

# KBS TEKNISK RAPPORT

# 28

Värmeledningsförsök på buffert-  
substans av bentonit/pitesilt.

Sven Lutsson

Högskolan i Luleå 1977-09-20

25 1 100 000

**KÄRN -  
BRÄNSLE -  
SÄKERHET**

POSTADRESS: Kärnbränslesäkerhet, Fack. 102 40 Stockholm. Telefon 08-67 95 40

Värmeledningsförsök på buffertsubstans  
av bentonit/pitesilt

Sven Knutsson

Högskolan i Luleå 1977-09-20

Denna rapport utgör redovisning av ett arbete som utförts på uppdrag av KBS. Slutsatser och värderingar i rapporten är författarens och behöver inte nödvändigtvis sammanfalla med uppdragsgivarens.

I slutet av rapporten har bifogats en förteckning över av KBS hittills publicerade tekniska rapporter i denna serie.

## SUMMARY

The investigation reported here concerns the thermal conductivity of the bentonite/quartz buffer mass which has been suggested as embedding substance for radioactive canisters. The first part of the report presents the theoretical relationships associated with the various heat transfer mechanisms in moist granular materials. It is shown in this part that different mechanisms govern the heat transfer when the degree of water saturation is increased from a very low value to 100%. Ø Johansen's method of calculating the thermal conductivity of soils is referred to as well.

Chapter 3 describes the author's experimental determination of the thermal conductivity of the buffer mass. The tested mass consisted of 10% (by weight) bentonite and 90% natural silt. Four tests were made with different water content values and degree of water saturation ( $S_r$ ).

The results from the tests with a low degree of saturation (5-15%) show that the conductivity was not time-dependent. The same tendency was found in tests where the degree of water saturation was high (73%). However, where the degree of water saturation was intermediate (32%), a time dependence was observed meaning that the heat conductivity was found to decrease successively. This must be due to water transportation caused by the temperature gradient in the soil, which tends to dry out the mass at the warm side and to increase the water content at the cold side. When the degree of water saturation was low or high no such water movement took place. This phenomenon is explained in the following way. When the water saturation is low the water is very firmly bound to the mineral surfaces and is not readily moved. When the water content increases there will be an

increasing amount of free water and, as a consequence, the water will be more easily transported. Thus, a dry zone is created close to the warm side. If the degree of water saturation is high and there is an access of external water the drying is counteracted by a capillary water uptake which brings the water back towards the warm side. Therefore, when the degree of water saturation is high, an equilibrium is established which yields a rather homogeneous water content in the mass. A comparison between the measured and calculated thermal conductivities is given in Fig 17. It is shown that the conductivity can be calculated with an accuracy of  $\pm 20\%$ .

To prevent the development of dry zones around the canisters two different initial water contents can be chosen:

1. A low degree of water saturation (less than  $\sim 15\%$ ). This produces a low value of the thermal conductivity, e g about  $0.3 \text{ W/m,K}$  when the porosity is  $47\%$ .
2. A high value of the degree of water saturation (more than  $\sim 74\%$ ). This produces a much higher value of the thermal conductivity, e g about  $1.7 \text{ W/m,K}$  when the porosity is  $48\%$ .

# TEKNISK RAPPORT **KBS 7**

## VÄRMELEDNINGSFÖRSÖK PÅ BUFFERTSUBSTANS AV BENTONIT/PITESILT

Luleå 1977-09-20

Avd. f. Geoteknik, Högskolan i Luleå

S KNUTSSON

## INNEHÅLLSFÖRSTECKNING

		sid
1	INLEDNING	1
2	TEORETISKT STUDIUM AV VÄRMELEDNINGSTALET I JORD	2
2.1	<u>Värmetransport genom ledning i partiklar, vatten och luft</u>	2
2.1.1	Värmeledningstal hos helt vattenmättad jord	6
2.1.2	Värmeledningstal hos torr jord	7
2.1.3	Värmeledning hos fuktig jord	10
2.2	<u>Värmetransport genom strålning</u>	11
2.3	<u>Värmetransport genom diffusion</u>	13
2.3.1	Vattentransportmekanismer i jord	13
2.3.2	Värmetransport orsakad av vattenvandring	18
2.4	<u>Värmetransport genom konvektion</u>	20
2.5	<u>Sammanfattning</u>	22
3	BUFFERTMATERIALETS VÄRMELEDNINGSTAL - LABORATORIEFÖRSÖK	24
4	RESULTATANALYS	35
	LITTERATURREFERENSER	42

## INLEDNING

För säker deponering av radioaktivt avfall i borrhålsalternativet (se t ex Jacobsson & Pusch, 1977) ställs en mängd krav. Ett viktigt sådant är att de maximala temperaturerna i buffertmassan inte bör överstiga ca 100°C. Denna temperatur är vald för att bli garanterade kristallstrukturen hos bentonitkomponenten, begränsa andelen mineral som går i lösning samt minimera risken för ångbildning i systemet. Eftersom kapseln med avfall avger en tämligen hög effekt, som dock avtar med tiden, måste buffertmassans värmeledningstal  $\lambda$  vara tillräckligt högt. Eftersom  $\lambda$  är starkt beroende av materialets vattenmättnadsgrad blir vatteninnehållet av central betydelse.

Vid deponeringen ska buffertmassan packas runt kapslarna tills avsedd packningsgrad uppnåtts. Packning av denna typ av material sker bäst vid en viss vattenkvot ("optimala"). Om vattenkvoten är högre än denna blir för ett givet packningsarbete packningsgraden lägre medan värmeledningstalet ökar och vice versa. Den optimala vattenkvoten är troligen relativt låg för den föreslagna bentonit/sandkompositionen. Det betyder att det första skedet vid deponeringen är det ogynnsammaste: låg vattenkvot, lågt värmeledningstal, hög effekt hos kapslarna. I ett senare skede kommer buffertmassan att ta upp vatten medan den sväller. Detta resulterar i en tämligen hög vattenmättnadsgrad och därmed ett högt värmeledningstal. Samtidigt avtar effekten hos kapslarna, vilket gör att risken för höga temperaturer nu blir liten.

Syftet med denna undersökning har varit att direkt mäta  $\lambda$  hos buffertmaterialet. Detta har gjorts vid olika vattenkvoter för att få en uppfattning om när materialet har acceptabla värmeledningsegenskaper samtidigt som packningsresultatet kan bli godtagbart. Avsikten har också varit att belysa överensstämmelsen mellan på teoretisk väg uppskattat och på experimentell väg bestämt värmeledningstal. Det motiverar den teoretiska inledningen av rapporten.

## 2 TEORETISKT STUDIUM AV VÄRMELEDNINGSTALET I JORD

I ett poröst, fuktigt material som jord transporteras värme på ett flertal olika sätt. För att beskriva ett sådant materials värmetransportkapacitet talar man om värmeledningstal, trots att inte materialet är homogent, isotropt och ogenomskinligt. Värmeledningstalet ( $\lambda$ ) blir således snarare ett ekvivalent värmeledningstal som kommer att variera med bl a temperaturnivå och fuktkvot.

De mekanismer som bidrar till värmetransporten illustreras i fig 1.

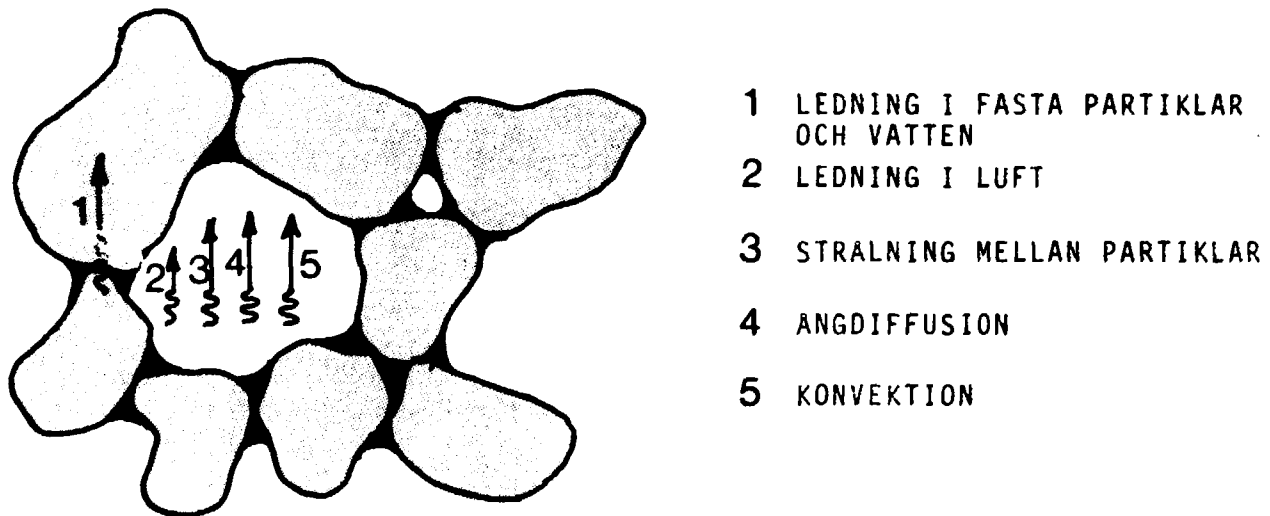


Fig 1. Transportmekanismer för värme i fuktig jord.

### 2.1 Värmetransport genom ledning i partiklar, vatten och luft

Värmetransporten genom ledning står för den helt avgörande delen av värmeöverföringen för de flesta typer av jordmaterial. För att kunna beräkna  $\lambda$  för ett makroskopiskt homogent och isotropt material, som mikroskopiskt består av tre komponenter i ett oregelbundet mönster, krävs vanligen s k gränsbetraktelser. Detta



innebär att man bestämmer den övre respektive undre gränsen för materialets  $\lambda$ .

För ett sammansatt material är det lätt att inse att systemets värmeledningstal måste vara större än den sämst ledande komponentens  $\lambda$ , men vara mindre än den bäst ledande komponentens. Detta är den enklaste gränsbetraktelsen om man inte känner någon annan egenskap hos de ingående komponenterna. Är dessutom volymandelarna av respektive fas kända, kan en säkrare uppskattning av det sammansatta systemets värmeledningstal göras. Med hjälp av Wieners arbete (1912) kan man enligt Ø Johansen bevisa att systemets  $\lambda$  ligger mellan det som erhålls som det harmoniska medelvärdet av respektive fas och det som beräknas som det aritmetiska medelvärdet.

Således är

$$\lambda_H \leq \lambda \leq \lambda_A \quad (1)$$

där 
$$\lambda_H = \left( \sum_{i=1}^m \eta_i / \lambda_i \right)^{-1} \quad (\text{harmoniska medelvärdet})$$

$$\lambda_A = \sum_{i=1}^m \eta_i \lambda_i \quad (\text{aritmetiska medelvärdet})$$

$\eta_i$  = respektive fas volymandel

$\lambda_i$  = respektive fas värmeledningstal

Dessa gränser som vanligtvis kallas Wienergränser, gäller generellt och således även om materialet inte är homogent och isotropt.

En ytterligare förbättring av uppskattningen kan erhållas om materialet är makroskopiskt isotropt och homogent. På grundval av ett arbete utfört av Z Hashin och S Shtrikman (1962) kan ett tvåkomponentsystems värmeledningstal inringas med följande gränser:

$$\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + 2\lambda_1} \geq (1-n) \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2 + 2\lambda_1} \quad \lambda_2 > \lambda_1 \quad (2)$$

$$\frac{\lambda - \lambda_2}{\lambda + 2\lambda_2} \leq n \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_1 + 2\lambda_2} \quad \lambda_2 > \lambda_1 \quad (3)$$

På motsvarande sätt gäller för system med  $m$  komponenter:  
 Värmeledningstalen ordnas då efter stigande ordning  
 så att  $\lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_i < \lambda_{i+1} < \dots < \lambda_m$

$$\frac{\lambda - \lambda_1}{\lambda + 2\lambda_1} \geq \sum_{i=2}^m n_i \frac{\lambda_i - \lambda_1}{\lambda_i + 2\lambda_1} \quad (4)$$

$$\frac{\lambda - \lambda_m}{\lambda + 2\lambda_m} \leq \sum_{i=1}^{m-1} n_i \frac{\lambda_1 - \lambda_m}{\lambda_i + 2\lambda_m} \quad (5)$$

Dessa gränser representerar den bästa uppskattningen av ett systems värmeledningstal då inte den exakta mikrostrukturella uppbyggnaden är klar. Gränserna kan i själva verket sägas representera rena ytterligheter vad gäller det mikrostrukturella utseendet. Den övre och undre gränsen sammanfaller praktiskt taget då förhållandet mellan den bäst ledande komponentens  $\lambda(\lambda_2)$  och den sämst ledande komponentens  $\lambda(\lambda_1)$  är lägre än 3. Om detta förhållande är mindre än 10 utgör variationen mellan gränserna mindre än  $\pm 10\%$ . Däremot ökar differansen mellan gränserna starkt då  $\lambda_2/\lambda_1$  ökar. Vid ett förhållande på  $\lambda_2/\lambda_1 = 100$  blir gränserna som visas i fig 2.

Ur figuren kan utläsas att vid en porositet på 40%, dvs en partikelvolymandel på 60%, är värmeledningstalet vid övre gränsen ca 10 gånger större än vid nedre. Vid så stora förhållanden på  $\lambda_2/\lambda_1$  ger alltså inte dessa gränser någon särskilt god uppfattning om systemets  $\lambda$ . Det krävs i dessa fall således andra metoder för att kunna göra en god uppskattning.

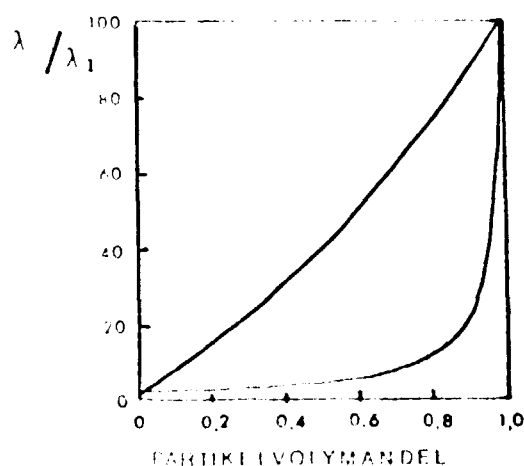


Fig 2. Hashin-Shtrikman gränser för material med två komponenter om  $\lambda_2/\lambda_1 = 100$  (Ø Johansen).

I en fuktig jord finns tre delkomponenter, mineralpartiklarna, vatten och luft. Av dessa utgör mineralpartiklarna den bäst värmeledande komponenten med ett  $\lambda \approx 2-8$  W/m,K beroende på mineralslag. Enligt Horai ligger medelvärdet av ett stort antal mätningar på  $\lambda$  för ren fältspat och glimmer på ca 2.0 W/m,K. Detta kan också enligt Ø Johansen anses som ett rimligt värde på en lerpartikels värmeledningstal. Kvarts är det mineral som har högst  $\lambda$ , omkring 7.7 W/m,K. Detta är delvis beroende på hur värmen leds i förhållande till dess optiska axel. Leds den parallellt är  $\lambda$  ca 60% högre än om värmen leds vinkelrätt mot optiska axeln, vid medeltemperaturen ca 50°C. Eftersom vattnets  $\lambda$  vid rumstemperatur är 0.6 W/m,K och luftens 0.024 W/m,K ser man att förhållandet  $\lambda_2/\lambda_1$  kan variera avsevärt beroende på om jorden är helt vattenmättad, fuktig eller torr. För en helt mättad jord blir  $\lambda_2/\lambda_1 \approx 3.3-12.8$  beroende på mineralslag. Hos en helt torr jord blir motsvarande förhållande 84-321. Detta innebär att då den mättade jorden har måttliga värden på  $\lambda_2/\lambda_1$  ger Hashin-Shtrikman gränserna en god uppfattning om systemets  $\lambda$ . För den torra jorden, där  $\lambda_2/\lambda_1$  ofta är större än 100, ger gränserna emellertid endast en mycket grov bild av det sammansatta materialets värmeledningstal. Detta eftersom  $\lambda$  vid den övre gränsen

kan vara långt mer än 10 gånger större än det vid den undre (se fig 2).

### 2.1.1 Värmeledningstal hos helt vattenmättad jord

För den vattenmättade jorden kan alltså  $\lambda$  väl uppskattas med hjälp av Hashin-Shtrikman gränserna.

Ett ytterligare förbättrat sätt att beräkna  $\lambda$  vid måttliga  $\lambda_2/\lambda_1$ -förhållanden ( $<15$ ), ges av Johansen, Sass m fl. Metoden går ut på att man beräknar det geometriska medelvärdet av de olika komponenternas värmeledningstal, dvs

$$\lambda = \prod_{i=1}^m \lambda_i^{n_i} \quad (6)$$

där

$m$  = antalet komponenter

$n$  = respektive komponents volymandel.

Det på detta sätt beräknade  $\lambda$  visar sig alltid ligga innanför de båda Hashin-Shtrikman gränserna. Vid låga värden på förhållandet  $\lambda_2/\lambda_1$ , där de båda gränserna är snäva, ger således (6) en god uppfattning om det sammansatta materialets  $\lambda$ , under förutsättning att materialet är makroskopiskt homogent och isotropt. Då den även rent empiriskt visar sig ge en god överensstämmelse till utförda försök på granulära material, med måttliga  $\lambda_2/\lambda_1$ -förhållanden, är det uppenbart att den är väl ägnad för beräkning av  $\lambda$ . För en helt vattenmättad jord kan alltså  $\lambda$  beräknas ur (7) om vattnets värmeledningstal sätts till 0.6 W/m,K.

$$\lambda = 0.6^n \cdot \lambda_{\text{part}}^{(1-n)} \quad (7)$$

där

$\lambda_{\text{vatten}} = 0.6 \text{ W/m,K}$

$n$  = porositeten

$\lambda_{\text{part}}$  = medelvärmeledningstalet för den fasta fasen

Beräkningen av  $\lambda_{\text{part}}$  sker lämpligen också med (6), eftersom man i den fasta fasen har måttliga  $\lambda_2/\lambda_1$ -förhållanden. Enligt vad som tidigare sagts varierar  $\lambda$  i denna fas mellan ca 2 och ca 8 W/m,K. Detta ger ett  $\lambda_2/\lambda_1$  på maximalt 4, vilket resulterar i att (6) ger ett bra värde. Med en något enklare ekvation kan  $\lambda_{\text{part}}$  beräknas ur

$$\lambda_{\text{part}} = 2^{1-q} \cdot 7.7^q \quad (8)$$

där  $q$  = kvartsinnehållet (volymandel)

Detta sätt att beräkna värmeledningstalet hos vattenmättad jord stämmer väl överens med utförda mätningar av t ex Kersten (1949), Kasameyer (1972) och Ratcliffe (1960). Felet rapporteras vara  $\pm 15\%$ .

Det är intressant att notera att jordens strukturella uppbyggnad saknar betydelse för att man tämligen väl ska kunna beräkna värmeledningstalet för den mättade jorden. Detta beror på att de ingående komponenternas  $\lambda$  inte skiljer sig särskilt mycket från varandra eller med andra ord, att förhållandet mellan det största och minsta värmeledningstalet är måttligt  $< 15$ . Däremot har jordartens mineralogiska sammansättning en avgörande betydelse. Det är i första hand andelen kvarts som är av intresse, eftersom detta mineral har ett  $\lambda$  som är ca 4 gånger större än de flesta andra bergartsbildande mineral, inklusive lermineralen. Värmeledningstalet hos två så mikrostrukturellt olika jordar som vattenmättad sand och mättad lera kan alltså beräknas tämligen väl med uttryck (7) och (8) om man bara känner volymandelen kvarts.

### 2.1.2 Värmeledningstal hos torr jord

I den torra jorden ger som tidigare påpekats Hashin-Shtrikman gränserna inte någon särskilt god uppfattning om  $\lambda$ . Detta beror på det stora  $\lambda_2/\lambda_1$ -förhållande som

man finner där. Att differansen mellan de båda gränserna är stor kan också tolkas som att jordens mikrostrukturella uppbyggnad spelar stor roll för värmeöverföringen. Eftersom luften i porerna är en dålig ledare spelar alltså kornkontakternas utseende och antal en avgörande roll då dessa fungerar som värmebryggor. Därmed är de enskilda partiklarnas värmeledningstal av underordnad betydelse. Man finner nämligen att vid  $\lambda_2/\lambda_1 = 100$  krävs mer än en 10-dubbling av partiklarnas värmeledningstal för att systemets  $\lambda$  skall öka 50%. Om motsvarande förhållande är 10 krävs knappt 3 gångers ökning för motsvarande höjning av värmeledningstalet. Detta visas i fig 3, vilket är resultat från Wakao och Katos beräkningar, vilka avsåg inverkan av partiklarnas  $\lambda$  på värmeledningstalet hos en torr jord.

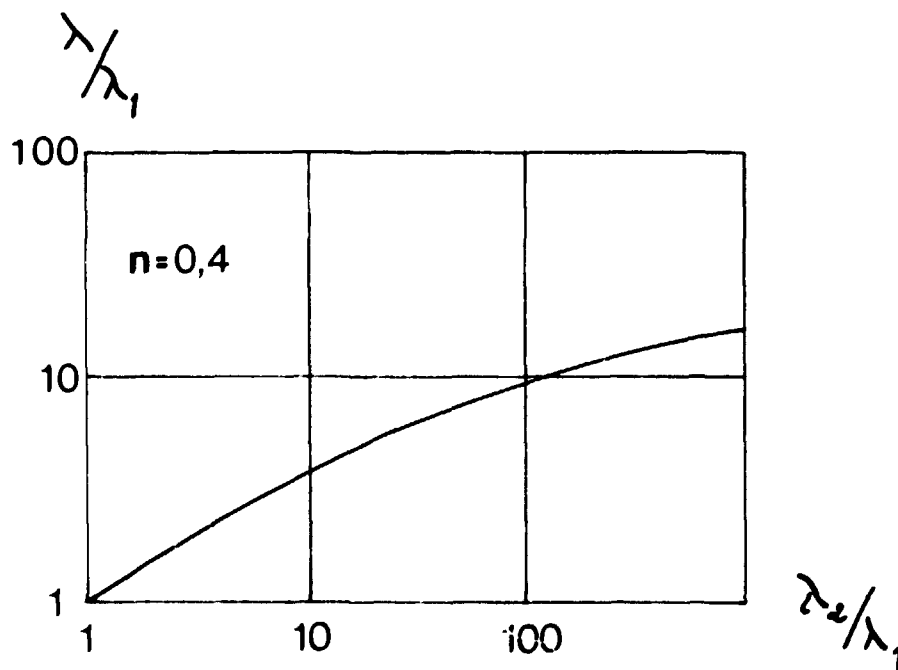


Fig 3. Numerisk beräkning av värmeledningstalet för ortorombiskt packade sfärer (Wakao, Kato).

Den stora inverkan av mikrostrukturen gör att semiempiriska eller helt empiriska beräkningsmetoder måste användas då värmeledningstalet för en torr jord skall beräknas. Ett semiempiriskt uttryck som använts av många forskare och som uppfyller de båda gränsvill-

koren

$$\lambda = \lambda_1 = \lambda_{\text{luft}} \quad \text{då } n = 1.0$$

$$\lambda = \lambda_2 = \lambda_{\text{partikel}} \quad \text{då } n = 0.1$$

är den s k Maxwell-Fricks ekvation:

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{n+(1-n)F \cdot \lambda_1/\lambda_2}{n+(1-n)F} \quad (9)$$

där formfaktorn F ges av

$$F = 1/3 \sum_{i=1}^3 \left[ 1 + \left( \frac{2}{1} - 1 \right) g_i \right]^{-1} \quad (10)$$

Denna har bl a använts av de Vries som satte  $g_1 = g_2 = 0.125$  och  $g_3 = 0.750$ .

Ø Johansen föreslår att  $g_1 = g_2 = 0.10$  och  $g_3 = 0.80$ , vilket ger en betydligt bättre överensstämmelse mellan beräknat och uppmätt värmeledningstal. Beräknat  $\lambda$  stämmer då väl överens med uppmätt om  $\lambda_2/\lambda_1$  ligger i intervallet 100 till 200, vilket vanligtvis är fallet för torr jord.

Sätter man förhållandet till 125 och använder uttryck (9) och (10) erhålls:

$$\lambda = 0.024 \cdot \frac{n+(1-n)6.65}{n+(1-n)0.053} \quad (11)$$

Mätningar av  $\lambda$  på torra jordar, som redovisats av bl a Ø Johansen, visar att uppmätt  $\lambda$  faller innanför felgränser på  $\pm 20\%$  då  $\lambda$  beräknats ur uttryck (11).

Ett något enklare uttryck erhålls om porositeten n ersätts av

$$1-n = \frac{\rho_D}{\rho_S}$$

där  $\rho_D$  = torrdensiteten  
 $\rho_S$  = kompaktdensiteten

Detta ger

$$\lambda = \frac{0.074 \rho_S + 0.136 \rho_D}{\rho_S - 0.947 \rho_D} \pm 20\% \quad (12)$$

Uttrycken (11) och (12) gäller jordmaterial som inte består av krossade produkter. Om så är fallet ger ett rent empiriskt uttryck den bästa överensstämmelsen med uppmätta värden. Detta uttryck kan enligt Ø Johansen skrivas

$$\lambda = 0.039 \cdot n^{-2,2} \pm 25\% \quad (13)$$

För torra jordar kan således sammanfattas:

- Stor inverkan av variation i mikrostruktur
- Liten inverkan av variation i partiklarnas värmeledningstal
- Semiempiriska och empiriska uttryck för att beräkna  $\lambda$  ger bäst överensstämmelse med uppmätta värden.

### 2.1.3 Värmeledning hos fuktig jord

En delvis mättad jord består av tre komponenter: mineralpartiklar, vatten och luft. Detta gör att man i detta fall, liksom vid den helt torra jorden får ett  $\lambda_2/\lambda_1$ -förhållande som är stort, ca 100-300. Av detta skäl blir man även för fuktiga jordar hänvisad till semiempiriska beräkningsmetoder. Bortser man från diffusions- och konvektionseffekter, vilka behandlas nedan, kan man slå fast att  $\lambda$  för den fuktiga jorden måste ligga mellan det för den helt torra och det för



den helt vattenmättade jorden. Detta medför att det är lämpligt att definiera ett normaliserat värmeledningstal, vilket Ø Johansen kallar "Kerstens tal" ( $K_e$ ).

$$K_e = \frac{\lambda_{\text{torr}}^{-\lambda}}{\lambda_{\text{mättad}}^{-\lambda}} \quad (14)$$

där  $\lambda$  = värmeledningstal för den fuktiga jorden  
 $\lambda_{\text{torr}}$  = d:o för den torra  
 $\lambda_{\text{mättad}}$  = d:o för den vattenmättade

Beskrivet på detta sätt får faktorn  $K_e$  värdet 0 då jorden är helt torr och värdet 1 då materialet är helt vattenmättat.

Gjorda experimentella mätningar främst av Kersten (1949) visar att  $K_e$  kan uppskattas med ledning av vattenmättnadsgraden  $S_r$ . Mätningarna som i flesta fall är gjorda vid  $+4^\circ\text{C}$  ger för finkorniga jordar, som lera och silt, att  $K_e$  kan beräknas ur

$$K_e = \log S_r + 1.0 \quad (15)$$

om  $S_r > 0.1$

Eftersom mätningarna är utförda vid en så pass låg temperatur som  $+4^\circ\text{C}$  har värmeöverföringen på grund av diffusion troligen haft begränsad betydelse. Uttryck (14) och (15) ger alltså  $\lambda$  för de fall då värmeöverföringen till största del sker genom direkt ledning. För högre temperaturer spelar diffusionen en allt större roll och  $\lambda$  beräknat enligt ovan kan i så fall betraktas som ett minimivärde.

## 2.2 Värmetransport genom strålning

Förutom genom direkt ledning transporteras värme genom en jord med hjälp av strålning. Denna uppkommer genom att en partikel som ligger närmare den varma sidan av provet får en högre ytemperatur än en grannpartikel

som ligger längre ifrån.

## VÄRMESTRÅLNING

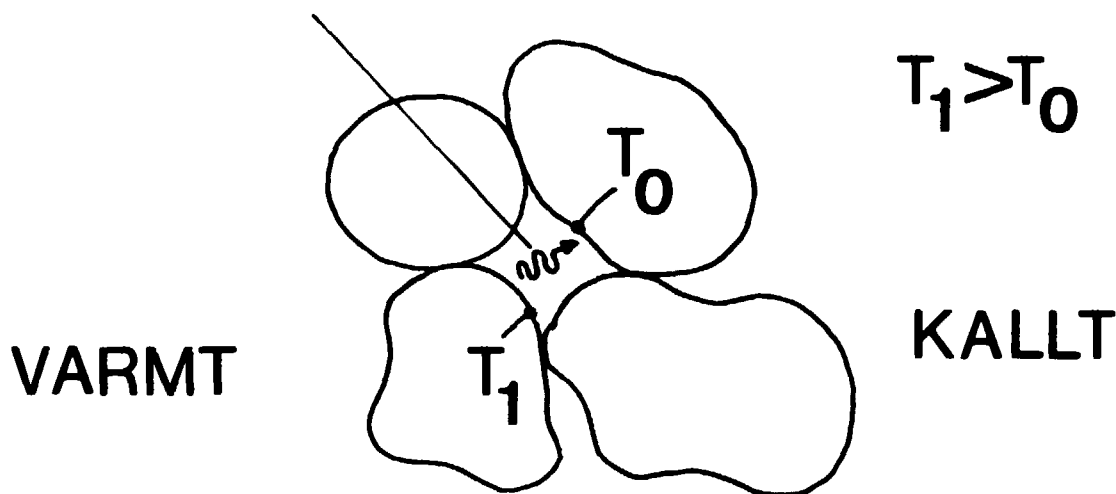


Fig 4. Värmetransport orsakad av strålning.

Givetvis spelar det stor roll för strålningen vad porutrymmet mellan partiklarna är fyllt med. Består detta av luft förstår man att strålningen kan ha viss inverkan på värmeöverföringen, medan den bör vara mindre om porerna är fyllda med något annat, t ex vatten. På grundval av arbete utfört av Wakao och Kato har Ø Johansen gjort en beräkning över strålningens bidrag då porerna är fyllda med luft (dvs torrt material) och partiklarna består av granit. Detta illustreras i Fig 5 där man ser att i en massa bestående av partiklar med en medeldiameter av 2 mm (dvs sand), är värmeöverföringen på grund av strålningen endast ca 1% av den totala då medeltemperaturen är 50-100°C.

Vid större partikelstorlekar kan dock strålningen ha viss inverkan och vid partikeldiametrar på 20 mm kan bidraget bli upp mot 15% vid motsvarande temperaturer. För fint material som lera och silt, vilket vanligen också är något vattenmättat, är dock strålningens bidrag till värmeöverföringen försumbart.

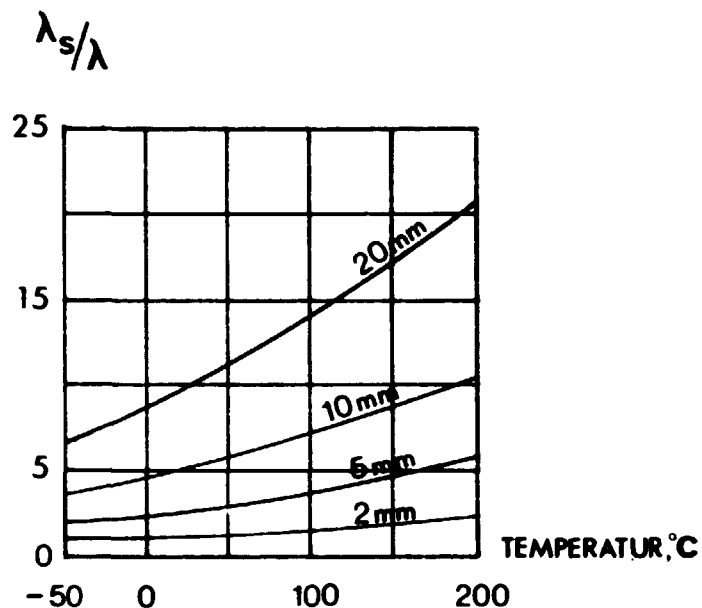


Fig 5. Strålningens bidrag till värmeöverföringen vid olika kornstorlekar. Porositeten  $n = 40\%$  (Ø Johansen).

### 2.3 Värmetransport genom diffusion

I en fuktig jordmassa som utsätts för en temperaturgradient uppkommer olika partialtryck i porluften. Dessa ger upphov till en ångdiffusion i riktning mot fallande tryck. Denna diffusion orsakar alltså en omfördelning av vattnet i jordmassan samtidigt som man får en värmeöverföring, eftersom vatten förångas vid den varma sidan och kondenserar vid den kalla. Vid förångningen åtgår värme som "lagras" i vattenångan. Denna transporteras mot område med lägre partialtryck, dvs den kallare sidan, där den kondenserar. Härvid frigörs värme som på så sätt transporterats från varm sida mot kall.

#### 2.3.1 Vattentransportmekanismer i jord

Diffusionen av vattenånga i luft beskrivs med sambandet (Ficks lag)

$$q = D \nabla p \quad (15)$$

där  $q$  = transporterad mängd vattenånga  
 $D$  = diffusionstalet för vattenånga i luft  
 $p$  = vattenångans partialtryck

Diffusionstalet  $D$  beror huvudsakligen på temperaturen i materialet och tecknas enligt bl a Krischer

$$D = \frac{0.244}{p_o RT} \left( \frac{T}{273} \right)^{2.3} \quad (16)$$

där  $p_o$  = totaltrycket  
 $R$  = vattenångans gaskonstant (461 J/kg,K)  
 $T$  = absolut temperatur

Ångtrycket i en jord kommer att bero av både temperaturen och den relativa fuktigheten i porluften. Relativa fuktigheten är i sin tur en funktion av med vilken fasthet vattnet är bundet till mineralpartiklarna. Om bindingsenergin tecknas  $\Psi$  blir sambandet mellan denna fuktpotential och relativa fuktigheten ( $\phi$ ) enligt (17).  $\Psi$  kan ses som ett negativt tryck (sug) och varierar med jordtyp och vatteninnehåll.

$$\Psi = \rho_w RT \ln \phi \quad (17)$$

Fuktpotentialen avtar med ökande vatteninnehåll, vilket är ett uttryck för att vattnet binds mindre fast ju längre ut från mineralpartikeln det är placerat. Samtidigt binds vattnet fastare i en finkornig jord än i en grövre, se Fig 6. Man ser här att vid ett vatteninnehåll på ca 10% är fuktpotentialen i en lera ca 100 gånger större än i en silt, dvs vattnet är vid denna vattenkvot 100 gånger fastare bundet i leran än i silten.

Med hjälp av (17) kan relativa fuktigheten i porluften beräknas för olika värden på fuktpotentialen. Som framgår av Fig 6 sjunker relativa fuktigheten nämnvärt först vid mycket låga vatteninnehåll, t o m i så finkorniga jordar som leror.

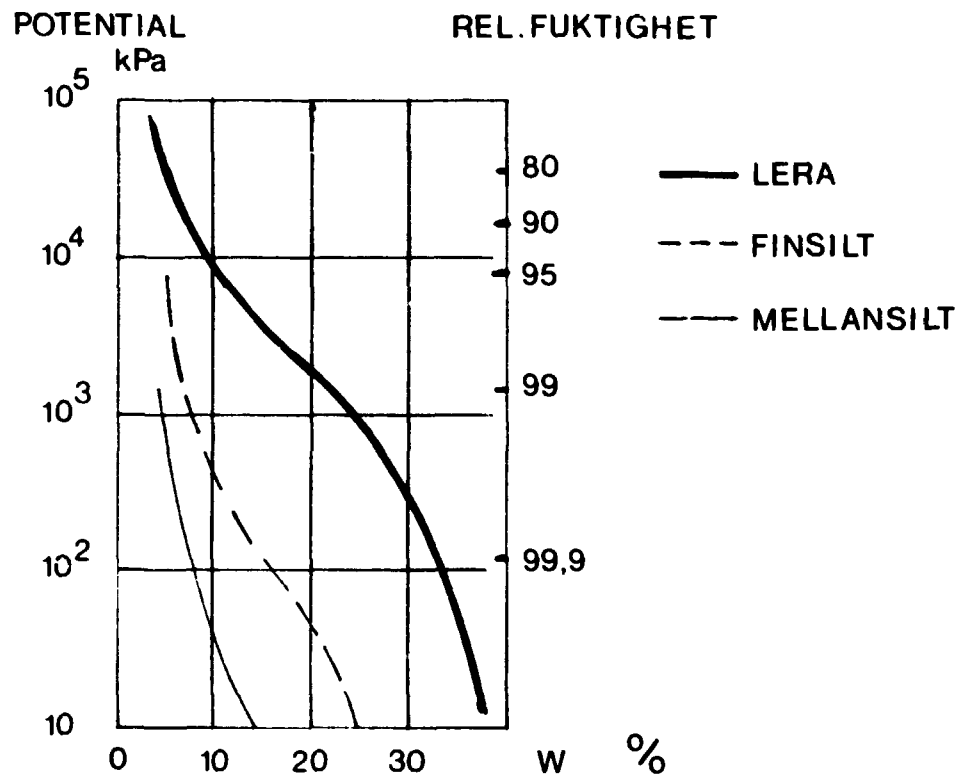


Fig 6. Exempel på fuktpotentialkurvor för tre olika jordtyper (Ø Johansen).

Om man antar en viss relativ fuktighet hos luften i porerna kan nu ångtrycksgradienten tecknas som en total differential

$$\nabla p = p'' \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \nabla \theta + \phi \frac{\partial p''}{\partial T} \nabla T \quad (18)$$

där  $\phi$  = volymandelen vatten  
 $p''$  = mättningsstrycket

I uttryck (18) utgör första delen till höger om likhetstecknet ångtrycksgradienten orsakad av fuktgradienten, medan andra delen utgörs av den temperaturberoende ångtrycksgradienten.

Används Ficks lag, uttryck (15), kan nu den totala genom diffusion transporterade vattenvolymen tecknas

$$q/\rho_w = -D_{\theta_v} \nabla \theta - D_{T_v} \nabla T \quad (19)$$

där  $D_{\theta v}$  = diffusionstal för den fuktberoende ångdiffusionen  
 $D_{T v}$  = dito för den temperaturberoende

Bidraget från den fuktberoende diffusionen beror till största delen på jordens fuktpotentialkurva, dvs av  $\frac{\partial \phi}{\partial \theta}$ , jfr (18). Detta medför att detta tillskott kommer att vara litet, oftast helt försumbart, utom vid mycket låga vatteninnehåll där den relativa luftfuktigheten faller märkbart under  $\phi = 100\%$ .

För den temperaturberoende diffusionen gäller att denna istället avtar då den relativa luftfuktigheten minskar vid låga vatteninnehåll. Den minskar givetvis också allteftersom porerna fylls med vatten och vattenmättnadsgraden ökar. Maximum inträffar vid förhållandevis ringa vatteninnehåll då fortfarande kontinuiteten är låg i vattenfasen.

Då ett jordmaterial med ett från början jämnt fördelat fuktinnehåll utsätts för en temperaturgradient kommer de ovan nämnda diffusionseffekterna att orsaka en omfördelning av vattnet. I ett slutet system kommer detta att orsaka en uttorkning vid varm sida och en vattenackumulering vid kall. Detta är också bekräftat genom en mängd laboratorieförsök. Omfördelningen av vattnet gör att man får en fuktgradient, vilken kommer att verka som drivkraft för en kapillär vattentransport i motsatt riktning. Storleken hos denna vattenrörelse kommer att vara avhängig av gradientens storlek samt av jordens permeabilitet.

Efter lång tid då förhållandena i massan stabiliserats kommer man alltså att få ett dynamiskt jämviktsläge för diffusion och kapillär återtransport. Riktigheten i detta visades först av Gurr (1952). Han använde ett fuktigt jordprov i vilket han blandade in en liten mängd kalciumklorid. Han utgick från att saltet endast

kunde förflyttas i vätskefasen och utsatte jordprovet för en temperaturgradient. Efter ett antal dygn bestämdes vattenkvotfördelningen och saltkoncentrationen i olika delar av provet. Man fann att vid låga värden på den ursprungliga vattenkvoten var även efter försöket vattenkvot och saltkoncentration jämnt fördelade i provet. Vid en något större utgångsvattenkvot var, sedan försöket avslutats, både vattenkvot och saltkoncentration ojämnt fördelade. Härvid var vattenkvoten störst vid kalla sidan medan saltkoncentrationen hade maximum vid varma. Detta tolkades som att diffusionen transporterat vatten mot kalla sidan medan kapillära transporten verkat på andra hållet och ackumulerat saltet där. Slutresultatet var dock en uttorkning på varm sida och en uppfuktning vid kall, dvs återtransporten till varm sida hade inte varit tillräckligt effektiv för att förhindra uttorkning. Vid ytterligare högre vattenkvot vid försökets start var enbart saltkoncentrationen ojämn sedan försöket avslutats. Förklaringen blir, att vid dessa högre vattenkvoter blir kontinuiteten i vattenfasen så hög att en i stort sett lika stor mängd vatten återtransporteras mot varma sidan, med hjälp av den kapillära transportmekanismen, som förflyttas mot kalla sidan av diffusionen.

De olika fukttransportmekanismerna har alltså olika betydelse vid ökande vattenmängd. Vid små vattenkvoter (<10%) har den fuktberoende diffusionen en viss inverkan medan den avtar kraftigt vid högre vattenkvoter. Här spelar i stället den temperaturberoende diffusionen stor roll. Vid riktigt höga vattenkvoter då porerna börjar bli fyllda med vatten avtar även denna effekt. Samtidigt med den temperaturberoende diffusionen verkar också en kapillär vattentransport<sup>1)</sup> i motsatt riktning under förutsättning att kontinuiteten i vattenfasen är tillräckligt hög.

---

<sup>1)</sup> Ett resultat av den uppkomna fuktsituationen.

### 2.3.2 Värmetransport orsakad av vattenvandring

Som ovan beskrivits får man en värmeöverföring i jordmassan samtidigt som vattenkvotsfördelningen ändras. Denna extra värmetransport kan lämpligen tolkas som en ökning av värmeledningstalet, eftersom det i de flesta fall är temperaturgradienten som styr förloppet.

Med Ficks lag (15) samt uttryck (18) kan den överförda diffunderade ångmängden beräknas

$$q_v = D\phi \frac{\partial p''}{\partial T} \nabla T \quad (20)$$

Således erhålls den transporterade värmemängden som

$$q = r q_v$$

där  $r = \text{ångbildningsvärmens för vatten} = 2450 \text{ kJ/kg.}$

Bidraget till värmeledningstalet blir således

$$\lambda_v = rD\phi \frac{\partial p''}{\partial T} \quad (22)$$

Detta tillsammans med värmeledningstalet i torr luft ger ett ekvivalent värmeledningstal  $\lambda'$

$$\lambda' = \lambda_a + \lambda_v$$

där  $\lambda_a = \text{värmeledningstalet i luft.}$

Fig 7 visar sambandet mellan värmeledningstal och temperatur för fallet mättad vattenånga ( $\phi = 1.00$ ). Den för den fuktiga luften stora ökningen av  $\lambda$  med temperaturen är en funktion av den kraftiga ökningen av vattenångtrycket med temperaturen. Man ser vidare att vid ca  $60^\circ\text{C}$  är den fuktiga luftens  $\lambda$  lika stort som vattnets, för att vid högre temperaturer bli större.



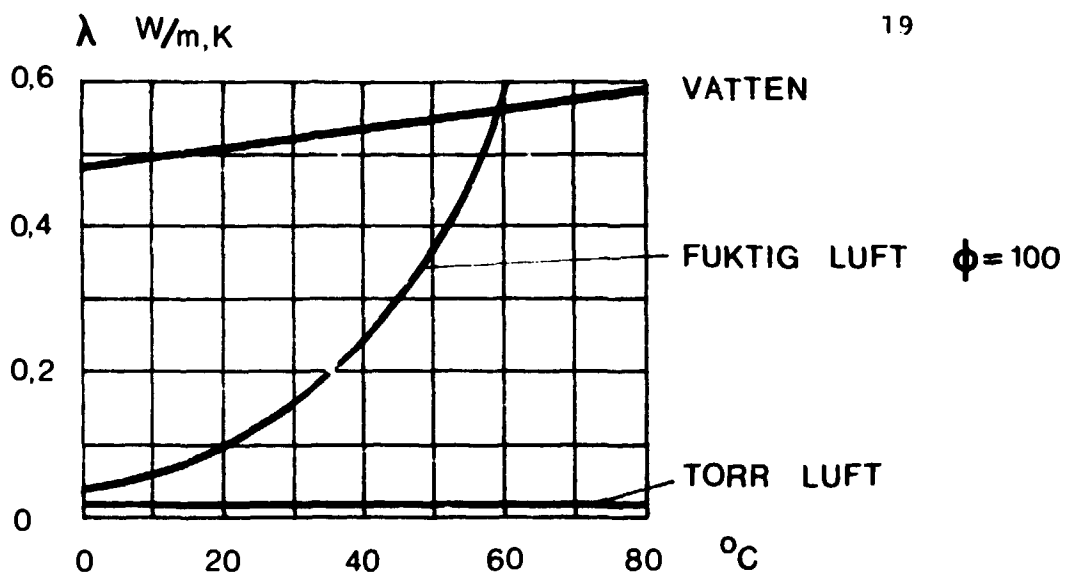


Fig 7. Jämförelse mellan torr lufts, vattens och fuktig lufts värmeledningstal vid olika temperaturer (Krischer).

Denna stora temperaturinverkan på värmeledningstalet kommer givetvis även till uttryck i värmeledningstalet hos den icke vattenmättade jorden. Detta har visats av bl a de Vries värmeledningsmätningar på fuktig sand, Fig 8. Man ser där att vid låga och höga vattenmättnadsgrader där den termiska diffusionen är begränsad är även det ekvivalenta värmeledningstalets temperaturberoende måttligt. Vid måttliga mättnadsgrader är däremot temperaturberoendet stort och detta orsakas givetvis av den stora inverkan diffusionen har i detta mättnadsområde.

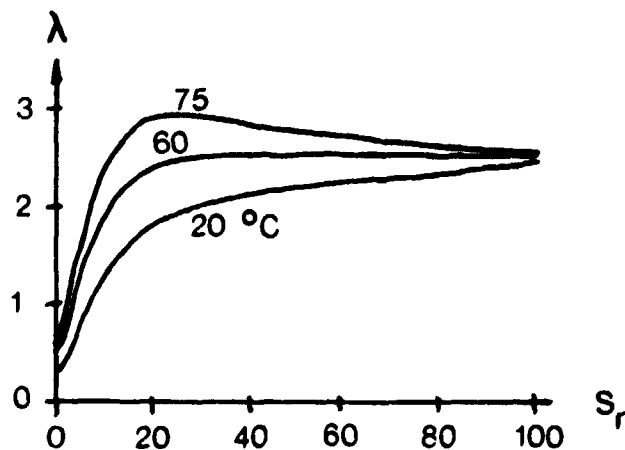


Fig 8. Värmeledningstal hos fuktig sand vid olika vattenmättnadsgrader och temperaturnivåer (de Vries).

## 2.4 Värmetransport genom konvektion

Värmeöverföring genom konvektion i jord kan vara av två slag:

1. Påtvingad konvektion
2. Fri konvektion

För den första typen gäller att den är orsakad av en påtvingad rörelse i vattnet eller gasen som fyller porerna. Denna kan till exempel uppstå genom en grundvattenströmning.

Den andra typen uppstår då en temperaturgradient orsakar rörelse hos porvattnet resp gasen, genom att en varm vätska resp gas har lägre densitet än en kall.

För att få en uppfattning om vilken inverkan en påtvingad vätskerörelse har för värmeledningstalet i en porös massa har Yagi och Kunii gjort en del försök. De lät en vätska strömma i ett rör fyllt av partiklar och bestämde sedan hur det radiella värmeledningstalet förändrades. På grundval av dessa försök definierades ett effektivt värmeledningstal

$$\lambda' = \lambda^0 + \lambda_t \quad (24)$$

där  $\lambda^0$  = värmeledningstal hos tillståande vätska  
 $\lambda_t$  = bidraget från den strömmande vätskan

Bidraget  $\lambda_t$  erhålls ur

$$\lambda_t = \alpha\beta \cdot d_p (c\rho)_v \cdot v \quad (25)$$

där  $\alpha\beta$  = empiriska dimensionslösa faktorer  
 (0.08 - 0.14 för sfärer och cylindrar)  
 $d_p$  = genomsnittlig partikelstorlek  
 $(c\rho)_v$  = specifikt värme hos vätskan  
 $v$  = hastighet hos vätskan

Som framgår av (25) ökar värmeledningstalet hos den strömmande vätskan proportionellt med medelkornstorlek och vätskehastighet. Antar man en gradient på 0.1 kan följande uppskattning av tillskottet till värmeledningstalet göras om vätskan utgörs av vatten.

	$d_p$ (mm)	$k$ (m/s)	$v$ (m/s)	$\lambda_t/\lambda^0$
silt	0.02	$10^{-6}$	$10^{-7}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$
sand	1.0	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$7.6 \cdot 10^{-2}$
grus	5.0	1.0	$10^{-1}$	380

I tabellen ser man att ökningen av värmetransporten i en riktning vinkelrätt mot strömriktningen är helt försumbar i material finare än sand. Detta beror till stor del på dessa materials låga permeabilitetskoefficient, som gör att vattenhastigheterna blir låga. Det är endast i grov sand och grus man får någon påtaglig ökning av  $\lambda$  på grund av vattengenomströmningen, men här kan å andra sidan ökningen bli flera hundra gånger.

Den fria konvektionen är som tidigare nämnts knuten till en temperaturgradient, som orsakar densitetsdifferanser i porvätskan. Många försök visar att en strömning av vätska inte uppkommer förrän en kritisk temperaturdifferans överskrids. Bl a Ø Johansen har visat att dessa temperaturdifferanser är beroende av jordmateriallets kornstorlekssammansättning. Som exempel på dessa kritiska temperaturdifferanser anger Johansen att ett vattenmättat material med en meters tjocklek och med permeabilitetskoefficienten ca  $10^{-2}$  m/s (dvs grov sand) kräver en temperaturskillnad på  $48^\circ\text{C}$  för att fri konvektion ska uppstå. För det vattenmättade materialet krävs mindre temperaturdifferans, men det är ändå bara i så grovt material som grus och grövre som denna konvektion spelar någon roll.

## 2.5 Sammanfattning

- I vattenmättad jord spelar den mikrostrukturella uppbyggnaden liten roll för värmeledningstalet. Detta kan beräknas ur uttryck (7) och (8) med ett fel av ca  $\pm 15\%$ .
- I torr jord har däremot mikrostrukturen stor betydelse för värmetransportförmågan.  $\lambda$  kan i detta fall beräknas ur (11) med ett fel av  $\pm 20\%$ .
- I fuktig jord är värmeledningsförmågan större än den i torr, men mindre än den i den helt vattenmättade. Då jorden är finkornig kan  $\lambda$  beräknas ur uttryck (14) och (15).
- Värmetransporten orsakad av strålning mellan partiklarna är försumbar då jorden består av sand eller finare material. En viss ökning av  $\lambda$  kan erhållas i stenfyllningar.
- Värmetransporten genom diffusion av vattenånga får betydelse när vattenmättnadsgraden överstiger ca 5-10%, men avtar då den blir hög, ca 70-80%. Denna värmetransportmekanism orsakar vid måttliga mättnadsgrader ett kraftigt temperaturberoende hos  $\lambda$ .
- När kontinuiteten i vattenfasen blir tillräckligt hög får man en motriktad vattentransport till diffusionen. Denna orsakas av den kapillära vattentransporten. Detta gör att man vid låga mättnadsgrader får en ojämn fuktfördelning, med uttorkning på varm sida och uppfuktning vid kall. Vid högre mättnadsgrader blir återsugningen så kraftig att fuktfördelningen blir ganska jämn även när en temperaturgradient verkar i provet.
- Värmetransporten orsakad av konvektion i porsys-

temet har endast betydelse för så grovt material  
som grus och grövre.

## 3 BUFFERTMATERIALETS VÄRMELEDNINGSTAL - LABORATORIEFÖRSÖK

För att direkt mäta värmeledningstalet hos den föreslagna buffertmassan (Jacobsson & Pusch, 1977) har en serie laboratorieförsök utförts. Undersökningen har gjorts under stationära temperaturförhållanden i en cylindrisk apparat med radiellt värmeflöde, Fig 9.

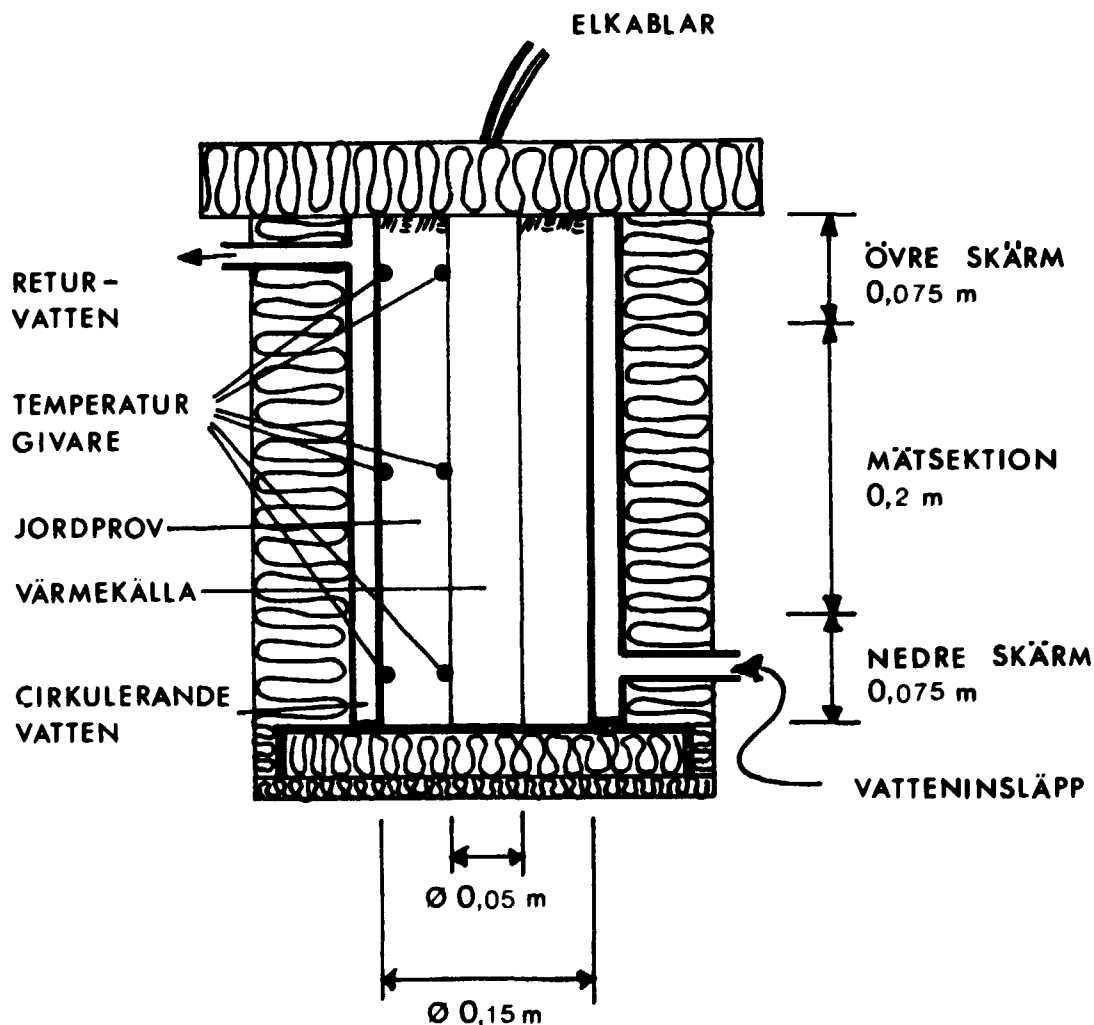


Fig 9. Schematisk skiss av apparaten som använts för bestämning av värmeledningstalet.

För att garantera ett radiellt värmeflöde har det centrala värmeelementet försetts med två skärmsektioner, en övre och en nedre. Var och en av värmeelementets tre delar är försedd med individuell upphettninganordning genom elektriska värmeelement. Med sex motståndstermometrar kan temperaturförhållandena i provet bestämmas och med ledning av detta kan effekttillförseln till värmeelementets olika delar regleras. Denna justeras tills temperaturfördelningen blir lika i hela provet.

På detta sätt kompenseras för värmeförluster genom apparatens plana ytor. När stationärt tillstånd uppnåtts kan värmeledningstalet  $\lambda$  beräknas ur (26)

$$\lambda = \frac{Q \ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi \cdot L (T_i - T_y)} \quad (26)$$

där  $Q$  = tillförd elektrisk effekt i mätsektionen  
 $r_2$  = yttre cylinderns radie  
 $r_1$  = värmeelementets radie  
 $L$  = mätsektionens längd  
 $T_i$  = temperaturen på mätsektionens varma sida  
 $T_y$  = dito på den kalla

Temperaturen hos det i den yttre cylindern cirkulerande vattnet hålls konstant med hjälp av en kryostat. Därvid borttransporteras den värmemängd som tillförs genom upphettningen i centrum.

Regleringen av apparaten har skett manuellt, med registrering av temperatur, strömstyrka och spänning en gång i timmen. Har ingen påtaglig omfördelning av vattnet i provet skett har stabiliseringstiden, dvs tiden tills stationära förhållanden inställts, varit 7-8 timmar. Har omfördelning av fukten inträffat har tiden varit avsevärt längre.

Vid borrhålsdeponering kan man räkna med en temperaturdifferens över buffertmaterialet på ca 30-40°C. Eftersom zonen med buffertmassa beräknas bli 0.20 m<sup>1)</sup> medför detta en temperaturgradient på 1.5-2.0°C/cm. Vid laborietestningen har därför använts temperaturgradienter av samma storleksordning. Vid de olika försöken har gradienterna varierat något, men ligger i intervallet 1.2-2.6°C/cm.

1) Uppgiften lämnad av KBS.



Fig 10. Överst: Den demonterade apparaten för bestämning av värmeledningstalet.  
Underst: Försökupställningen klar och och mätning pågår. Cylinderapparaten är klädd med minerallull för att minska värmeförlusterna.



Massan som här undersökts bestod av en blandning av naturlig silt från Piteå och Na-bentonit. Deras kornfördelningskurvor visas i Fig 11. Blandningsförhållandet var 90% silt och 10% bentonit (viktprocent).

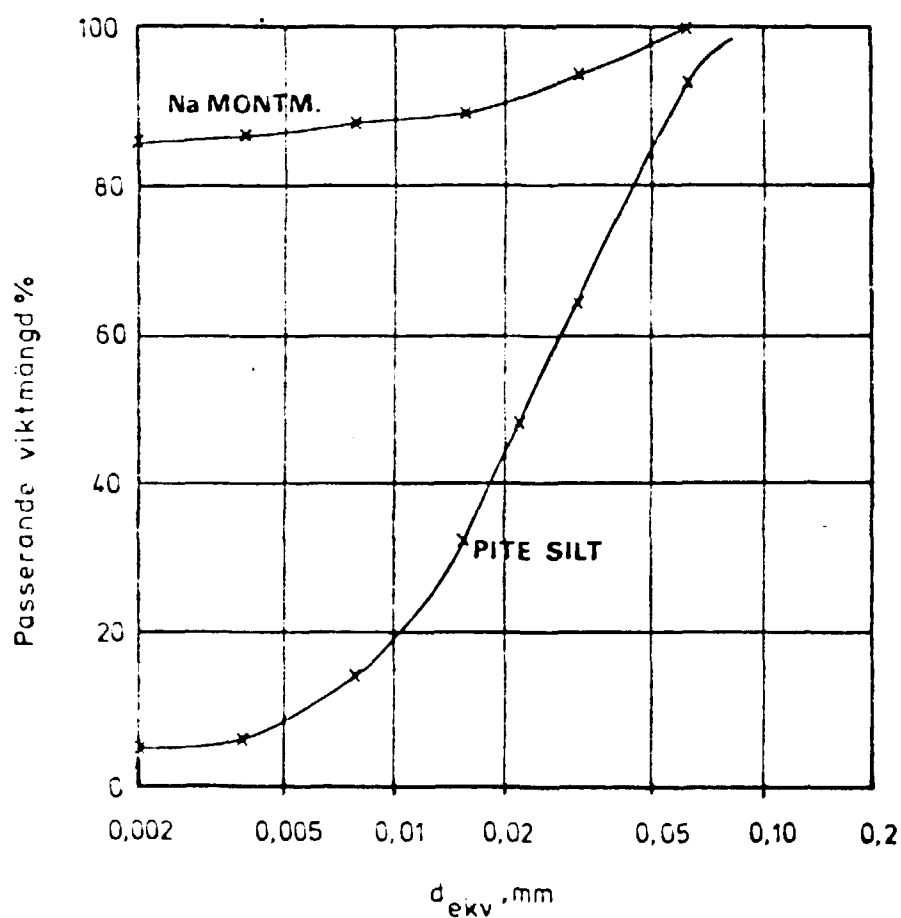


Fig 11. Kornfördelningskurvor för Na-bentonit (Volclay) och Pitesilt.

Komponenterna blandades i torrt tillstånd varefter vatten tillsattes. Blandningen fortsatte därefter tills massan blev homogen. Ur det färdigblandade materialet togs 5 delprover ut för exakt vattenkvotbestämning. Materialet packades med måttligt packningsarbete in i cylinderapparaten. De skrymdensitetsvärden, porositeter och vattenmättnadsgrader som uppnåddes vid de olika försöken redovisas i tabell 1.

TABELL 1

Försök	vattenkvot w(%)	skrymdensitet $\rho$ (t/m <sup>3</sup> )	porositet n(%)	vattenmätt- nadsgrad S <sub>r</sub> (%)
1	1.8	1.40	48.1	5.1
2	4.8	1.54	45.6	15.5
3	11.6	1.50	49.3	31.6
4	24.7	1.76	47.7	73.2

Försök 1 utfördes vid två olika medeltemperaturer 25.5°C och 47.5°C. Det erhöles något olika  $\lambda$ -värden vid de båda temperaturnivåerna och dessa tillsammans med övriga värmeledningstal finns redovisade i tabell 2. Värmeledningstalen bestämdes med hjälp av uttryck (26) sedan temperaturutvecklingen stabiliserats. I de flesta fall uppnåddes detta efter ca 7-8 timmar.

TABELL 2

Försök	vattenkvot w (%)	värmelednings- tal $\lambda$ (W/m,K)	medeltempe- ratur (°C)	temperatur- gradient (°C/cm)
1a	1.8	0.21	25.5	2.4
1b	1.8	0.23	47.5	2.6
2	4.8	0.39	46.8	1.8
3	11.6	0.96*	43.8	1.1
4	25.0	1.72	41.5 resp 51.5	0.4 resp 1.7

\*  $\lambda$  bestämt 10 timmar efter försökets start.

I försök 3 skedde ingen stabilisering av temperaturerna utan dessa fortsatte att öka även 114 timmar efter försökets start. Detta innebär att värmeledningstalet i massan successivt sjunker. 0.96 W/m,K i försök 3 är det värmeledningstal som kunde bestämmas efter ca 10 timmar, dvs då temperaturerna i de övriga försöken hade stabiliserats.

Hur de uppmätta värmeledningstalen varierar med tiden visas i Fig 12. Man ser att  $\lambda$ -värdet i försök 3 successivt sjunker och när försöket bryts efter 114 timmar har det reducerats till 0.65 W/m,K. Denna minskning på över 30% av ursprungsvärdet får helt tillskrivas omfördelningen av vattnet i massan.

Vattentransporten orsakar en uttorkning vid den varma sidan och en uppfuktning vid den kalla. Uttorkningen ger upphov till ett lägre värmeledningstal, vilket minskar det resulterande  $\lambda$ -värdet. Vid de övriga försöken kan man inte märka någon påtaglig förändring av  $\lambda$  med tiden, vilket tolkas som att ingen radikal omfördelning av vattnet ägt rum.

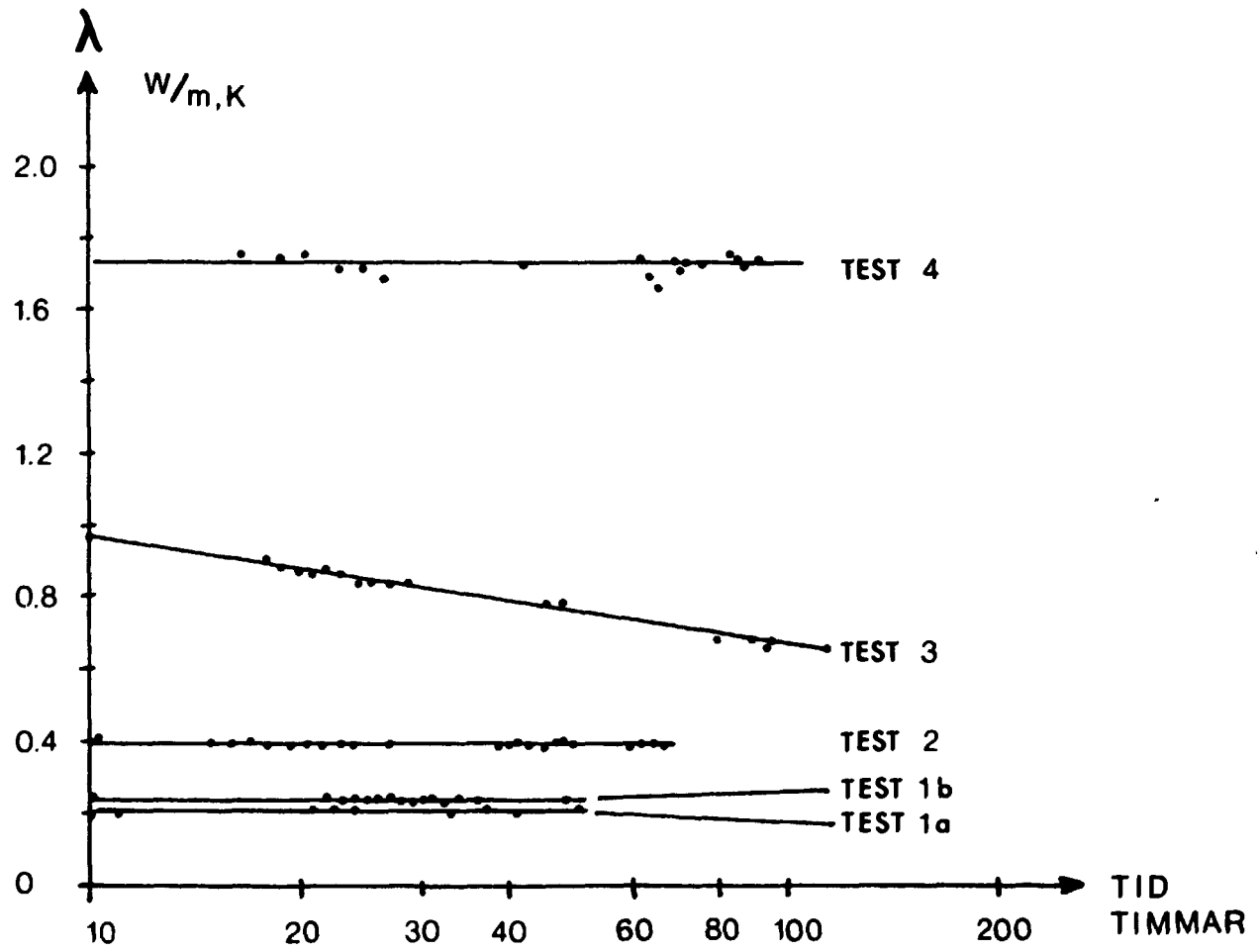


Fig 12. Värmeledningstalet som funktion av tiden.

För att närmare studera vattenkvotfördelning i provet sedan detta utsatts för temperaturgradienten, utfördes provtagning i 5 punkter (Fig 13)

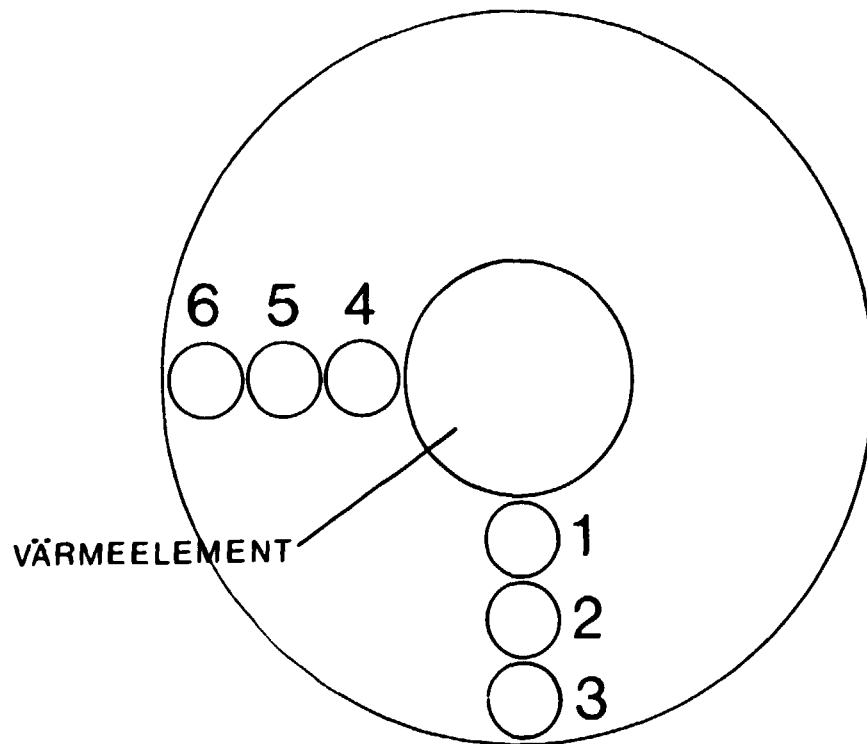


Fig 13. Provtagningspunkternas läge i cylindern.

I Fig 14 och 15 visas hur vattenkvoterna varierar efter försök 3 och 4. Man ser en klar effekt av uttorkning närmast den varma sidan i försök 3, medan man i försök 4 har en tämligen jämn fördelning av vattnet. Inom respektive provtagningspunkt varierar vattenkvoterna lite. I försök 3 har man emellertid något lägre vattenkvoter i överdelen. Detta antyder att man här inte helt lyckats eliminera uttorkning fastän överytan varit täckt med plastfolie under isoleringen.

	1	2	3	
	4.3	9.5	14.1	
	5.4	11.1		
	6.0	12.1	15.1	
VARM SIDA	5.7	10.8	16.4	KALL SIDA
	5.7	9.2		
	5.8	7.6	16.7	

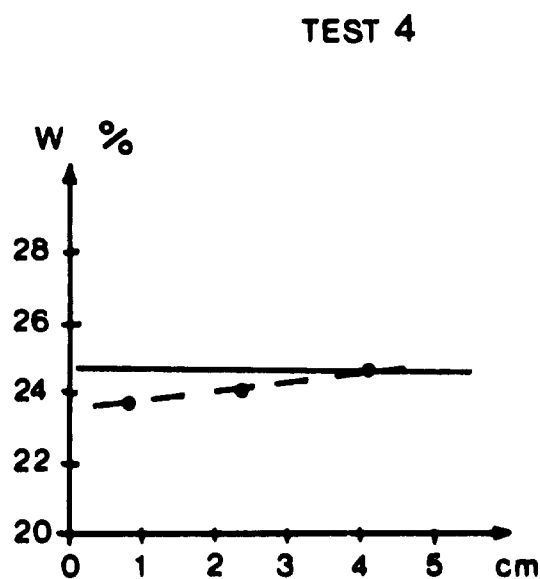
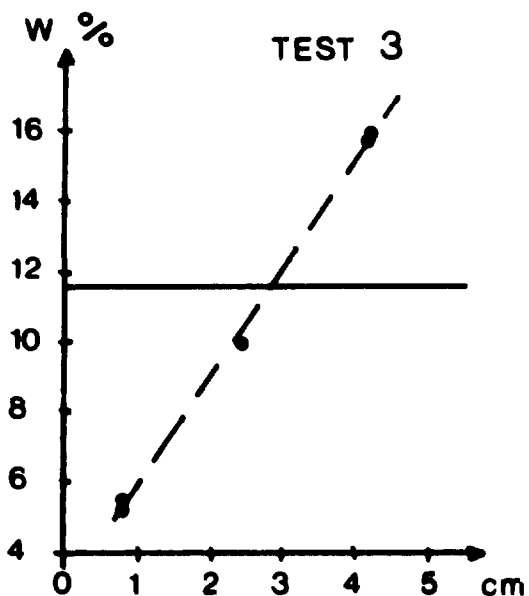
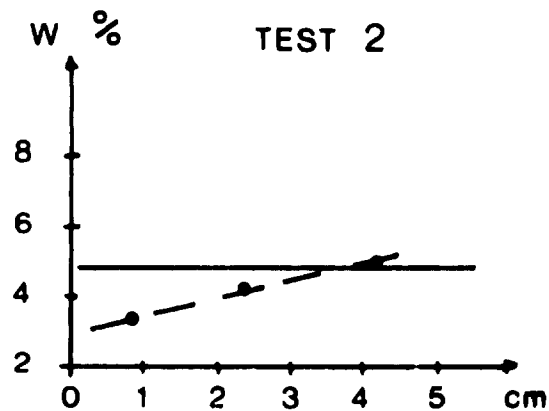
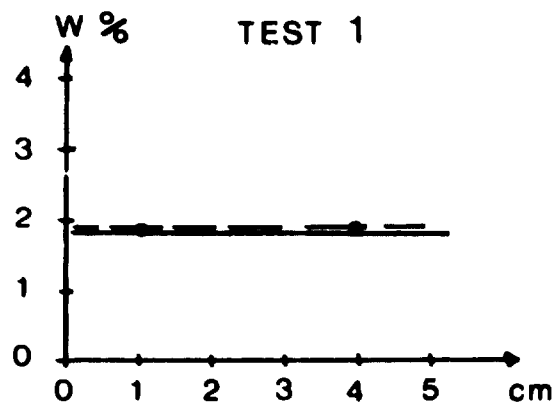
Fig 14. Fördelning av vattenkvoten i massan sedan försök 3 avbrutits (114 timmar).

	1	2	3	
	23.6	24.0	24.7	
	22.8	23.7	24.5	
VARM SIDA	23.7	23.6	24.8	KALL SIDA
	24.1	24.4	24.8	
	23.7	24.0	25.1	
	23.5	23.6	24.0	

Fig 15. Fördelning av vattenkvoten efter försök 4 (88 timmar).

Fig 16 visar hur vattnet omfördelats vid de olika försöken. Vid mycket låga ursprungliga vattenkvoter har ingen förändring i vatteninnehållet ägt rum. I försök 2 kan en viss uttorkning vid den varma sidan märkas men den inskränker sig till 1-2 procentenheter. Uppfuktningen vid den kalla sidan är också ringa. Intressant är att notera, att denna ringa uttorkning inte påverkar det resulterande värmeledningstalet, se Fig 12.

I försök 3 finner man däremot en påtaglig omfördelning av vattnet. Uttorkningen vid varma sidan var när försöket bröts ca 7 procentenheter. Då hade ännu inte fortvarighetstillstånd uppkommit varför uttork-



— INITIELL VATTENKVOT  
 - - - SLUTLIG VATTENKVOT

Fig 16. Sammanställning över vattenkvotsfördelningen före och efter respektive försök.



ningen troligen är ännu större i detta skede. Man noterar också ett påtagligt tidsberoende hos värmeledningstalet (Fig 12).

I försök 4 vars ursprungliga vattenkvot var 24.7% finner man ånyo att omfördelningen av vattnet är liten. Vid varma sidan har man en vattenkvot som endast är ca 1 procentenhet lägre än startvärdet. Liksom i försök 2 blir det bestämda  $\lambda$ -värdet oberoende av tiden (Fig 12).

#### 4 RESULTATANALYS

$\lambda$ -värdet för respektive testblandning kan teoretiskt beräknas med hjälp av uttrycken (7), (8), (11), (14) och (15). Volymandelen kvarts i Pitesilten är ca 70% och övriga data erhålls ur tabell 1 och 2. Jämförelsen mellan beräknade och uppmätta värden blir enligt Fig 17.

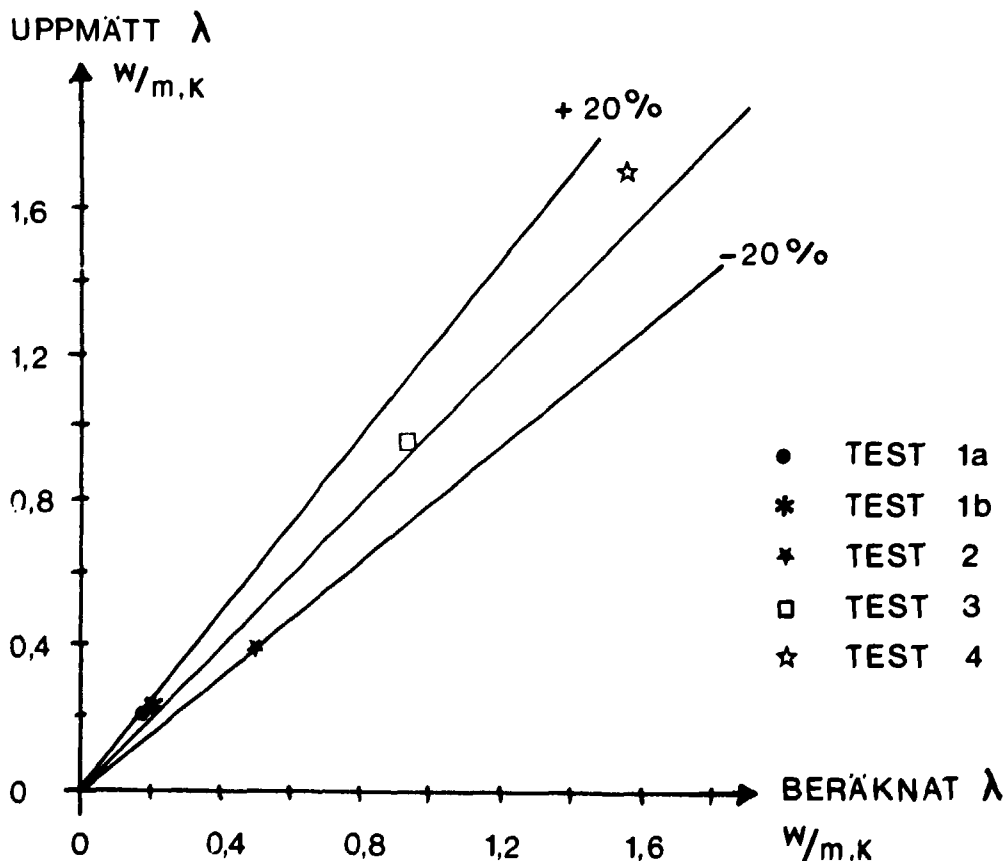


Fig 17. Jämförelse mellan beräknade och uppmätta  $\lambda$ -värden.

För försök 3 har  $\lambda$ -värdet som bestämdes 10 timmar efter försökets start prickats in. Detta ligger inom felgränserna  $\pm 20\%$ , men viktigt är att poängtera att  $\lambda$  i detta försök successivt avtar med tiden (Fig 12). Tidsberoendet orsakas som tidigare konstaterats av en vattenomfördelning i provet med uttorkning vid varm sida (Fig 16). Detta stör provets homogenitet och det mätta  $\lambda$  blir att betrakta som ett resulterande värmeledningstal för inhomogent material där inhomogeniteten tilltar med tiden. Vid fortvarighetstillstånd kommer mätt  $\lambda$  att vara avsevärt lägre än beräknat.

Uppmätt och beräknat  $\lambda$  stämmer väl överens för de torra materialen (1a, 1b) samt för det nästan vattenmättade (försök 4). I försök 2 är mätt  $\lambda$  lägre än beräknat men faller innanför felgränsen (20%).

Möjligheterna för vattnet i massan att förflyttas är starkt beroende av vattenkvoten och vattenmättnadsgraden i utgångsläget. Är vattenmättnadsgraden mycket låg som i försök 1 (5.1%) finns inget fritt vatten som kan förflyttas. Detta ser man också i Fig 16, eftersom vattenkvoten efter försöket är densamma som före. Man finner alltså inte heller något tidsberoende hos  $\lambda$ , Fig 12.

I försök 2 har vattenmättnadsgraden varit något högre (15.5%). Den har uppenbarligen inte varit tillräckligt hög för att en omfördelning av vattnet skulle äga rum (Fig 16). En viss uttorkning vid varma sidan har inträffat men den är så liten som 1-2 procentenheter och tycks inte ha påverkat  $\lambda$ . I detta fall har alltså vattnet varit något mera lättrörligt än i försök 1. Bindningen till mineralpartiklarna har ändå varit tillräckligt stor för att förhindra vattentransport vid denna temperaturgradient,  $1.8^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ . Hade gradienten varit tillräckligt hög, skulle man troligen få

vattentransport även vid denna vattenmättnadsgrad. Eftersom gradienten vid borrhålsdeponering inte beräknas bli större än ca  $1.5^{\circ}/\text{cm}$  skulle en massa med denna vattenmättnadsgrad troligen inte få någon större omfördelning av vattnet. Mossan i försök 3 hade vattenkvoten 11.6%, vilket vid den aktuella packningen gav vattenmättnadsgraden 31.6%. Här har fritt vatten förekommit i porerna och detta har genom diffusion förflyttats från varm till kall sida. Både uttorkning och uppfuktning har varit påtaglig liksom  $\lambda$ :s tidsberoende (Fig 16, 12).

Vattenkvoten i försök 4 var 24.7% och vattenmättnadsgraden 73.2%. Även här har det funnits fritt vatten i porerna. Vattnet har transporterats av diffusionen mot kall sida. Det har då uppstått en fuktgradient. I försök 4 med hög mättnadsgrad har kontinuiteten i vattenfasen varit så god att en återtransport av vattnet uppkommit under inverkan av denna gradient. Man har, som bl a Gurr uttrycker det, erhållit en dynamisk jämvikt i systemet, med dels en transport av vatten mot kalla sidan och dels en motriktad mot varma. Detta resulterar i en jämn vattenkvot i massan. Skillnaden mellan varm och kall sida är i detta test endast ca 2 procentenheter. I försök 3 har inte vattenmättnadsgraden varit tillräckligt hög för att åstadkomma god kontinuitet i porvattnet. Detta har resulterat i att återtransporten av vatten varit låg, varvid en ansamling av vatten uppkommit vid kalla sidan.

Försök utförda av Jacobsson & Pusch visar att en överraskande jämn fördelning av vattenkvoten uppkommer om den lufttorra, varma bentonit/siltblandningen själv får ta upp vatten (Fig 18). Att så höga och jämna vattenkvoter kunde erhållas fastän kapselns ytemperatur hela tiden hölls konstant  $100^{\circ}\text{C}$  kan tyckas något förvånande när man jämför med värmeledningsförsöken, där både temperaturerna och temperaturgradienten genomgående varit lägre. Skillnaden kan dock förklaras

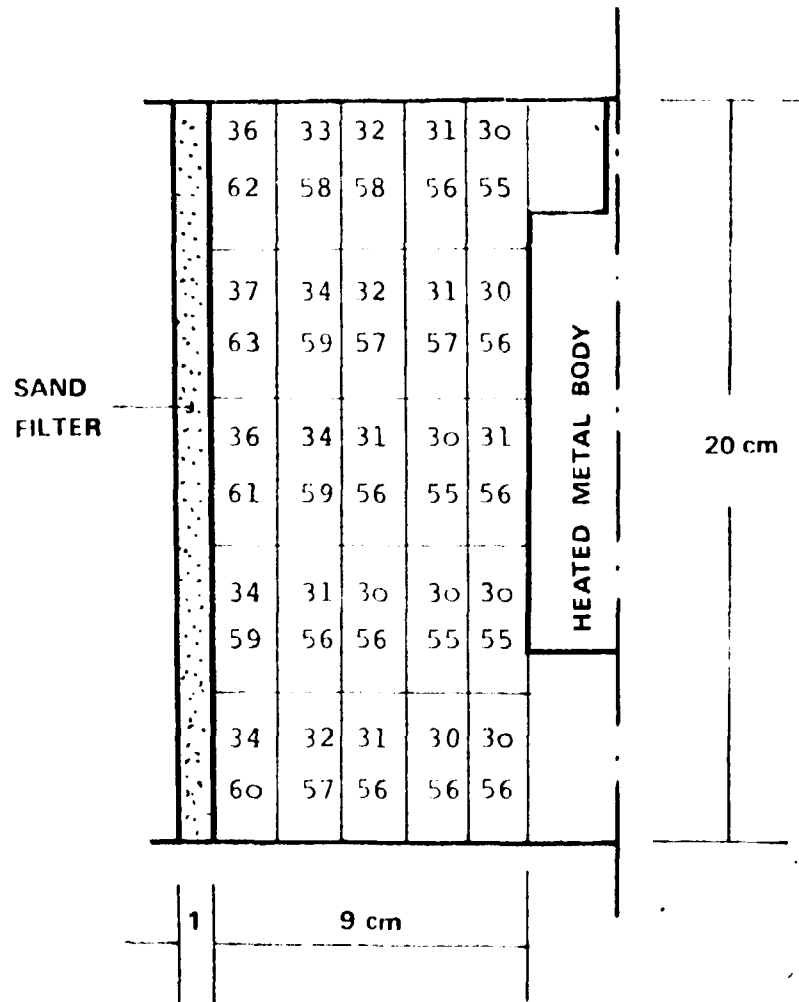


Fig 18. Fördelning av vattenkvoten (övre värde för respektive element) och vattenmättningsraden i % (undre värde för respektive delement) sedan temperaturjämvikt uppkommit. En överraskande jämn vattenfördelning har erhållits. Likaså är vattenmättningsgraden nära den varma kapseln överraskande hög (Jacobsson & Pusch).

av kapilläreffekter och av att ett visst vattenöverttryck (upp till ca 2 kPa) rådde vid kalla sidan.

Vid värmeledningsförsöken blandades den torra massan med vatten varvid bentoniten kunde svälla fritt. Därefter gjordes inpackningen i cylinderapparaten. Här existerade alltså inte något yttre vattentryck.

Vid deponeringen kan det sista försöket sägas vara representativt för stadiet innan försegling skett och vatten tillåtits strömma till, medan det förra försöket illustrerar förhållandena sedan svällningen är förhindrad och vatten har fått tillträde.

Det är alltså uppenbart att om  $\lambda$  är tillräckligt stort i första stadiet av deponeringen, blir det även tillräckligt sedan hålen förseglats och vatten strömmat till. Det bör tilläggas att det vattentryck som kommer att råda vid " .lla" sidan vid deponeringen blir minst 1000 gånger högre än vid Jacobsson & Puschs försök. Det råder ingen som helst tvekan om att detta kommer att leda till en mycket hög vattenmättnadsgrad.

För att få värmeledningsegenskaper som inte ändrar sig med tiden, dvs att massan torkar vid den varma kapseln, kan man alltså välja två vägar:

1. Tillräckligt låg vattenmättnadsgrad  $< \sim 20\%$
2. Tillräckligt hög vattenmättnadsgrad  $> \sim 70\%$

Alternativ 1 ger dock ett lägre  $\lambda$  än alt 2 på grund av det lägre vatteninnehållet.

För att få tillräckligt hög vattenmättnadsgrad i massan sedan packningen är utförd krävs en viss porositet och vattenkvot. Sambandet mellan dessa tre storheter visas i Fig 19.

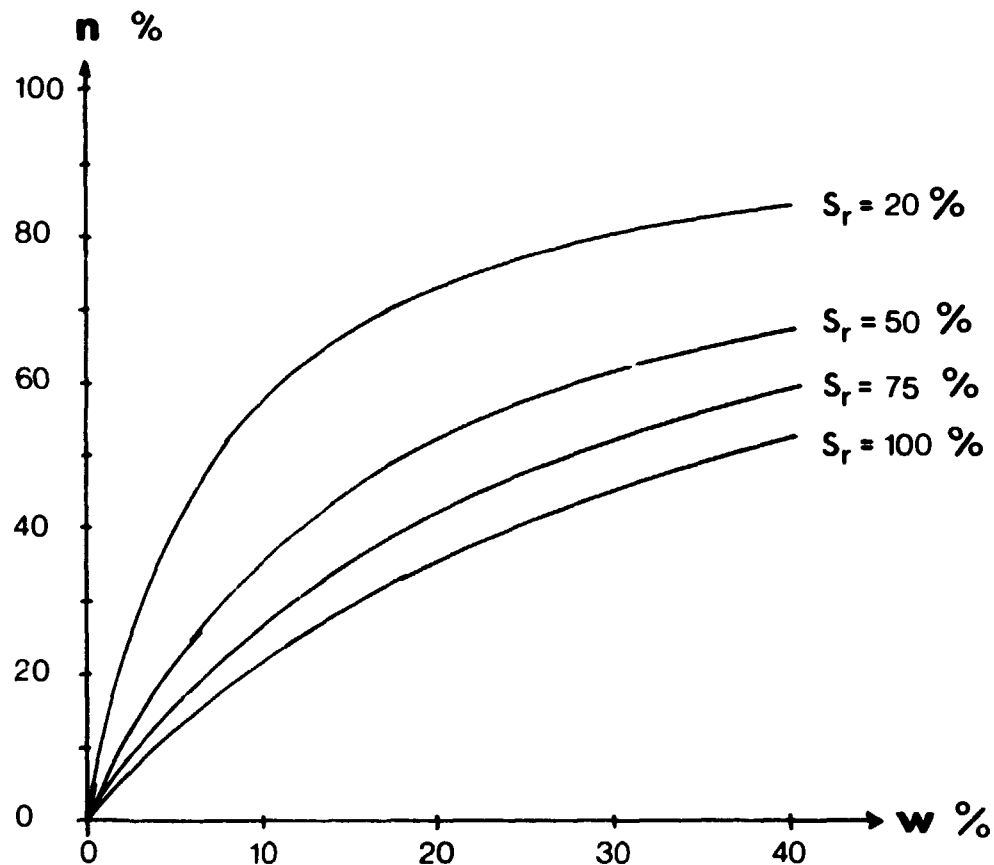


Fig 19. Samband mellan porositet, vattenkvot och vattenmättnadsgrad.

Vill man att porositeten efter packning ska vara högst 40% och vattenmättnadsgraden minst 75% kräver detta en vattenkvot av 18%. Blir porositeten lägre ökar givetvis vattenmättnadsgraden för samma vattenkvot.

Det är emellertid viktigt att observera att även om vattenkvoten och vattenmättningsgraden skulle falla inom de områden som leder till uttorkning nära den varma kapseln så kan  $\lambda$  aldrig sjunka under det värde som svarar mot mängden fast bundet vatten. Det innebär att om den ursprungliga vattenmättningsgraden är högre än ca 20% så kan  $\lambda$  för försöksmaterialiet inte sjunka under  $0.39 \pm 0.08 \text{ W/m, K}^{\circ}$ . Ett säkert lägsta  $\lambda$ -värde är därför  $0.3 \text{ W/m, K}^{\circ}$ . Detta värde har tidigare givits av Jacobsson & Pusch.

Samspelet mellan värme och fukt i ett icke vattenmättat system är komplicerat. Värmeledningsförsöken har utförts i en apparat med tät yttre begränsningsyta, vilket medför att totala vatteninnehållet i den provade massan inte ändras. Detta kan ha viss inverkan på försöken. Vid borrhålsdeponeringen utgörs yttre begränsningsytan av berget, som inte kan betraktas som helt tätt. Detta kan eventuellt orsaka något annorlunda fuktfördelning i buffertmassan. Det enda säkra sättet att få en riktig bild av temperaturerna och vatteninnehållet i buffertmassan då den omger den varma kapseln är, enligt min mening, att göra storförsök. Det är också viktigt att observera att laborieförsöken utförts på bentonit/pitesilt. I praktiken kommer kvartshalten att bli högre vilket ger något högre  $\lambda$ -värde.

#### Slutsatser

1. Värmeledningstalet hos jordmaterial kan beräknas med den refererade beräkningsmetoden.
2. Värmeledningstalet i bentonit/silt-blandning är oberoende av tiden vid låga (<15%) och höga vattenmättnadsgrader (74%).
3. Vid måttliga vattenmättnadsgrader finns ett tidsberoende hos  $\lambda$ . Detta orsakas av uttorkning vid varma sidan och uppfuktning vid kalla.
4. För att buffertsubstansen i tunnelalternativet ska få tillräcklig packningsgrad och tillräckligt högt värmeledningstal bör packningen ske vid en vattenkvot som ger en hög vattenmättnadsgrad (>75%) efter packningen. Då uppnås både ett högt  $\lambda$  och ett  $\lambda$  som blir oberoende av tiden.
5. Storförsök bör utföras för att säkert kunna avgöra vilka temperaturer som uppstår samt hur vattenfördelningen blir vid stationära förhållanden under deponeringen.

## LITTERATURREFERENSER

- O Krischer Die Leitfähigkeit des Erdbodens. Beihefts zum Gesundheits-Ingenieur. Reihe I. Heft 33. Munchen 1934.
- W O Smith Thermal Conductivity in Moist Soils. Soil Sci. Soc. Am. Proc. 4. 1939 s 32-40.
- W O Smith The Thermal Conductivity of Dry Soil. Soil Science 53. 1942 s 435-459.
- M S Kersten Thermal Properties of Soils. Univ. of Minnesota. Inst. of Technology. Bull. no. 28. June 1949.
- D A de Vries Het Warmtegeledingsvermogen van ground. Medd. Landbouwhogeschool. Wageningen. 52. 1952.
- E Saare och C G Wenner Värmeledningstal hos olika jordarter. Statens råd för byggnadsforskning. Handling nr 31 1957.
- Ø Johansen Värmeledningsevne av jordarter. Institutt for kjøleteknikk, Trondheim 1975.
- E H Ratcliffe The Thermal Conductivities of Ocean Sediments. J. Geophys. Res. 65. 1960 s 1535-1541.
- P W Kasameyer m fl Layers of High Thermal Conductivity in the North Atlantic. J. Geophys. Res. 77. (17). 1972 s 3162-3167.
- Z Hashin och S Shtrikman A Variational Approach to the Theory of the Effective Magnetic Permeability of Multiphase Materials. J. Appl. Phys. 33. (10). 1962 s 3125-3131.



- J H Sass m fl      Thermal Conductivity of Rocks from  
Measurements on Fragments. J. Geophys.  
Res. 76. (4). s 3391-3401.
- C G Gurr,  
F J Marshall och  
J S Hutton      Movement of Water in Soil Due to  
a Temperature Gradient. Soil Science,  
No 5. 1952.
- N Wakao och  
K Kato      Effective Thermal Conductivity of  
Packed Beds. Journal of Chemical  
Engineering of Japan. 1969 s 24-33.
- S Yagi och  
D Kunii      Studies on Effective Thermal Conduc-  
tivity in Packed Beds. A. J. Ch. E.  
Journal. 1957 s 373-381.
- K Horai      Thermal Conductivity of Rock-Forming  
Minerals. J. Geophys. Res. 76.  
1971 s 1278-1308.
- A Jacobsson och  
R Pusch      Deponering av högaktivt avfall i  
borrhål med buffertsubstans. KBS  
rapport 03.

Förteckning över tekniska rapporter

01. Källstyrkor i utbränt bränsle och högaktivt avfall från en PWR beräknade med ORIGEN  
Nils Kjellbert  
AB Atomenergi 77-04-05
02. PM angående värmeledningstal hos jordmaterial  
Sven Knutsson och Roland Pusch  
Högskolan i Luleå 77-04-15
03. Deponering av högaktivt avfall i borrhål med buffertsubstans  
A Jacobsson och R Pusch  
Högskolan i Luleå 77-05-27
04. Deponering av högaktivt avfall i tunnlar med buffertsubstans  
A Jacobsson, R Pusch  
Högskolan i Luleå 77-06-01
05. Orienterande temperaturberäkningar för slutförvaring i berg av radioaktivt avfall  
Roland Blomqvist  
AB Atomenergi 77-03-17
06. Groundwater movements around a repository, Phase 1, State of the art and detailed study plan  
Ulf Lindblom  
Hagconsult AB 77-02-28
07. Resteffekt för KBS del 1  
Litteraturgenomgång Del 2 Beräkningar  
K Ekberg, N Kjellbert, G Olsson  
AB Atomenergi 77-04-19

08. Utlakning av franskt, engelskt och kanadensiskt glas med högaktivt avfall  
Göran Blomqvist  
AB Atomenergi 77-05-20
09. Diffusion of soluble materials in a fluid filling a porous medium  
Hans Häggblom  
AB Atomenergi 77-03-24
10. Translation and development of the BNWL-Geosphere Model  
Bertil Grundfelt  
Kemakta Konsult AB 77-02-05
11. Utredning rörande titans lämplighet som korrosionshärdig kapsling för kärnbränsleavfall  
Sture Henriksson  
AB Atomenergi 77-04-18
12. Bedömning av egenskaper och funktion hos betong i samband med slutlig förvaring av kärnbränsleavfall i berg  
Sven G. Bergström  
Göran Fagerlund  
Lars Rombén  
Cement och Betonginstitutet 77-06-22
13. Utlakning av använt kärnbränsle (bestrålad uranoxid) vid direktdeponering  
Ragnar Gelin  
AB Atomenergi 77-06-08
14. Influence of cementation on the deformation properties of bentonite/quartz buffer substance  
R. Pusch  
Högskolan i Luleå 77-06-20

15. Orienterande temperaturberäkningar för  
slutförvaring i berg av radioaktivt avfall  
Rapport 2  
Roland Blomquist  
AB Atomenergi 77-05-17
16. Översikt av utländska riskanalyser samt  
planer och projekt rörande slutförvaring  
Åke Hultgren  
AB Atomenergi augusti 1977
17. The gravity field in Fennoscandia and  
postglacial crustal movements  
Arne Bjerhammar  
Stockholm augusti 1977
18. Rörelser och instabilitet i den svenska  
berggrunden  
Nils-Axel Mörner  
Stockholms universitet augusti 1977
19. Studier av neotektonisk aktivitet i mellersta  
och norra Sverige, flygbildsgenomgång och  
geofysisk tolkning av recenta förkastningar  
Robert Lagerbäck  
Herbert Henkel  
SGU september 1977
20. Tektonisk analys av södra Sverige  
Vättern - Norra Skåne  
Kennert Röshoff  
Erik Lagerlund  
Luleå och Lund september 1977
21. Earthquakes of Sweden 1891-1957  
1963-1972  
Ota Kulhånek  
Rutger Wahlström  
Uppsala universitet september

22. The influence of rock movement on the stress/strain situation in tunnels or bore holes with radioactive consisters embedded in a bentonite/quartz buffer mass.  
Roland Pusch  
Högskolan i Luleå 1977-08-22
23. Water uptake in a bentonite buffer mass.  
A model study.  
Roland Pusch  
Högskolan i Luleå 1977-08-22
24. Beräkning av utlakning av vissa fissionsprodukter och aktinider från en cylinder av franskt glas.  
Göran Blomqvist  
AB Atomenergi 1977-07-27
25. Blekinge kustgnejs, Geologi och hydrogeologi  
I Larsson KTH  
T Lundgren SGI  
Ulf Wiklander SGU  
Stockholm, augusti 1977
26. Bedömning av risken för fördröjt brott i titan.  
Kjell Pettersson  
AB Atomenergi 1977-08-25
27. Strålskärmsberäkningar för KBS.  
Behållare för deponering av BWL- resp  
PWR-bränsle  
Rune Håkansson  
Göran Olsson  
AB Atomenergi 1977-09-06

29. Deformationer i sprickigt berg

Ove Stephansson

Högskolan i Luleå 1977-09-28

30. Retardation of escaping nuclides from a  
final depository

Ivars Neretnieks

Kungliga Tekniska Högskolan Stockholm 1977-09-14

