浅部地下利用施設の限界発熱量が $5 \text{W}/\text{m}^2$ に対して5倍程度大きい。また、大深度地下利用施設では浅部地下利用施設の場合と異なり、吸気トンネルの影響が大きいため限界発熱量は換気風量によって変化する。例えば、夏期最高室温を一定（ 25°C ）とするための換気風量 Q と発熱量 q の間の回帰式は次式となる。

$$Q = -0.99 \times 10^5 + 2.39 \times 10^8 \times q - 1.51 \times 10^{11} \times q^2 \\ + 3.44 \times 10^{13} \times q^3 - 3.33 \times 10^{15} \times q^4 \quad (2.38)$$

ただし Q : 風量(m^3/h)

q : 発熱量(kW)

従って、年間一定発熱条件では、式(2.38)は室温 25°C に対して適正な換気風量を与える。

しかし、発熱量に変動がある場合、変動の時間スケールが1年程度になると、換気風量一定条件では温度の経年変化を防止する事はできず、換気量の適切な制御が必要となる。ここでは一定期間（Case A: 1か月, Case B: 1年間）過去の発熱量実績から現期間（Case A: 1か月, Case B: 1年間）の換気風量を設定することを考える。Fig 2.29に新高瀬川発電所の11年間の発熱変動に基づいた換気風量の設定を、Fig 2.30に可変換気風量運転を行った場合の温度予測結果を示す。ここで、発熱量と風量の関係は式(2.38)を用いた。過去1か月間の平均発熱量に基づいた換気風量(CaseA)は $65,000 \sim 110,000 \text{m}^3/\text{h}$ を変動し年間の吸放熱バランスがくずれするため、夏期最高温度のばらつきが大きいのに対し、過去1年間の平均発熱量に基づいた換気風量制御を仮定した場合(Case B)は年間の吸放熱量がバランスし、夏期最高温度のばらつきは運転開始時の過度的な温度変動が終了する4年目からはほとんどなく、定風量運転の場合(Fig.2.25)に見られた所内温度の経年変化は概ね解消されている。また換気風

量は70,000~90,000m³/hに収まり、換気動力の低減になることが予測される。

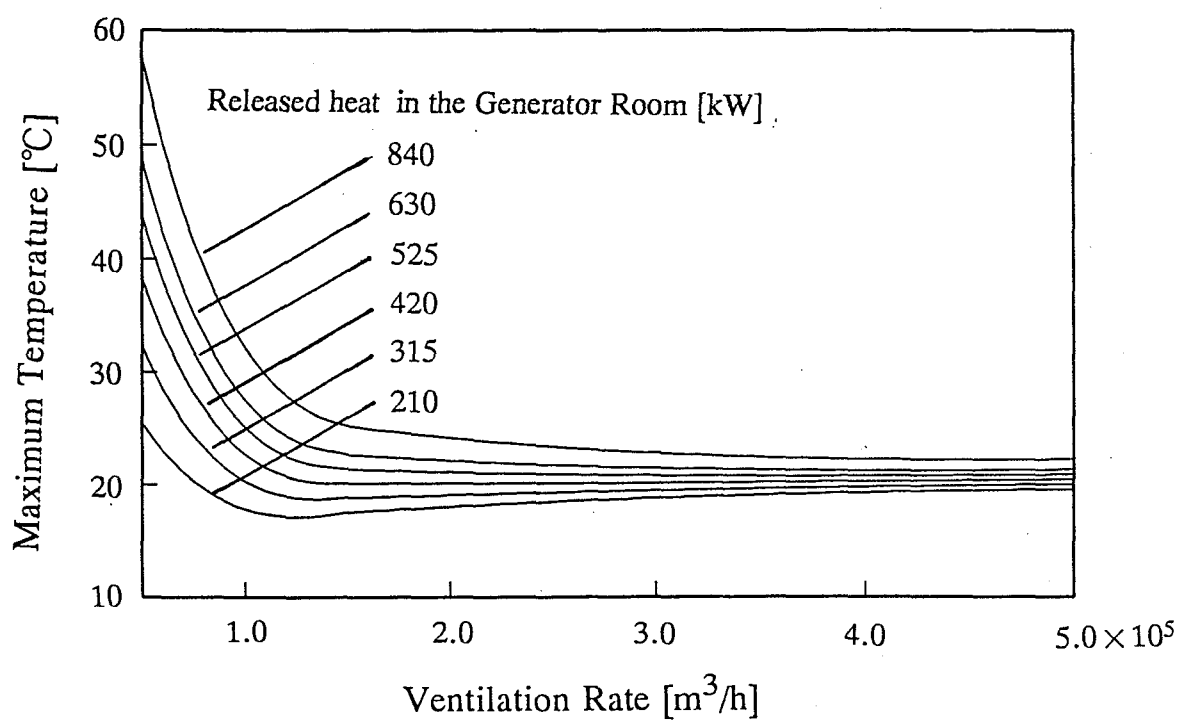


Fig. 2.28 換気風量と発電所 1 F の8月平均温度の関係の予測結果
(新高瀬川発電所, 年間一定発熱)

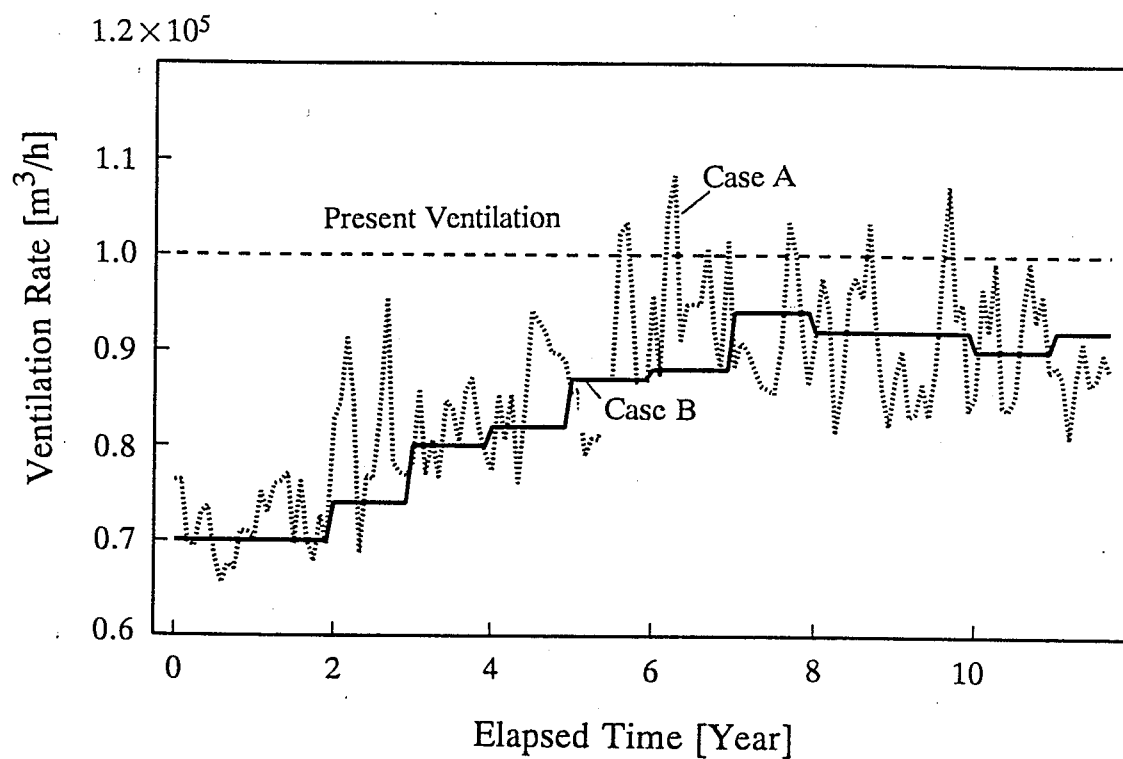


Fig. 2.29 発熱実績に基づいた換気風量の設定 (CaseA:前月の平均発熱に基づいた風量制御, CaseB: 前年の平均発熱に基づいた風量制御)

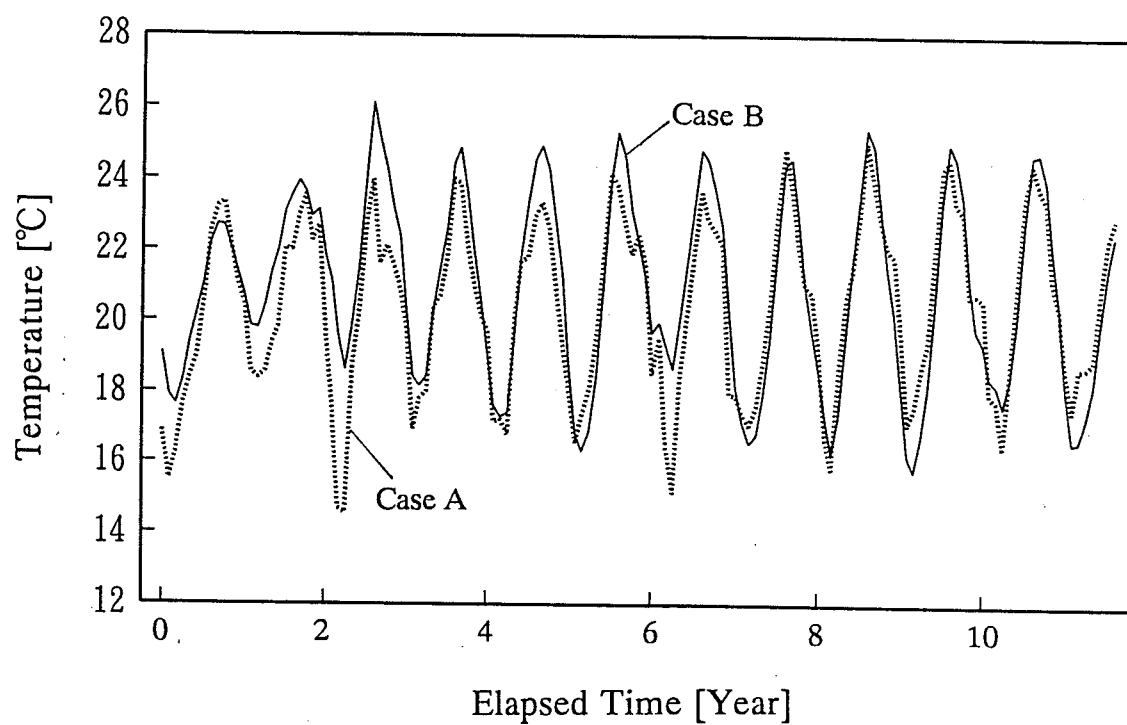


Fig. 2.30 可変風量運転時の発電機室 1 F 温度の予測結果

2.5 結論

大規模な揚水地下発電所の熱環境の11年に及ぶ長期測定を行った結果、以下の結論を得た。

- (1) 外気の日変動は1000mにも及ぶ吸気トンネル内において1K程度まで緩和され、地下大空洞内の発電機室及び変圧器室ではその影響は無視できる程小さい。
- (2) 空洞内の発熱量の日変動は最大600kWであったが、周辺壁体の蓄熱効果により空洞内温度の日変動幅は断熱温度上昇幅10Kに比べて0.4Kまで緩和される。
- (3) 年間一定風量の外気冷房では吸気トンネル及び地下空洞の周辺岩盤の冬期蓄冷の効果により、夏期には520kWの発熱に対して空洞内温度は最大24℃に収まっている。
- (4) 長大な吸気トンネルを有する大深度地下利用施設では浅部地下利用施設に比べて空洞単位表面積あたりの限界発熱量は3倍以上大きく外気冷房による空気調和方式が有利である。

換気網モデルによる地下空間の温湿度解析手法を提示した。本解析法は吸・排気トンネル及び空洞内のダクトを管路枝、岩盤空洞内の各階を節点にモデル化し、トンネル群と空洞が任意に組み合わせられた地下空間の温度及び湿度の予測に対して一般性のある方法である。解析結果からは以下の結論を得た。

- (5) 2カ所の地下発電所の長期温湿度の実測値と比較した結果では、解析結果は経年変化及び季節変動とも実測結果と良く一致し、温度予測精度は±1.5K程度であることが検証された。
- (6) 岩盤内の温度不動点距離は壁面から20m以上とした場合が最も良く室温の経年変動及び年変動幅を再現し、岩盤内の熱移動は熱伝導が支配的であった。
- (7) 発熱量に経年変化がある場合、換気量（年間一定）は前年度の平均発熱量に基づいて設定すると空洞内温度の経年変化の防止に有効であると予測された。

以上から大深度地下利用施設においては、外気冷房による空気調和方式が有利であり、外気冷房計画の基になる汎用的な温湿度予測手法は実用上十分な精度を有していることが示された。しかし、外気温度の日・季節変動を受ける地下空間においては以下の項目の詳細な検討が必要と考えられた。

・地下水の影響

実測並びに解析結果からは岩盤内の地下水の流動の影響に対して明確な結論が得られるほどではなかった。これは、岩盤の浸透係数は極めて小さく熱伝導が支配的であること、また岩盤帯内の地下水の移動は主に破碎帯のマクロな亀裂を介して行われるためその影響が発電所全体から見ると局部的であることのためと考えられる。しかし、都市部の大深度地下を想定すると、砂れき層帯の浸透係数 K は $10^{-9} \sim 10^{-11} \text{m}^2$ と大きく、地下水の流動が地下空間温度へ影響を及ぼすこと、さらに地下空間からの伝熱が地盤内の地下水流動に影響を及ぼすことが考えられる。第3章「トンネルの周辺地盤内の非定常熱移動」では地下水で飽和された地盤内の熱移動を実験的に明らかにする。

・周辺壁体との水分移動

発電所内の湿度は冬期は壁体コンクリートの乾燥による水蒸気の放出、夏期は表面結露による除湿の影響を強く受ける。しかし、壁面の水分移動の実測結果からは乾燥・結露過程のメカニズムは明らかでなく、また本章では解析を容易にするために壁体内の水分移動の影響を考慮していないため、壁体材料の構造特性が地下空間の湿度に及ぼす影響は明らかでない。第4章「多孔質壁体内の不飽和熱・水分移動」では以上の観点からモルタルコンクリート壁体の乾燥・湿潤過程について実験・解析を行う。

・トンネル内における霧の発生

実測からは、外気冷房の新たな問題点として吸気トンネル内において霧（水蒸気ミスト）が発生し視界不良となることが観察された。しかし、霧の定量的な把握は困難であり、その発生のメカニズムや換気条件との関係は明らかでない。第5章「トンネル内で発生するミストの核生成機構と成長」では大気の塵を異核とした不均一核生成の数値解により霧の発生特性を論ずる。

第3章 トンネルの周辺地盤内の 非定常熱移動

3.1 緒言

トンネル、地下共同溝、地域冷暖房配管などの温度環境の予測には、周辺地盤の伝熱特性を正確に見積もることが重要である。これら地中構造物の壁面は内部発熱変動や、通過流体温度の日変動・季節変動によって周期変動し、周囲地盤内の伝熱は非定常となる。

従来、地下空間内の温度予測には地盤岩盤内の伝熱は第一次近似として熱伝導のみ考慮することが多く、不透水性地盤においては十分な精度で解析されることが確かめられてきた。第2章で対象とした地下発電所も透水性の小さな花崗岩の岩盤に建設されているため、熱伝導に基づいた解析で実用上十分な予測精度が得られた。しかし、臨海地帯の透水性の高い砂れき層では地中構造物周辺の地下水の影響が重要となり、地下水流が無視できる滞水層の場合においては地中構造物の周辺地盤内には自然対流が発生する。また、地域的な動水勾配による定常的な地下水流のある場合には共存対流から強制対流へと変化する。地下水流は地下構造物の壁面伝熱量に影響を及ぼすと同時に、地盤内の熱移動を通して、近隣地盤環境へ影響を及ぼすことも懸念される。

飽和地盤内に建設されるトンネルのモデルとして、ここでは飽和粒状多孔質体内に設置された水平円柱を考え、水平円柱の壁面温度が正弦波状に変動する場合について模擬地盤としてガラスビーズ充填槽内の温度変動のモデル実験及び数値解析を自然対流と強制対流のそれぞれについて行なう。

自然対流領域では壁面温度の変動周期 τ_0 及びダルシー・レーリー数 $DaRa$ と地盤内の温度分布の関係を明らかにし、数値計算の解析精度を検証する。強制対流領域では壁面温度の変動周期 τ_0 及びペクレ数 Pe と地盤内の周期的な熱溜りの形状及び消滅過程、さらに温度レベルの時間変化の関係を明らかにする。

粒子レイノルズ数が1以下であれば充填層内の流れはダルシー流と仮定できるが、粒子レイノルズ数が1を越える領域では非ダルシー効果すなわち流体の乱れによる熱拡散効果の影響を検討する必要がある。また粒子径が円柱径に比べて無視できない領域では壁面のチャンネル効果の影響を明らかにする。さらに非定常な熱移動の固有な現象として粒子と流体温度の熱非平衡の影響を考察する。

＜主な記号＞

- c : 非ダルシー係数
- D : 円筒外径 [m]
- d : 粒子径 [m]
- K : 浸透性係数 [m^2]
- r : 無次元距離 $= r^* / D$
- T : 無次元温度 $= (T^* - T_{w,ave}^*) / \Delta T_w^*$
- ΔT_w^* : 壁面の温度変動幅 $= (T_{w,max}^* - T_{w,min}^*) / 2$
- V_r : r 方向速度 $= -(\partial \phi / \partial \theta) / r$
- V_θ : θ 方向速度 $= \partial \phi / \partial r$
- V : 自然対流における無次元速度ベクトル $= V^* D / \alpha_f$
- V' : 強制対流における無次元速度ベクトル $= V^* / V_{in}^*$
- V_{in}^* : 入口流速 [m/s]
- α : 温度伝導度 [m^2/s]
- γ : 無次元粒子径 $= d / D$
- ε : 間隙率
- ζ : 渦度
- η : 熱容量比 $= (\rho C)_b / (\rho C)_f$
- λ : 無次元熱伝導率 $= \lambda^* / \lambda_f$
- λ_{eff} : 無次元有効熱伝導率
- λ_k : 粒子間の流れの乱れによる無次元等価熱伝導率
- τ : 自然対流における無次元時間 $= t^* \alpha_f / D^2$
- τ' : 強制対流における無次元時間 $= t^* V_{in}^* / D$
- τ_0 : 自然対流における無次元周期 $= t_0^* \alpha_f / D^2$
- τ'_0 : 強制対流における無次元周期 $= t_0^* V_{in}^* / D$
- ν : 動粘性係数 [m^2/s]
- ϕ : 流れ関数
- Da : ダルシー数 $= K / D^2$
- Nu : ヌセルト数
- Pe : ペクレ数 $= Re_D Pr$
- Pr : プラントル数 $= \nu_f / \alpha_f$
- Ra : レイリー数 $= g \beta D^3 \Delta T_w^* / (\alpha_f \nu_f)$
- Re_d : 粒子径基準のレイノルズ数 $= Vd / \nu_f$
- Re_D : 円筒径基準のレイノルズ数 $= VD / \nu_f$

∇ : 平面球座標におけるナブラ
 $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}$

∇^2 : 平面球座標におけるラプラシアン
 $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta^2}$

(Subscript)

f : 水

b : ガラスビーズ

w : 円筒外壁面

max, min : 1周期内の最大, 最小値

(Superscript)

$*$: 有次元パラメータ

3.2 実験装置と実験方法

Fig.3.1に実験装置の概要を、Fig.3.2に水で飽和された球状粒子充填槽(400×400×250mm)の断面を示す。また、Table 3.1には実験条件を示す。ガラスビーズ充填槽の中心にはモデルトンネルとしてアルミニウム製の水平円筒を設置した。実トンネルの1/5～1/100を想定し、円筒の外径は100mmとした。

多孔質充填層の上下及び側面は断熱とした。円筒内の水温は循環温冷水槽で制御し、円筒外壁温度を正弦波状に15℃から25℃まで変化させた。円筒外壁温度の周方向の温度分布は±0.5K以内(無次元温度精度±0.1)であり、壁面温度一様条件をほぼ満足するものであった。

実トンネルの温度は日・年変動することを想定し無次元周期 τ_0 の相似から実験の温度変動の周期は16～96min($\tau_0 = 0.014 \sim 0.085$)とした。

充填層内には162本の0.126mm ϕ のT熱電対を2次元配置し断面内の温度変動を測定した。また、10mm径のガラスビーズの中心にはT熱電対を埋め込み、粒子と周辺流体の熱非平衡を測定した。実験は槽内の温度を20℃一定とした後に開始し、初期温度分布の影響が小さくなりほぼ定常となる5周期目を実験データとして採用した。

自然対流実験では、浸透性係数 $K=10^{-9} \sim 10^{-11} \text{m}^2$ の砂れき層を想定し、 $DaRa$ は11から1100まで変化させた。また $DaRa$ の相似から模擬地盤として1, 3, 5, 10mm径のガラスビーズ($K=10^{-7} \sim 10^{-9}$)を用いた。ただし、 $DaRa$ の相似を優先したため、粒子径の相似は満足していない。充填槽平均の間隙率 ε_∞ はランダム充填であるため、粒子径によらず0.38であった。なお、浸透性係数 K 及び非ダルシー係数 c の算定には次式を用い、定数 A, B はFandら^(3.12)の実験値を基に $A=182, B=1.92$ とした。

$$K = \frac{d^2 \varepsilon^3}{A(1 - \varepsilon)^2}, \quad c = \frac{B}{\sqrt{A} \varepsilon^{3/2}} \quad (3.1)$$

共存・強制対流実験では円筒に対して水平方向直角に一樣な定常水流を流した。充填槽内の水流がほぼ一樣であることは色素トレーサを流して確認した。粒子レイノルズ数 Re_d は0.062から6.2の範囲としダルシー流から非ダルシー流まで変化させた。また有効ペクレ数は9.1から91.2とし、強制対流の強さの指標である $DaRa/Pe$ は0.12から120の範囲とした。

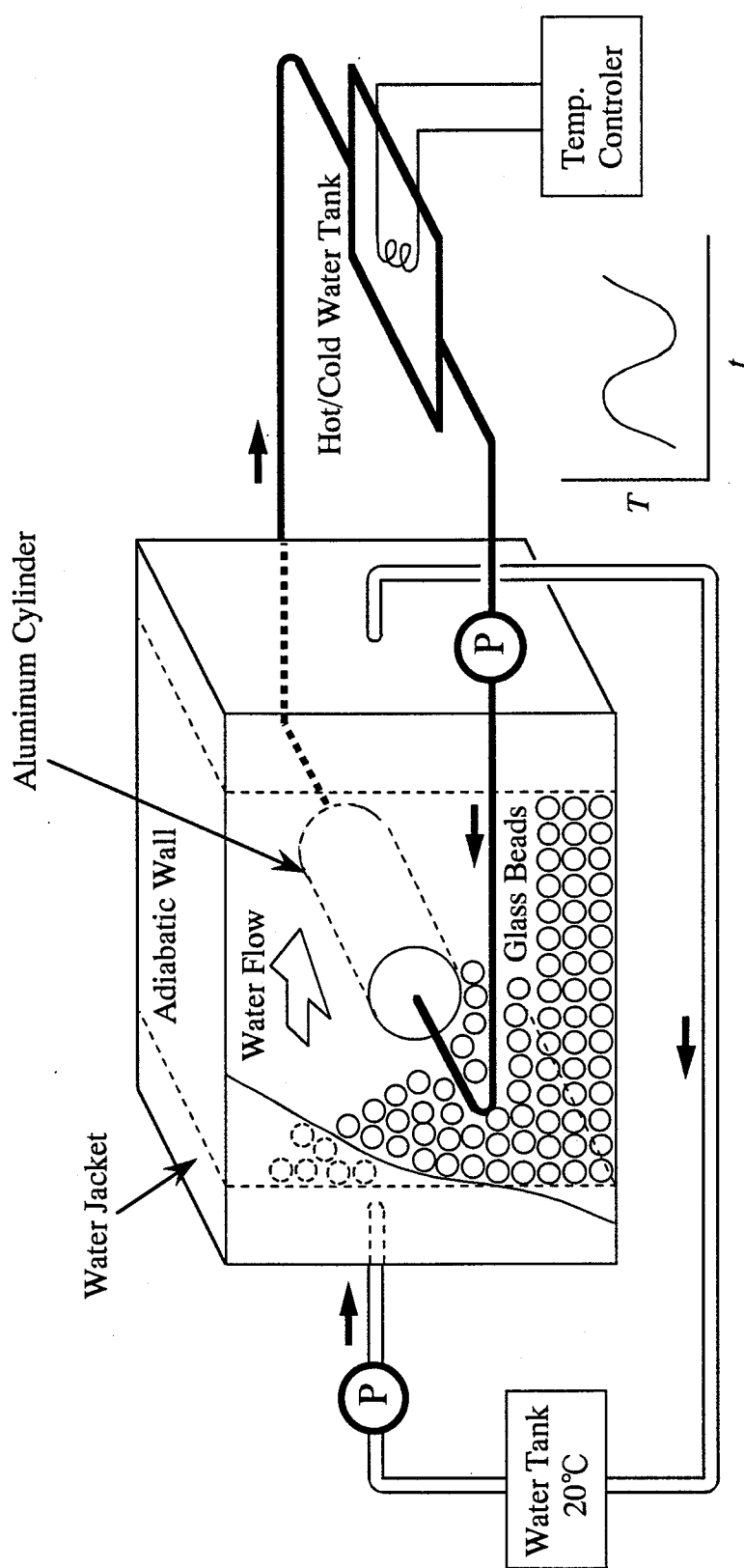


Fig.3.1 実験装置の概要

Table 3.1 実験条件

Parameters	Range of Experiment
Diameter of Particle, d	1, 3, 5, 10 [mm]
Inlet Water Velocity, V_{in}	0, 0.024 ~ 0.24 [mm/s]
Surface Temperature, T_s	$20 + 5\sin\left(2\pi \frac{t}{t_0}\right)$ [°C]
Periodic Time, t_0	16 ~ 96 [min]
$DaRa$	11 ~ 1100
Pe_{eff}	9.1 ~ 91.2
Re_d	0.31 ~ 6.2

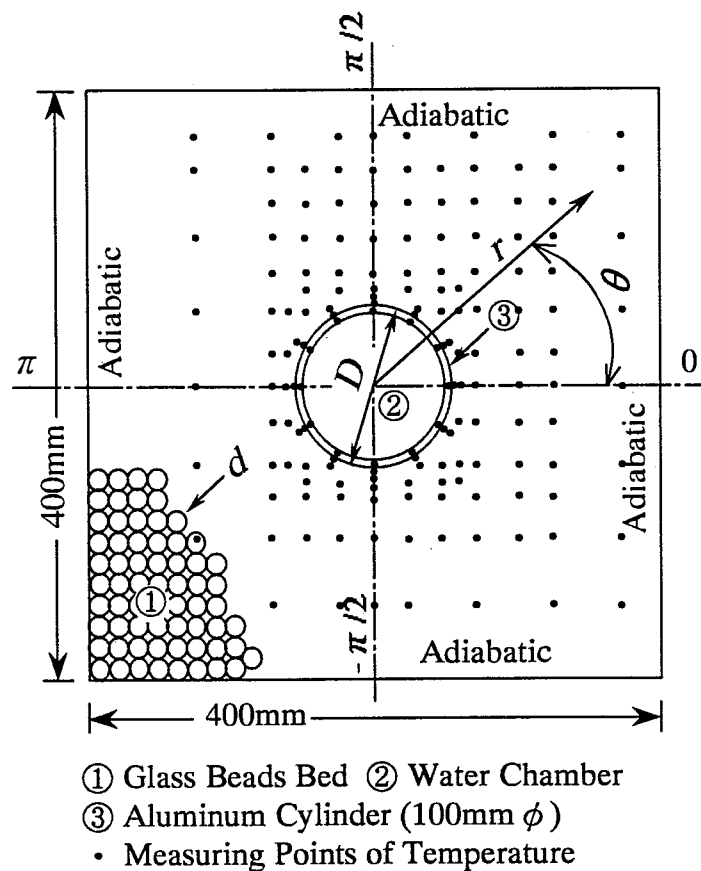


Fig.3.2 多孔質充填槽の断面及び温度測定点

3.3. 自然対流実験及び解析

3.3.1 基礎式

Forchheimer-Brinkman-Boussinesqモデルに基づいて、平面球座標系(r, θ)の渦度 ξ の輸送方程式と流れ関数 ψ を導入する。無次元化に当たっては代表長さを円筒径 D 、代表時間を D^2/α_f とする。ここで、主な変数であると、 ϕ 、 V 、及び T は微小区間の体積平均値であり、速度 V は見かけ速度となり真の速度は V/ε で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right) + \frac{V}{\varepsilon} \cdot \nabla \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right) = Pr \nabla^2 \frac{\xi}{\varepsilon} - \left(\frac{Pr}{Da} + \frac{c}{\sqrt{Da}} |V| \right) \xi \\ + Pr Ra \left(\sin \theta \frac{\partial T_f}{\partial \theta} - r \cos \theta \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$\nabla^2 \psi = -\xi \quad (3.3)$$

ここで、渦度の定義は式(3.4)であり、速度ベクトル V は流れ関数から求められる。なお、流れ関数を導入したことで連続の式($\nabla \cdot V = 0$)は自動的に満足される。

$$\xi \equiv \nabla \times V = \frac{\partial V_r}{\partial \theta} - \frac{\partial(r V_\theta)}{\partial r} \quad (3.4)$$

$$V_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \quad V_\theta = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (3.5)$$

式(3.2)の左辺第2項の対流項及び右辺第1項の拡散項は壁面から十分離れた多孔質体中では右辺第2項のダルシー項($Pr/Da > 10^6$)に比べて小さく無視できるが、壁面近傍では流線の空間変化に伴う運動量変化が大きいこと、また空隙率 ε が増加すると共にダルシー数 Da が減少することのため必ずしも対流・拡散項は無視できない。

壁面近傍の空隙率分布 ε はBenenati&Brosilow^(3.13)やStephenson & Stewart^(3.14)の実測結果を見ると壁面では $\varepsilon = 1$ に等しく、壁面から $5d$ の範囲では0から1まで周期的な変動を伴ってバルクの空隙率 ε_∞ に指数関数的に漸近している。しかし、この空隙率分布を用いることは数値解の安定性を損なう結果となるため、円筒外壁近傍の ε の分布には周期性を無視し、Cheng&Hsu^(3.8)による指数関数近似(式(3.6))を用いる。

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \left\{ 1 + \text{EXP} \left[-2 \left(r - 1/2 \right) / \gamma \right] \right\} \quad (3.6)$$

式(3.2)の右辺第2項のカッコ内第1項はダルシー項、第2項はForchheimer項と呼ばれる非ダルシー項であり、非ダルシー項は粒子レイノルズ数 $Re_d > 1$ の場合に影響を及ぼす。

非定常の粒子充填層では流体温度と粒子温度は必ずしも一致しないことが報告されている(3.15)。ここで、流体と固体粒子間の熱非平衡を考慮したエネルギー式は次式で表される。ただし、固体粒子内の温度不均一性は粒子の温度緩和時間に比べて系の時間スケールが十分長い場合無視する。

$$\varepsilon \frac{\partial T_f}{\partial \tau} + \mathbf{V} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot \left[\left(\varepsilon \lambda_{eff} + \lambda_k \right) \nabla T_f \right] - \frac{6(1-\varepsilon)}{\gamma^2} Nu_d (T_f - T_b) \quad (3.7)$$

$$\eta(1-\varepsilon) \frac{\partial T_b}{\partial \tau} = \nabla \cdot \left[(1-\varepsilon) \lambda_{eff} \nabla T_b \right] + \frac{6(1-\varepsilon)}{\gamma^2} Nu_d (T_f - T_b) \quad (3.8)$$

ここに流体と固体粒子の静止状態における有効熱伝導率 λ_{eff} の算定には Kunii & Smith の式(3.16)を用いる。

λ_k は粒子間の流れの乱れによる熱拡散効果を等価熱伝導率として表したものであり、粒子後流に渦運動が生じる非ダルシー流で顕著となる。 Hunt & Tien(3.17), (3.18) によれば λ_k は壁面近傍を除いて経験的に $0.1 Re_d$ で見積もられるが、壁面から粒子径 d の区間では流れは層流でありまた粒子による乱れが小さいと考えられるため $\lambda_k = 0$ とする(3.19)。

粒子外壁のヌセルト数 Nu_d の算定にはここでは簡単のため流体中の孤立球体廻りの式(3.20)を用いる。 Galloway & Sage(3.21) によれば $Pr^{1/3} Re_d^{1/2} < 5$ では粒子と流体間の伝熱は層流中の孤立球体の熱伝達に漸近し、今回の実験範囲はこれを満足する。

$$Nu_d = 2 + 0.57 Pr^{1/3} Re_d^{1/2} \quad (3.9)$$

3.3.2 境界条件

境界条件は円筒壁面では速度は滑りなし ($V_r = V_\theta = 0$) とした。渦度と流れ関数の滑りなし境界条件は次式で表される。

$$\psi \Big|_{r=1/2} = 0, \quad \zeta \Big|_{r=1/2} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (3.10)$$

外周では速度は滑り条件とする。

$$\psi \Big|_{r=r_\infty} = 0, \quad \zeta \Big|_{r=r_\infty} = 0 \quad (3.11)$$

円筒壁面の温度は周方向に一様に正弦波とする。

$$T_f \Big|_{r=1/2} = T_b \Big|_{r=1/2} = \sin(2\pi \tau / \tau_0) \quad (3.12)$$

外周温度は断熱条件とする。

$$\frac{\partial T_f}{\partial r} \Big|_{r=r_\infty} = \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_{r=r_\infty} = 0 \quad (3.13)$$

3.3.3 数値解法

解析領域は実験装置と同じ ($r_\infty = 2$) とし、半径方向50、周方向40のグリッドに分割し差分法により数値解析する。周方向の差分は等間隔としたが、壁面における半径方向の無次元最小厚さを0.005とする対数不等間隔グリッドを用いる。

差分スキームとしては渦度輸送式の対流項にはQUICK^(3.22)を、エネルギー式の対流・拡散項にはHYBRIDスキーム^(3.23)を用いる。時間進行はADI法^(3.24)により、時間きざみ $\Delta \tau$ は 4.0×10^{-6} である。また流れ関数に関するポアソン方程式の解法はSLOR^(3.24)を用いる。なお、円筒壁面における渦度（式(3.10)）と流れ関数（式(3.3)）のカップリングは各タイムステップごとに繰り返し計算により収束させることとした。

3.3.4 実験並びに解析結果

1) ダルシー流領域における温度分布

Fig.3.3に壁面温度の変動周期を一定($t_0=48\text{min}$, $\tau_0=0.042$)とし, 粒子径を変える事によって $DaRa$ を変化させた場合の槽内の温度分布の時間変動の実験結果を示す.

流体の代表速度を

$$U_{ref}^* = \frac{K g \beta}{\nu_f} \Delta T_w^* \quad (3.14)$$

とすれば, 粒子径基準のレイノルズ数 Re_d のオーダーは

$$Re_d \sim \frac{\gamma}{Pr} Da Ra \quad (3.15)$$

であり, $\gamma \leq 0.05$, $DaRa \leq 280$ では $Re_d < 1$ となり槽内はダルシー流と見なし得る.

実験結果によれば $DaRa$ が11と比較的小さい場合では変動周期 τ_0 によらず半径方向に均一な温度拡散が認められ, 対流の影響は熱伝導に比べて無視できる. しかし, $DaRa \geq 100$ では自然対流の影響が顕著に現れる.

$DaRa=280$ における充填槽内の温度分布を見ると, $\tau=(1/8)\tau_0$ では円筒外壁周辺の半径方向に均一な温度拡散が認められ, 加熱開始直後は熱伝導支配である. 多孔質層上部の高温域と下部の低温域は前周期で生じた自然対流による熱溜りであり, 対流及び拡散が極めて小さいため残存したものである. $\tau=(3/8)\tau_0$ では円筒上部から自然対流による高温域が成長する様子が認められる. $\tau=(5/8)\tau_0$ では円筒上部の高温域は自然対流により上方に移動する一方, 円筒壁面から冷却されるため, 円形の熱溜りが残される結果となったものである. また $\tau=(5/8)\tau_0 \sim \tau_0$ の間では逆に円筒下方に低温の熱溜りが発生する. この様な周期的な熱溜りの生成は粒子間の流れの乱れが小さく, しかも有効熱伝導率の低い多孔質に特有の現象である. 1周期の間には対流伝熱により多孔質層の上下方向に過渡的な温度成層化が進み, 4~5周期で定常変動に達する.

Fig.3.4はFig.3.3の $DaRa=280$ に対応する数値解析結果である. 今回の解析では外側の境界が円形としたため, 厳密には実験の境界形状を再現していないが熱溜りの生成と拡散過程は良く表されている. なお, $\gamma \leq 0.05$, $DaRa \leq 280$ では粒子流体間の熱非平衡及び円筒外壁のチャンネル効果は小さく $T_b=T_f$ かつ $\varepsilon=\varepsilon_\infty$ とした計算結果とは3%以内の差で一致した.

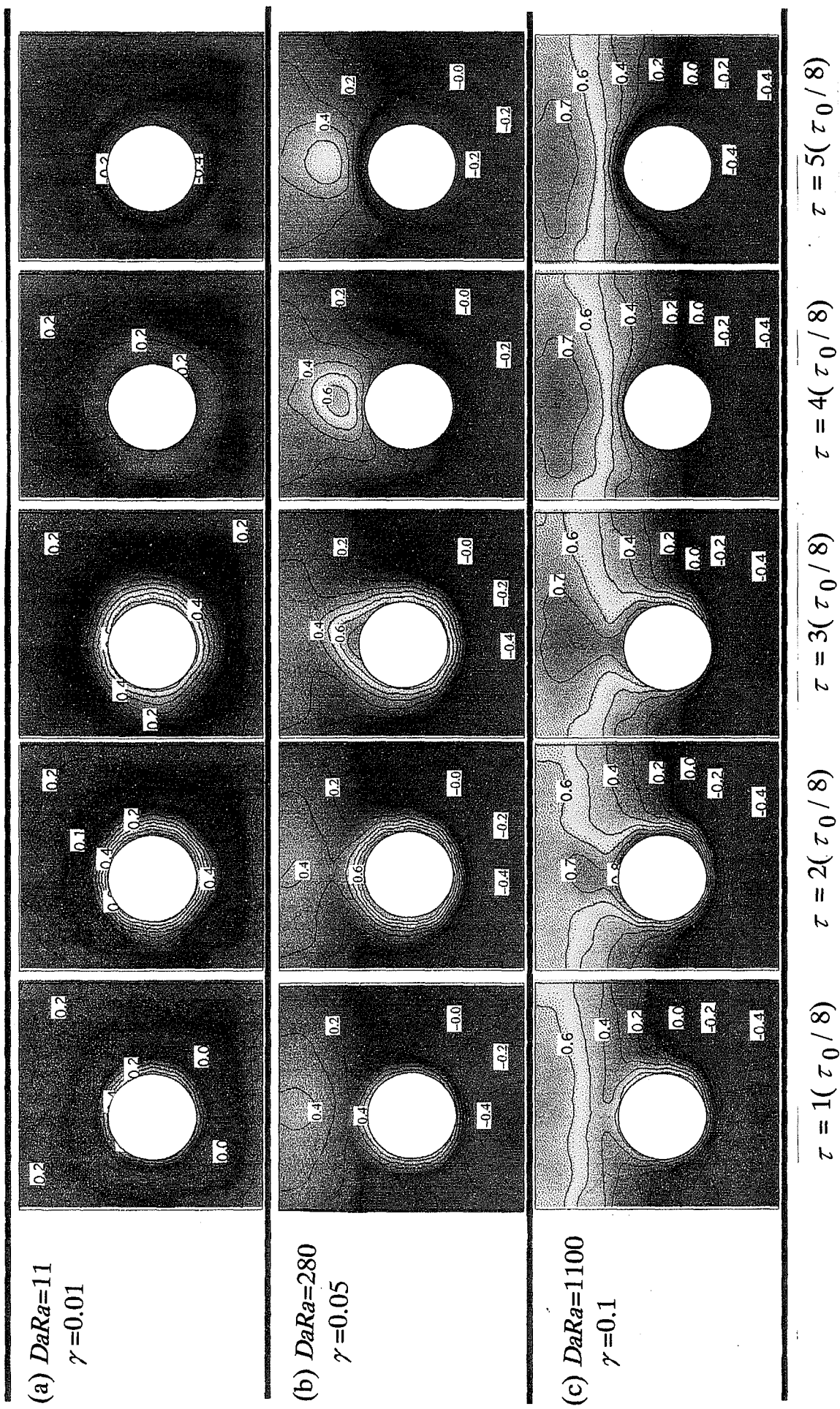


Fig.3.3 自然対流における槽内温度分布の実験結果 ($DaRa$ 及び無次元粒子径 γ の影響)
($\tau_0 = 0.042$, $Pr = 7.07$, $\lambda_{eff} = 1.24$, $\eta = 0.48$)

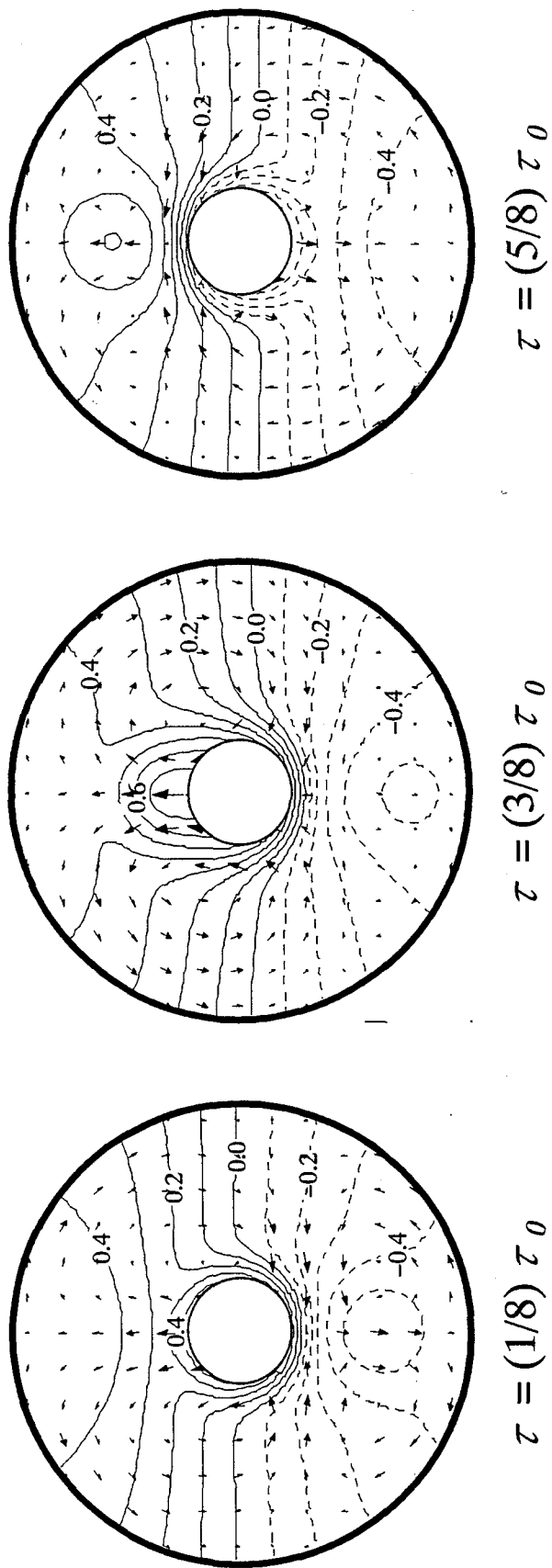


Fig.3.4 ダルシー領域における温度及び流速分布の解析結果
 ($DaRa = 280$, $\gamma = 0.05$, $\tau_0 = 0.042$, $Pr = 7.07$, $\lambda_{eff} = 1.24$, $\eta = 0.48$)

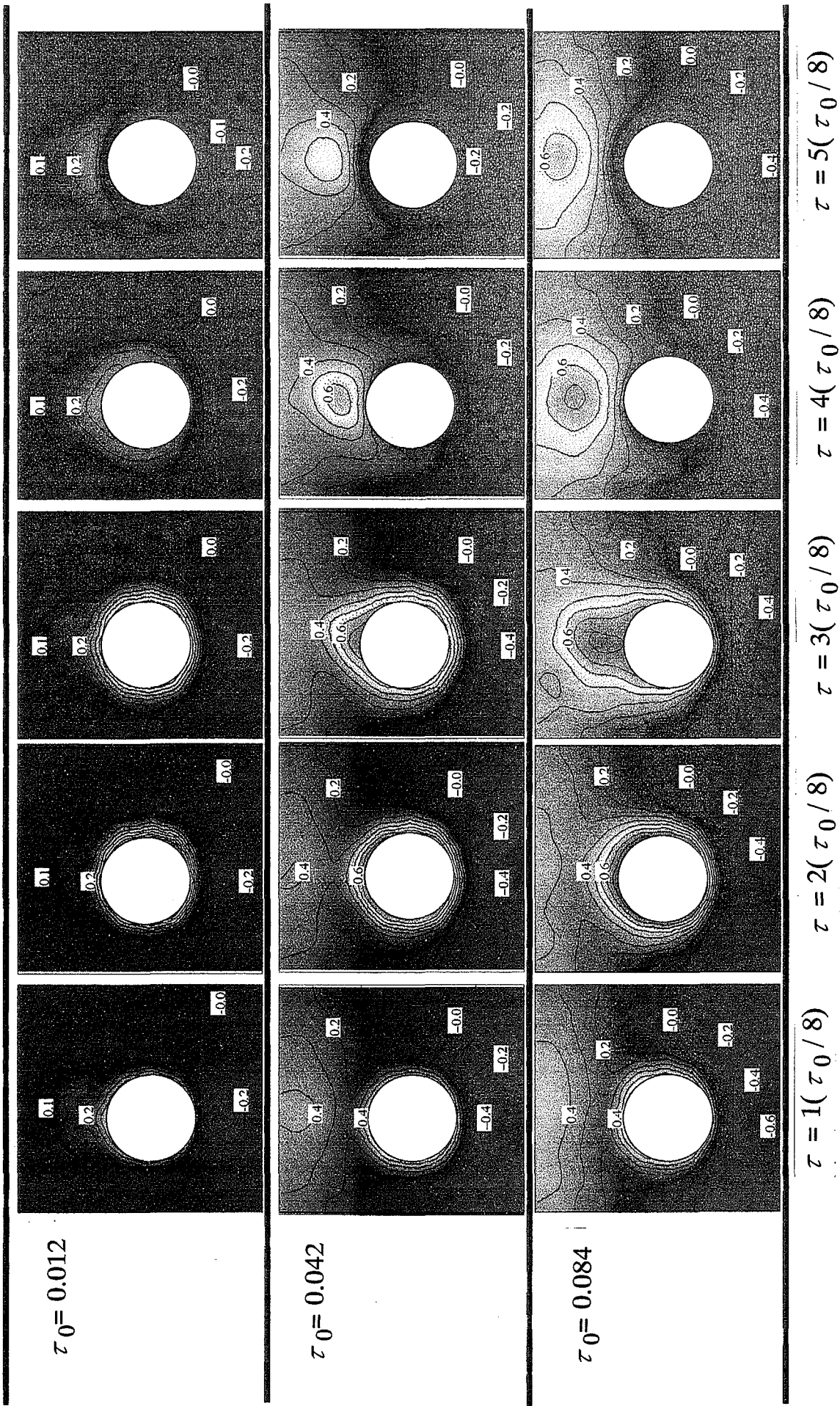
2) 温度変動周期の影響

Fig.3.5に粒子径および $DaRa$ 一定の条件で温度変動周期を変化させた場合の槽内温度分布の経時変化の実験結果を示す。多孔質槽内の伝熱は変動周期 τ_0 が大きくなるにしたがって、自然対流の影響が強くなり熱溜りは明確となる。

ここで、自然対流による高温域の1周期間の移動距離 L_{conv} と熱伝導による温度伝播距離 L_{cond} との比は

$$\frac{L_{conv}}{L_{cond}} \sim L_R = \frac{\sqrt{\tau_0} Da Ra}{\sqrt{4\pi} \alpha_{eff}} \quad (3.16)$$

であり、等温度線の真円からのずれ (Fig.3.6中の L/B)と L_R の関係を考える。Fig.3.6に $\tau=(3/8)\tau_0$ における $T_f = 0.4$ の等温度線のアスペクト比 L/B の実験結果と解析結果の比較を示す。実験値と解析値は比較的良く一致し、解析法の妥当性が広い範囲で確かめられた。 $L_R < 1$ では $DaRa$ によらず等温度線は真円となり、熱伝導解で近似されることが言える。ただし、自然対流の代表速度 U_{ref}^* には非定常性 (τ_0 の影響) が加味されていないため、 L_R で整理すると L/B には $DaRa$ の影響が現れる。例えば、 $DaRa = 11$ では $L_R = 1$ を境に対流効果が現れるが、同じ L_R に対して $DaRa=280$ では τ_0 は $1/650$ となり、速い温度変動に対しては慣性力の影響を大きく受けて対流速度は追従できず、自然対流の影響が顕著になるのは $L_R > 5$ となっている。



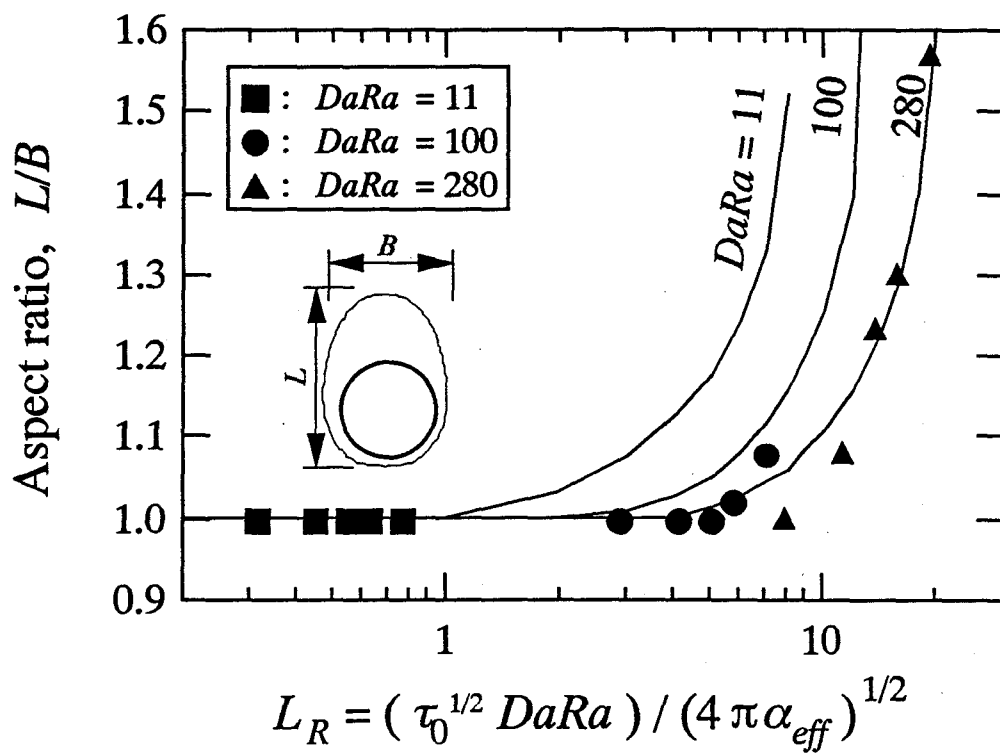


Fig.3.6 $\tau = (3/8) \tau_0$ における等温線 ($T_f = 0.4$) のアスペクト比 L/B の実験結果と解析結果の比較

3) 非ダルシー効果及び熱非平衡の影響

$\gamma=0.1$, $DaRa=1100$ では $Re_d \sim 20$ となりFig.3.3に見られたように非ダルシー効果が顕著となる. Fig.3.7に周期が異なる場合の $\tau=(4/8)\tau_0$ における温度分布の実験結果を示す. 非ダルシー流では対流効果と共に粒子間の流れの乱れが著しく, $Re_d \sim 20$ では等価熱伝導率 λ_k は2となり熱拡散はダルシー流に比べて3倍速いため, ダルシー流領域で見られた熱溜りは不明確となった. この傾向は周期が長く対流項の影響が大きいほど著しい.

$DaRa$ が大きくなり流体速度が増加すると, 粒子・流体間に熱非平衡が生じる. ここで, 粒子単体の温度緩和時間 τ_d は V を粒子体積, S を粒子表面積, h_T を粒子表面の熱伝達率として次式で表される.

$$\tau_d = \frac{\rho_b C_b V}{S h_T} = \frac{\eta \gamma^2}{6 Nu_d} \quad (3.17)$$

ここで, $\gamma=0.1$ における温度緩和時間 τ_d は 4×10^{-4} であり, 変動周期 τ_0 に比べて充分小さいため粒子内部の温度分布は無視でき, 粒子温度を集中定数化することは可能である. しかし, τ_d は流体が粒子径長 d を通過するのに要する時間 τ_f より大きくなるため, 粒子と流体間の温度非平衡は無視できない. ここに, τ_f は次式で表される.

$$\tau_f = \frac{d}{U_{ref}^*} = \frac{\gamma}{Da Ra} \quad (3.18)$$

Fig.3.8に熱溜りの上昇方向($\theta = \pi/2$)の粒子中心温度と周囲流体温度の時間経過を示す. 壁面に近い位置($r = 0.69$)では流体速度が速いため温度上昇過程において, 粒子中心の温度変動 T_b は流体温度変動 T_f から $\Delta \tau = 7 \times 10^{-4}$ 程度遅れ, 粒子と流体の温度差は最大0.15である. しかし温度下降過程では流速が小さく熱伝導が支配的となるため粒子と流体の熱非平衡度は小さくなる. また, 壁面から十分離れると温度上昇過程においても流速・温度変動巾とも小さくなるため, 著しい熱非平衡は $r < 0.9$ に限られている. これは, 次項で示す壁面近傍のチャンネル効果によって壁面近傍の流速が増加することによる影響が相乗的に現れたものである.

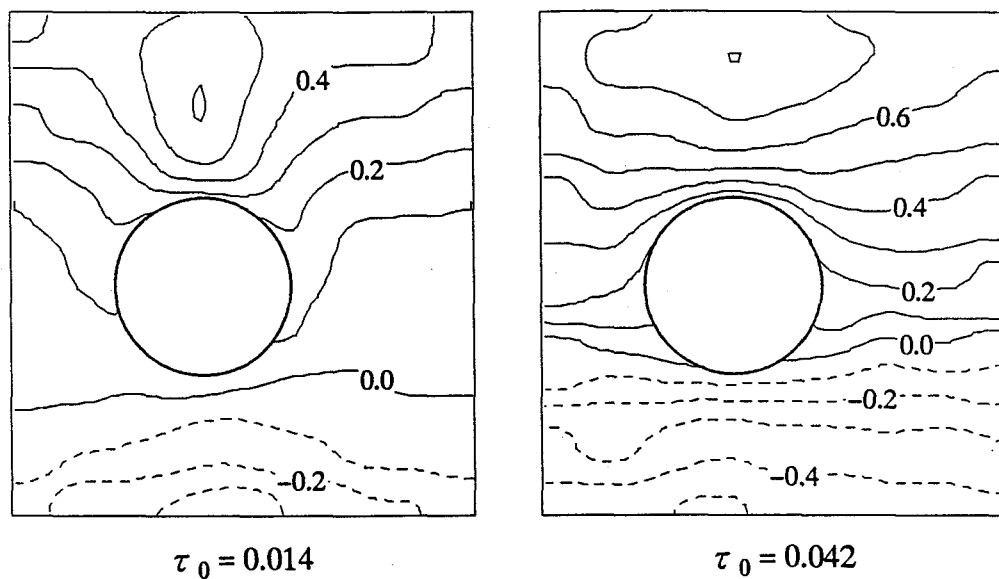


Fig.3.7 非ダルシー流領域における温度分布の実験結果，変動周期 τ_0 の熱溜り形状への影響 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau=(4/8)\tau_0$)

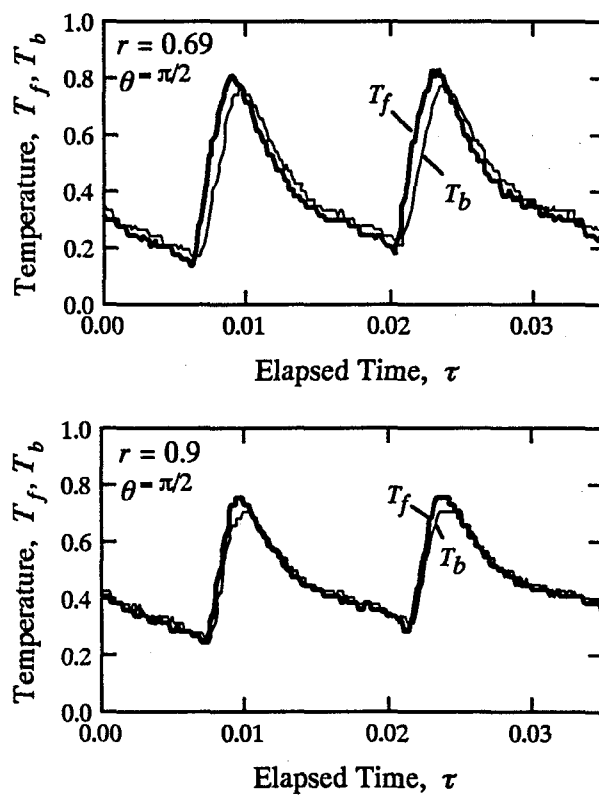


Fig.3.8 粒子中心温度 T_b と周囲流体温度 T_f の時間変動の実験結果，測定点位置による熱非平衡度の比較 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau_0=0.014$)

4) チャンネル効果の影響

無次元粒子径 $\gamma = 0.1$ では粒子径が速度境界層厚さ δ ($\delta/D \sim 1/Re_D^{1/2} = (Pr/DaRa)^{1/2}$) と等オーダーとなるため、実験では明らかにされていないがチャンネル効果が顕著になるものと予想された。Fig.3.9 に壁面近傍の半径方向の $\tau = (3/8)\tau_0$ における速度分布解析値を示す。チャンネル効果を考慮した場合は壁面近傍の空隙率の増加によりダルシー項が減少し浮力による速度が増加し、壁面から $0.2d$ 付近に速度の最大値が現れ、チャンネル効果を考慮しない場合に比べて対流効果が顕著に増加することが確かめられた。速度境界層は加熱開始点から下流側に発達するが、その影響は壁面から $2d$ 以内に限られ、 $2d$ 以上ではチャンネル効果を考慮しない場合と大差ない。なお、このような速度分布はHsiaoら^{3,5)}の定常解析によっても得られている。

Fig.3.10にチャンネル効果を考慮した温度分布の解析値を示す。 $\theta = -\pi/4$, 0 , 及び $\pi/4$ では壁面近傍の速度境界層内において流速が大きいため粒子と流体間の熱非平衡が顕著に現れ、加熱開始点に近いほど流体温度 T_f は粒子温度 T_b より低い。しかし、壁面から $2d$ 以上離れた点では熱非平衡は無視できるほど小さい。一方、円筒上端 ($\theta = \pi/2$) では壁面近傍は淀み域となるため T_f と T_b の差はなく、壁面から $0.5d$ 以上 ($r \geq 0.55$) では熱ブルームのため $T_f > T_b$ となる。これは、Fig.3.8に示す実験結果の傾向と良く一致している。

Fig.3.11に温度分布の解析結果を示す。壁面のチャンネル効果を考慮しない計算では壁面近傍の流体速度を過小に見積もるため自然対流による熱移動量が小さく実測値に比べて温度は全体に低い。チャンネル効果を考慮した解析結果はFig3.7 ($\tau_0 = 0.014$) に示す実測値と比較的良く一致し、解析モデルの妥当性が確認された。Fig.3.12に円筒直上点 ($\theta = \pi/2$, $r = 1.12$) における流体温度 T_f の経時変化の実測値と解析値の比較を示す。チャンネル効果を考慮した解析はチャンネル効果は無視した計算結果に比べて実測結果に近い値となっている。

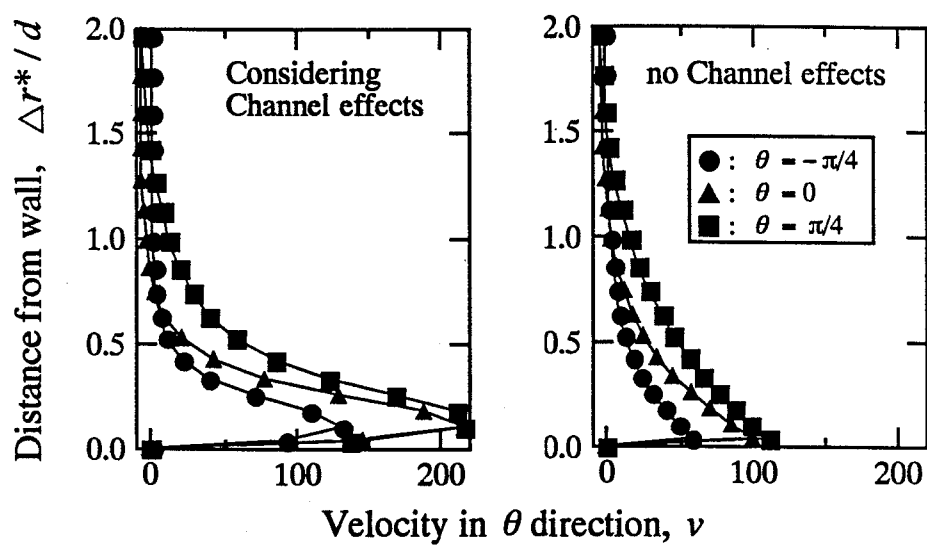


Fig.3.9 壁面近傍の流速分布の解析結果，チャンネル効果の流速分布に及ぼす影響 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau_0=0.014$, $\tau=(3/8)\tau_0$)

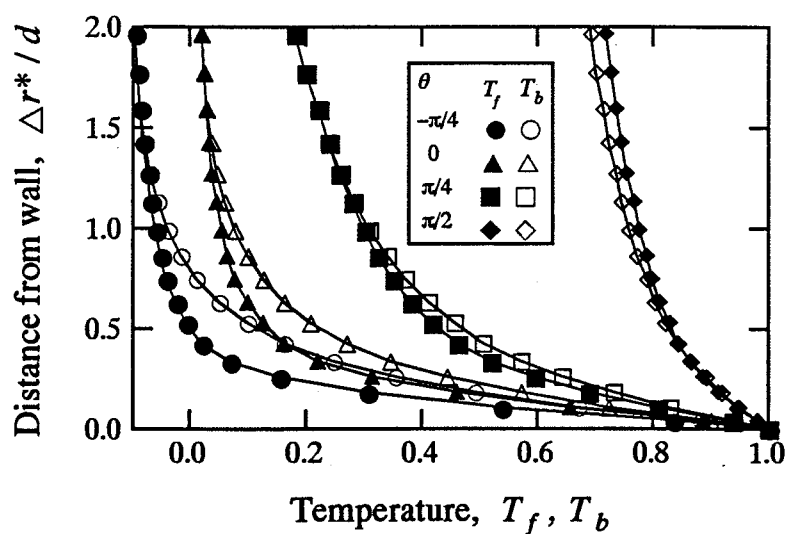


Fig.3.10 チャンネル効果を考慮した壁面近傍の温度分布の解析結果，粒子・流体間の熱非平衡の影響 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau_0=0.014$, $\tau=(3/8)\tau_0$)

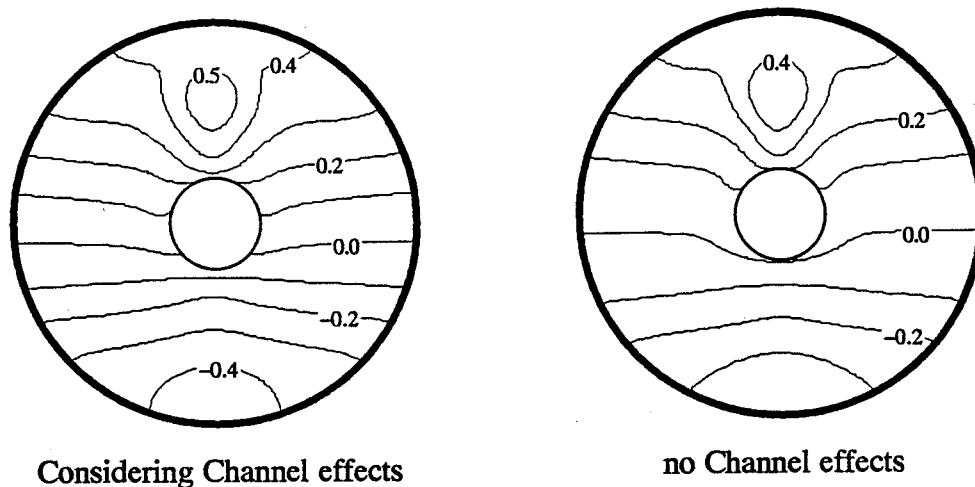


Fig.3.11 流体温度分布の解析結果，チャンネル効果が槽内の温度分布に及ぼす影響 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau_0=0.014$, $\tau=(4/8)\tau_0$)

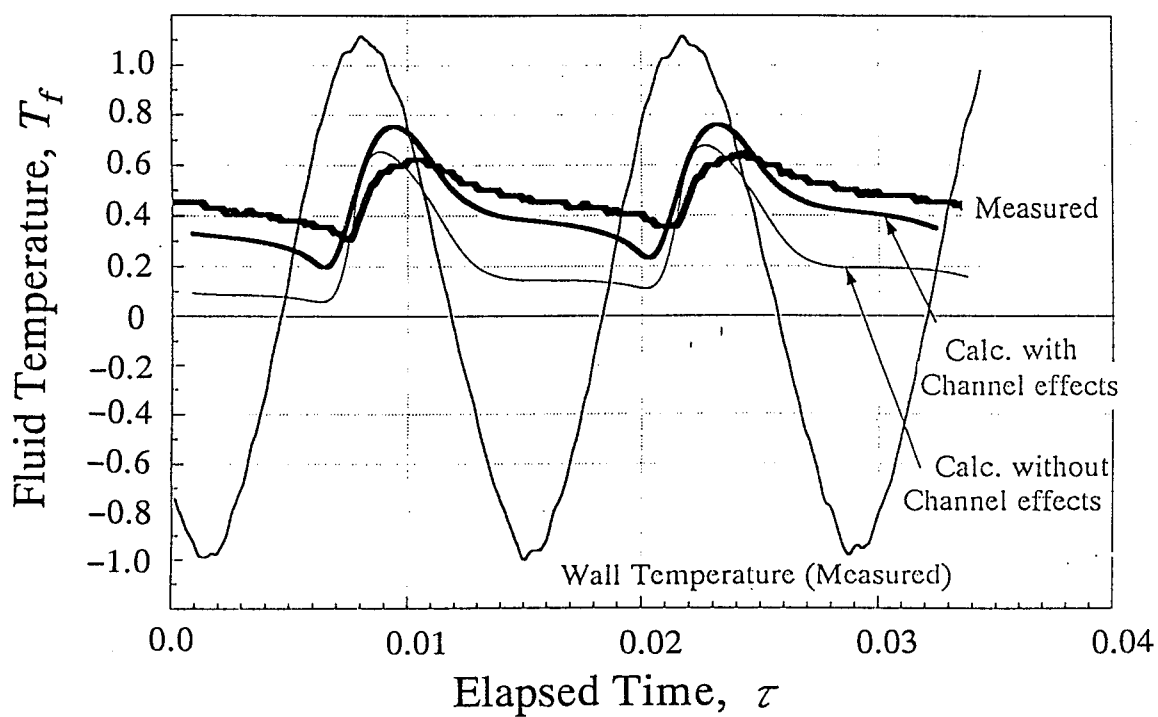


Fig.3.12 流体温度の実験値と解析値の比較 ($DaRa=1100$, $\gamma=0.1$, $\tau_0=0.014$, $\theta = \pi/2$, $r=1.12$)

5) 壁面熱伝達率

円筒外壁の平均ヌセルト数 Nu の定義は以下とし、Fig3.13に計算結果を示す。

$$\overline{Nu} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[\varepsilon \frac{\partial T_f}{\partial r} + (1-\varepsilon) \frac{\partial T_b}{\partial r} \right]_{r=1/2} d\theta \quad (3.19)$$

Nu は周期変動するため、ここでは1周期内の最大値を示した。 $DaRa$ が11と小さいCase(d)では自然対流の影響が無視できるため、熱伝導のみを考慮した解（一点鎖線）に漸近する。しかしCase(a), (b)では τ_0 が大きくなるに従って、熱伝導解から離れ自然体流の影響を含む一定値に漸近する。漸近値はFandら(3.4)による水平円柱の定常自然対流の相関式と良く一致し、解析結果の妥当性が確認された。しかし $\gamma > 0.05$ ではチャンネル効果の影響が大きくなり、Case(a) ($\gamma = 0.1$) では ε の分布がないと仮定した場合（図中、破線）に比べて、65%の増加となった。

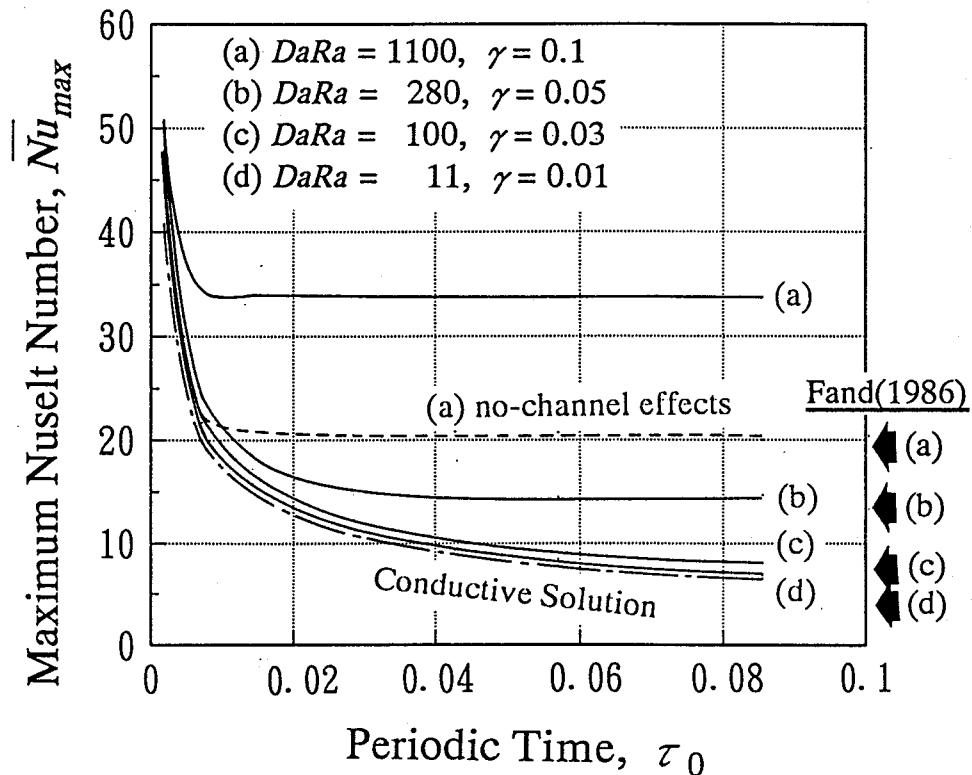


Fig.3.13 1周期間の最大ヌセルト数 Nu_{max} の解析結果, Nu_{max} と変動周期 τ_0 の関係 ($\varepsilon = 0.38$, $Pr = 7.07$, $\lambda_{eff} = 1.24$, $\eta = 0.48$)

3.4 強制対流実験及び解析

3.4.1 基礎式

強制対流では3.3章の自然対流と異なり，代表時間は流入流速 V_{in}^* と代表長さ D から D/V_{in}^* とするのが妥当である．従って自然対流で用いた無次元時間 τ 及び無次元速度 V と本章で用いる無次元時間 τ' 及び無次元速度 V' との関係は

$$\tau' = Pe \tau, \quad V' = V / Pe \quad (3.20)$$

となり，式(3.2)(3.7)(3.8)を書き直すと以下となる．

・渦度の輸送式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau'} \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right) + \frac{V'}{\varepsilon} \cdot \nabla \left(\frac{\xi}{\varepsilon} \right) = \frac{1}{Re_D} \nabla^2 \frac{\xi}{\varepsilon} - \left(\frac{1}{Re_D Da} + \frac{c}{\sqrt{Da}} |V'| \right) \xi \\ + \frac{Pr Ra}{Re_D} \left(\sin \theta \frac{\partial T_f}{\partial \theta} - r \cos \theta \frac{\partial T_f}{\partial r} \right) \end{aligned} \quad (3.21)$$

・流体のエネルギー保存式

$$\varepsilon \frac{\partial T_f}{\partial \tau'} + V' \cdot \nabla T_f = \frac{1}{Pe} \nabla \cdot \left[(\varepsilon \lambda_{eff} + \lambda_k) \nabla T_f \right] - \frac{6(1-\varepsilon)}{Pe \gamma^2} Nu_d (T_f - T_b) \quad (3.22)$$

・固体粒子のエネルギー保存式

$$\eta (1-\varepsilon) \frac{\partial T_b}{\partial \tau'} = \frac{1}{Pe} \nabla \cdot \left[(1-\varepsilon) \lambda_{eff} \nabla T_b \right] + \frac{6(1-\varepsilon)}{Pe \gamma^2} Nu_d (T_f - T_b) \quad (3.23)$$

無次元方程式から明らかなように，共存・強制対流においてはペクレ数 Pe の影響が重要となる，なお，流れ関数のポアソン方程式式(3.3)，渦度の定義式(3.4)，速度ベクトルの定義式(3.5)，空隙率分布式(3.6)，及び孤立球体の熱伝達式(3.9)は自然対流で用いた式を強制対流においても用いる．

3.4.2 境界条件

境界条件は円筒壁面では速度は滑りなし ($V_r = V_\theta = 0$) とする. 渦度と流れ関数の滑りなし境界条件は自然対流と同様に次式で表される.

$$\psi \Big|_{r=1/2} = 0, \quad \xi \Big|_{r=1/2} = -\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) \quad (3.24)$$

円筒から十分離れた外周では円筒壁面における剪断力及び浮力による渦運動の影響を受けずポテンシャル流れに近似される. 一様流中 (流速 $|\mathbf{V}|=1$) に置かれた円筒回りの流れ関数及び渦度は次式で与えられる.

$$\psi \Big|_{r=r_\infty} = -r_\infty \sin(\theta) \left(1 - \frac{4}{r_\infty^2} \right), \quad \xi \Big|_{r=r_\infty} = 0 \quad (3.25)$$

円筒壁面の温度は周方向に一様に正弦波とする.

$$T_r \Big|_{r=1/2} = T_b \Big|_{r=1/2} = \sin(2\pi \tau / \tau_0) \quad (3.26)$$

外周温度は流入側 ($\pi/2 \leq \theta \leq 3\pi/4$) を等温, 流出側 ($-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$) を断熱条件で近似する.

$$\begin{aligned} T_r = T_b = 0 & \quad \frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{3\pi}{4} \\ \frac{\partial T_r}{\partial r} \Big|_{r=r_\infty} = \frac{\partial T_b}{\partial r} \Big|_{r=r_\infty} = 0 & \quad -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (3.27)$$

3.4.3 数値解法

差分スキームは自然対流の場合と同様である (3.3.2章参照). 計算領域は実験装置よりも大きくとり ($r_\infty = 5$), 円筒より十分下流側までの熱移動の計算を行った. 差分のグリッド数は半径方向90, 周方向90である.

円筒壁体近傍を除いて式(3.21)の対流項・拡散項は無視できることから $r > 2$ では式(3.21)の両項を除き計算速度の向上を図った.

3.4.4 実験並びに解析結果

1) ダルシー流領域における温度分布

Pe , $DaRa$, 及び τ'_0 が小さい範囲では, 温度は半径方向に一様に変化し多孔質体は単に熱伝導体として機能する. しかし, Pe , $DaRa$, 及び τ'_0 が大きくなると対流による熱移動が顕著となる. Fig.3.14に多孔質体内の温度分布の時間経過を示す. 粒径が小さい場合 ($\gamma=0.01$), 粒子レイノルズ数は $Re_d \leq 0.62$ であり, 多孔質層内の流れは層流である. さらに, 式(3.21)において浮力項の影響はダルシー項に比べて $DaRa/Pe = 0.12$ と小さいため無視でき, 3.3章で示した自然対流とは異なった様相となる. Fig.3.14を見ると壁面温度上昇の開始当初は円柱表面から半径方向に一様な熱移動が観察される (Fig.3.14, $\tau'=(2/8)\tau'_0$). しかし時間が経過するにつれて対流による熱移動が顕著となるため円筒の下流側に広範囲な高温域が広がり半径方向の温度分布は一様でなくなる ($\tau'=(3/8)\tau'_0$). 次に, 壁面温度が低下し始めると円筒の下流には熱溜りが発生し ($\tau'=(4/8)\tau'_0$), 次第に下流に移動する ($\tau'=(5/8)\tau'_0$). $\tau'=(5/8)\tau'_0$ では円筒表面には低温域が形成され, これは次の半周期の間に低温の熱溜りに発達する. なお, $\tau'=(2/8)\tau'_0$ において円筒表面より約 D 下流に低温の熱溜りが観測されるが, これは半周期前に発生したもので時間経過と共に僅かに拡散しているが, なお明確な形状を保っている. このような現象は通常の流体では円筒の後流の乱れと浮力による渦発生による拡散効果が大きいいためほとんど見ることはできない.

Fig.3.15にはFig.3.14に対応する数値解析結果を示す. 実験値との対応が明らかな $r<2$ では解析結果と実験結果は良く一致している. 熱溜りの消散過程を明らかにするために計算領域は実験装置の3倍としたため, いくつかの熱溜りが時間経過と共に下流に移動しながら消滅する様子が示され, 壁面から下流 $5D$ まで熱溜りが残存している様子が認められる.

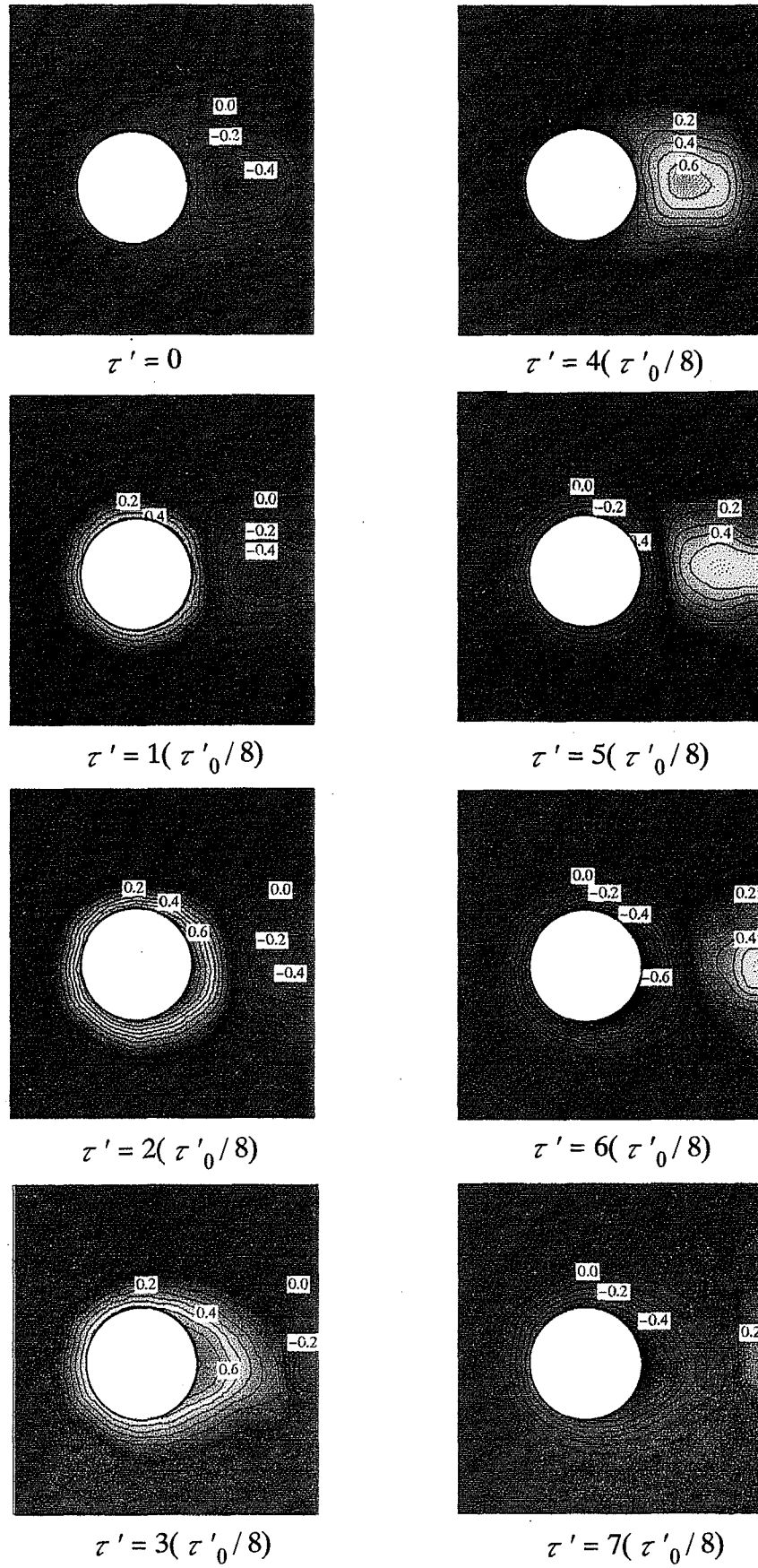


Fig. 3.14 ダルシー領域における温度変化の実験結果

($Pe_{eff} = 45.6$, $\tau'_0 = 2.2$, $\gamma = 0.01$, $Re_d = 0.31$, $DaRa = 11$)

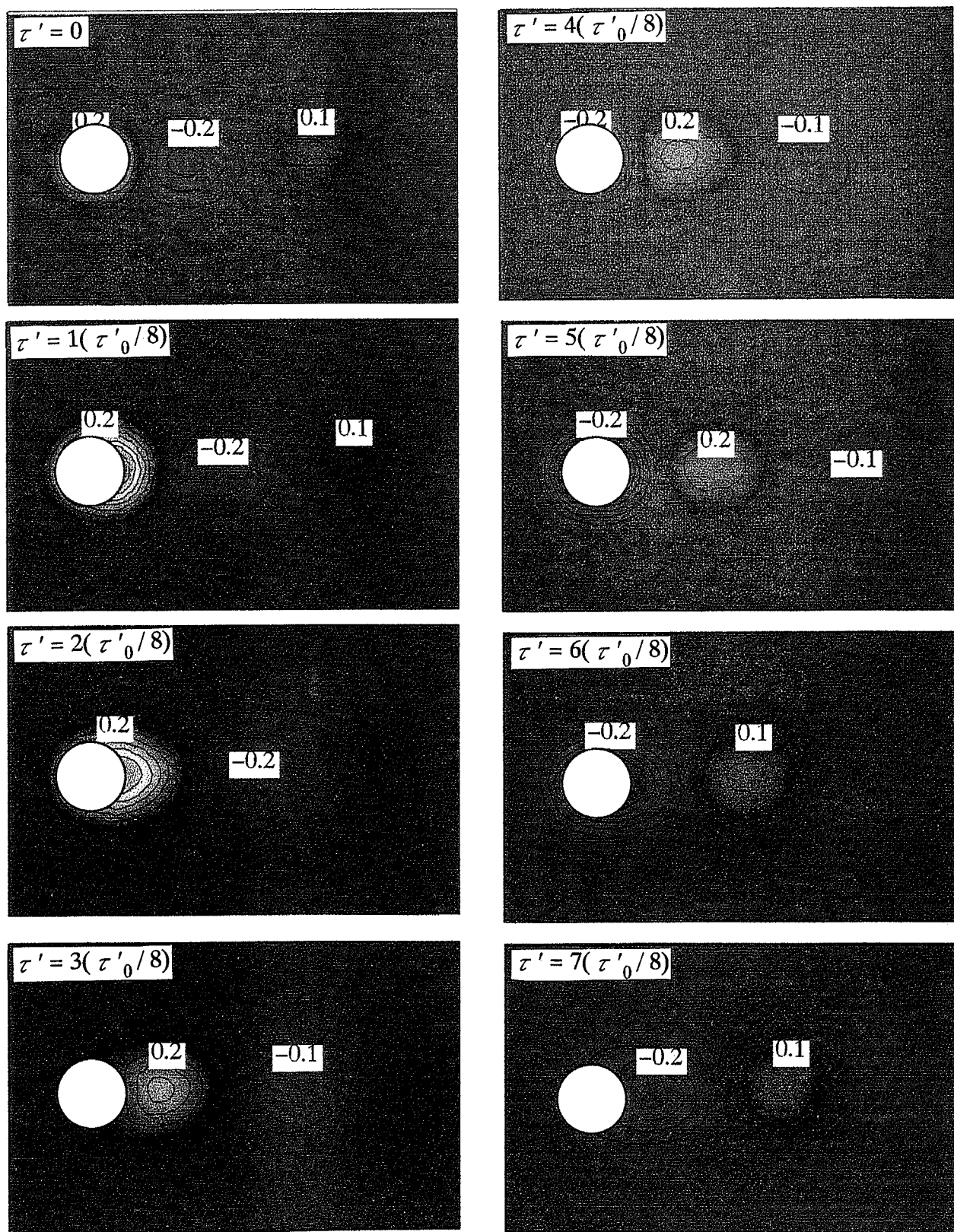


Fig. 3.15 ダルシー領域における温度変化の解析結果

($Pe_{eff} = 45.6$, $\tau'_0 = 2.2$, $\gamma = 0.01$, $Re_d = 0.31$, $DaRa = 11$)

2) ダルシー領域における熱溜り形状と消滅過程

粒子径が小さいためチャンネル効果は小さく、粒子レイノルズ数が小さいため λ_k の影響は無視できる。また熱非平衡も非常に小さいため粒子温度と流体温度は等しく $T=T_f=T_s$ とおける。局所熱平衡が成り立つ範囲ではエネルギー保存は式(3.22)(3.23)にかわってラグランジェ座標系では次式で書き直すことができる。

$$\frac{DT}{D\tau'} = \frac{1}{Pe_{eff}} \nabla^2 T + \frac{\eta(1-\varepsilon)}{\varepsilon[\varepsilon + \eta(1-\varepsilon)]} \mathbf{v} \cdot \nabla T \quad (3.28)$$

ここで Pe_{eff} は有効ペクレ数であり

$$Pe_{eff} = \frac{Pe}{\lambda_{eff}} [\varepsilon + \eta(1-\varepsilon)] \quad (3.29)$$

と表される。式(3.28)の右辺第1項は熱伝導項であり、右辺第2項は粒子と流体間の相対速度による熱拡散を表す。

熱溜りの形状を明らかにするために、Fig.3.16には $\tau'=(4/8)\tau'_0$ における $T=0.3$ の等温線の解析結果を示す。 $\tau'=(4/8)\tau'_0$ では熱溜りはちょうど円筒壁面から離脱した状態である。熱溜りの流れ方向の長さ L_1 は熱伝導の影響が相対的に小さい場合すなわち $Pe_{eff} \geq 45.6$ では次式で表される。

$$L_1 = \tau'_0 \left[\frac{1}{2} - \frac{\sin^{-1}(T)}{\pi} \right] \quad (3.30)$$

熱溜りは時間と共に流線に沿って移動するため、上下の境界長さ L_2 は τ'_0 が大きくなるにつれて小さくなる。従って、 $\tau'_0=1.1$ では三日月型の熱溜りは $\tau'_0=4.4$ では楕円形に変化している。有効ペクレ数が小さい場合 ($Pe_{eff}=9.1$) は熱伝導の影響により熱拡散が速く、その結果 L_1 及び L_2 は大きく、また浮力の影響で熱溜りの流れ方向の軸は上方に傾いている。

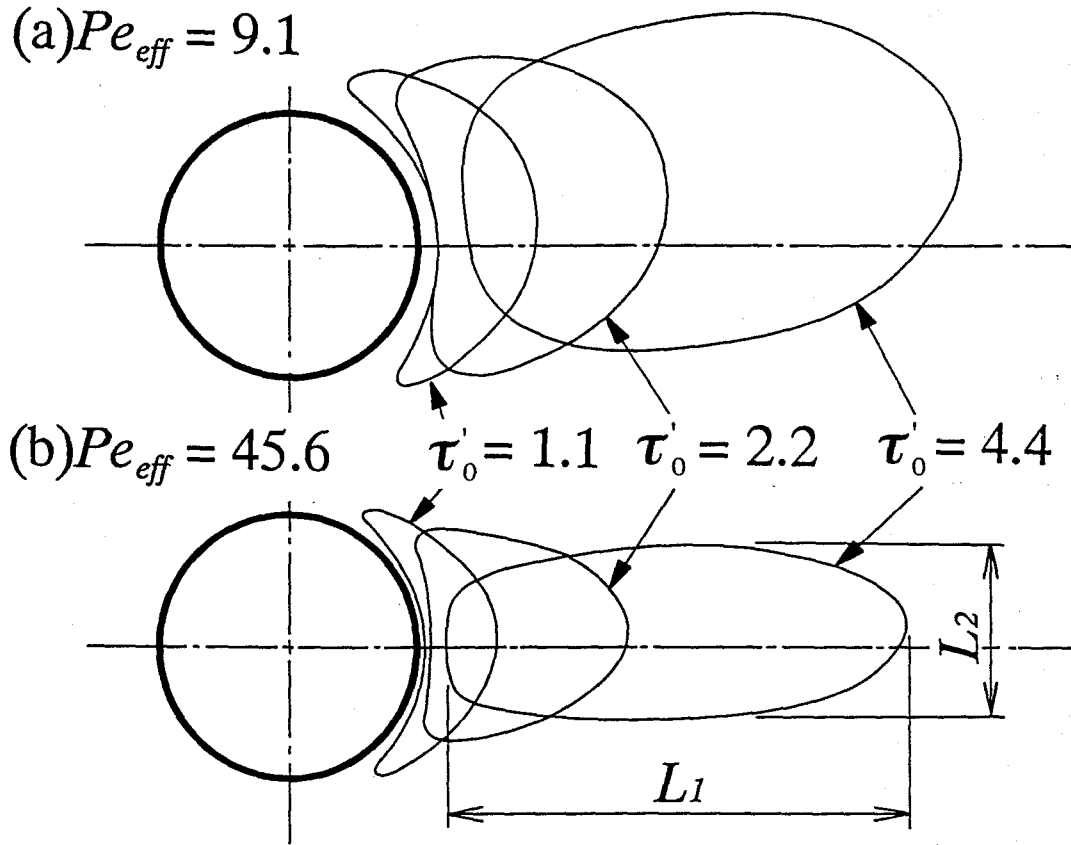


Fig. 3.16 $\tau' = (4/8) \tau'_0$ における $T = 0.3$ の等温線図の計算結果,
 (a): $Pe_{eff} = 9.1, \gamma = 0.01, Re_d = 0.31, DaRa = 11$
 (b): $Pe_{eff} = 45.6, \gamma = 0.01, Re_d = 0.31, DaRa = 11$

熱溜りの中心温度の推移はその形状と深く結びついている。Fig.3.17に $\tau'=(4/8)\tau'_0$ における高温の熱溜りの中心温度 T_c の実測値と解析値の比較を示す。実測値は解析値より0.05~0.1高いが、これは実験では円筒壁体の熱伝導性のために壁面温度は一樣とならず、後縁点 ($\theta=0$) の温度は0.05程度高くなる事による。この実験誤差を考慮すると実験値と解析値は良く一致したといえる。Fig.3.16に示したように $\tau'_0 < 2$ では熱溜りは流れ方向に薄く $(2/8)\tau'_0 \leq \tau' \leq (4/8)\tau'_0$ の間に急激に消滅し、その結果 $\tau'=(4/8)\tau'_0$ における T_c は低い。熱溜り形状が三日月型から楕円型に変化するにつれて T_c は高くなり、 L_1 と L_2 がほぼ同じとなる $\tau'_0=2$ で T_c はピークとなる。このピーク値は Pe_{eff} に依存する。すなわち、 Pe_{eff} が小さいほど熱伝導による熱拡散効果が顕著となり、 T_c の最大値は低下すると共に、 T_c が最大となる場合の周期 τ'_0 は大きくなる。さらに大きな周期 τ'_0 では熱伝導に加えて式(3.28)右辺第2項の静止粒子の熱拡散効果が顕著となるため、再び T_c は低下し $\tau'_0 \rightarrow \infty$ に対して $T_c \rightarrow 0$ となる。

次に熱溜りの消滅過程について述べる。Fig.3.18に熱溜りの中心（最高）温度 T_c の時間経過の実測値と解析値を示す。実験誤差のため実測値は解析値より0.1程度高くなっているが温度減衰勾配はほぼ一致している。式(3.28)が示すように静止した固体粒子による熱拡散効果は流れ方向にのみ有効であり、従って熱溜り内の流れ方向の温度勾配が急峻な $\tau'_0=1.1$ では温度減衰は著しい。しかし、十分時間が経過した後 ($\tau'/\tau'_0 \geq 0.8$) では τ'_0 によらず温度減衰勾配はほぼ一定となる。

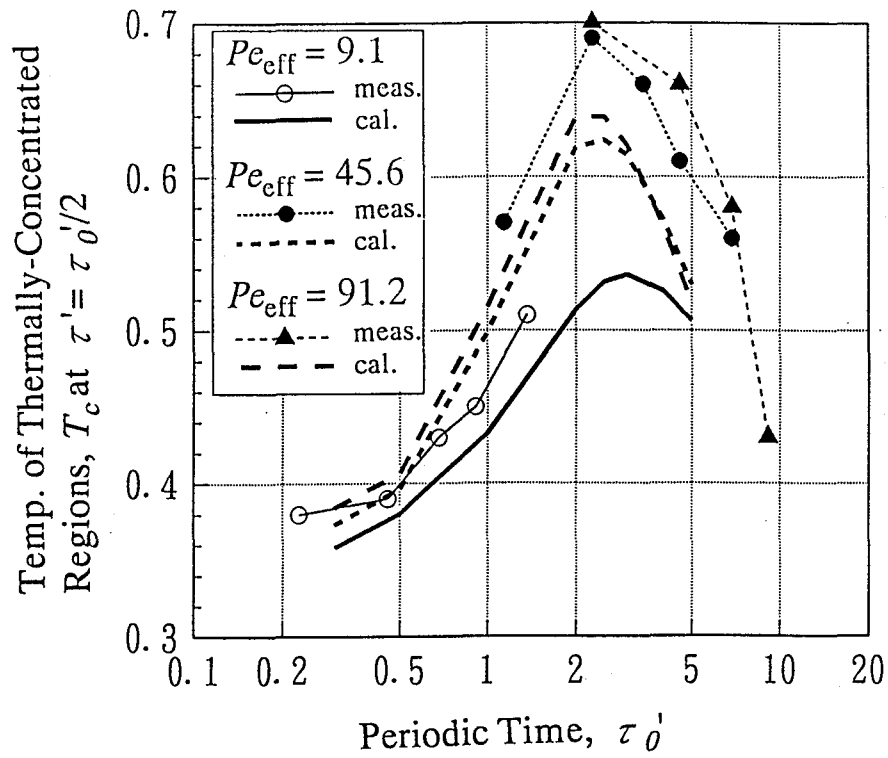


Fig. 3.17 $\tau' = (4/8) \tau'_0$ における熱溜りの中心温度 T_c と壁面温度の変動周期 τ'_0 の関係（実験値と解析値の比較）

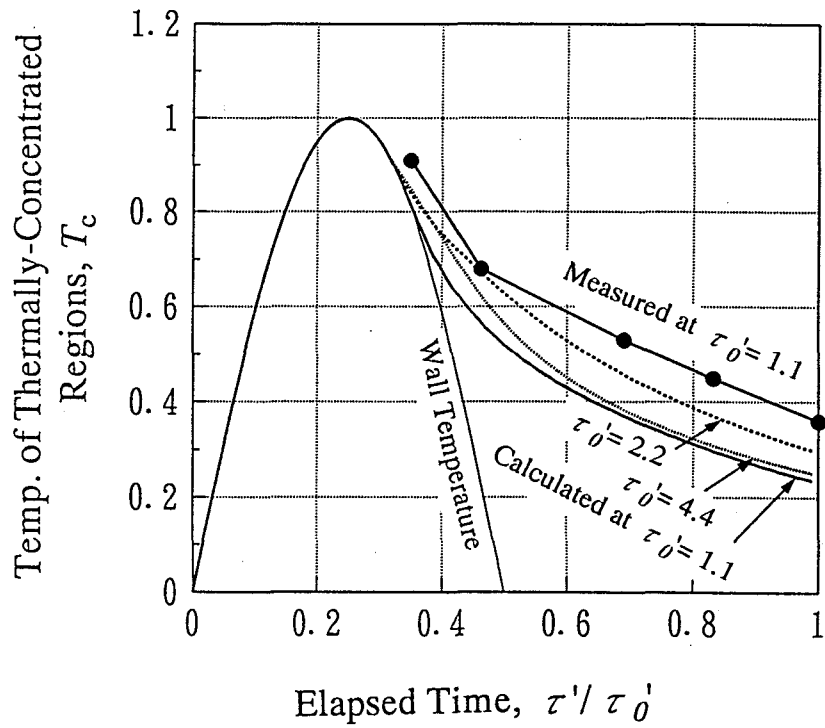


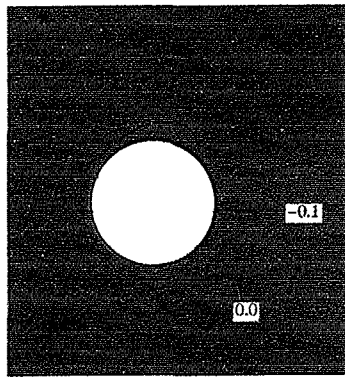
Fig. 3.18 熱溜りの中心温度 T_c の経時変化

$$\left(Pe_{eff} = 45.6, \gamma = 0.01, Re_d = 0.31, DaRa = 11 \right)$$

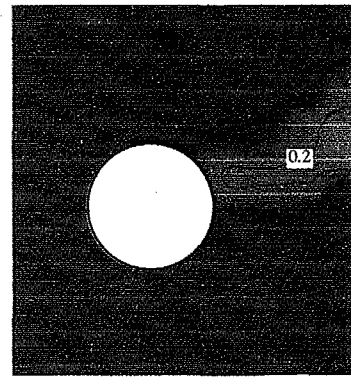
2) 非ダルシー効果及びチャンネル効果

Fig.3.19に粒子レイノルズ数 $Re_d=6.2$ の場合の実験結果を示す。ダルシー流の場合(Fig.3.14, $Re_d=0.31$)と大きく異なり $T \geq 0.4$ の明確な熱溜りは観測されず、円柱下流の温度分布には揺らぎが生じている。実験装置の限界から $Re_d > 6.2$ では温度変動の全体は把握できなかったが、いくつかの小さな熱溜りが円筒壁面から放出され急激に減衰し、その結果Fig.3.19で見られるような局所不均一のある温度分布となった。粒子レイノルズ数の影響を明確にするために、Fig.3.20には Pe_{eff} と τ'_0 は同じで粒子径 γ が異なる場合（従って Re_d と Da が異なる）の等温線図の比較を示す。 $Re_d=6.2$ の場合にはダルシー流の範囲を超えているが、運動方程式に対する非ダルシー効果はあまり強くない、式(3.21)右辺第2項中Forchheimer項はダルシー項の5%にすぎない。しかし粒子間を通過する流体の乱れによる見かけの熱伝導率の増加 λ_k は λ_{eff} の62%にあたり無視できない。一方、 $Re_d=3.1$ の場合には λ_k の影響が小さく、円柱下流の温度分布は明確である。なお、 $\gamma=0.1$ の場合には $DaRa > Pe$ であり浮力の影響が現れ高温領域は上方へ移動している。

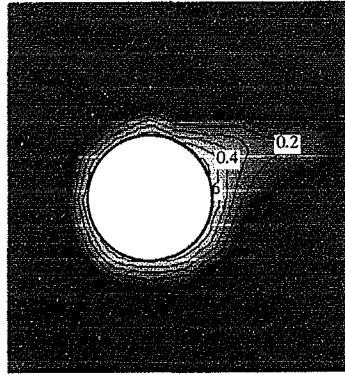
Fig.3.21に $Re_d=6.2$ の場合の計算結果を示す。非ダルシー効果を明確にするためにFig.3.21(b)には λ_k 、チャンネル効果、及び熱非平衡を無視した計算結果を示す。Fig.3.21(a)を見ると、チャンネル効果は壁面における熱伝達率を向上させ、等価熱伝導率の増加は主流に直角方向の熱拡散を増加させるため、その複合効果によってFig.3.21(b)に比べてより大きな熱溜りを生み出している。さらに、粒子温度は流体温度の変化より時間遅れが認められる。しかし、その差は0.02以内である。このケースでは温度非平衡の影響は大きくなかったが、さらに τ'_0 が小さくなった場合に重要となることが予想される。実験結果と比較すると、熱溜り内の温度勾配が緩やかであること、 $T > 0.4$ の明確な熱溜りが発生しないことなど実験結果を概ね再現している。なお、壁面近傍にまで λ_k の影響があると仮定した解析結果は壁面からの熱移動量を過大に見積もるため著しく強い熱溜りを予測し、実験値と大きく異なる結果となった。



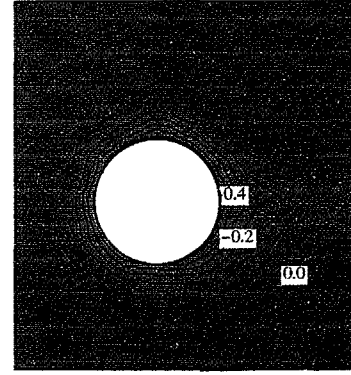
$$\tau' = 0$$



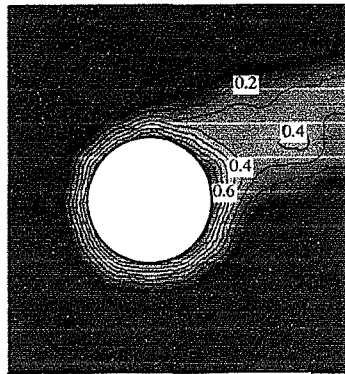
$$\tau' = 4(\tau'_0/8)$$



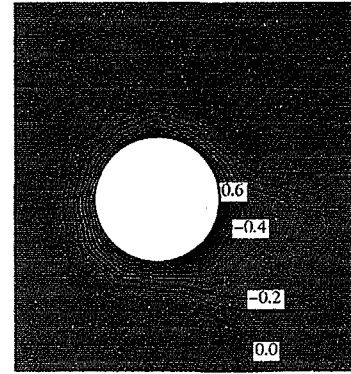
$$\tau' = 1(\tau'_0/8)$$



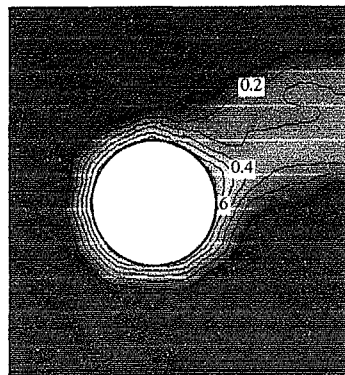
$$\tau' = 5(\tau'_0/8)$$



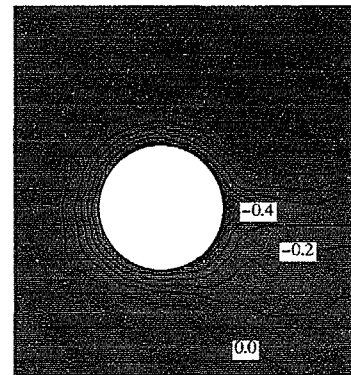
$$\tau' = 2(\tau'_0/8)$$



$$\tau' = 6(\tau'_0/8)$$



$$\tau' = 3(\tau'_0/8)$$



$$\tau' = 7(\tau'_0/8)$$

Fig.3.19 強制対流における非ダルシー領域の実験結果
 $(Re_d = 6.2, \tau'_0 = 2.2, \gamma = 0.1, DaRa = 1100, Pe_{eff} = 91.2)$

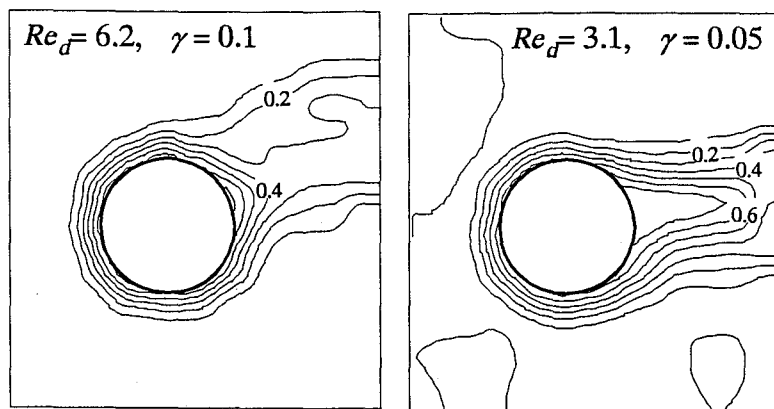


Fig.3.20 強制対流における粒子レイノルズ数 Re_d の影響
 $(\tau'_o = 2.2, DaRa = 1100, Pe_{eff} = 91.2, \tau' = 3(\tau'_o/8))$

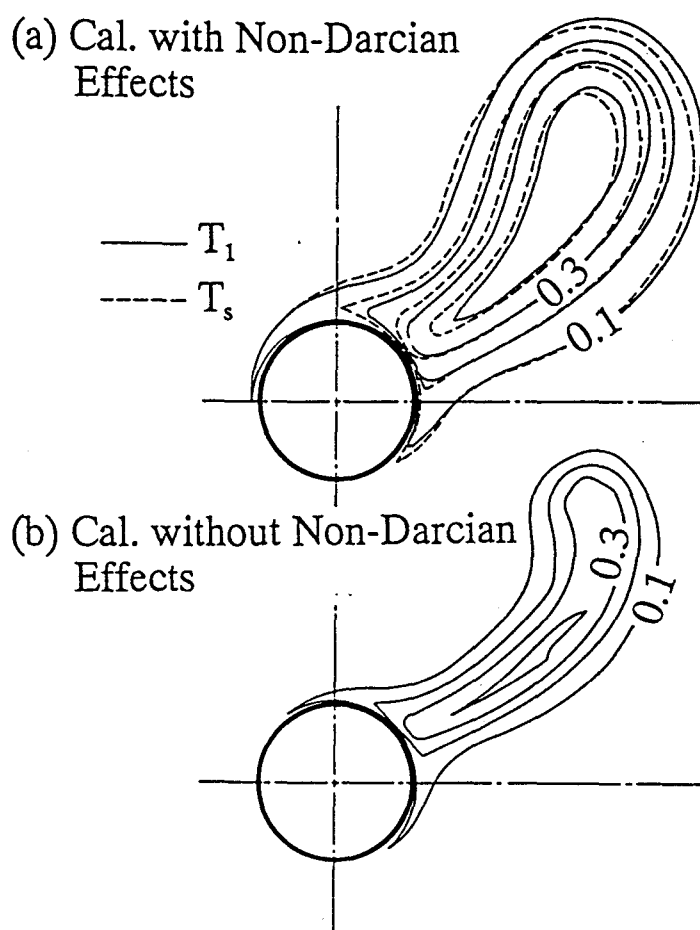


Fig.3.21 非ダルシー領域の解析結果
 $(Re_d = 6.2, \tau'_o = 2.2, \gamma = 0.1, DaRa = 1100, Pe_{eff} = 91.2, \tau' = 3(\tau'_o/8))$

3) 壁面熱伝達率

Fig.3.22にヌセルト数 Nu の周波数依存性を示す。ここで、図中実線は無次元粒子径が $\gamma=0.01$ の場合であり、ダルシー流領域 ($\gamma=0.01, Re_d \leq 0.62$) に対応し、 $DaRa=11$ であるため自然対流の影響は小さい。図中破線は $\gamma=0.1$ で壁面のチャンネル効果は無視した場合であり、非ダルシー流領域 $0.62 \leq Re_d \leq 6.2$ に対応する。また、 $DaRa=1100$ であるため自然対流の影響が顕著となる。図中一点鎖線は破線に対してチャンネル効果を考慮した結果である。なお、ヌセルト数 Nu は周期変動するため、自然対流の場合(Fig.3.13)と同様、1周期内の最大値を示した。

図中 $\gamma=0.01$ の場合を見ると、無次元温度変動周期が $\tau'_0 < 5$ では非定常性が強く現れるが、 τ'_0 が大きくなるにつれてヌセルト数はKimura^(3.9)による強制対流の定常解に漸近し、解析方法の妥当性が確かめられた。 $\gamma=0.1$ においてチャンネル効果を考慮しない場合(図中破線)は $\gamma=0.01$ の場合(図中実線)に比べて τ'_0 が大きい領域でヌセルト数が増加する。これは自然対流の影響であり、チャンネル効果を考慮した場合はさらにヌセルト数は増加する。 $Pe_{eff}=9.1$ の場合は $DaRa/Pe_{eff}=145$ であり、むしろ自然対流が支配的となりFig.3.13(a)の場合に漸近する。 $Pe_{eff} \geq 45.6$ の場合は、強制対流の効果が強くなり比較的小さな τ'_0 に対しては $\gamma=0.01$ の場合に漸近するが、 $\tau'_0 \geq 1$ では自然対流の影響が著しくなる。

λ_k は壁面では考慮されないため、その影響がヌセルト数に及ぼすことは小さい。また、壁面では間隙率が大きく粒子の熱伝導の影響が小さいため、粒子と流体間の熱非平衡の有無が壁面ヌセルト数に及ぼす影響はチャンネル効果に比べて無視できるほど小さい。

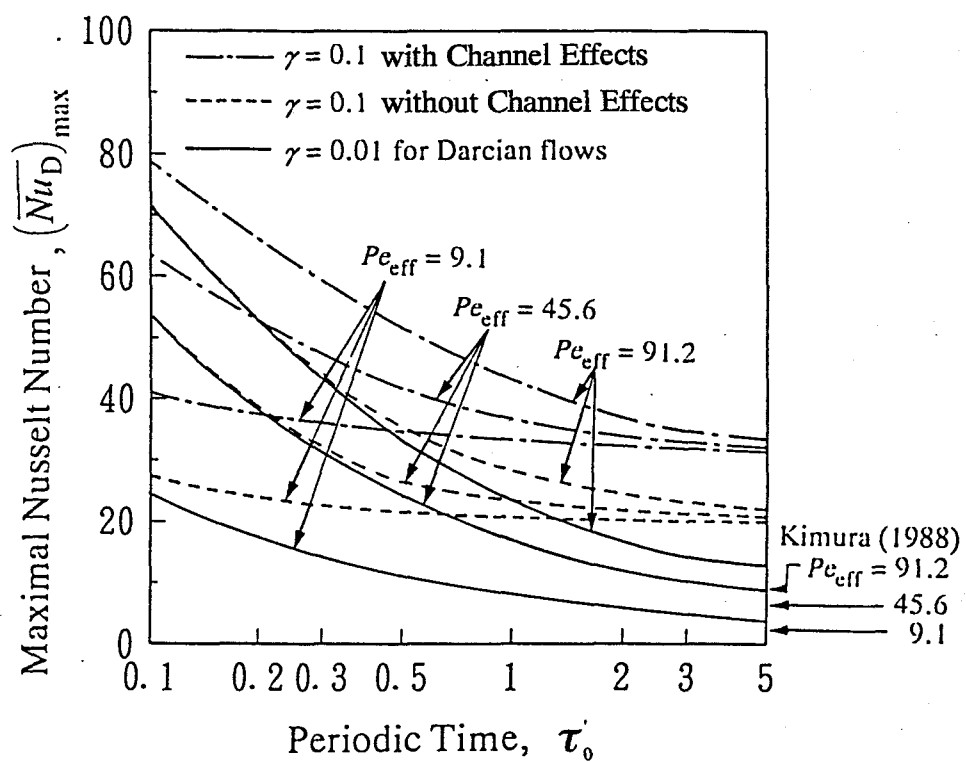


Fig. 3.22 ヌセルト数 Nu と温度変動周期 τ'_0 の関係の解析結果

3.5 実トンネルの予測

相似則に基づき実トンネルにおける地盤内の熱移動を予測する。Table 3.2に実験条件と実地盤条件の比較を示す。ここで、実地盤として砂または砂利(礫)を対象とすると熱容量比は $0.4 \leq \eta \leq 0.6$ 、無次元熱伝導率は $1.2 \leq \lambda \leq 1.6$ であり、実験条件である $\eta=0.48$ 、 $\lambda=1.24$ とほぼ等しく相似則は満足されている。砂礫層の間隙率 ε は $0.33 \sim 0.52$ (間隙比 $0.5 \sim 1.1$)^(3, 25)であり、実験条件である $\varepsilon=0.38$ はこの範囲にある。従って、相似則はダルシーレイリー数 $DaRa$ 、レイノルズ数 Re_D 、無次元周期 τ_0 、及び無次元粒子径 γ に限られる。

ここで、 $D=10\text{m}$ の大口径トンネルに対しては季節変動($t_0^*=365\text{day}$)の影響を、 $D=0.55\text{m}$ の小口径トンネルに対しては日変動($t_0^*=1\text{day}$)の影響を調べることにする。なお、壁面の温度変動幅は $\Delta T_w^*=10\text{K}$ とする。Table 3.3にFig. 3.3, Fig. 3.14, 及びFig. 3.19と相似な実トンネルの地盤条件を示す。地下水流速 V_{in} はレイノルズ数 Re_D から、浸透性係数 K は $DaRa$ から求めた。

$D=10\text{m}$ の大口径トンネルにおける季節変動の影響を見ると、自然対流の場合($V_{in}=0$)は浸透性係数 K が 10^{-12}m^2 以下の密な地盤ではFig 3.3(a)に見られるような熱伝導が支配的な温度分布となり、 $K=10^{-11}\text{m}^2$ のオーダーではFig 3.3(b)のような明確な熱溜りが発生する。さらに、 $K=10^{-10}\text{m}^2$ のオーダーではFig 3.3(c)のような不明確な熱溜りが発生する。ただし、 $D=10\text{m}$ における無次元粒子径 $\gamma=0.1$ は非現実的な値であり実トンネルでは $\gamma<0.01$ と考えられるため、実際のチャンネル効果は無視できるものと予想される。強制対流の場合には、Fig. 3.14との相似からは $V_{in}=4.3\text{mm/h}$ であり、極めて緩やかな地下水流においてトンネル下流に熱溜りが発生し、50m下流までその影響が及ぶものと予測される。

$D=0.55\text{m}$ の小口径トンネルにおける日変動の影響を見ると、地下水流が極めて速い場合に熱溜りの影響が下流に及ぶ。小口径トンネルでは20mmの礫層を対象にすると $\gamma=0.04$ となるためチャンネル効果の影響が若干であると考えられる。

なお、小口径トンネルにおける季節変動の影響は非定常性を無視し定常状態が仮定でき、大口径トンネルにおける日変動の影響は熱伝導解で近似される。

2章では岩盤は半無限の熱伝導体と概ね見なすことができることが、また3章では径が10mのトンネルの年変動に対しては浸透係数 K が $K<10^{-12}$ であれば地盤内伝熱は熱伝導で近似できることが結論づけられている。岩盤の浸透係数 K は岩盤種類にもよるが一般的に $K=10^{-12} \sim 10^{-15}$ であり、3章のモデル実験の結果は2章の結論の妥当性を裏付けたものとなっている。

Table. 3.2 実トンネルとモデル実験の条件の比較

項 目	実験条件	砂礫層の実地盤条件
熱容量比 η	0.48	0.4 ~ 0.6
無次元熱伝導率 λ	1.24	1.2 ~ 1.6
間隙率 ε	0.38	0.33 ~ 0.52
無次元粒子径 γ	0.01 ~ 0.1	0.002 ~ 0.03
ダルシーレイリー数 $DaRa$	11 ~ 1100	10m径トンネル 10 ~ 10000 0.5m径トンネル 0.5 ~ 500
トンネル径基準のレイノルズ数 Re_D	0 ~ 62	10m径トンネル 0 ~ 30 0.5m径トンネル 0 ~ 1.5
無次元周期 τ_0	0.014 ~ 0.085	10m径, 年変動 0.046 0.5m径, 日変動 0.05

Table. 3.3 モデル実験と実トンネルの関係

Figure	$DaRa$	Re_D	γ	$D=10\text{m, Yearly}$		$D=0.55\text{m, Daily}$	
				$V_{in}, \text{mm/h}$	K, m^2	$V_{in}, \text{mm/h}$	K, m^2
Fig.3.3(a)	11	0	0.01	0	1.9×10^{-12}	0	3.8×10^{-11}
Fig.3.3(b)	280	0	0.05	0	4.8×10^{-11}	0	9.6×10^{-10}
Fig.3.3(c)	1100	0	0.1	0	1.9×10^{-10}	0	3.8×10^{-9}
Fig. 3.13	11	31	0.01	4.3	1.9×10^{-12}	86.4	3.8×10^{-11}
Fig. 3.18	1100	62	0.1	8.6	1.9×10^{-10}	173	3.8×10^{-9}

3.6 結論

壁面温度が周期変動する水平円筒をガラスビーズ充填槽内に設置し、充填槽内の熱溜りの経時変化の実験及び数値解析を自然対流及び共存・強制対流について行った。

自然対流の主な結果を以下に示す。

- (1) $DaRa=11$ では熱伝導が支配的であるが、 $DaRa=280$ では1周期ごとに円柱の上下に明確な円形の熱溜りが発生した。熱溜りの発生過程は解析的にも良く再現された。
- (2) $DaRa=1100$ では非ダルシー効果が顕著となり、熱拡散が速いため、熱溜りは不明確であった。
- (3) 粒子と流体の温度非平衡は粒子の温度緩和時間と流体の粒子通過時間の比が $\tau_d / \tau_f > 1$ において、熱プルームの中心や壁面近傍などの流速の大きい部分に顕著であった。
- (4) チャンネル効果は無次元粒子径 $\gamma=0.1$ において顕著であり、解析では壁面近傍の $2d$ 以内の範囲で流速の増加が示された。また、槽内温度分布の実験結果とチャンネル効果を考慮した解析結果は良く一致した。

共存・強制対流の主な結果を以下に示す。

- (5) $Re_d=0.31$ では円柱の下流に明確な円形の熱溜りが発生し、水流と共に下流に移動する。熱溜りの発生過程は解析的にも良く再現され、消滅するまでに $5D$ 程度移動することが示された。
- (6) $Re_d=6.2$ では非ダルシー効果が顕著に現れ、熱溜りは不明確となった。
- (7) ヌセルト数の解析結果からはチャンネル効果による熱伝達率の増加は60%にも及ぶ事が示された。

これらの実験・解析結果を実地盤に換算すると、直径10mの大口径トンネルでは季節変動によって、直径0.55mの小口径トンネルでは日変動によって砂礫層地盤では熱溜りが発生するものと予測された。

第4章 多孔質壁体内の不飽和 熱・水分移動

4.1 緒言

第3章では地盤を飽和多孔体と考え、地下構造物の境界条件としては温度境界のみ考慮した。しかし、地下空間が不飽和空気を満たされている場合、空気に接している壁体内では固体・液水・気体の3相共存領域が存在し、地下空間内の湿度を予測するには壁体内の水分移動を詳細に検討することが必要である。これは、第2章の吸気トンネル壁面における水蒸気伝達率の測定結果からも明らかのように、壁体が乾燥する際の水蒸気の放出量は壁体の含水率が低下すると壁面境界層における水蒸気伝達より壁体内の液水移動及び蒸気移動によって律速され、また壁面結露に際しては壁体内の吸水力の大小で表面の濡れ性状が異なり吸水力の小さな壁体では結露水は液膜となって壁面を流下するためである。

地下空間の代表的な壁体はコンクリート体である。Fig.4.1にトンネル壁体のモデル図を示す。ここでトンネル壁体が地上構造物のコンクリート壁体と大きく異なる点は第一に壁体の地盤側境界は飽和した地盤・岩盤であり空気の流通がないこと、第二に多くの場合、地盤側境界にはビニールシートなどの防水層が設置され液水の地盤からの供給は無視できること、第三に地盤側温度境界はさらに深部の地盤と連成されていることにあり、地盤側の境界温度条件によってはコンクリート壁面の飽和水蒸気分圧 P_{vs} が空気の水蒸気分圧 $P_{v\infty}$ より高ければ壁体は乾燥過程となり、低ければ表面結露による湿潤過程となる。従って、壁体内の水分移動は熱移動と連成して考えなければならない。さらに水蒸気分圧や表面張力の温度依存性及び潜熱授受など壁体内の水分移動と温度分布には密接な関係がある。

本章の目的は第一に従来のポテンシャル法に代わって、多孔質構造を孤立したマクロ空隙と毛管群にモデル化し多孔質体内の液相・気相の圧力差による移動と水蒸気・熱の移動を定式化し、蒸発と凝縮の非定常解析を行うことにある。第二にモルタルコンクリートを対象に細孔径分布関数の測定結果から毛管圧と透気・透水性分布を推定し、これを用いた数値解析と実験結果を比較する。また第三に実際のトンネル壁体を想定し年間の吸放湿特性を検討することにある。

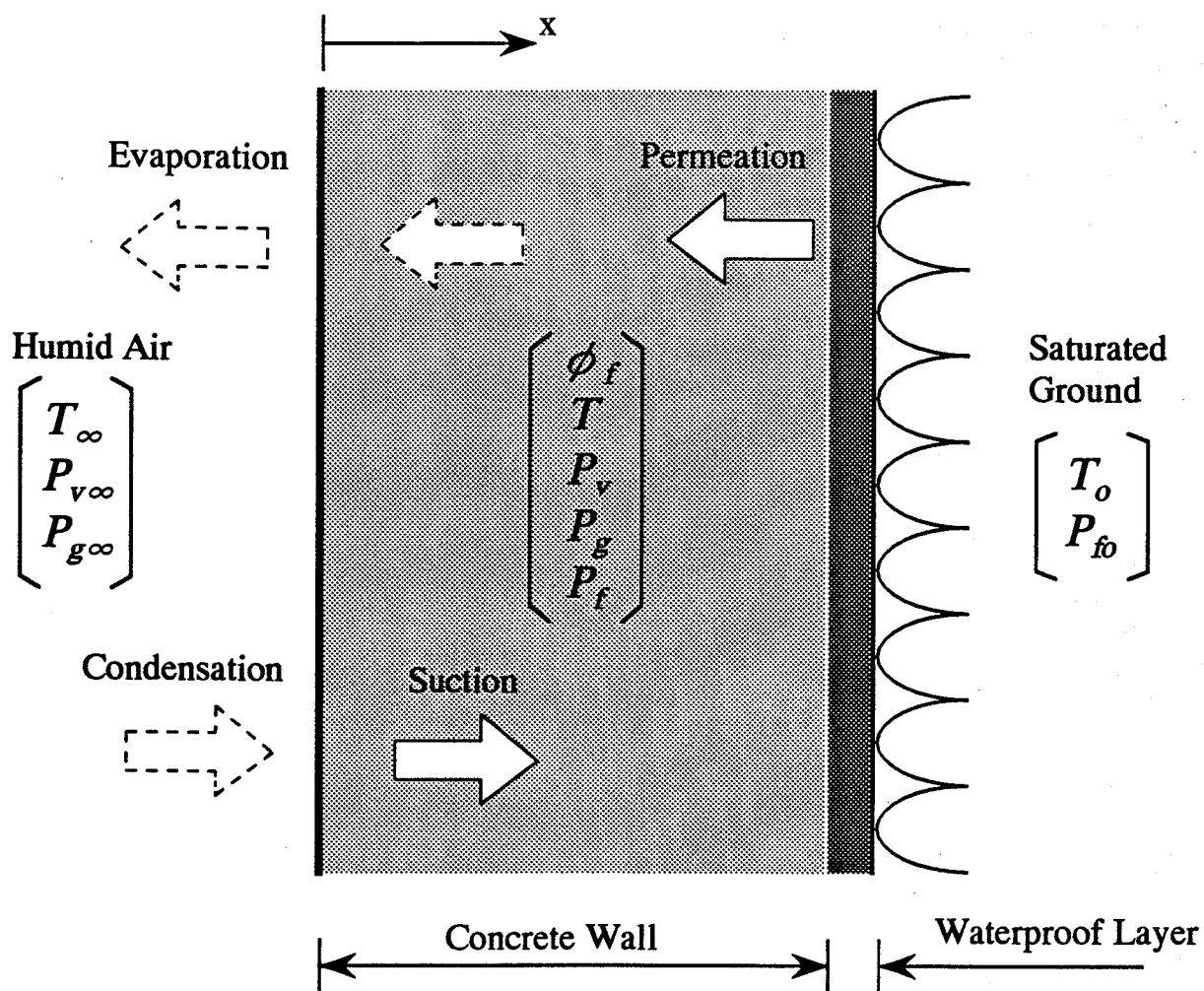


Fig.4.1 トンネル壁体のモデル図

＜主な記号＞

C	: 定圧比熱 [J/kgK]
D	: 拡散係数 [m^2/s]
h_T	: 熱伝達率 [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]
h_v	: 水蒸気伝達率 [$\text{kg}/\text{s m}^2$]
Δh	: 蒸発潜熱 [J/kg]
J	: 質量流束 [$\text{kg}/\text{s m}^2$]
K	: 浸透係数 [m^2]
P, P_c	: 圧力及び毛管圧力 [Pa]
q	: 熱流束 [W/m^2]
R	: ガス定数 [$\text{Pa m}^3/\text{kg K}$]
T	: 絶対温度 [K]
u	: x 方向速度 [m/s]
α	: 毛管内の断面ポイド率
δ	: 毛管径 [m]
ε	: 空隙率
ζ	: 等価長補正係数
η	: 毛管接続率
λ_{eff}	: 有効熱伝導率 [W/mK]
	$\lambda_{eff} = \varepsilon \left[(1 - \phi_f) \lambda_g + \phi_f \lambda_f \right] + (1 - \varepsilon) \lambda_s$
μ	: 粘性係数 [Pa s]
ξ	: 不飽和係数
ρ	: 密度 [kg/m^3]
σ	: 表面張力 [N/m]
ϕ_f	: 液占率
ϕ'	: 細孔径分布関数 [m^{-1}]

(Subscript) v : 水蒸気, vs : 飽和水蒸気, g : 湿り空気, a : 乾き空気, f : 液水,
 w : 総水分, s : 固体, 0 : 空気側境界面, L : 断湿側境界面, ∞ : 周囲空気

4.2 モルタルコンクリートの微細構造

4.2.1 コンクリート試験体

均質でかつ空隙率 ε が比較的大きな試験体とするために水セメント比66.2%のモルタルコンクリートを用いた。Table4.1に実験で用いたモルタルコンクリートの配合表を示す。練上りモルタルコンクリートは湿式吹付機にて1000×1000×100mmの型枠内に吹付け、28日間常温（20℃，60%）で気中養生した後、コア抜きによって100mm ϕ ×80mmの試験体を製作した。Table 4.2に試験体の主な特性を示す。ここで空隙率 ε は3日間水中養生した重量と100℃で高温乾燥した重量の差から求めた。また熱伝導率の測定は非定常熱線法によった。

Table4.1 モルタルコンクリートの配合

セメントの種類		普通ポルトランド
セメントの比重		3160 kg/m ³
細骨材比重		2590 kg/m ³
水セメント比		66.2 %
重量調合	水	304 kg/m ³
	セメント	459 kg/m ³
	細骨材	1402 kg/m ³
	粗骨材	0 kg/m ³
	添加剤	なし
容積調合	セメント	145 ℓ /m ³
	細骨材	541 ℓ /m ³
	粗骨材	0 ℓ /m ³
	空気量	10 ℓ /m ³

Table4.2 試験体の特性

みかけの比重 ρ		2150 kg/m ³
空隙率 ε		0.2
熱伝導率 λ_{eff}	乾燥状態	1.36 W/m・K
	飽和状態	1.98 W/m・K
固体の比熱 C_s		1.1 kJ/kg・K
固体の比重 ρ_s		2710 kg/m ³

4.2.2 空隙構造

1) マクロ空隙

Photo4.1にモルタルコンクリート試験体の断面写真を示す。試験体は湿式コンクリートカッターで切断した後研磨し、黄色のラッカーペイントを吹付け、乾燥後、表面を再度研磨し、空隙部のみ着色したものである。肉眼では0.5～3mm程度の空隙が観察されたが、セメントペーストと5mm以下の細骨材は均質に混合されて、5mm以上の大きな構造欠陥は認められなかった。これら肉眼で観察されるマクロ空隙はモルタルの練り混ぜ時及び吹付け時に混入した気泡の痕跡と考えられる。

断面写真を画像処理によって黄色の空隙部のみ2値化し、画素数より空隙部の面積分布を計測した。1画素は0.18mm四方形に対応し、3画素以上の集団(等価径0.5mm)を空隙として認識した。Fig4.2に空隙率の累積度数分布の測定結果を示す。0.5< δ < 3mmの空隙率は0.02程度であり、全空隙率の10%にすぎない。

2) ミクロ空隙

0.1 μm ～100 μm の微細構造は走査型電子顕微鏡により観察を行った。試験表面は切断時の影響が消えるまで充分研磨し、金を蒸着させた。試験体は真空乾燥し、ゲル空隙水を除去した上で観察を行った。

Photo 4.2～4.5に電子顕微鏡による表面写真を示す。直径10 μm ～1mmの比較的大きな空隙は0.5mm以上のマクロ空隙と同様モルタルの練り混ぜ時及び吹付け時に混入した気泡の痕跡と考えられる(Photo4.3)。しかし、10 μm 程度の空隙の拡大写真(Photo4.4)を見ると、空隙の内壁面は10 μm 以下の微小で不規則な曲率を持つことがわかる。また1 μm 径の小孔がセメントペースト部に多数確認された。さらにこの小孔近傍の拡大写真(Photo4.5)を見ると、これは1 μm 以下のさらに微細な樹状の空隙組織から成り立っていることがわかる。このように10 μm 以下の空隙組織は重層構造となっており、10 μm 以上のマクロ空隙が互いに孤立している状態とは対照的である。

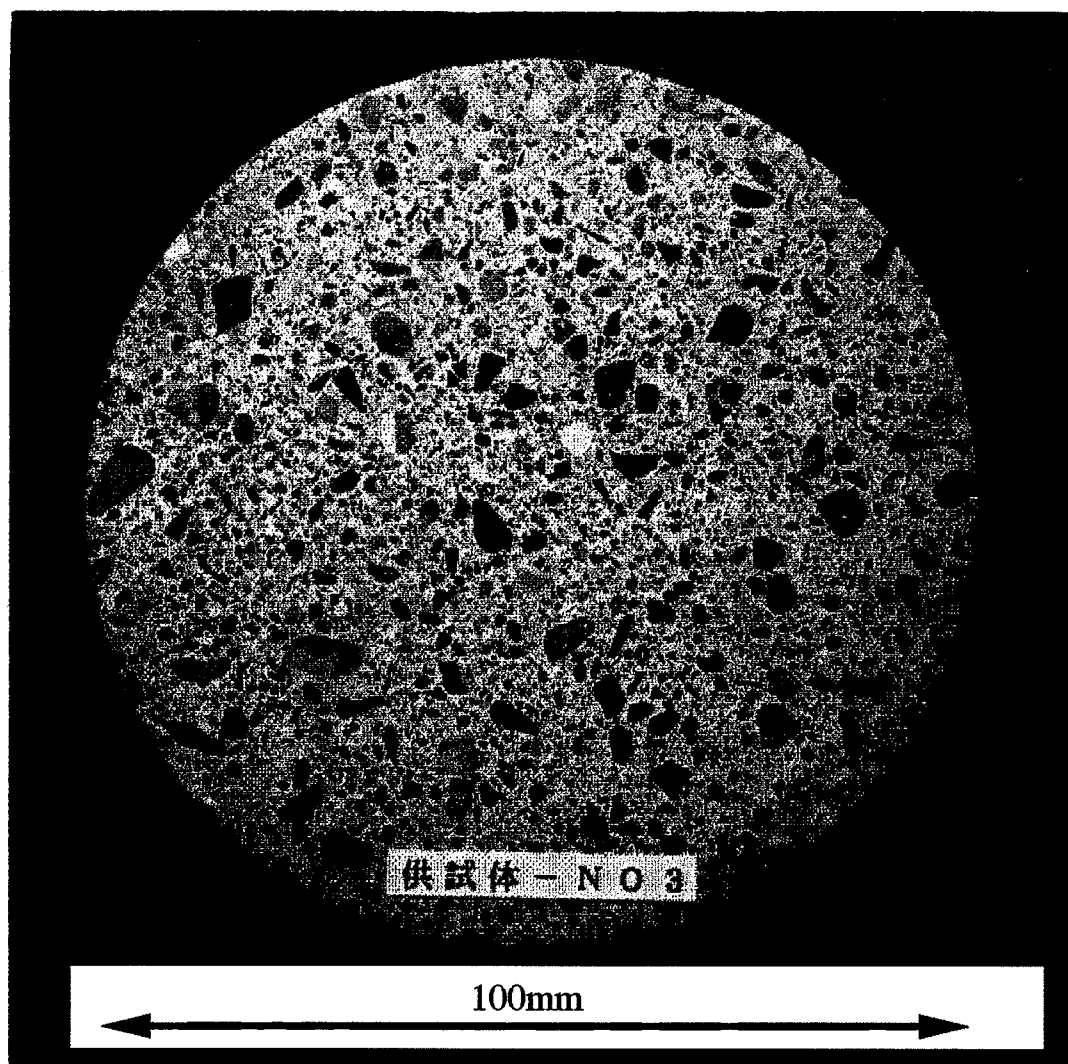


Photo 4.1 モルタルコンクリート試験体の断面写真
(黄色は0.5~3mmのマクロ空隙を表示)

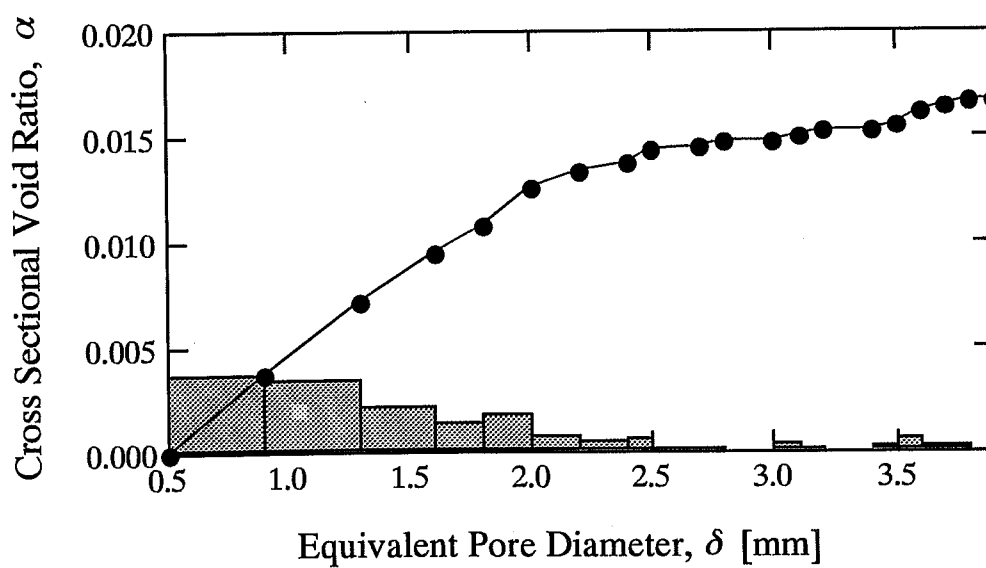


Fig.4.2 マクロ空隙の分布

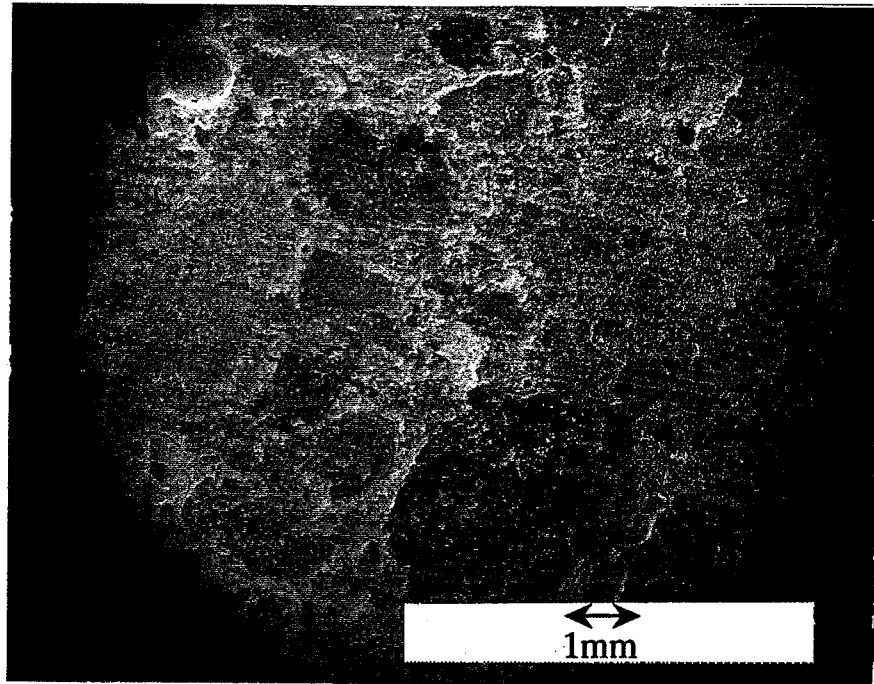


Photo.4.2 モルタルコンクリート表面写真（倍率×10）
 （細骨材及びセメントペーストとも密であり100 μ m以上の気泡は少ない）

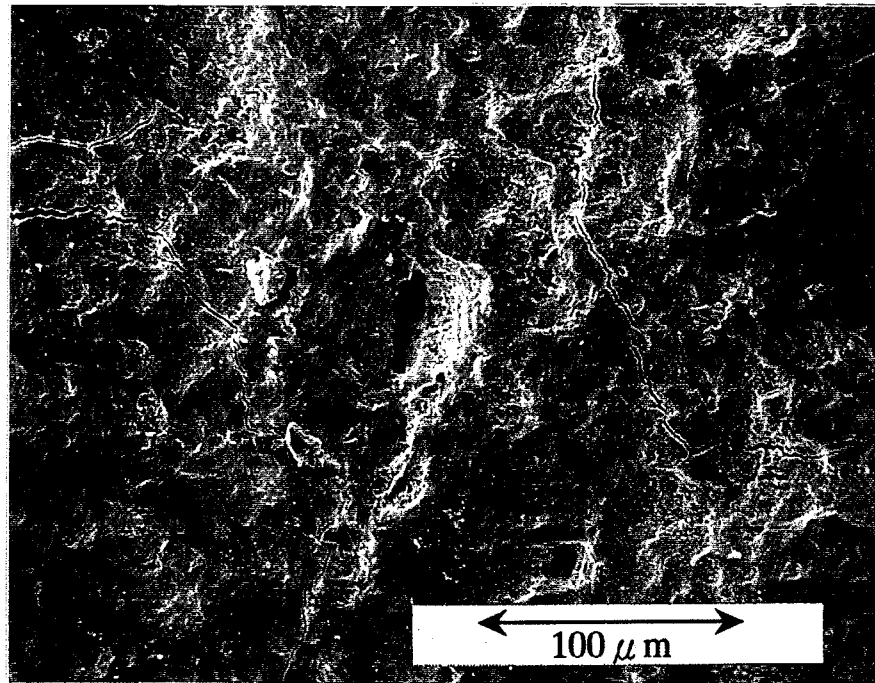


Photo.4.3 モルタルコンクリート表面写真（倍率×350）
 （互いに独立した10 μ m以下の空隙がセメントペースト上に散見される．）

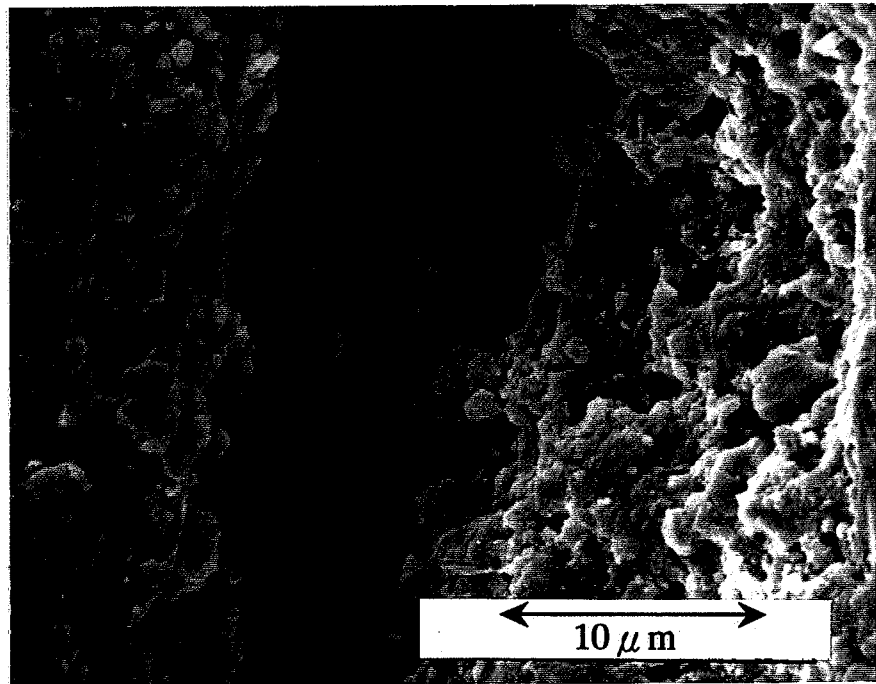


Photo.4.4 モルタルコンクリート表面写真（倍率×3500）
（10 μ mの細孔の内壁は1 μ m以下の複雑な曲率からなる）

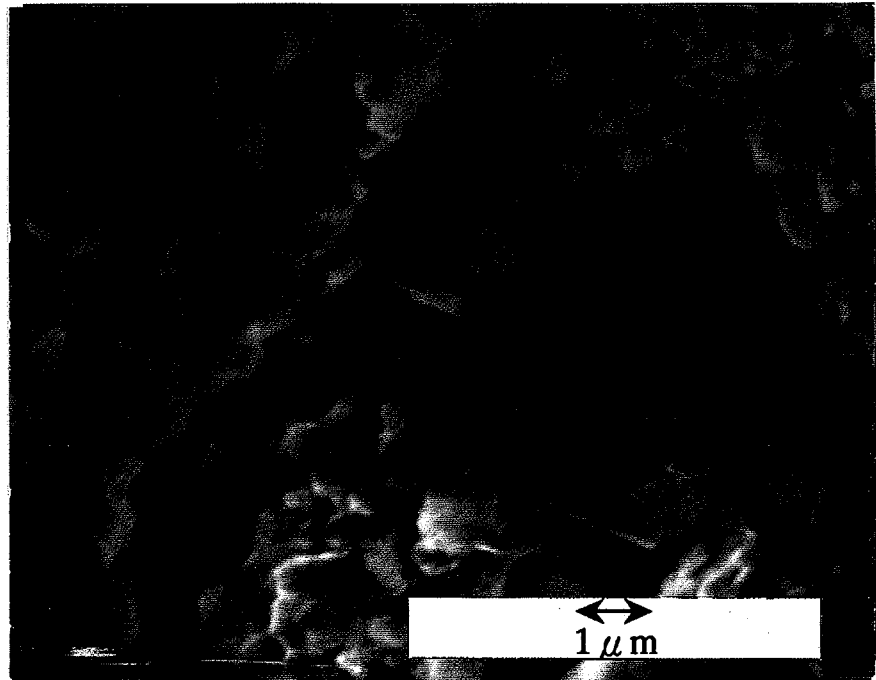


Photo.4.5 モルタルコンクリート表面写真（倍率×10000）
（1 μ m以下の細孔は粒状多孔質の空隙に近い）

4.2.3 水銀圧入法による毛管径分布の測定

水銀圧入法^(4.14)を用いて $0.003 \sim 300 \mu\text{m}$ の体積空隙率の分布を測定する。水銀圧入法の原理をFig. 4.3に示す。約2gの試料をガラス容器に入れ、容器内を真空に引いた後、水銀で満たし油圧で水銀を超高圧まで加圧する。水銀圧力 P_{Hg} とつり合う毛管径 δ との間にはKerwinの式が成り立つと仮定する(Fig. 4.4)。

$$P_{Hg} = \frac{4 \sigma \cos \theta}{\delta} \quad (4.1)$$

ここで接触角 θ は水銀では主な固体に対して 130° 程度であり、ここでは毛管径、材質（細骨材及びセメントペースト）によらず一定とする。ゆるやかに加圧を行うと圧力 P_{Hg} で試料内に浸入した累積水銀量 V_{Hg} と δ の間に曲線関係が得られる。ここでは加圧範囲を $0.105 \sim 414 \text{MPa}$ としてゲル空隙のオーダー（ $0.003 \mu\text{m}$ ）からマクロ空隙のオーダー（ $\sim 300 \mu\text{m}$ ）までの毛管径分布の測定を行った。Fig. 4.5に体積侵入率 ϕ と毛管径 δ の関係を示す。ここで体積侵入率 ϕ は ε を空隙率、 V_Δ を試料体積として次式で定義する。

$$\phi = \frac{V_{Hg}}{\varepsilon V_\Delta} \quad (4.2)$$

Fig. 4.5において $\delta < 0.01 \mu\text{m}$ はゲル空隙、 $0.1 \mu\text{m} < \delta < 10 \mu\text{m}$ は毛管空隙、また $\delta > 10 \mu\text{m}$ は孤立空洞に対応している。

$0.003 < \delta < 300 \mu\text{m}$ の空隙率は平均0.16であり、 $500 \mu\text{m}$ 以上の空隙率0.02を加えると $0.003 \mu\text{m}$ 以上の空隙率は0.18となる。先に重量法によって求めた空隙率 $\varepsilon = 0.2$ と比べると、 $\delta < 0.003 \mu\text{m}$ のゲル空隙の空隙率は0.02と推定される。しかし、ゲル空隙吸着水は常温常圧下では移動・除去は困難であり、ここでは $\delta < 0.003 \mu\text{m}$ の空隙及び曲率に付着した液水は液水輸送現象とは関係が薄いものとして考える。

毛管空隙は樹状組織であり、空隙量も多いため気体、液体の輸送路として主要因となることは充分予想されるが、 $10 \mu\text{m}$ 以上のマクロ空隙が流体輸送路となり得るか否かは定かでない。そこでマクロ空隙を球形と見なし、ランダムな空隙が合体し、連続体となる確率 P_n と連続体長さの期待値 L_n を求めると次式で表される。

$$P_n = \left(\frac{4}{3} \pi \delta^3 \right)^n \frac{(N_\delta - 1)!}{(N_\delta - n - 1)!} \quad (4.3)$$

$$L_n = \pi \delta^4 n \left(N_\delta - \frac{n+1}{2} \right) \quad (4.4)$$

ここに N_δ は単位体積あたりの空隙個数、 n は連続事象数である。 $\delta=100\mu\text{m}$ において $n=9$ となる確率は 10^{-10} であり、 $N_\delta=1.7\times 10^{10}$ では単位面積あたり1.7本の9連続体空隙が存在し、その長さの期待値は $150\mu\text{m}$ である。これより長さスケールが $150\mu\text{m}$ 以上の空間的に大きな現象を取り扱う限りでは、孤立したマクロ空隙が連続体となって気体・液体の流路となる可能性は少ない。

4.2.4 毛管圧力の算定

液水の移動は液水圧力 P_f の空間勾配で関係づけられるが、 P_f は気液共存状態では毛管圧力とのバランスから次式で表される。

$$P_f = P_g - P_c \quad (4.5)$$

x 断面内の局所毛管圧力 P'_c は $\delta/2$ なる液面曲率に対する表面張力として定義されKervin式から求められる。ここで接触角 θ はセメントペーストが親水性であるため $\theta=0$ とする。

$$P'_c = \frac{4\sigma \cos \theta}{\delta} \quad (4.6)$$

式(4.6)によれば毛管径 δ が小さな部分の液圧は低いため毛管どうしが複雑に連通した微小断面内では液水は微細な毛管へ短時間の内に移動し、曲率の小さな部分から満水すると考えられる。従って空隙内の液水の体積割合で定義される液占率 ϕ_f のもとでは、臨界毛管径 δ_c まで満水した状態で常に平衡すると仮定すれば毛管内のボイド率 α は式(4.7)でモデル化され、 ϕ_f と δ_c の関係は式(4.8)で表される。

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 & \delta < \delta_c(\phi_f) \\ \alpha &= 1 & \delta \geq \delta_c(\phi_f) \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\phi_f = 1 - \int_0^\infty \phi' \alpha d\delta = \int_0^{\delta_c} \phi' d\delta \quad (4.8)$$

ここで細孔径分布関数 $\phi' (= \Delta \phi / \Delta \delta)$ は微細空隙構造の代表特性であり、Fig.4.5を δ に関して数値微分して求め、Fig.4.6に示す。臨界毛管径 δ_c は微小断面中、満水状態にある最大毛管径であり、微小断面の毛管圧 P_c は式(4.6)について $\delta = \delta_c$ と置くことで求められる。すなわち

$$P_c = P'_c(\delta_c) = \frac{4\sigma \cos \theta}{\delta_c} \quad (4.9)$$

Fig.4.7に δ_c 及び P_c と ϕ_f の関係を示す。毛管圧力 P_c は液占率 $\phi_f > 0.7$ において急激に低下し、液水の輸送力は著しく低下する。

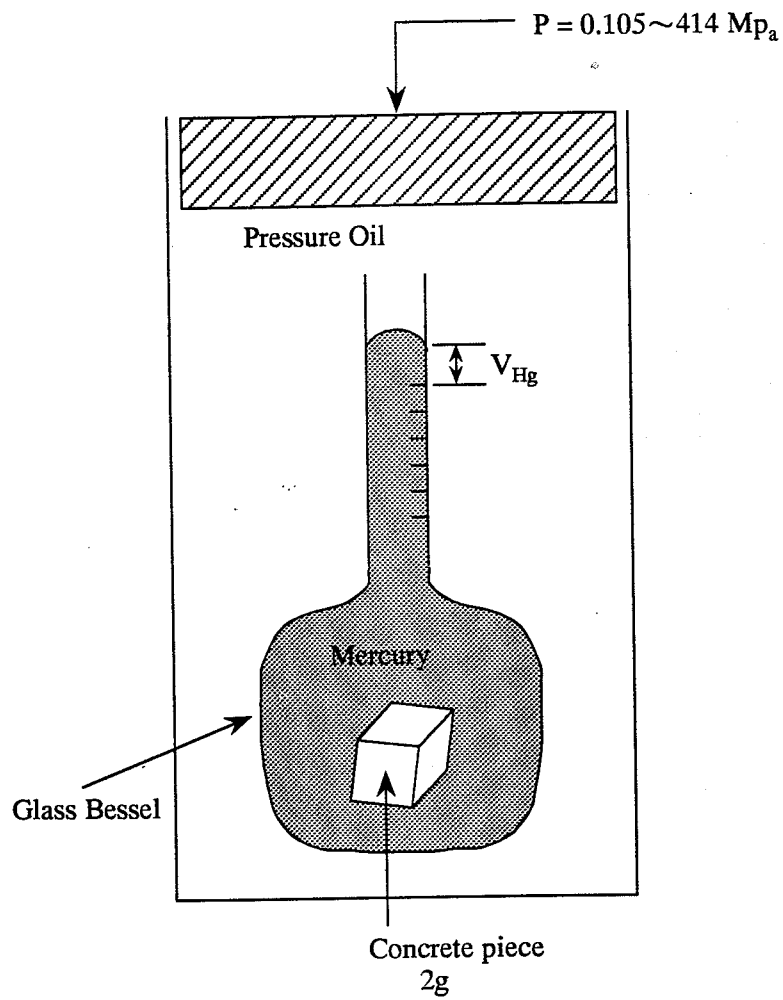


Fig.4.3 水銀圧入法の測定原理

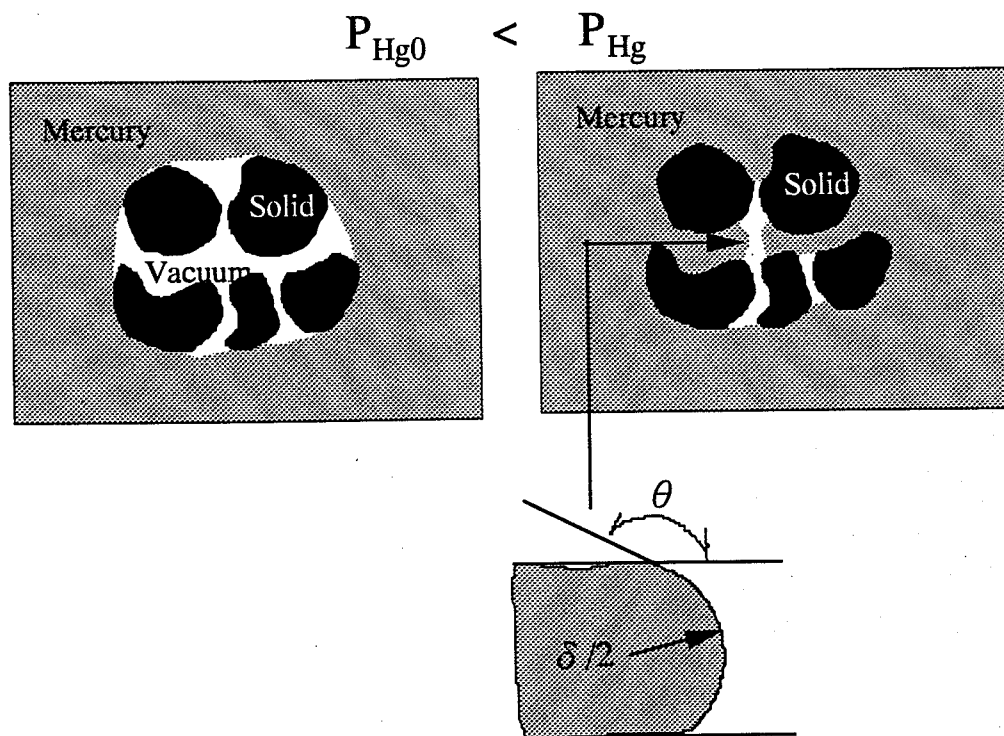


Fig.4.4 毛管に侵入する水銀の概念図

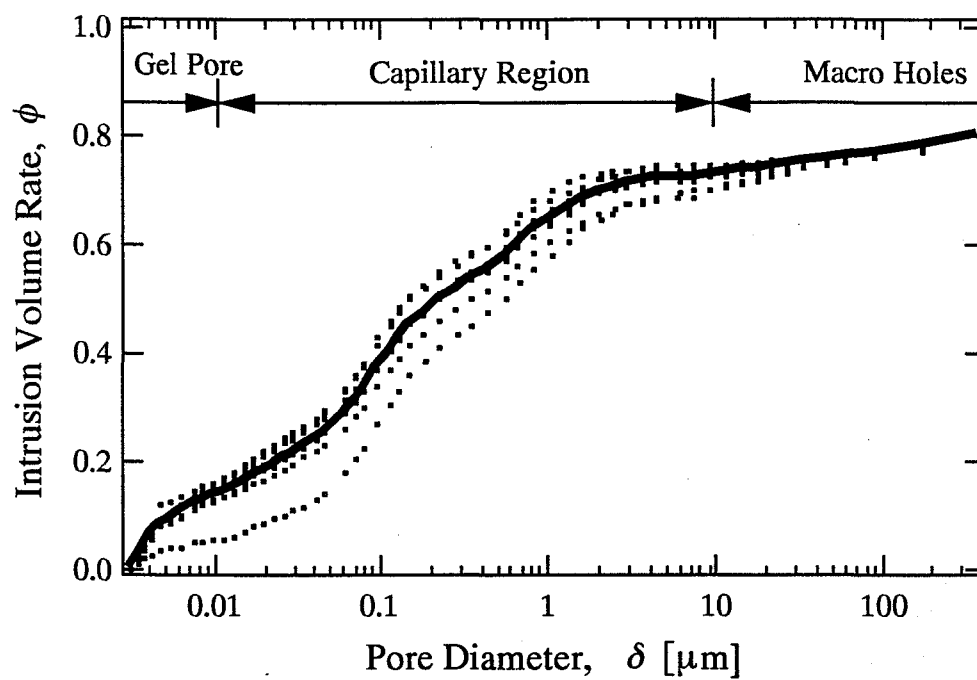


Fig.4.5 水銀圧入法による体積侵入率 ϕ の測定結果

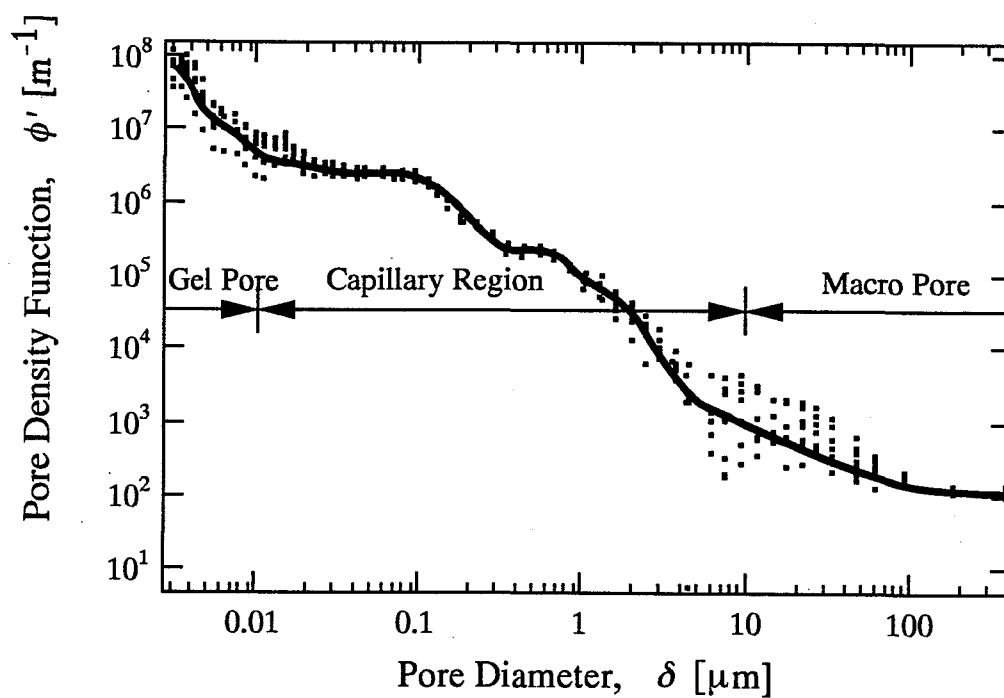


Fig.4.6 細孔径分布関数

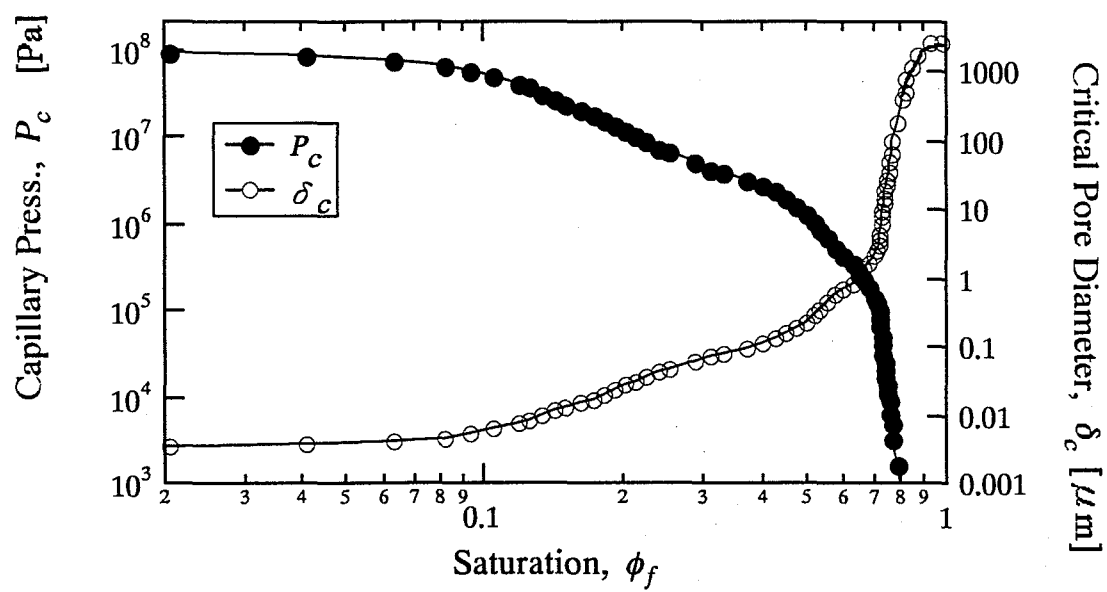


Fig.4.7 臨界毛管径 δ_c 及び毛管圧 P_c と液占率 ϕ_f の関係

4.2.5 浸透係数 K の測定

コンクリートの浸透係数 K は一般に $10^{-17} < K < 10^{-21} \text{ m}^2$ と極めて小さいため、飽和透水試験によって K を求めるには高圧水を用いる必要性があり、精度の良い実験を行うには漏水の防止などに困難が伴う。

ここでは $0.1 \mu\text{m}$ の毛管圧が $\sim 10^7 \text{ Pa}$ に達することに着目し、不飽和浸透試験 (4.8) により、浸透係数 K の測定を行う。

Fig. 4.8 に測定装置の概要を示す。透明塩化ビニル製の水ジャケットを試料の一端が水に接するように取り付ける。試料は塩化ビニルパイプで側壁を断湿し、水分流は1次元となるようにする。また塩化ビニルパイプと試料のすき間はシリコンでシーリングし、側壁からの水の漏れがないように留意した。測定装置は恒温恒湿槽内に水平に設置し、恒温恒湿槽内は温度 20°C で一定に維持する。試料を通して流れる水分流は水ジャケットに取り付けたメスピペットで24時間ごとに測定し、水分流が一定となった状態を定常と見なす。定常に達した後、試料を水分流方向に垂直に3等分に乾式コンクリートカッターで切断し、切断した各コンクリート片は 80°C で乾燥させ、乾燥前後の重量差からコンクリート片の平均液占率 ϕ_f を求める。

ここで、水分移動量 J は湿潤領域では毛管圧差 ΔP_c によるものが支配的と考えられるから、ダルシー則を仮定すれば、

$$J = - \frac{\xi_f K}{\mu_f} \frac{\partial P_c}{\partial x} \quad (4.10)$$

ここで ξ_f は K の液占率 ϕ_f の依存性を示す不飽和係数である。したがって不飽和浸透係数 $\xi_f K$ は次式で求められる。

$$\xi_f K = - \frac{J \mu_f}{\left(\frac{\partial P_c}{\partial \phi_f} \right)_{\phi_f} \frac{\partial \phi_f}{\partial x}} \quad (4.11)$$

ここで J と $\partial \phi_f / \partial x$ は実測値を用い、 $\partial P_c / \partial \phi_f$ はサンプルの平均液占率 ϕ_f と毛管径分布から算定される毛管圧曲線 (Fig. 4.7) から求める。平均液占率は水ジャケット内の水圧と恒温恒湿槽内の湿度を調整し、 $0.4 \sim 0.75$ に変化させた。

Fig. 4.9 に実験結果を示す。 $\phi_f < 0.6$ では急激に $\xi_f K$ が低下し、一方 $\phi_f > 0.7$ では一定値に近づく傾向にある。ここでは $\phi_f = 0.7$ の値 $K = 2.0 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ を後述の毛管接続率の同定に用いるものとする。この値は従来の満水時の透水係数の測定結果 (4.15) とほぼ等しい。

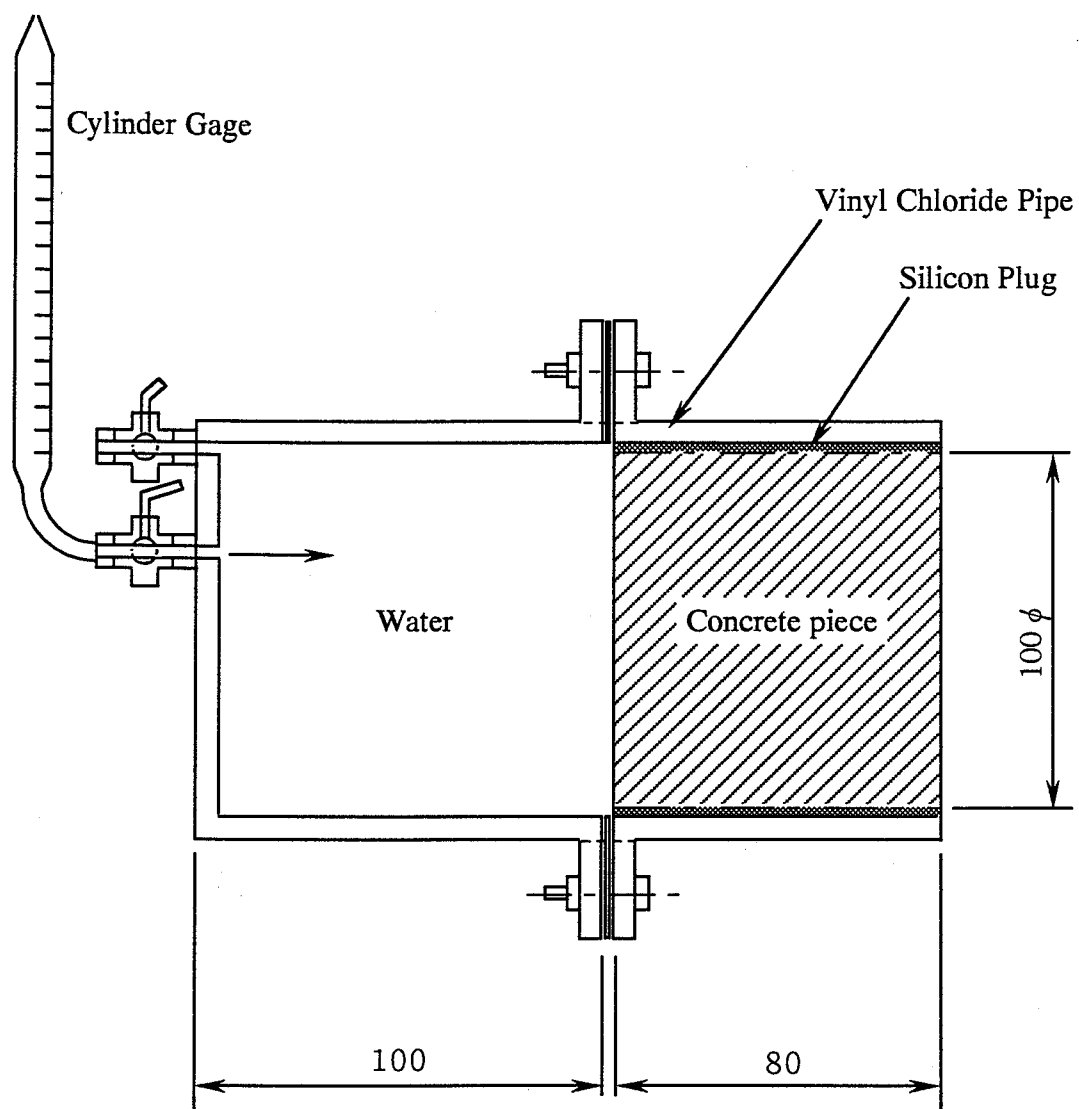


Fig.4.8 不飽和浸透係数の測定装置

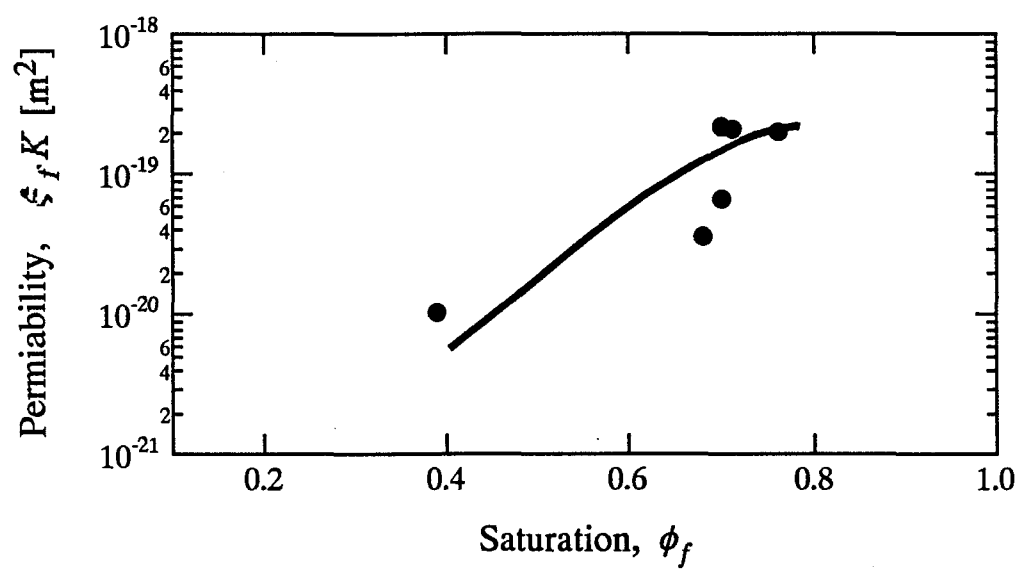


Fig.4.9 不飽和浸透係数の測定結果

4.3 モルタルコンクリートの湿潤・乾燥実験

4.3.1 実験装置

Fig.4.10に実験装置の概要を示す。モルタルコンクリート試験体は硬質塩化ビニール容器に収納し側壁と底面からは水分・空気の移動がないようにした。試験体底面は一定温度にコントロールし、側壁は断熱とした。試験体はファンで攪拌された恒温恒湿槽（温湿度精度 $\pm 0.5\text{K}$, $\pm 1\%$ ）内に設置し、槽内温湿度条件と底面温度の組み合わせにより表面からの乾燥実験と表面結露による湿潤実験を行うものとする。

平均液占率の時間変化は試験体の重量変化から求める。重量法による平均液占率の測定精度は $\pm 0.1\%$ である。また試験体には表面から3対の電極からなるインピーダンスプローブ^(4.16)を20mmの間隔で埋設し、あらかじめ較正を行った液占率とインピーダンスの関係から局所液占率の時間経過を測定した。ここで電極における電気分解の影響を避けるために、交流を用いた。インピーダンス法の測定精度は電流・電圧測定の分解能からは液占率 $\phi_f=0.1$ において $\pm 10\%$ 、 $\phi_f=0.7$ において $\pm 17\%$ 程度であるが、測定結果は電極端子の幅（5mm）より広範囲の平均的な液占率を表すものと考えられる。

コンクリート表面における熱伝達率 h_T 及び水蒸気伝達率 h_v は実験結果から以下の手順で求める。実験開始から1日間経過後では試験体の温度分布は直線関係となり、熱流 q_T は定常に達する。壁面における熱伝達率 h_T は次式で求まる。

$$h_T = -\frac{\lambda_{\text{eff}}}{L} \frac{T_L - T_0}{T_\infty - T_0} \quad (4.12)$$

ここに T_L ：試験体底面温度， T_0 ：試験体表面温度， T_∞ ：恒温槽温度

恒温恒湿槽内はファンで充分攪拌され、乱流状態にあり、また試験体近傍の空気中では相変化がないので、温度境界層と物質境界層にはレイノルズアナロジーが成り立つ。したがって水蒸気伝達率 h_v は h_T をもとに次式で推定される。

$$h_v = \frac{Sc_t}{Pr_t} \frac{h_T}{C_g \rho_g} \quad (4.13)$$

ここに Sc_t は乱流シュミット数(=1)， Pr_t は乱流プラントル数(=0.9)である。測定結果は熱伝達率 $h_T=50.7\text{W/m}^2\text{K}$ ，水蒸気伝達率 $h_v=0.042\text{kg/s m}^2$ であり、この値を解析に用いるものとする。

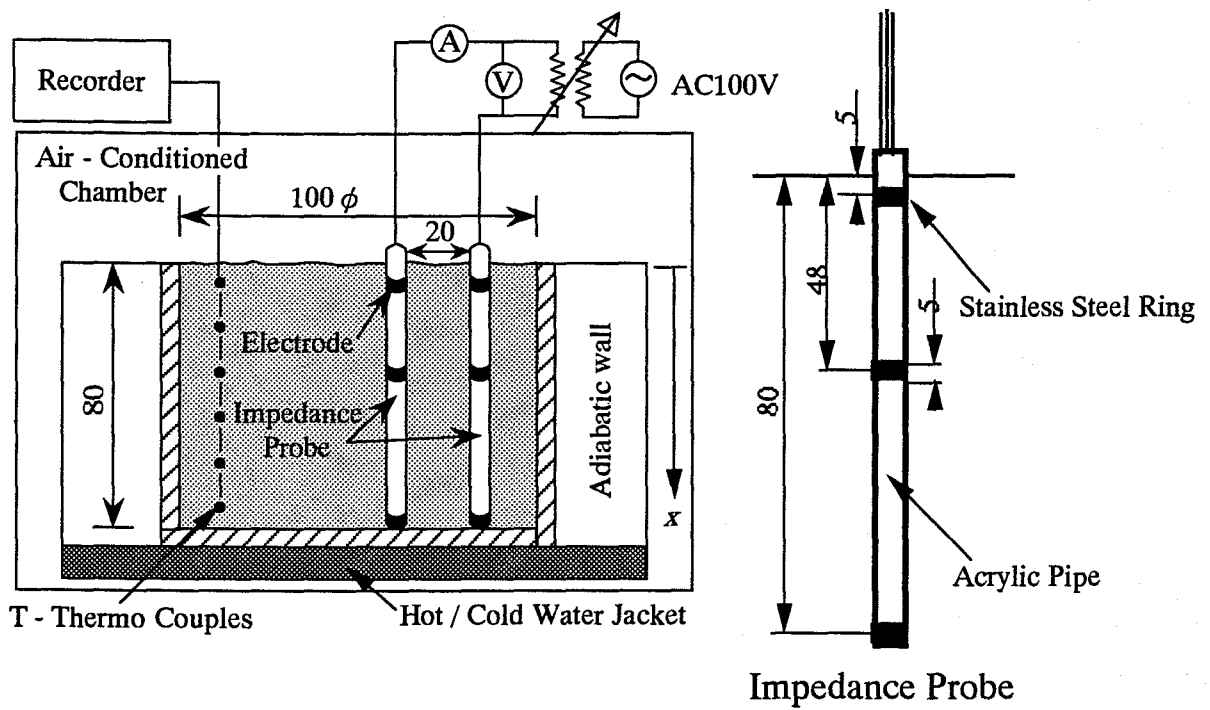


Fig.4.10 湿潤・乾燥実験装置

4.3.2 インピーダンスプローブの較正

試験体の含水量を変化させ、インピーダンスプローブの較正を行った。100V以下の電圧では I - V 特性は非線型であるが、100V以上では I - V 特性は線型となり、インピーダンスの絶対値 $|z|$ は100~150V間の I - V 特性の勾配から最小2乗法によって求めた。 $|z|$ と平均液占率 ϕ_f の関係をFig.4.11に示す。各点におけるバラツキは $\pm 0.5\text{M}\Omega$ であった。

回帰式は次式となる。

$$|z| = 5.722 \phi_f^{-0.366} \quad (4.14)$$

したがって局所液占率を求めるインピーダンスプローブのキャリブレーション曲線は次式で表される。

$$\phi_f = \left(\frac{5.722}{|z|} \right)^{2.732} \quad (4.15)$$

電圧測定の実験能は0.01V、電流測定の実験能は0.01 μA である。また100~150V間の I - V 特性の直線性は非常に良く、相関係数は0.99以上である。したがってインピーダンス $|z|$ の実験能は電圧、電流の実験能によって規定され、1M Ω と考えられる。したがってインピーダンス法の実験精度は液占率 $\phi_f=0.1$ において $\pm 10\%$ 、 $\phi_f=0.7$ において $\pm 17\%$ 程度である。

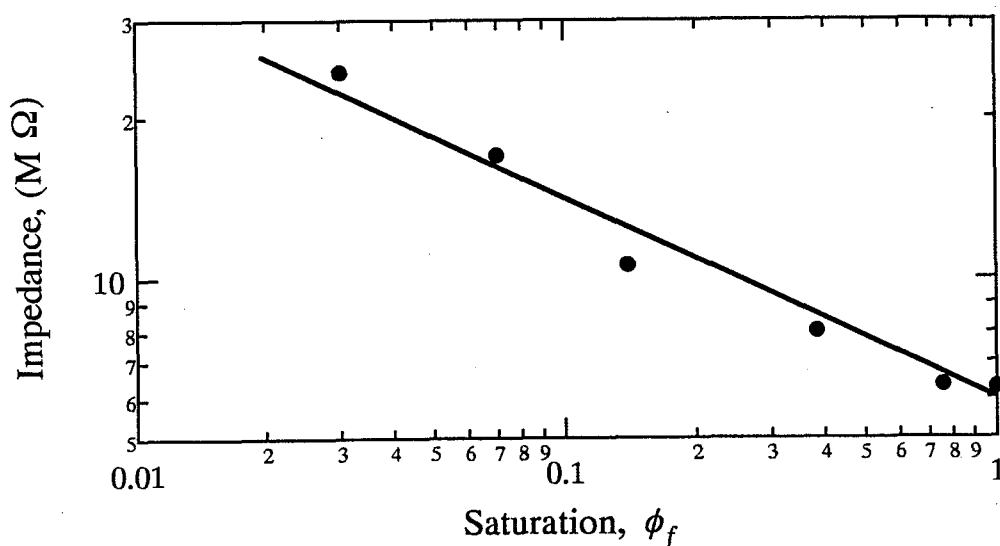


Fig.4.11 インピーダンスプローブの校正曲線

4.4 解析方法

4.4.1 解析モデル

4.2章で示したようにコンクリートの微細構造は $0.001\mu\text{m}$ 程度のゲル空隙、数 μm 程度の毛細管空隙、さらに数 $10\mu\text{m}\sim 3\text{mm}$ のマクロ空隙から成る多孔質体と見なすことができる。これをモデル化するとFig.4.10のように表すことができる。数 $10\mu\text{m}$ 以上のマクロ空隙は4.2.3章で示したように連続して気・液相の流路となる確率は極めて低いため、球形の孤立空隙として考えることができ、孤立空隙そのものは連続性がないため、透気性及び透水性には無関係であるが、しかしこの孤立空隙の表面は電子顕微鏡写真で明らかなように、無数の微小な凹凸面となって表面の曲率 r_δ は毛細管径 δ と同オーダーであり、言い換えれば孤立空隙の表面は径の異なる微小な毛管群で構成されていると見なすことができる。

Fig.4.12に毛細管路モデルを示す。毛管径 δ の毛細管群は空洞内壁やより太い毛細管の内壁の曲率 $r_\delta (= \delta/2)$ を経由して連続すると考えられる。すなわち流体輸送経路として微細な毛管径 δ_1 なる毛管路を考えると、毛管路は単に δ_1 の管の接続体ではなく $\delta > \delta_1$ なる毛管もしくは空隙の壁面の $r_1 = \delta_1/2$ なる曲率部を経由していると考えられ、微細な毛管径はそれより大きな毛管に出会う確率は非常に高い。水銀圧入法による毛管径分布の測定では δ_1 なる毛管体積と $r_1 = \delta_1/2$ なる曲率部体積は区別されないので細孔径分布関数 ϕ' に基づいて毛管数を求めれば実際の毛管路群のうちの独立した毛管数に近い値となると考えられる。しかし毛管径が δ_2 のように大きくなると自分より大きな毛管に接続する確率は小さくなり、自分より小さな毛管を介して繋がったとしても δ_2 なる毛管路としては成立しない。さらに δ_3 のように孤立した空隙は自分より大きな空隙に接続する確率は0に等しく毛管路には成り得ない。

以上の毛管路モデルを定式化すると、輸送現象に係わる毛管径 δ 、断面積 S の毛管路数 $N(\delta)$ は $\eta(\delta)$ を毛管接続率として次式で表される。

$$N(\delta) = \eta(\delta) \frac{\varepsilon \phi' \Delta \delta}{S} \quad (4.16)$$

ここで $\eta(\delta)$ は一義的には求められないが以下の性質を有する。

- ① δ が小さい場合は接続率は1を超えない範囲にあり、 δ が大きくなると δ より大きい毛管に接続する確率が低下するため η は減少する。
- ② マクロ空隙どうしは接続する確率は極めて小さく $\eta=0$ で近似される。

ここでは以上の2つの条件を満足するモデルとして $\eta(\delta)$ は δ_{max} を流体輸送路の最大径($10\mu\text{m}$)として、有効空隙率 $\phi_{v,eff}$ に比例すると考える。

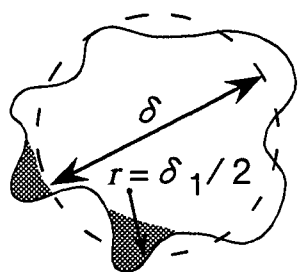
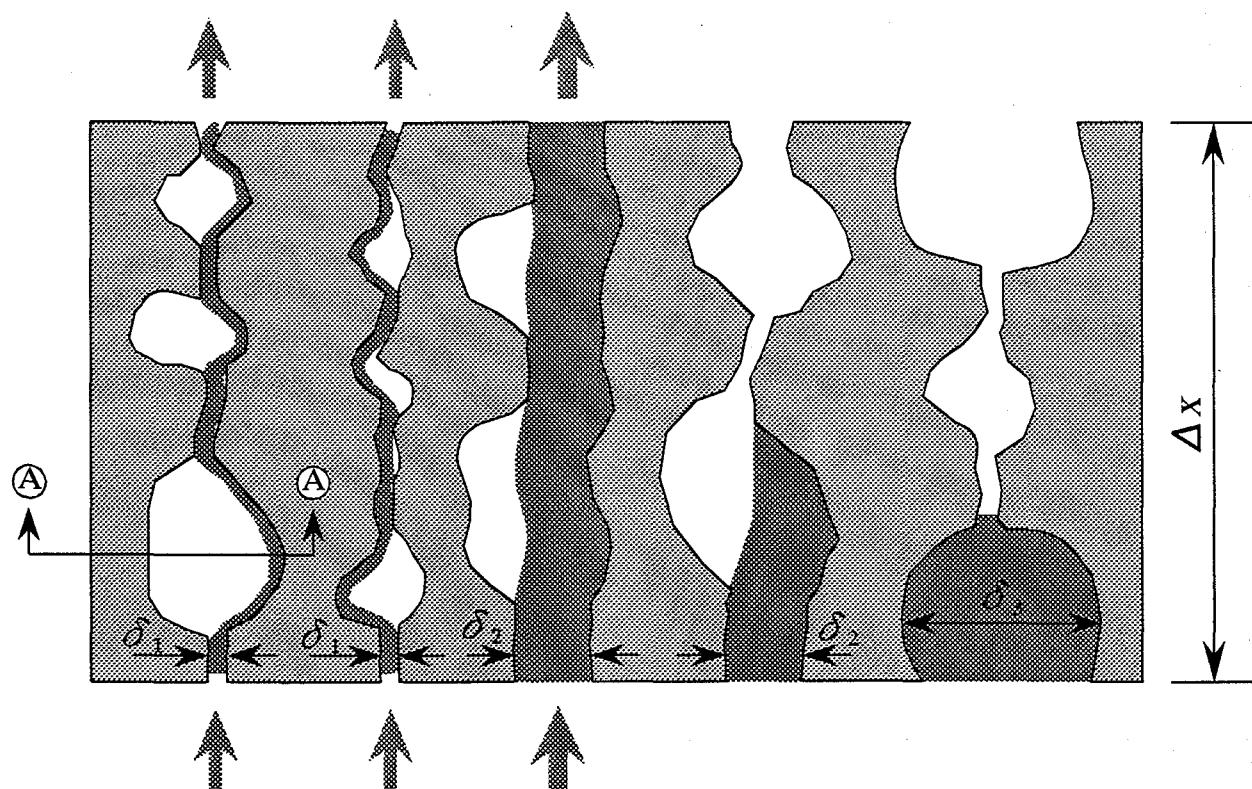
$$\eta = A \phi_{v,eff} \quad (4.17)$$

$$\phi_{v,eff} = \int_{\delta_c}^{\delta_{max}} \phi' d\delta \quad (4.18)$$

式(4.17)中の係数Aは $\phi_f=0.7$ における不飽和浸透係数 $\xi_f K$ （後述，式(4.25)から算定）が恒温定常法（4.2.4章参照）による実測値 $2 \times 10^{-19} \text{m}^2$ に一致するように $A=0.005$ とする．しかし， $\phi_{v,eff}$ に対するベキ数は正の実数であれば①②の条件を満足し，ベキ数が4乗以下であれば係数Aは不飽和浸透係数の実測値 $2 \times 10^{-19} \text{m}^2$ に対して $A < 1$ なる解を持つ．従って， η のモデルとしてTable 4.3に示す4ケースを想定し，その妥当性は4.3章の乾燥・湿潤実験との比較で検討する．

Table 4.3 η のモデル

Case 1	$\eta = 1 \times 10^{-4}$
Case 2	$\eta = 0.005 \phi_{v,eff}$
Case 3	$\eta = 0.04 \phi_{v,eff}^2$
Case 4	$\eta = 0.57 \phi_{v,eff}^4$



Ⓐ - Ⓐ Cross Section

Fig.4.12 毛管路モデル

4.4.2 基礎式

1) 毛管径 δ の毛管群の質量保存則

毛管径 δ (断面積 S) から $\delta + \Delta \delta$ の間に存在する独立な毛管路数 N_δ の毛管群を通過する流体 (湿り空気, 水蒸気, 及び液水) の質量保存を考える.

・ 湿り空気の質量保存

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_g \varepsilon \phi' \Delta \delta) + \frac{\partial}{\partial X} (N_\delta S \alpha \rho_g u_g) = \dot{m} \quad (4.19)$$

・ 水蒸気の質量保存

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v \varepsilon \phi' \Delta \delta) + \frac{\partial}{\partial X} (N_\delta S \alpha \rho_v u_v) = \dot{m} \quad (4.20)$$

・ 液水の質量保存

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1 - \alpha) \rho_f \varepsilon \phi' \Delta \delta] + \frac{\partial}{\partial X} [N_\delta S \rho_f (1 - \alpha) u_f] = -\dot{m} \quad (4.21)$$

さて, 式(4.19)~(4.21)の右辺の $\dot{m}$ は毛管路内の気液間の相変化率であり,

$$\dot{m} = \frac{\rho_v - \rho_{ve}}{\tau} \quad (4.22)$$

と表される. ここで τ は相変化に関する緩和時間, ρ_v は蒸気密度, ρ_{ve} は液水温度と液面の曲率の関数となる平衡水蒸気密度である. 毛管内の相変化は気液界面の拡散が支配的と考えると, 緩和時間 τ は δ^2/D_v のオーダー ($\sim 10^{-6}$ s) となる. 一方, コンクリートの湿潤・乾燥過程は液水の毛管力が支配的と考えると, その時間スケールは代表長さ $L=0.08$ m として $L/u_f \sim 10^3$ s となる. 従って, 系の代表時間スケールで解析を行うと式(4.22)は不定の値となる.

ここでは式(4.19)~式(4.21)から $\dot{m}$ を消去し, 代わって乾き空気の保存と総水分の保存を考える事にする.

乾き空気の保存式は

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_g \varepsilon \phi' \Delta \delta) - \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v \varepsilon \phi' \Delta \delta) = -\frac{\partial}{\partial X} (N_\delta S \alpha \rho_g u_g) + \frac{\partial}{\partial X} (N_\delta S \alpha \rho_v u_v) \quad (4.23)$$

総水分量の保存式は

$$\frac{\partial}{\partial t} [(1 - \alpha) \rho_f \varepsilon \phi' \Delta \delta] + \frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v \varepsilon \phi' \Delta \delta) = -\frac{\partial}{\partial X} [N_\delta S \rho_f (1 - \alpha) u_f] - \frac{\partial}{\partial X} (N_\delta S \alpha \rho_v u_v) \quad (4.24)$$

となる.

式(4.24)では微小断面内の液水平衡条件（式4.7, 4.8）が仮定されているが、非平衡を仮定したモデルについては4.5.4章で詳しく述べる。

式(4.22)を用いる代わりに毛管路内の相変化に関する緩和時間は乾燥・湿潤過程の時間スケールに比べて十分小さく液水と水蒸気は常に平衡状態にあると仮定する。従って水蒸気圧 P_v は曲率 $\delta_c/2$ の液面に対する平衡蒸気圧となり式(4.25)で表される。

$$P_v = P_{vs} \exp\left(\frac{-4\sigma}{RT\rho_f\delta_c}\right) \quad (4.25)$$

ここに p_{vs} は $\delta_c = \infty$ に対する飽和水蒸気分圧であり、Wexler-Hylandの式(4.17)から算定される。式(4.25)によれば $\delta_c < 0.01 \mu\text{m}$ では顕著に $p_v < p_{vs}$ となり、 $\delta_c \rightarrow 0$ では p_v は0に漸近する。通常の地下空間では温度範囲 $0 \sim 30^\circ\text{C}$ 、相対湿度範囲 $30 \sim 90\%$ であり $P_v/P_{vs} > 0.34$ となるが、これは $\delta_c > 0.003 \mu\text{m}$ を意味する。従って、通常の地下空間では常に $\delta < 0.003 \mu\text{m}$ の空隙には液水が付着していると考えられ、今回の細孔径分布関数の測定範囲内において式(4.25)は成立する。なお水銀圧入法では $\delta < 0.003 \mu\text{m}$ の毛管径分布は測定できないので、 40°C 以上の温度範囲を対象とする場合は、ガス吸着法などによって $\delta < 0.003 \mu\text{m}$ の細孔径分布関数を求める必要がある。さらに 100°C 以上の温度域ではゲル吸着水は全て蒸発すると考えられるため、式(4.25)の仮定は成り立たず、 P_v は独立変数として取り扱う必要が生じる。

2) 毛管径 δ の毛管群の輸送式

毛細管路内の湿り空気と液水の運動は毛管内の流体はレイノルズ数が極めて小さく層流と仮定すればHagen-Poiseuille流で近似される(4.14)。

$$\begin{aligned} u_g &= -\zeta \frac{\delta^2}{32\mu_g} \frac{\partial P_g}{\partial x} \\ u_f &= -\zeta \frac{\delta^2}{32\mu_f} \left(\frac{\partial P_f}{\partial x} + \rho_f g \right) \end{aligned} \quad (4.26)$$

ここで等価長補正係数 ζ は毛管路の実延長（屈曲長さ）、毛管接続端における運動量損失の増加、及び毛管周囲境界に占める固体壁割合の減少による摩擦損失の低減効果などに対する総合的な補正係数である。 ζ は毛管接続率 $\eta(\delta)$ と同様に一義的には求められないが以下の特性をもつ。

- ① 毛管径が大きくなると接続率が低下し、毛管路はより複雑な経路となるため実延長（屈曲長さ）は大きくなり、 ζ は増加する。
- ② 毛管径が大きくなると接続率が低下し、接続回数が減少するため毛管接続端における運動量損失は減少し ζ は低下する。
- ③ 毛管径が小さくなると接続率が増大し、自分より大きな毛管を経由する確

率が増加するため毛管周囲境界に占める固体壁割合の減少による摩擦損失の低減効果により ζ は低下する。

このうち①③と②は相反する傾向であり毛管接続率 $\eta(\delta)$ のように単純な関数を仮定することができない。従って、ここでは簡単に $\zeta=1$ とする。ただし、 ζ と η は掛け合わされた形で式(4.34)に現れるため、 η の同定には必然的に ζ の影響が含まれると考えられる。

水蒸気の移動速度 u_v は拡散式(4.18)に従うものとする。

$$\rho_v(u_v - u_g) = -\rho_g D_v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \quad (4.27)$$

3) 毛管径 δ の毛管内の状態方程式

気相については理想気体に近似し、以下の熱力学的関係式が用いられる。

湿り空気の状態方程式

$$p_g = \rho_g R_g T \quad (4.28)$$

水蒸気の状態方程式

$$p_v = \rho_v R_v T \quad (4.29)$$

4) 微小体積内の質量保存式

毛管径 δ 、毛管路数 $N(\delta)$ なる毛管路群に関する質量保存式とエネルギー保存式を δ に関して積分すると微小空間の保存式が得られる。

乾き空気の保存式は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon (\rho_g - \rho_v) \int_0^\infty \alpha \phi' d\delta \right] = & - \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_g \int_0^\infty \varepsilon \eta \alpha \phi' u_g d\delta \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_v \int_0^\infty \varepsilon \eta \alpha \phi' u_v d\delta \right] \end{aligned} \quad (4.30)$$

総水分量の保存は水蒸気と液水の輸送式の和として表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon \rho_v \int_0^\infty \alpha \phi' d\delta \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon \rho_f \int_0^\infty (1 - \alpha) \phi' d\delta \right] \\ = - \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_v \int_0^\infty \varepsilon \eta \alpha \phi' u_v d\delta \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho_f \int_0^\infty \varepsilon \eta (1 - \alpha) \phi' u_f d\delta \right] \end{aligned} \quad (4.31)$$

式(4.30)及び式(4.31)は微積分方程式であるため、このままでは容易に解く事ができないため積分は何らかのモデル化が必要となる。

式(4.31)右辺第2項の液水のフラックスはダルシー則との類推から次式で表される。

$$\int_0^{\infty} \varepsilon \eta (1 - \alpha) \phi' u_r d\delta = \frac{\xi_f K}{\mu_f} \frac{\partial P_f}{\partial x} \quad (4.32)$$

ここに満水時の浸透係数 K は空間3方向に等方性であると仮定し、式(4.26)を用いれば、次式で表される。

$$K = \frac{\varepsilon}{96} \int_0^{\delta_{\max}} \eta \xi \phi' \delta^2 d\delta \quad (4.33)$$

また、 ξ_f は液水の満水時の浸透係数 K に対する不飽和係数であり次式となる。

$$\xi_f = \frac{\int_0^{\delta_c} \eta \xi \phi' \delta^2 d\delta}{\int_0^{\delta_{\max}} \eta \xi \phi' \delta^2 d\delta} \quad \delta_c \leq \delta_{\max}$$

$$\xi_f = 1 \quad \delta_c \geq \delta_{\max} \quad (4.34)$$

ここで、 $\eta \xi$ はScheidegger^(4.14)によるTotuosity（屈曲率） τ との間に $\eta \xi = 1/\tau^2$ なる関係がある。しかしTotuosity（屈曲率）の概念では $\eta \xi = 0$ の場合は $\tau = \infty$ すなわち無限の毛管長となり微小体積内では物理的には意味を持たない。Totuosity（屈曲率）は粒子多孔体の研究から導入された概念^(4.4)であり、本研究対象のようにマクロ空隙と毛管群からなる多孔質体においてはTotuosity（屈曲率）に代わって毛管接続率と等価長補正係数で表した方が物理的に意味のあるモデルになると考えられる。

式(4.30)右辺第1項の積分は式(4.32)と同様に変形され、湿り空気に対する不飽和係数 ξ_g は

$$\xi_g = 1 - \xi_f \quad (4.35)$$

となる。さらに水蒸気拡散係数に対する不飽和係数 ξ_v は次式となる。

$$\xi_v = \int_{\delta_c}^{\delta_{\max}} \eta \phi' d\delta \quad (4.36)$$

Fig4.13に ξ_f の算定結果を示す。Case 1では ξ_f は $\phi_f < 0.7$ において、急激に低下し、 $\phi_f < 0.1$ では $\xi_f < 10^{-6}$ と極めて小さくなるのに対して、Case 2~4では ξ_f の ϕ_f に対する勾配は比較的に緩やかである。実験的にはコンクリートの透気係数は空隙率の $2n-1$ 乗($n=1.5 \sim 2.5$)に比例するとの報告^(4.15)があり、これ

を参考にするとCase 2~4が妥当と考えられる。

液水の移動しやすさの1つのパラメータは毛管圧 P_c と ξ_f の積と考えられ、Fig4.14に $P_c \xi_f$ の算定結果を示す。Case 1では $P_c \xi_f$ は $\phi_f=0.7$ 近傍が最も大きく、 $\phi_f<0.7$ では急激に低下するのに対し、Case 2~4では次第に $P_c \xi_f$ のピークは小さな ϕ_f に移動し、また $P_c \xi_f$ の ϕ_f に対する勾配も緩やかになる。いずれの場合も $\phi_f=0.6\sim 0.7$ の前後は液水の活性度は低下し、毛管圧による液水移動量は低下する。

Fig4.15には ξ_v の分布を示す。 ξ_v は $\phi_f>0.4$ で急激に低下し、水蒸気拡散による水分移動量は著しく減少する。

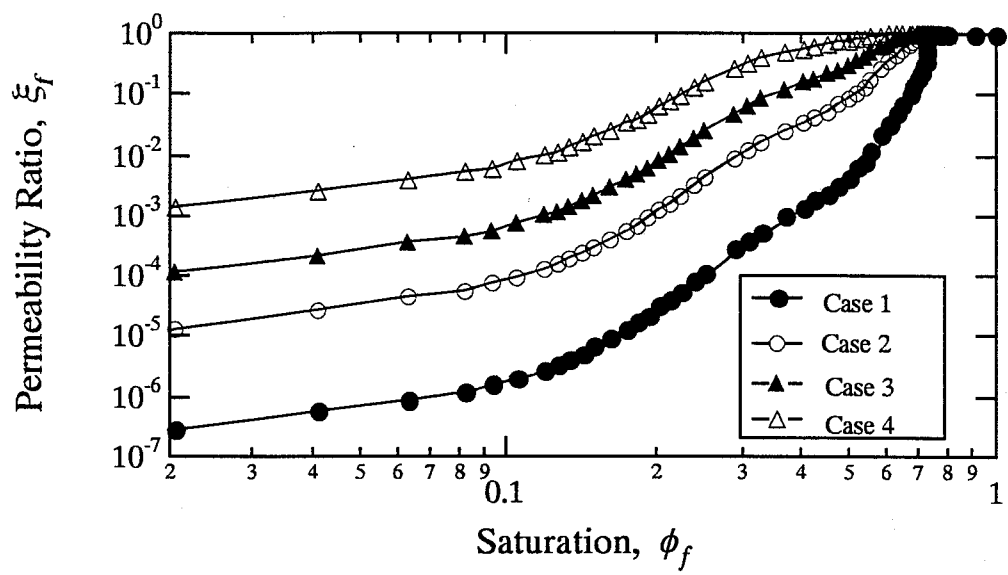


Fig 4.13 屈曲率 η モデルの異なる ξ_f の算定結果

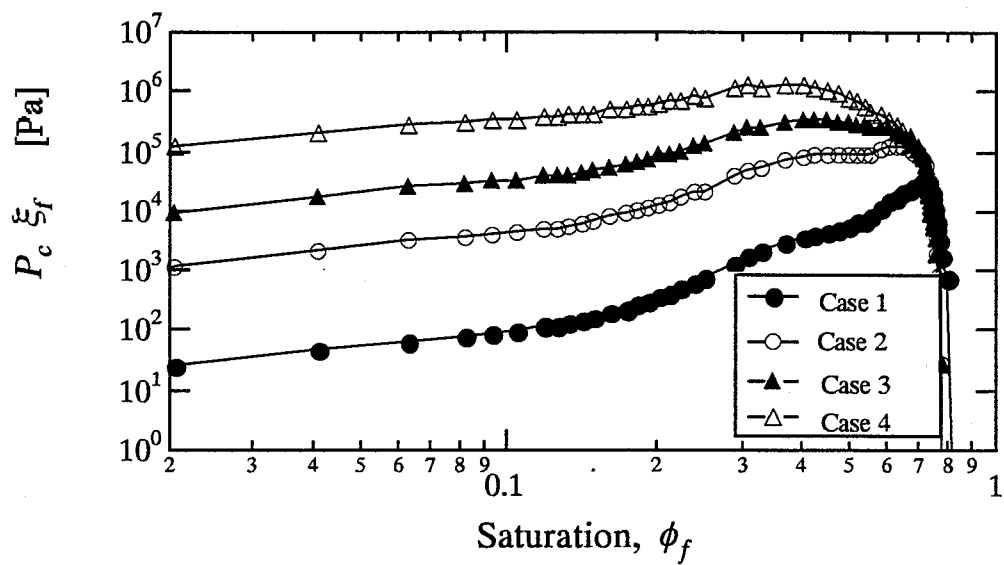


Fig 4.14 屈曲率 η モデルの異なる $P_c \xi_f$ の算定結果

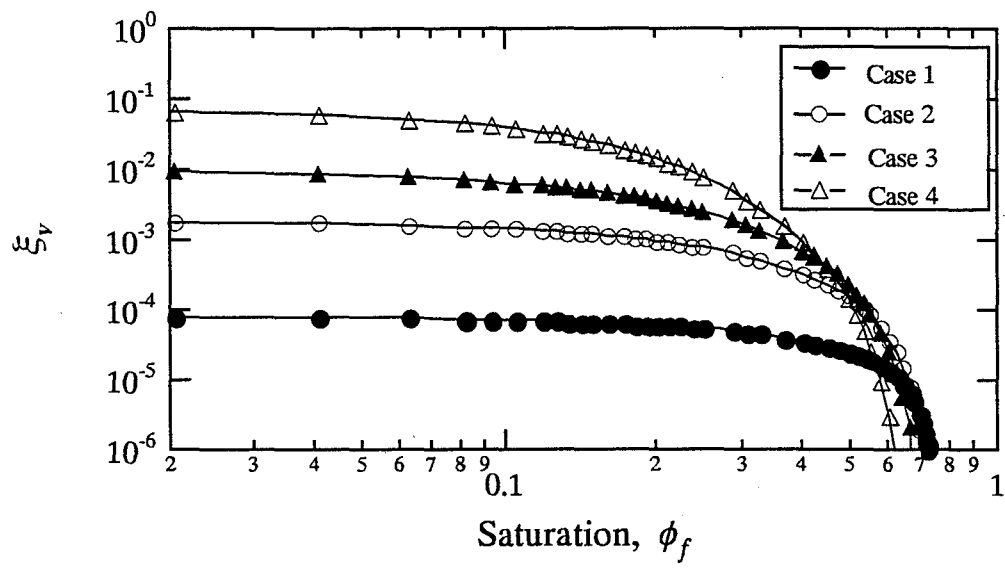


Fig4.15 屈曲率 η モデルの異なる ξ_v の算定結果

式(4.30), (4.31)中の積分は式(4.8), (4.34), (4.35), (4.36)を用いて書き直され, 以下の保存式が得られる.

乾き空気の保存式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon (\rho_g - \rho_v) (1 - \phi_f) \right] = \frac{\partial J_a}{\partial x} \quad (4.37)$$

ここに

$$J_a = (\rho_g - \rho_v) \frac{\xi_g K}{\mu_g} \frac{\partial P_g}{\partial x} - \rho_g \xi_v D_v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \quad (4.38)$$

総水分量の保存式は

$$\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon \left[\rho_v (1 - \phi_f) + \rho_f \phi_f \right] = \frac{\partial}{\partial x} (J_v + J_f) \quad (4.39)$$

ここに

$$J_v = \rho_v \frac{\xi_g K}{\mu_g} \frac{\partial P_g}{\partial x} + \rho_g \xi_v D_v \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \quad (4.40)$$

$$J_f = \frac{\xi_f K}{\mu_f} \rho_f \left(\frac{\partial P_f}{\partial x} + \rho_f g \right) \quad (4.41)$$

5) 微小体積内のエネルギー保存式

微小体積 ΔV 内では気相・液相・固相の三相が共存し, 厳密には三相はそれぞれ異なった温度レベルにある. しかし, 多孔質体組織の長さスケール L ($\sim 10^{-6} \text{m}$) と全体の状態変化の時間スケール t ($\sim 10^4 \text{s}$) から見て, 気相・液相・固相のいずれの熱拡散率のスケールも充分大きい.

$$a \gg \frac{L^2}{t} \quad (4.42)$$

したがって三相は常に平衡状態にあり互いの温度は等しいと見なせる.

$$T = T_g = T_f = T_s \quad (4.43)$$

これより ΔV 内のエネルギー保存は次式で表される.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left[(1-\varepsilon) \rho_s C_s T \right] + \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon \rho_g \left(C_g T + \Delta h \frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \int_0^\infty \alpha \phi' d\delta \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial t} \left[\varepsilon \rho_f C_f T \int_0^\infty (1-\alpha) \phi' d\delta \right] \\
& = - \frac{\partial}{\partial X} \left[\rho_g \left(C_g T + \Delta h \frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \int_0^\infty \varepsilon \eta \alpha \phi' u_g d\delta \right] \\
& - \frac{\partial}{\partial X} \left[\rho_f C_f T \int_0^\infty \varepsilon \eta (1-\alpha) \phi' u_f d\delta \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial X} \left(\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\Delta h \rho_g D_v \int_0^\infty \varepsilon \eta \alpha \phi' d\delta \right) \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.44}$$

ここで左辺は固体粒子，湿り空気のエンタルピー，及び液水の顕熱の変化を表し，右辺第1,2項は流体移動によるエンタルピーの流れ込み，第3項は固気液3相の熱伝導効果，第4項は水蒸気拡散による潜熱移動を表す。
なお λ_{eff} は有効熱伝導率であり，次式で仮定した。

$$\lambda_{eff} = \varepsilon \left[(1-\phi_f) \lambda_g + \phi_f \lambda_f \right] + (1-\varepsilon) \lambda_s \tag{4.45}$$

以上から式(4.44)に含まれる積分は式(4.8), (4.34), (4.35), (4.36)を用いて書き直され以下のエネルギー保存式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[(\rho C)_{eff} T + \Delta h \varepsilon (1-\phi_f) \rho_v \right] = \frac{\partial q}{\partial X} \tag{4.46}$$

ここに

$$(\rho C)_{eff} = (1-\varepsilon) \rho_s C_s + \varepsilon (1-\phi_f) \rho_g C_g + \varepsilon \phi_f \rho_f C_f \tag{4.47}$$

$$\begin{aligned}
q = & \rho_g \left(C_g T + \Delta h \frac{\rho_v}{\rho_g} \right) \frac{\xi_g K}{\mu_g} \frac{\partial P_g}{\partial X} + \rho_f C_f T \frac{\xi_f K}{\mu_f} \frac{\partial P_f}{\partial X} \\
& + \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial X} + \Delta h \rho_g \xi_v D_v \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{\rho_v}{\rho_g} \right)
\end{aligned} \tag{4.48}$$

6) 支配方程式

系の支配方程式は式(4.25), (4.37), (4.39), (4.46)である. ここで基本的な変数として液占率 ϕ_f , 温度 T , 湿り空気圧力 P_g , 及び水蒸気分圧 P_v を選ぶ.

$\Omega = [\phi_f, T, P_g, P_v]$ を系の状態ベクトルとし式(4.25), (4.37), (4.39), (4.46)に液圧バランス式(4.5)と状態方程式(4.28), (4.29)を用いて Ω の関係式を求め, ベクトル移流拡散式(4.49)に変形する.

$$\mathbf{A} \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X} (\mathbf{U} \Omega) = \frac{\partial}{\partial X} \left(\mathbf{\Lambda} \frac{\partial \Omega}{\partial X} \right) + \mathbf{G} \quad (4.49)$$

ここに $\mathbf{A}$ は容量マトリックス, $\mathbf{U}$ は対流マトリックス, $\mathbf{\Lambda}$ は拡散マトリックス及び $\mathbf{G}$ は重力マトリックスである. ポテンシャル法と異なり, 各マトリックスは多孔質の微細構造から直接求めることができる.

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \varepsilon \left(\rho_f - \frac{P_v}{R_v T} \right) & 0 & 0 & \frac{\varepsilon (1 - \phi_f)}{R_v T} \\ \frac{-\varepsilon \Delta h P_g}{R_g T} & (\rho C_p)_{eff} & \frac{\varepsilon \Delta h (1 - \phi_f)}{R_g T} & 0 \\ \frac{\varepsilon}{T} \left(\frac{P_v}{R_v} - \frac{P_g}{R_g} \right) & 0 & \frac{\varepsilon (1 - \phi_f)}{R_g T} & \frac{-\varepsilon (1 - \phi_f)}{R_v T} \\ \frac{\partial P_{ve}}{\partial \phi_f} & -\frac{\partial P_{ve}}{\partial T} & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.50)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & (\rho C U)_{eff} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.51)$$

$$\mathbf{\Lambda} = \begin{bmatrix} \frac{-\rho_f \xi_f K}{\mu_f} \frac{\partial P_c}{\partial \phi_f} & \frac{-\rho_f \xi_f K}{\mu_f} \frac{\partial P_c}{\partial T} & K \left(\frac{\rho_f \xi_f}{\mu_f} + \frac{\rho_g \xi_g}{\mu_g} \right) - Diff & \frac{\varepsilon (1 - \phi_f) \xi_g D_v}{R_v T} \\ 0 & \lambda_{eff} & \Delta h \rho_g \frac{\xi_g K}{\mu_g} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\xi_g K}{\mu_g} (\rho_g - \rho_v) + Diff & \frac{-\varepsilon (1 - \phi_f) \xi_g D_v}{R_v T} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4.52)$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{K \xi_f}{\mu_f} \rho_f^2 g \right) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.53)$$

ここにUマトリックス中の有効水分流量 $(\rho C U)_{eff}$ は次式で表される.

$$(\rho C U)_{eff} = \left(\rho_g C_g \xi_g \frac{K}{\mu_g} + \rho_f C_f \xi_f \frac{K}{\mu_f} \right) \frac{\partial P_g}{\partial X} + \rho_f C_f \xi_f \frac{K}{\mu_f} \frac{\partial P_c}{\partial X} \quad (4.54)$$

また, Λ マトリックス中の水蒸気拡散によるフラックス $Diff$ は次式で表される.

$$Diff = \varepsilon (1 - \phi_f) \xi_g D_v \frac{\rho_v}{P_g} \quad (4.55)$$

4.4.3 境界条件

1) 岩盤側境界条件

$x=L$ では等温であり、水分及び乾き空気のフラックスはないものとする.

$$T \Big|_{x=L} = T_L \quad (4.56)$$

$$J_a \Big|_{x=L} = (J_v + J_f) \Big|_{x=L} = 0 \quad (4.57)$$

しかし防水層がなく、液水圧 P_f が境界面で連続する場合は次式が境界条件となる.

$$P_f = P_{fL} \quad \text{and} \quad \phi_f \Big|_{x=L} = 1 \quad (4.58)$$

2) 空気側境界条件

$x=0$ において周囲空気に接しているため、対流による熱及び水分伝達が行われる.

壁面における湿り空気圧力は大気圧と仮定する.

$$P_g \Big|_{x=0} = P_{g\infty} \quad (4.59)$$

熱フラックスの算定には式(4.12)で求めた熱伝達率 h_T を用いる.

$$q \Big|_{x=0} = h_T (T_0 - T_\infty) \quad (4.60)$$

乾燥過程及び湿潤過程においても壁面の液占率が $\phi_f < 0.7$ であれば空気側から壁面への水分フラックスは壁面から壁体へのフラックスと等しい.

$$(J_v + J_f) \Big|_{x=0} = h_v \left(\frac{\rho_{v0} - \rho_{v\infty}}{\rho_g} \right) \quad (4.61)$$

しかし、湿潤過程において壁面の液占率が $\phi_f > 0.7$ の場合は気体の輸送路は全て満水状態であり気泡は孤立している. 従って、 $J_v = 0$ となる. すなわち壁面から壁体へのフラックスは

$$(J_v + J_f) \Big|_{x=0} = \frac{\xi_f K}{\mu_f} \rho_f \left(\frac{\partial P_f}{\partial X} + \rho_f g \right) \Big|_{x=0} \quad (4.62)$$

となり、式(4.61)との差は壁面における結露水の発生量となる.

4.4.4 数値解法

コントロールボリューム法によって式(4.49)を差分化する．拡散項は中心差分，対流項は1時精度の風上差分を用いる．時間進行はCrank-Nicolson法を用いた．離散式は以下の形にまとめられる．

$$\begin{aligned}
 & \left[-\frac{2\Lambda}{\Delta x_i(\Delta x_i + \Delta x_{i+1})} + \frac{U_{i+1/2} - |U_{i+1/2}|}{2\Delta x_i} \right] \Omega_{i+1,j}^{n+1} \\
 & + \left[\frac{A}{\Delta t} + \frac{2\Lambda}{\Delta x_i} \left(\frac{1}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} + \frac{1}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} \right) + \frac{U_{i+1/2} - U_{i-1/2} + |U_{i+1/2}| + |U_{i-1/2}|}{2\Delta x_i} \right] \Omega_{i,j}^{n+1} \\
 & + \left[-\frac{2\Lambda}{\Delta x_i(\Delta x_i + \Delta x_{i-1})} + \frac{U_{i-1/2} + |U_{i-1/2}|}{2\Delta x_i} \right] \Omega_{i-1,j}^{n+1} = \frac{A}{\Delta t} \Omega_{i,j}^n + G
 \end{aligned} \tag{4.63}$$

ここで，式(4.63)の左辺はブロック 3 重対角行列となるが，この解法にはAndersonら^(4.19)のアルゴリズムを用いた．

式(4.50)～(4.53)の各係数行列は時空間で非線型に変化する．コントロールボリューム法では拡散項の係数行列は，空間差分のセル境界で定義される．ここではセル境界における係数行列の値は，隣り合うセルの算術平均値を用いた．

空間分割数は16，無次元空間差分は $\Delta x/L=0.0625$ を標準とし，空気との境界では0.0156とした．また無次元時間差分は $\Delta t \mu_f / \rho_f L^2 = 0.0013$ (実時間10s)とした．なお，係数行列が非線形であるため，陰解法を用いても無条件安定とはならず，時間差分を大きくとると解は発散する．

4.5 実験及び解析結果

4.5.1 毛管接続率の影響

Fig.4.16に乾燥過程の、Fig.4.17に湿潤過程の体積平均液占率 $\phi_{f,ave}$ の時間経過を示す。ここで式(4.17)で示した毛管接続率 $\eta(\delta)$ の妥当性を検討するために有効空隙率 $\phi_{v,eff}$ のベキ乗モデルとした場合 (Fig.4.13参照) の計算結果を併せて示す。乾燥過程・湿潤過程とも式(4.17)で示した $\eta(\delta)$ モデルの場合 (Case 2) が最も良く実測値と一致し、他のモデルは実測値と大きく異なる結果となった。特に時間が十分経過した場合の液占率の時間変化はCase 2の場合には実測値と極めて良い精度で一致した。これは乾燥過程において時間が十分経過した場合には表面からの蒸発量は表面近傍の比較的液占率 ϕ_f の低い領域の輸送特性で支配されるため、Case 2の解析では $\phi_f < 0.4$ における不飽和浸透性が実際に良く表現しているためと思われる。湿潤過程においても十分時間が経過した場合は液水の吸収量は壁体内部の比較的乾いた領域の水分輸送特性で支配されておりCase 2の解析は乾燥過程と同様良く実験を再現しているものと思われる。一方Case 2に比べて、Case 1では不飽和域の浸透性が過小評価されるため乾燥・湿潤過程は実験結果より著しく緩やかであり、Case 3, 4では逆に不飽和浸透性が過大評価される結果となった。

ただしCase 2の場合、乾燥・湿潤の両方において実験開始時($t < 0.5$ day)の液占率の変化は解析値の方が大きく、液占率の急激な変化に対して、特に液占率が高い領域では本モデルによる解析結果は誤差がやや大きい結果となった。これは毛管接続率 η や等価長補正係数 ζ が今回のように単純な形では表しきれない事の一つの証左であるが η 及び ζ の同定のためには局所液占率の精密な測定が必要である。

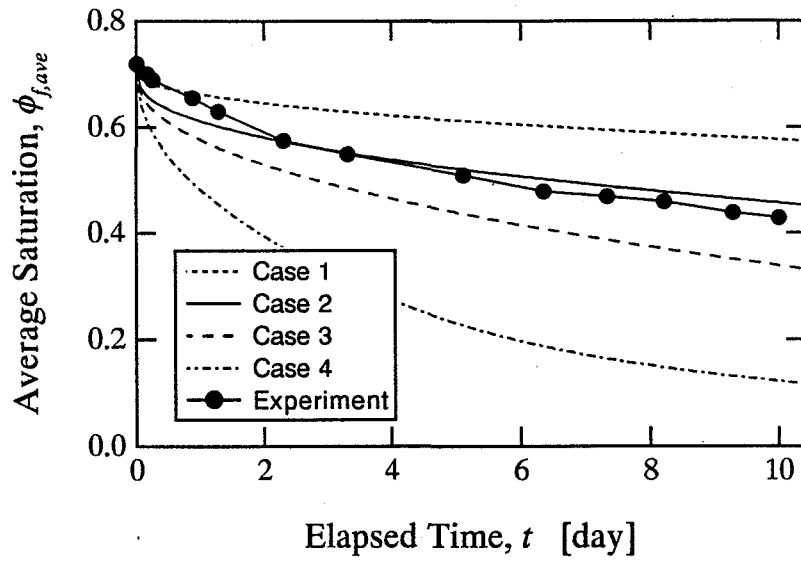


Fig. 4.16 乾燥過程における平均液占率の実験値と解析値の比較
 $(T_L=40^\circ\text{C}, T_\infty=30^\circ\text{C}, P_v=1900\text{Pa})$

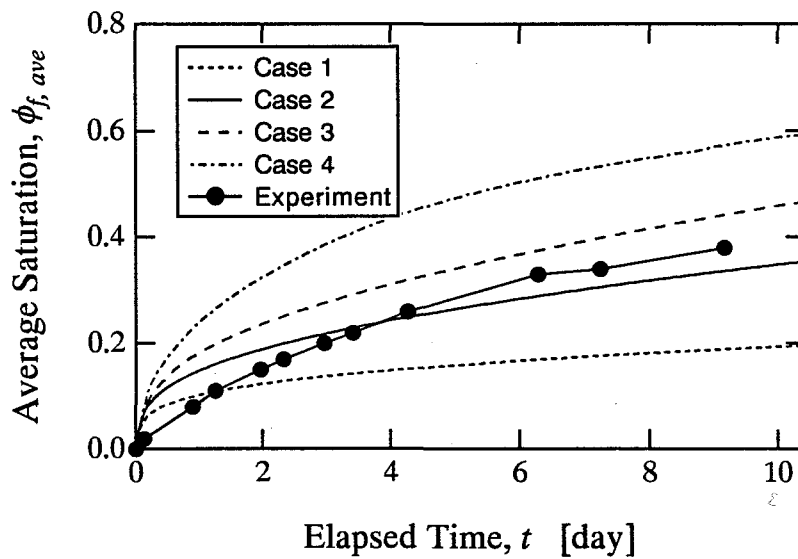


Fig. 4.17 湿潤過程における平均液占率の実験値と解析値の比較
 $(T_L=16^\circ\text{C}, T_\infty=30^\circ\text{C}, P_v=3800\text{Pa})$

4.5.2 乾燥過程

Fig. 4.18に局所液占率の実験値と解析値の比較を示す。以下、解析結果は全てCase2とする。実測値、解析値ともに表面から乾燥が進行する様子が示されている。解析結果によれば表面の液占率 ϕ_f は500s程度で0.02にまで乾燥し水蒸気圧は周囲空気の水蒸気圧とほぼ等しいレベルまで低下する。しかし $x=2.5\text{mm}$ において $t > 0.5\text{day}$ 以降 ϕ_f は0.2でほぼ一定しており、表面からの蒸発量は $x > 2.5\text{mm}$ からの液水移動でまかなわれている。従って $x=40\text{mm}$ 点では乾燥開始から $t=1\text{day}$ 程度の時間遅れの後 ϕ_f は緩やかに低下し、実験結果もほぼこれに等しい傾向を示している。 $x=5$ 及び 80mm 点では実験値と解析値にやや差が見られるがインピーダンス法の測定誤差を考慮すると差異を論ずるまでには至らない。

Fig. 4.19に液水流束 J_f の経時変化の解析結果を、Fig. 4.20に水蒸气流束 J_v の経時変化を示す。液水流束 J_f を見ると乾燥開始直後は空気との境界近傍($x=19\text{mm}$)のみ毛管圧の差によって表面に向かう流束が増加する。しかし液占率が減少すると ξ_f は著しく減少するため液水流束は低下する。因みに、毛管力による液水移動活性の指標として $\xi_f P_c$ を考えると、 $\xi_f P_c$ は $\phi_f=0.65$ において最大値となる。

水蒸气流束 J_v を見ると乾燥開始直後は表面近傍の気体占有率 ϕ_v の増加に見合うだけの流体が表面より奥から供給されないため P_g は低下し、湿り空気は大気から供給されるが(Fig. 4.23参照)、時間が経過すると表面より奥から液水が供給される一方表面近傍の液水流束は低下するため、湿り空気は表面より少し内側で圧縮されるため水蒸気は表面から大気に放出される。なお液水流束は水蒸气流束に比べて 10^3 倍大きく乾燥過程は毛管力による液水移動が支配的であると言える。

Fig. 4.21に液占率の空間分布を示す。 $t=100\text{s}$ では表面近傍のみ乾燥が開始され表面の液占率は $\phi_f=0.43$ まで低下している。 $t=1\text{day}$ では表面から 0.04m まで乾燥域は進行し、表面液占率は $\phi_f=0.02$ まで低下している。さらに $t=1\text{day}$ では乾燥域は試験体全体に及んでいる。

Fig. 4.22に温度分布を示す。 $t=0$ において $x=0.08\text{m}$ 点の温度は 30°C から急激に 40°C に変化したため、 $t=100\text{s}$ では過渡的な温度分布であり、 $t=1\text{day}$ 以降はほぼ定常温度分布となっている。ただし、 $t=10\text{day}$ の $x < 0.04\text{m}$ における温度分布は $t=1\text{day}$ に比べて僅かに低い、これはFig. 4.20に見られる様に時間経過につれて水蒸気の移動が活発化し、これに伴って蒸発潜熱の影響が現れたものである。

水蒸気分圧 P_v 分布(Fig. 4.23)は式(4.25)からも明らかなように温度分布と密接な関係がある。すなわち $t=100\text{s}$ では温度が上昇する $x > 0.06\text{m}$ において水蒸

気分圧の増加が見られる。 $t=1\text{day}$ 以降 $x>0.02\text{m}$ においては、直線的な温度分布に相関して水蒸気分圧もほぼ直線的な分布となっている。しかし $x<0.02\text{m}$ においては乾燥が進み表面液占率は $\phi_f=0.02$ まで低下しているため臨界毛管径の影響が強く現れ、水蒸気分圧は著しく低下し不飽和状態となる。因みに表面液占率 $\phi_f=0.43$ の場合、水蒸気分圧 P_v は4500Paに対して、 $\phi_f=0.02$ の場合 P_v は2100Paまで低下する。従って周囲空気の水蒸気分圧が1900Paであるため、一旦表面近傍が乾燥状態となるとFig.4.16に見られるように水蒸気の表面からの放出量は著しく低下する。

Fig.4.24に液水圧 P_f 分布を示す。 $t=100\text{s}$ では表面近傍のみ僅かに P_f が低下し、液水の移動は表面に限られる。しかし、時間が経過すると液水圧の勾配は表面から奥に至り、液水移動は次第に全体に広がる。 $t=1\text{day}$ 以降は表面近傍の液水圧勾配は非常に大きい、液占率が低下するため不飽和浸透係数が小さくなりFig.4.14に示した様に液水の移動量は少なくなる。

Fig.4.25に湿り空気圧 P_g 分布を示す。 $t=100\text{s}$ ではFig.4.24で示したように液水は移動せず表面近傍は乾燥状態になるため、気体占有率 $\phi_g (=1-\phi_f)$ の増加に対応して湿り空気圧 P_g は低下し、湿り空気は周囲空気から補うことになる (Fig.4.20参照)。しかし、 $t=1\text{day}$ 以降は液水の移動が活発化し、壁体奥から表面に向かって液水の供給があるが、表面近傍は乾燥域となるため液水移動量は低下している。その結果、表面から僅かに奥では液水量の不均衡から気体が圧縮され P_g は上昇する。この過程は時間がさらに経過すると壁体奥に波及する ($t=10\text{day}$ 参照)。

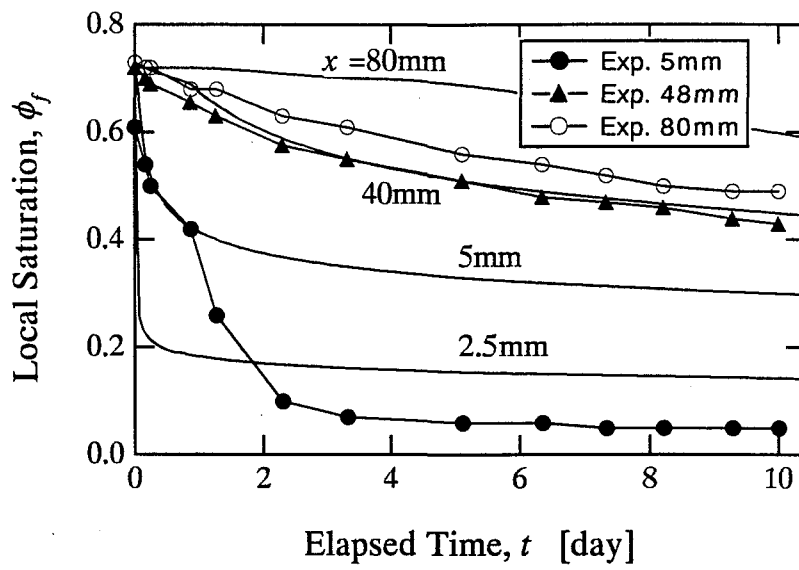


Fig.4.18 乾燥過程における局所液占率 ϕ_f の実験結果と解析結果の比較

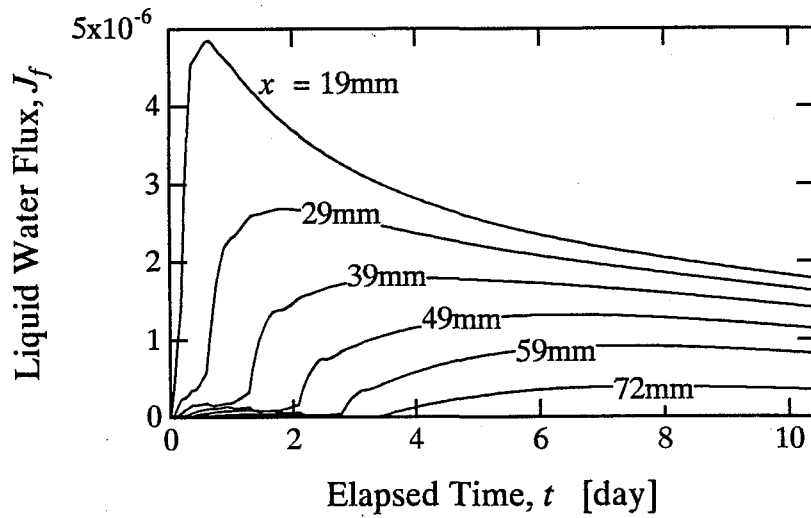


Fig.4.19 乾燥過程における液水流束 J_f の解析結果

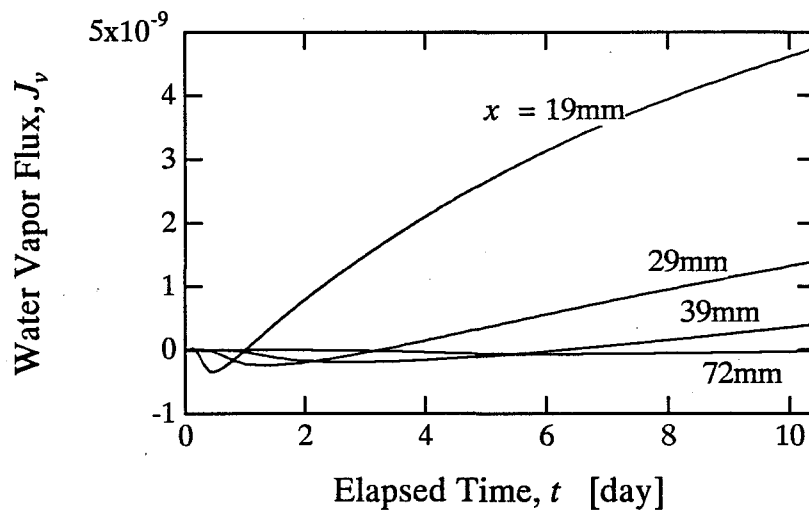


Fig.4.20 乾燥過程における水蒸气流束 J_v の解析結果

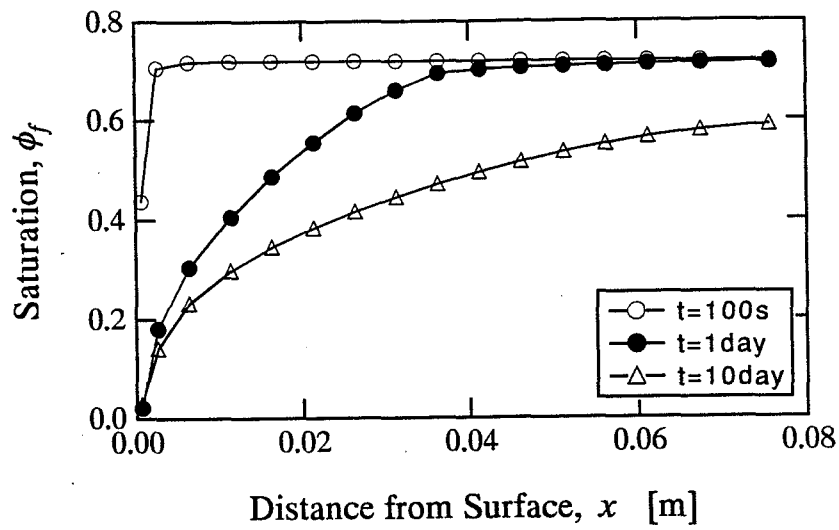


Fig.4.21 乾燥過程における液占率 ϕ_f 分布の解析結果

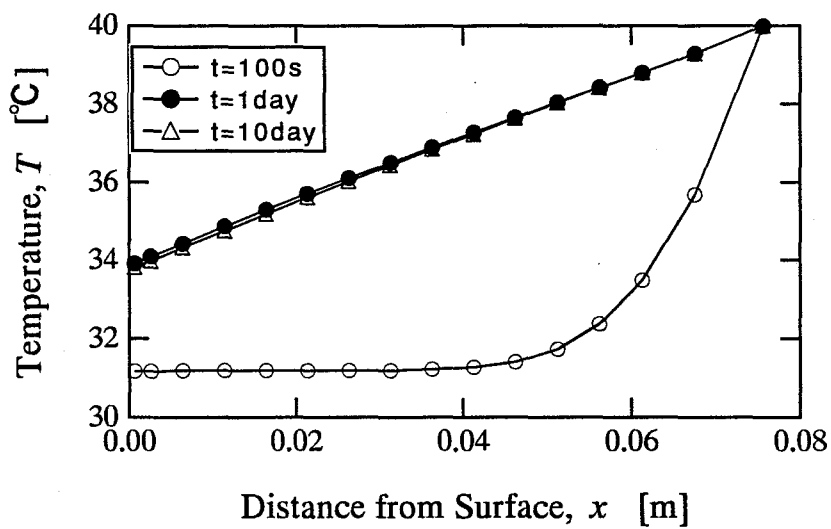


Fig.4.22 乾燥過程における温度 T 分布の解析結果

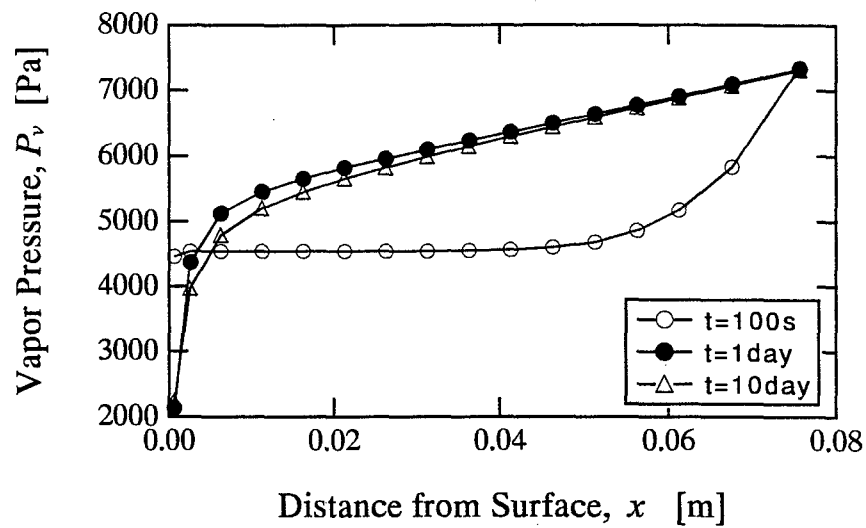


Fig.4.23 乾燥過程における水蒸気圧力 P_v 分布の解析結果

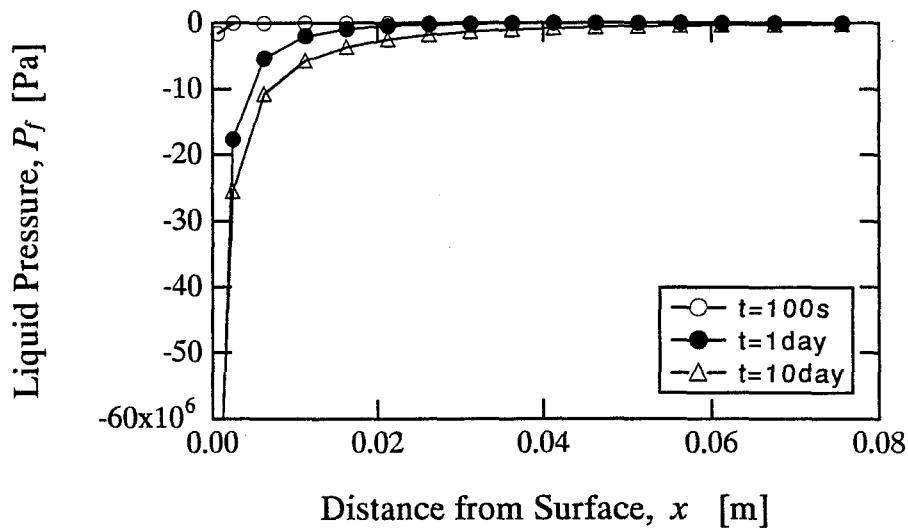


Fig.4.24 乾燥過程における液水圧力 P_l 分布の解析結果

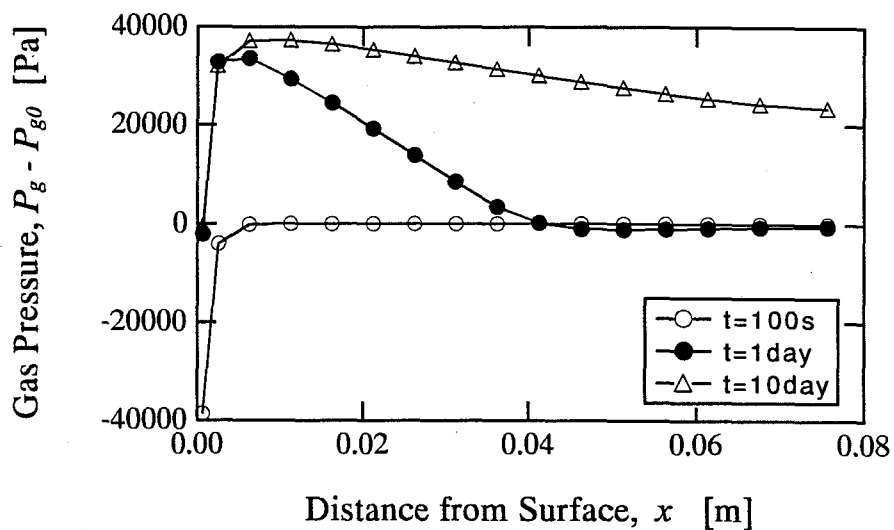


Fig.4.25 乾燥過程における湿り空気圧力 P_g 分布の解析結果

4.5.3 湿潤過程

Fig.4.26に局所液占率の経時変化を示す。表面近傍は短時間のうちに飽和状態に達するが、乾燥した内部への液水の浸透は極めて緩やかであり、1day経過後に至って表面から40mm点の液占率が増加し始めるが、10day経過後であっても表面から80mm奥では初期の乾燥状態のままである。インピーダンス法による測定結果と解析結果は液占率の立ち上がり特性など定性的には良く一致したが、測定結果は特に48mm点で不安定であり、液占率の絶対値を比較するまでには至らなかった。

Fig.4.27に液水フラックス J_f の経時変化を、Fig.4.28に水蒸気フラックス J_v の経時変化を示す。液水のフラックス J_f を見ると、表面近傍において湿潤開始直後は液占率 ϕ_f の増加（Fig.4.31参照）と共に壁体奥に向かうフラックスが急激に増加し、その後湿り空気圧 P_g の増加（Fig.4.33参照）並びに液占率勾配 $\partial \phi_f / \partial x$ の減少（Fig.4.29参照）にともなって低下する。水蒸気のフラックス J_v は液水のフラックス J_f に比べて小さく、毛管圧による液水の移動が支配的であるが、乾燥過程の場合と異なり J_v は無視できず壁体奥に向かう水蒸気は壁体内部で凝縮する。表面から液水の浸透が始まるとFig.4.33に示すように湿り空気圧 P_g は圧縮されて昇圧し壁体奥に向かう空気流が発生するため、水蒸気フラックスは増加する。しかし、圧力のピークが通過した後は逆に空気流は表面に向かうこと、また液占率が増加し気体の輸送路が満水となることのため水蒸気フラックスは減少し $J_v=0$ に漸近する。

Fig.4.29に液占率分布 ϕ_f を示す。 $t=100s$ では表面の液占率 ϕ_f のみ増加する。 $t=1day$ では表面液占率はさらに増加するとともに ϕ_f の増加は $x=0.03m$ まで及ぶ。さらに $t=100s$ では $x=0.07m$ まで湿潤過程が進行する。時間が十分経過した時点では、液占率の比較的大きな湿潤領域($x<0.04m$)の水分輸送量は乾燥領域($x>0.04m$)の水分輸送量に比べて大きいため、湿潤領域内の液占率分布は次第になだらかとなり、液水量の表面からの吸収量は乾燥領域の水分輸送特性に支配されるようになる。表面近傍においては湿り空気圧の勾配と毛管圧の勾配がキャンセルされるため、液占率 ϕ_f は0.703でほぼ平衡に達する。

Fig.4.30に温度分布を示す。本ケースでは初期温度は30℃であり、底面から冷却されるため、 $t=100s$ では過渡状態にあり、 $t=1day$ ではほぼ定常状態に達している。

Fig.4.31に水蒸気分圧 P_v の分布を示す。初期条件は $\phi_f=0.02$ と乾燥状態にあり、水蒸気分圧(1650Pa)は飽和水蒸気分圧(3200Pa)より低い状態にある。 $t=100s$ では表面の液占率が増加するため、乾燥状態から表面温度(30℃)に対する飽和水蒸気分圧まで上昇する。 $x>0.05m$ では温度が低下するため水蒸気分圧も低下する。時間が経過するに従って飽和水蒸気分圧となる領域が増加し、

$t=1\text{day}$ では $x<0.02\text{m}$ において $t=10\text{day}$ では $x<0.06\text{m}$ において局所温度に対応した飽和水蒸気分圧 P_v の分布となっている。

Fig.4.32に液水圧力 P_f の分布を示す。液水圧は液占率 $0.1<\phi_f<0.3$ の範囲で急激に変化しており、時間が経過すると表面近傍の P_f の勾配は減少し表面からの液水移動量は低下する。

Fig.4.33に湿り空気圧力 P_g の分布を示す。表面が飽和した状態では気体の輸送系路がほぼ満水となるため不凝縮気体はコンクリート体内に密閉された状態になり、液水が表面から浸透するため、湿り空気は圧縮される。 $t=100\text{s}$ では液水の浸透が表面近傍に限られるため表面のみ P_g は上昇している。 $t=1\text{day}$ では液占率の増加は $x=0.03\text{m}$ まで及ぶため $0<x<0.03\text{m}$ において P_g は上昇している。表面近傍の液占率は0.703で毛管圧と湿り空気圧力がバランスし、ほぼ定常に達している。従って、表面からは若干の空気が漏れそのために P_g は壁体の中央にピークのある分布となっている。また時間が十分経過した後は P_g の分布は緩やかとなる。

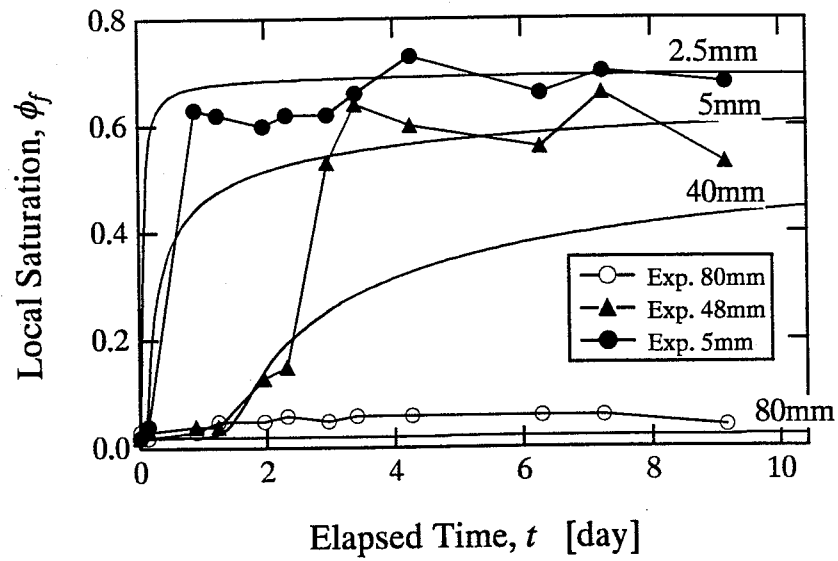


Fig.4.26 湿潤過程における局所液占率 ϕ_f の実験結果と解析結果の比較

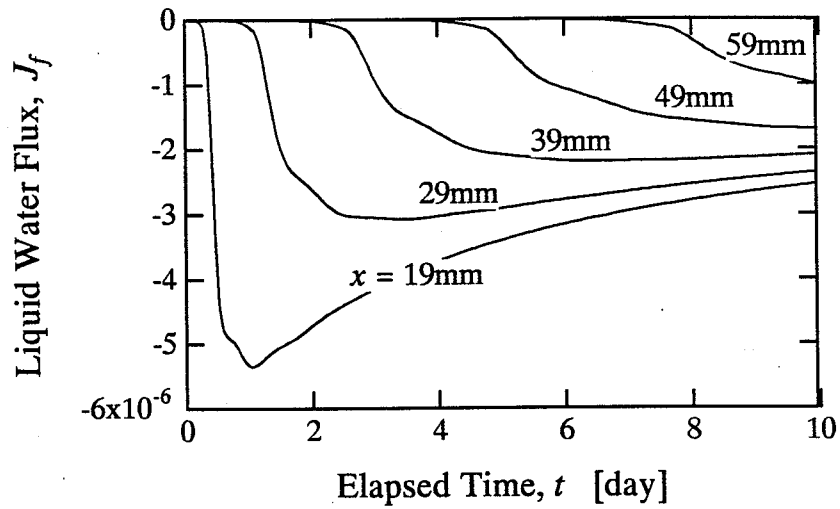


Fig.4.27 湿潤過程における液水流束 J_f の解析結果

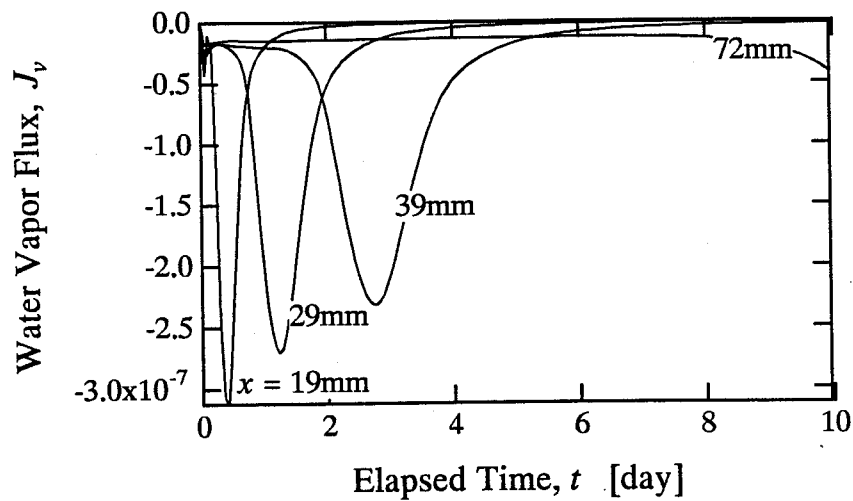


Fig.4.28 湿潤過程における水蒸气流束 J_v の解析結果

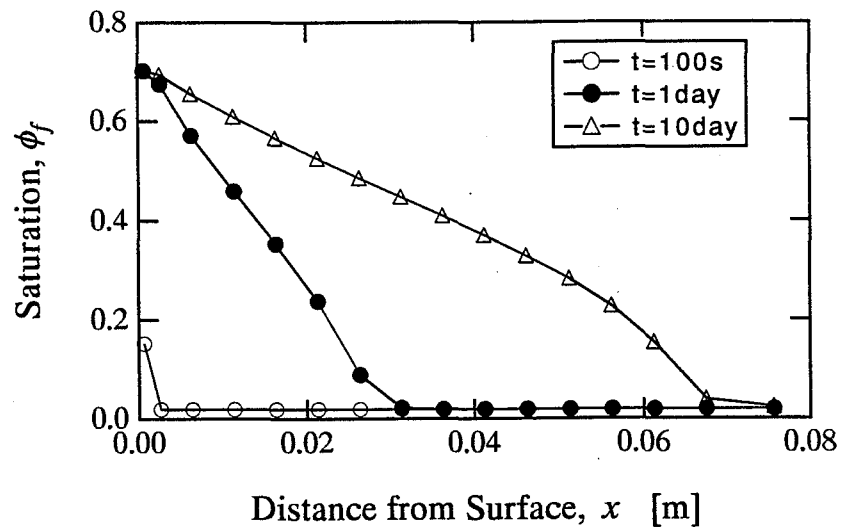


Fig.4.29 湿潤過程における液占率 ϕ_f 分布の解析結果

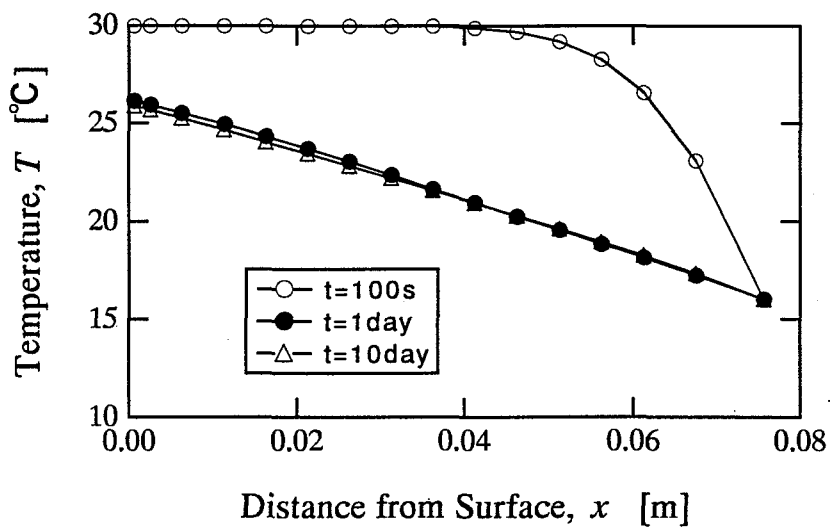


Fig.4.30 湿潤過程における温度 T 分布の解析結果

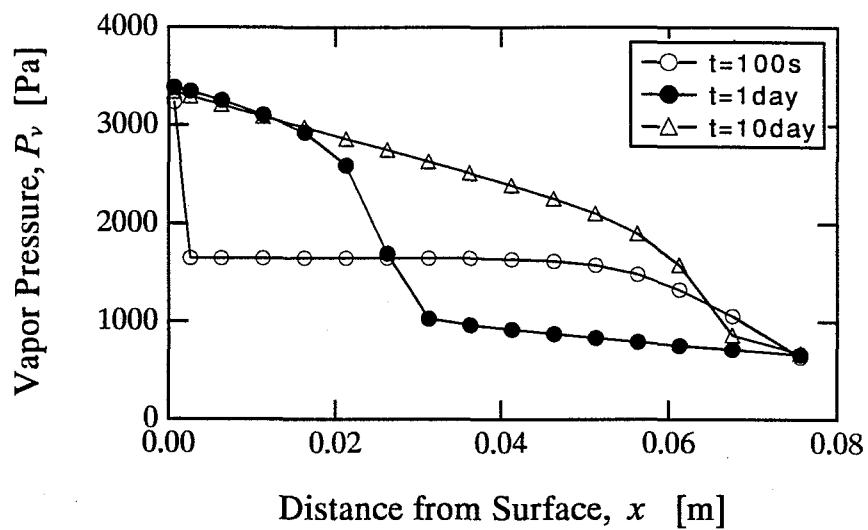


Fig.4.31 湿潤過程における水蒸気圧力 P_v 分布の解析結果

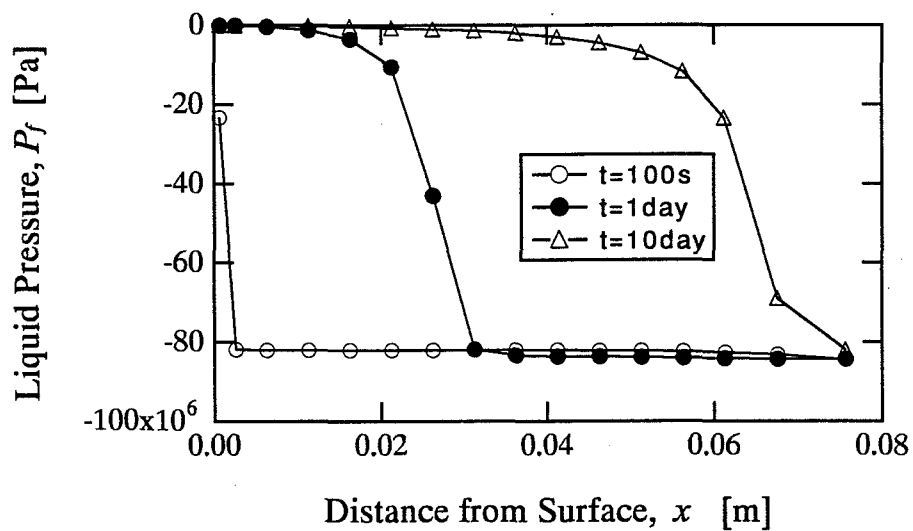


Fig.4.32 湿潤過程における液水圧力 P_f 分布の解析結果

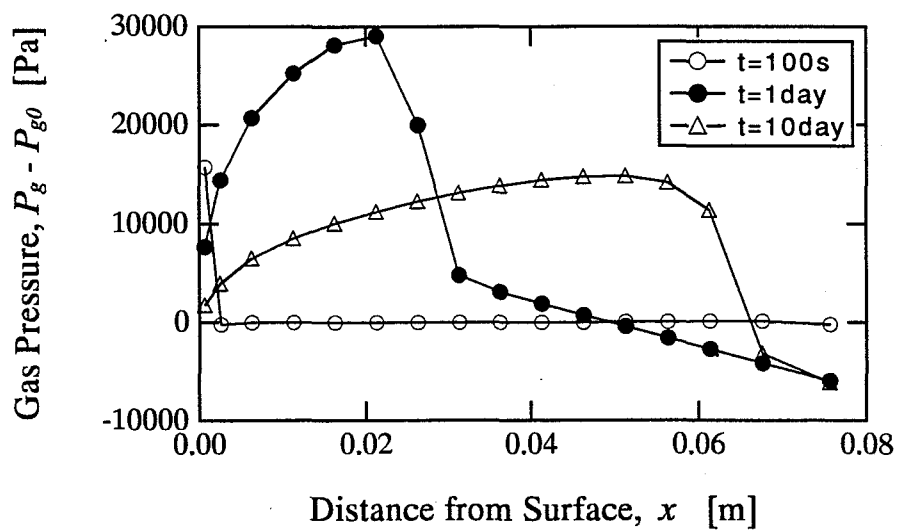


Fig.4.33 湿潤過程における湿り空気圧力 P_g 分布の解析結果

4.5.4 微小断面内の非平衡液水分布

式(4.24)は x 軸に垂直な微小断面内では液水は微細な毛管から満水し平衡状態にあると仮定している。しかし、この仮定の妥当性は必ずしも自明でないため、非平衡液水分布の影響を検討することが必要である。

液水分布の非平衡を考慮した毛管径 $\delta \sim \delta + \Delta \delta$ ，毛管路数 $N(\delta)$ の毛管路群に関する総水分の保存式は ε を空隙率， α をボイド率， ϕ' を細孔径分布関数として次式で表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon \rho_v \alpha \phi' \Delta \delta] + \frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon \rho_f (1 - \alpha) \phi' \Delta \delta] = - \frac{\partial}{\partial x} [\rho_v \varepsilon \eta \alpha \phi' \Delta \delta u_v] - \frac{\partial}{\partial x} [\rho_f \varepsilon \eta (1 - \alpha) \phi' \Delta \delta u_f] + \rho_f J_\delta \Delta \delta \quad (4.64)$$

ここで式(4.64)の右辺第3項はFig.4.34に示す様に x に垂直な微小断面内の局所的な液水圧力の差による他の毛管群から δ の毛管群への液水の移動を表す。平衡状態ではFig.4.35の右図に示す様に微小な毛管から δ_c まで満水状態であり、液水の気液界面の曲率は δ_c のみにより決まり微小断面内の液水圧力は一様となるため、右辺第3項は必然的に0となる。しかし、臨界毛管径 δ_c の前後にボイド率分布があると毛管圧力の分布が生じ右辺第3項による緩和効果が発生する。

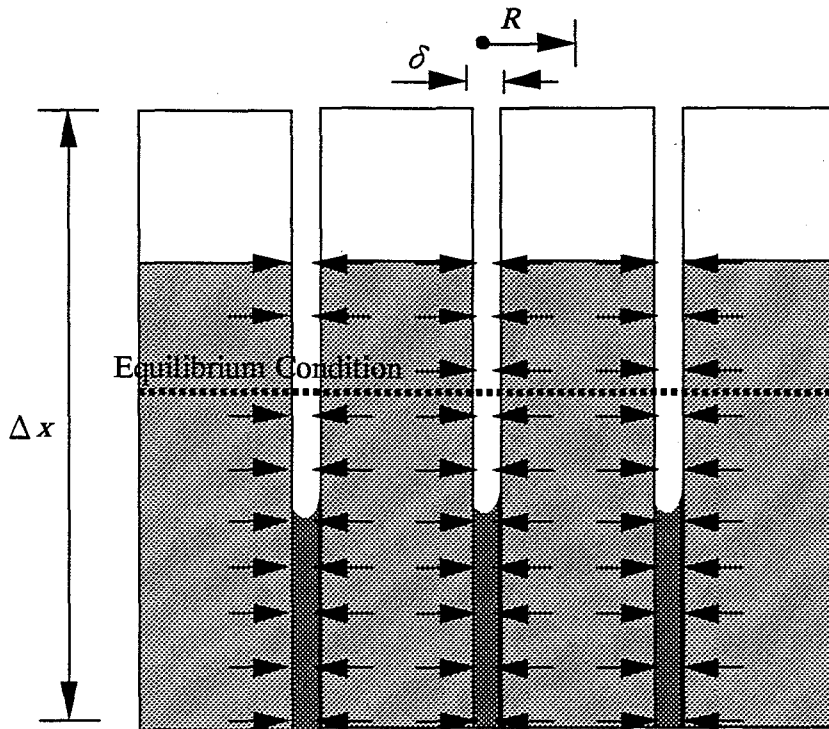


Fig.4.34 局所非平衡状態にある毛管 δ への周囲の毛管群からの液水移動のモデル

液水フラックス J_δ は毛管群間の移動であるから δ で積分すれば0となる.

$$\int_0^\infty J_\delta d\delta = 0 \quad (4.65)$$

従って、式(4.64)を δ で積分すれば右辺第3項は0となり、本論文で示したとおり式(4.31)が得られる.

一方、各々の毛管路ごとの水分保存式を解くためには液水フラックス J_δ のモデル化が必要となる. 緩和時間モデルは非平衡状態のボイド率分布 α_δ , 平衡ボイド率分布 $\alpha_{c,\delta}$, 及び緩和時間 τ_c を用いて次式で表される.

$$J_\delta = \frac{\phi'(\alpha_\delta - \alpha_{c,\delta})}{\tau_c} \quad (4.66)$$

ここで、緩和時間 τ_c は代表毛管径を δ_c として次式で表す.

$$\tau_c = \frac{V_{\delta_c}}{N_{\delta_c} Q_{\delta_c}} \quad (4.67)$$

ここに、 V_{δ_c} は δ_c の毛管が占める空隙体積、 N_{δ_c} は δ_c の毛管単位断面積あたりの本数、 Q_{δ_c} は δ_c の毛管に流入する流量である. 流入流量 Q_{δ_c} は δ_c の毛管に毛管圧 $P_c (=4\sigma/\delta_c)$ の局所非平衡が生じた場合の定常流入量と仮定する.

$$Q_{\delta_c} = \frac{2\pi \xi_f \frac{K}{\mu_f} P_c}{\ln(\delta_c/2R)} \quad (4.68)$$

ここに、影響半径 R は δ_c の毛管同士の平均間隔として次式で近似する.

$$R = \frac{1}{2} \sqrt{1/N_{\delta_c}} \cong \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\pi \delta_c}{\varepsilon \phi'_{\delta_c}}} \quad (4.69)$$

以上より、緩和時間 τ_c は以下となる.

$$\tau_c = \frac{\delta_c^3 \ln\left(2\sqrt{\frac{\varepsilon \phi'_{\delta_c} \delta_c}{\pi}}\right)}{32 \xi_f \frac{K}{\mu_f} \sigma} \quad (4.70)$$

Fig.4.36に τ_c の算定結果を示す. $\delta_c < 10 \mu\text{m}$ (液占率 $\phi_f < 0.7$)の場合には τ_c は10s以下のオーダーと極めて小さく、時間～日スケールを対象にした解析では δ 方向の液占率分布は常に平衡状態に達していると考えられ、式(4.31)に基

づいた解析は妥当と考えられる。

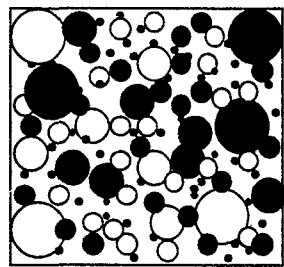
しかし、 δ_c が大きくなると $N_{\delta c}$ 、 $Q_{\delta c}$ とも小さくなるため τ_c は大きくなり、 $\delta_c > 10 \mu\text{m}$ (液占率 $\phi_f > 0.7$)の場合は $\tau_c > 10\text{s}$ となるため極めて急激に液占率が変化する場合には、断面内の液占率分布は非平衡状態となる可能性がある。この場合にはご指摘の様に個々の毛管内のボイド率を計算する意味が生じる。実験結果を見ると乾燥・湿潤過程とも実験開始直後の急激な液占率の変化に対しては平衡状態を仮定した解析結果は実験結果に比べて液占率変化を過大に評価する傾向にあり、液占率分布の非平衡の影響が原因となっていることも考えられる。しかし、現状では局所液占率の精密な測定が困難であり δ 方向の液水輸送を詳細に検討する段階にないので、測定法の開発とともに δ 方向の液水輸送の検討は今後の課題としたい。

なお、 δ 方向の液水輸送には緩和時間モデルの他にダルシー流モデルも考えられる。ダルシー流モデルでは δ' の毛管群と δ の毛管群の間の液水移動には x 方向の液水移動と同様にDarcy則を仮定する。即ち

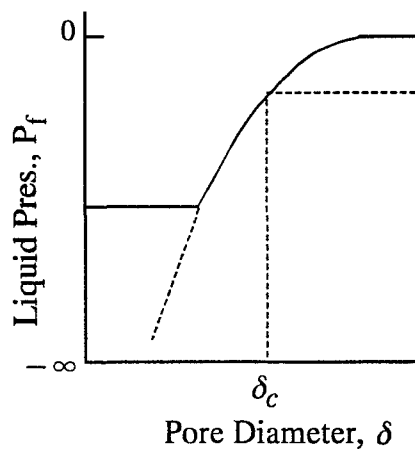
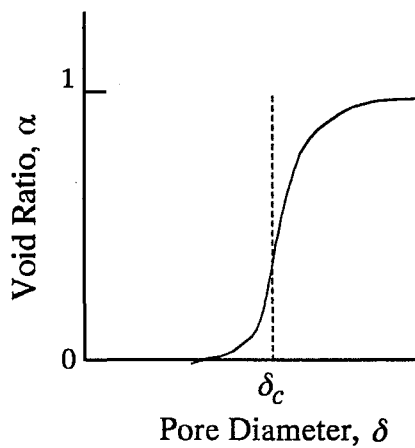
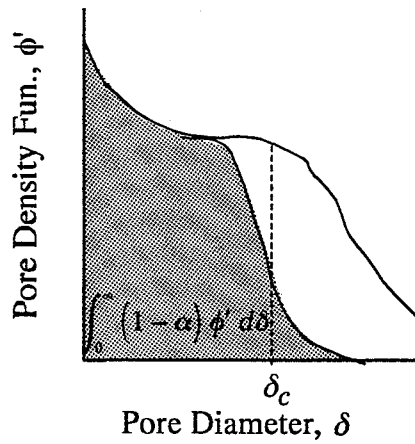
$$J_{\delta} = \int_0^{\infty} S_{\delta\delta'} \frac{\xi_f K}{\mu_f} \frac{P_{f\delta'} - P_{f\delta}}{L_{\delta\delta'}} d\delta' \quad (4.71)$$

ここで、 $S_{\delta\delta'}$ は δ' の毛管群と δ の毛管群の間の液水移動に関する有効面積、 $L_{\delta\delta'}$ は δ の毛管と δ' の毛管の平均距離である。ただし、 $S_{\delta\delta'}$ 及び $L_{\delta\delta'}$ は厳密に求めることができないため実験値に基づいた検討が必要であることは緩和時間モデルと同様である。

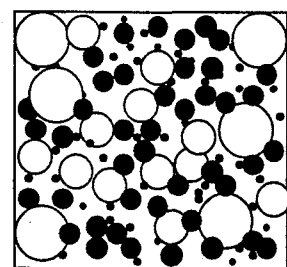
Instantaneous Non-equilibrium Condition



Infinitesimal Cross-section



Equilibrium Condition



Infinitesimal Cross-section

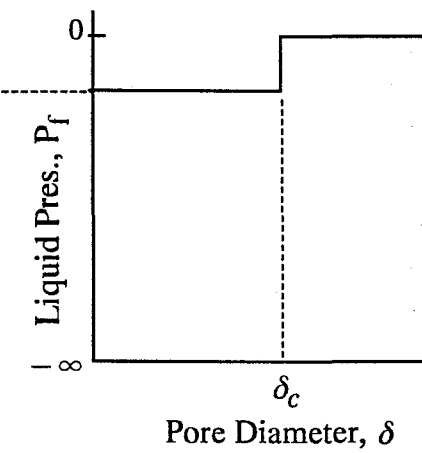
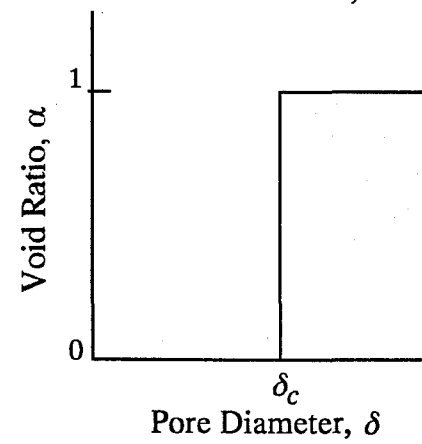
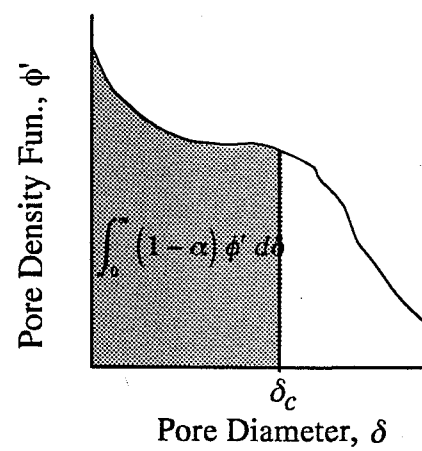


Fig.4.35 微小断面内の平衡・非平衡の概念図

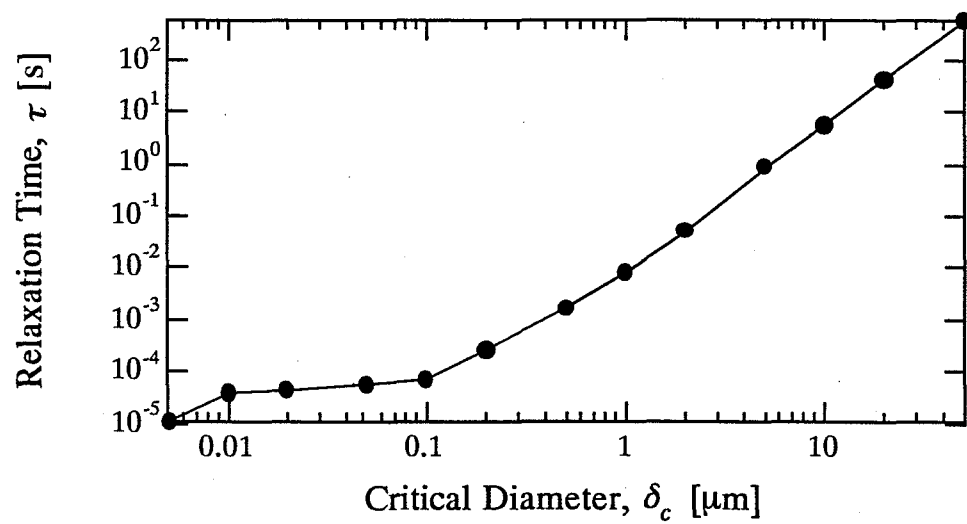


Fig.4.36 液水平衡に関する緩和時間 τ_c の算定結果

4.5.5 空気温湿度が季節変動する場合の予測計算

0.5m厚さのモルタルコンクリート壁体を対象に周囲空気の温湿度が季節変動する場合の予測計算を3年間分を行った。時間差分は100sである。初期条件として壁体コンクリート内の液占率は0.7で一様とした。トンネル内の空気は温度は冬期10℃、夏期30℃、相対湿度は冬期30%、夏期90%とし各々正弦波状に変化するものとした。また、壁体奥0.5mでは20℃で年間一定とした。なお、表面熱伝達率はFig.2.8を参考にして $h_T=10\text{ W/m}^2\text{ K}$ 、水蒸気伝達率は $h_v=0.008\text{ kg/m}^2\text{ s}$ とした。

Fig.4.37に液占率 ϕ_f の経時変化を、Fig.4.38に温度 T の経時変化を示す。コンクリート表面温度は冬期12℃、夏期27℃であり、冬期は乾燥、夏期は表面結露による湿潤過程となる。表面の液占率を見ると、夏期は結露により孤立したマクロ空隙を除いて飽和状態($\phi_f=0.7$)にあり、冬期は蒸発により液占率 ϕ_f は0.1以下にまで乾燥する。乾燥による水蒸気放出量と表面結露水の吸収量の年間バランスは水蒸気放出量が多いため(Fig.4.40参照)、コンクリート壁体内部では徐々に乾燥が進み、3年経過時において $\phi_f=0.5$ まで低下する。

Fig.4.39に壁面における熱フラックスを、Fig.4.40に壁面における水分フラックスを示す。熱フラックスは正弦波状に変動するのに対して、水蒸気フラックスは非線形な変動である。Fig.4.40中実線は壁面から壁体中への水分フラックスであり、破線は周囲空気から壁面への水分フラックスである。両者は夏期において一致しない結果となった。これは湿潤過程当初は壁面が乾燥しているために凝縮量は全て吸収されるが、壁面近傍の液占率が増加し満水状態になると壁面における結露水が吸収しきれなくなるためである。吸収できない結露水は壁面に液膜を形成し、表面を流下する。これは、第2章で観察されたトンネル壁面の結露現象を良く説明している。また、秋期に至り結露量が低下し壁面液占率が若干低下すると再び液水の吸収が見られる。

冬期の乾燥過程では当初は壁体が夏期の結露により湿潤しているために壁面における水蒸気圧は壁面温度に対する飽和水蒸気となっており、熱フラックス q と水蒸気フラックス J の間にはルイスの関係が成立し、放熱量の増加に対応して水蒸気放出量も増大する。しかし、乾燥が進行し壁面の液占率が0.1以下となると壁面近傍の毛管力による液水補給量が低下するために壁面の水蒸気分圧が低下し、空気側への水蒸気放出量は急激に減少し、水分フラックスは通過空気の水蒸気分圧によらず $J=-1\times 10^{-6}\text{ kg/m}^2\text{ s}$ でほぼ一定となる。これは2章Fig.2.16で示された冬期のトンネル壁体からの放湿特性を説明するものである。

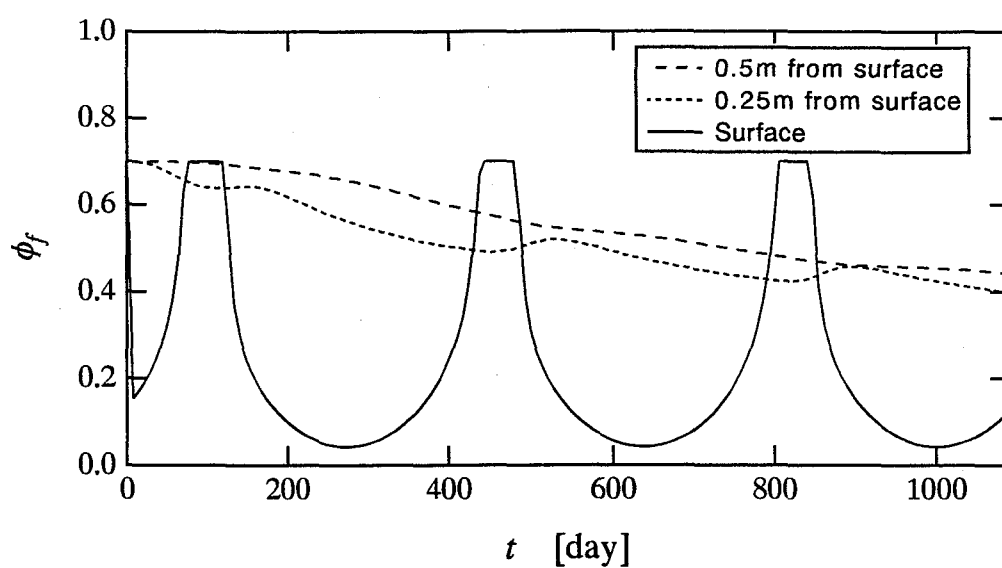


Fig.4.37 空気温湿度が季節変動する場合の壁体内の液占率 ϕ_f の解析結果

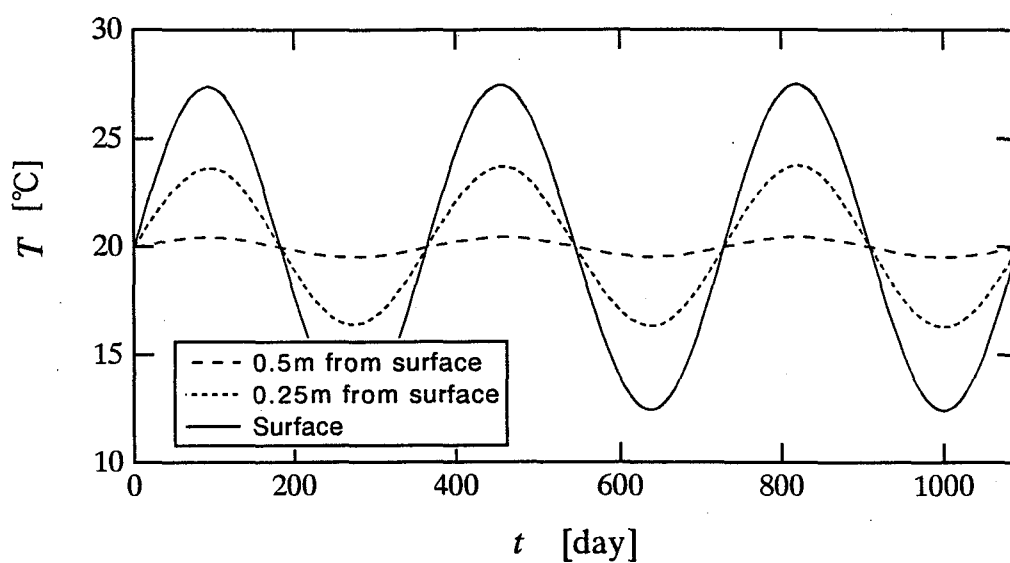


Fig.4.38 空気温湿度が季節変動する場合の壁体内温度 T の解析結果

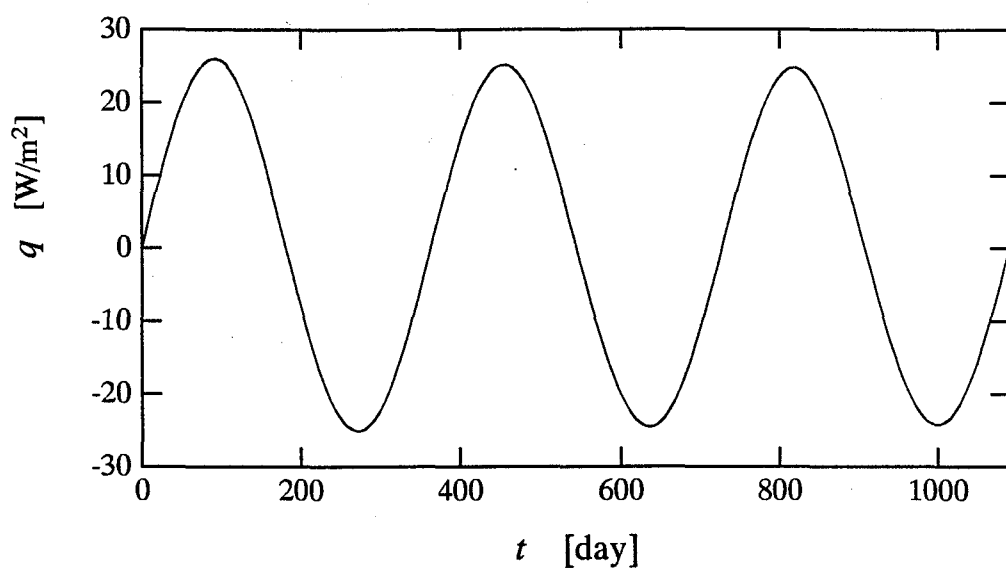


Fig.4.39 空気温湿度が季節変動する場合の壁面熱フラックスの解析結果

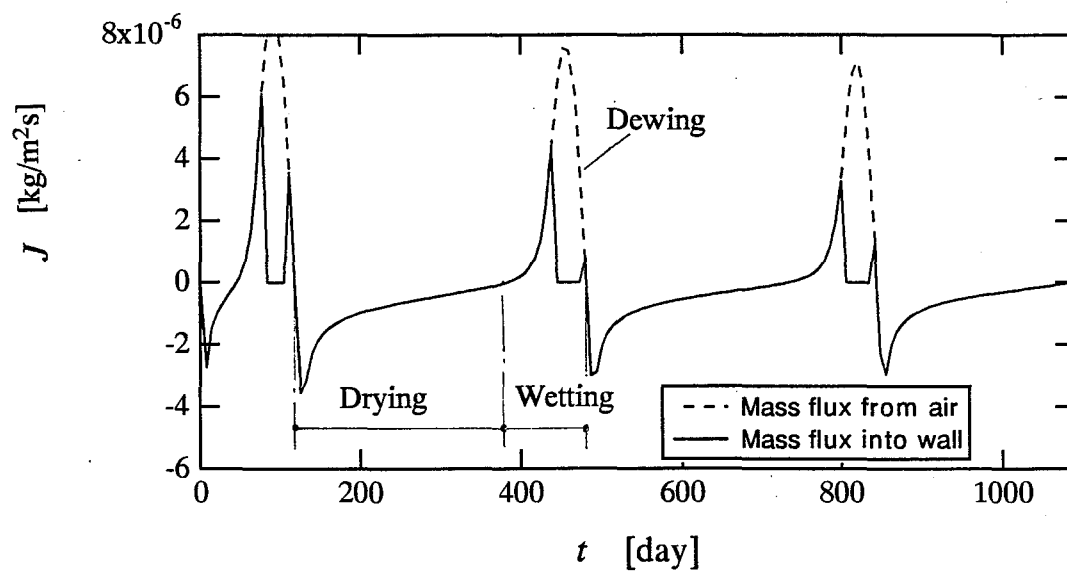


Fig.4.40 空気温湿度が季節変動する場合の壁面における水分フラックスの解析結果

4.6 結論

モルタルコンクリートの多孔質構造を独立したマクロ空隙と連続した微細な毛管群にモデル化し、熱・水分移動の力学モデルに基づいた定式化を行った。

本解析法の特徴は従来のポテンシャル法や力学モデルと異なり

- ①毛管圧や流体抵抗の直接測定は必要でなく、多孔質の構造特性は細孔径分布関数のみ用いた事
- ②水蒸気拡散域（乾き領域）、毛管圧による液水移動域（湿潤領域）、及び飽和水領域まで統一した定式化ができる事にある。

解析結果は乾燥過程・湿潤過程とも液占率の実験結果をおおむね再現したことから、モデルの有効性は示された。ここで、毛管接続率 η は有効空隙率 $\phi_{v,eff}$ に比例するとした場合が乾燥・湿潤過程の実験結果を最も良く再現した。しかし、乾燥開始及び湿潤開始直後の急激な液水移動に関しては、解析値の変化は実験値に比べて過大となる傾向があり、解析モデルの向上ためには、毛管接続率や等価管路長補正係数など多孔質の微細構造に係わる特性の詳細な同定や微小断面内の非平衡液水分布の検討が今後の課題となる。そのためにはインピーダンス法による局所液占率の測定は精度的に問題が多く、新しい測定法の開発が望まれる。

トンネル壁体を対象にした季節変動計算を行った結果、夏期の壁面結露及び冬期の水蒸気蒸発の特性が示され、第2章の実測結果をある程度説明することができた。

第5章 トンネル内で発生するミスト の核生成機構と成長

5.1 緒言

第2章では外気を導入する長大な吸気トンネルにおいて、霧(水蒸気ミスト)が発生し、視界不良などの障害となる問題点が指摘された。本章ではトンネルを平行平板にモデル化し、乱流場における水蒸気ミストの生成と成長の数値解析を行う。

トンネル内の霧の発生は梅雨期から夏期に集中する事、散水など他に液滴の発生源がない事から、霧発生メカニズムは高温多湿の空気がトンネルを通過する際に壁面から冷却され相対湿度が100%を越えるためと考えられる。

一般に大気中の塵の大きさは $0.01 \sim 1 \mu\text{m}$ の範囲に分布するが^(5.10)、このうちFig.5.1に示すように臨界半径以上の塵のみがミストの核となるため、異核の粒径分布はミストの発生に重要な影響を及ぼすと考えられる。また、トンネルなど比較的低風速下($0.5 \sim 5\text{m/s}$)では成長したミストの沈降速度は無視できず、十分長い通過時間を対象とした場合、ミストの沈降は流れ方向のミスト濃度分布に大きな影響を及ぼすと考えられる。さらに、成長したミストのストークス力による乱流の減衰効果も考慮する必要がある^(5.11)。

異核の粒径分布を考慮するには、2次元空間(x, y)においても粒子群(水蒸気ミストと乾いた異核)の半径 r と粒子群に含有される異核の半径 r_p の次元を合わせ計4次元の座標空間を対象とする必要があり、解析上の困難から異核の粒径分布を考慮した報告は見あたらない。

ここでは、Fig.5.2に示すような上下に等温冷却面を有する2次元平行平板(幅 $h=2\text{m}$ 、長さ $L=360\text{m}$ 、平均風速 $U_0=0.5 \sim 20\text{m/s}$ 、空気平均通過時間 $0.3 \sim 12\text{min}$)を対象に異核の粒径分布関数を導入した数値解析を行い、異核の粒径分布、粒子の重力沈降、及び風速が水蒸気ミストの発生と成長に及ぼす影響を明らかにする。さらに、粒子群と乱流の相互作用について考察を行う。

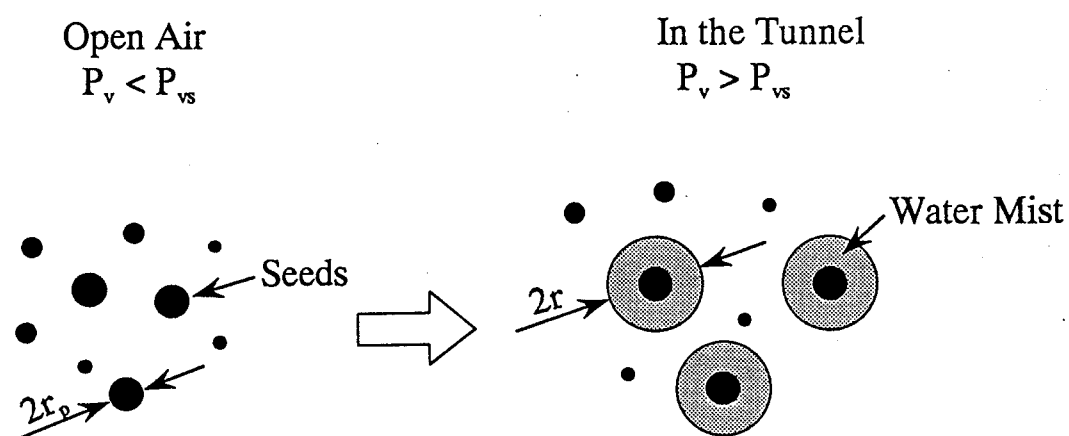


Fig.5.1 異核の粒子径分布のあるミスト生成及び成長のモデル図

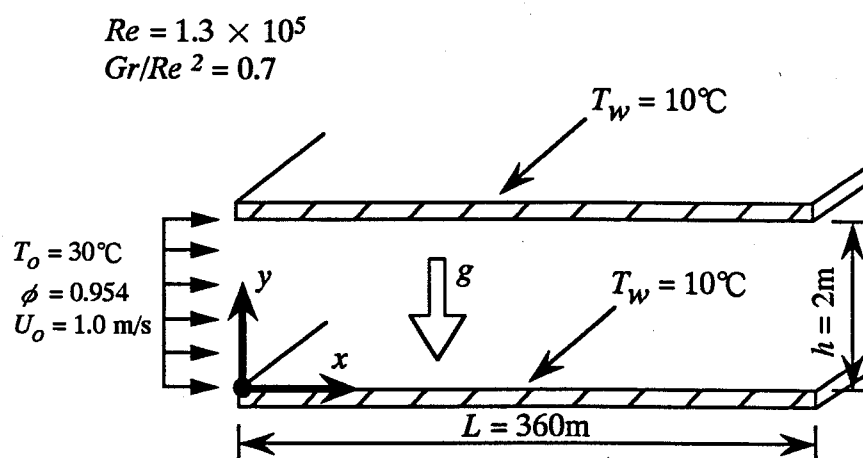


Fig.5.2 計算対象

＜記号＞

- D : 拡散係数 [m^2/s]
 Δh : 蒸発潜熱 [J/kg]
 k : 乱流エネルギー [m^2/s^2]
 n, n_p : 粒子及び異核の数密度の粒径分布関数 [m^{-4}]
 n_p' : 半径 r の粒子群に含有される異核の粒径分布関数 [m^{-5}]
 p, p_s : 圧力及び飽和蒸気圧力 [Pa]
 r, r_p : 粒子及び異核の半径 [m]
 r : ミストの半径方向成長速度 [m/s]
 T : 絶対温度 [K]
 u_i : x_i 方向速度 [m/s]
 u_g : 粒子の沈降速度 [m/s]
 W : 乾き空気に対する水分重量比 [kg/kg]
 α : 温度伝導度 [m^2/s]
 ν : 動粘性係数 [m^2/s]
 ν_t : 渦粘性係数 [m^2/s]
 β : 体膨張係数 [K^{-1}]
 ε : 粘性消散率 [m^2/s^3]
 ρ : 密度 [kg/m^3]
 σ : 表面張力 [N/m]
 η : 異核の数密度比 [m^{-1}]
 ϕ : 過飽和度 = p_v / p_s
 Re : レイノルズ数 = $U_0 h / \nu_a$
 Gr : グラスホッフ数 = $g \beta h^3 (T_0 - T_w) / \nu_a^2$
 Pr_t : 乱流プラントル数 (0.9)
 Sc_t : 乱流シュミット数 (1.0)
(Subscript) m : ミスト, p : 異核, v : 水蒸気,
 a : 乾き空気, l : 液水, w : 壁面, 0 : 入り口, s : 飽和

5.2 解析方法

5.2.1 仮定

解析に当たっての主な仮定を以下に示す.

① 平板入り口の異核分布は大気 of 粉塵粒径分布を仮定する.

大気 of 異核分布は早川らが東京工業大学緑が丘 1 号館にて 1983 年 9 月 22 日に測定した結果^(5.10)を用いる. また異核は球形と仮定する.

② ミストには必ず一つの異核が存在し, 自己核生成はないものとする.

ミスト同士の衝突による合体 (凝集) を考えないのでミスト中の異核は 2 個以上になることはない. また異核は不溶性であり, ミスト生成・成長に際して消滅しないものとする.

③ ミスト及び異核の凝集・熱泳動は無視する.

熱泳動速度のオーダーは温度差が 20 K 程度であれば 10^{-6} m/s 以下^(5.1)となり流体の平均速度に比べて十分小さい. また, 水滴は帯電しないと仮定すればクーロン力によるミストの衝突・凝集はないものと考えられる. しかし, $1 \mu\text{m}$ 以下のミストはブラウン運動により大きなミストに衝突・合体し, さらに乱流変動によって大きなミスト同士が衝突する事は十分考えられる.

ブラウン運動によって直径 d_i の粒子が固定された直径 d_j に衝突する速度 F (個/s) は D ($\sim 10^{-6}$ m²/s) を粒子同士の拡散係数として次式で表される^(5.1).

$$F = 4\pi D(d_i + d_j)N \quad (5.1)$$

従って t 時におけるミスト総数 N は N_0 を初期値として

$$N = N_0 \exp\left[-4\pi D(d_i + d_j)t\right] \quad (5.2)$$

と表される. 従って, $d_i = 1 \mu\text{m}$ の異核が $d_j = 20 \mu\text{m}$ のミストに衝突し凝集する場合, 粒子数が 1% 減少し $N/N_0 = 0.99$ となるは $t \sim 10^7$ s であり, 粒子のトンネル通過時間 $t \sim 10^3$ s に比べて十分に大きいのでブラウン運動の影響は無視できる. 乱流変動によるミスト同士の衝突はその機構が明らかでないため算定が困難であるが, ここでは簡単に乱流拡散に支配されると考えれば式 (5.2) において $D = D_t$ とすれば良い. 乱流拡散 D_t は渦粘性係数と等オーダーであるから最大 10^{-2} m²/s のオーダーとなり, 粒子数が 1% 減少し $N/N_0 = 0.99$ となるは $t \sim 10^3$ s となる. 従って, 粒子のトンネル通過時間と等しいオーダーとなるため, 乱流運動による凝集効果は無視することにより 1% 程度の誤差は含むものと考えられ

る。

④ 流体とミスト間の流れ方向の平均速度の差はないものとする。

気相の主流平均速度は定常状態を仮定する。従って、ミストの慣性力は無視される。

⑤ 鉛直方向のミストの平均速度には重力沈降を考慮する。

$d_j = 20 \mu\text{m}$ のミストの重力沈降速度は 0.012m/s に達し、流体の鉛直方向の平均流速に比べて大きいため、無視する事はできない。なお、乱流沈着はミスト径が小さいため無視できるものとした。

⑥ 流体の乱流変動とミストの相互作用にはストークス抗力を考える。

乱流とミストの相互作用には

- (a) 流体と粒子間の運動量交換によって流体の平均速度分布が変化し、その結果乱流量が変化する。
- (b) 粒子の後流に渦が発生し流体の乱れを増加させる。
- (c) 粒子と乱流渦の間に相対速度が発生し、ストークス力による乱流減衰効果となる。

このうち、(a)は水蒸気ミストのように極めて微細な粒子では④で仮定したように平均流速に差がないとして良いため無視できる。また、(b)の効果が著しくなるのは粒子レイノルズ数が1以上と成る場合であるが、粒子速度と流体速度間に平均的な差がない場合はこの効果は無視できる。結局(c)の効果のみ考慮する。

⑦ 壁面では飽和を仮定する。

壁面は水分の吸収がなく、常に液膜が形成されていると仮定する。

⑧ ミストは付着はするが再飛散はしないものとする。

極めて流速が速い場合は壁面の液膜が剪断力で切れ飛散する事も考えられるが、 10m/s 以下の低流速では無視できる。また、実際のトンネルでは天井に付着した液滴が落下することは認められるが、その頻度は小さいことから今回は無視した。

5.2.2 基礎式

気相の連続の式は水分量の変化による密度変化を無視すると次式となる。
なお、記述を簡素化するために x_j, u_j はテンソル表示とする。

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (5.3)$$

ブシネ近似した気相の運動方程式は式(5.4)で表される。ここに、 D/Dt は実質微分($= \partial/\partial t + u_j \partial/\partial x_j$)とする。

$$\frac{D u_i}{D t} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \nu_t \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] + g_i \left[\beta (T - T_\infty) - (W_m - W_{m\infty}) \right] \quad (5.4)$$

ここで乱流モデルとして $k-\varepsilon$ モデル^(5.12)を用いる。

$$\frac{D k}{D t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \overline{f_i u_i} - \varepsilon + G \quad (5.5)$$

$$\frac{D \varepsilon}{D t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_1 (P - \overline{f_i u_i}) - C_2 \varepsilon + C_3 G \right] \quad (5.6)$$

ここに渦粘性係数 ν_t は次式で表される。

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.7)$$

また式(5.5)(5.6)中の生成項 P と浮力項 G はそれぞれ

$$P = \nu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad G = \frac{g_i \nu_t}{\sigma_\theta} \left(\beta \frac{\partial T}{\partial x_i} - \frac{\partial W_m}{\partial x_i} \right) \quad (5.8)$$

と表される。なお、 $k-\varepsilon$ モデル定数はViollet^(5.13)に従った。Violletモデルは浮力場に有効とされ^(5.14)，安定成層となる下壁面における乱流の抑制($G < 0$)が考慮される。

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, C_3 = 1.44 (G > 0), 0 (G < 0), \\ \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, \text{ and } \sigma_\theta = 0.9. \quad (5.9)$$

式(5.5)(5.6)において $\overline{f_i u_i}$ はミストのストークス抗力 f' による乱流エネルギーの減衰であり，負の乱流生成項として取り扱う。さて，乱流変動に対するストークス抗力 f' は $C_D (= 6 \pi \mu_a r)$ を抗力係数として式(5.10)で表される。

$$f'_i = \frac{C_D}{\rho_a} (\bar{u}'_i - \bar{u}'_{pi}) \quad (5.10)$$

従って $\overline{f'_i u'_i}$ は

$$\overline{f'_i u'_i} = \int_0^\infty n \frac{C_D}{\rho_a} (\bar{u}'_i - \bar{u}'_{pi}) \bar{u}'_i dr \quad (5.11)$$

となる。ここで $\overline{(\bar{u}'_i - \bar{u}'_{pi}) \bar{u}'_i} = 2(k - k_p)$ と近似すれば次式が得られる。

$$\overline{f'_i u'_i} = 2k \int_0^\infty n \frac{C_D}{\rho_a} \left[1 - \int_0^\infty \frac{\Omega^{(1)}}{\Omega^{(2)}} f(\omega) d\omega \right] dr \quad (5.12)$$

ここで $f(\omega)$ は乱流エネルギーのスペクトル密度関数であり、ここでは簡単のため $\omega_c = 2\pi \varepsilon / k$ を代表角周期とするデルタ関数 $\delta(\omega - \omega_c)$ で近似する。また $\Omega^{(1)}/\Omega^{(2)}$ は定常振動する流体中に置かれた孤立粒子の応答であり、Soo^(5.11) によれば $c_1 = 3\nu/r^2$, $c_2 = 3\rho_a/(2\rho_l + \rho_a)$ として以下で表される。

$$\frac{\Omega^{(1)}}{\Omega^{(2)}} = \frac{\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 + \sqrt{6}\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^{3/2} + 3\left(\frac{\omega}{c_1}\right) + \sqrt{6}\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^{1/2} + 1}{\frac{1}{c_2^2}\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^2 + \frac{\sqrt{6}}{c_2}\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^{3/2} + 3\left(\frac{\omega}{c_1}\right) + \sqrt{6}\left(\frac{\omega}{c_1}\right)^{1/2} + 1} \quad (5.13)$$

$r \sim r + dr$ の半径を持つ粒子群は異核に水分が凝縮したミストと凝縮水分を持たない異核そのものから混成され、粒子群の数密度（以下、粒径分布関数と呼ぶ） $n(x_j, r)$ の保存式は熱泳動及び凝集効果を無視すると以下となる。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j n) + \frac{\partial}{\partial y} (u_g n) + \frac{\partial}{\partial r} (r \zeta n) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_m \frac{\partial n}{\partial x_j} \right) \quad (5.14)$$

ここに、左辺第3項は重力沈降による移流を表し、粒子の重力沈降速度 u_g は孤立球体回りの粘性力との釣り合いから次式で記述される。ここで異核の比重は液水の比重に等しいと仮定する。

$$u_g = -\frac{2\rho_l r^2 g}{9\mu_a} \quad (5.15)$$

式(5.14)の左辺第4項はミストが凝縮・蒸発する事により半径 r の粒径分布関数 n が変化することを意味しており、ミスト成長速度 r は拡散律速を仮定し次式で与える^(5.10)。

$$\dot{r} = \frac{2Dp_s}{RT\rho_l r} \left[\phi - \exp\left(\frac{2\sigma}{RT\rho_l r}\right) \right] \quad (5.16)$$

ここで右辺第2項の指数関数は粒子半径によってミストと平衡する飽和蒸気圧が変化する事を意味し、不均一核生成では異核の半径 r_p を初期値としてミスト成長が進行する。

式(5.14)の左辺第4項の係数 ζ は凝縮時にはミストを構成する異核の半径によらず全ての粒子が均一に成長するので1となり、蒸発時には水分を保有する粒子のみが縮小するため、異核だけで構成されている粒子を除外する必要がある次式で表される。

$$\begin{aligned}\zeta &= 1 & \dot{r} \geq 0 \\ &= 1 - \int_0^{\infty} \eta(x_i, r, r_p) \delta(r - r_p) dr_p & \dot{r} < 0\end{aligned}\quad (5.17)$$

ここで $\eta(x_i, r, r_p)$ は半径 r の粒子群を構成する異核のうち半径 r_p の異核の数密度比であり次式で定義する。

$$\eta = n_p' / \int_0^{\infty} n_p' dr_p \quad (5.18)$$

粒子の拡散係数 D_m は分子拡散係数 D と乱流拡散係数 D_t の和とする。

$$D_m = D + D_t \quad (5.19)$$

分子拡散係数 D は分子運動論より次式で見積もられる。

$$D = \frac{\kappa T C_c}{6\pi \mu_a r} \quad (5.20)$$

ここに、 κ はBoltzmann定数($1.38 \times 10^{-23} \text{ Nm/K}$)である。 C_c はCunninghamの補正係数であり、クヌードセン数が1より十分小さくKelvin効果が無視できるため、ここでは1とする。

乱流拡散係数 D_t はストークス力による減衰を考慮し次式で見積もった。

$$D_t = v_t \int_0^{\infty} \frac{\Omega^{(1)}}{\Omega^{(2)}} f(\omega) d\omega \quad (5.21)$$

異核はミスト中に1個のみ存在し、凝縮・蒸発に際して凝集・分割・消滅はしないものと仮定すると、異核の総数はミストの総数に等しいので次式が成り立つ。

$$n = \int_0^{\infty} n_p' dr_p \quad (5.22)$$

したがって、半径 r の粒子群を構成する半径 r_p の異核の数密度 $n_p'(x_j, r, r_p)$ の保

存式は η と n を用いて次式で記述される.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\eta n) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\eta u_j n) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta u_s n) + \frac{\partial}{\partial r_p}(\eta \xi \dot{r} n) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\eta D_m \frac{\partial n}{\partial x_j} \right) \quad (5.23)$$

ここで、係数 ξ はミスト凝縮時や粒子に水分が含有され蒸発が可能な場合には粒径分布関数 n の変化とともに n_p' が変化するため $\xi=1$ であるが、水分のない粒子（異核そのもの）は蒸発できず n が変化しないため $\xi=0$ となる.

$$\begin{aligned} \xi &= 1 & \dot{r} \geq 0 & \text{ or } & r_p < r \\ &= 0 & \dot{r} < 0 & \text{ and } & r_p = r \end{aligned} \quad (5.24)$$

ミスト重量比 W_m は粒子中の水分含有量から次式となる.

$$W_m = \frac{\rho_l}{\rho_a} \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi \left(r^3 n - \int_0^\infty r_p^3 \eta n dr_p \right) dr \quad (5.25)$$

水蒸気重量比 W_v の保存とエネルギー保存は式(5.26)及び(5.27)となる.

$$\frac{D W_v}{D t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(D_v + \frac{v_t}{S c_t} \right) \frac{\partial W_v}{\partial x_j} \right] - \frac{J}{\rho_a} \quad (5.26)$$

$$\frac{D T}{D t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{v_t}{P r_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + \frac{\Delta h J}{\rho_a C_p} \quad (5.27)$$

ここで、 J は単位体積、単位時間当たりの水蒸気からミストへの相変化量である.

$$J = \rho_l \int_0^\infty 4 \pi r^2 \dot{r} n dr \quad (5.28)$$

5.2.3 境界条件

平行平板の入口端では y 方向に一樣な不飽和湿り空気(T_0 , W_{v0})とした. 入口流速 U_0 は x 方向に一樣とし乱れは極めて小さいものとする.

入口端では不飽和でありミストは発生しないので入口における粒子の粒径分布関数 $n_0(r)$ は異核の粒径分布関数 $n_{p0}(r_p)$ と一致する. ここで異核の数密度分布関数 $n_{p0}(r_p)$ には大気中の塵の粒径分布(r_p の分布: $0.006 \sim 0.5 \mu\text{m}$)の測定結果^(5.10)を用いた (Fig.5.7). なお, 入口端の異核総数 N_{p0} は

$$N_{p0} = \int_0^\infty n_{p0} dr = 3 \times 10^{10} \text{ (m}^{-3}\text{)} \quad (5.29)$$

とした.

$n_p'(r, r_p)$ の入り口条件は $n_0 \delta(r, r_p)$ であり, 式(5.18)(5.22)より η の入口条件は r_p 方向の差分間隔を Δr_p として次式で近似する.

$$\eta_0(x, r, r_p) \cong \begin{cases} \frac{1}{\Delta r_p} & r = r_p \\ 0 & r \neq r_p \end{cases} \quad (5.30)$$

平行平板の出口端では自由流出とする.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial W_v}{\partial x} = \frac{\partial u_i}{\partial x} = \frac{\partial k}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (5.31)$$

上下壁面では温度一定(T_w), かつ飽和条件($W_{vw} = W_s(T_w)$)とする. また速度の境界条件として対数則に基づく壁関数を仮定し, 壁面における熱流束 q_T 及び水蒸气流束 q_v の算定にはレイノルズアナロジーを用いる.

$$\frac{q_T}{C_p \rho_a} = \frac{T - T_w}{U_\delta / U_*^2} \frac{\alpha + \nu_t / Pr_t}{\nu + \nu_t}, \quad \frac{q_v}{\rho_a} = \frac{W_v - W_{vw}}{U_\delta / U_*^2} \frac{D_v + \nu_t / Sc_t}{\nu + \nu_t} \quad (5.32)$$

ここに, U_δ は壁面から微小距離 δ 離れた点における主流速度であり, U_* は摩擦速度であり壁関数を仮定して算定する. 壁関数にはKarmanの3層モデルを用いる.

$$\begin{aligned} \frac{U_\delta}{U_*} &= \frac{U_* \delta}{\nu} & \frac{U_* \delta}{\nu} &< 5 \\ \frac{U_\delta}{U_*} &= 5.0 \ln \left(\frac{U_* \delta}{\nu} \right) - 3.05 & 5 &< \frac{U_* \delta}{\nu} < 30 \\ \frac{U_\delta}{U_*} &= 2.5 \ln \left(\frac{U_* \delta}{\nu} \right) - 5.5 & 30 &< \frac{U_* \delta}{\nu} \end{aligned} \quad (5.33)$$

また、 k と ε の壁面境界条件は κ をKarman定数(0.41)として以下で表される。

$$k = \frac{U_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{U_*^3}{\kappa y} \quad (5.34)$$

ミストは壁面に付着するが壁面から飛散する事はなく、また壁面近傍の数密度勾配は壁面から粒子径のオーダーでしか存在せず拡散による付着は無視できる。したがって上壁面($y=h$)では流速ベクトルは壁から離れるため、ミストの壁面付着の流束 q_m は0であり、底面($y=0$)では沈降量を付着の流束とした。

$$q_m \Big|_{y=0} = u_g W_{mw}, \quad q_m \Big|_{y=h} = 0 \quad (5.35)$$

5.2.4 差分式及び計算アルゴリズム

独立な変数は流体の速度 u_j 、圧力 p 、乱流エネルギー k 、粘性消散率 ε 、ミストの粒径分布関数 n 、異核の数密度比 η 、水蒸気重量比 w_v 、及び温度 T の8変数であり、それに対する基礎式は、連続の式(5.3)、気相の運動方程式(5.4)、乱流エネルギーの輸送式(5.5)、粘性消散率の輸送式(5.6)、粒径分布関数の保存式(5.14)、異核の数密度の保存式(5.23)、水蒸気重量比の保存式(5.26)、及びエネルギー保存式(5.27)である。

このうち式(5.3)(5.4)(5.5)(5.6)(5.26)(5.27)は x, y 方向2次元の座標空間であるが、粒径分布関数 n の保存式(5.14)は x, y, r 方向3次元、異核の数密度比 η の保存式(5.23)は x, y, r, r_p 方向の4次元空間である。

各々の輸送式はスタガードメッシュを用いて離散化し、速度 u_j はセル境界で定義し他の変数はセル中心で定義する。

空間の差分スキームとして気相の運動方程式(5.4)の対流項にはQUICK(5.15)を、拡散項には中心差分を、また他の輸送式の移流・拡散項にはHYBRIDスキーム(5.16)を用いる。グリッド数は x, y, r, r_p 方向に $120 \times 22 \times 26 \times 26$ である。

式(5.3)と式(5.4)の u_j と p の連成には速度圧力同時緩和法(5.17)を用いて定常解を求める。 k, ε, T, W_v には2次元であるためADI法(5.18)を、 n と η には r 及び r_p 軸に対して陰解法を用いる。

7本の輸送式は互いに複雑に連成しているため時間進行法で定常解を求めることにした。まず予備計算として、平板内には異核がないものとして速度場(u_j, p, k, ε)と温度(T)並びに水分重量比(w_v)の定常解を時間進行法で求めた。この段階ではミストの発生も成長もないが、壁面への熱及び物質移動は評価され、気相の平均流速と乱流特性には浮力の影響が加味されている。次に、

この速度及び温湿度場を初期状態($t=0$)として粒径分布関数の保存式並びに異核の数密度の保存式を含めて全体が定常になるまで再度時間ステップを進めた。 $t=1.5 U_0/L$ 経過後, 出口端における粒径分布関数は $\Delta t=0.1 U_0/L$ 前の値と0.1%以下の誤差で一致し, 定常に達したものと判断した。なお, 予備計算を省くと発散が著しく定常解に至らなかった。

5.3 数値解析結果

5.3.1 流速及び渦粘性分布

Fig.5.3に主流(x)方向の平均流速 u_x と温度 T の断面分布を示す。通過流体は上下の壁面で冷却され主流(x)方向に負の温度勾配がある。従って, 温度勾配による自然対流の影響を受け上面近傍は加速, 下面近傍は減速され, 流速分布を見ると, 上壁面近傍では速度勾配が大きく強い剪断力が発生するのに対して, 下面では速度勾配が小さい。なお, 下流に至るほど主流(x)方向の温度勾配は小さくなるため上面近傍の速度勾配はやや緩やかになる一方, 下面近傍の速度勾配はやや急になる。

断面内の温度分布は上半領域は不安定成層となるため上面近傍は強い温度勾配が見られるが中心部に近づくと温度勾配は小さい。一方, 下半領域は安定成層となり, 広範囲に涉ってほぼ一定の温度勾配と成っている。これは下壁面における速度勾配が小さく, その結果Fig.5.5に示される様に乱流拡散が小さくなるためである。

Fig.5.4に乱流エネルギー k の空間分布を示す。上壁面近傍は主流の速度勾配が大きいため下壁面近傍に比べて式(5.5)の生成項 P が大きく, その結果上壁面近傍の k は下壁面近傍に比べて3~4倍大きくなっている。さらに, 浮力による乱流生成項 G は温度勾配が最も大きくなる上壁面の入り口付近が最も大きく, この影響により k は上半域の $x/h=50$ 付近が最も大きくなっている。

Fig.5.5に渦粘性係数 ν_t の空間分布を示す。壁面近傍は乱流エネルギーの粘性消散率 ε が大きくなるため ν_t は壁近傍で減衰する。下壁面近傍の ν_t は上壁面近傍に比べて著しく小さく, 温度分布の成層化を助長するだけでなく, ミストの拡散にも大きな影響を及ぼす。

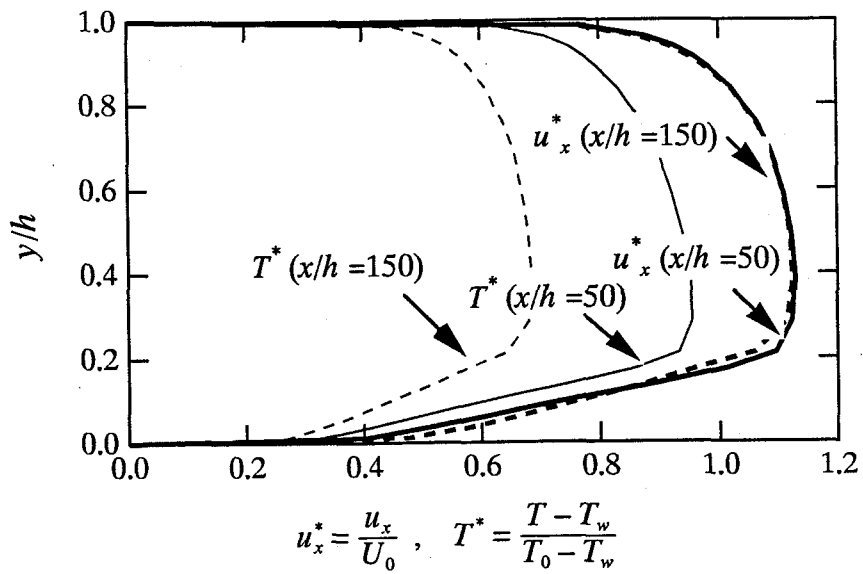


Fig.5.3 主流方向の流速分布と温度分布

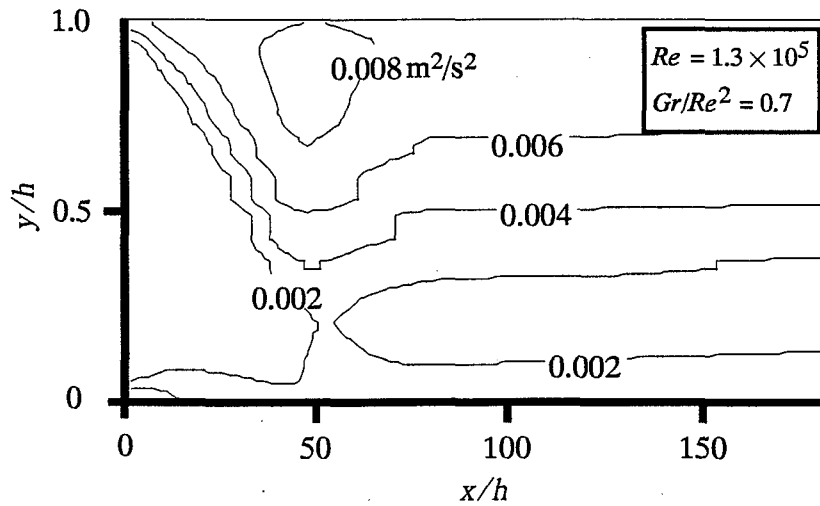


Fig.5.4 乱流エネルギーの空間分布

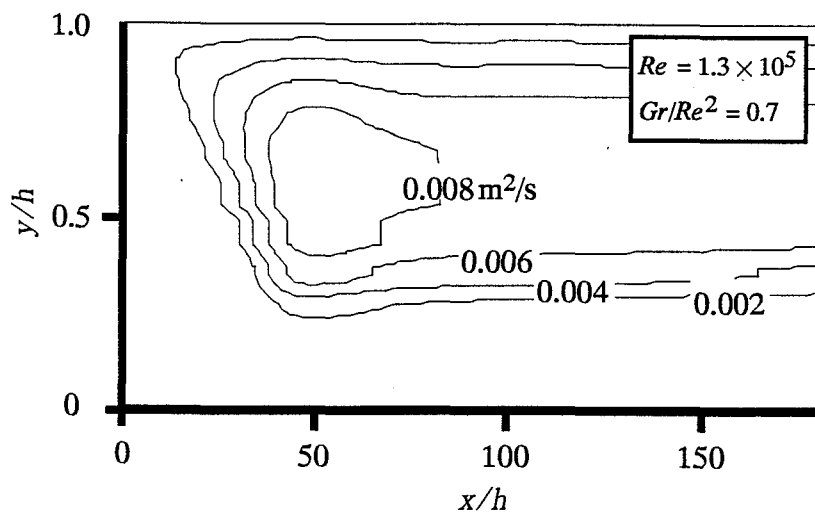


Fig.5.5 渦粘性分布

5.3.2 水蒸気及びミスト重量比の空間分布

Fig.5.6に無次元温度 T^* の分布を、Fig.5.7に無次元水蒸気重量比 W_v^* の分布を示す。上下面から冷却されるため流れの主流方向に沿って水蒸気量及び温度が降下し、入口から $x/h=40(80m)$ に至って断面全体が飽和に達し、その後はFig.5.8に示すようにわずかに過飽和となっている。

過飽和状態である $x/h>40$ において0.8以下の T^* と W_v^* のコンターを比較すると、温度分布の主流方向(x)変化に比べて水蒸気重量比の x 方向変化が大きくなっているが、これは過飽和領域においてはミストの発生により水蒸気量が低下するためである。 T^* と W_v^* の分布を見ると $Gr/Re^2=0.7$ であるため流れ場は浮力の影響が無視できず、Fig.5.3に示したように上面近傍は不安定成層、下面近傍は安定成層となり、その結果、温度及び水蒸気重量比は上下に非対称である。

Fig.5.8に過飽和度 $\phi(=p_v/p_g)$ の分布を示す。入り口は不飽和状態であり、 $x/h=40(80m)$ に至って断面全体が飽和 $\phi=1$ に達している。その後は平板間中心付近の過飽和度は1.006でほぼ一定となっている。これは、ミストの発生によって過飽和度が緩和されたものである。

上面近傍の過飽和度 ϕ は下面近傍に比べて下流域で特に大きい。これは後述するように比較的大きな異核は入口近傍でミストとなって沈降し上面近傍の異核の数密度が減少するとともに、比較的小さな異核がミスト生成の主体となり、これに平衡する蒸気圧が上昇するためである。一方、下面近傍の過飽和度は入り口近傍では上壁面とほぼ等しいが、下流に至るにつれて重力沈降により粒径の大きなミストが集まるため、 $x/h>50$ において過飽和度は緩和され急激に小さくなる。なお、過飽和度の最大は1.02であり、このレベルでは自己核生成はしないものと考えられる。

Fig.5.9に無次元相変化量 J^* の分布を示す。ここで、 $J^*>0$ はミスト成長を表し、 $J^*<0$ は成長したミストの蒸発を表す。入り口近傍は上面と下面ではミスト発生量はほぼ等しいが、下流に至るにつれて上面近傍でのミスト凝縮量は下面に比べて著しく多くなるが、これは上面近傍は過飽和度が高い事、壁面近傍の水蒸気量が多い事、さらに乱流拡散により異核の壁面への補給が多い事の相乗効果によるものである。しかし平板中心付近では過飽和度が低く、ミストはほぼ平衡径にまで成長しているため J^* は少ない。

入口近傍 $x/h<5$ では上面で生成したミストは重力沈降と乱流拡散により不飽和領域に進入するため、再蒸発する領域(図中破線)が生じている。ここではミストは瞬時に異核に戻るのではなく、流下・沈降しながら粒径が減少しやがて主流の飽和領域に流入し再びミスト成長を開始する。

無次元ミスト重量比 W_m^* は Fig.5.10 に示すように過飽和域となる $x/h > 40$ で急激に増加し、 $60 < x/h < 130$ の区間が最も多い。さらに下流域 ($x/h > 130$) では水蒸気量が減少すること、また後述 Fig.5.13 に示すように沈降によって粒子が底面に沈着し異核の数密度が減少することのため W_m^* は減少する。

$x/h > 70$ における等ミスト重量比線 ($W_m^* = 0.09 \sim 0.06$) の勾配を見ると上面近傍ではミスト生成の影響が強く現れているが、 $0 < y/h < 0.7$ では x 軸に対する y 軸方向の勾配は主流速度 (1m/s) に対する代表的なミスト (半径 $10 \mu\text{m}$) の沈降速度 (0.012m/s) の比 (83:1) にほぼ等しく、その結果 W_m^* は底面に近いほど大きくなっている。このように $Re = 1.3 \times 10^5$ では重力沈降の影響が強いことが示された。Fig.5.11 には比較のため入り口流速を $U_0 = 0.5 \text{m/s}$ とした場合の無次元ミスト重量比 W_m^* 分布を示す。主流速度が低下すると重力沈降の影響はさらに大きくなり、等ミスト重量比線の勾配は垂直に近づく。特に低流速では重力沈降による異核の数密度の減少の影響が著しく、その結果 W_m^* は少なくなる。

入り口近傍の W_m^* 分布を見ると不飽和領域 (Fig.5.9, $\phi < 1$) にミストの発生が認められるが、これは上面で生成したミストが重力沈降と乱流拡散により不飽和領域に進入し、再蒸発状態にある事による。

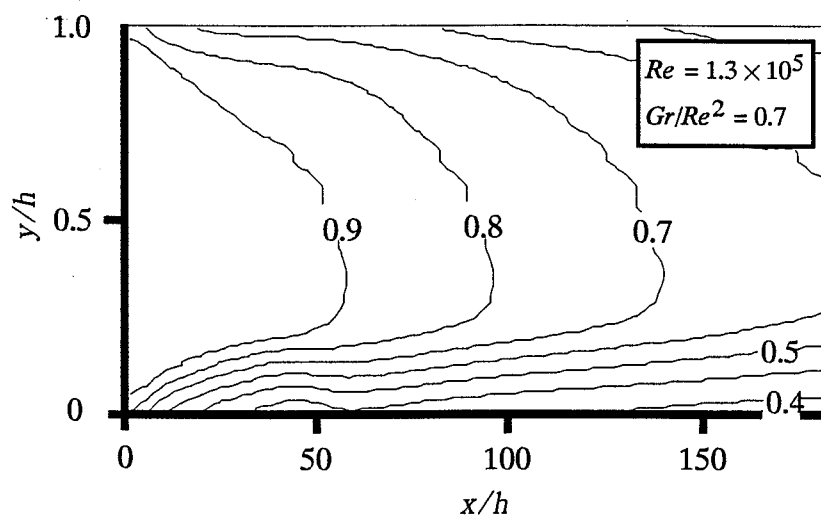


Fig.5.6 無次元温度 T^* の空間分布
 $T^* = (T - T_w) / (T_0 - T_w)$

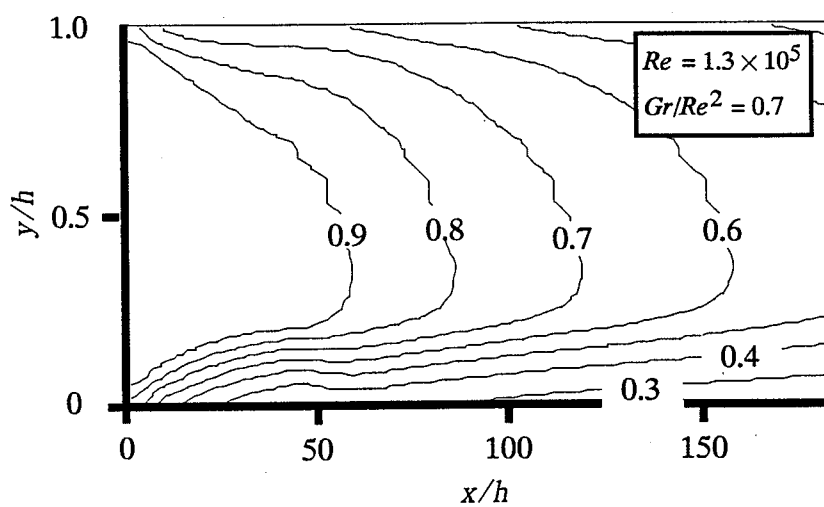


Fig.5.7 無次元水蒸気重量比 W_v^* の空間分布
 $W_v^* = (W_v - W_{vw}) / (W_{v0} - W_{vw})$

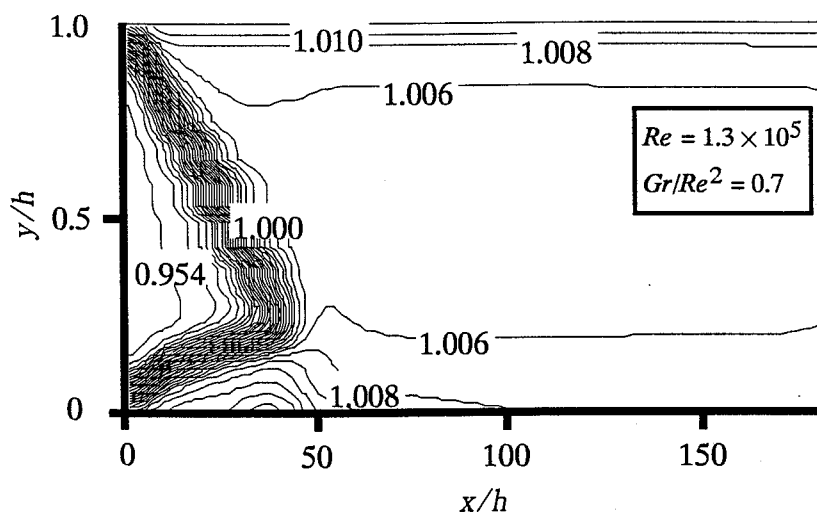


Fig.5.8 過飽和度 ϕ の空間分布

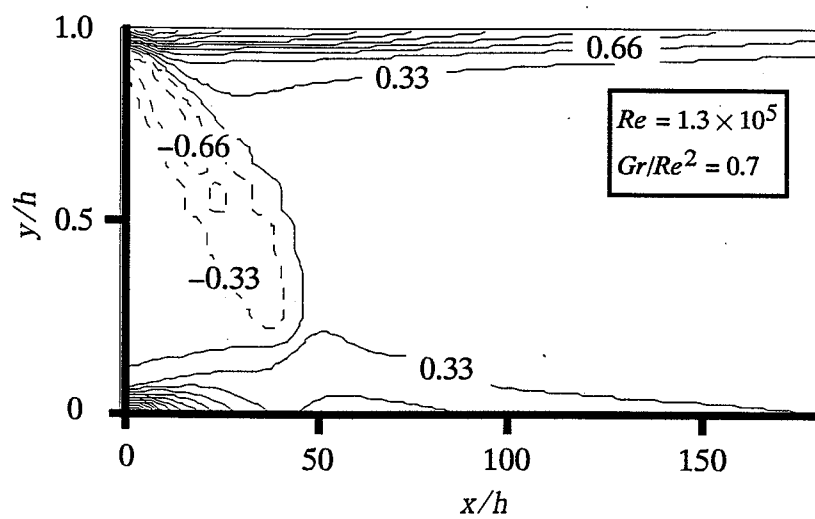


Fig.5.9 無次元相変化量 J^* の空間分布

$$J^* = JL / [\rho_a U_0 (W_{v0} - W_{vw})]$$

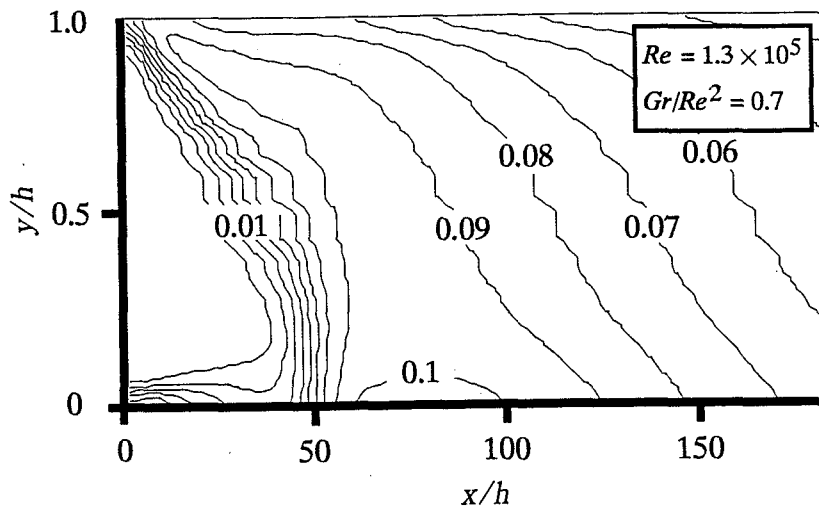


Fig.5.10 無次元ミスト重量比 W_m^* の空間分布 ($U_0=1\text{m/s}$ の場合)
 $W_m^* = W_m / (W_{v0} - W_{vw})$

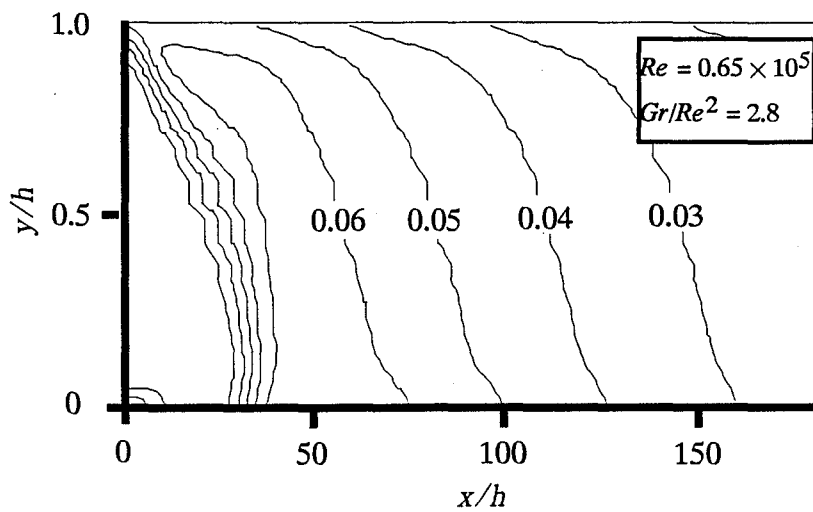


Fig.5.11 無次元ミスト重量比 W_m^* の空間分布 ($U_0=0.5\text{m/s}$ の場合)
 $W_m^* = W_m / (W_{v0} - W_{vw})$

5.3.3 ミストの粒径分布

Fig. 5.12に $x/h=150$ における粒径分布関数 n の高さ方向(y)の変化を示す. 上壁面近傍($y/h=0.975$)では過飽和度 ϕ が1.014と高く, $r_p=0.15\mu\text{m}$ 以上の異核に対してミスト生成が起こり粒子径が大きくなるため, $0.1\sim 0.5\mu\text{m}$ の粒径分布は異核の入り口条件 n_{p0} に比べて極端に少なく, 代わって半径 $0.5\sim 20\mu\text{m}$ のミストが発生している. 半径 $0.5\mu\text{m}$ 以上のミストの数密度は成長初期過程のため $r=6\mu\text{m}$ をピークとするなだらかな分布である.

平板間中心 ($y/h=0.5$) では, ミストが上流から成長・沈降しながら流下して来るため, 過飽和度 ϕ は1.006まで緩和され, これに平衡な臨界半径 $r_c=8.5\mu\text{m}$ のミストの数密度がピークとなっている. ここに臨界半径 r_c は式(5.16)よりミスト成長速度を0と置くことにより次式で算定される.

$$r_c = \frac{2\sigma}{RT\rho_l \ln(\phi)} \quad (5.36)$$

$\phi=1.006$ では $0.5\mu\text{m}$ 以下の異核に対して新たな不均一核生成は起こらず, ミスト成長は平衡状態に達しているため, Fig. 5.9に示したように相変化速度は極めて小さい. したがって平板間中心部では上流から流下する多量の異核が合流するため, $0.5\mu\text{m}$ 以下の数密度は増加している.

下面近傍($y/h=0.025$)ではさらに成長したミスト (ピーク半径 $12\mu\text{m}$) が沈降により集積するとともに低温面に接するため, 過飽和度は1.008まで上昇し上流から流下してきた $0.3\mu\text{m}$ 以上の異核に対してミストが発生する. 粒径分布を見ると上流から流下・沈降してきたミストは $10\mu\text{m}$ にピークを形成し, 新たにミストに成長した分は $0.3 < r < 6\mu\text{m}$ の成長初期過程の分布となっている.

Fig. 5.13に平板間中心 ($y/h=0.5$) における粒径分布関数 n の主流方向(x)の変化を示す. 入り口付近($x/h=25$)では上面の過飽和領域で成長したミストは乱流拡散と沈降により不飽和領域に進入するため再蒸発過程にあり (Fig. 5.9参照), 従って $r > 0.5\mu\text{m}$ のミスト数密度は少なく, また $0.7\sim 20\mu\text{m}$ 間にほぼ一様に分布している. $x/h > 40$ では断面全体は $\phi=1.006$ でほぼ一定でありミストは安定的に存在し, 下流に至るほど臨界半径 r_c 以下のミストは再蒸発し, 臨界半径以上のミストはゆるやかに成長を続けるため臨界半径を中心として数密度のピークは先鋭化するが, ミストの下面への付着により総粒子数 N 自体は減少する.

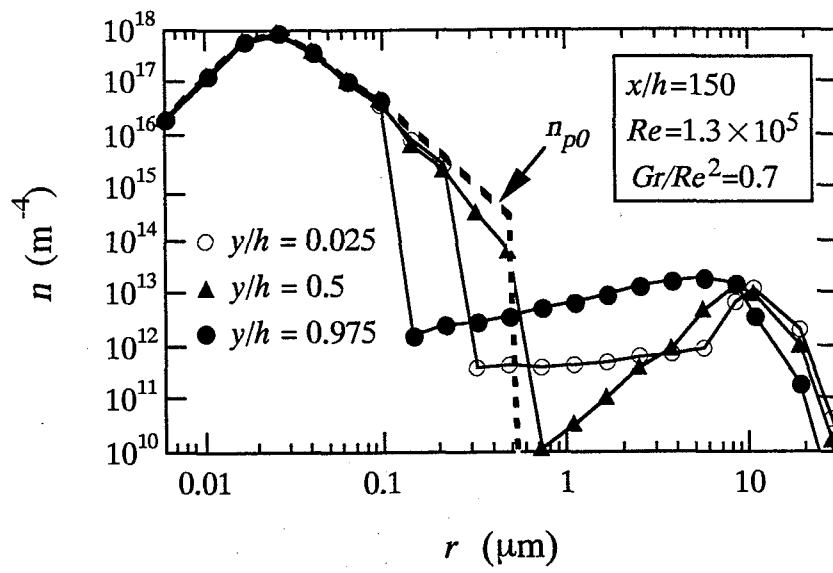


Fig.5.12 粒径分布関数 n の y 方向の変化

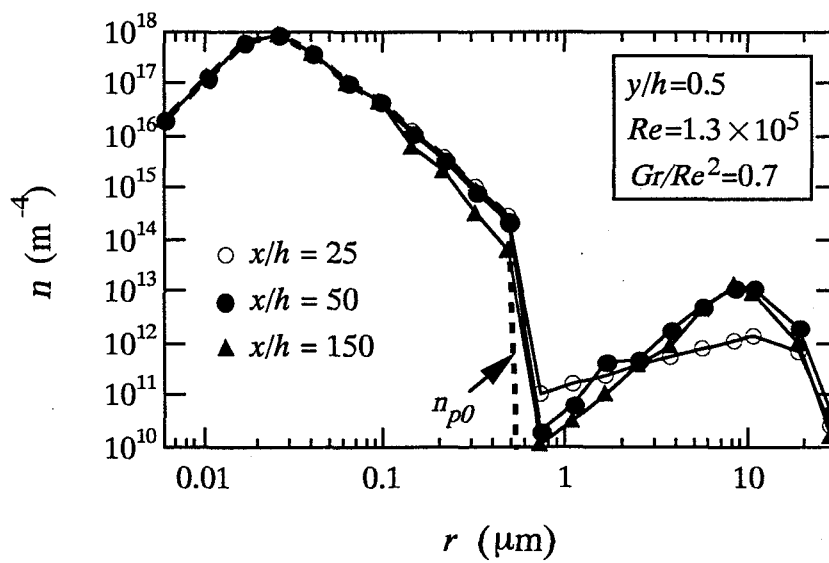


Fig.5.13 粒径分布関数 n の x 方向の変化

5.3.4 異核の粒径分布の影響

Fig.5.14に入り口における異核の粒径分布関数 n_{p0} が異なる場合のミストの粒径分布関数 n の計算例を示す. ここでCase A⁻, A, A⁺はいずれも n_{p0} (図中破線)のピークが $r_p=0.025\mu\text{m}$ であるが, 半径 $0.03\mu\text{m}$ 以上の分布は大きく異なり, Case A⁻は大気中の塵の粒径分布(Case A)に対してフィルター操作を行って比較的大きな異核を除去した場合, Case A⁺は逆に大きな異核を混入させた場合に相当する. $r_p=0.03\mu\text{m}$ 以上の異核が少ない程ミスト発生数は少なく, $r=8.5\mu\text{m}$ で比較すると Case A⁺では $n=10^{14}$ に対して Case A⁻では約1/100まで減少し, $0.03\mu\text{m}$ 以上の大きな異核の除去はミストの低減に有効である事が示された.

Case A⁺ではCase A⁻に比べて $1\sim5\mu\text{m}$ の小さな半径のミストの割合が大きく, かつピーク値となる r_p が小さい. これは Case A⁻では壁面近傍の過飽和度 ϕ が1.024と大きく, 境界層内で急激にミストが成長するのに対して, Case A⁺では異核数が多くミスト発生量が大いいため壁面近傍の過飽和度が1.009と低くなり, ミスト成長速度が小さいためである.

代表的な粒子半径 $r=10\mu\text{m}$ のミスト群に含有される異核の数密度比 η の粒径分布をFig.5.15に示す. 壁面における最大過飽和度に対応する臨界半径 r_{cw} 以上の異核はミストの凝縮核となり, 同一半径のミスト群に含有される異核には粒径分布が生じる. 比較的大きな異核は上流でミストに成長し底面に付着するため, 十分下流側($x/h=150$)での η の粒径分布は壁面における臨界半径 r_{cw} をピークとした急峻な分布である.

異核の粒径分布の影響を見ると $r_p=0.03\mu\text{m}$ 以上の異核が少ない程, 壁面近傍の過飽和度が大きくなるため臨界半径 r_c は小さく, したがって η が最大となる r_p は Case A⁺では $r_p=0.35\mu\text{m}$ であるのに対して, Case A⁻では $r_p=0.06\mu\text{m}$ と小さい. しかし, これら η が最大となる r_p に対応する異核の数密度 n_{p0} は異核の粒径分布のピーク値($n_{p0}=8.5\times 10^{17}$)の1/100以下であり, このことから数密度は小さくとも不均一核生成への寄与度は $0.03\sim1\mu\text{m}$ の異核が大きいことがわかる.

なお, 異核がないと仮定した場合の最大過飽和度は1.1であり, これに対応する臨界半径($r_c=0.01\mu\text{m}$)以下の異核に対してはミストは発生しない.

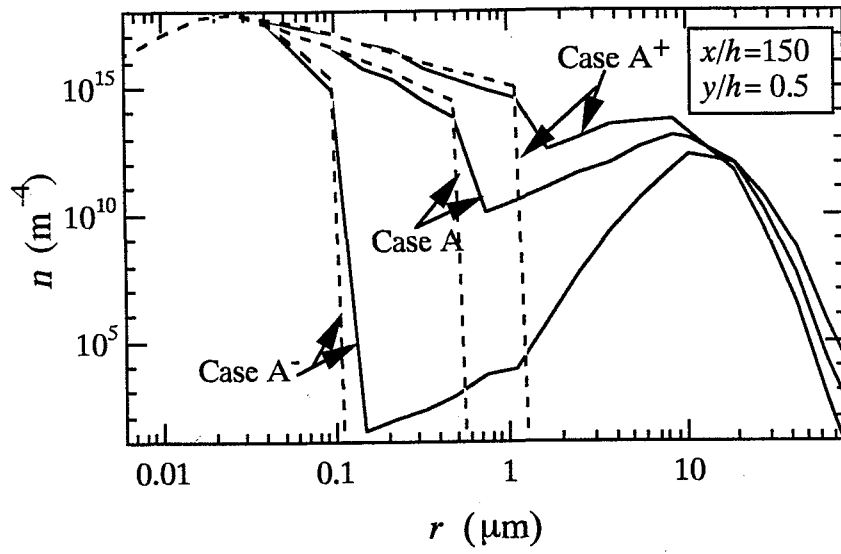


Fig.5.14 粒径分布関数 n に及ぼす異核の粒径分布関数 n_{p0} の影響
(破線：異核の粒径分布 n_{p0})

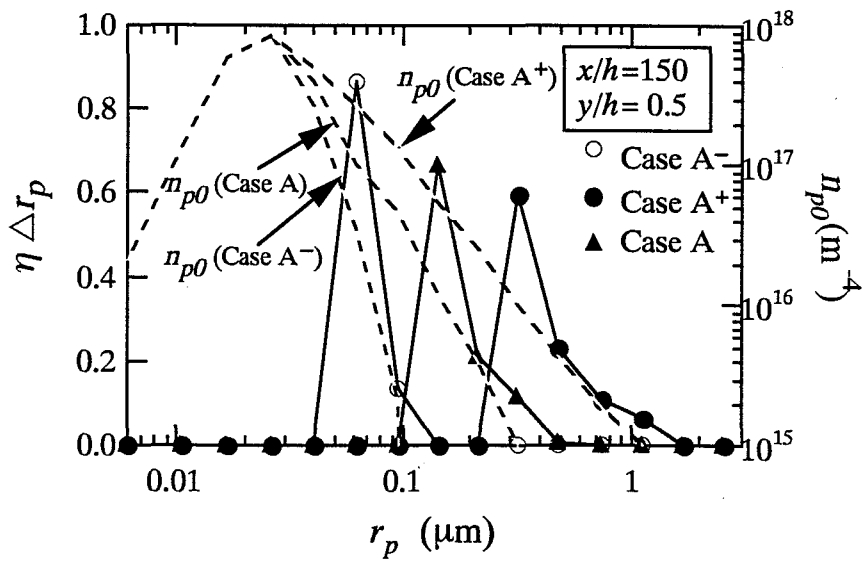


Fig.5.15 10 μmのミスト中の異核の数密度比 η の粒径分布

5.3.5 壁面における熱及び物質伝達

Fig.5.16に局所ヌセルト数 Nu 及び局所シャーウッド数 Sh の分布を示す。 Nu, Sh は $y/h=0.5$ の値(T_{cent}, W_{cent})を用いて次式で定義する。

$$Nu = \frac{q_T h}{\lambda_a (T_{cent} - T_w)}, \quad Sh_{v,m} = \frac{q_{v,m} h}{D (W_{cent} - W_w)} \quad (5.37)$$

ここで、ミストのシャーウッド数 Sh_m はミストの重力沈降による底面への液水の付着量の無次元表示であり、水蒸気重量比のシャーウッド数 Sh_v は水蒸気の壁面への直接的な凝縮量の無次元表示である。

ミストの下面への沈着(Sh_m)は $x/h < 40$ では下面の境界層内で生成したミストが沈着したものであり、境界層が発達するにつれて境界層に侵入する異核が減少するために過飽和度は増加するが (Fig.5.8 参照)、ミスト沈着量は低下している。しかし、断面全体が過飽和となる $x/h > 40$ では Sh_m は急激に増加し、 W_m が最も大きい $x/h=60$ で最大となり、 W_m の減少に伴って下流側では再び低下している。 Sh_m は入りの極近傍を除くほぼ全区間において水蒸気の壁面凝縮(Sh_v)に比べて著しく大きく、ミスト沈降の影響は水分伝達に対して支配的となっている。

上面は不安定成層であり乱流拡散の影響が大きいので、 Nu 及び水蒸気の壁面への凝縮量 Sh_v は下面の値に比べて大きく、境界層の発達領域を除いてほぼ一定である。またミストが生成すると水蒸気量が減少するため Sh_v は低下し、潜熱が放出されるために Nu は上昇する。その結果ルイス数(Sh_v/Nu)はミスト生成のない場合は約1であるのに対して0.7まで低下している。

ミストの底面への沈着には重力沈降の他に乱流沈着が考えられる。ここでは、Friedlanderの式^(5.1)を用いて乱流沈着速度 k [m/s]の影響を検討する。

$$\frac{k}{U} = \frac{\rho_p^2 d_p^4 \rho_p^2 U^4}{6.1 \times 10^5 \mu^4} \left(\frac{f}{2}\right)^{5/2} \quad \frac{sU}{v} \left(\frac{f}{2}\right)^{1/2} < 5 \quad (5.38)$$

ここに、 U は主流速度、 f はFanningの摩擦係数、 s は停止距離とする。停止距離 s は乱流速度を用いて次式で表す。

$$s = \frac{d_p^2 \rho_p \sqrt{u'^2}}{18\mu} \quad (5.39)$$

Fig.5.17に重力沈降及び乱流による慣性沈着の速度を示す。乱流沈着の影響が現れるのは主流速度が10m/s以上でミスト粒径が $20 \mu\text{m}$ 以上の場合と考えられ、本ケースの様に主流速度が1m/sと比較的小さい範囲では乱流沈着は重力沈降に比べて十分小さい。

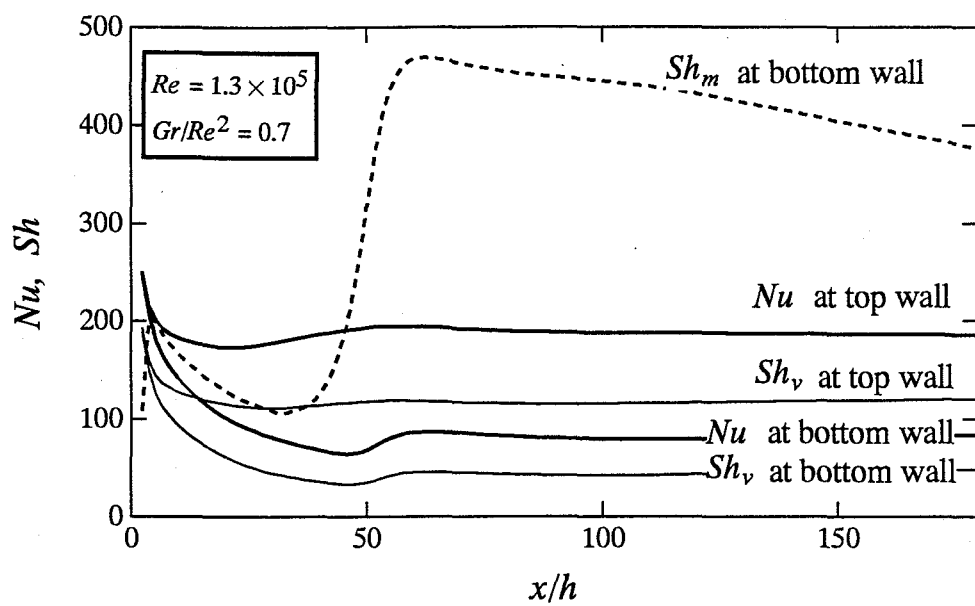


Fig.5.16 局所ヌセルト数 Nu 及び局所シャーウッド数 Sh_m , Sh_v の x 方向分布

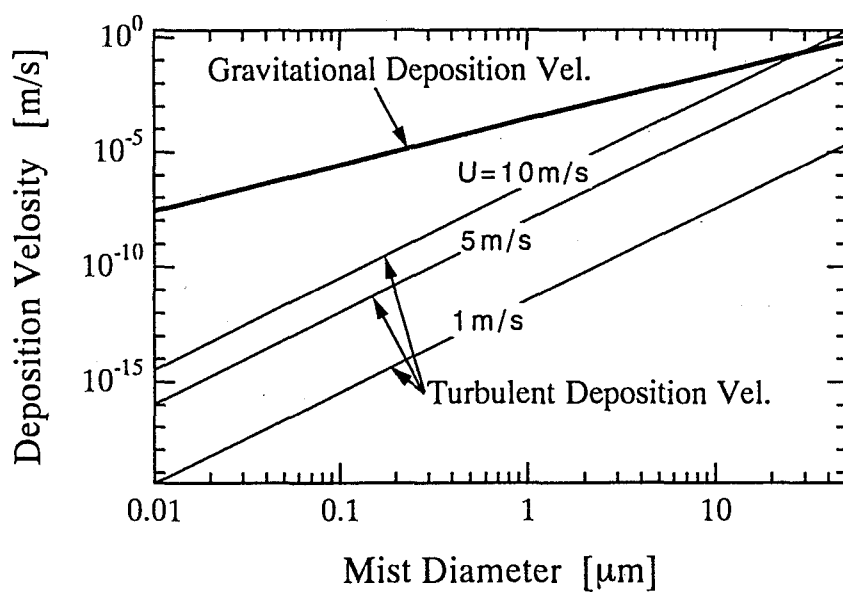


Fig.5.17 重力沈降速度と乱流沈着速度の比較

5.3.6 ミストと乱流の相互作用

底面における平均ヌセルト数 $\overline{Nu}$ 、平均シャーウッド数 $\overline{Sh}_m$ 、 $\overline{Sh}_v$ 及び平均ミスト重量比 $\overline{W}_m^*$ とレイノルズ数 Re の関係をFig.5.18に示す。 $\overline{Nu}$ 、 $\overline{Sh}_v$ は Re の増加とともに単調に増加するが、 $\overline{Sh}_m$ は $Re > 6 \times 10^5$ では減少傾向である。これは U_0 が増加する事により重力沈降の効果が主流方向の移流と乱流拡散に比べて相対的に小さくなり、生成したミストの大部分が下流に流されるためである。重力沈降の影響が顕著となるのは

$$\frac{u_m}{U_0} \frac{L}{h} = u_m^* L^* < 1 \quad (5.40)$$

であり、 $r=10 \mu\text{m}$ のミストに対しては $Re > 3 \times 10^5$ に相当する。

Fig.5.18中、実線はミストと乱流の相互作用 (D_i 及び $\overline{f_i u_i}$) の効果を考慮した場合であり、破線は考慮しない場合である。ミストと乱流の相互作用は $Re > 4.5 \times 10^5$ では $r > 10 \mu\text{m}$ に対して $\Omega^{(1)}/\Omega^{(2)} < 1$ となるため無視できない。 $\overline{Nu}$ 、 $\overline{Sh}_v$ はミストのストークス抗力の影響で乱流が抑制されることにより低下し、その結果 $\overline{W}_m^*$ はミスト・乱流間の相互作用を考慮した場合では考慮しなかった場合に比べて約10%低下している。しかし、 $\overline{Sh}_m$ は乱流による拡散効果が低下し重力沈降がより強くなるため $Re=2.6 \times 10^6$ では $\overline{W}_m^*$ の傾向とは逆にミスト・乱流間の相互作用を考慮した場合では考慮しなかった場合に比べて約20%増加している。

Fig.5.19に異核の粒径分布関数の差が平均ミスト重量比 $\overline{W}_m^*$ とミストの底面への付着シャーウッド数 $\overline{Sh}_m$ に及ぼす影響を示す。ミスト発生数はCase A⁺が最も多いため (Fig.5.9参照)、 $\overline{W}_m^*$ はCase A⁻に比べて1.5~2倍である。しかし $\overline{Sh}_m$ は逆にCase A⁻が最も大きい。これはCase A⁻では半径 $10 \mu\text{m}$ 以上の大きなミスト数が多いためであり、微小ミストの多いCase A⁺に比べて Re の影響を受けにくいことによる。

今回の算定では、ミストの乱流への影響はストークス力による乱流エネルギーの消散のみを考慮したが、ミストの後流渦による乱流生成も考えられる。ミストの後流渦の性状は粒子流体間の相対速度に基づいた粒子レイノルズ数によって表される。ここで、直径 $20 \mu\text{m}$ のミストの沈降速度は 0.01m/s であり粒子レイノルズ数 Re_p は 0.01 となる。Hetsroni^(5.19)によれば粒子レイノルズ数 $Re_p < 110$ では粒子による乱流強度の増加はないとされている。従って、 Re_p の観点からは粒子の存在による乱流の生成は消散に比べて小さいものと考えられる。

一方、Gore&Crowe^(5.20)は乱流のマクロスケール l_e と粒子径 d_p の関係から既

往の実験値の整理を行っている。それによれば、

$$\frac{d_p}{l_e} \sim 0.1 \quad (5.41)$$

を境にして乱流強度の増加が認められる。

トンネル内のミスト成長においては乱流のマクロスケール l_e を

$$l_e = C_\mu \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (5.42)$$

で見積もると

$$\frac{d_p}{l_e} \approx 10^{-4} \quad (5.43)$$

となり d_p/l_e の観点からも粒子の存在は乱流の消散に作用する領域にあると言える。なお、 k - ε モデルにおいて乱流エネルギー k の輸送式中の生成項 P の扱いはElghobashi&Abou-Arab^(5.21)によって検討されている。ミストの存在することによる乱流エネルギー k の生成は2相流の体積比の乱流相関項である。しかし、トンネル内のミストではミストの体積比($V_m = W_m \rho_a$)は 10^{-4} のオーダーであり、生成項 P への影響は無視できる。従って、式(5.5)による算定は妥当と言える。

Hinze^(5.22)によれば等方性乱流のスペクトル密度関数 f は次式であたえられる。

$$f(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (5.44)$$

ここに、代表時間 τ は次式で見積もる^(5.23)。

$$\tau = \frac{5}{12} \frac{k}{\varepsilon} \quad (5.45)$$

Fig. 5.20に $Re=1.3 \times 10^5$ におけるスペクトル密度関数 $f(\omega)$ とSoo^(5.11)による粒子振動の応答係数 $\Omega(1)/\Omega(2)$ を示す。ミストの代表半径は $r=10 \mu\text{m}$ であり、粒子振動の応答係数が $\Omega(1)/\Omega(2) < 1$ となるのは $\omega > 100\text{Hz}$ に対してである。しかし、 $\omega > 100\text{Hz}$ ではスペクトル密度関数 $f(\omega)$ は 10^{-4} のオーダーと小さく、式(5.12)で表される粒子運動による乱流減衰効果は小さい。

本論文では角周波数 ω に対する積分項を簡略化し、 k と ε から求まる積分ス

ケールの代表角周波数 $\omega_c = 2\pi\varepsilon/k$ について評価している。Fig.5.21は流体による乱流エネルギー消散率 ε とともに乱流スペクトルを考慮した場合(Case1: 式4.6.3)及び代表角周波数のみ考慮した場合(Case2: 式4.6.4)のミストによる乱流エネルギーの減衰項の比較を示す。Case1とCase2はほぼ同オーダーであり、y方向の分布性状も良く似ている。従って、代表角周波数 ω_c による評価は式(5.12)の第一次近似として有効と思われる。また、Case1, Case2とも乱流エネルギー消散率 ε より十分小さく、風速、ミスト径、及びミストの体積比とも小さい実用上のトンネルではミストによる乱流エネルギーの減衰は重要ではないと結論される。

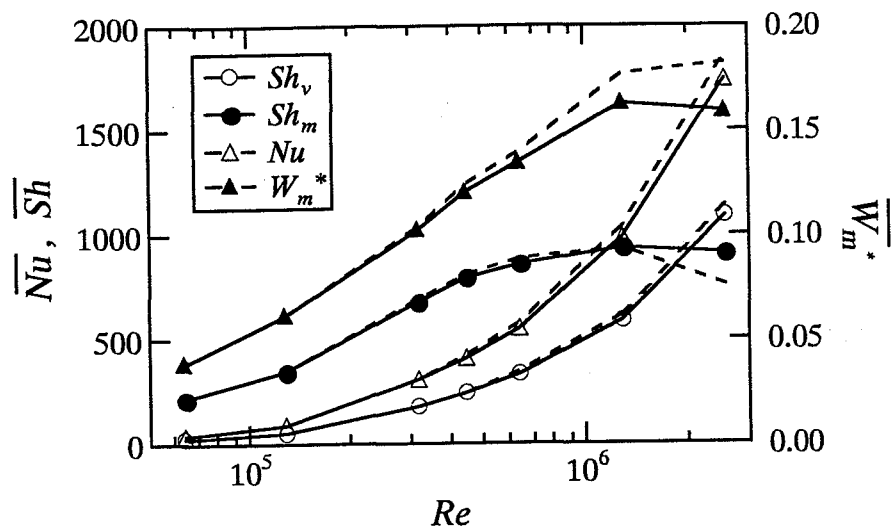


Fig.5.18 平均ミスト重量比 $\overline{W}_m^*$ 及び底面における平均シャーウッド数 $\overline{Sh}_v$, $\overline{Sh}_m$ とレイノルズ数 Re の関係
(実線：ミスト・乱流間の相互作用を考慮，破線：ミスト・乱流間の相互作用を考慮せず)

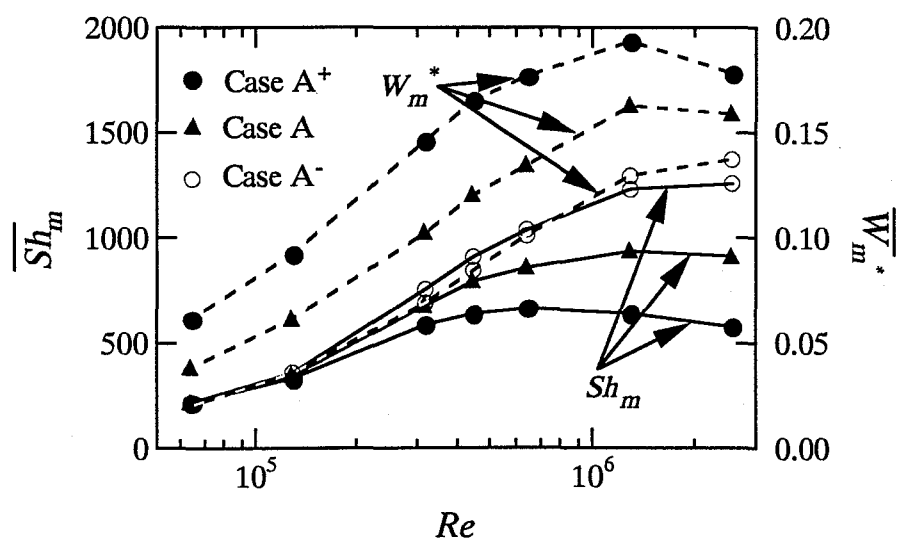


Fig.5.19 平均ミスト重量比 $\overline{W}_m^*$ 及び底面における平均シャーウッド数 $\overline{Sh}_m$ に及ぼす異核の粒径分布関数の影響

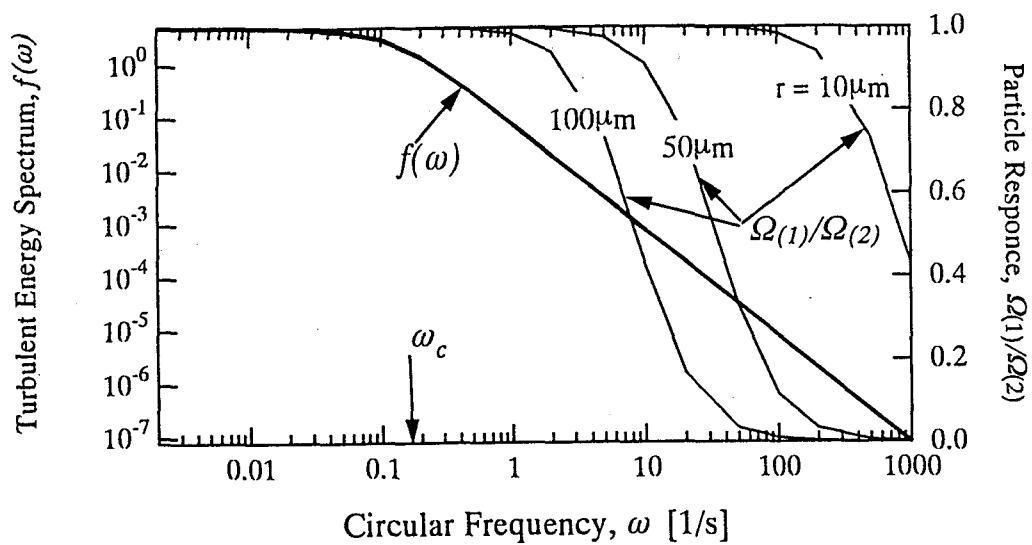


Fig.5.20 乱流エネルギースペクトルとミスト粒子の振動応答係数

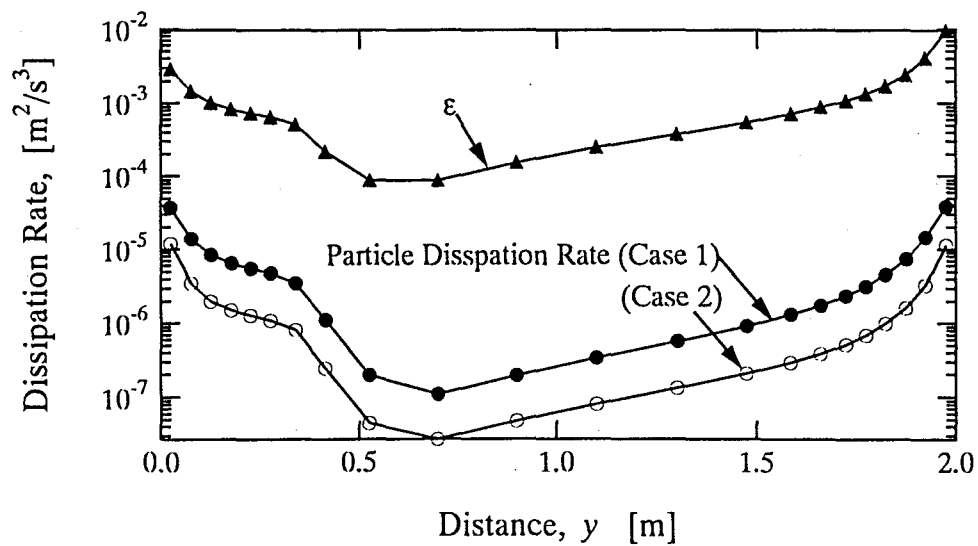


Fig.5.21 乱流エネルギーの散逸率とミスト粒子による乱流低減効果の比較
($Re=1.3 \times 10^5$, $x/h=150$)

5.4 結論

異核の粒径分布、重力沈降、及び粒子と乱流の相互作用を考慮した不均一核生成と水蒸気ミストの数値解析を行い、以下の結果を得た。

- (1) 大気中の塵を異核としたミスト生成・成長では、過飽和度や水蒸気ミストの発生量及び粒径分布に異核の数密度分布の影響が強く現れ、特に半径 $r_p = 0.03 \mu\text{m}$ 以上の異核の数密度のコントロールがミスト発生量の低減につながることを示唆された。
- (2) $u_m^* L^* < 1$ では重力沈降の影響が著しく、底面へのミスト沈着量は壁面凝縮量に比べて多い。そのためミストが充満した下流側では粒子数と水蒸気量の低下に伴ってミスト浮遊量は次第に減少する。
- (3) $Re < 4 \times 10^5$ ではミストと乱流の相互作用は小さく無視できる。 $Re > 4 \times 10^5$ ではミストのストークス抗力により乱流が抑制されるため、ミスト重量比 W_m 、ヌセルト数 Nu 、水蒸気シャーウッド数 Sh_v は減少したが、ミスト付着のシャーウッド数 Sh_m は重力沈降の影響がより強くなるため $Re > 1.3 \times 10^6$ ではミストと乱流の相互作用を無視した場合に比べて大きい。

本解析結果は地下発電所の吸気トンネルの中間部で発生する霧（2章2.2.4項）のメカニズムを説明するものと思われる。解析結果からは霧の抑制には、換気風速を低下させ霧の発生量を減少させると共に発生区域を限定させる事、大気中の異核のうち比較的大きな粒子を除去する事が有効と考えられる。

実トンネルの予測にあたっては、空間3次元の解析並びに壁面温度のトンネル軸方向の分布を考慮する必要がある。今回の解析範囲を越える。また、解析精度の検証には実トンネルにおける詳細な測定が必要であり、今後の課題である。

第6章 総括

地表面下50m以上の大深度に建設される地下利用施設においては、周辺地盤の影響を詳細に考慮した温湿度予測法の確立が空調・換気設計上重要となっている。また、地下構造物と地下水との間の熱・水分相互作用は未解明の問題であり、地下水の流動に伴って地下構造物の周辺地盤への影響が懸念されている。

このような観点から、本研究は地盤・壁体・地下空間相互の熱・水分の移動と相変化のメカニズムを解明することにより、まず代表的な大深度・大規模地下施設である地下発電所の熱環境の長期間に渉る実態調査並びに解析を行った。また、ここで明らかになった問題点のうちトンネル周辺の飽和地盤内の非定常熱移動、毛細多孔質であるコンクリート壁体内の不飽和熱・水分移動、及びトンネル内に発生するミストの核生成機構と成長について詳細な実験・解析を行った。

主な結果を以下に示す。

大規模な大深度地下利用施設の熱環境の特徴の把握を目的として、11年間に渡って揚水式地下発電所の温湿度の実測を行った。その結果、外気並びに空洞内発熱量の日変動、季節変動、及び経年変動の空洞内温湿度に対する影響が明らかにされた。また、トンネル壁面における熱・水分移動が実測され、湿度の季節変動には周辺壁体の乾燥・湿潤特性の影響が著しいことが示された。また夏期、吸気トンネル内で著しい霧の発生が観測された。

複数のトンネルと地下大空洞で構成される大深度地下利用施設に対する非定常温湿度解析法として、換気網モデルによる数値解析法を提案した。岩盤温度の異なる2カ所の発電所において検証した結果では、温度解析精度は $\pm 1.5\text{K}$ 程度であり実用上十分な精度を有することが示された。また空洞内の発熱に変動のある場合の温度制御方法として前年度の発熱実績に基づく年間換気風量の設定法の提案を行った。

トンネル壁体温度が周期変動する場合の飽和地盤内の非定常熱移動の把握を目的として、水平円柱の壁面温度が正弦波状に変動する場合についてガラスビーズ充てん槽内の温度変動の実験及び数値解析を行なった。ダルシー領域では熱拡散が極めて小さいため自然対流では円柱上下方向に、強制対流では円柱下流側に周期的な熱溜りが発生した。この熱溜りの緩やかな消滅過程はダルシーレイリー数と無次元周期で整理され、数値解析結果は実験値と良く一致することが示された。非ダルシー領域では熱拡散が速いため熱溜まりは不明確となり、さらに無次元粒子径が0.1では壁面におけるチャンネル効果

及び粒子と流体間の熱非平衡の影響が顕著となった。この様子は、数値解析によって良く再現された。実トンネルに対しては、浸透性係数が 10^{-12}m^2 以下の地盤・岩盤は熱伝導で近似でき、日変動・季節変動の影響はトンネル近傍に限られるが、地下水流を伴う砂礫層に設置された直径10mの大断面トンネルにおいては季節変動に対する熱溜りの影響は下流側50m程度まで及ぶことが予測された。

地下空間の壁体表面からの乾燥と表面結露による湿潤過程の解明を目的として、モルタルコンクリートを対象に細孔内の水分・熱移動の実験・解析を行った。ここでは、従来のポテンシャル理論に代わって、多孔質構造に基づいた熱・水分移動モデルを提案した。電子顕微鏡観察と水銀圧入法による細孔径分布の測定結果からモルタルコンクリートをマクロ空隙と毛細管群にモデル化し、毛管接続率を導入することにより毛管圧及び浸透性の推定を行った。また、乾燥領域から飽和水領域まで統一した数値解析法を提示し、乾燥及び湿潤実験との比較を行った結果、解析法の妥当性が検証された。さらに、実トンネルを想定し3年間にわたる壁体からの吸放湿変化を解析し、実トンネルにおける季節的な乾燥・表面結露現象を明らかにした。

外気を導入するトンネルを上下に等温冷却面を有する2次元平行平板(幅2m, 長さ360m)にモデル化し、大気の塵を異核とした不均一核生成とミスト成長の数値解析を行った。ここでは、従来は取り扱われなかった異核の粒径分布関数の影響を厳密に考慮するため、ミストの半径次元と異核の半径次元を併せて4次元空間を対象とした解析手法を提示した。その結果、トンネル内の過飽和度やミスト発生量及び粒径分布に異核の粒径分布関数の影響が強く現われ、特に半径 $0.03\mu\text{m}$ 以上の比較的大きな異核の数密度の低減がミスト発生量の大幅な低下となることが示された。また重力沈降によって底面へミストが付着し浮遊ミスト数が減少するためトンネル奥に到るほどミスト発生量は次第に低下することが示され、実トンネルにおける現象が説明された。

今後の課題を以下に示す。

換気網モデルによる温湿度解析は揚水式地下発電所に関する限り実用上十分な精度を有しているが、壁体の乾燥・湿潤過程や地盤内の地下水の影響を考慮すれば、より精度の高い予測手法となり、さらに地下水の影響が大きくなる都市部の大深度地下利用施設を対象とした予測に対しても適用範囲が広

がるものと期待される。壁体並びに地下水については有効な解析方法が提示できたことから、原理的には換気網解析に組み込むことは可能と考えられる。しかしながら、壁体内の不飽和熱・水分移動を安定に解くには時間差分は100sと短くする必要がある、複雑な換気網を年のオーダーで計算をすることは現状のコンピュータの処理能力からは困難である。換気網解析による温湿度をマクロ予測として発展させるには、壁体の不飽和熱・水分移動及び地盤内の熱移動の簡易解析手法の開発が必要と考える。

飽和地盤の熱移動に関しては今回の実験・解析の結果、概略の傾向は把握できたものとする。しかし、均一粒子を用いたモデル地盤と実際の地盤では大きな隔たりがある。即ち実地盤では粒子径・透水性とも不均一であり地下水の流動状況も複雑であるため、均一粒子を仮定した実験・解析結果をそのまま適用する事には問題が多く、現状では予測精度を議論することはできない。しかし、大深度の地下水の流速及び流れ方向を測定すること自体極めて困難であり、実地盤を対象とした検証は現状では難しい。従って、不均一粒子層などを用いた実地盤に近いモデル実験を行い、壁面のチャンネル効果などの影響を検討することが今後の課題と考える。

コンクリート壁体の乾燥・湿潤過程では、交流インピーダンス法による局所液占率の測定は大きな誤差を含んでいるため、実験値と解析値の詳細な比較に基づいた毛管接続率の同定が十分に行えなかった。特に、液占率が急激に変化する場合において実験値と解析値の差が大きくなる傾向にあり、解析モデルの向上が今後の課題である。そのためには、局所液占率の測定法の確立が必要である。

トンネル内の霧の発生では、今回は霧の予測法を提示したにとどまっております、実トンネルにおける定量的な比較は今後の課題である。しかし、実トンネルを対象にするには3次元空間に解析を拡張する必要がある。そのためには、ミストの半径次元と異核の半径次元を加え5次元の解析となる。これは、現状のコンピュータ能力からは過酷である。むしろ、異核のフィルターリングによるミスト低減効果を実験的、実証的に明らかにするのは重要と考える。

< 謝 辞 >

本論文を結ぶにあたり、終始懇切な御指導を頂きました東京工業大学機械宇宙学科土方邦夫教授に深く謝意を表します。御教授、御討議の中から生まれた数々の示唆・アイデアは質・量とも本論文の範囲をはるかに越えて今後の研究の道しるべになるものであり、社会人大学院生として得た最大の収穫と確信しております。長崎孝夫助教授には常に親切な御指導を頂き、実り多い研究生生活を送ることができました。また、中別府修助手、鈴木祐二助手をはじめ土方・長崎研究室の皆様には有意義な御討論を頂きました。研究室の活力と新しい研究の息吹を肌で感じられたことは何よりの事と心から感謝致します。

九州大学資源工学科井上雅弘助教授には換気網解析手法について貴重な御討議・御助言を頂きました。

東京電力株式会社殿には本研究の端緒を開いて頂いたと共に、貴重なフィールドデータの測定機会を与えて頂きました。記して感謝いたします。

鹿島建設株式会社技術研究所野尻陽一所長、鷹野幹雄次長並びに第七研究部高坂修一部長には研究期間中、常に暖かい励ましを頂きました。第4研究室太田勝矢室長には日頃から適切なご助言をいただくと共に、本研究を推進して頂きました。高木賢二研究員、戸梶慎一研究員、露木健一郎研究員、並びに荻込正則実験員には現場測定・実験に際して苦楽を共にして頂きました。また、永野寛、清水恵似子両氏には実験助手をお願いしました。皆様の御厚情に対して深謝いたします。

最後に生活面を支えてくれた家族たち、雪江、夏海、潤どうもありがとう。

< 文献 >

第1章

- (1.1) 平松良雄：通気学，内田老鶴圃新社，(1974).
- (1.2) 幾世橋広，石浜渉：坑道壁面から通気への熱伝達率予測計算式の提案，日本鉱業会誌，**91**，(1975)，595.
- (1.3) 柳本竹一，内野健一：乾燥した坑道における通気温度計算，日本鉱業会誌，**90**，(1974)，583.
- (1.4) 井上雅弘，内野健一，柳本竹一：通気の温度変動を考慮した坑道周辺岩盤から放散される熱量に関する理論的研究，日本鉱業会誌，**97**，(1981)，451.
- (1.5) 内野健一，井上雅弘，柳本竹一：基点の温度が変動する場合の通気温度計算に関する研究，日本鉱業会誌，**98**，(1982)，405.
- (1.6) 天野勲三，山下秀，川辺金光：濡れた風道周囲の岩盤温度について，日本鉱業会誌，**95**，(1979)，781.
- (1.7) 天野勲三，山下秀，川辺金光，平松良雄：年間気流温度および湿度の予測計算，日本鉱業会誌，**96**，(1980)，13.
- (1.8) 内野健一，井上雅弘，柳本竹一：湿潤した坑道における通気の温度及び湿度の変化 坑内熱環境におよぼす水の影響の研究（第一報），日本鉱業会誌，**98**，(1982)，1123.
- (1.9) 井上雅弘，内野健一：湿潤した坑道における通気温度および湿度の実用計算法 坑内熱環境におよぼす水の影響の研究（第二報），日本鉱業会誌，**102**，(1986)，353.
- (1.10) 井上雅弘，内野健一：通気の温度および湿度計算における種々の坑道条件の取り扱いについて 坑内熱環境におよぼす水の影響の研究（第三報），日本鉱業会誌，**106**，(1990)，7.
- (1.11) 井上雅弘，内野健一：節点解法を用いる通気網解析の実用化，日本鉱業会誌，**103**，(1987)，493.
- (1.12) 井上雅弘，内野健一：節点解法を用いる通気網解析の高速化について，日本鉱業会誌，**105**，(1989)，105.
- (1.13) 天野勲三，水田義明：トンネル内気象の予測計算，土木学会論文報告集，**387**，(1987)，219.
- (1.14) 井口裕雄：青函トンネルの温度予測，日本機械学会論文集B編，昭和60年11月

- (1.15)大塚全一：地下鉄の温度環境に関する現況と分析，土木学会論文報告集，241,(1975), 105.
- (1.16)黒本英智，前川哲也，岩井清，横田依早弥，高木賢二：地下鉄トンネルの廃熱利用に関する研究（その1：実測），空気調和・衛生工学会学術論文集，(1990),137.
- (1.17)下田吉之：都市における地下利用の熱的評価に関する基礎的研究，大阪大学博士論文，(1990).
- (1.18)高木賢二，太田勝矢，前川哲也，黒本英智，岩井清：地下鉄トンネルの廃熱利用に関する研究（その2：予測手法及び廃熱回収量），空気調和・衛生工学会学術論文集，(1990), 141.
- (1.19)高木賢二，太田勝矢，前川哲也，黒本英智，岩井清：地下鉄トンネルの廃熱利用に関する研究（その3：駅部を含めた予測手法），空気調和・衛生工学会学術論文集，(1991), 733.
- (1.20)吉田治典：地下鉄内の温度・熱負荷予測のためのシミュレーション，空気調和・衛生工学会学術論文集，(1980),317.

第2章

- (2.1) 地下水ハンドブック編集委員会編：地下水ハンドブック，(1979)，建設産業調査会.
- (2.2) 下田吉之：都市における地下利用の熱的評価に関する基礎的研究，大阪大学博士論文，(1990).
- (2.3) Kays, W.M. and Crawford, M.E., *CONVECTIVE HEAT AND MASS TRANSFER*, 2nd ed., (1980), McGraw-Hill.
- (2.4) Starfield, A.M. and Dickson, A.J., A Study of Heat Transfer and Moisture Pick up in Mine Airways, *J.S.Afr. Inst. Min. Metal*, (1967), 211.
- (2.5) 井上雅弘：石炭鉱山における坑内熱感強条件の予測に関する研究、九州大学博士論文，(1984).
- (2.6) 空気調和・衛生工学会編：空気調和・衛生工学便覧，第11版Ⅱ巻，(1987).
- (2.7) Leonard, B.P., A Survey of Finite Differences with Upwinding for Numerical Modelling of the Incompressible Convective Diffusion Equation, *Computational Techniques in Transient and Turbulent Flow*, 2, (1981), 1.

(2.8) Petukov, B.S., *Advances in Heat Transfer*, **6**, (1970), 523.

(2.9) Kolar, V., *Int. J. Heat Mass Transfer*, **8**, (1965), 639.

第3章

(3.1) Bau, H.H., Convective Heat Losses from a Pipe Buried in a Semi-infinite Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, (1984), 2047.

(3.2) Himasekhar, K. and Bau, H.H., Thermal Convection Associated with Hot/Cold Pipes Buried in a Semi-infinite, Saturated, Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **30-2**, (1987), 263.

(3.3) Himasekhar, K. and Bau, H.H., Thermal Convection Associated with Hot/Cold Pipes Buried in a Semi-infinite, Saturated, Porous Medium, *Tran. ASME, J. of Heat Transfer*, **110**, (1988), 649.

(3.4) Fand, R.M., Steinberger, T.E., and Cheng, P., Natural Convection Heat Transfer from a Horizontal Cylinder Embedded in a Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **29-1**, (1986), 119.

(3.5) Hsiao, S.W., Cheng, P., and Chen, C.K., Non-uniform Porosity and Thermal dispersion Effects on Natural Convection about a Heated Horizontal Cylinder in an Enclosed Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **35-12**, (1992), 3407.

(3.6) Minkowycz, W.J., Cheng, P., and Chang, C.H., Mixed Convection about a Nonisothermal Cylinder and Sphere in a Porous medium, *Numerical Heat Transfer*, **8**, (1985), 349.

(3.7) Cheng, P., Mixed Convection about a Horizontal Cylinder and a Sphere in a Fluid-Saturated Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **25**, (1982), 1245.

(3.8) Cheng, P. and Hsu, C.T., Fully-developed, Forced Convective Flow through an Annular Packed-sphere Bed with Wall Effects, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **29-12**, (1986), 1843.

(3.9) Kimura, S., Forced Convection Heat Transfer about an Elliptic Cylinder in a Saturated Porous Medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31**, (1988), 197.

(3.10) 木村繁男, 米谷道夫: 多孔質体内に設置された等熱流束壁を有する円柱からの強制対流熱伝達, 日本機械学会論文集 (B編), **57-537**, (1991), 1740.

(3.11) Kimura, S., Transient forced convection heat transfer from a circular cylinder in a saturated porous medium, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**, (1989), 192.

- (3.12)Fand, R.M., Kim, B.Y., Lam, A.C.C., and Phan, R.T., Resistance to the Flow of Fluids Through Simple and Complex Porous Media Whose Matrices Are Composed of Randomly Packed Spheres, *ASME, J. Fluids Engineering*, **109**, (1987), 268.
- (3.13)Benenati, R.F. and Brosilow, C.B., Void Fraction Distribution in Beds of Spheres, *A.I Ch E. Journal*, **8**, (1962), 359.
- (3.14)Stephenson, J.L. and Stewart, W.E., Optical Measurements of Porosity and Fluid Motion in Packed Beds, *Che. Eng. Sci.*, **41**, (1986), 2161.
- (3.15) Beasley, D. and Clark, J.A., Transient Response of a Packed Bed for Thermal Energy Storage, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **27**, (1984), 1659.
- (3.16)Kunii, D. and Smith, J.M., Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks, *A.I.Ch.E. Journal*, **6**, (1960), 71.
- (3.17)Hunt, M.L. and Tien, C.L., Non-Darcian Convection in Cylindrical Packed Beds, *Trans. of ASME J. of Heat Transfer*, **110**, (1988), 378.
- (3.18)Hunt, M.L., Comparison of Convective Heat Transfer in Packed Beds and Granular Flows, in *Annual Review of Heat Transfer III*, eds. C.L. Tien, (1990), Hemisphere, New York.
- (3.19)Hunt, M.L. and Tien, C.L., Non-Darcian Flow, Heat and Mass Transfer in Catalytic Packed-Bed Reactors, *Che. Eng. Sci.*, **45**, (1990), 55.
- (3.20)坪内為雄・増田英俊, 日本機械学会論文集, **30**, (1964), 219.
- (3.21)Galloway, T.R. and Sage, B.H. 1970, A Model of the Mechanism of Transport in Packed, Distended, and Fluidized Beds, *Che. Eng. Sci.*, **25**, (1970), 495.
- (3.22)Leonard, B.P., *Elliptic System, HANDBOOK OF NUMERICAL HEAT TRANSFER*, Eds. Minkowycz, Sparrow, Schneider, and Pletcher, (1988), John Wiley & Sons.
- (3.23)Patankar, S.V., *NUMERICAL HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW*, (1980), Hemisphere.
- (3.24)Ferziger, J.H., *NUMERICAL METHODS FOR ENGINEERING APPLICATION*, (1981), John Wiley & Sons.
- (3.25)山口柏樹：土質力学 改訂版, (1984), 技報堂.

第4章

- (4.1) 中野政詩：土の物質移動学，(1991)，東京大学出版会。
- (4.2) 大谷茂盛：湿った粒状物質内における水分移動の機構に関する研究，旭硝子工業技術奨励会，**11**，(1965)，129.
- (4.3) 大谷茂盛，鈴木 睦，前田四郎：粒状物質内における液状水移動の機動力に関する考察，化学工学，**30**，(1966)，1130.
- (4.4) 大谷茂盛，前田四郎：湿った粒子層における液状水移動の経路係数，化学工学，**31**，(1967)，463.
- (4.5) 木村強，高橋学：乾燥・湿潤過程での岩石内の水分移動に関する実験的研究，資源と素材，**111**，(1995)，71.
- (4.6) De Vries, D.A., Moisture Movement in Porous Materials under Temperature Gradient, *Tran. Am. Geophys. Union*, **38**, (1957), 222.
- (4.7) 福原輝幸，ジョージ・F・ピンダー，佐藤邦明：表面乾燥過程における飽和ー不飽和多孔媒体中の熱・水分完全連成移行解析へのアプローチ，土木学会論文集，**423**，(1990)，111.
- (4.8) 松本衛，銚井修一，三浦健治，塚本彰，佐藤安広：セメント系多孔質建築材料の結露，乾燥過程の実験とその解析，日本建築学会計画系論文報告集，**353**，(1985)，11.
- (4.9) 水畑雅行，寺島貴根：高湿建築材料中の水分の挙動とその解析，日本建築学会 熱環境運営委員会第21回熱シンポジウム，21.
- (4.10) Witaker, S., Heat and Mass Transfer in Granular Porous Media, *In Advances in Drying*, Eds. Mujumdar, A.S., Hemisphere, **1**, (1980), 23.
- (4.11) Huang, C.L.D., Multi-Phase Moisture Transfer in Porous Media Subjected to Temperature Gradient, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **22**, (1979), 1295.
- (4.12) Ilıc, M. and Turner, I.W., Convective Drying of a Consolidated Slab of wet Porous Material, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**, (1989), 2351.
- (4.13) Ferguson, W.J. and Lewis, R.W., A Fully Nonlinear Analysis of Temperature, Moisture Content, and Pressure in a Capillary Porous Body, *Numerical Heat Transfer, Part B*, **23**, (1993), 91.
- (4.14) Scheidegger, A., *PHYSICS OF FLOW THROUGH POROUS MEDIA*, 3rd Eds., (1974), University Toronto Press.
- (4.15) 田代忠一，田沢栄一，笠井芳夫編，セメント・コンクリート中の水の挙動，(1993)，日本土木学会セメント・コンクリート研究会水委員会.

- (4.16) 滝口克己, 堀田久人, 森田修平: 若材令時より乾燥を受けるモルタルの含水量分布に関する研究, 日本建築学会構造系論文報告集, **434**, (1992), 13.
- (4.17) 日本機械学会: 伝熱工学資料 (改訂第4版), (1986).
- (4.18) Bird, R.B, Stewart, W.E, and Lightfoot, E.N., *TRANSPORT PHENOMENA*, (1960), John Wiley & Sons, New York.
- (4.19) Anderson, D.A., Tannehill, J.C., and Pletcher, R.H., *COMPUTATIONAL FLUID MECHANICS AND HEAT TRANSFER*, (1984), Hemisphere, New York.

第5章

- (5.1) Friedlander, S.K., *SMOKE, DUST AND HAZE*, (1977), John Wiley & Sons.
- (5.2) 森康夫, 土方邦夫: 不凝縮気体を含む蒸気の垂直平板まわりの凝縮の理論的研究, 日本機械学会論文集, **38**, (昭和47年), 418.
- (5.3) Hijikata, K., Nagasaki, T., Yoshioka, J., and Mori, Y., A Study on Flow Characteristics and Heat Transfer in Counter-Current Water and Air Flows, *ASME/JSME Thermal Eng. Joint Con.*, Honolulu, (1987), 165.
- (5.4) 林勇二郎, 滝本昭, 山本義明: ミスト発生を伴う平行平板間層流熱伝達, 日本機械学会論文集, **46**, (昭和55年), 2391.
- (5.5) Ahluwalia, R.K. and Im, K.H., Mass Transfer of Trace Species from a Superheated Stream to a Subcooled Surface, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **28**, (1985), 2061.
- (5.6) Ahluwalia, R.K. and Im, K.H., Vaporization of a Heated Liquid into a Saturated Stream, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **29**, (1986), 203.
- (5.7) Cha, S.S., Ahluwalia, R.K., and Im, K.H., Boundary Layer Nucleation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **32**, (1989), 825.
- (5.8) Girshick, S.L. and Chiu, C.-P., Kinetic Nucleation Theory, *J. Chem. Phys.*, **93**, (1990), 1273.
- (5.9) 林勇二郎・滝本昭・河原誠二: ミストの発生を伴う水平平行平板間乱流熱・物質移動, 日本機械学会論文集 (B編), **49**, (昭和58年), 1724.
- (5.10) ウィリアム C. ハインズ, 早川一也訳: エアロゾルテクノロジー, (1985), 井上書院.

- (5.11)Soo, S.L., *FLUID DYNAMICS OF MULTIPHASE SYSTEMS*, (1967), Blaisdell, Waltham.
- (5.12)Chen, C.J., 田中伸和：乱流モデルの基礎と応用，（平成4年），構造計画研究所刊
- (5.13)Viollet, P.L., The Modelling of Turbulent Recirculating Flows for The Purpose of Reactor Thermal-Hydraulic Analysis, *Nuclear Engineering and Design*, **99**, (1987), 365.
- (5.14)Rodi, W., Examples of Calculation Methods for Flow and Mixing in Stratified Fluids, *J. of Geophysical Research*, **92**, (1987), 5305.
- (5.15)Leonard, B.P., *Elliptic System*, *HANDBOOK OF NUMERICAL HEAT TRANSFER*, Eds. Minkowycz, Sparrow, Schneider, and Pletcher, (1988), John Wiley & Sons.
- (5.16)Patankar, S.V., *NUMERICAL HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW*, (1980), Hemisphere.
- (5.17)Ferziger, J.H., *NUMERICAL METHODS FOR ENGINEERING APPLICATION*, (1981), John Wiley & Sons.
- (5.18)高橋亮一：差分法，(1991)，培風館.
- (5.19)Hetsroni, G., Particle-Turbulence Interaction, *Int. J. Multiphase Flow*, **15**, (1989), 735.
- (5.20)Gore, R.A. and Crowe, C.T., Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity, *Int. J. Multiphase Flow*, **15**, (1989), 279.
- (5.21)Elghobashi, S.E. and Abou-Arab, T.W., A Two-equation Turbulence Model for Two-phase Flows, *Phys. Fluids*, **26**, (1983), 931.
- (5.22)Hinze, J.O., *TURBULENCE*, (1959), McGRAW-HILL.
- (5.23)Elghobashi, S.E. and Abou-Arab, T.W., Rizk, M., and Mostafa, A., Prediction of The Particle-Laden Jet with a Two-equation Turbulence Model, *Int. J. Multiphase Flow*, **10**, (1984), 697.