

互層傾斜地盤内における熱対流の形成

Initial Features of Thermal Plumes formed in Inclined Substrata

東京大学工学部 玉井信行 N. Tamai
 東京大学工学部 浅枝 隆 T. Asaeda
 東京大学工学部 池田裕一 H. Ikeda
 東京大学大学院 角田 隆 T. Tsunoda

1. はじめに

わが国では、原子力発電によって生じる高レベル放射性廃棄物を、固化・冷却したのちに地下深部に埋設処分する方法が検討されている。しかし、発熱量が減衰するまで冷却貯蔵しても固化体からはある程度の発熱がある。そのため、処分施設周辺の地下水が加熱され対流が生じることが予想される。地下水の流れの変化は、地下及び地表の環境に影響を及ぼす可能性がある。また、地層の隔離能力の評価の一つとして、地下水中に溶出した放射性物質の挙動に対する安全性を検討する際にも、地下水流の影響を考慮しなければならない。

熱地下水流の研究の一つにHele-Shaw cellを用いる実験があげられる。従来の研究では一様セル間隔での実験が殆どであった。しかし、実際の地盤中での熱流動に関する理解を更に深めるためには、地盤形態が熱地下水流に及ぼす影響を明らかにする必要があると考えられる。そこで本研究では、多層傾斜地盤あるいは複雑な形状をした岩盤割れ目を想定してセル間隔を場所的に変え、その中での対流の形成過程を明らかにすることを試みた。

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いた水槽は、長さ200cm・高さ30cm・厚さ1cmの2枚の亚克力板を3mmの間隔で並置したHele-Shaw cellである。後方の亚克力板の内側には、2mm厚の帯状亚克力・シートが斜めに周期的に貼っており、その勾配は1/4である。これにより、3mm間隔の透水層と1mm間隔の難透水層が交互に繰り返される傾斜層地盤がモデル化されることになる(図-1参照)。Hele-Shaw cellの下部にはオイルタンクが備え付けられており、セル底面を一様に加熱できる。セル底面の温度は、初めは時間に比例して上昇し、設定温度に達した後一定となる。実験中は、水槽を発泡スチロールで覆い、外部への放熱を極力防いだ。流れの様子は、ウォーターブルー溶液をセル底部に注入して可視化し、それを二重窓を通してビデオテープもしくは35mmフィルムに撮影した。

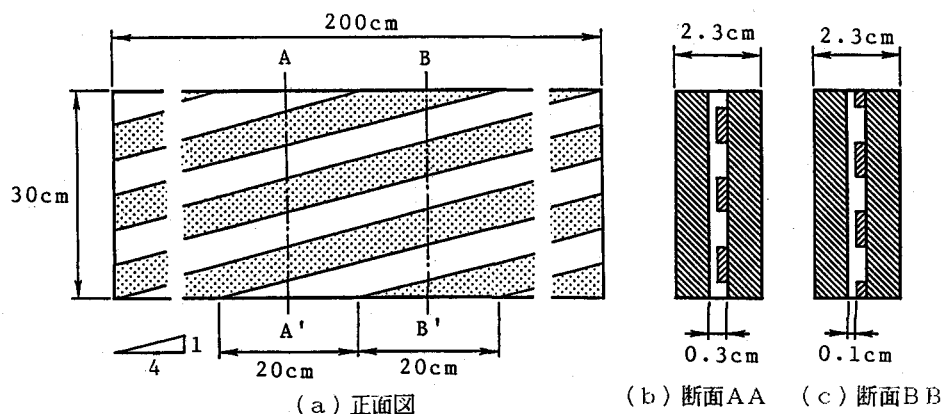


図-1 実験水槽

3. 対流の形成過程

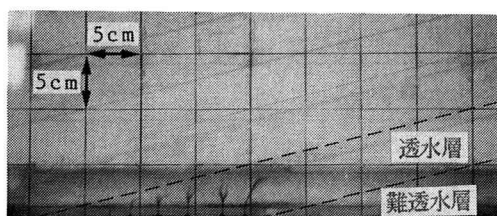
今回は、底面の温度増加率が $2.0 \times 10^{-3} \sim 6.0 \times 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{sec}$ 、設定上限温度が $40 \sim 50 \text{ }^{\circ}\text{C}$ の範囲内において実験を行なった。ウォーターブルーによって可視化された流況を1分間隔で35mmフィルムに撮影した。その一連の写真から次のように、傾斜層の影響下におけるサーマルプルームの発生・対流セルの形成過程が明らかになった。

加熱後しばらくすると、透水層内の底面よりプルームが発生する(写真-1(a))。ただし、プルームは透水層内で一齐に発生するのではなく、上方にある難透水層との境界が近い所ほど早く生じるのである。とはいえ、その時間差はそれほど大きいものではないので、同一の透水層内に発達進度の若干異なるプルームがいくつか存在することになる。早く発生したプルームが難透水層との境界に達すると、難透水層によって抵抗が増大するために、プルームの鉛直方向への発達が抑制される。それでも流体塊は浮力を有し上昇しようとするので、プルームの軸は透水層内を斜め上方に向かうように折れ曲がった形になる。

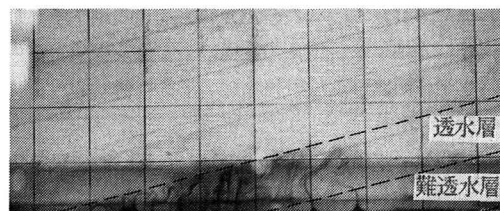
この頃になると、難透水層の底部においてもプルームが発生し始める(写真-1(b))。難透水層内のプルームは、上方に存在する透水層との境界が近い方から順に発生していく。その時間差は透水層内の場合に比べて大きなものである。また、難透水層内でプルームが発生する時点においては、すでに透水層内で発生したプルームが変形をしながらも発達して小対流を形成しており、難透水層内で発生したプルームはその小対流に引き込まれ、やがて消滅してしまう。そのため、難透水層においては透水層の場合とは異なり、いくつものプルームが存在することがない。

こうして、透水層内で発生したプルームは隣合うもの同士で統合したり、あるいは難透水層から透水層内に移動してきたプルームを巻き込みながら、上方の難透水層へも貫入しつつ、徐々に大きな対流へと成長していく(写真-1(c))。

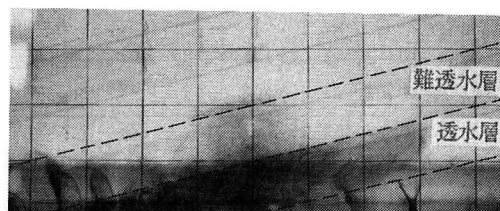
やがて底面温度が一定に保たれるようになると、成長を続けてきた対流のスケールは固定され、いわゆる平衡状態に達する。この状態では、プルームは大きな対流の下降流領域の底部においてのみ発生す



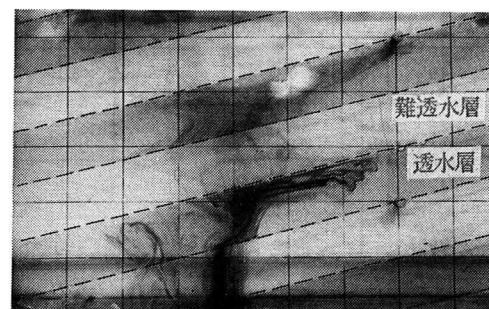
(a)



(b)



(c)



(d)

写真-1 対流の形成過程

る。それによって生じた小対流は、大きな対流によって生じている底面に沿う水平流に乗って上昇流領域に移動し、そして上方へと運ばれていく。この現象は、一様間隔のHele-Shaw cell内の熱対流と一致するものである。しかし、上昇流領域や対流セル内部の構造はまったく異なっている。上昇流領域においては、透水層から難透水層へに移る境界で、そのまま上昇する流れ・透水層内を斜め

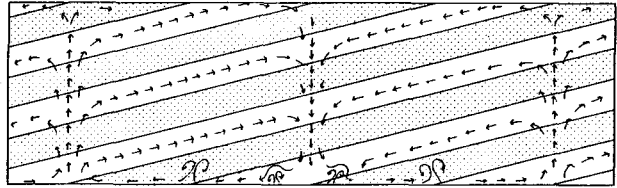


図-2 平衡状態の対流の模式図

め上方に向かう流れ・斜め下方に向かう流れという具合に、流れが3通りに分配される(写真-1(d))。そのため対流セルの内部には、同一の透水層内を斜め上方に向かう流れと斜め下方に向かう流れとが生じる。そして、この2つの流れが対流の下降流領域において集束し、下降流を主として構成することになるのである(図-2)。

4. 対流発生時におけるブルーム

対流発生時に生じるブルームは、底板付近に形成された熱伝導層の安定が崩れて発生するものと考えられる。一様間隔のHele-Shaw cellにおいても、熱伝導層に線形安定性理論を適用して、加熱してからブルームが発生するまでの時間を評価する試みが行なわれてきた¹⁾。しかし、得られている理論式は比例式であるので比例定数をどのように決めたらよいか、内部流体とセル壁との熱のやり取りは評価されていないなどの問題が残っている。そこで、この二つの問題を解消し、さらに、今回の傾斜層モデルに適用出来るように補正することを試みる。

まず、Hele-Shaw cellのRayleigh数として、Hartlineら²⁾がセル壁も考慮して求めたものを用いる。すると、底面の温度が時間に比例して増加する条件のもとでは、加熱開始から時間 t での熱伝導層内におけるRayleigh数 R は次のように表される。

$$R = \frac{\alpha g \beta t \delta d^3}{12 \kappa \nu Y} \quad (1)$$

ここに、 α は水の体膨張係数、 g は重力加速度、 β は温度増加率、 δ は熱伝導層厚、 d はセル間隔、 κ は水とセル壁の等価温度伝導率、 ν は水の動粘性係数、 Y は壁と間隔を含めたセル全体の厚さを表す。熱が熱伝導で伝わるとすれば温度分布は誤差関数型であり、熱伝導層厚さは

$$\delta = c \sqrt{\kappa t} \quad (2)$$

と表すことが出来る。ここで c は比例定数である。すると式(1)、(2)より、加熱開始から安定性が崩れブルームが発生するまでの時間 t_v は

$$t_v = \left(\frac{R}{c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{144 \kappa \nu^2 Y^2}{\alpha^2 g^2 d^6} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3)$$

と表される。ここで温度分布を底面での温度勾配で線形近似し、限界Rayleigh数としてHele-Shaw cellにおいて上面で非粘性条件を用いると

$$\begin{aligned} c &= 3.545 \\ R &= 27.08 \end{aligned} \quad (4)$$

となる。これらの値を式(4)に代入すると次式が得られる。

$$t_v = 3.88 \left[\frac{144\kappa v^2 Y^2}{\alpha^2 g^2 d^6} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (5)$$

実験値と式(5)とを比較したのが図-3である。図中で、●は $d=3\text{mm}$ 、○は $d=1\text{mm}$ の値を示している。また、上下の●あるいは○を結ぶ線は、同じ間隔(同一の理論値)の層内においてもプルームの発生する位置により t_v が異なっていたので、その範囲を示したものである。図2を見ると、まず全体として、透水層(●)では実験値が理論値より大きく、難透水層(○)では実験値が理論値より小さくなっていることがわかる。これは、透水層では上に難透水層があるために、上方まで透水層が続く場合に比べ不安定性が抑えられ逆に難透水層では上に透水層があって、難透水層が続く場合より安定性が低くなっているためであると考えられる。次に、同じ間隔の層の中でも t_v が異なっているのは、層が傾斜しているために上に存在する透水層あるいは難透水層までの高さが場所により違っているからと考えられる。すなわち、透水層内では難透水層までの高さが小さいほど不安定性が抑えられ、逆に、難透水層では透水層までの高さが小さいほど安定性が低くなる。以上のように、一樣間隔の場合と同様な取扱いは、セル間隔の変化が全体としての傾向を不明瞭にし、さらにその境界が傾斜しているために同じ間隔の層の中に関しても統一的な結果を得ることはもはや困難である。

式(3)を傾斜層モデルに適用できるように改良するには、間隔が変化する高さにより限界Rayleigh数が異なることを考慮しなければならない。対流発生までには熱伝導層はそれほど高く発達していないと考えられるので、水平二層の限界Rayleigh数を用いて評価してみる。McKibbinら³⁾によれば水平二層多孔媒体中では限界Rayleigh数は、上層、下層の浸透係数 K_2, K_1 の比(K_2/K_1)と、層全体の高さに対する下層の高さの割合の関数となる。すなわち、今回の場合は、

$$R_c \equiv R_c \left(\frac{K_2}{K_1}, r_1 \right) \quad (6)$$

$$K_i = \frac{d_i^3}{12Y}, \quad r_1 = \frac{h}{\delta}$$

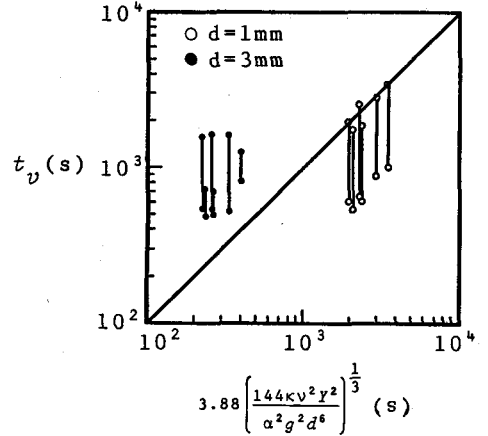


図-3 プルーム発生時間(a)

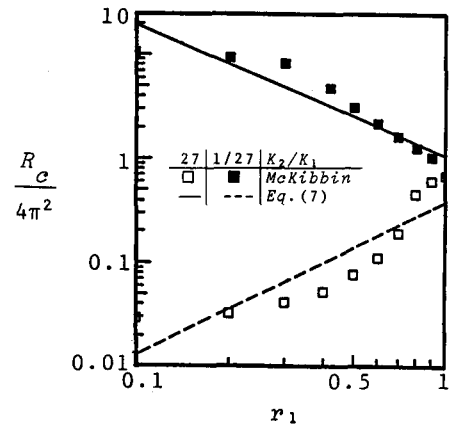


図-4 水平二層多孔媒体中の R_c

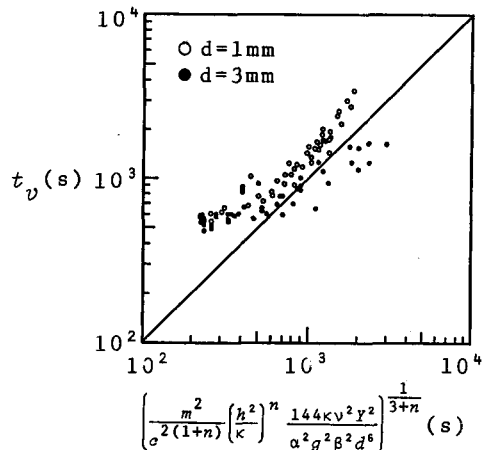


図-5 プルーム発生時間(b)

となる。ここに、 h は底面から次の層の境界までの高さ、 d_1, d_2 はそれぞれ下層、上層のセル間隔を表す。McKibbinらの数値計算の結果を参照すると近似的に

$$\left. \begin{aligned} R_c &= m r_1^n \\ \frac{K_2}{K_1} &= \frac{1}{27} ; m = 43.1 , n = -1.25 \\ \frac{K_2}{K_1} &= 27 ; m = 15.6 , n = 1.48 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

と表すことが出来る(図-4)。すると、式(3)、(6)、(7)より

$$t_v = \left[\frac{m^2}{\sigma^{2(1+n)}} \left(\frac{h^2}{\kappa} \right)^n \frac{144 \kappa \nu^2 Y^2}{\alpha^2 g^2 \beta^2 d^6} \right]^{\frac{1}{3+n}} \quad (8)$$

が得られる。式(8)と実験値を比較したのが図-5である。図-3と比較すると、理論値と実験値が非常に良く一致していることがわかる。図-3において見られた透水層(●)と難透水層(○)との差が全く無い。さらに、同じ層の中で発生時間が変化することにも対応しており、一つの理論値に対して幅広く実験値が分布することもない。透水層と難透水層との違い、同じ層の中での違いが統一的に説明されていると言える。

5. おわりに

透水層と難透水層とからなる傾斜互層をモデル化したHele-Shaw cellを用いて、その中での熱による流れの特性を調べた。その結果得られた結論は次のようである。

(1) 対流発生時に透水層内で生じるブルームは、難透水層との境界に達すると抵抗が増大するために鉛直方向への発達が制御される。それでも流体塊は浮力を有し上昇しようとするので、ブルームの軸は透水層内を斜め上方に向かうように折れ曲がった形になる。

(2) スケールの大きな対流に成長した段階では、透水層内と難透水層内では全く異なる流れが起きていることが明らかになった。特に透水層内では斜め上方に向かう流れと斜め下方に向かう流れが生じる。

(3) 対流発生時のブルーム発生時間については、セル壁も考慮に入れ、水平二層多孔媒体中の線形安定性理論の結果を用いて、その値、傾向を共に明解に説明することが出来た。

参考文献

- 1) 渡辺邦夫、佐々木泰、浅枝隆：開口した岩盤割れ目中の熱ブルームの特性に関する実験的研究、第19回岩盤力学シンポジウム論文集, pp. 411-415, 1986
- 2) B. K. Hartline & C. R. B. Lister : Thermal Convection in a Hele-Shaw cell, J. Fluid. Mech. 70, pp. 379-389, 1977
- 3) R. McKibbin & M. J. O'Sullivan : Heat transfer in a layered porous medium heated from below, J. Fluid. Mech. 111, pp. 141-173, 1981